



Modélisation et simulation de l'interaction du Vent Solaire avec Mercure et Mars

Emilie Richer

► To cite this version:

Emilie Richer. Modélisation et simulation de l'interaction du Vent Solaire avec Mercure et Mars. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT: . tel-00813218

HAL Id: tel-00813218

<https://theses.hal.science/tel-00813218>

Submitted on 15 Apr 2013

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 Pierre et Marie Curie – Paris VI

Ecole Doctorale de Physique – ED389
Physique de la Particule à la Matière Condensée

Doctorat de Physique

Spécialité : Physique des Plasmas – Plasmas Spatiaux

RICHER Emilie

Modélisation et Simulation de l'interaction du Vent Solaire avec Mercure et Mars

Thèse dirigée par :

M. CHANTEUR Gérard	Directeur de Thèse
M. MODOLO Ronan	Co-directeur de Thèse
M. LEBLANC François	Co-directeur de Thèse

Soutenue le 21-09-2012

Jury :

M. SICARDY Bruno	Président du jury
Mme. GALAND Marina	Rapporteur
M. FORME François	Rapporteur
M. LILENSTEN Jean	Examineur
M. DANDOURAS Iannis	Examineur
M. CHANTEUR Gérard	Directeur de Thèse
M. MODOLO Ronan	Co-directeur de Thèse
M. LEBLANC François	Co-directeur de Thèse

Résumé de thèse

L'objectif de ce travail est d'étudier les interactions du Vent Solaire (VS) avec Mercure et Mars par le biais de la simulation numérique. Dans le contexte des observations effectuées lors des seules missions ayant exploré l'environnement de Mercure, Mariner 10 et MESSENGER, et de la préparation de la mission Bepi Colombo, nous avons développé un modèle hybride tridimensionnel parallèle de l'interaction du VS avec la magnétosphère de Mercure. Nous avons également étudié la réflexion de particules incidentes sur un choc planétaire courbe, celui de Mars, grâce à un modèle de particules-tests combiné aux résultats de simulations hybrides.

Les observations, bien qu'indispensables à l'étude de l'interaction du VS avec un obstacle planétaire, ne sont pas suffisantes et la modélisation numérique est un outil nécessaire. Dans le second chapitre nous présentons les différents modèles de simulation utilisés pour analyser les interactions du VS avec Mercure et Mars. Nous décrivons en particulier la construction de notre modèle hybride de Mercure. Les résultats sur l'environnement Herméen, obtenus à l'aide de modèles antérieurs au notre sont décrits dans la première partie du Chapitre 3. Dans la suite de ce chapitre nous présentons nos résultats sur le champ intrinsèque et le plasma magnétosphérique de Mercure.

Dans le Chapitre 4, nous décrivons le modèle hybride et le programme de particules-tests que nous avons utilisés pour étudier la réflexion des protons du VS et des protons planétaires sur l'onde de choc Martienne. Nous montrons par la suite les résultats obtenus. Bien que cette analyse ait été menée sur l'onde de choc de Mars, elle peut être adaptée au cas de Mercure.

Modelling and simulation of the interaction of the Solar Wind with Mercury and Mars

Abstract

The purpose of this work is to study the interactions between the Solar Wind (SW) and Mercury and/or Mars by means of numerical simulations. In the context of previous observations made Mariner 10 and MESSENGER, and the preparation of the future mission Bepi Colombo, we developed a three-dimensional and parallel hybrid model of the interaction of the SW with Mercury's magnetosphere. We also investigated the reflection of incident particles on the Martian bow shock, using a test-particle program combined with hybrid simulation results.

Despite the fact that observations are necessary for studying the interaction of the SW with a planetary obstacle, they are not sufficient and numerical modelling represents an essential tool to complete observations analysis. In the second chapter we introduce the different simulation models used to study the interactions of the SW with Mercury and Mars. We describe in particular the building steps of our Mercury hybrid model. The results concerning the hermean environment, obtained with models which preceded ours, are described in the first part of the Chapter 3. In the following of this chapter, we present our results about the intrinsic magnetic field and the magnetospheric plasma of Mercury.

In the Chapter 4, we describe the hybrid model and the test-particle program we used to investigate the reflection of SW and planetary protons on the Martian bow shock. Then we exhibit the results. Although this study has been led on the Martian bow shock, it can be easily adapted on Mercury.

*Thèse réalisée au sein du Laboratoire de Physique des Plasmas LPP –
Ecole Polytechnique*

UMR7648

Ecole Polytechnique, Route de Saclay,
91128 PALAISEAU

A ma famille,

« Notre ignorance est infinie : entamons-la d'un millimètre cube ! »
Berthold Brecht, La Vie de Galilée.

Remerciements

Je voudrais remercier par ces quelques mots toutes les personnes qui m'ont soutenue, aidée et supportée durant mes trois années de thèse.

Je remercie tout d'abord Gérard Chanteur mon directeur de thèse ainsi que Ronan Modolo et François Leblanc, mes co-directeurs, pour la confiance qu'ils m'ont accordée en me permettant de travailler sur ce sujet de thèse. J'ai beaucoup appris en leur compagnie car ils sont tous les trois des chercheurs de grande qualité mais également des personnes exceptionnelles. Ce fut un plaisir pour moi d'être sous leur encadrement. Je les remercie également pour leur disponibilité, car ils se sont toujours efforcés de répondre à mes sollicitations, ainsi que pour tous les moyens matériels qu'ils ont mis à ma disposition pour que mon travail de modélisation soit fait dans les meilleures conditions.

Je remercie de même Eduard Dubinin avec qui j'ai eu l'honneur de travailler sur l'étude des particules réfléchies sur l'onde de choc de Mars ainsi que Sébastien Hess et Renaud Allieux qui ont contribué à l'amélioration du modèle hybride générique que j'ai adapté à l'environnement de Mercure et dont l'aide m'a été précieuse.

Je souhaiterais remercier Bruno Sicardy qui a accepté de présider le jury de thèse. Je remercie Marina Galant et François Forme pour les relectures minutieuses de mon manuscrit qu'ils ont effectuées en tant que rapporteurs. Leurs remarques et conseils, ainsi que ceux de Jean Lilensten, qui fut membre de mon jury de thèse, m'ont été bénéfiques. Outre leurs compétences en tant que membres du jury, j'ai été particulièrement marquée par la gentillesse de chacun à mon égard.

Je tiens à remercier les membres du LPP que j'ai eu la joie de côtoyer sur les sites de Saint-Maur et de l'Ecole Polytechnique. Me sentir bien dans le laboratoire que j'intégrais pour trois ans était très important à mes yeux et grâce à eux, cela a pu se faire sans aucune difficulté. J'ai toujours trouvé de bons conseils chez les chercheurs, ingénieurs, doctorants que j'ai eu la chance rencontrer au LPP. Bien que je ne les nomme pas car ils sont nombreux, mes pensées vont vers chacun d'eux. Je voudrais également saluer le courage et la patience de Christiane et Marilyne qui ont souvent dû me courir après pour toutes les démarches administratives que je tardais à effectuer.

Il me faut également remercier les quelques membres du LATMOS avec lesquels j'ai eu l'occasion d'échanger. Leur sympathie m'a beaucoup touchée.

Je voudrais enfin remercier ma famille et mes amis qui n'ont jamais cessé de croire en moi et de m'encourager même dans les moments les plus critiques. Je remercie mes parents et mon petit frère, mes oncles et tantes, mes cousins et cousines sans oublier mes amis qui représentent une seconde famille. Je me suis nourrie de leur force et de la confiance qu'ils m'ont manifestée. Je les remercie pour tout cela et leur dédie ma réussite.

Table des Matières

Introduction	7
Chapitre 1 : Interaction de Mercure avec le Vent Solaire : contexte du travail de thèse et état des connaissances de l'interaction.....	17
1.1. Exploration et observation de Mercure : Observations in situ de Mariner 10 et MESSENGER et observations depuis le sol	20
1.1.1. La magnétosphère de Mercure	23
1.1.2. Surface de Mercure	29
1.1.3. Environnement neutre de Mercure : exosphère.....	31
1.1.4. Environnement plasma de Mercure : Vent Solaire et ions magnétosphériques.....	38
1.2. La mission Bepi Colombo ; apport attendu après la mission MESSENGER	42
Chapitre 2 : Les modèles de simulation	47
2.1. Modèles physiques	48
2.1.1. Les modèles MHD	49
2.1.2. Les modèles particules-tests et Monte Carlo.....	51
2.1.3. Les modèles hybrides	52
2.1.4. Les modèles analytiques.....	57
2.2. Le Modèle numérique	59
2.2.1. Discrétisation spatiale et temporelle	59
2.2.2. Schéma d'intégration : Schéma de Matthews	60
2.2.3. La photoionisation dans le code numérique	63
2.2.4. Initialisation et conditions aux limites	64
2.3. Principe de la parallélisation du modèle	66
2.3.1. La décomposition de domaine.....	67
2.3.2. Communications individuelles et collectives	70
2.3.3. Gestion des particules.....	70
2.3.4. Gestion des interfaces.....	70
2.4. Validation du modèle parallèle	71
2.5. Performances du modèle parallèle	74
Chapitre 3 : Applications du modèle à l'étude de l'interaction Vent Solaire/Mercure : confrontation avec les observations et les autres résultats de simulation.....	79
3.1. Modélisation de l'interaction de Mercure et du Vent Solaire : travaux antérieurs	80
3.1.1. Influence de l'IMF	80
3.1.2. Influence de la pression du VS.....	87
3.1.3. Influence de la conductivité de la surface de la planète	89
3.1.4. Le champ magnétique intrinsèque.....	91
3.2. Etude du champ magnétique intrinsèque de Mercure	93

3.3. L'exosphère et le plasma magnétosphérique de Mercure	105
3.3.1. Simulations antérieures	105
3.3.2. Nos simulations	108
Chapitre 4 : Réflexion de particules chargées sur l'onde de choc d'un petit obstacle : cas du préchoc ionique de Mars	115
4.1. Généralités sur la réflexion de particules chargées sur un choc planétaire	117
4.1.1. Les chocs planétaires.....	117
4.1.2. Réflexion des protons du VS sur le choc terrestre	118
4.1.3. Réflexion d'ions incidents sur l'onde de choc d'un petit obstacle : Mars	121
4.2. Description de l'approche adoptée	123
4.2.1. Modèle hybride Martien.....	123
4.2.2. Programme de particules-tests	125
4.3. Résultats	131
4.3.1. Les protons du VS : propriétés du préchoc Martien.....	131
4.3.2. Les protons planétaires.....	138
Conclusions et perspectives	143
Annexe A.....	147
Annexe B : Glossaire.....	149
Bibliographie	151

Introduction

L'histoire de l'étude des planètes a débuté, pour de nombreuses civilisations, pendant l'antiquité. Des écrits datant des civilisations mésopotamienne, chinoise, indienne, font référence à des astres se distinguant des étoiles par leurs mouvements « désordonnés ». Le mot planète qui les désigne, vient du Grec *planos*, signifiant « errant ». Mercure fut identifiée, par la civilisation mésopotamienne, 1000 ans avant JC, comme étant un astre qui se lève et se couche à l'est ou à l'ouest selon la période. Les premières civilisations grecques ont également observé cette particularité de Mercure. Elles ont associé la planète à deux astres distincts, l'un étant observé le matin et l'autre le soir, avant de comprendre que c'était en fait le même. Les grecs et les romains nommèrent cette planète Hermès et Mercure respectivement, en référence au dieu Hermès, messager des dieux de la mythologie grecque. Les mayas désignèrent également Mercure par le messager des dieux de leur mythologie, Xibalba. Les écrits les plus anciens, faisant référence à Mars, proviennent de Mésopotamie et de Chine et sont vieux de 4000 ans. La couleur rouge de Mars attira l'attention des civilisations anciennes. Le nom du dieu gréco-romain de la guerre lui fut attribué et les égyptiens lui donnèrent le nom d'Horus Rouge. Les écrits mayas, en particulier le célèbre Codex de Dresde, montrent que cette civilisation avait des connaissances avancées concernant le mouvement des planètes. Ils décrivent de manière stupéfiante les trajectoires de Mercure et de Mars.

L'apparition de la lunette astronomique, à la fin du 16^e siècle, a permis aux astronomes de faire des progrès considérables dans l'exploration des planètes. Mercure étant proche du Soleil, l'observation de sa surface a présenté de nombreuses difficultés et a rapporté peu de résultats probants. En revanche, les phases de Mercure ont pu être déterminées, au début du 17^e siècle et des spéculations sur son relief ont été formulées au début du 18^e siècle. Les caractéristiques orbitales de Mercure ont également été déterminées, par Schiaparelli, à partir d'observations effectuées entre 1881 et 1888. Il déduit de ces observations que Mercure effectue une rotation sur elle-même ainsi qu'une orbite autour du Soleil en 88 jours terrestres. Les valeurs des périodes de rotation et de révolution de Mercure données par Schiaparelli, n'ont été révisées qu'en 1965, quand la période de rotation fut évaluée à ~59 jours terrestres, à partir de mesures Radar-Doppler. Ces mesures révèlent que la planète effectue trois rotations durant deux orbites, on parle alors de résonance 3:2. L'un des points particuliers de l'orbite de Mercure est la dérive de son axe de précession, ce phénomène a été expliqué par la théorie de la relativité générale avancée par Einstein en 1915. Contrairement au cas de Mercure, la lunette astronomique a rendu possible l'observation des détails de la surface Mars et également des phénomènes relevant de l'interaction de la surface avec une atmosphère. Schiaparelli a effectué une cartographie de la surface de Mars, qui l'a d'ailleurs rendu célèbre, au début du 19^e siècle. De plus, l'observation des calottes polaires par Cassini en 1666 et la découverte de leurs variations saisonnières par Herschel en 1783 ont suggéré l'existence d'eau sur Mars, suivant un cycle comparable à celui qu'il y a sur Terre.

Un autre tournant dans l'histoire de l'étude du Système Solaire fut l'exploration *in situ*. L'exploration *in situ* de Mars compte depuis ses débuts, durant les années 60, de nombreuses missions. On compte parmi elles la mission Mariner 4, qui fut la première, et les missions Phobos 2 (1988), Mars Global Surveyor (1997), Mars Express (2003) et la mission MAVEN dont l'arrivée à Mars est prévu pour 2014. L'exploration de Mercure débuta en 1968, avec le

démarrage de la mission Mariner 10. La sonde Mariner 10 effectua son premier survol de Mercure en 1974, la mission MESSENGER suivit, en 2008. Le lancement de la prochaine mission vers Mercure, Bepi Colombo, est prévu pour 2015 et son arrivée à Mercure, pour 2022.

Mercure est considérée comme un des témoins clefs de la formation de notre système solaire de part l'ancienneté de sa surface et sa proximité du soleil. Les observations, même les plus primitives, de cette planète ont contribué aux connaissances actuelles.

Mercure est la planète du Système Solaire la plus proche du Soleil. Sa distance moyenne au Soleil est égale à 0.387UA (Unité Astronomique, $1\text{UA}=1.5\times 10^{11}\text{m}$) mais son orbite étant très elliptique, la planète se situe entre 0.30UA et 0.47UA du Soleil. A ces distances, le plasma constamment éjecté par la couronne Solaire, appelé Vent Solaire (VS), est plus dense et l'intensité du champ magnétique interplanétaire, appelé IMF (Interplanetary Magnetic Field), est plus importante qu'au niveau de l'orbite de la Terre. Le rayonnement solaire est également plus intense et la surface de la planète présente un fort gradient de température entre le côté jour (jusqu'à 700K) et le côté nuit (~100K). Cette planète présente un moyen d'étudier l'interaction Soleil/planète dans les conditions rencontrées à des distances aussi proches du Soleil.

Mercure est également la planète la plus petite du système Solaire, son rayon (2439km) est égal au tiers de celui de la Terre (6371km) et est plus petite que les lunes Titan (2575 km) et Ganymède (2634 km) de Saturne et Jupiter. Malgré sa petite taille et grâce à une forte densité, elle génère un champ magnétique global alors que ce n'est pas le cas de Venus et de Mars. Le champ magnétique interne de Mercure est faible comparé à celui de la Terre mais il fait néanmoins obstacle au VS et de cette interaction résulte la formation d'une petite magnétosphère, bouclier magnétique empêchant le VS de s'approcher de la planète, et d'une onde de choc en amont. L'existence de cette magnétosphère intrinsèque et sa grande variabilité font partie des grandes énigmes que nous pose cette planète.

Mercure est dépourvue d'atmosphère dense comme celles de Vénus et de la Terre, mais elle a, comme la Lune, une atmosphère très ténue au sein de laquelle les collisions entre les particules sont négligeables, appelée exosphère, dont la frontière interne, appelée exobase, coïncide avec la surface. La composition de l'exosphère est donc contrainte par les interactions avec la surface et la magnétosphère (MS) de la planète ainsi qu'avec le rayonnement solaire. La présence de certains éléments dans cette atmosphère, la relation entre sa composition, sa structure et sa variabilité et celle de la surface posent de nombreuses interrogations sur l'érosion actuelle et passée de Mercure.

Les caractéristiques de Mercure font que l'interaction de cette planète avec le VS est particulière et d'un grand intérêt pour l'étude des plasmas spatiaux.

Les similitudes entre Mars et la Terre portent à croire que dans le passé, les conditions à la surface de Mars et de la Terre devaient être très proches, avec notamment des océans d'eau liquide. Cette planète suscite depuis des années un grand intérêt et elle est la planète la plus explorée du Système Solaire, après la Terre bien entendu.

Mars est la 4^e planète du Système Solaire, par ordre de distance croissante au Soleil et sa distance moyenne au Soleil est égale à ~1.5UA. La densité du plasma du VS et les intensités de l'IMF et du rayonnement Solaire sont inférieures au niveau de Mars qu'au niveau de la Terre, mais restent du même ordre de grandeur.

Mars et Mercure ont en commun leur petite taille comparée à celle de la Terre (le rayon martien est égal à 3395km, ce qui représente la moitié du rayon terrestre). Tout comme la Terre, Mars est pourvue d'une atmosphère mais celle-ci n'est pas protégée par champ magnétique intrinsèque global. Dans l'interaction VS/Mars, c'est la partie de l'atmosphère

ionisée par le rayonnement solaire, appelée ionosphère, qui forme une couche conductrice et fait obstacle au VS. Ainsi, une onde de choc est formée par la rencontre du plasma du VS et de l'ionosphère de Mars. Mars et de Mercure ont des chocs de tailles comparables, petites par rapport à celle de l'onde de choc Terrestre. Ceci induit une courbure importante pour les chocs de Mercure et de Mars ainsi que la création d'ions d'origine planétaire, issus de l'ionisation de leurs exosphères, en amont du choc.

Les ions incidents tels que les ions du VS ou les ions planétaires, peuvent être réfléchis par une onde de choc planétaire. Ce phénomène, observé notamment sur les chocs terrestre et martien, est un mécanisme très efficace de dissipation de l'énergie sur les chocs du type de ceux de Mars et de Mercure notamment.

L'observation de Mercure depuis la Terre n'est pas aisée à cause de sa proximité du Soleil. De plus, les missions d'exploration *in situ* sont peu nombreuses, dans le cas de Mercure et, quelle que soit la planète, leurs champs d'observation sont fortement limités dans l'espace et le temps. La simulation numérique offre une opportunité de mener des investigations sur l'environnement des planètes, c'est un outil complémentaire aux observations. Le développement d'un modèle de simulation, tridimensionnel, dédié à l'étude de l'interaction du VS avec le champ magnétique de Mercure, fut l'objectif principal de mon travail de thèse. Mon travail de thèse a également consisté à étudier les propriétés des protons du VS et des protons d'origine planétaire réfléchis sur l'onde de choc de Mars grâce à la simulation numérique. Cette étude a été menée à l'aide du modèle de Mars, alors que j'effectuais la mise au point du modèle de simulation de l'environnement de Mercure. Elle constitue la première étude tridimensionnelle du phénomène de réflexion de particules incidentes sur un choc planétaire courbe et sera aisément adaptable au cas de Mercure.

Les travaux que j'ai entrepris sur l'étude des interactions du VS avec les environnements Herméen et Martien, à l'aide de la modélisation numérique, ainsi que leurs contextes sont décrits dans ce mémoire.

Le premier chapitre introduit mon travail sur Mercure et son environnement en faisant l'état des connaissances acquises durant ces 40 dernières années, par les missions Mariner 10 et MESSENGER et les observations effectuées depuis la Terre.

Dans le second chapitre, je présente les différents modèles physiques qui ont permis d'étudier les interactions du VS avec les planètes Mercure et Mars. Je détaille en particulier la description du formalisme hybride, des modèles, physique et numérique, correspondants et de la parallélisation du modèle de Mercure.

Les résultats de simulations effectuées avec le modèle que nous avons développé sont présentés dans le Chapitre 3 et confrontés aux résultats de simulations antérieures sur l'environnement de Mercure ainsi qu'à ceux des observations. J'ai mené une première étude sur la source du champ magnétique intrinsèque de Mercure en comparant deux modèles de champ intrinsèque. J'ai par la suite effectué une analyse du plasma magnétosphérique de Mercure, plus particulièrement des ions H^+ et des ions Na^+ .

Le Chapitre 4 décrit mes investigations effectuées sur les ions réfléchis sur l'onde de choc de Mars. Je présente l'approche adoptée qui consiste en la combinaison des résultats du modèle hybride martien et d'un programme de particules-tests. Ce dernier permet de décrire l'évolution des protons dans l'environnement de Mars simulé par le modèle hybride et ainsi de sélectionner ceux d'entre eux qui seront réfléchis. Les résultats, mettant en évidence les propriétés des protons réfléchis par le choc martien, sont ensuite présentés.

Chapitre 1 : Interaction de Mercure avec le Vent Solaire : contexte du travail de thèse et état des connaissances de l'interaction

Le VS est un flot de plasma relativement froid ($15 \times 10^4 \text{K}$ pour les protons) constamment éjecté de la couronne solaire, qui se propage dans le milieu interplanétaire. Il est composé principalement de protons (H^+), d'électrons (e^-) et de particules alpha (He^{++}). Ce flot de matière ionisée peu dense voit sa densité diminuer avec la distance au Soleil, de quelques dizaines de particules par cm^3 , au niveau de l'orbite de Mercure à quelques dixièmes de particules par cm^3 , au niveau de l'orbite de Pluton. L'intensité du champ magnétique interplanétaire porté par le VS, diminue également avec la distance au Soleil. Avec des vitesses d'écoulement comprises entre 400km/s et 800km/s , le VS est supersonique et super-Alfvénique. Lorsque le VS rencontre un obstacle tel qu'une planète, une comète ou un astéroïde, dans le milieu interplanétaire, son écoulement est modifié selon les caractéristiques de l'obstacle.

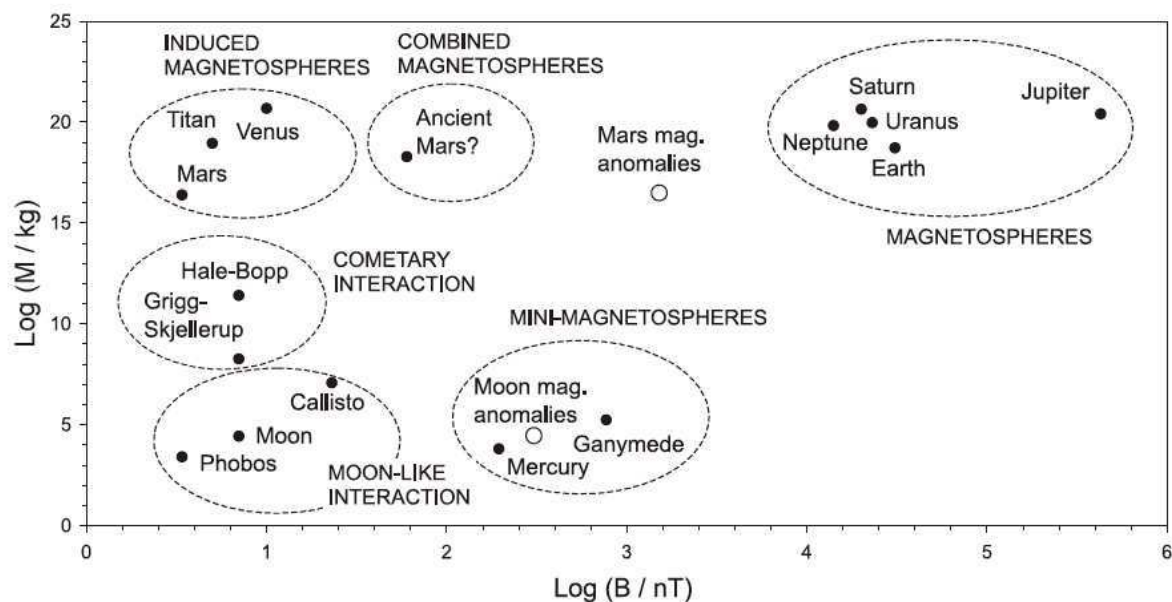


Figure 1 : Classes d'interactions du VS avec les objets du Système Solaire différenciées par la masse totale de gaz neutre et l'intensité du champ magnétique ambiant de l'objet. Les interactions concernant l'obstacle dans sa globalité sont représentées par les points et les interactions aux petites échelles de l'obstacle sont représentées par les cercles. D'après Barabash, 2012.

Il est possible de classer les interactions en plusieurs catégories que l'on distingue par la présence d'une atmosphère ou d'un champ magnétique intrinsèque, par exemple. La Figure 1 montre la répartition des objets du Système Solaire en différentes classes d'interactions avec le VS, en fonction de leur masse totale de gaz neutre et de l'intensité de leur champ magnétique, selon Barabash (2012).

Classe 1 – Pas d'atmosphère ni de champ intrinsèque

Ce type d'interaction concerne les obstacles comme la Lune, dépourvus de champ magnétique intrinsèque et d'atmosphère. A la rencontre d'un tel obstacle, le VS est faiblement perturbé jusqu'à ce qu'il vienne frapper la surface de l'obstacle, ses particules sont alors absorbées. Les lignes de champ de l'IMF traversent l'objet s'il est constitué de matériaux peu conducteurs, comme c'est souvent le cas dans le Système Solaire. Il n'y a pas formation d'une onde de choc dans ce type d'interaction mais le sillage de la planète présente des phénomènes assez complexes comme des régions de séparation de charge (Bale et al., 1997).

C'est également le cas à des échelles moindres pour les petits corps inertes tels que les astéroïdes.

Classe 2- Une atmosphère et un champ intrinsèque : Interaction magnétosphérique

Dans le cas d'un objet fortement magnétisé tel que la Terre ou les planètes géantes, l'interaction avec le VS est totalement différente. Le champ magnétique intrinsèque crée une magnétosphère agissant comme un bouclier magnétique qui fait obstacle à la pénétration du VS et l'empêche d'approcher la planète. On observe également la formation d'une onde de choc en amont de la magnétosphère, transition au niveau de laquelle l'énergie cinétique provenant du mouvement d'ensemble du plasma incident est transformée en énergie thermique. Par conséquent, l'onde de choc chauffe, dévie et ralentit le plasma incident jusqu'à des vitesses subsoniques. La frontière extérieure de la magnétosphère, la magnétopause (MP), n'est pas complètement imperméable à la pénétration du VS et l'injection d'une partie des particules est possible sous certaines conditions, au niveau des cornets polaires.

Classe 3 – Une atmosphère mais pas de champ intrinsèque : Interaction atmosphérique

Les planètes Venus et Mars, ainsi que le satellite de Saturne, Titan, n'ont pas de champ magnétique global, mais ont une atmosphère et une ionosphère, formée par l'ionisation partielle de l'atmosphère par le rayonnement solaire EUV. Cette ionosphère fait obstacle au VS et les lignes de champ de l'IMF s'empilent sur le front de l'obstacle on observe donc la formation d'une frontière appelée « barrière d'empilement », les lignes de champ se drapent ensuite autour de celle-ci. Ainsi, ces obstacles développent une magnétosphère induite dont la rencontre avec le VS supersonique et super-Alfvénique va former une onde de choc.

Il faut noter que dans ce cas, l'extension de l'ionosphère (donc celle de l'atmosphère) détermine les dimensions de la zone d'interaction, la gravité de l'objet est donc un facteur important.

Il faut noter que l'interaction avec les corps cométaires peut appartenir aux classes 1 ou 3 dépendant de l'activité et du dégazage du noyau. Lorsque la comète est inerte, son interaction s'apparente à celle ayant lieu au voisinage des astéroïdes. Lorsque la comète s'approche du Soleil, le noyau dégaze et forme une enveloppe neutre qui peut s'étendre sur plusieurs millions de kilomètres. Cette enveloppe est partiellement ionisée et forme également une magnétosphère induite ayant des propriétés similaires aux environnements de Mars, Vénus et Titan mais à beaucoup plus grande échelle.

Classe 4 – Pas d’atmosphère mais un champ magnétique intrinsèque

Le cas de Mercure est très particulier, c’est une planète possédant un champ magnétique intrinsèque mais qui reste faible par rapport à celui de la Terre, elle est de plus dépourvue d’atmosphère mais a une exosphère produite par l’éjection de matériaux de la surface. L’interaction de Mercure avec le VS ne représente donc aucune des situations que nous avons évoquées, mais un intermédiaire entre le cas de la lune, comportant une exosphère mais pas de champ magnétique global et celui de la Terre, planète fortement magnétisée.

Les observations *in situ* de Mariner 10 et de MESSENGER, ainsi que les observations depuis la Terre, dont Mercure fait l’objet depuis une quarantaine d’année, nous révèlent certaines des propriétés de l’interaction du VS avec la planète. La mission Bepi Colombo, actuellement en préparation, apportera des informations supplémentaires sur Mercure.

Dans la section 1.1, nous présentons brièvement les missions Mariner 10 et MESSENGER, leur déroulement et leurs objectifs principaux. Nous décrivons également les observations du champ magnétique intrinsèque, de la magnétosphère, de la surface, de l’exosphère et de l’environnement plasma de Mercure, effectuées lors des missions d’exploration et depuis la Terre.

Dans la section 1.2 nous présentons les objectifs de la mission Bepi Colombo et nous décrivons brièvement son instrumentation.

1.1. Exploration et observation de Mercure : Observations in situ de Mariner 10 et MESSENGER et observations depuis le sol

La mission Mariner 10 a été la première mission spatiale dédiée à l'exploration de Mercure et de son environnement (Giberson and Cunningham, 1975). Initialement Mariner 10 devait faire un survol de Vénus, un survol de Mercure et étudier le vent solaire de l'héliosphère interne (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/nmc/spacecraftDisplay.do?id=1973-085A>). L'astronome italien Giuseppe Colombo, dit Bepi, remarqua que la sonde pouvait faire plusieurs survols de Mercure jusqu'à épuisement de son carburant : elle en fit trois. C'est également la première mission à avoir eu recours à la navigation gravitationnellement assistée, elle utilisa l'attraction gravitationnelle de Vénus pour modifier sa trajectoire et atteindre Mercure en minimisant la quantité de carburant nécessaire. La Figure 2 représente la trajectoire de Mariner 10 depuis la Terre jusqu'à Mercure. L'environnement de Vénus a lui aussi été observé lors du passage de la sonde à proximité de la planète.

L'observation de Mercure depuis la Terre est difficile à cause de sa proximité du Soleil, un des objectifs de la mission Mariner 10 était de découvrir et caractériser l'atmosphère, la surface, la structure interne et l'environnement de Mercure. Pour cela, trois groupes d'instruments ont été sélectionnés pour cette mission :

- o Un spectromètre Ultra Violet et une instrumentation de détection d'ondes Radio afin de détecter l'atmosphère de Mercure (Broadfoot et al., 1976).
- o Des caméras à haute résolution afin d'observer la surface ainsi qu'un instrument de mesure des ondes Infra Rouge pour analyser la température de la surface (Murray et al., 1974).
- o Des instruments de mesure des particules chargées et du champ magnétique afin d'étudier la structure du champ magnétique au voisinage de la planète (Ness et al., 1974).

Mariner 10 a effectué, entre 1974 et 1975, trois survols de la planète. Durant les premier et troisième survols, elle est passée du côté nuit de Mercure, à quelques centaines de kilomètres de la surface de la planète, et a traversé la magnétosphère. Les trajectoires de Mariner 10 lors de ces deux survols sont représentées sur la Figure 3 et la Figure 4. Les observations du premier survol de Mariner 10 ont apporté les premières photographies de la surface de Mercure dans l'hémisphère nord (Murray et al., 1974) ainsi que la découverte surprenante, en raison de la petite taille de la planète et de sa ressemblance avec la Lune, d'un champ magnétique intrinsèque et d'une petite magnétosphère (Ness et al., 1974 ; 1975 ; Ogilvie 1977). Lors du second survol, Mariner 10 est passé du côté jour de la planète, à une très grande distance de la surface, le point le plus proche de sa trajectoire, noté CA (Closest Approach) était à une distance d'environ 48000km de la surface de la planète. De nombreuses photographies de la surface ont été prises durant ce survol afin d'assurer la plus large couverture de la surface possible. C'est durant le troisième survol que Mariner 10 a approché la planète à l'altitude la plus basse, 327km, ce qui a permis de confirmer et d'affiner les observations du champ magnétique de Mercure du premier survol. Ces trois survols ont également offert la première détection de l'exosphère de Mercure (Broadfoot et al., 1975).

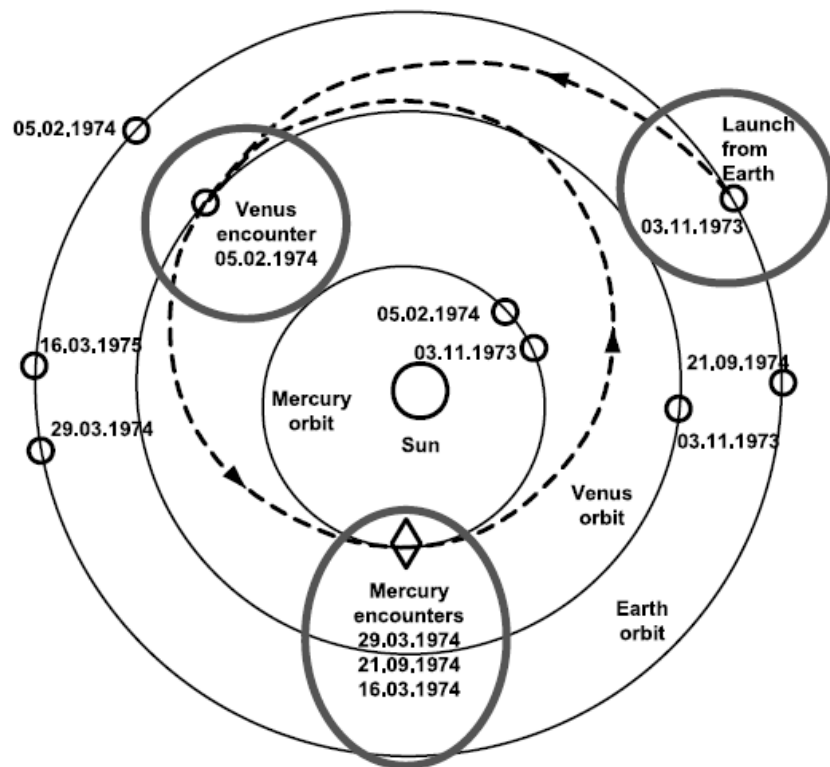


Figure 2 : Projection de la trajectoire de Mariner 10 et des orbites de la Terre, de Vénus et de Mercure, dans le plan de l'écliptique. Les rencontres avec Vénus et Mercure sont également indiquées. Balogh et al., 2007.

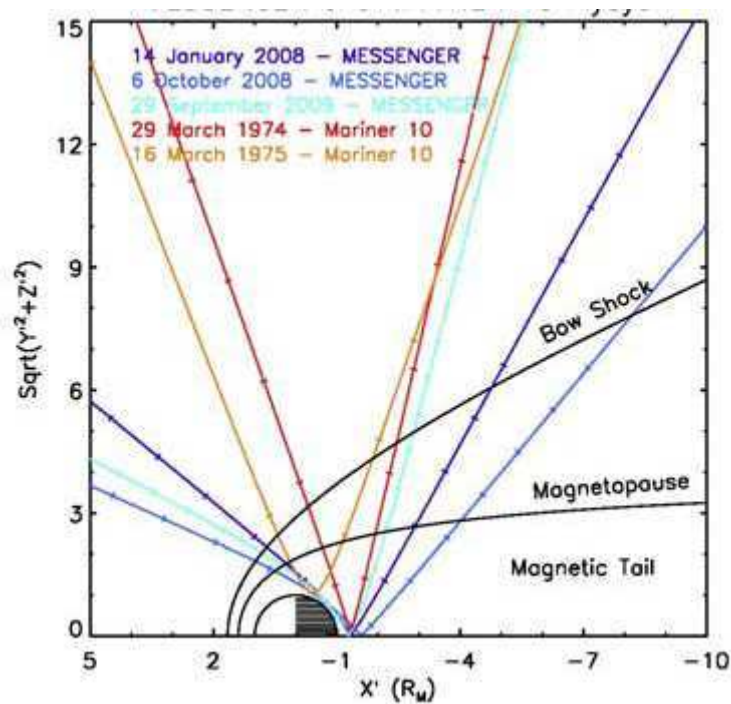


Figure 3 : Représentation des trajectoires des premier et troisième survols de Mariner 10 et des trois survols de MESSENGER, dans le plan XR où $R = \sqrt{Y^2 + Z^2}$. Slavin et al., 2009.

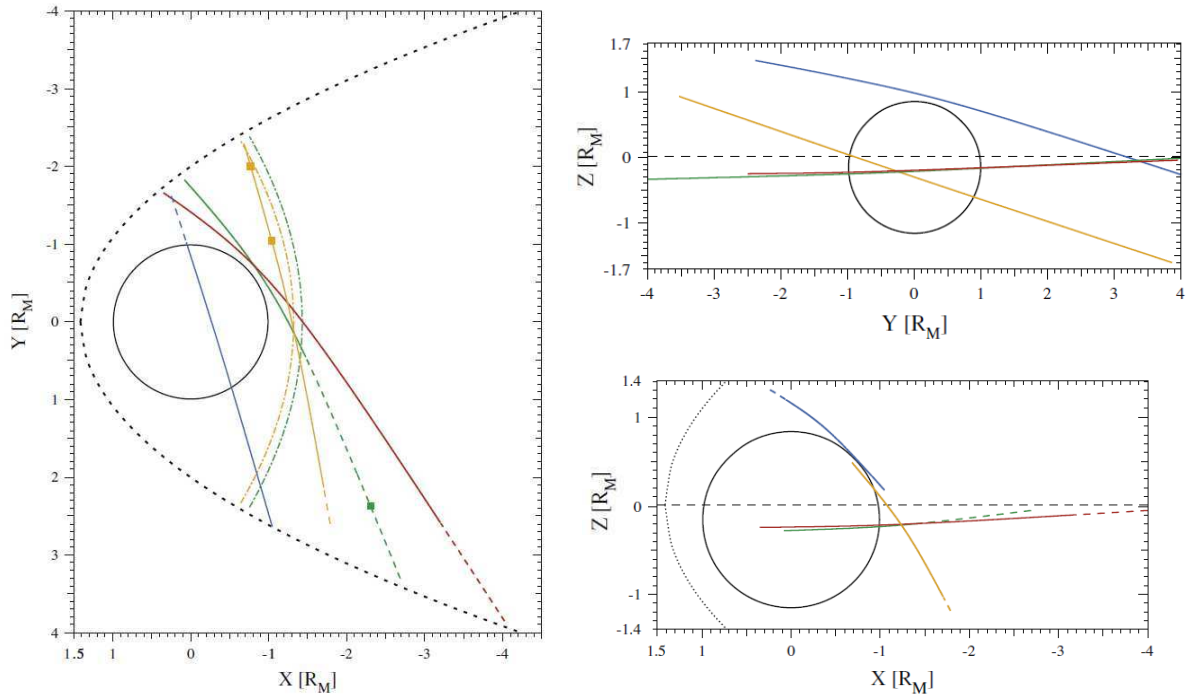


Figure 4 : Projections des premier et troisième survols de Mariner 10 (M10I et M10III) et des deux premiers survols de MESSENGER (M1 et M2), dans les plans XY, YZ et XZ, à l'intérieur de la magnétosphère. M10I : courbe jaune, M10III : courbe bleue, M1 : courbe verte, M2 : courbe rouge. Alexeev et al., 2010.

La mission MESSENGER (MERcury Surface, Space ENVironment, GEOchemistry, and Ranging) a été lancée en 2004, 30 ans après la mission Mariner 10. Les objectifs de MESSENGER étaient principalement d'approfondir les connaissances sur Mercure son environnement suite aux découvertes importantes de Mariner 10, sur le champ magnétique intrinsèque et l'exosphère de Mercure notamment. Ces objectifs peuvent être résumés ainsi :

- o Compréhension de la structure interne de Mercure, de la source de son champ magnétique et de l'histoire géologique de la planète.
- o Etude de l'exosphère de Mercure, de sa composition et des processus qui la maintiennent.
- o Etude de la magnétosphère de Mercure.

Le mission MESSENGER est pourvue d'une instrumentation significativement plus performante que celle qui était embarquée sur Mariner10 et les mesures effectuées ont apporté des informations importantes sur Mercure et son environnement, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre. Le lecteur est renvoyé aux articles de Gold et al. (2001) et Balogh et al. (2007) pour obtenir une description des instruments à bord de MESSENGER.

La sonde MESSENGER a effectué trois survols équatoriaux de Mercure entre 2008 et 2009. Les trajectoires des survols de MESSENGER sont représentées sur la Figure 3 et la Figure 4. La sonde est actuellement en orbite autour de Mercure et ceci depuis mars 2011. La Figure 5 montre l'orbite de MESSENGER autour de Mercure. La sonde décrit une orbite très elliptique ayant un périastre situé à 200km d'altitude, non loin du pôle nord géographique et un apoastre à 15193km d'altitude atteint dans l'hémisphère sud.

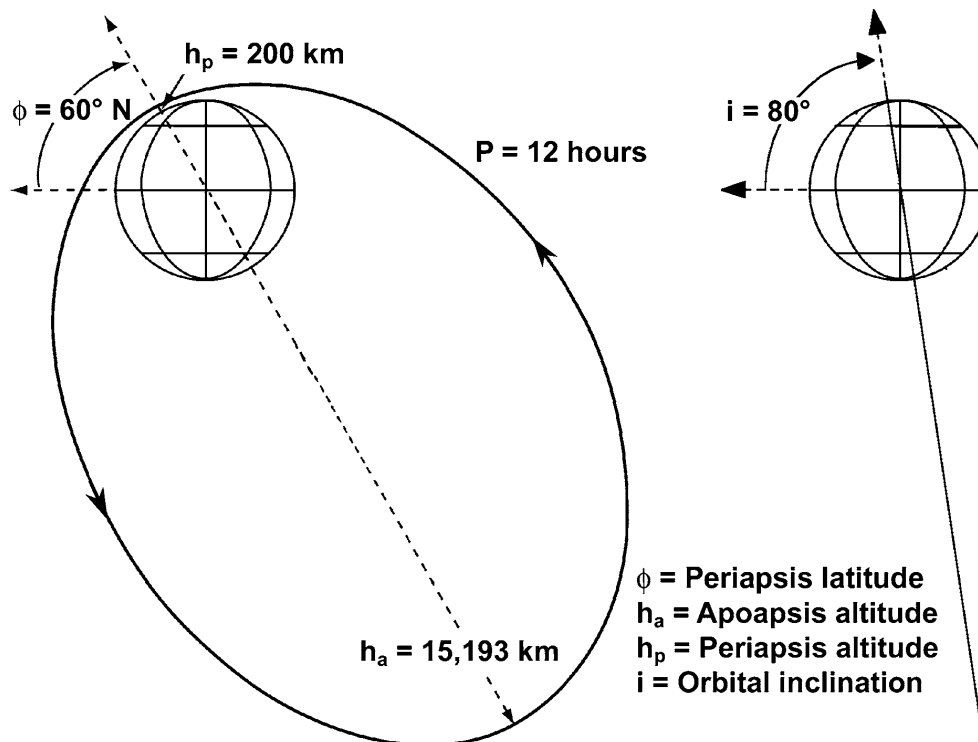


Figure 5 : Représentation de l'orbite de MESSENGER. Balogh et al., 2007.

Notons que la géométrie des survols et de l'orbite a permis à MESSENGER d'observer la zone de la surface non couverte par Mariner 10 et de mieux comprendre la structure du champ magnétique interne de Mercure.

Dans cette section, les observations de l'environnement herméen, effectuées *in situ* par Mariner 10 et MESSENGER et depuis la Terre sont présentées. Nous décrivons l'état actuel des connaissances sur l'interaction du VS avec Mercure apportées par les missions d'exploration *in situ* et les observations au sol.

1.1.1. La magnétosphère de Mercure

La découverte la plus surprenante de Mariner 10 fut celle du champ magnétique intrinsèque de Mercure grâce aux mesures effectuées au voisinage de la planète, durant les premier et troisième survols, par le magnétomètre embarqué sur la sonde (Ness et al., 1974 ; 1975 ; 1976). Bien que le champ intrinsèque soit faible il crée une petite magnétosphère par son interaction avec le VS.

Dans cette section, nous proposons un historique des observations, du champ magnétique interne et de la magnétosphère de Mercure, effectuées par Mariner 10 et MESSENGER.

Le champ magnétique intrinsèque de Mercure

La Figure 6 montre les observations du champ magnétique effectuées durant les premier et troisième survols. Comme on peut le voir sur les profils du champ magnétique de la Figure 6, ces observations ont permis d'une part, de détecter l'onde de choc et la magnétopause de Mercure mettant en évidence l'existence du champ magnétique intrinsèque. D'autre part, elles ont permis de suggérer une source principalement dipolaire pour le champ intrinsèque et d'en évaluer le moment.

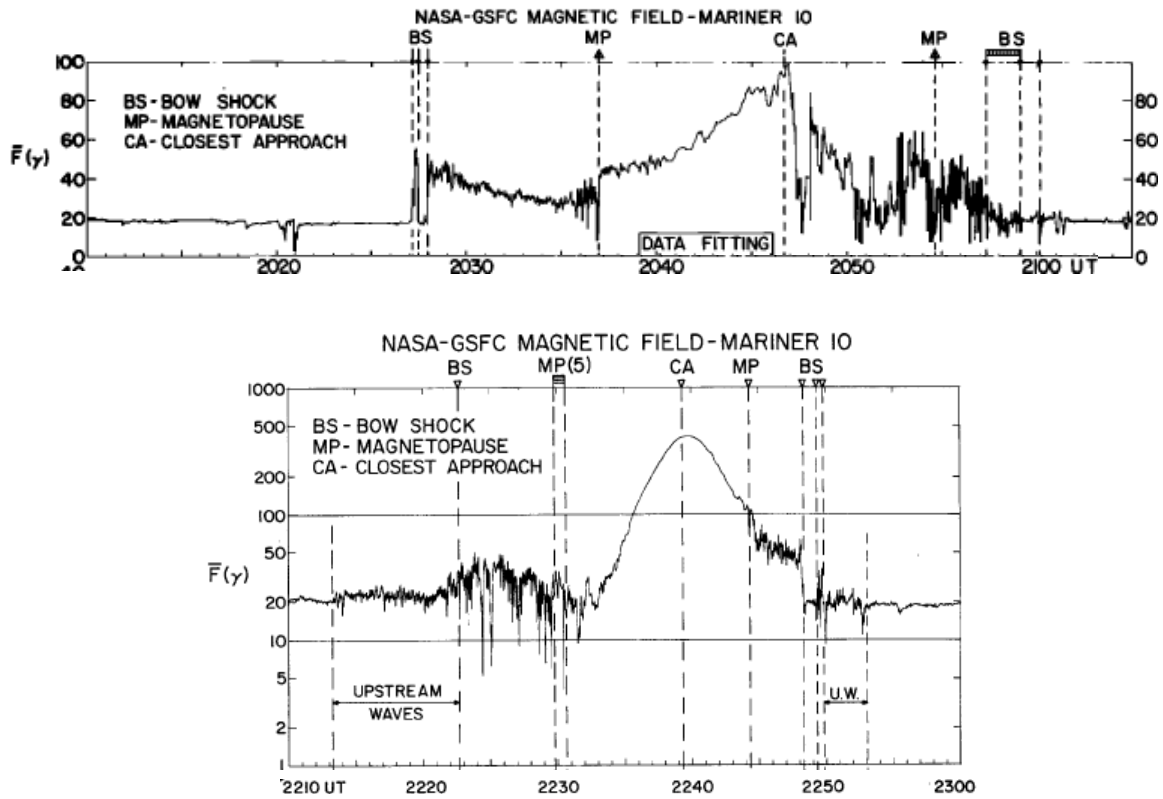


Figure 6 : Profils du module du champ magnétique observé durant le premier survol (haut) et le troisième survol (bas) de Mariner 10. Les traversées de l'onde de choc, de la magnétopause et de la distance sonde/planète la plus petite sont respectivement désignées par BS (Bow Shock), MP et CA (Closest Approach). Ness et al., 1975 ; 1976.

En effectuant un développement en harmoniques sphériques des observations du champ magnétique de Mariner 10, Ness et al. (1975 ; 1976) ont obtenu une décomposition multipolaire du champ observé jusqu'au deuxième ordre. Il a été déduit de cette analyse que la source du champ magnétique intrinsèque de Mercure était un dipôle centré dirigé vers le sud et une estimation du module du moment dipolaire correspondant a été possible : $170\text{-}350\text{nT}\times R_{\text{Me}}^3$, où R_{Me} désigne le rayon de Mercure. Les composantes multipolaires du champ magnétique d'ordres supérieurs ont été associées à des sources externes telles que les contributions des courants de la magnétogaine et/ou de la queue de plasma (Ness et al., 1975 ; 1976).

Plus récemment, les observations de MESSENGER ont considérablement augmenté le corpus de données concernant le champ magnétique intrinsèque de Mercure, du moins dans l'hémisphère nord. L'analyse des mesures du champ magnétique effectuées lors du premier survol de MESSENGER offre une estimation plus précise du module du champ dipolaire. Celui-ci est évalué à $230\text{-}290\text{nT}\times R_{\text{Me}}^3$ et les contributions non dipolaires représentent au maximum 52% du champ magnétique mesuré (Anderson et al., 2008). Les analyses préliminaires des observations du premier survol de Mariner 10 ont suggéré que le dipôle étant à l'origine du champ intrinsèque de Mercure pourrait être excentré vers le nord de quelques centaines de kilomètres (Ness et al., 1974). Le modèle d'Alexeev et al. (2010) (cf section 2.1.4) prend en compte cette hypothèse dans la détermination du champ magnétique au sein de la magnétosphère de Mercure. A l'aide de ce modèle, combiné aux données de champ magnétique obtenues lors des survols de Mercure par MESSENGER, les auteurs ont

proposé un moment dipolaire aligné avec l'axe de rotation de la planète et excentré de 405km vers le nord le long de cet axe, pointant vers le sud et d'une intensité égale à $196\text{nT} \times R_{\text{Me}}^3$. Depuis la mise en orbite de la sonde MESSENGER autour de Mercure, le 28 mars 2011, de nombreuses mesures du champ intrinsèque ont été réalisées. Anderson et al. (2011) ont démontré qu'un dipôle excentré vers le nord, ayant un champ dipolaire égal à $195\text{nT} \times R_{\text{Me}}^3$ et un excentrement de $484 \pm 11\text{km}$, donne une bonne approximation des observations orbitales de MESSENGER, pour les latitudes nord supérieures à 30° . La Figure 7 montre le bon accord existant entre le profil de champ magnétique observé durant une orbite de MESSENGER (celle du 24 mars 2011) et le profil déterminé en utilisant la représentation du dipôle excentré pour la source du champ intrinsèque de Anderson et al. (2011). Les auteurs ont également montré qu'avec un modèle faisant intervenir les composantes dipolaire et quadripolaire du champ magnétique, il est possible de reproduire les données de champ magnétique de MESSENGER, au-delà de 30°N de latitude (Figure 7).

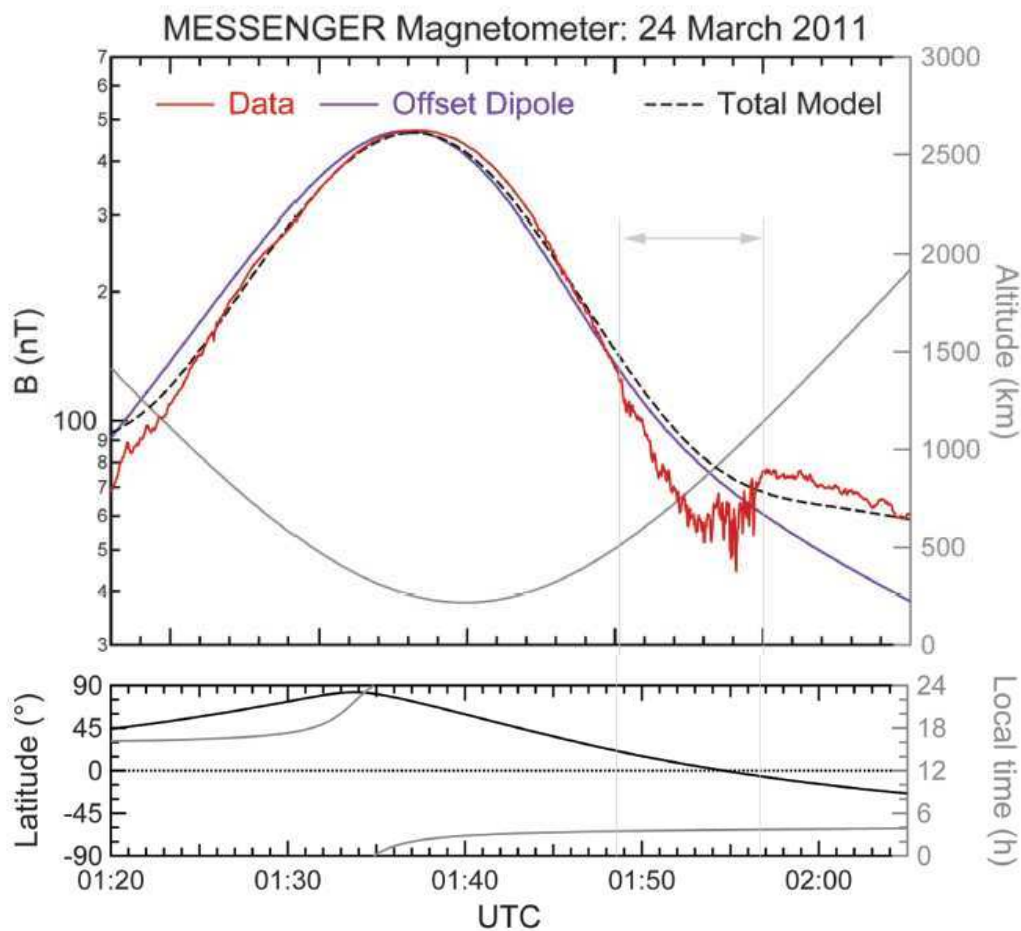


Figure 7 : Panneau du haut : profils du module du champ magnétique le long de la trajectoire de MESSENGER du 24 mars 2011. Le profil observé par MESSENGER est représenté en rouge et le profil déterminé à partir du modèle du dipôle excentré est représenté en bleu. La courbe noire pointillée représente le profil déterminé à partir d'un modèle prenant en compte les contributions dipolaire et quadripolaire du champ magnétique intrinsèque. La courbe grise, associée à l'axe des ordonnées de droite, représente l'altitude de la sonde. Panneau du bas : latitude (courbe noire, ordonnées de gauche) et heure locale (courbe grise, ordonnées à droite) le long de la trajectoire de la sonde. Anderson et al., 2011.

La structure de la magnétosphère de Mercure

Le moment dipolaire de Mercure estimé par Anderson et al. (2011) représente 1/1000 du moment dipolaire de la Terre. L'existence d'une petite magnétosphère formée par l'interaction du champ magnétique de Mercure avec le VS a néanmoins été prouvée par la détection du choc et de la magnétopause par la sonde Mariner 10 (Ness et al., 1974 ; Ogilvie et al., 1977 ; Russell et al., 1988) (voir Figure 6). Mariner 10 a aussi observé les cornets polaires, les lobes magnétiques et le feuillet de plasma de la queue (Ness et al., 1975 ; Ogilvie et al., 1977). Les tailles de la magnétosphère et de l'onde de choc de Mercure sont réduites par rapport à celles de la Terre à cause de deux facteurs externes : la pression dynamique du VS et l'intensité de l'IMF plus importantes au niveau de l'orbite de Mercure (voir Tableau 1), et de l'intensité du champ magnétique intrinsèque plus faible pour Mercure que pour la Terre.

Planète	Distance moyenne au soleil (UA)	Pression du VS (nPa)	Intensité de l'IMF (nT)
Mercure	0.387	26	46
Terre	1	2.5	6

Tableau 1 : Distance au Soleil, pression dynamique du VS et intensité de l'IMF au niveau des orbites de Mercure et de la Terre. Slavin and Holzer, 1981.

La Figure 8 représente les positions relatives des ondes de choc de Vénus, Mars, Mercure et la Terre déterminées par Slavin and Holzer (1981) à l'aide des traversées du choc de Mariner 10. Le nez du choc de Mercure se situe à $\sim 2R_{Me}$ du centre de la planète tandis que le nez du choc de la Terre se situe à $\sim 12.5R_T$ du centre de la Terre.

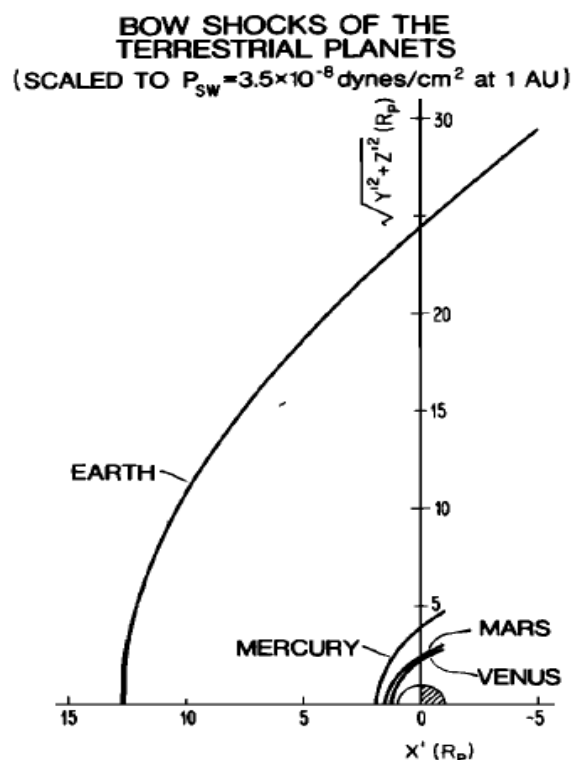
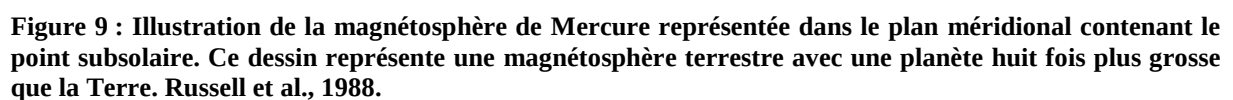


Figure 8 : Positions des ondes de choc de Venus, Mars, Mercure et la Terre. Les longueurs sont exprimées en rayons planétaires (R_p) afin de mettre en évidence les positions relatives des différents chocs par rapport à la planète correspondante. Slavin and Holzer, 1981.

Un modèle de la magnétosphère de Mercure, supposée semblable à celle de la Terre, proposé par Russell et al. (1988), est représenté sur la Figure 9. Selon cette représentation, les magnétosphères terrestre et herméenne présentent des similitudes mais Mercure occupe un volume relatif huit fois plus important que celui de la Terre. Cette simple hypothèse implique des différences significatives entre les magnétosphères de la Terre et de Mercure. Dans la magnétosphère terrestre, la plasmasphère est une région de plasma froid, très dense, englobant la planète. Dans la représentation de Russell et al. (1988), cette structure ainsi que la ceinture de plasma énergétique entourant l'équateur magnétique de la Terre, appelée ceinture de radiation, sont absentes car les régions qu'elles occupent en temps normal sont occupées par la planète (Figure 9). De plus, les cornets polaires, prolongement dans la magnétosphère des régions d'implantation sur la planète des lignes de champ connectées à l'IMF, s'étendent à des latitudes plus basses dans le cas de Mercure et le feuillet de plasma est pratiquement en contact avec la surface de la planète du côté nuit. Il faut noter que l'absence de plasmasphère s'explique également par le fait que, contrairement à la Terre, Mercure ait une faible vitesse de rotation et soit dépourvue d'ionosphère (Russell et al., 1988).



La sonde Mariner 10 a mis en évidence l'occurrence des phénomènes de sous-orages magnétiques au sein de la magnétosphère herménienne, par l'observation de particules très énergétiques du même type que celles que l'on observe au niveau de la queue de la magnétosphère terrestre ainsi que l'observation de courants alignés au champ magnétique (Siscoe et al., 1975 ; Slavin et al., 1997). Les intervalles de temps caractérisant ces processus sont beaucoup plus petits dans le cas de Mercure que dans le cas de la Terre.

Lors du premier survol de MESSENGER, les données de champ magnétique et de plasma obtenues ont permis de retrouver les structures observées par Mariner 10, telles que le choc, la magnétopause, les cornets polaires et les structures composant la queue de plasma (Slavin et al., 2008). Ces investigations montrent également la présence d'une population d'ions magnétosphériques, ainsi que d'ions issus de la photoionisation de l'exosphère en amont du choc, appelés ions « pick-up ». Les observations des ions magnétosphériques et les principales caractéristiques de cette population sont décrites au paragraphe 1.1.4. Slavin et al. (2008) présentent des observations, au sein de la magnétosphère de Mercure, de phénomènes fréquemment observés dans la magnétosphère terrestre : les vortex observés au niveau de la queue de plasma dus aux instabilités de Kelvin-Helmholtz, les transferts de flux (Flux Event Transfert, ou FTE) dus aux reconnexions entre le champ magnétosphérique et l'IMF au niveau de la magnétopause et les ondes à ultra basses fréquences (Ultra Low Frequency waves, ULF waves). Une illustration de Slavin et al. (2008) de la magnétosphère de Mercure est représentée sur la Figure 10.

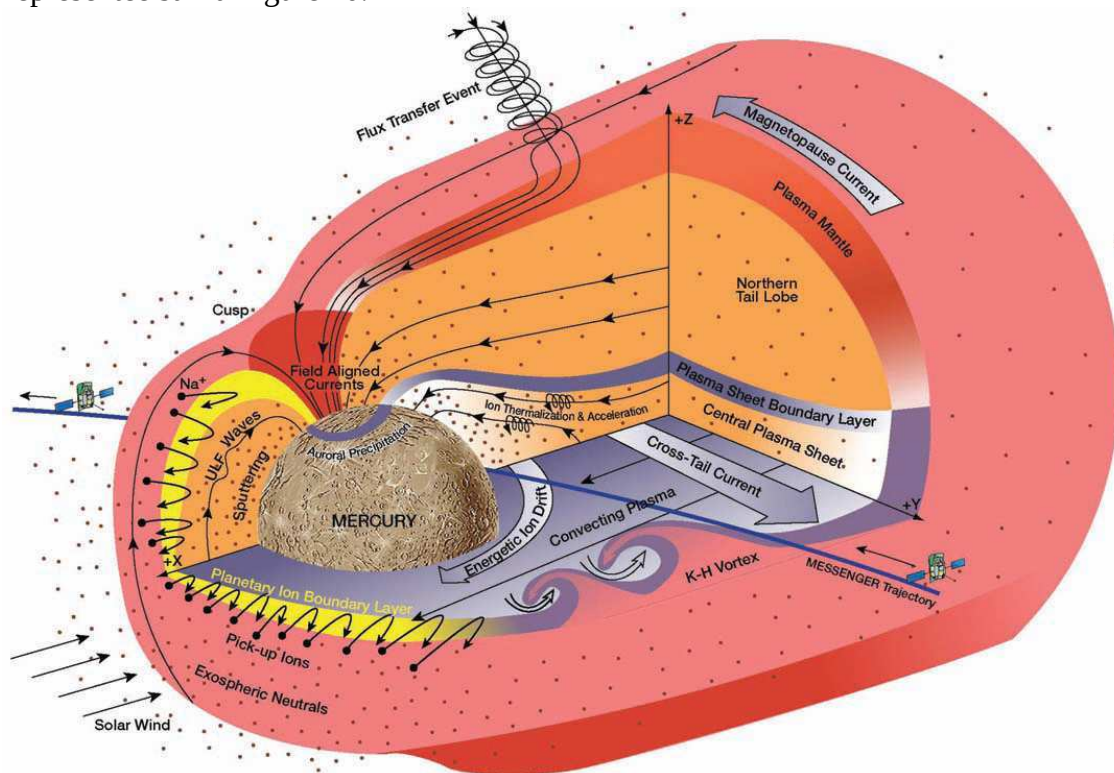


Figure 10 : Illustration de la magnétosphère de Mercure représentée en 3D. Les structures et les phénomènes observés lors du premier survol de MESSENGER ainsi que la trajectoire de la sonde durant ce survol, figurent sur cette représentation. Slavin et al., 2008.

Une des découvertes surprenantes de MESSENGER est la double structure de la magnétopause qui pourrait être causée par les effets diamagnétiques dus au flot de plasma du VS dans la magnétosphère lors des reconnexions, ou par la présence d'ions planétaires (Slavin

et al., 2008 ; Raines et al., 2011). Cette particularité de la magnétopause herméenne n'a été observée sur aucune autre planète.

1.1.2. Surface de Mercure

Structure et composition

Lors de ses trois survols, la sonde Mariner 10 a observé 45% de la surface de Mercure avec des résolutions spatiales comprises entre 1 et 4km/pixel. Les observations de Mariner 10 visaient principalement à étudier la morphologie de la surface et la géologie de Mercure (Murray et al., 1974). Elles ont également permis d'analyser les propriétés de diffusion de la lumière et la composition de la surface de Mercure (Murray et al., 1974 ; Soha et al., 1975 ; Chase et al., 1976).

Les premières images de la surface de la planète, obtenues par Mariner 10, ont révélé une surface fortement cratérisée très semblable à celle de la Lune (Murray et al., 1974), présentant des structures géologiques telles que les plaines, vallées, montagnes et escarpements (Figure 11).

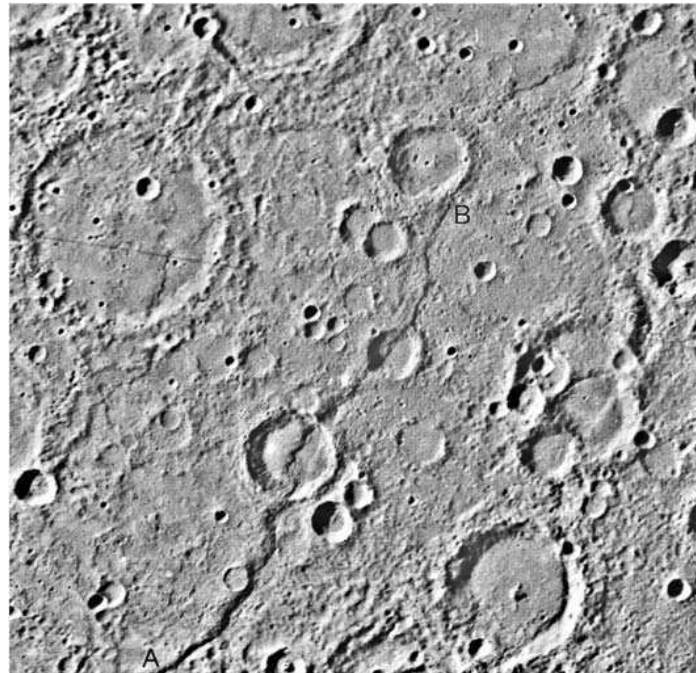


Figure 11 : Surface de Mercure observée durant le troisième survol de Mariner 10. La surface est fortement cratérisée. On observe un escarpement allant de A à B. Strom and Sprague et al., 2003.

La forte cratérisation de la planète suggère que celle-ci n'a pas connu d'activité géologique depuis quelques milliards d'années. Cependant, les observations démontrent l'existence d'une activité passée ayant restructuré la surface (Strom et al., 1975). Ceci a été confirmé par les observations de MESSENGER qui ont mis en évidence de nombreuses structures suggérant que Mercure a connu une période de volcanisme (Head et al., 2008 ; Murchie et al., 2008 ; Prockter et al., 2010).

Les observations polarimétriques de la surface de Mercure depuis la Terre, présentées par Dollfus et Aurière (1974) ont montré qu'elle était recouverte pratiquement partout d'un régolite du même type que celui de la Lune mais plus compact, selon le modèle

photométrie de Hapke et al. (1986). Les similitudes entre les régolites lunaire et herméen ont été confirmées par les observations photométriques de la surface par Mariner 10 (Murray et al., 1974 ; Hapke et al., 1975 ; Veverka et al., 1988). Les données photométriques obtenues par Mariner 10 ont permis d'établir que les albédos des plaines cratérisées sur Mercure et sur la Lune sont comparables (respectivement 0.17 et 0.16) alors que les plaines lisses de Mercure, plus sombres, présentent un albédo plus élevé que celui des mers lunaires (respectivement 0.13 et 0.09) (Hapke et al., 1975 ; Hapke, 1977 ; Veverka et al., 1988). Ceci peut être expliqué par une abondance en Fe et Ti plus importante sur la Lune que sur Mercure. La faible abondance du Fe est en accord avec les mesures micro-ondes présentées par Mitchell and De Prater, 1994. Dzurisin (1977) a mis en évidence la présence, sur la surface de Mercure, de structures significativement plus brillantes que celle que l'on trouve sur la surface de la Lune. Ces structures correspondent à des cratères d'impacts et ne trouvent pas d'équivalent sur la Lune ; on les associe à des processus d'altération importante de la croûte herméenne dont les matériaux, peu absorbants, sont déposés sur la surface (Hapke et al., 1975 ; Schultz et al., 1977).

Les observations de MESSENGER ont couvert environ 20% des zones de la surface qui n'étaient pas visibles par Mariner 10 et elles ont apporté des informations significatives sur la composition de la surface de Mercure. Elles ont notamment confirmé la faible abondance du fer au sein du régolite Herméen (Solomon et al., 2008 ; McClintock et al., 2008a).

Température

Les premières tentatives de détermination de la température de la surface de Mercure ont été effectuées par le biais d'observations micro-ondes de la planète, pour des longueurs d'ondes comprises entre 3mm et 20.5cm (Ledlow et al., 1992 ; Mitchell and De Prater, 1994). Ces observations ont permis d'évaluer la température du côté jour de la planète en fonction de la position de Mercure sur son orbite, entre 580K à l'aphélie, et 700K au périhélie. La température de la surface du côté nuit a été déterminée à partir des mesures radiométriques de la sonde Mariner 10, elle est égale à 100K.

Conductivité de la surface

L'observation des courants alignés avec le champ magnétique (FAC, Field Aligned Currents), liés au phénomène de sous-orages auroraux dans la magnétosphère de Mercure, a suscité des interrogations sur la fermeture de ces courants (Slavin et al., 1997 ; Glassmeier, 1997). Les courants alignés de la magnétosphère terrestre se ferment dans l'ionosphère, coquille conductrice englobant la planète, comme le montre la Figure 12.

Mercure n'a pas d'ionosphère dense mais seulement une exo-ionosphère dont la conductivité est insuffisante pour assurer la fermeture des FAC. Cheng et al. (1987) ont estimé la valeur de la conductivité de Pedersen intégrée en altitude (associée au courant parallèle au champ électrique et orthogonal au champ magnétique) du côté jour de Mercure, en ne prenant en compte que les ions Na^+ créés par l'ionisation de l'exosphère de sodium. Ils rapportent une valeur de la conductivité égale à 0.1S, inférieure d'un facteur 100 à celle de l'ionosphère terrestre.

Glassmeier (1997) fait l'hypothèse selon laquelle la surface de Mercure jouerait le rôle de coquille conductrice. Supposant que le régolite de Mercure présente les mêmes propriétés électriques que le régolite lunaire, Glassmeier (1997) a déterminé la valeur de la conductivité de la surface de Mercure en se basant sur des valeurs de la conductivité de matériaux lunaires (Dyal et al., 1974 ; Hobbs et al., 1984). Les estimations de la conductivité intégrée se situent entre 0.05S et 50000S. Cette large gamme de valeurs démontre que les propriétés électriques

du régolite de la Lune ne sont pas bien connues et qu'elles varient très fortement selon sa composition.

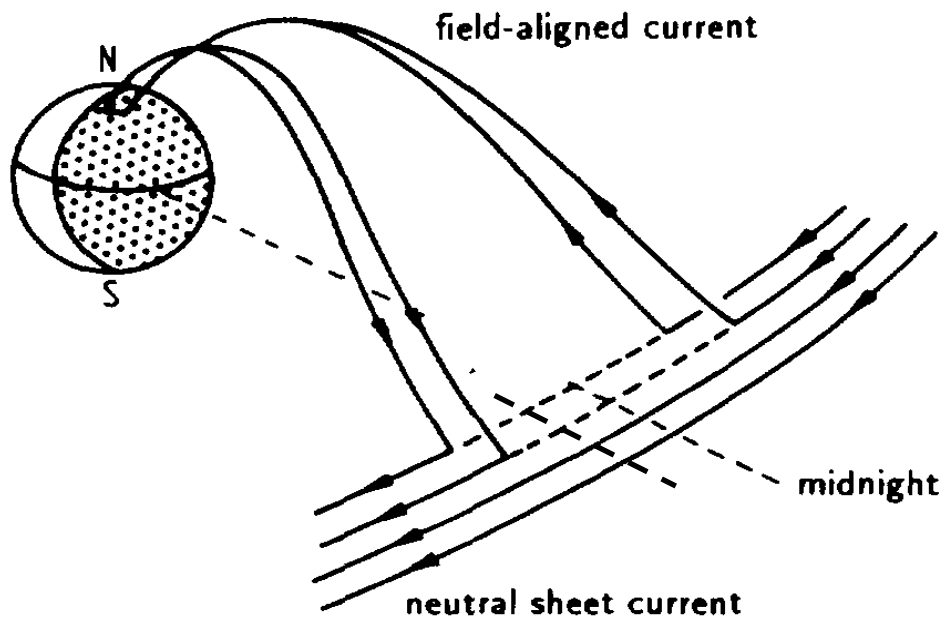


Figure 12 : Représentation des courants alignés qui se ferment dans la queue de plasma et dans l'ionosphère dans le cas de la Terre. Glassmeier, 1997.

Grard et al. (1997) proposent la fermeture des courants alignés par une couche de photoélectrons au voisinage de la surface de Mercure. Ces électrons étant produits par le bombardement de la surface par les photons solaires, ils ne se trouvent que du côté jour de la planète alors qu'une ionosphère recouvre généralement la totalité de la planète, même si elle est moins dense, donc moins conductrice, du côté nuit.

1.1.3. Environnement neutre de Mercure : exosphère

L'exosphère est la partie supérieure de l'atmosphère d'une planète au sein de laquelle le libre parcours moyen des particules qui la constituent, c'est-à-dire la distance moyenne séparant deux collisions entre les particules, est plus grand que l'échelle de hauteur. Les collisions étant négligeables dans une exosphère, les espèces peuvent être traitées séparément. Chaque espèce présente donc sa propre échelle de hauteur ainsi que sa propre énergie thermique. Les atomes ont des trajectoires balistiques, ils ne sont soumis qu'à la gravité et à la pression de radiation solaire. Dans le cas de la Terre, de Venus et de Mars, la base de l'exosphère, appelée exobase, se situe au niveau des couches supérieures denses de l'atmosphère. Les cas de Mercure et de la Lune sont différents car ces dernières ne possèdent pas d'atmosphère dense, l'exobase coïncide avec la surface de ces objets qui joue le rôle de réservoir de l'exosphère.

Avant les observations de Mariner 10, les nombreuses tentatives de détection depuis la Terre d'une atmosphère, ou d'une exosphère, sur Mercure ont été vaines ou ont fourni des résultats vivement contestés (Dollfus, 1961 ; Moroz, 1965). Les essais concernant les gaz les plus communs, tels que CO_2 et CO , n'ont abouti qu'à l'évaluation de limites supérieures de la pression à la surface de la planète, mais aucune détection claire n'a pu être établie (O'Leary and Rea, 1967 ; Ingersoll, 1971). Les similitudes entre les observations des surfaces de Mercure et la Lune permettent néanmoins de supposer la présence d'une atmosphère très

ténue, une exosphère, sur Mercure fortement liée à la surface de la planète (Sagan, 1966 ; O’Leary and Rea, 1967).

Dans cette sous partie, nous présentons les premières observations de l’exosphère par Mariner 10 ainsi que les observations depuis la Terre et celles de MESSENGER qui ont suivi et ont permis de détecter plusieurs espèces exosphériques et de mettre en évidence les propriétés de l’exosphère herméenne. Nous proposons également une description plus détaillée de l’espèce exosphérique la plus documentée, le sodium. Enfin nous présentons les processus d’alimentation de l’exosphère.

Première détection de l’exosphère par Mariner 10

La sonde Mariner 10, lors de ses trois survols de Mercure, a fourni la première détection claire de l’exosphère de la planète. L’instrumentation de Mariner 10 comprenait deux spectromètres dédiés aux observations des spectres d’absorption et d’émission de l’environnement gazeux de Mercure, pour une gamme de longueurs d’onde autorisant la détection de He⁺, He, Ne, Ar, Xe, H, O et C (Broadfoot, 1976 ; 1977a ; 1977b). Ces investigations ont donc permis de détecter les éléments H et He et de déterminer les échelles de hauteurs et les profils verticaux correspondants, au dessus du point subsolaire. Ces mesures ont également mis en évidence le contraste entre le côté jour et le côté nuit sur les distributions de ces espèces. L’hydrogène exosphérique observé présente deux composantes ayant des températures différentes. L’oxygène atomique a également été observé mais les mesures comportent d’importantes incertitudes et les limites supérieures d’autres composants de l’exosphère tels que Ne, Ar et C, ont été déterminées (Broadfoot, 1976). Les différentes caractéristiques (longueur d’onde, densité de surface ou limite supérieure) des espèces analysées par Broadfoot (1976) figurent sur le Tableau 2, les abondances ont été recalculées par Shemansky (1988) pour He, H et O.

Elément	Longueur d’onde (Å)	Densité de surface (cm ⁻³)
He	584	6e10 ^{3a*}
Ne	740	1.5e10 ^{6b}
Ar	869	8.7e10 ^{5b}
Ar	1048	1.4e10 ^{6b}
H	1216	23, 230 ^{a*}
O	1304	4.4e10 ^{4a*}
C	1657	1.9e10 ^{2b}

Tableau 2 : Estimations des densités à la surface (a) ou limites supérieures (b) de He, Ne, Ar, H, O et C à la surface au point subsolaire faites par Broadfoot (1976) ou révisées par Shemansky (1988) (*).

Détection de Na, K et Ca depuis la Terre

Par la suite, les observations effectuées depuis la Terre ont révélé la présence d’autres espèces telles que Na, K et Ca dans l’exosphère herméenne (Potter and Morgan, 1985 ; 1986 ; Bida et al., 2000).

Des premières observations des raies du sodium (D1=5889.95 Å et D2=5895.92 Å, Figure 13), rapportées par Potter and Morgan (1985), il a été déduit que le Na, avec une densité à la surface égale à environ $1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, est le composant le plus abondant de l’exosphère faute de connaître les autres composants plus difficiles à observer depuis la Terre et non-identifiés par Mariner 10.

De nombreuses autres observations ont suivi celle de Potter and Morgan (1985) et ont permis de déterminer les propriétés du sodium, telles que ses variations spatiales et temporelles, ainsi que les mécanismes de source et de perte. Ces propriétés sont présentées dans un paragraphe dédié aux observations du sodium.

Le potassium a été découvert dans l'exosphère de Mercure par Potter and Morgan (1986). La densité de colonne de K (10^9cm^{-2}) déterminée à partir de ces observations est inférieure, presque d'un facteur 100, à celle du Na. Les neutres exosphériques peuvent être photoionisés par le rayonnement solaire, les ions produits sont par la suite entraînés par les lignes de champ magnétosphériques et perdus dans le VS. L'excès de sodium par rapport au potassium dans l'exosphère herménienne (par rapport aux rapports d'abondance de ces deux éléments dans le système solaire) est expliqué par le fait que ce mécanisme de perte soit plus efficace pour le potassium que pour le sodium (Potter and Morgan, 1986).

La présence du calcium dans l'exosphère a été mise en évidence par Bida et al. (2000). Le Ca a été observé dans les régions polaires, et sa densité de colonne est évaluée à $1-1.5 \times 10^8 \text{cm}^{-2}$.

Un bilan des informations obtenues sur le sodium exosphérique de Mercure depuis sa découverte est présenté dans la suite de cette section.

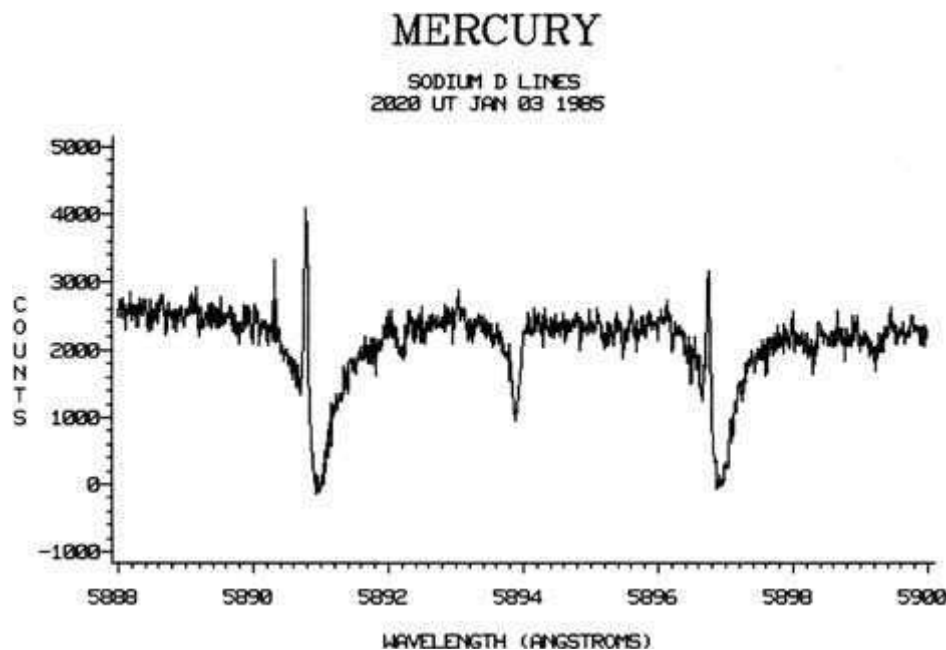


Figure 13 : Spectre de détection du sodium sur lequel apparaissent les raies d'émission D1=5889.95Å et D2=5895.92Å. Potter and Morgan, 1985.

Les apports de MESSENGER

La sonde MESSENGER est munie d'un spectromètre dont la fonction est d'analyser l'exosphère et la surface de Mercure (Mercury Atmospheric and Surface Composition Spectrometer, MASCs). Les observations du Na, K, Ca et H et la découverte du magnésium ont été effectuées à l'aide de ce spectromètre, dans les domaines ultraviolet et visible (McClintock et al., 2008b ; 2009).

Les observations effectuées lors des survols de MESSENGER, présentées par McClintock et al. (2008b ; 2009), ont permis de confirmer les propriétés de H, Na et Ca observées par Mariner 10 et depuis la Terre, telles que leurs distributions non uniformes autour de Mercure. Ces résultats ont également apporté des informations supplémentaires sur, notamment la

détection d'hydrogène neutre à très haute altitude du côté jour et la distribution des Na et Ca neutres du côté nuit, dans la queue.

Le sodium

Le sodium est l'espèce la plus abondante des espèces exosphériques observées jusqu'à maintenant, de plus, le sodium diffuse très efficacement le rayonnement solaire. C'est par conséquent l'espèce exosphérique la plus observée et documentée. Depuis la première détection du Na dans l'exosphère de Mercure en 1985, celui-ci a été mesuré à plusieurs reprises et dans plusieurs régions de l'environnement Herméen.

L'une des caractéristiques principales du Na est sa distribution non uniforme autour de Mercure. Les densités de colonne déterminées à partir des nombreuses observations sont comprises entre 10^{10} et 10^{11}cm^{-2} , elles sont généralement plus élevées aux hautes latitudes qu'au niveau de l'équateur (Potter and Morgan, 1985 ; 1997 ; Sprague et al., 1997 ; 1998 ; Barbieri et al., 2004 ; Schleicher et al., 2004 ; Leblanc et al., 2006 ; 2008 ; Potter et al., 2007 ; McClintock et al., 2008b). Sur la Figure 14, la distribution de l'absorption du sodium observée lors d'un transit de Mercure devant le Soleil présente des pics aux hautes latitudes (Schleicher et al., 2004). La distribution du sodium présente également un contraste entre le côté matin et le côté soir (Sprague et al., 1997 ; Leblanc and Johnson, 2003 ; Schleicher et al., 2004), ceci est visible sur la Figure 14.

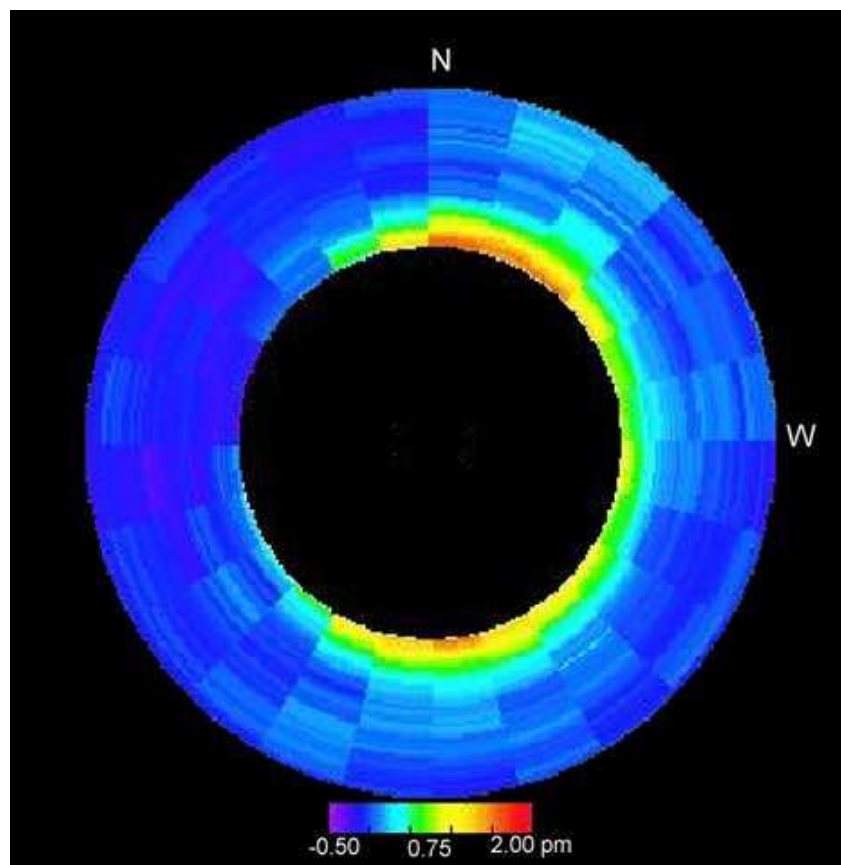


Figure 14 : Excès d'absorption du Na (raie D2), observé lors d'un transit de la planète devant le Soleil, intégré sur l'intervalle de longueurs d'onde encadrant la longueur d'onde d'absorption associée à Mercure (échelle de couleur en pm). L'excès d'absorption rend compte de la distribution du Na autour du disque de Mercure. L'ouest (W) correspond au côté matin. Schleicher et al., 2004.

Notons que le potassium présente des caractéristiques spatiales similaires à celles du sodium. Ces caractéristiques sont expliquées par les différents mécanismes de production du Na (voir paragraphe suivant). Le criblage par les ions du VS est associé à l'abondance du Na plus élevée pour les hautes latitudes alors que les désorptions thermique et photo-stimulée pourraient expliquer l'abondance plus importante du côté matin aux latitudes plus basses. Les impacts météoritiques et l'éjection par réaction chimique sont des processus de libération des atomes de Na au niveau des latitudes basses et moyennes. Selon les observations de MESSENGER rapportées par McClintock et al. (2008b), la désorption photo-stimulée est le mécanisme de production de Na le plus efficace.

La distribution du sodium exosphérique varie aussi en fonction du temps. Des changements très rapides ont été notamment observés par Potter et al. (1999) et Leblanc et al. (2009) entre autre. La distribution spatiale et l'abondance du Na varient sur des échelles de temps égales à quelques heures, comme on peut le voir sur la Figure 15.

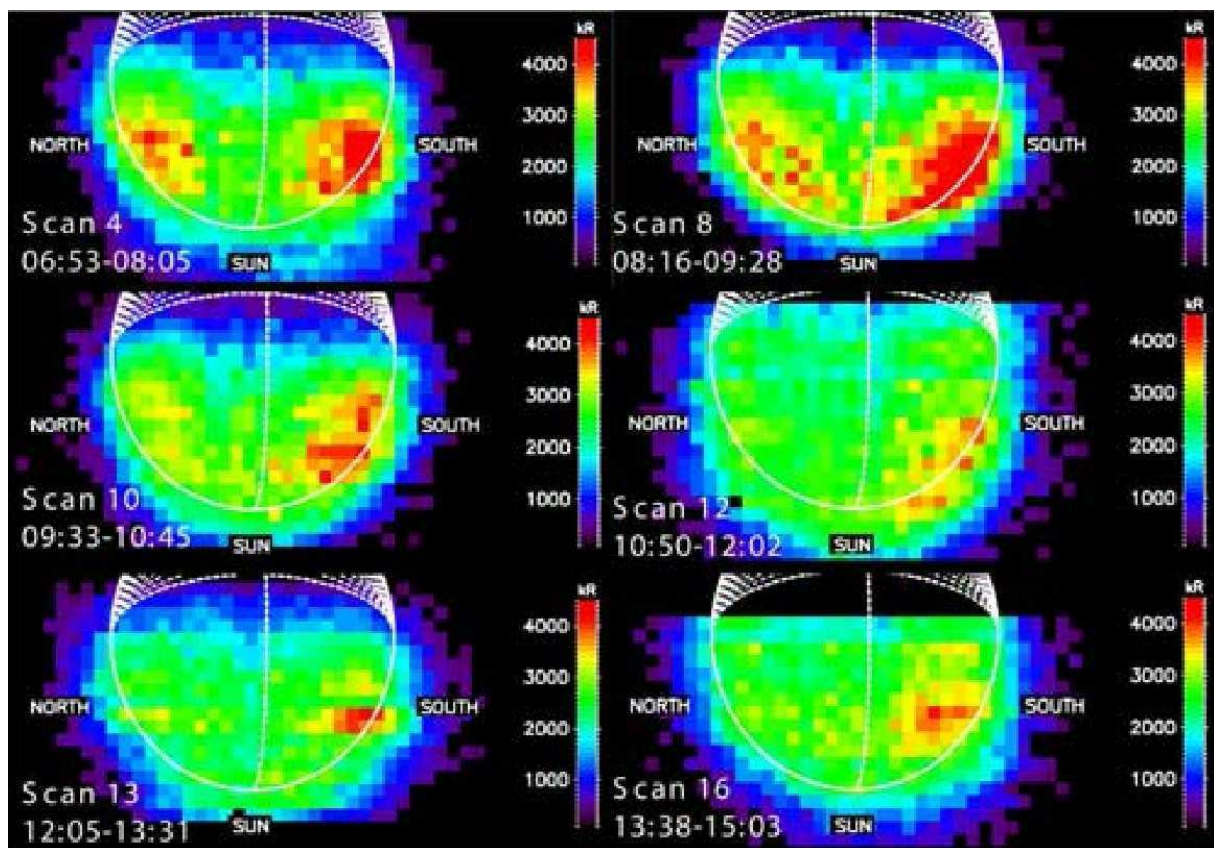


Figure 15 : Brillance de l'émission du sodium mesurée le 13 juillet 2008 par THEMIS. Leblanc et al., 2009.

L'ionisation est le puits principal des neutres exosphériques. Deux processus d'ionisation ont lieu dans l'environnement de Mercure : la photo ionisation par le rayonnement solaire, les échanges de charge entre les neutres planétaires et les ions du VS. Ces processus sont décrits en détail dans les paragraphes 2.1.3 (photoionisation) et 4.2.2 (échanges de charge). Cependant, Killen and Ip (1999) ont montré que la photoionisation est le mécanisme le plus efficace. Les ions créés sont alors entraînés par le champ électromagnétique et peuvent ainsi quitter la magnétosphère.

Selon les observations du sodium de Potter and Morgan (1985), l'abondance du sodium dans l'exosphère diminue lorsque la pression de radiation solaire augmente, les atomes de sodium sont entraînés, loin de la planète, par la pression de radiation (Potter and Morgan, 1987), ceci

est un autre mécanisme de perte des Na exosphériques. La pression de radiation est aussi à l'origine de la queue de sodium s'étendant à quelques rayons herméens. Ce phénomène a tout d'abord été étudié par le biais de simulations numériques menées par Ip (1986) et Smyth and Marconi (1995) (les résultats sont présentés dans la section 3.1.3). Par la suite, des observations de la queue de sodium ont montré que celle-ci pouvait s'étendre à quelques rayons herméens en aval de la planète (Potter et al., 2002 ; Baumgardner et al. 2008). La Figure 16 montre les observations du sodium à partir de la planète jusqu'à 40000km ($\sim 16R_{Me}$) en aval.

McClintock et al. (2008b) présentent des observations de la queue de sodium, effectuées durant le premier survol de MESSENGER avec le spectromètre MASCS, qui confirment l'échappement des atomes de Na dans la queue sous l'influence de la pression de radiation.

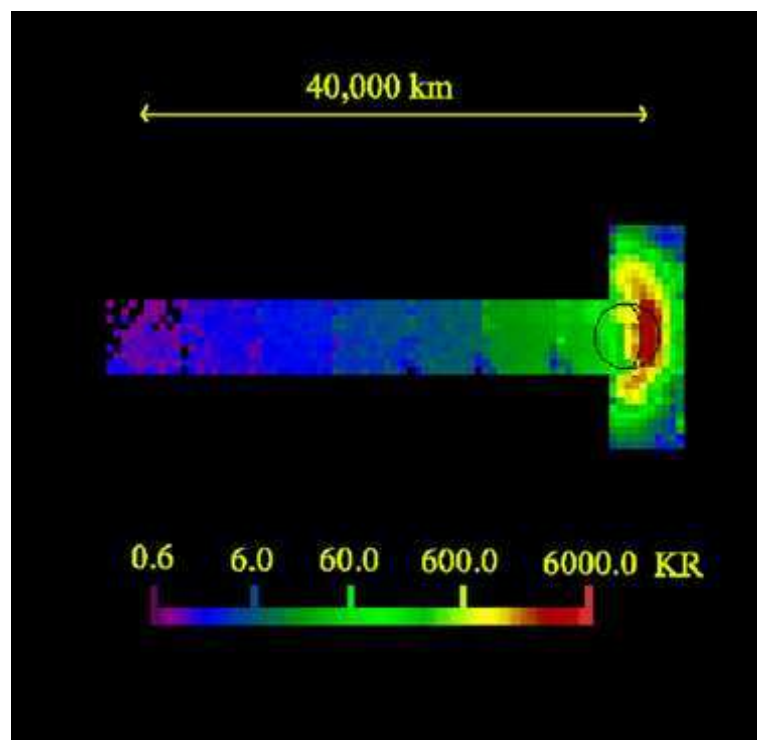


Figure 16 : Distribution du sodium. Mise en évidence de la queue de sodium. Potter et al., 2002.

Origine des neutres exosphériques

Les distributions des espèces neutres observées par Mariner 10, depuis le sol ou par MESSENGER suggèrent des mécanismes de production de ces neutres différents. Les neutres exosphériques sont pour la majorité originaires de la surface de Mercure (Killen et al., 2007). Les mécanismes d'extraction des atomes de la surface de la planète sont nombreux et les observations de l'exosphère ainsi que les travaux de modélisation ont contribué à leur compréhension. La Figure 17 montre une comparaison de l'efficacité des mécanismes d'extraction proposée par Leblanc and Johnson (2003). Dans ce paragraphe, nous décrivons ces mécanismes.

Notons qu'il est possible d'avoir une idée des éléments constituant le régolite à partir des observations de l'exosphère puisque les atomes exosphériques sont extraits de la surface. En revanche, les mécanismes d'extractions ne dépendent pas que de la composition de la surface et certains processus favorisent l'éjection d'une espèce par rapport à une autre.

La désorption thermique est un processus par lequel les atomes présentant une énergie thermique supérieure à l'énergie de liaison à la surface, sont éjectés (Hunten and Sprague, 1997 ; 2002). La probabilité d'éjection d'un atome de l'espèce « i » par désorption thermique

par unité de temps, $\frac{dP}{dt}$, dépend notamment de la concentration de l'espèce « i » de la surface notée c_i , de la température T_s et de l'énergie de liaison de la surface associée à l'espèce « i », U_i :

$$\frac{dP}{dt} = c_i v_i \exp\left(-\frac{U_i}{k_B T_s}\right)$$

Où v_i désigne la fréquence de vibration à la surface associée à l'espèce « i » et k_B désigne la constante de Boltzmann (Leblanc et al., 2007). Ainsi, Leblanc et al. (2007) ont évalué qu'au-delà de 400K, les atomes de Na sont très rapidement éjectés de la surface de Mercure, les températures élevées du côté jour devraient donc être favorables à ce mécanisme (Hunten and Sprague, 1997).

La désorption photo-stimulée (Photon Stimulated Desorption, PSD) correspond à l'éjection d'un atome (ou d'un ion) de la surface par l'excitation électronique localement de la surface induisant des répulsions coulombiennes et l'éjection sous forme neutre des volatiles (Yakshinskiy and Madey1999). McGrath et al. (1986) ont suggéré que ce mécanisme était à l'origine de la présence du sodium dans l'exosphère herménienne. Comme la désorption thermique, la PSD dépend du rayonnement solaire et de la concentration de l'espèce à éjecter à la surface. Le taux d'extraction d'atomes de l'espèce « i » de la surface q_i peut être évalué en fonction du flux UV, ϕ_{UV} , de l'angle zénithal θ , de la section efficace associée à l'espèce « i » σ_i et de la concentration de l'espèce « i » à la surface : $q_i = c_i \sigma_i \phi_{UV} \cos(\theta)$

Par des travaux effectués en laboratoire sur l'extraction du sodium d'une surface représentant les silicates de la Lune, Yakshinskiy and Madey (1999) ont révélé que les particules éjectées par le mécanisme de PSD sont en majorité des neutres et des volatiles. Ces travaux ont de plus permis de déterminer le seuil d'énergie, égal à 5eV, en dessous duquel la PSD n'est pas efficace ainsi que la section efficace du sodium ($\sigma_{Na}=1-3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$).

Le criblage de la surface par les ions du VS ou par les ions magnétosphériques peut provoquer la libération de neutres (ou d'ions) par échange de quantité de mouvement entre l'atome (ou l'ion) lié à la surface et l'ion incident.

Les ions magnétosphériques, dont nous parlons plus en détail dans la section 1.1.4, provenant de la photoionisation des neutres exosphériques, peuvent impacter la surface de Mercure. Ce phénomène a été l'objet d'investigations menées à l'aide de la simulation numérique, sur les ions sodium (Ip, 1993 ; Delcourt et al. 2002 ; 2003). Ces travaux ont montré que les ions Na^+ impactent la surface de la planète du côté nuit, ils ont également révélé que les Na^+ dont l'énergie est inférieure à 1keV impactent préférentiellement aux hautes latitudes alors que ceux dont l'énergie est supérieure à 10keV impactent aux latitudes plus basses.

Les études visant à évaluer les flux d'ions du VS précipitants sur la surface de Mercure ont également permis caractériser les régions de précipitation (McGrath et al., 1986 ; Kallio and Janhunen, 2003a ; Massetti et al., 2003 ; 2007). Ces travaux ont révélé que les précipitations de particules ont lieu au niveau des cornets polaires, zones caractérisées par la présence des lignes de champs ouvertes connectées à l'IMF, et que les facteurs externes tels que la pression du VS et l'IMF ont une forte influence sur la taille et la localisation des cornets polaires. Ces résultats peuvent expliquer les observations du sodium au niveau des hautes latitudes (Potter and Morgan, 1985 ; 1997 ; Sprague et al., 1997 ; 1998 ; Barbieri et al., 2004 ; Schleicher et al., 2004 ; Leblanc et al., 2006 ; 2008 ; Potter et al., 2007 ; McClintock et al., 2008b). Les flux de

Na magnétosphériques impactant la surface sont 3 à 4 ordres de grandeur inférieurs à ceux des ions du VS (Masseti et al., 2003).

Les impacts météoritiques observés sur la surface de la Lune ont également été observés sur Mercure. Ces impacts provoquent l'éjection d'éléments volatiles de la surface (Morgan et al., 1988 ; Hunten et al., 1988) et d'éléments peu volatils ou réfractaires (Wurz and Lammer, 2003). Les atomes éjectés sont assez énergétiques et présentent une distribution Maxwellienne avec une température de 4500K et une vitesse moyenne de 2km/s (Sugita et al., 1998).

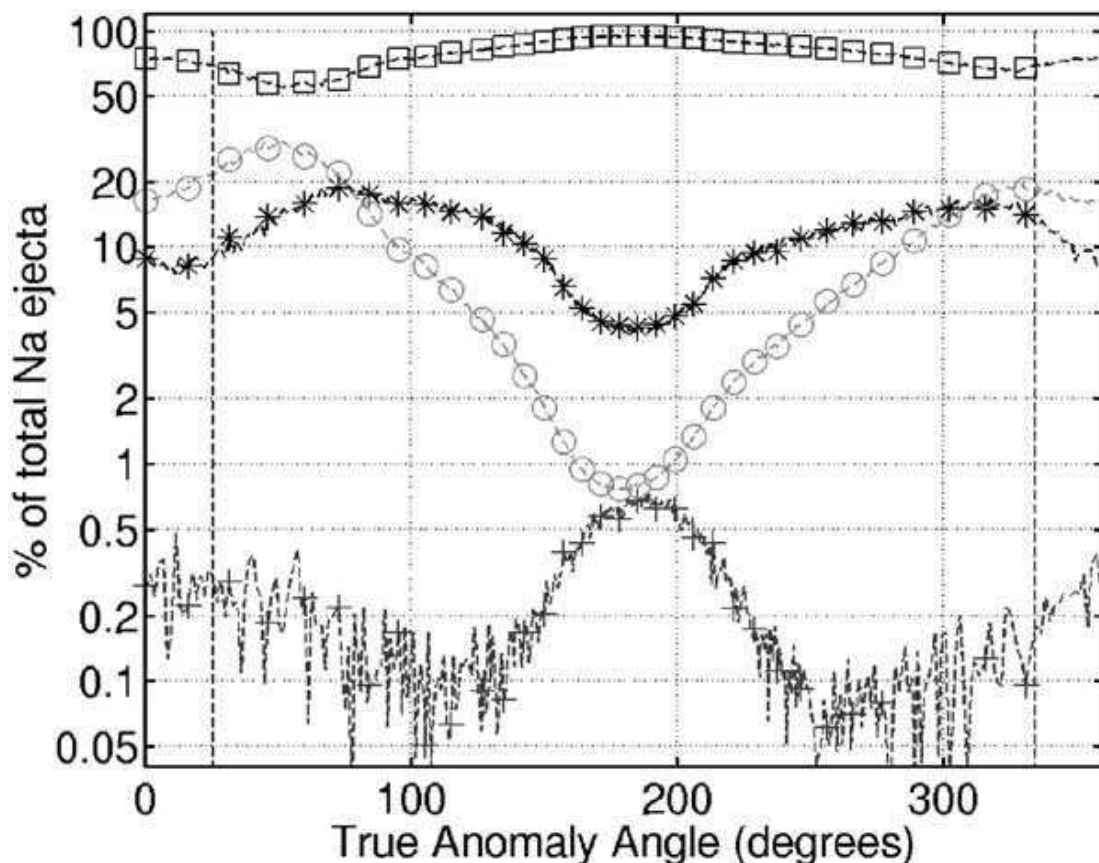


Figure 17 : Contributions relatives des processus de désorption thermique (carrés), photo désorption (étoiles), criblage du VS (croix) et vaporisation par impacts météoritiques (cercles), à la quantité totale de Na éjectés de la surface de Mercure en fonction de l'Anomalie Vraie (True Anomaly Angle). Leblanc and Johnson, 2003.

1.1.4. Environnement plasma de Mercure : Vent Solaire et ions magnétosphériques

Le Vent Solaire

L'association de la propagation radiale du VS et de la rotation du Soleil fait que les lignes de champ magnétique interplanétaire forment une spirale appelée Spirale de Parker (Parker et al., 1958). Celle-ci est représentée sur la Figure 18. Selon la théorie de Parker, l'intensité de l'IMF diminue avec la distance radiale. Les missions d'explorations qui ont effectuées des mesures dans le VS telles que Mariner 4, Mariner 5, Pioneer 6, Pioneer 10, Mariner 10, Helios et MESSENGER ont vérifié cette propriété (Behanon, 1978 ; Mariani and Neubauer, 1990 ; Korth et al., 2011).

Ainsi, l'angle de la spirale de Parker avec la direction radiale est égale à 21° à 0.387UA, à 17° au périhélie et 25° à l'aphélie ce qui induit une composante radiale de l'IMF (B_x) dominante. L'intensité du champ magnétique interplanétaire est de 30nT en moyenne, 46nT au périhélie et 21nT à l'aphélie ; ces valeurs sont bien plus élevées que celles que l'on retrouve à 1UA (quelques nT).

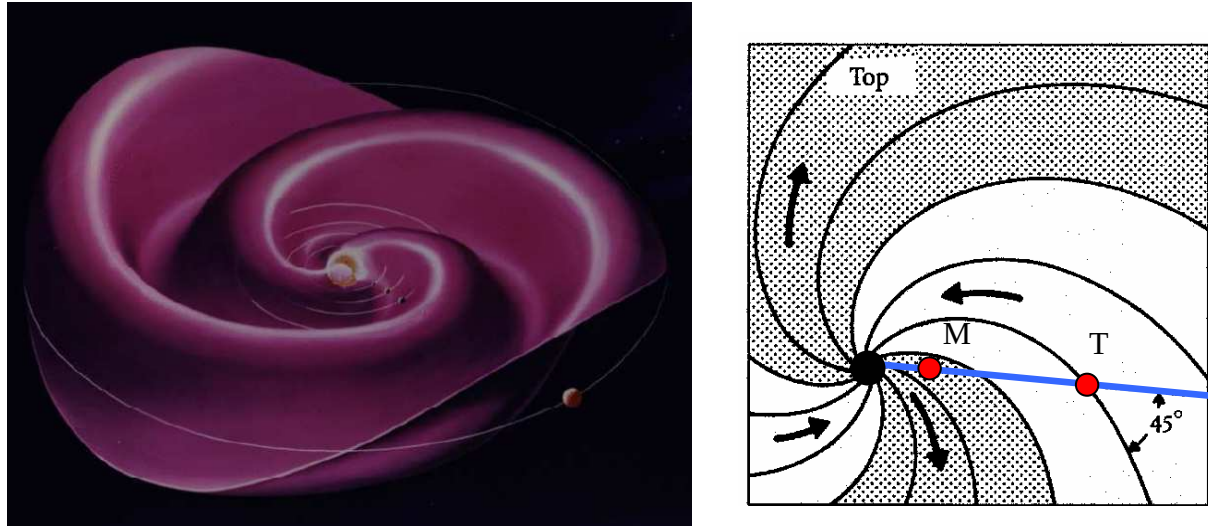


Figure 18 : Spirale de Parker, représentée en 3D (panneau de gauche) et en 2D (panneau de droite) vue de dessus avec les positions radiales de Mercure et de la Terre. Sources : <http://wso.stanford.edu/gifs/helio.gif> et http://www.mssl.ucl.ac.uk/surf/yardac/nuggets/2000/001117/parker_spiral.gif.

Le plasma du VS, au niveau de l'orbite de Mercure, est considérablement plus dense à 0.387UA qu'à 1UA du Soleil, sa densité est égale à 46 cm^{-3} à la distance moyenne au Soleil (73 cm^{-3} au périhélie et 32 cm^{-3} à l'aphélie). Les températures des protons et des électrons du VS, à 0.387UA, sont respectivement évaluées à $15 \times 10^4 \text{ K}$ et $20 \times 10^4 \text{ K}$.

La vitesse du VS à Mercure est de 430km/s, il est moins rapide qu'au niveau de la Terre de quelques dizaines de kilomètres mais le VS est tout de même supersonique avec une vitesse du son associée aux ions de 74km/s au périhélie (Mach sonique 5.8) et 70km/s à l'aphélie (Mach sonique 6.1) et super Alfvénique avec une vitesse d'Alfvén égale à 120km/s au périhélie (Mach Alfvénique 3.6) et 82km/s à l'aphélie (Mach Alfvénique 5.2).

Les observations du VS ont montré que les caractéristiques du plasma du VS ainsi que l'intensité et l'orientation de l'IMF présentent des variations fréquentes. Ceci est important car ces facteurs influencent la structure de la magnétosphère.

Korth et al. (2011) ont étudié la variabilité de l'IMF au niveau des orbites de Mercure et de la Terre à l'aide des observations de MESSENGER et ACE (Advanced Composition Explorer). Ceux-ci ont montré que les fluctuations, très rapides, de l'intensité et de l'orientation de l'IMF sont plus importantes au niveau de Mercure qu'au niveau de l'orbite terrestre, par rapport aux valeurs données par la théorie de Parker à chacune de ces orbites.

La densité et la vitesse du plasma du VS peuvent également varier, de 20 à 80 cm^{-3} et de ~ 200 à $\sim 600 \text{ km/s}$ respectivement (Russell et al., 1988).

Les ions magnétosphériques

Les ions peuplant la magnétosphère de Mercure ont deux origines possibles : le VS et la planète (Milillo et al., 2005). Les ions du VS peuvent être injectés dans la magnétosphère lors de reconnexion entre le champ magnétosphérique et l'IMF. De tels phénomènes ont été

observés par MESSENGER (Slavin et al., 2008). Les ions d'origine planétaire proviennent de l'ionisation de l'exosphère neutre de Mercure principalement par le rayonnement solaire ou alors ils sont éjectés depuis la surface par les mêmes mécanismes que les neutres (voir Paragraphe 1.1.3).

Avant la mission MESSENGER, aucune observation des ions magnétosphériques n'était disponible.

C'est lors du premier survol que les premières mesures de la composition de cette population d'ions ont été effectuées. Elles ont mis en évidence la présence des ions Na^+ , K^+ , O^+ , Mg^+ pour ne citer qu'eux (Slavin et al., 2008 ; Zurbuchen et al., 2008 ; Raines et al., 2011).

Les observations effectuées par le spectromètre FIPS (Fast Imaging Plasma Spectrometer) à bord de MESSENGER lors du premier survol, ont révélé que les ions Na^+ sont les plus abondants dans la magnétosphère. Ces observations montrent également que la densité des Na^+ présente un maximum au niveau du CA et ceci est cohérent avec la distribution de l'exosphère de sodium (Slavin et al., 2008). La distribution spatiale des ions Na^+ observés par FIPS lors du premier survol de MESSENGER est représentée sur la Figure 19.

Slavin et al. (2008) rapportent les observations d'ions Na^+ « pick up », issus de l'ionisation de l'exosphère de sodium en amont du choc, par photoionisation ou par des échanges de charges avec les particules du VS. Une partie de ces ions ainsi créés peut être capturée par la magnétogaine et ensuite pénétrer la magnétosphère lors des reconnexion. Ce processus est certainement à l'origine du pic de la distribution des Na^+ dans la magnétogaine (Figure 19).

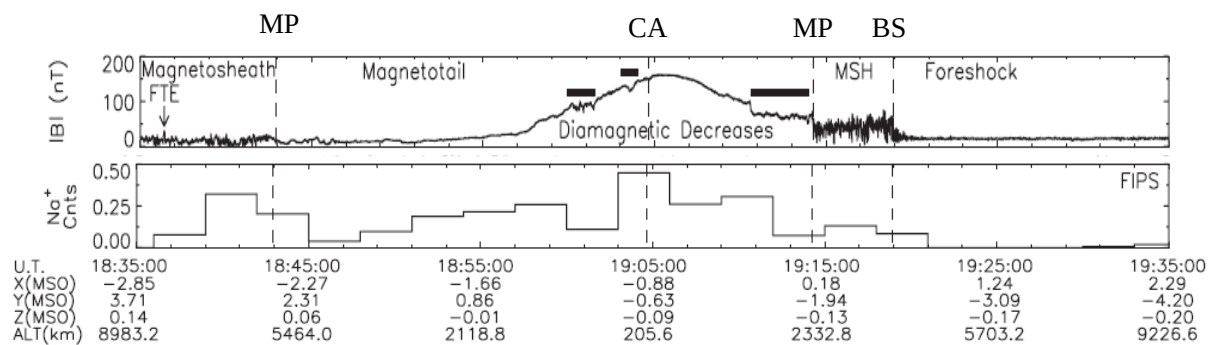


Figure 19 : Observations du champ magnétique, effectuées par MAG (panneau du haut) et du nombre de coups des ions Na^+ sur le détecteur effectués par FIPS (panneau du bas) lors du premier survol de MESSENGER. Les traversées de la magnétopause, de l'onde de choc et de l'approche minimale sont indiquées. Slavin et al., 2008.

Zurbuchen et al. (2011) présentent les observations orbitales des ions magnétosphériques faites par MESSENGER. L'orbite de MESSENGER ainsi que les régions dans lesquelles des pics de flux d'ions magnétosphériques ont été observés sont représentées sur la Figure 20. Ces observations révèlent que les ions, notamment Na^+ et O^+ sont plus abondants au niveau des pôles et au niveau de l'équateur du côté nuit de la planète. C'est en bon accord avec la distribution des neutres exosphériques provenant du criblage de la surface par les ions du VS et les ions magnétosphériques (Paragraphe 1.1.3).

En revanche, la distribution des ions He^+ est plus étendue autour de Mercure, cela est cohérent avec l'hypothèse selon laquelle le He exosphérique serait produit par désorption (thermique ou photo-stimulée) du côté jour de la planète et transporté du côté nuit (Zurbuchen et al., 2011 ; Broadfoot et al., 1976). La Figure 21 représente les distributions des flux d'ions He^+ observés durant la phase orbitale de MESSENGER.

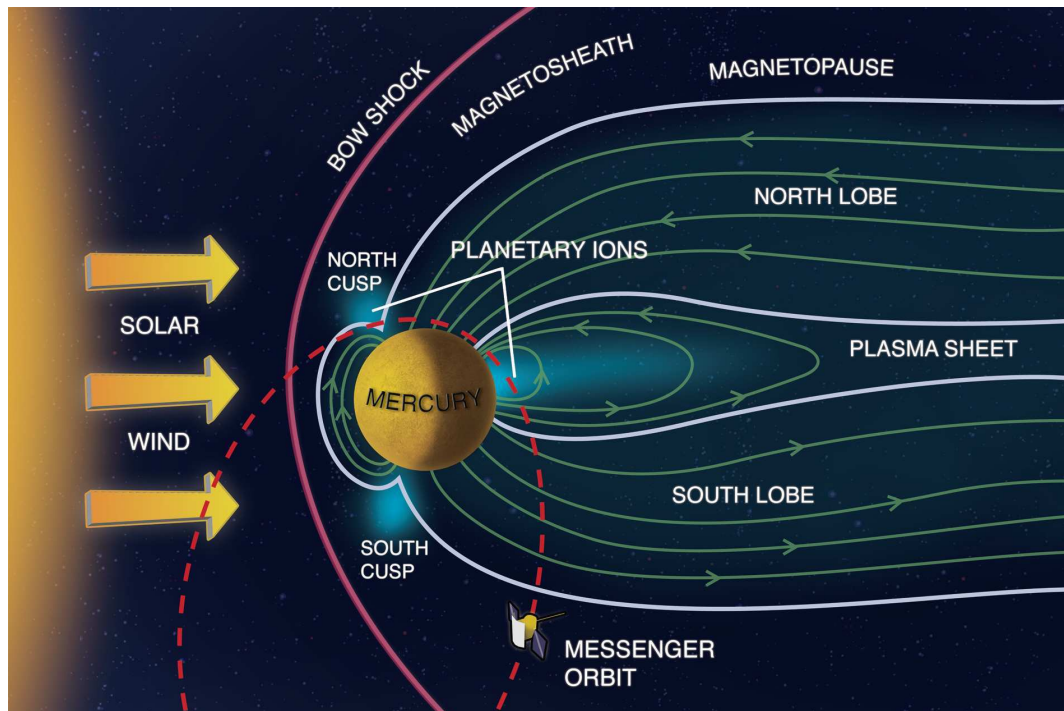


Figure 20 : Illustration de la magnétosphère de Mercure sur laquelle l'orbite de MESSENGER autour de Mercure est représentée par la courbe pointillée rouge. Les maxima de flux d'ions lourds (Na^+ , O^+) déduits des observations orbitales de MESSENGER sont représentés par les tâches bleues. Zurbuchen et al., 2011.

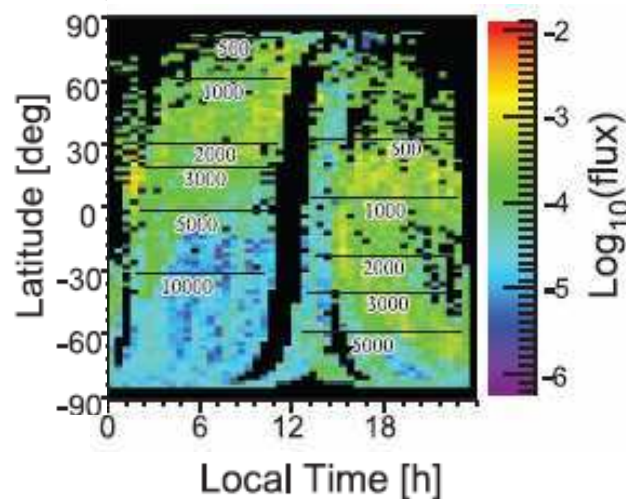


Figure 21 : Distribution spatiale des flux d'ions He^+ mesurés au cours des orbites de MESSENGER durant 66 jours (entre le 26 mars et le 30 mai 2011), en fonction de l'heure locale et de la latitude. Les altitudes de MESSENGER sont indiquées sur la carte. Zurbuchen et al., 2011.

L'hydrogène exosphérique a été détecté par MESSENGER, la présence d'ions H^+ planétaires dans la magnétosphère de Mercure est donc probable. Cependant, les observations des ions magnétosphériques de MESSENGER ne permettent pas de distinguer les protons planétaires des protons du VS ayant pénétré la magnétosphère. Les ions H^+ observés à l'intérieur de la magnétosphère, au niveau des cornes polaires et de l'équateur du côté nuit, ont des énergies comprises entre 0.1 et 2keV (Zurbuchen et al., 2011). Ces ions peuvent provenir de la pénétration du VS lors de reconnexion entre l'IMF et la magnétosphère, de l'ionisation de

l'exosphère d'hydrogène ou être extraits de la surface par criblage (cf paragraphe 1.1.3). La distinction entre ces différentes origines peut être faite par un modèle de simulation multi-espèces tel que celui que nous avons développé.

Les cornets polaires sont des régions privilégiées pour la pénétration du VS dans la magnétosphère. Dans ces régions les particules incidentes ont accès à la surface de Mercure et éjectent des neutres et des ions de la surface par criblage (cf paragraphe 1.1.3). Selon l'analyse des données de champ magnétique de la phase orbitale de MESSENGER effectuée par Winslow et al. (2012), le cornet polaire nord est localisé aux latitudes comprises entre 55.8° et 83.6° et entre 7.2 et 15.9 heures locales. Les mesures de FIPS rapportent que les flux d'ions lourds, tels que Na⁺ et O⁺, ont des valeurs maximales aux latitudes comprises entre 65° et 75° (Zurbuchen et al., 2011) ce qui est cohérent avec les résultats de Winslow et al. (2012).

1.2. La mission Bepi Colombo ; apport attendu après la mission MESSENGER

Comme nous l'avons vu dans la section 1.1, l'environnement de Mercure n'a été l'objet que de deux missions d'exploration *in situ* : Mariner 10, vieille de 40 ans, et MESSENGER, toujours en cours. Mariner 10 a permis la découverte du champ intrinsèque de Mercure, les premières détections de l'exosphère de la planète et l'obtention de nombreuses images et analyses photométriques de la surface de la planète. La mission MESSENGER, qui a confirmé une grande partie des observations de Mariner 10, offre un grand nombre d'informations supplémentaires sur l'environnement herméen. Concernant le champ magnétique intrinsèque, la valeur du moment dipolaire a été affinée grâce aux observations des survols et des orbites de MESSENGER. Les ions magnétosphériques ont été observés par MESSENGER et ces observations, combinées à celles de la surface et à celles de l'exosphère effectuées depuis la Terre, offrent une meilleure compréhension des processus liant la magnétosphère, l'exosphère et la surface de Mercure.

Cependant, ces deux missions d'exploration laissent de nombreuses questions ouvertes concernant Mercure et son environnement. En effet, les trajectoires des survols et des orbites de MESSENGER limitent la détermination du champ magnétique intrinsèque à l'hémisphère nord. Ces trajectoires et l'instrumentation chargée d'observer la surface de la planète limitent également la résolution de ces observations. Certains détails concernant la dynamique et la composition de l'exosphère sont encore loin d'être maîtrisés.

La mission Bepi Colombo porte le nom de Giuseppe Colombo, qui a été le premier à suggérer que Mariner 10 pouvait survoler par trois fois Mercure lors de sa mission dans le système solaire. Cette mission est une collaboration Européenne (ESA) et Japonaise (JAXA) comportant deux sondes distinctes : la sonde MPO (Mercury Planetary Orbiter), réalisée par l'ESA et la sonde MMO (Mercury Magnetospheric Orbiter), réalisée par la JAXA. Ces deux sondes seront lancées en août 2015 par un unique lanceur et ne se sépareront qu'au moment de leur mise en orbite en 2022. MPO effectuera une orbite polaire elliptique, avec un périastre à 400km et un apoastre à 1500km de la surface et MMO aura une orbite beaucoup plus elliptique avec un périastre également situé à 400km et un apoastre à 12000km d'altitude. La Figure 22 représente une illustration des orbites des sondes MPO et MMO autour de Mercure. La géométrie des orbites de MPO et MMO permettra d'analyser l'environnement proche de la

planète dans l'hémisphère nord ainsi que dans l'hémisphère sud, contrairement à MESSENGER. Ceci représente un grand avantage pour l'étude de la surface, de l'exosphère et du champ intrinsèque de Mercure. Ces deux sondes pourront également effectuer des mesures simultanées dans la magnétosphère et dans le VS ce qui permettra de prendre en compte les variations des conditions externes dans les observations magnétosphériques.

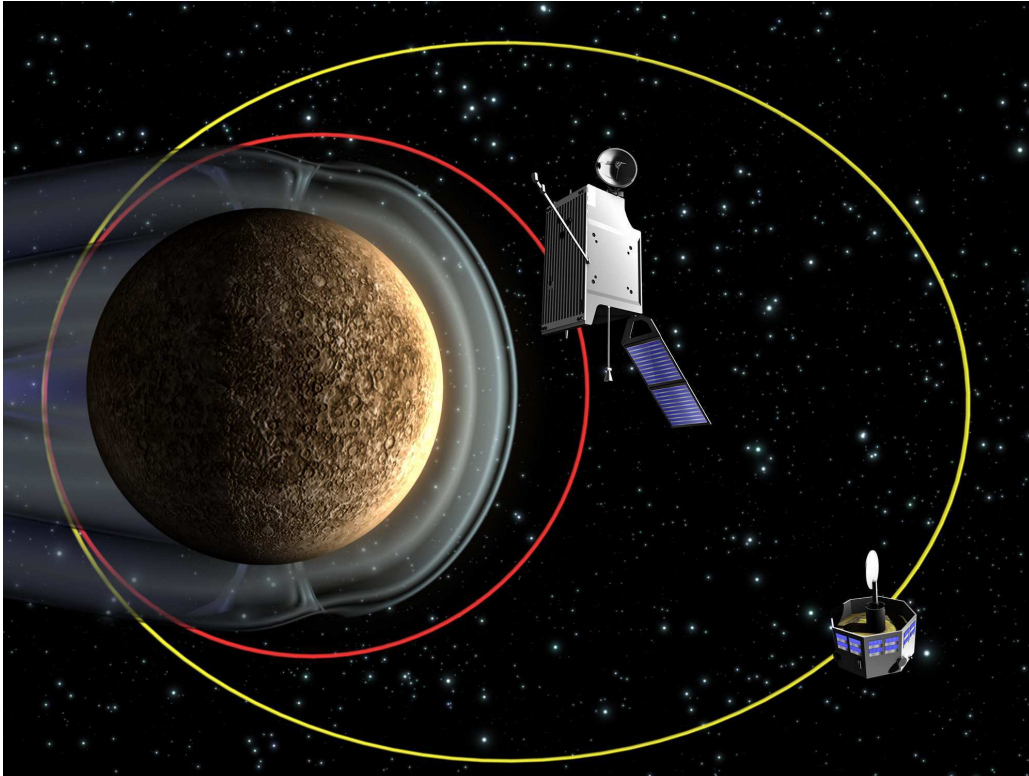


Figure 22 : Illustration des trajectoires des sondes MPO et MMO en orbite autour de Mercure dans le plan méridional comprenant l'axe Mercure/Soleil. Source : ESA, C. Carreau (http://www.esa.int/esaSC/120391_index_1_m.html#subhead2)

Les principaux objectifs de la mission Bepi Colombo sont d'affiner les résultats de MESSENGER et de Mariner 10 sur Mercure et son environnement ainsi que les observations de l'exosphère herménienne effectuées depuis la Terre. On peut les résumer ainsi :

- o Compréhension de l'origine et de l'évolution d'une planète très proche de son étoile.
- o Compréhension de la source et de la structure du champ magnétique intrinsèque de Mercure.
- o Etude de la forme, la structure intérieure, la géologie et la composition de la planète.
- o Etude de la composition et de la dynamique de l'exosphère de Mercure.
- o Etude de la structure et de la dynamique de la magnétosphère de Mercure.
- o Détermination de la composition et de l'origine des dépôts observés aux pôles.
- o Etude de la théorie de la relativité d'Einstein.

Les deux sondes de la mission Bepi Colombo comprennent l'instrumentation la plus complète et la plus avancée ayant été en orbite autour de Mercure. MPO et MMO n'ont pas les mêmes fonctions mais ont des objectifs complémentaires.

L'orbiteur planétaire MPO, dont le rôle principal est d'étudier la planète solide, comporte 11 instruments à son bord. On compte parmi eux le spectromètre Ultra Violet, PHEBUS (Probing

of Hermean Exosphere by Ultraviolet Spectroscopy) destiné aux investigations sur l'exosphère de Mercure (Thèse de M. Simon-Wedlund ; Chassefière et al., 2010) et l'instruments SERENA (Search for Exosphere Refilling and Emitted Neutral Abundance) dédié à l'étude des interactions exosphère/surface et magnétosphère/surface (Milillo et al., 2005). MPO est également muni d'un magnétomètre, MERMAG (Mercury Magnetometer), dont la fonction est d'analyser la structure de la magnétosphère de Mercure et son interaction avec le VS et le champ magnétique intrinsèque (Baumjohann et al., 2010). La sonde MMO est principalement dédiée à l'étude de la magnétosphère de Mercure, ainsi qu'à l'environnement interplanétaire. Cinq instruments sont embarqués à son bord :

- o Le magnétomètre, MGF (Magnetic Field Investigation).
- o Le spectromètre MPPE (Mercury Plasma Particle Experiment), destiné à l'étude des ions et des électrons de basses et hautes énergies et les neutres de hautes énergies.
- o Un instrument permettant de mesurer le champ électrique ainsi que les ondes radio et plasma, PWI (Plasma Wave Investigation).
- o Un instrument dédié l'étude du sodium exosphérique de Mercure, MSASI (Mercury Sodium Atmosphere Spectro Imager).
- o Un instrument permettant d'analyser les poussières environnant la planète, MDM (Mercury Dust Monitor).

Le lecteur est renvoyé aux articles de Balogh et al. (2007) et Flamini et al. (2011) qui offrent une description plus détaillée de l'instrumentation de MPO et MMO.

Les résultats récoltés grâce à l'instrumentation performante embarquée sur les sondes MPO et MMO offriront à la communauté scientifique des éléments clés pour la compréhension de l'interaction de Mercure avec le VS notamment.

Synthèse des observations de Mercure

Dans ce chapitre, nous avons dressé le bilan des connaissances actuelles sur l'interaction de Mercure avec le VS, apportées par les observations de Mercure et de son environnement. Ces observations sont nombreuses et ont été effectuées lors des deux seules missions d'exploration *in situ* visant Mercure : Mariner 10 et MESSENGER. Elles ont également été faites depuis la Terre.

La sonde Mariner 10 a effectué trois survols de Mercure entre 1974 et 1975. Les observations ont permis de faire des découvertes importantes telles que l'existence du champ intrinsèque, de la magnétosphère et de l'exosphère de Mercure. Arrivée à Mercure en 2008, la mission MESSENGER avait pour objectifs d'approfondir et de compléter les observations de Mercure, à l'aide d'une instrumentation plus performante et le précieux avantage, en plus des survols de la planète, d'être placée en orbite pendant une durée d'un an (au moins).

Nous avons présenté les différents résultats de ces observations concernant le champ magnétique intrinsèque et la magnétosphère, l'exosphère, la surface, l'environnement plasma de Mercure et les interactions qui les lient.

Bien que ces observations représentent une avancée spectaculaire pour la compréhension de l'interaction entre Mercure et le VS, de nombreuses questions persistent notamment à cause de l'environnement très dynamique de Mercure qui rend difficile toutes distinctions entre mesures spatiales et temporelles. La mission Bepi Colombo, dont le lancement est prévu pour 2015, présente une instrumentation et un plan de vol encore mieux adaptés à l'étude de Mercure et de son environnement.

Nous avons vu dans ce chapitre que les observations *in situ* représentent un outil fondamental pour l'étude de Mercure et de son interaction avec le VS et que les apports qu'ont fournis les missions Mariner 10 et MESSENGER sont indiscutables. En revanche, ces observations sont spatialement et temporellement limitées. De plus, les missions d'explorations sur Mercure sont rares et très espacées dans le temps, 30 ans se sont écoulés entre Mariner 10 et MESSENGER et Bepi Colombo n'atteindra pas Mercure avant 2022.

Pour toutes ces raisons, la simulation numérique est également un outil indispensable à l'étude de l'interaction Mercure/VS.

Chapitre 2 : Les modèles de simulation

L'étude du VS et de ses interactions avec les objets du Système Solaire ne peut se contenter des observations *in situ* et des observations depuis la Terre. Comme nous l'avons vu précédemment, les missions d'observations de Mercure, Mariner 10, MESSENGER ainsi que les observations à distance, ont apporté une contribution substantielle à l'étude de l'interaction entre le VS et la magnétosphère de Mercure. Il en est de même pour les investigations sur l'interaction du VS avec l'environnement martien. Cependant, compte tenu des contraintes d'espace et de temps rencontrées lors de ces missions d'observation, la simulation numérique représente un outil important donnant accès à toutes les régions de la zone étudiée. La simulation permet également de dissocier les variations spatiales des variations temporelles de certains phénomènes, ceci étant impossible pour les mesures *in situ* acquises avec un seul satellite. Ainsi, les simulations permettent de compléter ou d'enrichir l'interprétation de certaines observations et contribuent éventuellement à la préparation de missions futures.

Dans ce chapitre, les modèles de simulation utilisés pour analyser les propriétés des interactions du VS avec les planètes Mercure et Mars sont présentés. Dans la première partie, nous décrivons les différents modèles physiques utilisés pour décrire les interactions VS / planètes ainsi que leurs principales hypothèses. Nous développons en particulier le formalisme hybride. Ce formalisme a été adopté pour les simulations de Mercure présentées au Chapitre 3 ainsi que pour l'étude de la réflexion de particules sur l'onde de choc martienne présentée au Chapitre 4. Nous étudions, dans la seconde partie, le modèle numérique résultant de la discrétisation du modèle hybride physique que nous avons développé pour l'analyse de l'environnement de Mercure. Enfin, nous faisons une description succincte de la parallélisation du modèle et sa validation dans la troisième partie.

2.1. Modèles physiques

Dans les plasmas, les ions et les électrons (e^-) ne sont pas caractérisés par les mêmes échelles de temps et de longueur et dans le cas des plasmas spatiaux, les processus observés au voisinage des planètes du système solaire présentent des caractéristiques spatiales et temporelles couvrant une large gamme d'échelles. Le Tableau 3 présente les caractéristiques spatiales et temporelles du plasma du VS dans le cas de Mercure et de Mars et les rayons de ces planètes. Le rayon de giration et la longueur inertielle des ions du VS sont généralement supérieures, d'au moins un ordre de grandeur, à ceux des électrons. Le même rapport est observé entre les échelles temporelles caractéristiques, telles que la période cyclotron et l'inverse de la fréquence plasma, des ions et des électrons. Les longueurs caractéristiques du système étudié sont le rayon de la planète et/ou la distance entre le centre de la planète et l'onde de choc formée, dans la direction subsolaire. Ces grandeurs peuvent différer significativement selon l'objet concerné.

Il existe trois types d'approches pour les simulations des plasmas non collisionnels, chacune de ces approches étant adaptée à l'étude de phénomènes agissant à des échelles spatiales et temporelles différentes et induisant des temps de calculs différents. Ces aspects sont schématisés sur la Figure 23. L'approche fluide décrit le plasma (ions et électrons) comme un fluide magnétisé, l'approche cinétique offre une description cinétique des ions et des électrons et l'approche hybride ne décrit que la cinétique des ions et traite les électrons comme un fluide sans masse. Aucun de ces modèles ne permet une reproduction parfaite des observations de l'interaction du VS avec une planète du système solaire, bien que les modèles cinétiques offrent la description la plus complète de cette interaction. Le choix de l'approche à adopter dépendra principalement des phénomènes que l'on souhaite prendre en compte et des capacités numériques disponibles.

Grandeur caractéristique	Mercure	Mars
Longueur inertielle : H^+ , He^{++} , e^- (km)	40, 349, 0.9	150, 671, 3.3
Rayon de giration : H^+ , He^{++} , e^- (km)	90, 180, 0.05	1813, 3627, 1
Pulsation cyclotron : H^+ , He^{++} , e^- (rad/s)	2, 1, 3773	0.29, 0.14, 547
Vitesse d'Alfvén (km/s)	82	39
Densité du VS (cm^{-3})	32	1.3
Densité H^+ , He^{++} (cm^{-3})	30.4, 1.6	1.25, 0.05
Rayon de la planète (km)	2439	3395

Tableau 3 : caractéristiques moyennes du VS non perturbé dans le cas de Mercure (à l'aphélie, Slavin and Holzer, 1981) et de Mars (Franz et al, 2007).

Si l'on souhaite décrire des processus physiques des plasmas ayant lieu au voisinage de la planète, tels que les phénomènes liés aux rayons de giration fini des ions et les différences de vitesses entre les espèces d'ions (H^+ et Na^+ par exemple), la description fluide du plasma devient insuffisante. La situation idéale serait d'adopter une description cinétique des ions et des électrons grâce à un modèle particulaire. Les ions et les électrons sont alors considérés comme des particules numériques qui se déplacent sous l'influence du champ électromagnétique et modifient celui-ci de manière auto cohérente. Cependant les simulations

associées à de tels modèles sont numériquement coûteuses, induisent des temps de calculs trop longs et ne permettent pas toujours d'avoir une description globale de la région étudiée. Une situation intermédiaire est possible grâce au formalisme hybride qui est décrit en détail dans la suite de ce chapitre.

Le modèle physique est la première étape du développement d'un modèle de simulation et consiste à décrire le formalisme adopté. Dans cette partie, nous décrivons brièvement le formalisme des modèles MHD, des modèles de particules-tests et des modèles Monte Carlo. Nous traitons de manière plus détaillée l'approche hybride en présentant son formalisme ainsi que les équations mises en jeu. Enfin nous proposons une vue d'ensemble des modèles analytiques terrestres qui ont été adaptés à Mercure et ont également permis d'en étudier la magnétosphère.

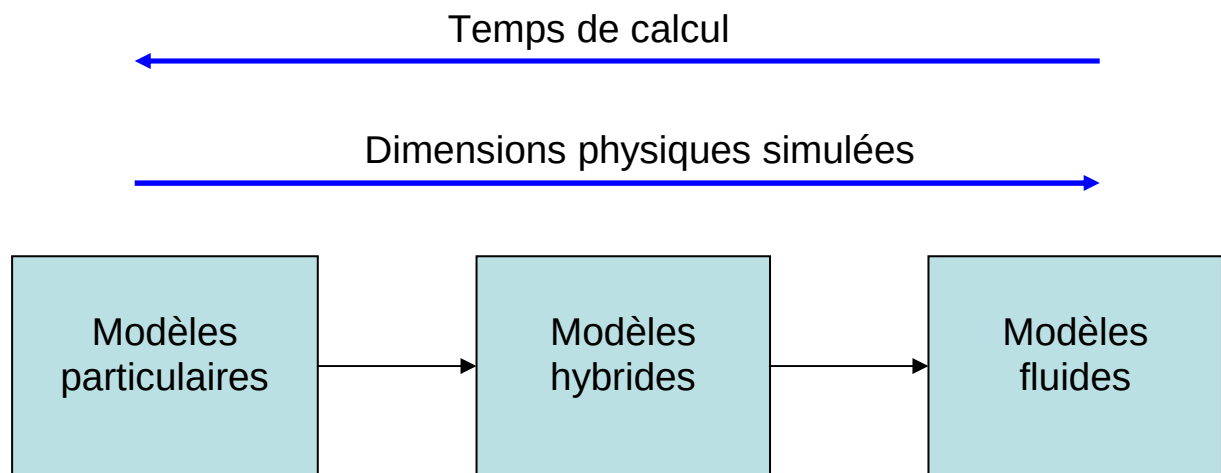


Figure 23 : Représentation des domaines d'utilisation des différents types de modèles.

2.1.1. Les modèles MHD

Dans les modèles Magnétohydrodynamiques (MHD) le plasma est traité comme un fluide magnétisé dont l'écoulement et l'énergie thermique sont gouvernés par les champs électrique et magnétique. Ces champs électrique et magnétique sont à leurs tours affectés par les mouvements du fluide de manière auto-cohérente. L'évolution d'un tel plasma est régie par les équations fluides de conservation : de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement ; couplées aux équations de Maxwell. L'évolution du courant total est donnée par la loi d'Ohm généralisée du plasma. Les modèles MHD ne prennent en compte ni les effets cinétiques des ions ni ceux des électrons, ils se concentrent sur les propriétés macroscopiques du plasma. Ces modèles sont utilisés dans le cadre des simulations globales, lorsque l'information sur les particules individuelles ne présente pas d'intérêt. Les systèmes étudiés doivent vérifier l'hypothèse fondamentale selon laquelle leurs échelles spatiales et temporelles caractéristiques sont largement supérieures aux grandeurs caractéristiques du plasma telles que la longueur inertielle des ions et/ou des électrons ainsi que la période cyclotron des ions et/ou des électrons. Selon les hypothèses formulées sur le nombre d'espèces ioniques ou la Loi d'Ohm utilisée, on distingue plusieurs types de modèles MHD : la MHD idéale, la MHD résistive considérant le plasma comme fluide résistif, la MHD-Hall prenant en compte les effets de l'inertie des ions, la MHD multi-fluide décrivant chaque espèce par un fluide permettant ainsi de séparer la dynamique de chaque espèce.

Dans cette partie, nous présentons les hypothèses des modèles de MHD idéale, qui sont la base de tous les modèles MHD, et les équations physiques intervenant dans ces modèles. Nous montrons également la manière dont ces équations sont modifiées par des hypothèses supplémentaires.

Hypothèses

La MHD idéale n'est valide que sous certaines conditions. Ces hypothèses ont des conséquences sur la mise en équations des modèles de MHD idéale. Elles sont formulées de la manière suivante :

- o La quasi-neutralité du plasma est assurée.
- o Le plasma doit être proche de l'équilibre thermodynamique et doit avoir une fonction de distribution Maxwellienne.
- o La composante du champ électrique associée aux hautes fréquences est négligeable.

Mise en équations

Les équations intervenant dans les modèles de MHD idéale sont présentées dans cette partie ainsi que les modifications qui y sont apportées pour aboutir aux modèles de MHD résistive, MHD Hall, MHD multi-espèces et MHD multi-fluide. Les vecteurs sont notés en caractère gras.

Les équations de continuité, de l'énergie et de la quantité de mouvement, dans le cas d'un seul fluide s'écrivent de la manière suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial e_{\text{int}}}{\partial t} + \nabla \cdot (e_{\text{int}} \mathbf{u}) = -p \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p + \mathbf{F} \quad (3)$$

Où ρ, e_{int} et $\mathbf{u}$ correspondent à la densité de masse, la densité d'énergie interne et la vitesse fluide ; p correspond à la pression thermique et est reliée à la densité d'énergie interne par l'expression : $p = (\gamma - 1)e_{\text{int}}$, faisant intervenir l'indice polytropique γ ; $\mathbf{J}$ et $\mathbf{B}$ désignent le courant et le champ magnétique ; $\mathbf{F}$ représente la résultante des forces supplémentaires pouvant éventuellement intervenir.

Afin de fermer ce système d'équations, une équation supplémentaire incluant l'évolution du courant $\mathbf{J}$ est nécessaire. Cette relation est la Loi d'Ohm généralisée :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{en} - \frac{\nabla p}{en} + \eta \mathbf{J} \quad (4)$$

Avec $\mathbf{E}$ le champ électrique, e la charge de l'électron, n la densité ionique et η la résistivité du plasma.

L'expression de la Loi d'Ohm généralisée peut être modifiée en formulant certaines hypothèses. Dans le cadre de la MHD idéale, aucune distinction n'est faite entre les masses et les vitesses des différentes espèces ioniques, elles sont toutes représentées par le même fluide,

ainsi le terme $\frac{\nabla p}{en}$ et le terme de Hall, $\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{en}$ sont négligés. Le terme résistif, $\eta \mathbf{J}$ est lui aussi

négligé et la Loi d'Ohm et l'équation d'induction magnétique s'expriment de la manière suivante :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (6)$$

Dans le cadre de la MHD résistive, le fluide est considéré comme n'étant pas infiniment conducteur à cause des collisions entre les neutres et les électrons et le terme résistif est pris en compte dans la Loi d'Ohm :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{J} \quad (7)$$

En introduisant le terme de Hall dans la Loi d'Ohm, la MHD Hall prend en considération la différence entre la vitesse des ions et la vitesse des électrons, bien que les ions et les électrons forment toujours un unique fluide :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{en} + \eta \mathbf{J} \quad (8)$$

La MHD multi-espèces, complexifie légèrement la MHD idéale en reproduisant les effets de la présence d'autres espèces ioniques que les protons du VS. Ainsi une équation de continuité est associée à chaque espèce ionique « i » incluant des termes de source et de perte :

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{u}_i) = S_i - P_i \quad (9)$$

S_i et P_i correspondent respectivement au terme de source et au terme de perte. La Loi d'Ohm associée est celle de la MHD idéale mais elle peut également inclure le terme résistif.

Dans le cas de la MHD multi-fluide, les espèces ioniques sont représentées des fluides séparés afin de prendre en compte la dynamique de chaque espèce. Ainsi, les équations de continuité, de la pression et de la quantité de mouvement sont résolues pour chaque espèce ionique « i »:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{u}_i) = S_i - P_i \quad (10)$$

$$\frac{\partial p_i}{\partial t} + \nabla \cdot (p_i \mathbf{u}_i) = (\gamma - 1) \mathbf{u}_i \cdot \nabla p_i \quad (11)$$

$$\rho_i \frac{\partial (\mathbf{u}_i)}{\partial t} = q_i n_i (\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) - \nabla p_i \quad (12)$$

Où ρ_i , u_i , n_i , p_i et q_i sont respectivement la densité de masse, la vitesse fluide, la densité volumique, la pression et la charge associées à l'espèce « i ». La Loi d'Ohm adoptée est la suivante :

$$\mathbf{E} = -\sum \frac{n_i}{n_e} \mathbf{u}_i \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{en} - \frac{\nabla p_e}{en} + \eta \mathbf{J} \quad (13)$$

Avec n_e la densité volumique du fluide électronique et p_e la pression du fluide électronique.

2.1.2. Les modèles particules-tests et Monte Carlo

Les modèles de particules-tests représentent une simplification des modèles particuliers (complètement cinétiques) car le mouvement des particules-tests est influencé par le champ électromagnétique mais celles-ci n'ont pas d'incidence sur les champs électrique et magnétique. Ces modèles décrivent donc l'évolution des ions et/ou des électrons dans un

champ électromagnétique prédéfini. Ce champ électromagnétique peut être issu d'un modèle MHD, hybride, PIC (Particle In Cell) ou encore d'un modèle analytique. Le déplacement des particules est assuré par l'équation du mouvement d'une particule chargée dans un champ électromagnétique. Dans ces modèles les particules physiques sont représentées par des particules numériques appelées « macro particules », représentant un nuage de particules physiques de la même espèce (ionique ou neutre) et ayant la même vitesse. C'est également le cas dans les modèles PIC et hybrides. Chaque macro particule représente un certain nombre de particules physiques dans un volume qui est celui de la particule (une cellule) et se voit attribuer un poids statistique égal à la quantité de particules physiques qu'elle représente.

Les modèles Monte Carlo sont des modèles particuliers stochastiques utilisant les tirages aléatoires pour déterminer une quantité. Ils sont notamment utilisés pour effectuer des simulations globales de l'environnement neutre des planètes. Comme dans les simulations de particules-tests, les neutres sont représentés par des macro particules, dans les simulations Monte Carlo, qui se déplacent dans le domaine de simulation sous l'effet d'un champ de forces. Les forces prises en compte et les processus de perte et de source des neutres décrits varient selon les modèles. Les modèles Monte Carlo peuvent, dans certains cas, être auto-cohérents.

2.1.3. Les modèles hybrides

Les modèles hybrides représentent un compromis, pour la description des plasmas, entre les modèles particuliers, adoptant une approche complètement cinétique, et les modèles MHD, adoptant une approche complètement fluide. En effet ces modèles considèrent les effets cinétiques des ions et permettent ainsi de décrire des phénomènes non traités par la MHD. Les ions sont donc représentés par une assemblée de macro particules. En revanche, les modèles hybrides ne décrivent pas les effets cinétiques des électrons, ceux-ci sont traités comme un fluide sans masse, assurant la neutralité du plasma et contribuant à la pression et au courant du plasma. Les équations du mouvement et l'équation de conservation de la quantité de mouvement électronique couplées aux équations de Maxwell gouvernent l'évolution du plasma. Les modèles hybrides sont auto-cohérents, ainsi le mouvement des ions crée des courants qui influencent les champs électromagnétiques.

Dans cette partie, nous présentons, dans un premier temps, le formalisme hybride, ses hypothèses et le cadre dans lequel l'utilisation de ces modèles est justifiée et valide. Nous établissons, par ailleurs, le système d'équations intervenant dans les modèles hybrides. Enfin nous montrons comment obtenir les équations adimensionnées communément utilisées dans les simulations.

Les hypothèses du formalisme hybride

Le formalisme hybride nécessite que certaines hypothèses soient faites concernant le plasma étudié. Ces hypothèses ont des conséquences sur la mise en équation de ces modèles, comme nous le verrons au paragraphe suivant. Elles sont formulées de la manière suivante :

- La quasi-neutralité du plasma est assurée. Cette hypothèse est valide à des échelles spatiales supérieures à la longueur de Debye. Ceci entraîne que la divergence du courant total est nulle et que l'équation de Poisson (Equation (21)) est inutilisable.
- Le fluide électronique est proche de l'équilibre thermodynamique, il est donc représenté par une fonction de distribution Maxwellienne.

- Le fluide électronique a une masse nulle. Ainsi, seuls les modes basses fréquences (relatifs aux ions) sont pris en compte et l'échelle spatiale viable est la longueur inertielle des ions.
- Les ondes de lumières sont négligées. La conséquence est que le courant de déplacement est négligé dans l'équation de Maxwell-Ampère (Equation (23)).

Ces hypothèses concernant le plasma impliquent des contraintes sur les systèmes étudiés par les modèles hybrides. Ces systèmes doivent remplir des conditions fondamentales pour vérifier que le choix du formalisme hybride est bien adapté :

- Les longueurs caractéristiques du système étudié par un modèle hybride doivent être plus grandes que le rayon de giration ou la longueur inertielle des électrons du plasma.
- Les temps caractéristiques doivent être plus grands que la période de giration ou l'inverse de la fréquence plasma des électrons.

Mise en équations

Les équations intervenant dans le modèle hybride sont répertoriées et expliquées dans cette partie. En adoptant une description statistique du plasma, la fonction de distribution $f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ de l'espèce « s » désigne la densité de particules dans l'espace des phases et son évolution est gouvernée par une équation de Vlasov. Cette équation de Vlasov ne prend en compte que les interactions lointaines liées au mouvement des particules chargées dans le champ électromagnétique créé par l'ensemble de ces particules. Les champs électrique et magnétique sont déterminés de manière auto-cohérente par la dynamique des particules grâce aux équations de Maxwell. La densité des particules n_s et la vitesse fluide $\mathbf{u}_s$ de l'espèce « s » s'expriment à partir de la fonction de distribution :

$$n_s(\mathbf{x}, t) = \int f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (14)$$

$$\mathbf{u}_s(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{n_s(\mathbf{x}, t)} \int \mathbf{v} f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (15)$$

La densité de courant ionique J_s de l'espèce « s » est déterminée en fonction de la densité et la vitesse fluide.

$$\mathbf{J}_s(\mathbf{x}, t) = q_s n_s(\mathbf{x}, t) \mathbf{u}_s(\mathbf{x}, t) \quad (16)$$

Ainsi, les densités de masse ρ_m , de charge ρ_c et de courant ionique J_i sont obtenues en sommant les contributions des différentes espèces :

$$\rho_m = \sum_s n_s(\mathbf{x}, t) m_s \quad (17)$$

$$\rho_c = \sum_s n_s(\mathbf{x}, t) q_s \quad (18)$$

$$\mathbf{J}_i = \sum_s \mathbf{J}_s(\mathbf{x}, t) \quad (19)$$

Les équations de Maxwell mettant en jeu le champ magnétique $\mathbf{B}$, la densité de courant $\mathbf{J}$ et le champ électrique $\mathbf{E}$, s'écrivent de la manière suivante :

Equation du flux magnétique :

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (20)$$

Equation de Poisson
$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (21)$$

Equation de Faraday :
$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (22)$$

Equation d'Ampère :
$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (23)$$

Avec μ_0 , la perméabilité du vide et ε_0 , la permittivité du vide.

Dans le cadre d'une étude ne traitant que les phénomènes à basse fréquence, comme l'impose une des hypothèses du formalisme hybride, le terme $\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$, appelé courant de déplacement, est négligeable. L'équation (23) devient donc :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} = \mu_0 (\mathbf{J}_i + \mathbf{J}_e) \quad (24)$$

Où la densité du courant total est la somme des densités de courant ionique $\mathbf{J}_i$ et électronique $\mathbf{J}_e$.

Les ions se déplacent sous l'influence des champs électrique et magnétique et sont accélérées par la force de Lorentz. Les équations du mouvement appliquées aux ions de l'espèce « s », dont la masse et la charge sont notées respectivement m_s et q_s , sont:

$$\frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = \frac{q_s}{m_s} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}) \quad (25)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_s}{dt} = \mathbf{v}_s \quad (26)$$

On écrit l'équation de la quantité de mouvement pour le fluide d'électrons :

$$n_e m_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -en_e (\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \nabla \overline{P_e} \quad (27)$$

Où l'indice e fait référence au fluide électronique, m_e désigne la masse de l'électron, $\mathbf{u}_e$, n_e et P_e correspondent respectivement à la vitesse, la densité et au tenseur de pression électronique. Selon l'hypothèse du formalisme hybride, l'inertie des électrons est négligée, l'équation (27) est modifiée de la manière suivante :

$$\mathbf{0} = -en_e (\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \nabla \overline{P_e} \quad (28)$$

Le fluide électronique assure de plus la neutralité du plasma. Ceci se traduit par l'équation suivante :

$$en_e = \rho_c \quad (29)$$

Ainsi, en utilisant les équations (24) et (29) et en exprimant la densité de courant électronique en fonction de la vitesse et de la densité électroniques, $\mathbf{J}_e = -n_e e \mathbf{u}_e$, on obtient l'expression de la vitesse électronique :

$$\mathbf{u}_e = \frac{1}{\rho_c} \left(\mathbf{J}_i - \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right) \quad (30)$$

En utilisant l'équation de conservation de la quantité de mouvement appliquée aux électrons (28) et l'équation (30) il est possible d'exprimer le champ électrique en fonction du champ magnétique, de la densité ionique, de la densité de courant ionique et de la pression électronique :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\rho_c} \left(\frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \mathbf{J}_i \times \mathbf{B} - \nabla \overline{\overline{P_e}} \right) \quad (31)$$

Où le tenseur de pression s'exprime de la manière suivante :

$$\overline{\overline{P_e}} = n_e^\gamma k_B T_e \mathbf{1} \quad (32)$$

La notation $\mathbf{1}$ représente le tenseur unité, k_B désigne la constante de Boltzmann, T_e la température et γ l'indice adiabatique du fluide électronique. La pression électronique est isotrope et ainsi, le tenseur de pression est diagonal avec tous ses termes égaux. Cette équation d'état sert de fermeture à notre système et est nécessaire car l'équation de Poisson (21) est inutilisable, compte tenu de l'hypothèse de quasi-neutralité du plasma.

Le champ magnétique est alors calculé en utilisant l'équation de Maxwell Faraday (22) contrainte par la conservation du flux magnétique donnée par l'équation (20).

Normalisation des grandeurs et équations sans dimension

Pour les simulations, il est d'usage de travailler avec des équations adimensionnées. Pour cela, les grandeurs intervenant dans les équations du modèle et exprimées dans le Système international (SI) sont normalisées par rapport à des unités de référence toutes reliées à l'espèce majoritaire du plasma incident. Dans le cadre de cette étude, ce sont les protons du VS qui sont majoritaires. L'espèce majoritaire est caractérisée par sa masse m_0 , sa densité n_0 et sa charge q_0 et le champ magnétique de référence B_0 est celui du plasma incident non perturbé. On définit donc les unités de référence de temps t_0 , de longueur x_0 , et de vitesse v_0 , qui sont respectivement, l'inverse de la pulsation de giration, la longueur inertielle et la vitesse d'Alfvén des protons du VS :

$$t_0 = \left(\frac{q_0 B_0}{m_0} \right)^{-1} \quad (33)$$

$$x_0 = c \sqrt{\frac{\epsilon_0 m_0}{q_0^2 n_0}} \quad (34)$$

$$v_0 = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 n_0 m_0}} \quad (35)$$

Les valeurs des unités de temps, de longueur, de vitesse, de densité, de champ magnétique, de masse et de charge, de référence utilisées pour les simulations sont répertoriées dans le Tableau 4, pour Mercure et pour Mars.

Si l'on considère une grandeur physique A , A_m , sa valeur adimensionnée et A_0 l'unité de référence correspondante, elles sont liées par l'expression :

$$A_m = \frac{A}{A_0} \quad (36)$$

Dans les simulations, les équations du modèle hybride, que nous avons présentées, sont adimensionnées. Chaque grandeur est normalisée en utilisant l'équation (36). Ainsi les équations du mouvement des ions deviennent :

$$\frac{d\mathbf{v}_m}{dt_m} = \frac{q_m}{m_m} \left(\mathbf{E}_m \frac{E_0}{v_0 B_0} + \mathbf{v}_m \times \mathbf{B}_m \right) \frac{q_0 t_0 B_0}{m_0} \quad (37)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_m}{dt_m} = \mathbf{v}_m \frac{v_0 t_0}{x_0} \quad (38)$$

$$\text{Avec } \frac{E_0}{v_0 B_0} = \frac{q_0 t_0 B_0}{m_0} = \frac{v_0 t_0}{x_0} = 1.$$

Les équations de Faraday (22) et d'Ampère (24) s'écrivent de la manière suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{B}_m}{\partial t_m} = -\frac{t_0 E_0}{B_0 x_0} \nabla_m \times \mathbf{E}_m \quad (39)$$

$$\nabla_m \times \mathbf{B}_m = \frac{\mu_0 x_0 J_0}{B_0} \mathbf{J}_m \quad (40)$$

Où l'unité de densité de courant de référence J_0 est égale à $n_0 q_0 v_0$ et $\frac{t_0 E_0}{B_0 x_0} = \frac{\mu_0 x_0 J_0}{B_0} = 1$.

Les équations du modèle exprimées dans les unités de la simulation sont donc:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v} \quad (41)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (42)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (43)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J} \quad (44)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\rho_c} \left((\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla \overline{P_e} \right) \quad (45)$$

Unité de référence	Mercure	Mars
Masse m_0 (uma)	1	1
Densité n_0 (cm ⁻³)	30.4	1.25
Charge q_0 (C)	1.602e ⁻¹⁹	1.602e ⁻¹⁹
Champ magnétique B_0 (nT)	14.3	3
Temps t_0 (s)	0.5	3.4
Longueur x_0 (km)	40	150
Vitesse v_0 (km/s)	82	39
Champ électrique E_0 (V/m)	1.1e ⁻³	1.17e ⁻⁴
Densité de courant J_0 (A.m ⁻²)	4e ⁻¹³	7.8e ⁻¹⁵

Tableau 4 : unités de référence utilisées pour les simulations de Mercure et de Mars.

Modélisation du couplage ions-neutres par la photoproduction

Le modèle hybride offre la possibilité de décrire la création d'ions par ionisation d'un environnement neutre. Cet environnement neutre, l'exosphère de Mercure ou de Mars par exemple, est représenté par la densité de l'espèce neutre traitée et n'est pas altéré par le plasma environnant. La densité est constante durant toute la simulation assurant ainsi un réservoir permanent de neutres. Dans notre modèle de Mercure, les neutres sont couplés aux ions par le mécanisme de photoionisation.

Les atomes d'une espèce X peuvent être ionisés par le rayonnement extrême UV du Soleil si l'énergie des photons est supérieure au potentiel d'ionisation d'un atome de cette espèce, par la réaction suivante :



Le taux de photoproduction q_x de l'espèce ionique X^+ à la position $\mathbf{r}$ est donné par l'expression :

$$q_x(\mathbf{r}) = n_x(\mathbf{r}) \int I_\infty(\lambda) \exp(-\tau(\mathbf{r}, \chi, \lambda)) \sigma_x(\lambda) d\lambda \quad (47)$$

Dans cette formule, $n_x(\mathbf{r})$ est la densité volumique de l'espèce neutre X au point $\mathbf{r}$, $I_\infty(\lambda)$ est le flux solaire au-dessus de l'atmosphère à la longueur d'onde λ , $\tau(\mathbf{r}, \chi, \lambda)$ est l'épaisseur optique de l'atmosphère au point $\mathbf{r}$ pour l'angle solaire zénithal χ à la longueur d'onde λ et $\sigma_x(\lambda)$ est la section efficace de photoionisation de l'espèce neutre X à la longueur d'onde λ .

Lorsque l'absorption est négligeable, ce qui est généralement vérifié dans le cas d'une exosphère, le taux de photoproduction devient :

$$q_x(\mathbf{r}) = \nu_x n_x(\mathbf{r}) \quad (48)$$

Où ν_x est la fréquence de photoionisation de l'espèce neutre X .

La fréquence de photoionisation est le résultat de l'intégration sur toutes les longueurs d'ondes du produit du flux solaire au dessus de l'atmosphère par la section efficace de photoionisation de l'espèce neutre considérée:

$$\nu_x = \int I_\infty(\lambda) \sigma_x(\lambda) d\lambda \quad (49)$$

2.1.4. Les modèles analytiques

Les modèles analytiques sont des modèles de calcul du champ magnétique initialement utilisés pour étudier l'environnement de la Terre puis adaptés à Mercure. Ces modèles servent à déterminer le champ magnétique dans la magnétosphère de Mercure, ils sont utilisés notamment pour fournir le champ électromagnétique de fond des programmes de particules-tests. Les modèles terrestres originaux les plus couramment adaptés pour étudier l'environnement de Mercure, sont brièvement présentés dans cette partie.

Le modèle de Luhmann and Friesen (1979) propose un calcul simple du champ magnétosphérique de la Terre en le décomposant en deux parties. La première composante du champ correspond au champ magnétique intrinsèque de la planète, représenté par un champ dipolaire et la seconde composante du champ correspond au courant annulaire et au courant de la magnétopause. Ce modèle peut également prendre en compte le tilt du dipôle et la rotation de la planète. Les caractéristiques de l'IMF sont traduites par la composante du champ magnétosphérique provenant du courant annulaire et du courant de la magnétopause.

Le modèle de Tsyganenko (1989) appelé T89, comprend six termes de champ magnétique pour exprimer le champ magnétosphérique terrestre : le champ dipolaire, le champ annulaire, le champ de la queue et les champs de confinement du champ dipolaire, du champ annulaire et du champ de la queue. Le modèle de Tsyganenko (1995), T95 ajoute à l'ancienne version la position de la magnétopause déterminée à partir d'observations faites lors de nombreuses traversées de la magnétosphère de la Terre. Elle est représentée par une ellipsoïde de révolution s'étendant du côté jour jusqu'à des distances comprises entre 60 et 70 rayons Terrestres dans la queue, la queue et le prolongement de la magnétopause dans la queue est représenté par un cylindre de révolution. Ce modèle est aussi mieux contraint par les observations que la version précédente. Le modèle de Tsyganenko (1996), noté T96, comprend un module décrivant la circulation des courants de Birkeland (Zmuda and Armstrong, 1974). Les modèles de Tsyganenko calculent le champ magnétosphérique terrestre en fonction du courant annulaire, du tilt du dipôle, de la pression dynamique du VS et des composantes B_y et B_z de l'IMF et ne prennent pas en compte la composante B_x . Massetti et al. (2003) présentent une étude de la précipitation des particules sur la surface de Mercure menée à l'aide d'un modèle T96 adapté à Mercure. Pour cela, une réduction d'échelle d'un facteur 6.9 a été effectuée, le courant annulaire, absent dans le cas de Mercure, n'est pas considéré et seulement 50% du champ correspondant au système de courants de Birkeland sont pris en compte. Korth et al. (2004) ont également modifié le modèle T96 afin d'étudier la séparation de la contribution du champ interne de Mercure et de celle du champ associé aux courants magnétosphériques dans les observations *in situ* du champ magnétique.

Toffoletto and Hill (1989) ont développé un modèle du champ magnétosphérique terrestre pour une magnétosphère laissant pénétrer une fraction de l'IMF (magnétosphère ouverte, modèle TH89). Pour cela, certaines modifications ont été apportées au modèle de magnétosphère fermée de Voigt (1972, 1981) dans lequel le champ magnétosphérique est un champ dipolaire étiré dans la queue et la forme de la magnétopause est représentée par une demi sphère côté jour et un cylindre de révolution infini côté nuit. Un champ d'interconnexion, consistant en une composante du champ magnétique normale à la magnétopause non nulle, a été ajouté au modèle de Voigt afin de reproduire l'ouverture de la magnétosphère. La formulation de la composante normale du champ dépend de la géométrie de la région de fusionnement entre le champ magnétosphérique et l'IMF. Toffoletto and Hill (1993) présentent une version améliorée du TH89, appelée TH93, mieux adaptée à la description du champ magnétosphérique dans le cas d'un IMF non dirigé vers le sud. Le côté jour de la magnétosphère de Mercure est l'objet d'études effectuées à l'aide d'un modèle TH93 modifié pour décrire le champ magnétosphérique herméen (Sarantos et al., 2001 ; 2007 ; Massetti et al., 2007). Le champ associé au courant annulaire n'est pas décrit dans cette version du TH93 et dans les travaux de Massetti et al. (2007), le champ magnétosphérique total est contraint par les observations de Mariner 10 et les résultats de simulations hybrides de Kallio and Janhunen (2003b). Contrairement au modèle T89, le modèle TH93 prend en compte les effets de la composante B_x de l'IMF, les investigations de Massetti et al. (2007) ont donc permis de compléter les résultats obtenus à l'aide du modèle T89 (Massetti et al., 2003).

Alexeev et al. (2008) ont construit un modèle de Mercure à partir du modèle terrestre (Alexeev et al., 1986) dans lequel la forme de la magnétopause est un paraboloïde de révolution. Le modèle de Mercure associe au champ dipolaire, représentant le champ magnétique intrinsèque, un champ d'écrantage du dipôle ainsi que le champ correspondant au courant de la queue et à la fermeture du courant dans la magnétopause. Ce modèle de champ

magnétosphérique de Mercure se base sur les observations de Mariner 10 et de MESSENGER (Alexeev et al., 2008 ; 2010).

2.2. Le Modèle numérique

Les équations du modèle hybride étant posées, cette partie présente la résolution numérique et l'algorithme utilisé. Les algorithmes les plus utilisés pour résoudre les équations des modèles hybrides sont le schéma correcteur-prédicteur de Harned (1982) et le schéma de Matthews (1994). Seul le schéma de Matthews sera abordé.

Nous verrons d'abord comment passer d'un espace spatio-temporel continu au domaine de simulation qui est un espace discret. Puis le schéma d'intégration de Matthews (1994), retenu pour le modèle hybride de l'interaction de Mercure avec le VS, sera explicité.

2.2.1. Discrétisation spatiale et temporelle

Dans la simulation, le temps et l'espace ne sont pas continus. L'évolution temporelle est donc discrétisée en petits intervalles appelés « pas de temps » et le domaine de simulation est divisé en un nombre fini de cellules dont les sommets sont appelés « nœuds ». L'ensemble formé par ces cellules constitue le maillage spatial de la simulation. Dans notre modèle, toutes les cellules du domaine de simulation ont la même taille : le maillage est uniforme dans toutes les directions. Δx , Δy et Δz représentent la distance entre les nœuds dans les directions respectives x , y et z . Ainsi, les grandeurs physiques telles que les densités de charge, de masse et de courant, les champs magnétique et électrique et la pression électronique, sont définies aux nœuds du maillage à un pas de temps donné. On notera donc, pour une grandeur A donnée, le numéro de pas de temps (ou demi pas de temps) « n » en exposant et le point du maillage « j » en indice : A_j^n .

Le pas spatial Δx et le pas de temps Δt doivent être choisis de façon à satisfaire la condition de Courant-Friedrichs-Levy (CFL) afin d'éviter de rencontrer des problèmes numériques : $\Delta t < \Delta x / v_{\max}$, où $v_{\max}$ représente la valeur maximale que peut atteindre la vitesse d'une particule dans la simulation. Par ailleurs, le pas de temps doit permettre, lors des simulations, de décrire correctement la giration des ions, par conséquent il correspond à une fraction de l'inverse de la pulsation de giration des ions les plus légers qui, dans le cadre de notre étude, sont les ions H^+ du VS. Le pas de temps utilisé dans les simulations herméennes est de $(1/20)\Omega_{H^+}^{-1}$. Le champ magnétique évolue sur une échelle de temps plus petite que les autres grandeurs calculées dans les simulations. Il est donc nécessaire de sélectionner un pas de temps h plus petit que Δt pour l'intégration du champ magnétique.

Dans le formalisme hybride les espèces ioniques sont représentées par des ensembles de macro particules. Le poids statistique w d'une macro particule est égal au nombre de particules physiques qu'elle représente. La masse d'une macroparticule est égale au produit de son poids statistique par la masse des particules physiques qu'elle représente. Le nombre de macro particules contenues dans une cellule de volume $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$, à t fixé, noté $N_{s,macro}$, et la densité physique n_s de l'espèce ionique « s » sont liés par la relation suivante :

$$n_s \Delta V = w_s N_{s,macro} \quad (50)$$

Une des conséquences de la discrétisation est qu'une macro particule, repérée par la position de son centre, peut se trouver à l'intérieur d'une cellule et pas forcément à un nœud, il faut donc évaluer la contribution de la particule aux grandeurs calculées en chaque nœud de la cellule : les densités de masse, de charge et de courant, les champs électrique et magnétique et la vitesse fluide. Ces grandeurs sont déterminées par une interpolation trilinéaire que nous présenterons ici dans le cas bidimensionnel afin de simplifier les calculs, l'extension au cadre tridimensionnel étant immédiate.

Le poids associé à la particule « s » et au nœud « j », noté $\varphi_{js} = \varphi(\mathbf{x}_j, \mathbf{x}_s) = \varphi_j(\mathbf{x}_s)$ dépend de la distance de la particule par rapport à ce nœud, de sorte que la contribution d'une macro particule pour ce nœud soit d'autant plus petite qu'elle en est éloignée. Si l'on considère une cellule, dont les sommets sont repérés par l'indice j , et une particule « s », on a la relation suivante :

$$\sum_j \varphi_{js} = 1 \quad (51)$$

Ainsi, à un nœud « j » donné, la grandeur A_j sera calculée en faisant la somme des contributions des macro particules avoisinant ce nœud, ces contributions étant pondérées par le poids associé à chacune des macro particules :

$$A_j = \sum_s \varphi_{js} A_s \quad (52)$$

La Figure 24 illustre la manière dont les poids des contributions des particules aux nœuds d'une cellule sont attribués.

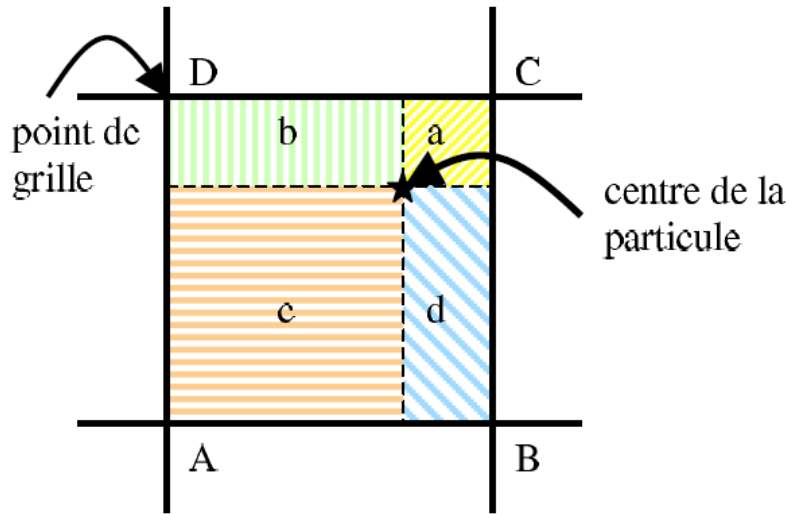


Figure 24 : Représentation de l'attribution des poids des particules aux nœuds voisins dans le cas bidimensionnel. Ainsi, la contribution de la particule au nœud « A » aura un poids égal à l'aire de la surface « a ».

2.2.2. Schéma d'intégration : Schéma de Matthews

Le schéma d'intégration des équations du modèle hybride adopté pour les simulations de Mercure est celui de Matthews (1994) appelé « Current Advance Moment and Cyclic Leapfrog (CAM-CL) ». Les principaux avantages du schéma de Matthews sont de simplifier

le traitement de plusieurs espèces, de ne nécessiter qu'un seul passage par les tableaux des particules par pas de temps et d'améliorer la stabilité pour un petit nombre de particules par cellule, ceci minimisant le temps de simulation.

Dans toute cette partie, le schéma d'intégration des équations du modèle hybride est explicité. Deux grilles décalées d'un demi pas spatial dans toutes les directions sont utilisées afin d'améliorer la précision des calculs des rotationnels : la grille-E portant le champ électrique et la grille-B portant le champ magnétique, la densité, la pression et les courants.

Pour les ions, les équations du mouvement (41) et (42) sont intégrées suivant un schéma « saute-mouton » (cf Figure 25) centré en temps, exact au deuxième ordre en Δt :

$$\mathbf{x}^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{x}^{n-\frac{1}{2}} + \Delta t \mathbf{v}^n \quad (53)$$

$$\mathbf{v}^{n+1} = \mathbf{v}^n + \Delta t \frac{q}{m} \left(\mathbf{E}^{n+\frac{1}{2}} + \mathbf{v}^{n+\frac{1}{2}} \times \mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}} \right) \quad (54)$$

Où $\mathbf{x}^n = \mathbf{x}(t_0 + n\Delta t)$ et Δt désigne le pas de temps.

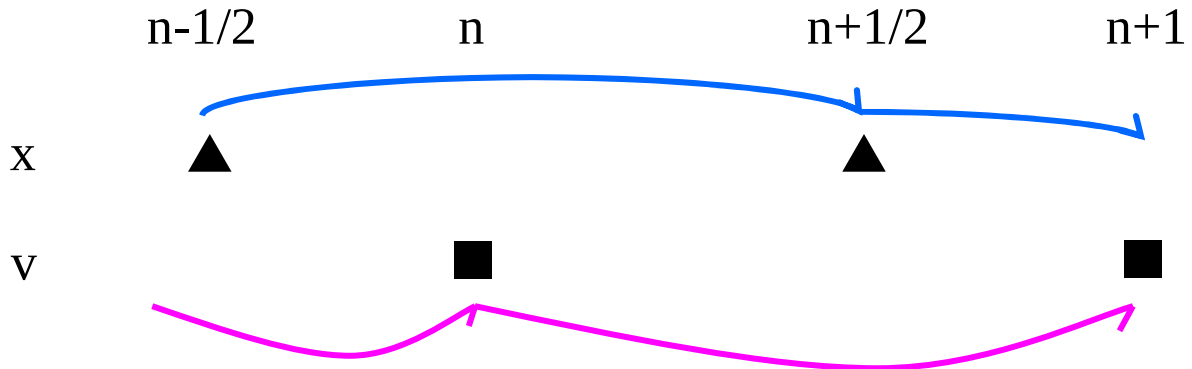


Figure 25 : Représentation schématisée de l'intégration des équations du mouvement des ions à l'aide d'un schéma saute-mouton.

Au pas de temps « n », $\mathbf{E}^n$ et $\mathbf{B}^n$ et $\mathbf{v}^n$ sont connus donc $\mathbf{x}^{n+1/2}$ aussi. Alors en chaque point de grille « j », par interpolation tri-linéaire, on détermine la densité de charge aux pas de temps « n » et « $n+1/2$ » et la densité de courant ionique au pas de temps « n » :

$$\rho_{c,j}^n = \sum_s \varphi_{js}^n q_s \quad (55)$$

$$\rho_{c,j}^{n+\frac{1}{2}} = \sum_s \varphi_{js}^{n+\frac{1}{2}} q_s \quad (56)$$

$$\mathbf{J}_j^n = \sum_s \varphi_{js}^n q_s \mathbf{v}_s^n \quad (57)$$

Avec $\varphi_{js}^n = \varphi_j(\mathbf{x}_s^n)$.

On introduit la densité de courant calculée à la position $\mathbf{x}^{n+1/2}$ mais avec la vitesse $\mathbf{v}^n$, ceci revient à prendre en compte uniquement le déplacement des charges en négligeant l'accélération. On la note : $\mathbf{J}^*$.

$$J_j^{n+*}(\mathbf{x}_s^{n+\frac{1}{2}}, \mathbf{v}_s^n) = \sum_s \phi_{js}^{n+\frac{1}{2}} q_s \mathbf{v}_s^n \quad (58)$$

Puis on avance le champ magnétique du pas de temps « n » au demi-pas de temps supérieur à l'aide de l'équation de Faraday (43) :

$$\mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{B}^n - \frac{\Delta t}{2} \nabla \times \mathbf{E}(\rho_c^n, \mathbf{J}^n, \mathbf{B}(t), \overline{\overline{P_e}}) \quad (59)$$

Afin d'effectuer l'intégration de l'équation de Faraday en prenant en compte l'évolution plus rapide du champ magnétique par rapport aux autres grandeurs calculées dans les simulations, on introduit le sous pas de temps h et deux grilles de temps, décalées d'un sous pas de temps, sont utilisées tour à tour. Une copie du champ magnétique correspond à la grille des sous pas de temps pairs et une autre copie, à la grille des sous pas de temps impairs. Le champ magnétique calculé à un sous pas de temps « p » donné sur une des grilles permet de déterminer le champ électrique grâce à l'équation (45). C'est ce champ électrique qui sera utilisé pour calculer le champ au sous pas de temps suivant sur l'autre grille.

$$\mathbf{B}_1^n = \mathbf{B}_0^n - h \nabla \times \mathbf{E}_0^n$$

$$\mathbf{B}_2^n = \mathbf{B}^n - 2h \nabla \times \mathbf{E}_1^n$$

$$\mathbf{B}_3^n = \mathbf{B}_1^n - 2h \nabla \times \mathbf{E}_2^n$$

...

$$\mathbf{B}_{2p}^n = \mathbf{B}_{2(p-1)}^n - 2h \nabla \times \mathbf{E}_{2p-1}^n$$

$$\mathbf{B}_{2p+1}^n = \mathbf{B}_{2p-1}^n - 2h \nabla \times \mathbf{E}_{2p}^n$$

...

$$\mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{B}_{q-2}^n - 2h \nabla \times \mathbf{E}_{q-1}^n$$

Dans cette notation, l'indice correspond au numéro du sous pas de temps et $\mathbf{B}_0^n$ et $\mathbf{E}_0^n$ sont égaux à $\mathbf{B}_n$ et $\mathbf{E}_n$ respectivement. Le champ magnétique est avancé de t_n à $t_{n+1/2}$ sur un nombre q de sous pas de temps. Les deux copies du champ magnétique sont comparées et lorsque celles-ci diffèrent trop, on effectue une moyenne des deux. Cette procédure a lieu à des intervalles de temps fixé par le paramètre n_{test} .

Le courant est ensuite avancé au pas de temps « $n+1/2$ » en effectuant premièrement l'intégration de la vitesse sur un demi pas de temps :

$$\mathbf{v}_s^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{v}_s^n + \frac{\Delta t}{2} \frac{q_s}{m_s} (\mathbf{E}^{n+*} + \mathbf{v}_s^n \times \mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}}) \quad (60)$$

$$\sum_s \phi_{js}^{n+\frac{1}{2}} q_s \mathbf{v}_s^{n+\frac{1}{2}} = \sum_s \phi_{js}^{n+\frac{1}{2}} q_s \mathbf{v}_s^n + \frac{\Delta t}{2} \sum_s \phi_{js}^{n+\frac{1}{2}} \frac{q_s^2}{m_s} (\mathbf{E}^{n+*} + \mathbf{v}_s^n \times \mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}}) \quad (61)$$

Où $\mathbf{E}^{n+*} = \mathbf{E}(\rho_c^{n+\frac{1}{2}}, \mathbf{J}^n, \mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}}, \overline{\overline{P_e}})$ (Equation (45)).

L'équation (61) équivaut à :

$$\mathbf{J}^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{J}^{n+*} + \frac{\Delta t}{2} (\Lambda \mathbf{E}^{n+*} + \mathbf{\Gamma} \times \mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}}) \quad (62)$$

$$\text{Avec } \Lambda = \sum_s \phi_{js}^{n+\frac{1}{2}} \frac{q_s^2}{m_s} \text{ et } \mathbf{\Gamma} = \sum_s \phi_{js}^{n+\frac{1}{2}} \frac{q_s^2}{m_s} \mathbf{v}_s^n.$$

Les grandeurs Λ et $\mathbf{\Gamma}$ sont calculées à la même étape que les densités de charge et de courant.

Il est ainsi possible de calculer $\mathbf{E}^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{E}(\rho_c^{n+\frac{1}{2}}, \mathbf{J}^{n+\frac{1}{2}}, \mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}}, \overline{\overline{P_e}})$

Les vitesses sont alors avancées au pas de temps « $n+1$ » (Equation (54)) en utilisant les valeurs des champs $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$ déterminées au temps $t_{n+1/2}$ et les positions sont calculées au pas de temps « $n+3/2$ » :

$$\mathbf{x}^{n+\frac{3}{2}} = \mathbf{x}^{n+\frac{1}{2}} + \Delta t \mathbf{v}^{n+1} \quad (63)$$

Les densités de charge et de courant ionique au pas de temps « $n+1$ » sont obtenues en calculant leurs moyennes entre les pas « $n+1/2$ » et « $n+3/2$ » :

$$\rho_c^{n+1} = \frac{1}{2} (\rho_c^{n+\frac{1}{2}} + \rho_c^{n+\frac{3}{2}}) \quad (64)$$

$$\mathbf{J}^{n+1} = \frac{1}{2} (\mathbf{J}(\mathbf{x}_s^{n+\frac{1}{2}}, \mathbf{v}_s^{n+1}) + \mathbf{J}(\mathbf{x}_s^{n+\frac{3}{2}}, \mathbf{v}_s^{n+1})) \quad (65)$$

Enfin, $\mathbf{E}^{n+1}$ et $\mathbf{B}^{n+1}$ sont calculés :

$$\mathbf{B}^{n+1} = \mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{2} \nabla \times \mathbf{E}(\rho_c^{n+1}, \mathbf{J}^{n+1}, \mathbf{B}(t), \overline{\overline{P_e}}) \quad (66)$$

$$\mathbf{E}^{n+1} = \mathbf{E}(\rho_c^{n+1}, \mathbf{J}^{n+1}, \mathbf{B}^{n+1}, \overline{\overline{P_e}}) \quad (67)$$

2.2.3. La photoionisation dans le code numérique

La photoionisation de l'environnement neutre se traduit dans le modèle par la création de nouvelles macro particules dans le domaine de simulation. L'espace et le temps étant discrétisés, la production d'une espèce ionique est calculée par cellule, de volume $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$, et par pas de temps, donc pendant un intervalle de temps Δt . Le nombre de macro particules de l'espèce ionique X^+ créées, noté $Q_{macro}(X^+, photoionisation)$ par cellule et par pas de temps est relié au poids statistique, noté w_{X^+} associé à une macro particule représentant cette espèce par l'expression :

$$Q_{macro}(X^+, photoionisation) = q_{X^+} \frac{\Delta V \Delta t}{w_{X^+}} \quad (68)$$

Où q_{X^+} est le taux de photoproduction de l'espèce X^+ donné par la relation : $q_X(\mathbf{r}) = \nu_X n_X(\mathbf{r})$ (Paragraphe 2.1.3).

En introduisant dans la relation (68) les unités de temps et de densité de référence qui correspondent respectivement à l'inverse de la pulsation de giration Ω_0 et à la densité des protons du VS n_0 ainsi que le poids associé aux macro particules représentant l'espèce de référence w_0 , on obtient la relation suivante :

$$Q_{macro}(X^+, photoionisation) = (\Omega_0 \Delta t) \left(\frac{w_0}{w_{X^+}} \right) \left(\frac{v_X}{\Omega_0} \right) \left(\frac{n_X}{n_0} \right) N_{0,macro} \quad (69)$$

Avec $N_{0,macro}$, le nombre de macro particules de l'espèce de référence par cellule relié à la densité de référence :

$$N_{0,macro} w_0 = n_0 \Delta V \quad (70)$$

Afin d'éviter une augmentation trop importante du nombre de particules au cours de la simulation et un dépassement des capacités des ordinateurs, la création de macro particules n'a pas lieu systématiquement dans chaque cellule et à chaque pas de temps, mais se fait par le biais de tirages aléatoires. On fixe donc une probabilité de création maximale en fonction du taux de photoproduction maximal du domaine de simulation. La création d'une macro particule par photoionisation dans une cellule donnée se fait alors de la manière suivante :

- o le taux de photoproduction est calculé dans la cellule,
- o la probabilité de création, P_{crea} , dans la cellule est déterminée, elle est proportionnelle au taux de photoproduction, $P_{crea} = \frac{q_{X^+}}{q_{max}} P_{max}$,
- o un nombre aléatoire est tiré dans l'intervalle $[0,1]$ ayant une distribution uniforme
- o Une macro particule est créée si le nombre aléatoire est inférieur à P_{crea} et son poids est donné par la formule :

$$w_{X^+} = \frac{1}{P_{max}} (\Omega_0 \Delta t) \left(\frac{q_{max}}{\Omega_0 n_0} \right) (n_0 \Delta V) \quad (71)$$

Cette procédure est effectuée dans chaque cellule illuminée du domaine de simulation.

2.2.4. Initialisation et conditions aux limites

Le domaine de simulation est repéré à l'aide des coordonnées cartésiennes X, Y et Z. Dans le repère (O,X,Y,Z), la direction X désigne la direction d'écoulement du VS, la direction Z désigne la direction normale au plan de l'écliptique orienté du sud vers le nord, la direction Y complète le trièdre droit et désigne donc la direction soir-matin (Figure 26).

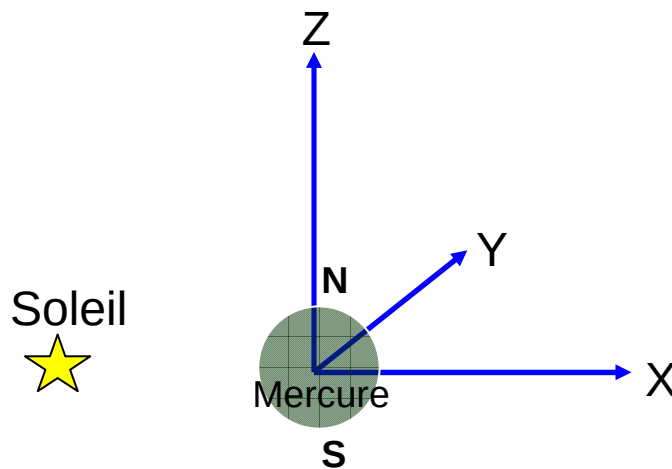


Figure 26 : Représentation schématisée des axes directeurs du domaine de simulation.

Initialisation des particules

Les particules suivent des distributions Maxwelliennes et isotropes et ont une vitesse de dérive dans la direction X égale à la vitesse nominale du VS. Les macro particules sont réparties dans tout le domaine de simulation avec des vitesses tirées aléatoirement dans la fonction de distribution. Le nombre de macro particules par cellule est fixé à l'initialisation.

Les macro particules ont un poids statistique dépendant du nombre de particules physiques représentées par une macro particule.

Selon les équations (50) et (70), le poids statistique w_s est relié aux grandeurs de référence de la manière suivante :

$$w_s = \left(\frac{n_s}{n_0} \right) \left(\frac{N_{0,macro}}{N_{s,macro}} \right) w_0 \quad (72)$$

Pour identifier les différentes espèces décrites par la simulation, on utilise le rapport de la charge sur la masse associé à chaque espèce. Dans notre modèle, le VS est composé de 95% d'ions H^+ et 5% d'ions He^{2+} et le rapport q/m est égal à 1 pour les protons et à 1/2 pour les particules alpha. Si deux espèces différentes ont le même rapport q/m , d'autres critères, comme leur origine (VS ou planétaire), vont les différencier.

Les positions et vitesses des particules étant initialisées, les moments associés peuvent être déterminées dans le domaine de simulation : densités de masse, de charge et de courant ionique, quantité de mouvement.

Initialisation des champs E et B

Le champ magnétique est imposé dans tout le domaine de simulation. Dans le cas de Mercure, il est égal à la superposition du champ magnétique interplanétaire (IMF) et du champ magnétique intrinsèque de la planète. L'IMF et le champ interne sont invariants durant la simulation. Une description détaillée du champ magnétique intrinsèque utilisé pour les simulations de Mercure est présentée dans le chapitre suivant. Le champ électrique est déterminé à partir du champ magnétique et des moments (Equation (45)).

Conditions aux limites

Pour les particules, des conditions ouvertes sont appliquées aux faces YZ d'entrée et de sortie du domaine de simulation ($X = x_{min}$ et $X = x_{max}$), elles peuvent alors quitter librement la boîte de simulation. D'autres particules sont injectées par ces faces en vérifiant que la distribution Maxwellienne du plasma présent dans le domaine de simulation est conservée. Pour cela, les particules injectées doivent avoir la même fonction de distribution que les particules sortantes. Dans le cas de Mercure (de Mars), l'écoulement du VS est hypersonique et hyper-Alfvénique, les particules injectées le sont donc par la face d'entrée du domaine de simulation avec la fonction de distribution choisie pour représenter les ions du VS. Les coordonnées Y et Z de chaque particule injectée sont tirées aléatoirement et la coordonnée X dépend de la vitesse V_x de la particule, tirée elle aussi aléatoirement dans la distribution des vitesses des particules injectées, ainsi $X = V_x \times \Delta t$. Cette distribution est préalablement déterminée pour chacune des espèces ioniques représentées dans la simulation. Des conditions périodiques sont appliquées aux faces latérales, pour les particules du VS uniquement. Toute particule quittant le domaine de simulation par une de ces faces y sera réinjectée par la face opposée. Pour satisfaire à la

condition de périodicité appliquée aux particules du VS, les contributions aux moments des nœuds appartenant aux faces opposées sont sommées. La planète représente un obstacle sur lequel les particules peuvent précipiter, les particules impactant la surface sont retirées de la simulation. Notons que les conditions ouvertes sont appliquées à toutes les faces du domaine pour les particules d'origine planétaire.

Concernant les champs électrique et magnétique, les conditions périodiques sont appliquées sur les faces latérales et les conditions ouvertes sur la face de sortie comme pour les particules. En revanche, sur la face d'entrée, le champ magnétique interplanétaire est imposé sur la face d'entrée $X_{\min}$ et le champ électrique de convection $\mathbf{E}_{\text{conv}} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, est imposé sur les deux premières faces de la grille-E, de part et d'autre de la face d'entrée.

Le champ magnétique intrinsèque est imposé à chaque pas de temps, à l'intérieur de la planète, entre $0.75R_M$ et la surface. Dans les simulations que nous avons effectuées à l'aide de notre modèle de Mercure et dont les résultats sont présentés au Chapitre 3, deux représentations de la source du champ magnétique intrinsèque de la planète sont utilisées. La première est un dipôle orienté vers le sud, excentré de 484km vers le nord et dont le moment dipolaire est $\mathbf{m}_d = -195\text{nT} \times R_{ME}^3 \mathbf{e}_z$, $\mathbf{e}_z$ correspondant au vecteur unitaire de l'axe (OZ) (cf Figure 26). Les paramètres du dipôle excentré que nous utilisons ont été déterminés par Anderson et al. (2011), à partir des données orbitales de champ magnétique de MESSENGER. La seconde représentation est la combinaison d'un dipôle et d'un quadripôle centrés résultant à la même valeur du champ magnétique que le modèle du dipôle excentré, aux latitudes nord supérieures à 50° .

La conductivité de la planète est considérée comme nulle.

2.3. Principe de la parallélisation du modèle

Les modèles de simulation séquentiels, s'exécutant sur un seul processeur et traitant les instructions les unes après les autres, sont plus simples en terme de programmation mais présentent quelques inconvénients lorsque l'on cherche à modéliser des échelles spatiales relativement faibles ou lorsque l'on souhaite faire des études paramétriques nécessitant de relancer la simulation plusieurs fois. Les performances des simulations séquentielles sont étroitement liées aux ressources informatiques disponibles.

Pour les simulations hybrides ou complètement particulières, le nombre de particules numériques est un facteur dimensionnant, il conditionne le besoin en mémoire pour la simulation. Le modèle hybride séquentiel présenté dans ce chapitre nécessite environ 4Gb de mémoire pour gérer environ 50 millions de particules. S'il l'on souhaite améliorer la résolution spatiale, tout en gardant la même taille physique de la boîte de simulation, il faut augmenter le nombre de particules numériques à gérer ; le nombre de particules étant proportionnel (au premier ordre) au nombre de cellules. Les limites des ressources disponibles, c'est-à-dire la mémoire associée à un processeur, sont atteintes très rapidement. On ajoute à cela un temps de calcul conséquent, qui peut atteindre une dizaine de jours et qui augmente, lui aussi, en fonction du nombre de particules.

Pour s'affranchir de ces contraintes et optimiser au mieux le modèle de simulation, un effort de parallélisation a été entrepris. La parallélisation consiste à modifier le programme de simulation pour le rendre exécutable sur plusieurs processeurs, ou cœurs, simultanément. Il existe différentes méthodes de parallélisation et le choix de la méthode est guidé par le

problème physique que l'on souhaite résoudre, l'investissement du développeur et surtout par les caractéristiques de la plateforme de calcul disponible ou envisagée. Les méthodes les plus connues sont : la parallélisation OpenMP qui est une parallélisation multitâches pour des machines à mémoire partagée (présence de nombreux cœurs sur un même nœud/machine), la parallélisation sur carte graphique (utilisation de coprocesseurs sur des cartes graphiques GPU pour déporter des calculs du nœud), et la parallélisation par échanges de messages pour des machines à mémoire distribuée (grappe de serveurs/nœuds).

La technique de parallélisation utilisée s'appuie sur des protocoles d'échange (« passage de message ») et sa mise en œuvre est basée sur la norme « Message Passing Interface » (MPI). MPI est un modèle multiprocesseur dont le mode de communication entre processus est explicite, c'est-à-dire à la charge de l'utilisateur/développeur.

L'objectif de ce sous-chapitre est d'expliquer brièvement la parallélisation mise en œuvre dans le modèle de simulation. Le lecteur est renvoyé à des supports de cours pour la méthode de parallélisation OpenMP et sur carte graphique (http://www.idris.fr/data/cours/parallel/openmp/OpenMP_cours.pdf, <http://gpu.epfl.ch/cours2.pdf>). Il est intéressant de noter que les différentes méthodes de parallélisation peuvent être complémentaires. La norme MPI est disponible (MPI: A Message-Passing Interface Standard, 2009) et un excellent résumé est proposé en tant que support de cours de l'Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique. (http://www.idris.fr/data/cours/parallel/mpi/IDRIS_MPI_cours_couleurs.pdf).

2.3.1. La décomposition de domaine

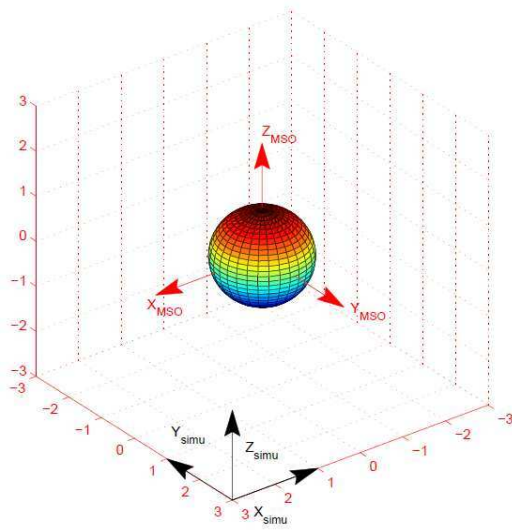
La méthode de décomposition de domaine s'applique bien à des architectures parallèles à mémoire distribuée. On décompose le domaine de simulation en sous-domaines, avec autant de sous-domaines que de processus et dans chaque processus les calculs sont effectués de manière locale. Les informations qui se trouvent au niveau des interfaces des sous-domaines sont gérées au moyen de communications entre les processus (virtuels ou physiques) partageant ces interfaces, on parlera de « voisins ». Cette méthode en sous-domaines est relativement naturelle, présente l'avantage d'utiliser au mieux la mémoire locale et bénéficie de nombreuses procédures MPI développées.

Pour revenir au problème plus concret du modèle hybride, l'objectif est de modéliser l'interaction entre le plasma incident, le vent solaire ou un plasma magnétosphérique, et l'environnement de l'obstacle : Mercure, Mars, Ganymède, Titan. Il existe donc une direction privilégiée qui est la direction de l'écoulement du plasma incident. Le système de coordonnées de la simulation est choisi tel que cette direction coïncide à l'axe X du repère de la simulation (Figure 26). Pour minimiser le nombre de communications, en évitant toutes les communications des particules s'écoulant dans la direction du plasma incident, la décomposition du domaine ne s'effectuera pas dans la direction X. La topologie de la décomposition de domaine est donc à deux dimensions. Un exemple de la décomposition du domaine de simulation est présenté sur la Figure 27.

Dans cet exemple, le domaine global a été découpé en neuf sous-domaines égaux en volume. Le nombre de sous-domaines dépend du choix de l'utilisateur et est limité par le nombre de processeurs disponibles pour la simulation.

Il faut noter que la décomposition dans le modèle hybride développé est à deux dimensions et cartésienne. Toutefois les volumes des sous-domaines peuvent être différents et sont déterminés par l'utilisateur.

a-



b-

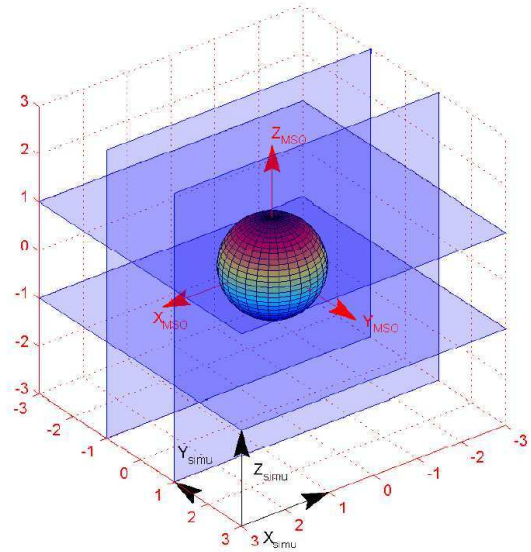


Figure 27 : Représentation schématic du domaine de simulation global (a) et de la décomposition en sous-domaines (b). Les interfaces entre processeurs réels sont présentées en bleu sur la figure (b). Les vecteurs du système de coordonnées de la simulation sont indiqués en noir tandis que ceux du système de coordonnées MSO (Mercury Sun Orbit) sont représentés en rouge.

Cette décomposition conduit à associer chaque sous-domaine à un processeur, chaque sous-domaine gérant une partie du maillage global et des particules. Ainsi, chaque processeur assurera les calculs des champs et des moments ainsi que la gestion des particules, dans son sous-domaine. Un processeur est repéré par un identifiant, appelé rang du processeur, et par ses coordonnées dans la grille de processeur (Figure 28). Ces informations permettent de déterminer facilement les voisins d'un processeur donné et de déterminer les limites physiques du domaine. Les processeurs sont regroupés dans des *communicateurs* qui permettent l'échange de messages.

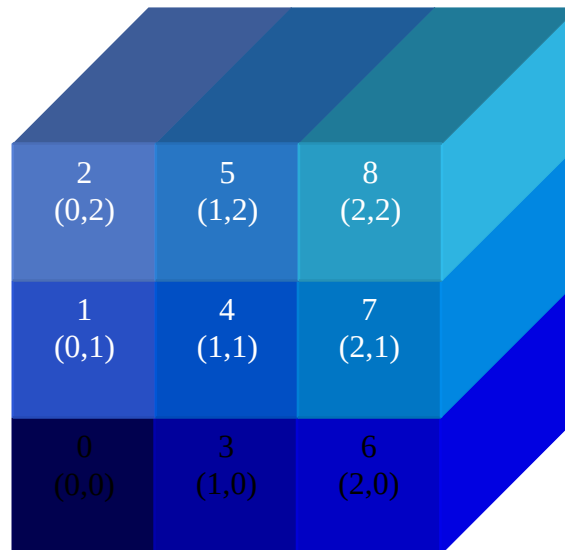


Figure 28 : Rang et coordonnées des processeurs dans la grille. Le domaine global de simulation correspond à l'union des sous-domaines.

Voisin	Communicateur périodique	Communicateur ouvert
Nord	3	MPI_PROC_NULL
Nord-Ouest	6	MPI_PROC_NULL
Ouest	8	8
Sud-Ouest	7	7
Sud	4	4
Sud-Est	1	1
Est	2	2
Nord-Est	0	MPI_PROC_NULL

Tableau 5 : Détermination des voisins du processeur 5 pour les communicateurs périodique et ouvert. Hypothèse selon laquelle le domaine de simulation a été divisé en neuf sous-domaines.

Comme il a été rappelé dans les sections précédentes, deux types de conditions aux limites sont utilisées dans les directions Y et Z, perpendiculaires à la direction de l'écoulement du plasma incident. Les conditions périodiques sont appliquées pour les champs, les moments et les particules du plasma incident et les conditions ouvertes sont appliquées pour les particules représentant une espèce planétaire. Ces deux types de conditions aux limites amènent naturellement à la manipulation de deux communicateurs. Ces communicateurs se différencient donc par l'identification des voisins d'un processeur donné. Ainsi, d'après la , les voisins du processeur 5, dans le communicateur utilisant des conditions périodiques et dans le communicateur utilisant des conditions ouvertes, sont indiqués dans le Tableau 5.

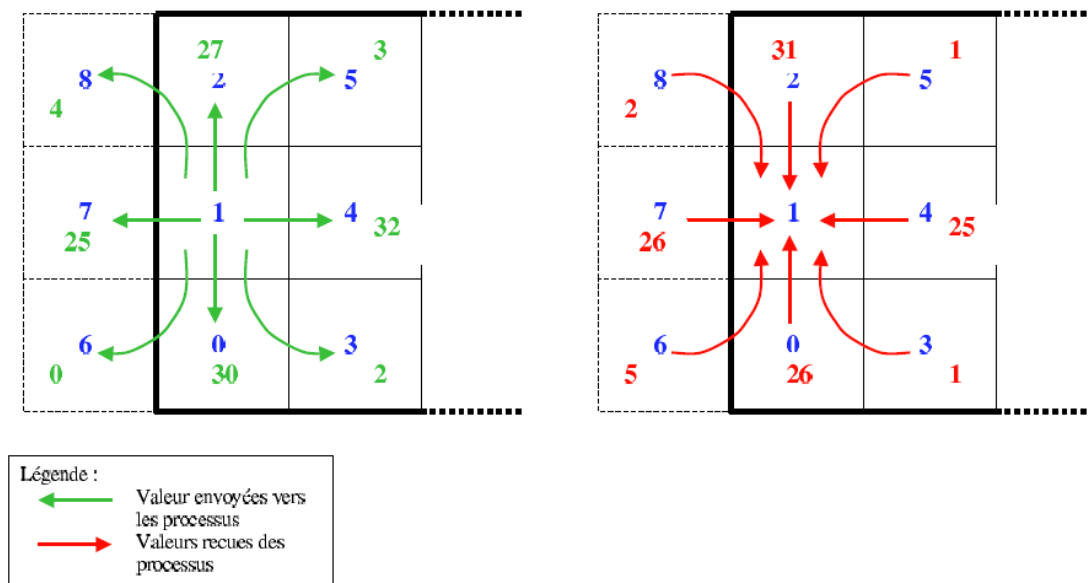


Figure 29 : Schématisation de l'envoi et réception du nombre de particules du processeur 1 vers les différents voisins. Le domaine global (dont la limite physique est déterminée par le trait épais noir) a été divisé en neuf sous-domaines. Dans cet exemple le communicateur utilisant les conditions périodiques a été utilisé. Thèse R. Modolo (2004).

La décomposition de domaine permet donc de répartir la gestion de différents domaines de la simulation sur plusieurs processeurs, réduisant ainsi le temps de restitution des résultats tout en permettant de travailler sur des simulations nécessitant une mémoire importante.

2.3.2. Communications individuelles et collectives

Les communications individuelles, ou point-à-point, permettent d'échanger des informations entre deux processeurs tandis que les communications collectives permettent à un processeur d'envoyer ces informations à l'ensemble des processeurs appartenant à un même communicateur. Les communications collectives sont employées dans le modèle de simulation pour obtenir des informations globales sur la simulation par exemple le nombre total de particules dans la boîte, ou l'énergie magnétique total de la simulation.

Les communications point-à-point représentent la grande majorité des communications effectuées dans le modèle hybride et sont des communications de voisinage, c'est-à-dire entre un processeur et un de ses huit voisins. Ces communications interviennent pour la gestion des particules et pour la gestion des interfaces entre les sous-domaines de la grille de processeur.

2.3.3. Gestion des particules

A chaque pas de temps, chaque processeur « pousse » les particules dont il a la gestion. Naturellement, certaines de ces particules vont sortir de leur sous-domaine physique de départ. Il est nécessaire d'identifier ces particules, de les dénombrer et de déterminer leur destination, c'est-à-dire dans quel sous-domaine physique elles vont désormais évoluer.

Les échanges de messages s'effectuent en deux étapes. Une première étape consiste, pour un processeur donné, à dénombrer les particules qui vont être envoyées vers les différents voisins et d'envoyer ce nombre vers les voisins en question. Cette étape permet de préparer et dimensionner les tableaux à envoyer. La schématise cette étape. Le processeur 1 informe le processeur 2 qu'il va recevoir 27 particules, il informe le processeur 5 qu'il va recevoir 3 particules, etc... Dans cette opération le processeur 1 reçoit de ses différents voisins le nombre de particules dont il va dorénavant avoir la gestion. Ainsi le processeur 5 va envoyer 1 particule vers le processeur 1 et ainsi de suite.

La deuxième étape consiste à envoyer les informations sur les particules (position, vitesse, charge, masse, origine, etc) vers le processeur destinataire. Ces informations sont rassemblées dans un tableau de structure créé spécifiquement pour ces envois. Chaque processeur envoie vers ses voisins ses informations et reçoit de ces mêmes voisins leurs informations. Ces deux étapes doivent être réalisées séparément pour les particules représentant les espèces du plasma incident et les espèces du plasma planétaire avec les communicateurs appropriés.

2.3.4. Gestion des interfaces

Les calculs des champs et des moments se font sur des nœuds du maillage. Ces points de grille peuvent être communs à plusieurs sous-domaines s'ils sont situés sur les interfaces de la grille de processeurs comme l'illustre la Figure 30.

Les valeurs qui se trouvent aux interfaces doivent donc être identiques pour les différents processeurs partageant ces points de grille. Il est donc nécessaire d'apporter une attention particulière aux calculs des moments. En effet ces calculs (densité, courants, etc) sont effectués à partir des informations sur les particules se trouvant au voisinage du point de grille. Si ce point de grille coïncide avec une interface, la contribution des particules se trouvant dans le sous-domaine voisin est manquante dans le calcul. Par exemple lorsque le processeur 1 effectue le calcul de la densité aux points de grille communs avec le processeur 2, la contribution des particules gérées par le processeur 2 est manquante, et réciproquement.

Il est donc nécessaire d'ajouter la contribution des processeurs voisins et cette opération est réalisée à l'aide de communication point-à-point.

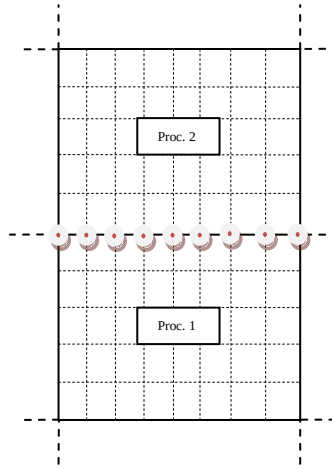


Figure 30 : Nœuds du maillage communs aux processeurs 1 et 2. Les sous-domaines 1 et 2 sont représentés par les traits continus noirs tandis que le maillage dans chaque sous-domaine est indiqué par les traits discontinus noirs.

Pour le calcul du champ électrique, le modèle parallèle utilise, tout comme le modèle séquentiel, des cellules fantômes. Les valeurs du champ électrique aux sommets de ces cellules fantômes correspondent aux valeurs du champ électrique se trouvant à l'intérieur des sous-domaines des processeurs voisins. De plus larges explications sont disponibles dans la Thèse de R. Modolo (2004).

2.4. Validation du modèle parallèle

La validation du modèle de simulation parallèle a été réalisée et quelques résultats sont présentés dans cette partie. Outre les vérifications sur le nombre de particules dans chaque sous-domaine et les valeurs des différentes quantités aux interfaces, des tests pour un écoulement de plasma calme ont été effectués.

Il s'agit de modéliser un plasma calme s'écoulant dans la direction X , entrant dans la boîte de simulation en $x=x_{min}$ et sortant en $x=x_{max}$. Dans le test présenté ci-dessous, un plasma de type VS a été utilisé, représentatif des paramètres du VS à l'orbite de Mercure. Les principales propriétés physiques de ce plasma sont présentées dans le Tableau 6.

$V_{VS} = 430 \text{ km/s} = 5.16 V_A$	$V_{alfven} = 83.4 \text{ km/s}$	$H^+ (95\%) - He^{++} (5\%)$
$n_{H^+} = 30.4 \text{ cm}^{-3}$	$c/\omega_{pi} = 41.15 \text{ km}$	$\Omega_{H^+} = 0.4935 \text{ s}^{-1}$
$ B = 21 \text{ nT}$	$(V_{VS}, B_{IMF}) = 30^\circ$	

Tableau 6 : Paramètres utilisés pour la validation du modèle en mode plasma calme. Ces paramètres sont représentatifs de l'état du vent solaire à l'orbite de Mercure.

Le nombre de points de grille considérés est $102 \times 58 \times 54$ suivant les directions respectives X, Y et Z avec un pas spatial uniforme $\Delta x = 3c/\omega_{pi} = 123$ km. La simulation a effectué 2500 pas de temps correspondant au temps physique $t = 50\Omega_{H^+}^{-1} \sim 100$ s, soit trois fois le temps de transit des protons dans la boîte de simulation. Le plasma du VS est modélisé par 6 macro particules par cellules (3 pour les protons et 3 pour les particules alpha).

Le nombre de particules dans la boîte de simulation au cours du temps est présenté sur la Figure 31.

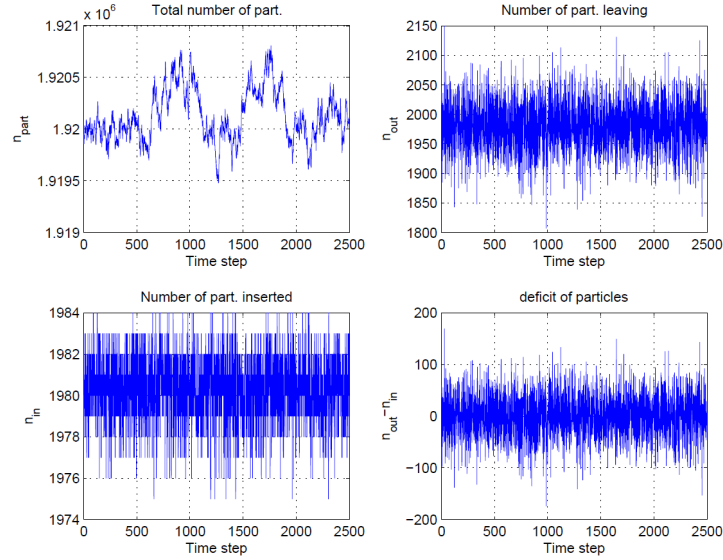


Figure 31 : Diagnostic sur le nombre de particules dans la simulation. Le panneau en haut à gauche correspond au nombre total de particules. Le panneau en haut à droite correspond au nombre de particules sortant de la simulation. Le panneau en bas à gauche indique le nombre de particules injectées au cours du temps tandis que le panneau en bas à droite montre le déficit de particules.

La Figure 31 montre la conservation du nombre de particules dans la boîte de simulation malgré les conditions ouvertes dans la direction X, illustrant la bonne injection des particules sur la face d'entrée. Les variations sont bornées et représentent moins de 1%.

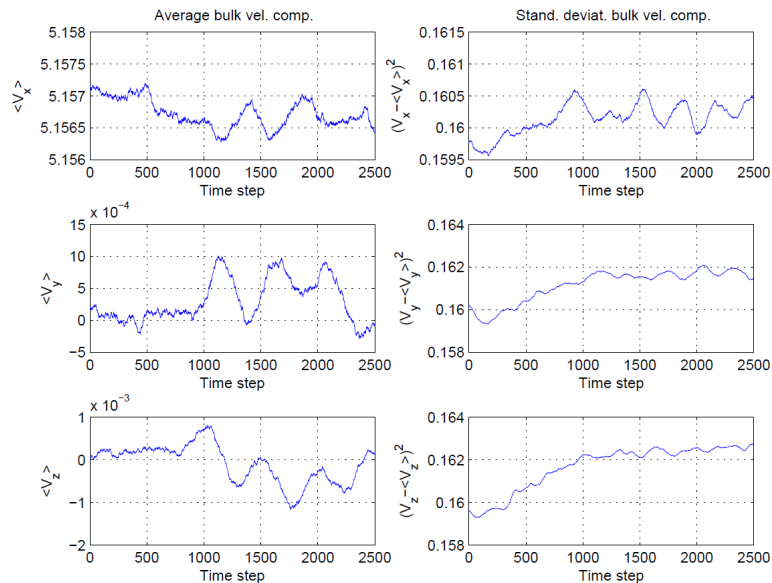


Figure 32 : Composantes des vitesses moyennes et leurs écarts quadratiques.

La vitesse moyenne dans la boîte de simulation et son écart quadratique sont présentés sur la Figure 32. L'écoulement s'effectue uniquement suivant la direction X, les vitesses des particules suivant les directions Y et Z sont liées à leur vitesses thermiques. Les valeurs moyennes sont constantes et les écarts quadratiques sont stables indiquant une bonne conservation de l'écoulement du plasma au cours du temps. Ces constats sont également valables pour le diagnostic sur les composantes du champ magnétique moyen et leurs écarts quadratiques, comme l'illustre la Figure 33.

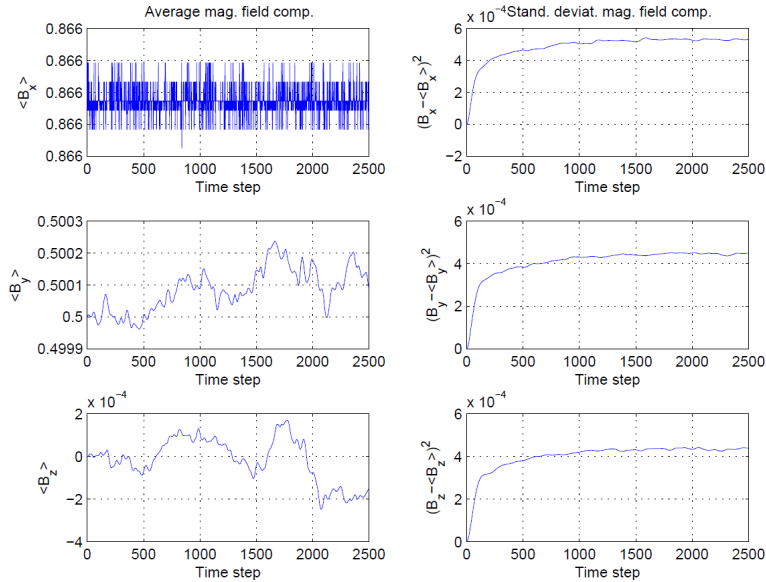


Figure 33 : Composantes du champ magnétique moyen dans la simulation au cours du temps et leurs écarts quadratiques.

La variation de la quantité de mouvement suivant les composantes X, Y et Z est présentée sur la Figure 34. Une excellente stabilité est établie et vient conforter notre analyse déduite du diagnostic sur les vitesses.

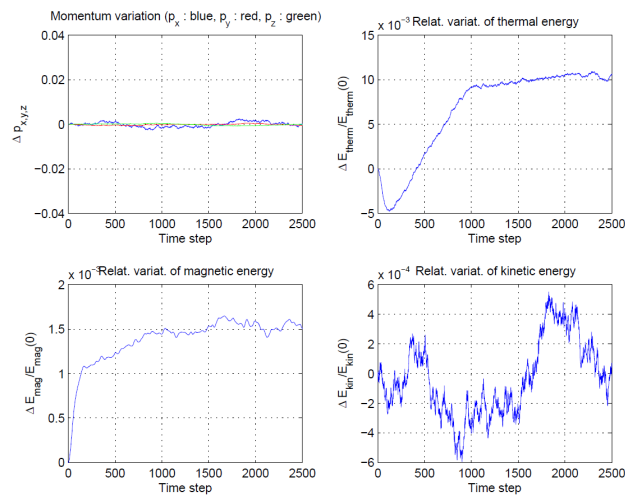


Figure 34 : Le panneau en haut à gauche présente la variation de la quantité de mouvement suivant les directions X, Y et Z. Le panneau en haut à droite illustre la variation d'énergie thermique au cours du temps. La variation d'énergie magnétique et celle de l'énergie cinétique sont données par les panneaux du bas, respectivement à gauche et à droite.

Les variations d'énergie (magnétique, thermique et cinétique) restent relativement constantes au cours du temps et limitées à 1% (Figure 34). Ces différents diagnostics témoignent d'une bonne stabilité du modèle de simulation pour un écoulement calme de plasma VS. Cette conclusion est appuyée par les résultats de la Figure 35, qui montrent la distribution des particules (protons et particules alpha) dans l'espace des phases à la fin de la simulation.

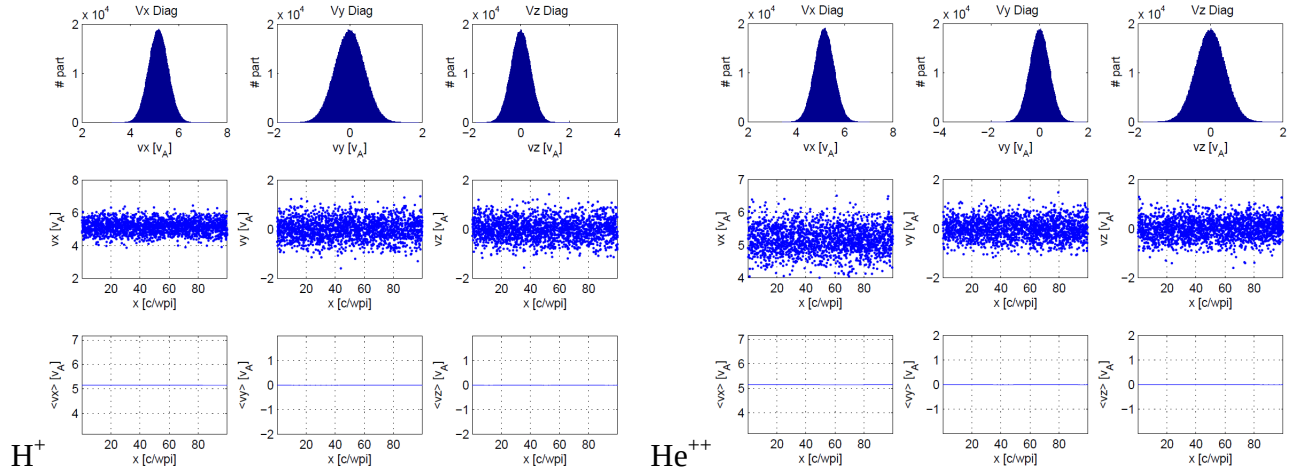


Figure 35 : Diagnostic sur les particules (protons à gauche et particules alpha à droite) à la fin de la simulation. Les différents panneaux présentent les fonctions de distribution, les positions dans l'espace des phases et les vitesses moyennes dans la boîte de simulation.

2.5. Performances du modèle parallèle

L'optimisation du modèle parallèle a permis de minimiser le temps passé dans les différentes parties du code de simulation. Différents logiciels tels que « jumpshot », « vampire » et « scalea », existent dans le commerce ou en tant que logiciels libres pour optimiser et déterminer le temps passé dans chaque partie du code.

Le diagnostic réalisé est une première étape grossière, n'utilisant aucun de ces logiciels. Le temps passé dans les différentes sous-routines du programme s'appuient sur des mesures de temps « machine » et des indicateurs placés par l'utilisateur. Ce diagnostic a été réalisé pour une simulation d'un plasma VS s'écoulant, sans rencontrer d'obstacle, dans la boîte de simulation. Le nombre de points de grille est de $50 \times 200 \times 200$ et chaque cellule contient en moyenne 6 particules qui sont poussées pendant 100 itérations. A la fin de la simulation, la répartition du temps de calcul est évaluée et résumée sur la Figure 36.

Le temps de calcul se répartit suivant deux grandes sections : 1/ l'avancée en temps des particules et le calcul des moments (move), 2/ le calcul des champs électromagnétiques. Le temps total passé dans les communications représente moins de 4.5% du temps de la simulation.

Afin de déterminer la qualité de la parallélisation, il est possible de comparer les performances du modèle de simulation avec des prédictions ou des comportements théoriques. Pour cela nous faisons appel aux notions d'accélération (*speed-up* en anglais) et d'efficacité.

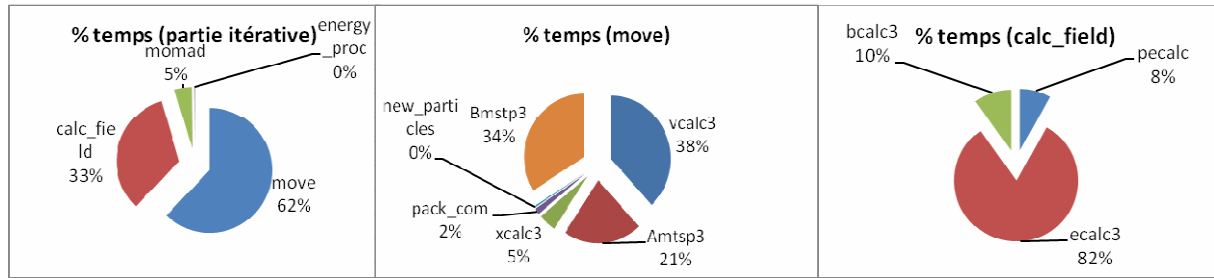


Figure 36 : Répartition des temps de calculs dans le modèle parallèle. La partie « move » correspond à la section du code relative au pousseur de particules et aux calculs de moments. La partie « calc-field » correspond à l’avancée en temps des champs électromagnétiques.

L’accélération correspond au rapport entre le temps séquentiel et le temps de restitution. Le temps de restitution est le temps physique qui s’est écoulé entre le début et la fin de la simulation. On a donc :

$$\text{accélération}(p) = \frac{\text{temps séquentiel}}{\text{temps de restitution}(p)} \quad (73)$$

Où p est le nombre de processeurs utilisés pour la simulation parallèle. Dans le cas idéal (linéaire), ne prenant pas en compte les communications, l’accélération serait égale au nombre de processeurs. La loi d’Amdahl permet de déterminer l’accélération maximale du code parallèle en fonction de la fraction du temps passé dans les parties du code qui ne sont pas parallélisées (en pourcentage) :

$$\text{accélération}_{\text{Amdahl}}(p) \leq \frac{1}{\frac{s}{p} + (1-s)} \quad (74)$$

Avec s , le pourcentage du code qui est parallélisé.

Le pourcentage du code qui est parallélisé amène à différentes valeurs d’accélération comme en témoigne la Figure 37.

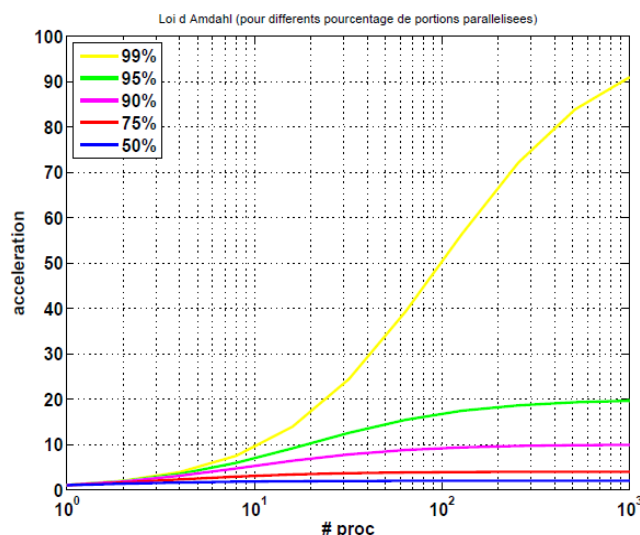


Figure 37 : Diagnostic d’accélération maximale suivant la loi d’Amdahl.

La Figure 38 présente l’accélération du code sur plusieurs processeurs, avec l’utilisation de plusieurs nœuds.

La machine utilisée est la machine Ciclad (<http://ciclad-web.ipsl.jussieu.fr/accueil/>). La plateforme de calcul disponible est composée de 4 machines à 32 cœurs avec une fréquence d'horloge de 2.4GHz et 4Gb de mémoire par cœur.

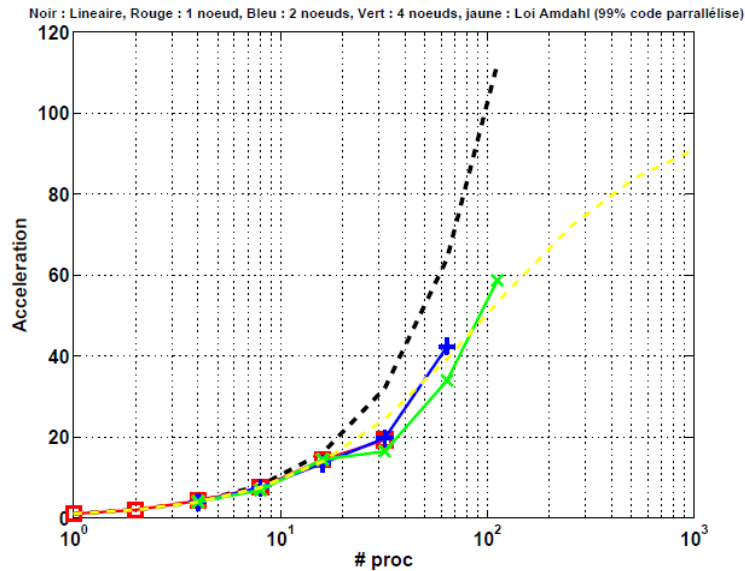


Figure 38 : Diagnostic d'accélération du modèle parallèle.

La Figure 38 montre un comportement correct du modèle de simulation dont les performances se situent entre un modèle idéal (linéaire) et un modèle parallélisé à 99%. Par exemple, le temps de restitution pour la simulation séquentielle est de 43 min alors que si le code est exécuté sur 112 processeurs, le temps de restitution est réduit à 44s, un temps environ 60 fois plus court. On s'aperçoit que les communications inter-nœuds sont peu pénalisantes.

L'efficacité de la parallélisation correspond au rapport entre le temps séquentiel et le produit entre le nombre de processeurs et le temps de restitution, soit :

$$\text{efficacité}(p) = \frac{\text{temps séquentiel}}{\text{temps de restitution}(p) \times p} \quad (75)$$

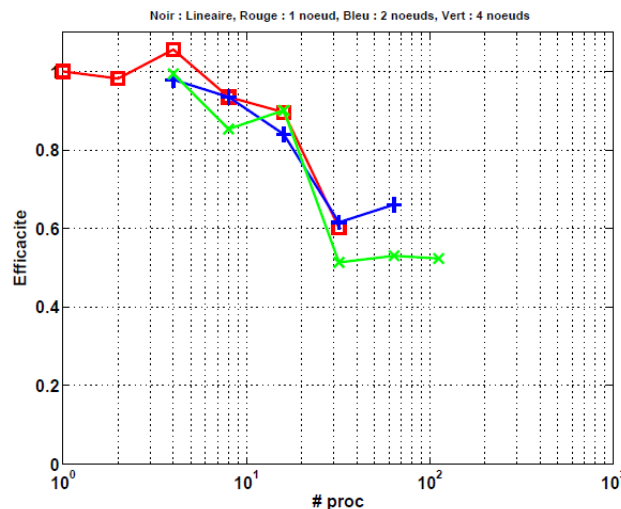


Figure 39 : Efficacité du modèle parallèle pour différents nœuds.

L'objectif est d'obtenir une efficacité proche de 1 et que celle-ci soit constante avec le nombre de processeurs. La Figure 39 montre l'efficacité du modèle. Celle-ci est excellente jusqu'à 32 processeurs, limite au-delà de laquelle elle chute à environ 50%, puis reste à nouveau constante, ce qui laisse supposer un bon comportement sur plus de processeurs.

Synthèse de la construction du modèle de Mercure

Dans ce chapitre, nous avons étudié les différents types de modèles utilisés pour analyser l'interaction du VS avec un obstacle planétaire, tel que Mercure : les modèles MHD, les modèles hybrides, les modèles de particules-tests et Monte Carlo. Nous avons également présenté les étapes du développement d'un modèle hybride tridimensionnel, multi-espèce de l'interaction de la magnétosphère de Mercure avec le VS.

La première étape consiste en l'élaboration du modèle physique, c'est-à-dire la définition des hypothèses propres au formalisme hybride et des équations physiques du modèle. Durant cette étape, on décrit également la modélisation des couplages entre ions et neutres. Par la suite, les grandeurs physiques doivent être normalisées par rapport aux grandeurs de référence afin d'aboutir à un système d'équations adimensionnées. Enfin les équations du modèle hybride sont alors résolues suivant le schéma d'intégration de Matthews (1994), prenant en compte le fait que le domaine de simulation ne soit pas une espace spatio-temporel continu mais discret.

Le modèle que nous avons développé étant parallèle, nous présentons les avantages et les principes de la parallélisation du modèle hybride.

Chapitre 3 : Applications du modèle à l'étude de l'interaction Vent Solaire/Mercure : confrontation avec les observations et les autres résultats de simulation

Nous avons développé un modèle hybride tridimensionnel dédié à l'étude de l'interaction de la magnétosphère de Mercure avec le VS. Dans ce chapitre, nous présentons les applications de ce modèle. Dans un premier temps, dans la section 3.1, les travaux de simulations antérieurs aux miens sont présentés. Nous verrons ainsi comment une large gamme de modèles de simulation, allant des modèles MHD et hybrides auto-cohérents aux modèles de particules-tests ont contribué à élargir les connaissances sur l'environnement de Mercure, notamment sur l'influence des facteurs externes (IMF, conditions du VS) et internes (champ intrinsèque, conductivité de la surface) sur les structures de l'onde de choc et de la magnétosphère. Des travaux de simulation sur le sodium exosphérique de Mercure et sa relation avec la magnétosphère sont présentés. Enfin nos propres résultats sur l'étude du champ intrinsèque de Mercure et les ions sodium d'origine planétaire sont présentés dans les sections 3.2 et 3.3.2.

3.1. Modélisation de l'interaction de Mercure et du Vent Solaire : travaux antérieurs

Dans cette partie, nous proposons une vue d'ensemble des différentes investigations effectuées par le biais de la simulation numérique, faisant intervenir les modèles physiques présentés dans le chapitre précédent.

Les structures caractéristiques créées par l'interaction du VS avec Mercure, planète peu magnétisée, sont reproduites par les simulations MHD et hybrides. Celles-ci décrivent toutes la forme globale de l'onde de choc et de la magnétosphère de Mercure, bien qu'elles diffèrent par le modèle physique adopté ainsi que par leurs caractéristiques, telles que la résolution spatiale, le champ magnétique intrinsèque, l'IMF, les conditions du VS et la présence ou l'absence d'ions d'origine planétaire. On distingue, dans les simulations MHD, l'onde de choc, la magnétopause, séparant la magnétosphère de la magnétogaine, ainsi que les cornets polaires (Gombosi et al., 1996 ; Kabin et al., 2000 ; 2008 ; Ip and Kopp, 2002). Ces structures sont également identifiables dans les simulations hybrides ; de plus, on y retrouve le préchoc ionique et le feuillet de plasma de la queue de la magnétosphère (Kallio and Janhunen, 2003a ; 2003b ; 2004 ; Janhunen and Kallio, 2004 ; Omidi et al., 2006 ; Travnicek et al., 2007 ; 2010 ; Wang et al., 2010 ; Muller et al., 2011 ; 2012). Les modèles analytiques contraints par les observations de Mariner 10 et de MESSENGER fournissent une description globale et tridimensionnelle du champ magnétique à l'intérieur de la magnétosphère de Mercure (Luhmann et al., 1998 ; Sarantos et al., 2001 ; 2007 ; Massetti et al., 2003 ; 2007 ; Alexeev et al., 2008 ; 2010). Les simulations Monte Carlo permettent d'étudier l'exosphère de Mercure (Ip, 1986 ; Smyth and Marconi, 1995 ; Leblanc and Johnson, 2003 ; Burger 2010) et les programmes de particules-tests offrent un moyen d'étudier les particules magnétosphériques et les ions d'origine planétaire (Delcourt et al. 2003).

Tous ces travaux de simulation ont permis d'étudier différentes propriétés de l'interaction de la magnétosphère de Mercure avec le VS, de retrouver et d'interpréter certaines observations et ainsi d'agrandir considérablement les connaissances sur l'environnement de Mercure.

3.1.1. Influence de l'IMF

La reconnexion entre la magnétosphère et l'IMF, processus déterminant pour l'activité magnétosphérique (Fujimoto et al., 2007), est un phénomène fréquemment observé dans les environnements de la Terre et celui de Mercure. Bien que les magnétosphères de ces deux planètes présentent quelques similitudes principalement en raison de la présence de leurs champs magnétiques intrinsèques, à cause des conditions externes différentes à 0.3UA et 1UA la reconnexion dans le cas de Mercure est plus efficace et la magnétosphère herménienne est plus fortement influencée par l'orientation de l'IMF que celle de la Terre (Slavin and Holzer, 1979). Différentes orientations de l'IMF ont été simulées afin d'en étudier l'impact sur l'onde de choc et la magnétosphère de Mercure. Le champ magnétique intrinsèque de Mercure étant couramment associé à un dipôle dirigé vers le sud (Ness et al., 1975 ; 1976), l'ouverture de la magnétosphère à la pénétration de l'IMF sera déterminée par le signe de la composante B_z de

l'IMF. Ainsi, la magnétosphère est ouverte pour un B_z négatif. Dans ce sens, plusieurs investigations ont pour objet de comparer les résultats de simulations obtenus avec un IMF orienté vers le nord, un IMF orienté vers le sud et un IMF orienté selon la spirale de Parker (Ip and Kopp, 2002 ; Kallio and Janhunen, 2003 ; 2004 ; Omidi et al., 2006 ; Travnicek et al., 2010 ; Wang et al., 2010).

Ip and Kopp, (2002) ont développé un modèle tridimensionnel de MHD résistive, à maillage cartésien uniforme, pour étudier l'influence de l'orientation de l'IMF sur l'interaction Mercure/VS. Dans leurs simulations, il n'y a pas d'autre espèce ionique prise en compte que les protons. Les protons et les électrons du VS sont traités comme un unique fluide, ainsi les effets multi-espèces sont ignorés ce qui limite la description détaillée de l'interaction de la magnétosphère de Mercure avec le VS. Par une analyse de la configuration du champ magnétique simulé pour différentes orientations de l'IMF, Ip and Kopp (2002) montrent que la reconnexion entre le champ magnétosphérique et l'IMF est plus importante lorsque ce dernier est orienté vers le sud et le choc est légèrement plus ouvert au niveau des flancs. Ceci est visible sur les représentations des lignes de champ et de la vitesse du flot de plasma de la Figure 40. Ils mettent également en évidence le fait que la taille des cornets polaires augmente et qu'ils atteignent des latitudes plus basses au fur et à mesure que l'angle formé entre l'axe Z et l'IMF augmente. Bien que ce modèle permette de constater les variations qualitatives que subissent les cornets polaires selon les différentes orientations de l'IMF, à cause de la faible résolution spatiale du maillage ($\sim 500\text{km}$ soit $1/5$ de R_{Me}), aucune affirmation sur leur taille ne peut être faite (Ip and Kopp, 2002). Pour cette même raison, la position de l'onde de choc observée dans ces simulations ($3.5-4R_{Me}$) est également discutable.

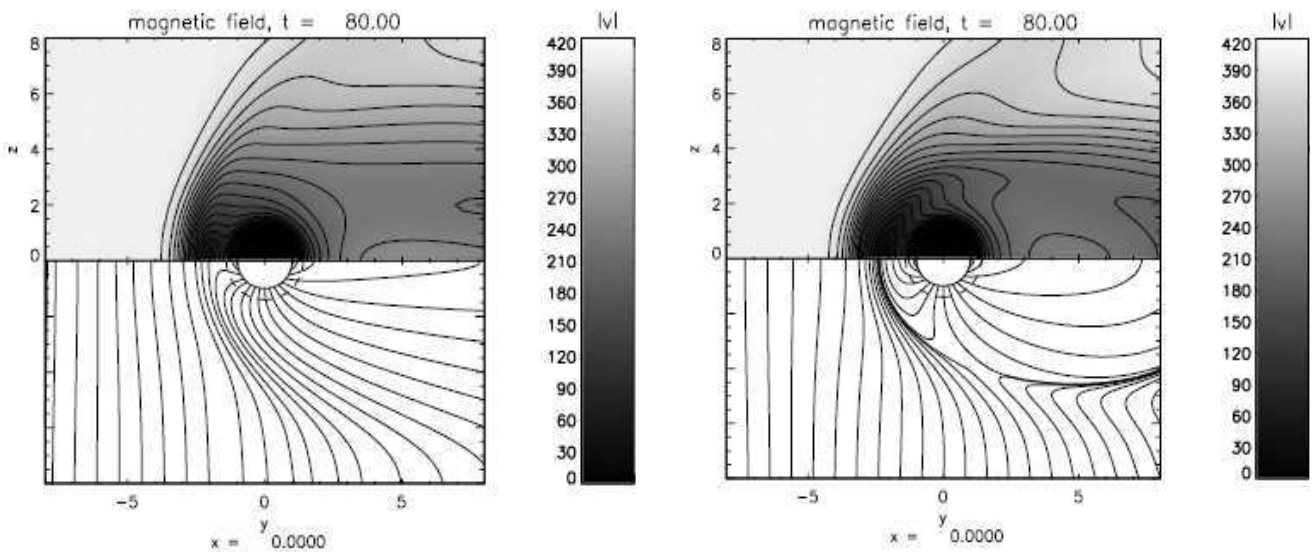


Figure 40 : Cartes de vitesse (demi-plans du haut) et lignes de champ magnétiques (demi-plans du bas) issues des simulations de Ip and Kopp, pour un IMF orienté vers le sud (gauche) et vers le nord (droite). Dans les deux cas le module de l'IMF vaut 30nT. L'écoulement du VS se fait suivant l'axe Y. Ip and Kopp, 2002.

Le modèle hybride tridimensionnel de Kallio and Janhunen (2003b) est une version adaptée à Mercure d'un modèle hybride martien (Kallio and Janhunen, 2001 ; 2002) et la principale différence entre les deux versions réside dans l'existence du champ magnétique intrinsèque de Mercure. Dans ce modèle, les protons représentent la seule espèce ionique dans le VS, en revanche, il décrit la production d'ions, ayant un rapport masse sur charge égal à 23, dans la

magnétosphère de Mercure. Ces ions sont créés par la photoionisation de deux couronnes de neutres ayant une distribution à symétrie sphérique et à décroissance radiale exponentielle, autour de la planète et présentant des échelles de hauteur égales à 1500km et à 400km. Ceci a pour but de reproduire et d'étudier les effets de la présence de l'exosphère de Mercure. Utilisant ce modèle, les simulations présentées par Kallio and Janhunen (2003a) visent à étudier l'effet de l'orientation de l'IMF sur la précipitation des protons du VS à la surface de la planète. Dans ces simulations, les ions planétaires ne sont pas décrits, comme c'est le cas dans Kallio and Janhunen (2003b) et Kallio and Janhunen (2004). Trois orientations de l'IMF sont testées : IMF dirigé vers le nord ($B_z=+10\text{nT}$), IMF dirigé vers le sud ($B_z=-10\text{nT}$) et IMF orienté selon la spirale de Parker ($B_x=+32\text{nT}$, $B_y=+10\text{nT}$ et $B_z=0\text{nT}$). Les flux de particules impactant sur la surface représentés sur la Figure 41 dans les trois cas précédents, en fonction de la latitude et de la longitude, révèlent des zones d'impact plus importantes du côté jour. Dans le cas de l'IMF dirigé vers le nord, elles s'étendent à des latitudes légèrement plus hautes (jusqu'à $\sim 75^\circ$ dans les deux hémisphères), que dans le cas de l'IMF dirigé vers le sud (jusqu'à $\sim 65^\circ$ dans les deux hémisphères). La Figure 42 représente les lignes de champ magnétique simulées par Kallio and Janhunen (2004), pour les trois orientations de l'IMF précédentes. Comme l'ont suggéré les travaux de Ip and Kopp (2002), les cornets polaires atteignent des latitudes plus basses pour l'IMF sud que pour l'IMF nord dans les simulations de Kallio and Janhunen (2003a ; 2004).

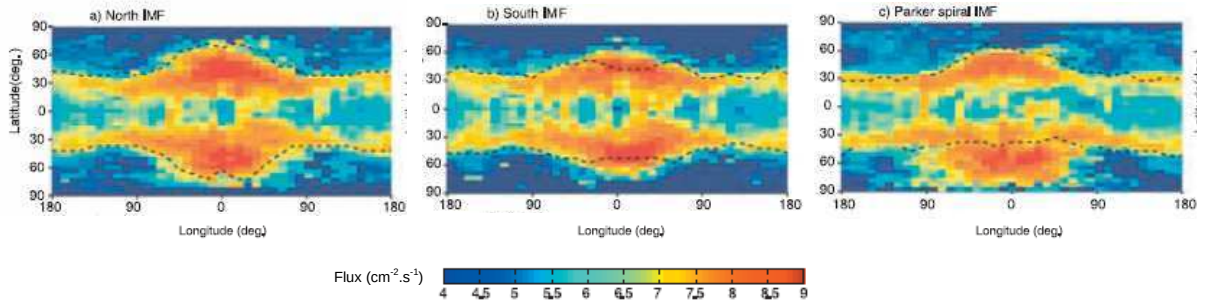


Figure 41 : Flux de H^+ ($\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) impactant sur la surface correspondant à l'IMF dirigé vers le nord (a), le sud (b), suivant la spirale de Parker (c). Les frontières entre les régions d'implantation des lignes de champ ouvertes et les lignes de champ fermées sont représentées en pointillés. Kallio and Janhunen, 2003a.

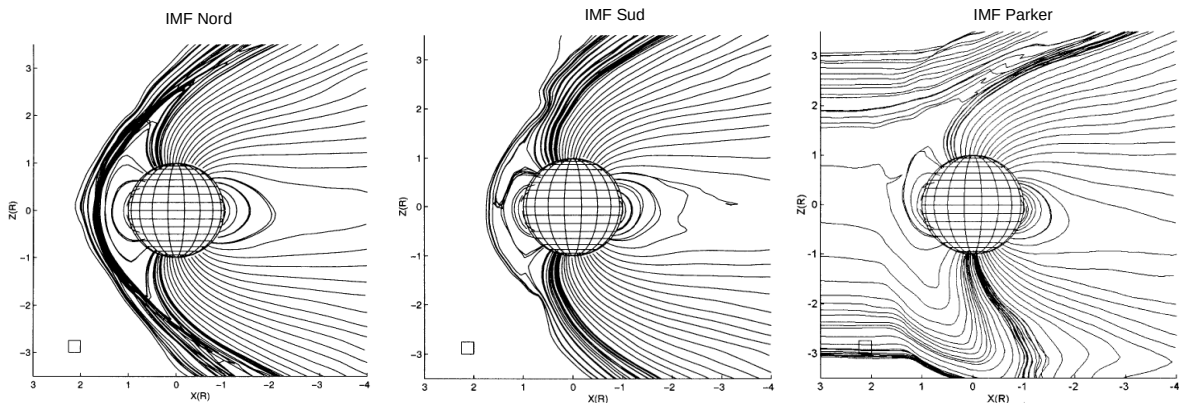


Figure 42 : Lignes de champ correspondant de gauche à droite, à l'IMF dirigé vers le nord, vers le sud et suivant la spirale de Parker, dans le plan XZ. Kallio and Janhunen, 2004.

Les flux correspondant à l'IMF dirigé selon la spirale de Parker présentent une asymétrie nord/sud due à la présence de la composante B_x importante de l'IMF favorisant la

reconnexion dans un des deux hémisphères (Figure 41-c, Figure 42 : IMF Parker). Les observations de MESSENGER ont montré que la pression du plasma au niveau du cornet polaire nord est plus importante dans les cas où la composante B_x de l'IMF est dans la direction anti solaire (Winslow et al., 2012).

Sarantos et al. (2001) et Massetti et al. (2007) ont également souligné ce point en menant une étude sur la précipitation d'ions du VS à la surface de la planète à l'aide des modèles analytiques TH93 adaptés à Mercure, et ont révélé de plus que la composante B_y entraînait l'apparition d'asymétries matin/nuit (Sarantos et al., 2001). Gombosi et al (1996) ont développé un modèle de MHD idéale, tridimensionnel, à maillage adaptatif, afin d'analyser l'interaction du VS avec les magnétosphères de Mercure et de Saturne. Le maillage adaptatif est un maillage qui évolue au cours de la simulation, en fonction de la localisation des zones de fort gradient là où un raffinement est nécessaire. Dans le modèle de Gombosi et al (1996), qui était initialement dédié à l'interaction du VS avec les planètes fortement magnétisées et fut adapté au cas de Mercure, la meilleure résolution correspondant au maillage le plus fin est de 48km. Dans les simulations effectuées, les caractéristiques du plasma du VS et l'intensité de l'IMF adoptées correspondent à celles du périhélie de Mercure. L'IMF est orienté suivant la spirale de Parker et présente une composante B_z nulle et une composante B_x importante : $\mathbf{B}_{IMF} = (0.9, 0.3, 0) \times 46 \text{ nT}$. Trois types de courant sont reproduits par ces simulations et visibles sur la Figure 43 : le courant de la magnétopause (1), le courant du feuillet de plasma de la queue (2) et le courant dû au saut de la densité du plasma au niveau du choc (3). Les résultats démontrent que les courants 1 et 2 forment un unique système et que le courant de la queue se referme via le courant de la magnétopause. Gombosi et al. (1996) remarquent de plus, que la présence de la composante B_y entraîne une torsion de la queue dont les effets sont entre autre une asymétrie matin/soir de la densité de courant dans la queue, visible dans le plan équatorial, et une asymétrie nord/sud de la densité de courant de la magnétopause, visible dans le plan méridional.

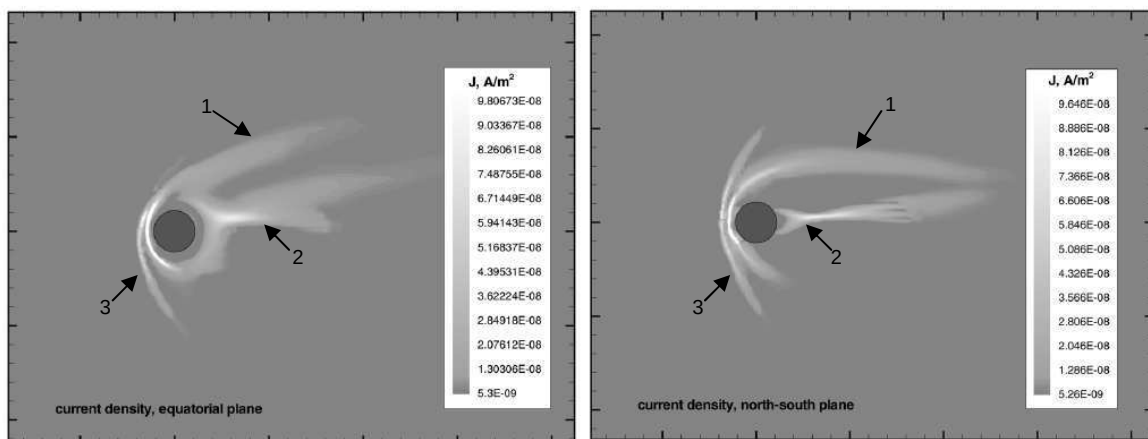


Figure 43 : Densité de courant (A.m^{-2}) simulée dans le plan équatorial (gauche) et dans le plan contenant l'axe nord-sud (droite). Gombosi et al., 1996.

Omidi et al. (2006) présentent des simulations hybrides bidimensionnelles de l'interaction de Mercure avec le VS, pour des orientations de l'IMF vers le nord et vers le sud, à l'aide d'un modèle hybride bidimensionnel (dans le plan méridional contenant le point subsolaire), dans lequel les formes tridimensionnelles du champ électromagnétique et des courants sont néanmoins prises en compte. Les résultats suggèrent une forte ressemblance entre la magnétosphère de Mercure et celle de la Terre. Les ondes de choc et magnétosphères simulées pour les deux directions de l'IMF diffèrent considérablement. Sur la Figure 44, on

peut noter, entre autre, que dans le cas de l'IMF orienté vers le nord, la magnétogaine est plus épaisse, à cause d'une stagnation du plasma accrue, et la densité présente une décroissance progressive du côté jour entre le choc et la magnétopause. On remarque également des dissimilitudes sur les structures du préchoc et de la queue de la magnétosphère (Figure 44).

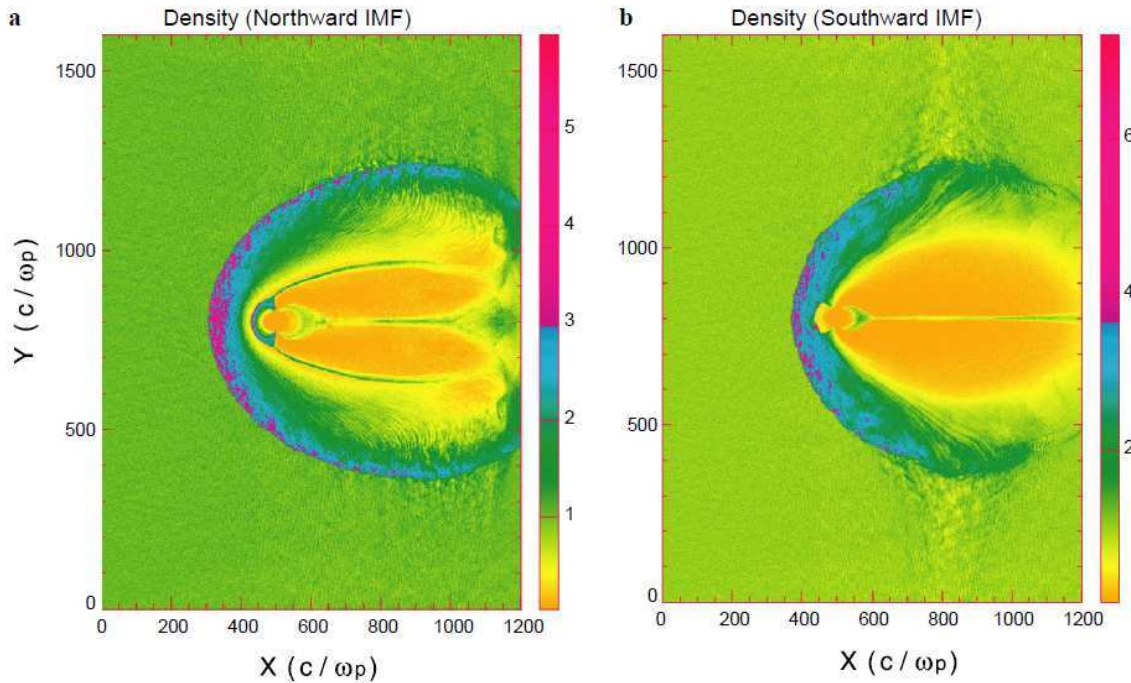


Figure 44 : Densité des protons normalisée par rapport à celle du VS non perturbé, dans le cas d'un IMF dirigé vers le nord (a) et d'un IMF dirigé vers le sud (b). Dans ces simulations, la direction nord-sud correspond à l'axe Y. Omidi et al., 2006.

Omidi et al. (2006) considèrent les couplages entre le choc et la magnétopause, variant selon la reconnexion due à un IMF dirigé vers le nord ou vers le sud, comme étant à l'origine de ces disparités. Ces simulations bidimensionnelles permettent de reproduire certains phénomènes observés au sein des magnétosphères de Mercure et de la Terre, elles n'offrent, néanmoins, qu'une approximation 2D de ces phénomènes qui pour la plupart ont des causes et des effets tridimensionnels. De plus, les simulations tridimensionnelles rendent possible l'étude globale de l'interaction du VS avec un obstacle planétaire, qui est interdite en 2D.

Le modèle hybride tridimensionnel utilisé pour les simulations de Mercure (Travnicek et al., 2010) présente la particularité d'utiliser une échelle réduite de Mercure et de sa magnétosphère dont le facteur de réduction est compris entre 4 et 6. Ceci a pour avantage de réduire le domaine de simulation et d'offrir une meilleure résolution, sans trop augmenter le temps de calcul, tout en préservant les propriétés de l'interaction, telles que la position du nez du choc. Cette méthode présente néanmoins un inconvénient, même si le rayon de la planète reste supérieur au rayon de giration des protons du VS non perturbé, le rapport de ces deux grandeurs passe de 27, pour Mercure à son aphélie, à ~ 7 , dans le modèle réduit de Mercure. Par conséquent, en réduisant les dimensions de la planète, on réduit également les dimensions des différentes structures de la magnétosphère et il est possible que cela affecte la description des instabilités liées au rayon de giration des ions.

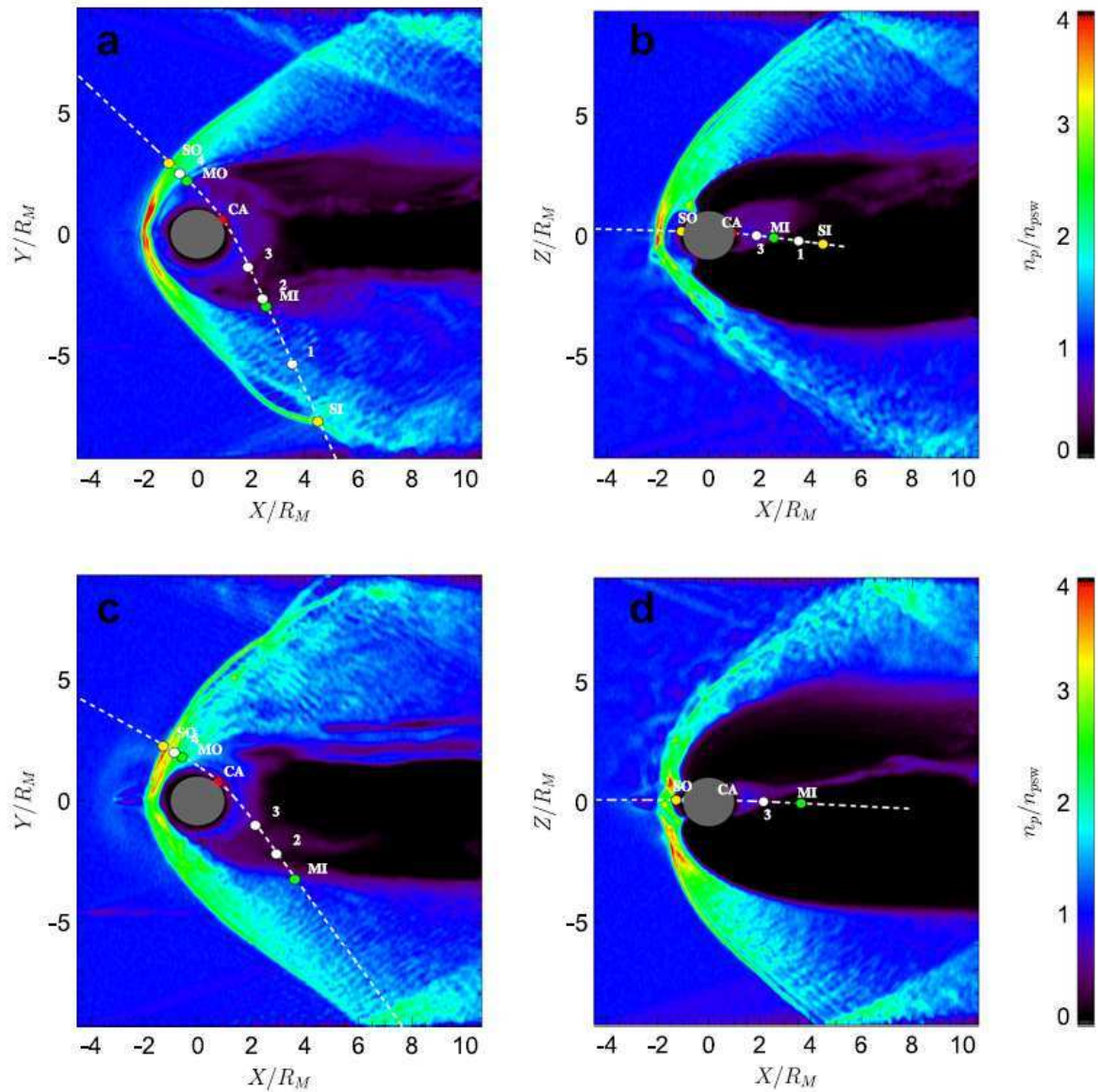


Figure 45 : Densité de protons, normalisée par rapport à la densité du VS non perturbé, simulée pour un IMF dirigé vers le nord (a et b) puis vers le sud (c et d) dans les plans XY (a et c) et YZ (b et d). Les trajectoires du premier et du second survol de MESSENGER sont représentées par les courbes pointillées, respectivement sur les panneaux du haut et du bas. Les frontières caractéristiques rencontrées par la sonde MESSENGER sont représentées par les points colorés. Travnicsek et al., 2010.

Les résultats de Travnicsek et al. (2010), pour $B_z = -10\text{nT}$ puis $B_z = +10\text{nT}$, ont démontré que, pour un IMF orienté vers le nord, la magnétosphère est plus étendue du côté jour dans la direction Mercure-Soleil mais moins large suivant l'axe nord-sud, les cornets polaires sont localisés à des latitudes plus élevées, que dans le cas d'un IMF dirigé vers le sud. Les propriétés des cornets polaires retrouvées ici sont en accord avec les résultats de Ip and Kopp (2002) et Kallio and Janhunen (2003b ; 2004). On note également une asymétrie du choc dans la direction nord-sud due au préchoc ionique, situé dans la partie nord ou la partie sud du choc selon le signe de la composante B_z de l'IMF. La Figure 45 montre la densité des protons dans les plans XY et XZ, pour les deux orientations de l'IMF adoptées.

Wang et al. (2010) ont adapté à l'environnement de Mercure le modèle de Bagdonat and Motschmann (2002) dédié à l'étude de l'interaction du VS avec les comètes. C'est

actuellement le modèle hybride qui offre la meilleure résolution spatiale ($\sim 60\text{km}$), mis à part le modèle à échelle réduite de Travnicek et al. (2007 ; 2010). Ce modèle impose une conductivité dans la coquille externe de la planète. Wang et al. (2010) présentent des simulations de Mercure à son aphélie avec des IMF correspondant à ceux qui ont été observés lors du premier et du second survol de MESSENGER : $\mathbf{B}_{M1} \sim (0.6, 0.7, 0.4) \times 21\text{nT}$, $\mathbf{B}_{M2} \sim (-0.5, 0.7, 0.5) \times 21\text{nT}$. La densité des protons est représentée sur la Figure 46, pour ces deux orientations de l'IMF. Dans le cas de l'IMF égal à $\mathbf{B}_{M2}$, l'onde de choc et la magnétosphère sont plus évasées, le nez du choc est plus proche de la planète ($2R_{Me}$) que dans l'autre cas ($3R_{Me}$), de plus, la magnétogaine est plus large pour $\mathbf{B}_{M1}$ que pour $\mathbf{B}_{M2}$, ce qui rejoint les résultats de Omidi et al. (2006). Les cornets polaires atteignent des latitudes plus basses pour $\mathbf{B}_{M2}$.

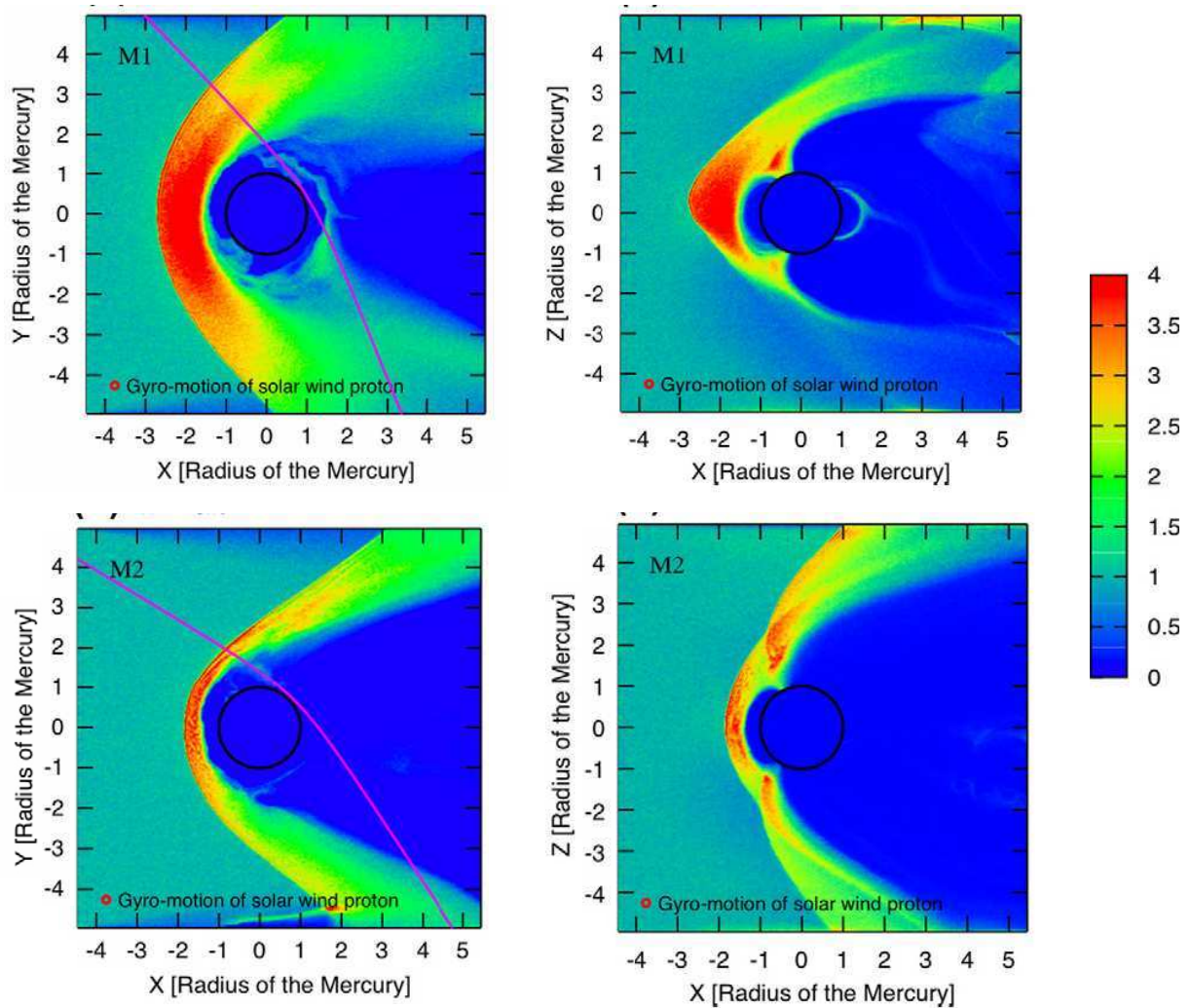


Figure 46 : Densité de protons, normalisée par rapport à la densité du VS non perturbé, simulée pour un IMF dirigé vers le nord (haut) puis vers le sud (bas) dans les plans XY (gauche) et YZ (droite). Les trajectoires du premier et du second survol de MESSENGER sont représentées par les courbes magenta, respectivement sur les panneaux du haut et du bas, dans le plan YZ. Wang et al., 2010.

Les résultats de Kallio and Janhunen (2004), Omidi et al. (2006), Travnicek et al. (2010), Wang et al. (2010) montrent de plus que le feuillet de plasma, qui est la région dans laquelle ont lieu les reconnexion entre les lobes magnétiques de la queue, se forme plus loin en aval de la planète, dans le cas d'un IMF orienté vers le nord. Ces résultats sont compatibles avec le fait que les régions dans lesquelles il y a reconnexion entre l'IMF et la magnétosphère soient

différentes selon l'orientation de l'IMF et que la reconnexion soit de manière générale plus importante dans le cas d'un B_z négatif (Kallio and Janhunen, 2004 ; Omidi et al., 2006 ; Travnicek et al., 2010 ; Wang et al., 2010).

Muller et al. (2011 ; 2012) ont développé un modèle hybride tridimensionnel, à maillage adaptatif pour simuler l'interaction du VS avec un obstacle planétaire ou un petit objet du système solaire (comète, astéroïde). Ce modèle a été adapté pour Mercure et a révélé, entre autre, une diminution considérable du temps de simulation pour l'utilisation d'un maillage adaptatif comparée à celle d'un maillage statique. Les simulations de Muller et al. (2012) visant à étudier la double magnétopause observée durant les survols de MESSENGER (Slavin et al., 2008), utilisent les conditions du VS à l'aphélie de Mercure et un IMF orienté suivant l'axe Y. La couche de plasma confinée entre les deux bords de la double magnétopause est composée de protons du VS qui pénètrent la magnétosphère par les flancs et sont ensuite accélérés vers la planète. Ce processus de remplissage de cette couche de plasma est également mis en évidence par les simulations hybrides bidimensionnelles de Omidi et al. (2006).

3.1.2. Influence de la pression du VS

En modifiant la vitesse ou la densité du plasma du VS, il est possible de changer la pression exercée par le VS. Les premières simulations, visant à étudier la réponse de l'onde de choc et de la magnétosphère herménienne à la pression du VS, ont été effectuées avec un modèle de MHD idéale tridimensionnel, utilisant un maillage adaptatif (Kabin et al., 2000). Kabin et al. (2000) ont montré, en augmentant la vitesse du VS d'un facteur 2.5 et la densité d'un facteur 9 par rapport aux valeurs nominales du VS au périhélie de Mercure, qu'il est possible que le choc soit très proche de la surface de la planète. Ils peuvent même coïncider lorsque la pression du VS atteint une valeur suffisamment élevée comme cela est représenté sur les cartes de densité de la Figure 47.

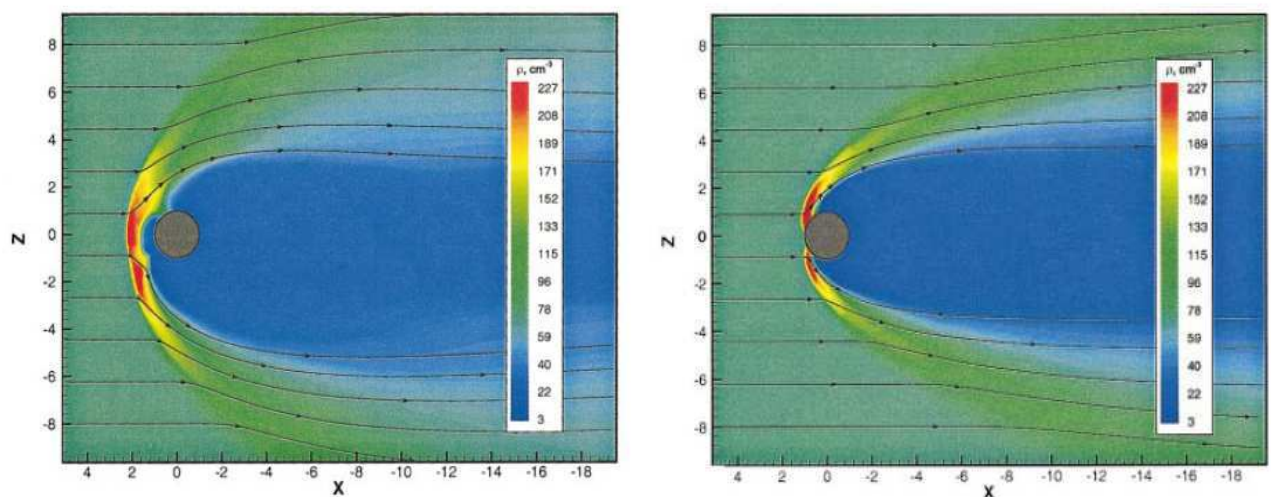


Figure 47 : Densité du plasma simulée avec une vitesse et une pression du VS normale (gauche) et élevée (droite), dans le plan XZ. Les lignes tracées en noir représentent la direction de la vitesse du plasma. On remarque, en particulier, que dans le cas où la vitesse et la pression sont élevées, le VS est en contact avec la surface de Mercure. Kabin et al., 2000.

Il faut noter que bien que Kabin et al. (2000) n'excluent pas la possibilité d'une interaction directe entre le VS et la surface de la planète, la vitesse utilisée pour obtenir une pression élevée du VS est exagérée (1100km/s) et bien plus importante que ne le permettent les variations de vitesse du VS, ceci reste donc un phénomène rare. Hood and Schubert (1979) ont d'ailleurs montré, à l'aide d'un modèle analytique du champ magnétosphérique de Mercure, que la présence de courants induits du côté jour de la magnétosphère limitaient la compression de la magnétosphère et du choc due à une forte pression du VS. D'autre part, si les effets cinétiques des ions sont pris en compte, il n'est pas nécessaire pour l'onde de choc de coïncider avec la surface pour que cette interaction ait lieu. Ces résultats sont confirmés par l'étude des ions du VS impactant sur la planète, menée par Kallio and Janhunen (2003a). On voit clairement sur les cartes de densité des protons des panneaux (a) et (b) de la Figure 48 que le choc et la magnétopause sont repoussés vers la planète dans le cas d'une pression du VS artificiellement élevée (correspondant à une vitesse égale à 860km/s). Les simulations révèlent également que pour une pression élevée, bien que l'onde de choc et la surface ne soient pas en contact, le flux de particules qui impactent la planète est plus important que dans le cas d'une pression normale au périhélie de Mercure (densité du VS : 76cm^{-3} , vitesse : 430km/s) et la zone d'impact correspond à la région entourant le point subsolaire (Figure 48-c).

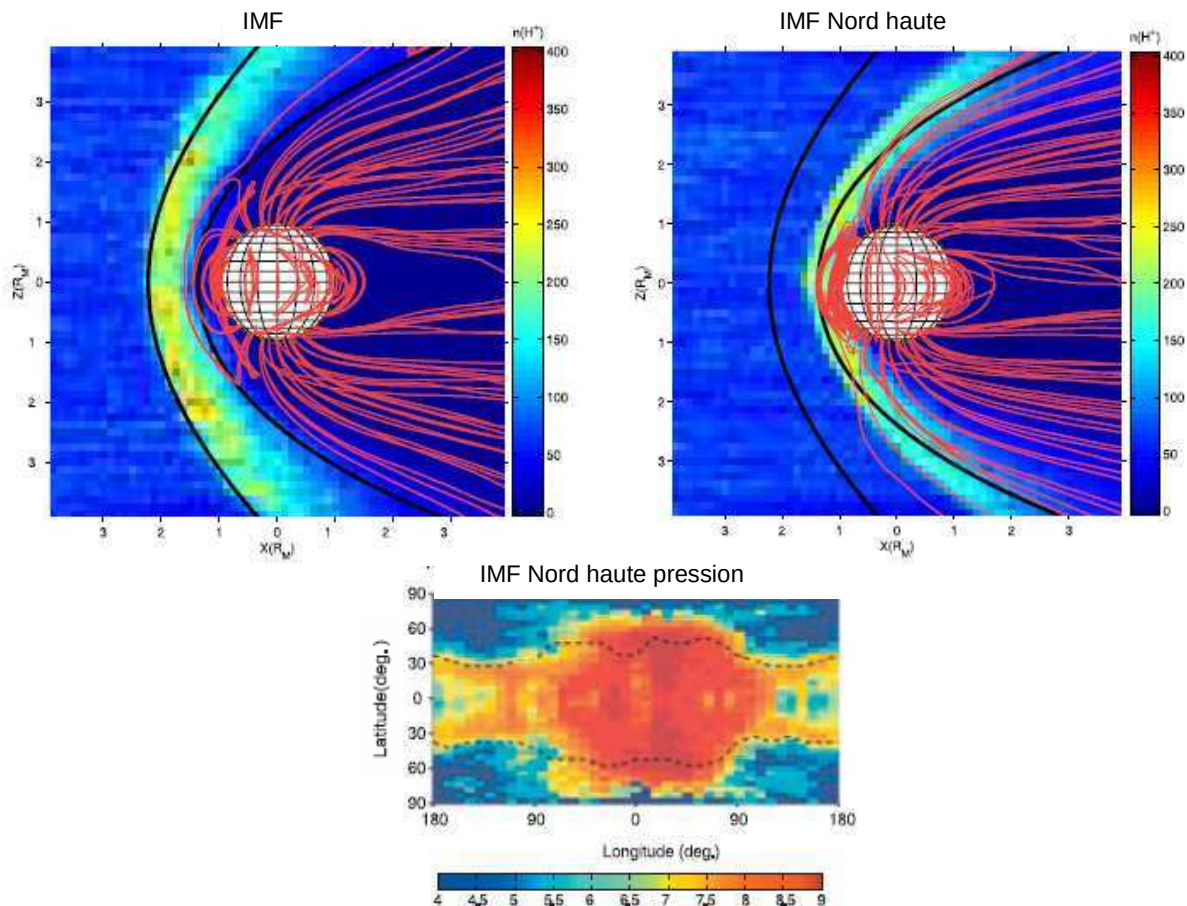


Figure 48 : Densité des protons simulée pour un IMF dirigé vers le nord, avec une pression du VS normale au périhélie (a) et une pression du VS élevée (b). Les positions du choc et de la magnétopause, déterminées par les formules empiriques de Slavin and Holzer (1981) et Yang et al. (2002) respectivement, sont tracées en noir et les lignes de champ magnétique sont tracées en rouge. Flux H^+ ($\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$) impactant à la surface de la planète. Les frontières entre les régions d'implantation des lignes de champ ouvertes et les lignes de champ fermées sont représentées en pointillés. Kallio and Janhunen, 2003a.

Les simulations hybrides de Mercure à son aphélie et à son périhélie visent à reproduire l'interaction de Mercure avec le VS pour des pressions différentes (Travnicek et al., 2007). C'est avec le modèle utilisé par Travnicek et al. (2010) que ces simulations ont été effectuées. Comme les simulations précédentes, ces dernières mettent en évidence la compression de la magnétosphère et de la magnétogaine du côté jour ainsi que sur les flancs, pour une forte pression du VS. Les cornets polaires ainsi que le feuillet de plasma de la queue sont, par conséquent, moins développés que dans le cas d'une pression plus faible. Cela est visible sur les cartes de densité de la Figure 49.

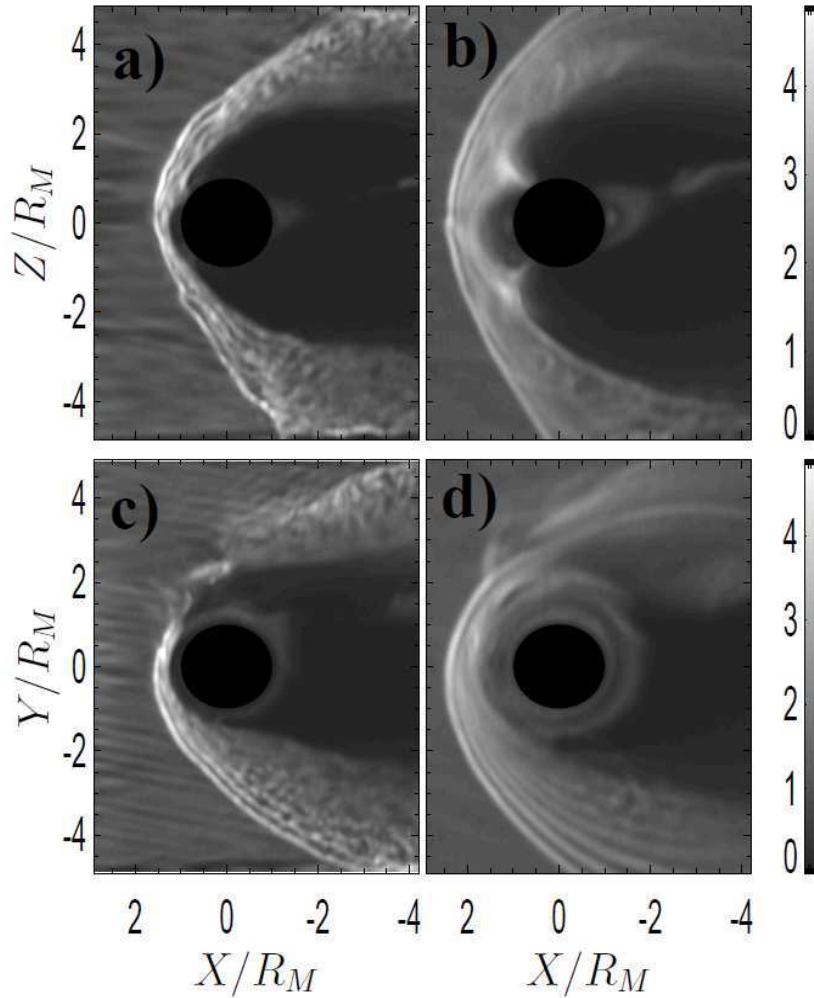


Figure 49 : Densité des protons normalisée par rapport à la densité du VS, simulée avec une vitesse et une pression du VS élevée (a et c) et faible (b et d), dans les plans XZ (a et b) et XY (c et d). $R_M = R_{Me}$. Travnicek et al., 2007.

3.1.3. Influence de la conductivité de la surface de la planète et systèmes de courant

Le modèle de Janhunen and Kallio (2003b) offre la possibilité d'imposer une conductivité dans la coquille externe de la planète afin de reproduire la fermeture des courants magnétosphériques au niveau de la planète, en l'absence d'ionosphère proprement dite.

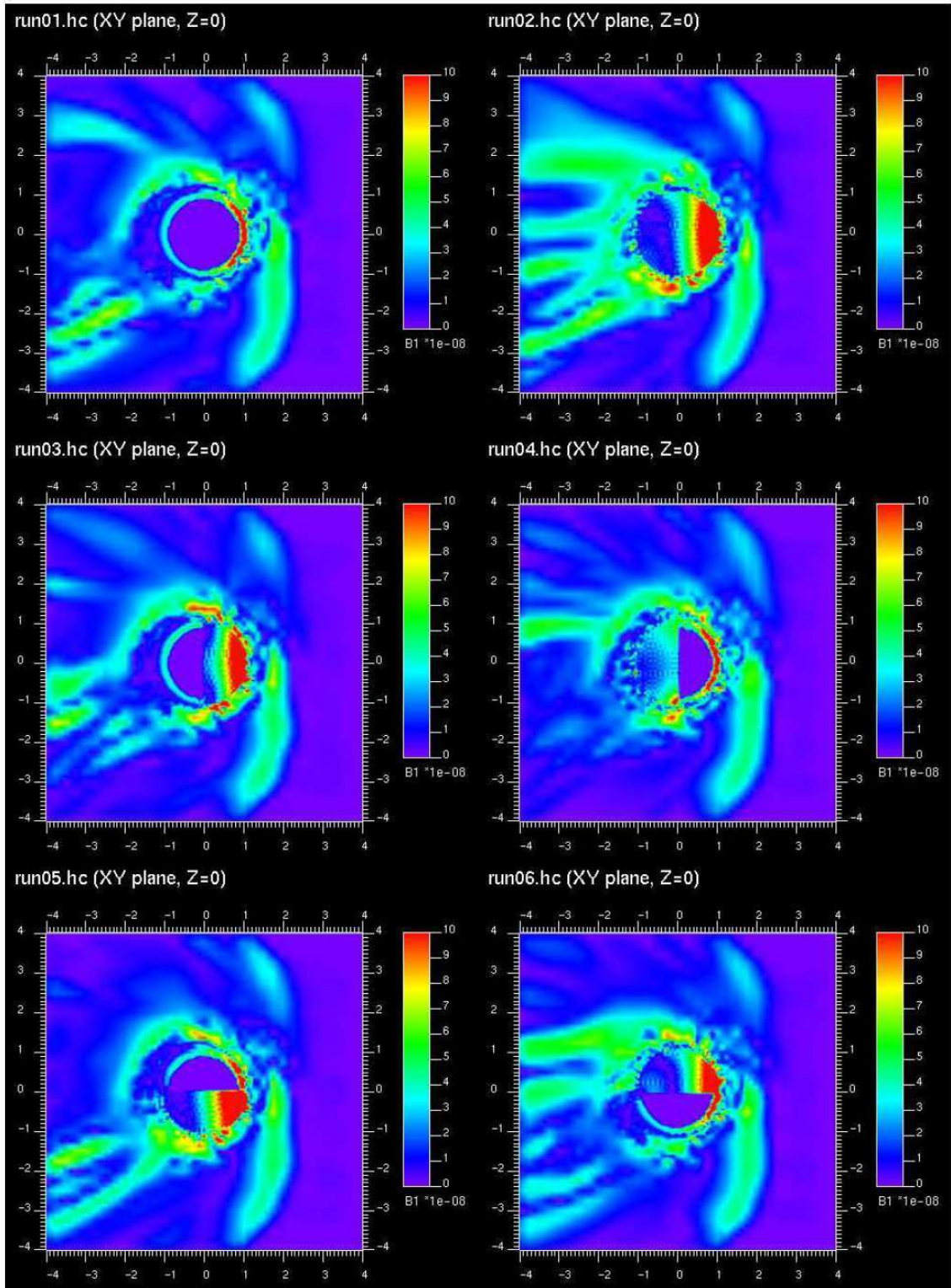


Figure 50 : Champ magnétique simulé auquel le champ dipolaire a été soustrait (module), dans le plan équatorial XY pour les différentes géométries de la conductivité de la surface. Les runs 01 et 02 correspondent respectivement à une planète bonne conductrice ($10^{-4}\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$) et une planète peu conductrice ($10^{-9}\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$). Les quatre runs suivants correspondent à un hémisphère conducteur et l'autre faiblement conducteur, pour les runs 03 et 04 l'hémisphère du côté jour est peu conducteur et bon conducteur, pour les runs 05 et 06, l'hémisphère nord est bon conducteur et peu conducteur. Janhunen and Kallio, 2004.

A l'aide de ce modèle, Janhunen and Kallio (2004) ont étudié l'effet de la conductivité de la surface de Mercure sur la magnétosphère et ont reproduit des systèmes de courants observés dans la magnétosphère terrestre. Dans le modèle de Kallio and Janhunen (2003b) il est possible de faire appel à un maillage multi-grille. Le recours au maillage multi-grille permet de raccourcir les temps de calcul en offrant un maillage fin uniquement là où l'on souhaite être plus précis, le vent solaire non perturbé, par exemple, ne nécessite pas un maillage aussi fin qu'au voisinage du choc et de l'obstacle. Cette option est activée dans la version du modèle utilisé par Janhunen and Kallio (2004) et la résolution va de 610km à 153km.

Les simulations effectuées reproduisent plusieurs cas : une planète peu conductrice, une planète conductrice, un hémisphère peu conducteur et l'autre bon conducteur. La Figure 50 représente la composante externe du champ magnétosphérique ($||\mathbf{B}_{total} - \mathbf{B}_{dipolaire}||$) pour six géométries de la conductivité de la planète. Bien que la conductivité de Mercure soit encore peu connue, ces résultats montrent qu'elle a une influence sur les courants de la magnétopause et de la queue et par conséquent sur la structure du champ magnétique.

3.1.4. Le champ magnétique intrinsèque

Omidi et al. (2004 ; 2005) ont étudié l'interaction du VS avec un obstacle magnétisé, en comparant les effets de champs magnétiques intrinsèques d'intensités différentes à l'aide d'un modèle hybride bidimensionnel. Selon ces travaux, les différents types d'interactions étudiées sont classés en fonction d'un critère, noté Dp , correspondant à la distance entre la planète et le nez de la magnétopause. Les simulations ont montré que pour un critère Dp supérieur à 20 fois la longueur inertielle des protons du VS non perturbé, ($20c/\omega_{pi} \sim 0.5R_{Me}$), la magnétosphère étudiée devrait ressembler à celle de la Terre. L'interaction VS/Mercure présentant un critère Dp égale à $64c/\omega_{pi}$ ($\sim 1.5R_{Me}$), le modèle d'Omidi et al. (2004) a été adapté à Mercure et a permis d'étudier les frontières de la magnétosphère de Mercure et de mettre en évidence les similitudes existant entre la magnétosphère de Mercure et celle de la Terre (Omidi et al., 2006).

Déterminer la nature de la source du champ magnétique intrinsèque de Mercure est l'un des enjeux principaux des missions Mariner 10, MESSENGER et Bepi Colombo (cf Chapitre 1). En décrivant le champ magnétique interne de Mercure par un champ multipolaire d'ordre supérieur à 1, Giampieri and Balogh (2001) ont simulé des données de champ magnétique acquises lors d'une orbite de la sonde MMO de Bepi Colombo. Ils ont montré qu'il est possible de déterminer la décomposition multipolaire du champ magnétique planétaire avec une erreur sur les moments calculés inférieure ou égale à 10%. Ils sont également capables d'en déduire la géométrie de la source. En revanche, ces travaux ne prennent en compte que le champ interne de Mercure et négligent les effets des courants magnétosphériques, créés par l'interaction avec le VS, sur le champ total observé.

Bien que l'interaction du VS avec la magnétosphère de Mercure présente des similitudes avec l'interaction du VS avec la magnétosphère terrestre (Omidi et al., 2004 ; 2005 ; 2006), le champ magnétique interne de Mercure est considérablement plus faible que celui de la Terre (Ness et al., 1975 ; 1976) et l'intensité de l'IMF est plus élevée à 0.387UA qu'à 1UA. Par conséquent, le champ associé aux courants magnétosphériques engendrés par l'interaction Mercure/VS est du même ordre de grandeur que le champ intrinsèque et leur distinction lors de l'interprétation des observations *in situ* présente des difficultés. A l'aide d'un modèle de Tsyganenko and Stern (1996), appelé T96, adapté à la magnétosphère de Mercure Korth et al. (2004) ont étudié la séparation du champ interne et du champ externe dans le champ magnétique observé par MESSENGER durant une année terrestre d'orbite autour de Mercure. Cette analyse a pour but principal de déterminer, avec le plus de précision possible, le champ

interne de la planète et met en évidence l'importance de la prise en compte du champ externe pour diminuer l'erreur sur le champ interne à partir des données d'observation. Bien que le modèle T96 ait été adapté à Mercure, il présente certaines particularités dans sa construction qui limite son efficacité pour une telle étude. La composante B_x de l'IMF est nulle dans ce modèle, alors qu'elle est généralement dominante au niveau de l'orbite de Mercure (selon la spirale de Parker), de plus, la reconnexion entre la magnétosphère de Mercure et l'IMF est plus importante que dans le cas de la Terre et cela n'est pas pris en considération dans la version adaptée par Korth et al. (2004) du T96.

Les simulations MHD de Kabin et al. (2008) visaient à étudier la séparation du champ magnétique intrinsèque de Mercure et du champ magnétique provenant des courants magnétosphériques, en préparation des trois survols et de la mise en orbite de la sonde MESSENGER. Le modèle MHD offre une meilleure description du champ magnétique externe lié aux courants magnétosphériques que le modèle T96. Dans ces simulations, trois modèles de source du champ magnétique intrinsèque sont testés : un dipôle non tilté, un dipôle tilté, un dipôle tilté auquel on ajoute un quadripôle aligné non tilté. La valeur du module du moment quadripolaire, déterminée par des modèles de dynamo (Heimpel et al., 2005; Stanley et al., 2005) et égale à 45nT, ne représente qu'environ 10% du module du moment dipolaire, égal à 350nT. Les résultats des simulations lancées pour chaque modèle de champ interne, avec différentes orientations de l'IMF, montrent que les écarts de champ magnétique entre les différents modèles de champ interne peuvent être du même ordre que les écarts dus aux différentes orientations de l'IMF. Ces travaux révèlent également que les perturbations du champ magnétosphérique associées à la composante quadripolaire du champ intrinsèque seraient très faibles et difficilement détectables par le magnétomètre de MESSENGER lors des orbites. En revanche, ils permettent de contraindre les paramètres du champ dipolaire (module du moment magnétique et tilt) et de distinguer les différents modèles de champ interne adoptés.

Les investigations de Korth et al. (2011), utilisant une évaluation des fluctuations de l'IMF à partir des observations de MESSENGER et le modèle magnétosphérique de Tsyganenko and Sitnov (2005), ont démontré que le champ magnétique mesuré à 200km d'altitude pouvait être modifié d'une valeur égale à 30% de celle du champ dipolaire. Ceci confirme la forte influence des conditions externes sur la détermination des caractéristiques du champ interne.

Alexeev et al. (2010) ont analysé les caractéristiques du champ intrinsèque de Mercure à l'aide de leur modèle de champ magnétosphérique, contraint par les données de champ magnétique des deux premiers survols de MESSENGER. Supposant que le champ interne provient d'un dipôle excentré vers le nord, ils ont déterminé les valeurs du moment dipolaire et du décalage de la position du dipôle, 196nT et +405km respectivement. A l'aide du modèle d'Alexeev et al. (2010), adoptant la représentation du dipôle excentré pour le champ magnétique intrinsèque de Mercure, Winslow et al. (2012) ont déterminé la taille du cornet polaire nord et le flux de particules impactant la surface puis ont extrapolé ces résultats au cornet polaire sud. Selon les auteurs, la surface du cornet polaire sud est environ 4 fois supérieure à celle du cornet polaire nord. L'origine et la structure du champ magnétique de Mercure n'étant pas encore connues, ces résultats sont à prendre avec quelques réserves.

3.2. Etude du champ magnétique intrinsèque de Mercure

Dans le Chapitre 1 et dans la section 3.1.4 les résultats d’observations et de simulations ayant pour objectif d’étudier le champ magnétique intrinsèque de Mercure sont présentés. Des simulations, effectuées à l’aide du modèle hybride décrit dans le Chapitre 2, nous ont permis de mener des investigations sur la structure de la source du champ magnétique intrinsèque de la planète.

Dans cette section, les résultats que nous avons obtenus avec le modèle hybride de Mercure sont présentés sous la forme d’un article qui a été soumis à la revue scientifique *Journal of Geophysical Research* (JGR) et accepté pour publication le 11 septembre 2012.

A Global Hybrid Model for Mercury’s Interaction With the Solar Wind: Case Study of the Dipole Representation

Abstract

The interaction of the solar wind (SW) with the magnetic field of Mercury is investigated by means of a three dimensional parallelized multi-species hybrid model. A comparison between two mathematical representations of Mercury’s intrinsic magnetic field is studied. The first model is an Offset Dipole (OD) having the offset and dipolar moment reported by *Anderson et al.* [2011]. The second model is a combination of a Dipole and a Quadrupole (DQ), the total field is fitted to the offset dipolar field, for northern latitudes greater than 50°. Simulations reproduce the features which characterize Mercury’s interaction with the SW, encompassing the Bow Shock (BS), the magnetosheath, the magnetotail, the “cusps” region and the neutral current sheet. Global hybrid simulations of the Hermean magnetosphere run for the OD and DQ models demonstrate that the southern parts of the magnetospheres produced by the OD and DQ models differ greatly in topology and volume meanwhile their northern parts—are quite similar. In particular the DQ model exhibits a dome of closed field lines around the south pole in contrast to the OD. Without further information on the intrinsic magnetic field of the planet in the southern region which should be provided by BepiColombo after year 2020, we can only speculate on the influence of the different magnetic topologies on the magnetospheric dynamics.

1. Introduction

Mariner 10 flybys revealed a substantial intrinsic magnetic field, a small but highly time-variable magnetosphere and a detached Bow Shock (BS) [*Ness et al.*, 1975; *Ogilvie et al.*, 1977; *Russell et al.*, 1988]. A preliminary study of magnetometer data from Mariner 10 first flyby inferred the presence of a magnetic dipole [*Ness et al.*, 1974]. Magnetic field data were interpreted using a spherical harmonic development in order to obtain a multipolar decomposition of the observed field up to the second order [*Ness et al.*, 1975, 1976]. This analysis suggested a centred dipole representation of Mercury’s intrinsic magnetic field and established constraints on its dipole moment. Higher order multipoles were associated to external sources (contributions from magnetosheath and plasma sheet currents). MESSENGER observations during the three flybys of Mercury brought additional

information and set on the front page the investigation of the structure and the origin of Mercury's magnetic field. The first MESSENGER flyby leads to an estimate of the dipolar moment equal to $230\text{-}290\text{nT}\times R_M^3$, 1/100 of Earth's dipolar moment, and a non-dipolar contribution corresponding at most to 52% of the dipole field [Anderson *et al.*, 2008]. Alexeev *et al.* [2010] have used a paraboloidal model combined with an Offset Dipole (OD) representation proposed by Ness *et al.* [1974] to compute Mercury's magnetospheric field during MESSENGER flybys. A dipole moment of $196\text{nT}\times R_M^3$ with a Northward offset of 405km resulted from this investigation. Since the orbital insertion, of MESSENGER on March 18th 2011, investigations of Mercury's intrinsic magnetic field have been carried further and Anderson *et al.* [2011] reached the conclusion that a northward shifted dipole with a northward offset equal to $484\pm 11\text{km}$ and a dipolar moment of $195\text{nT}\times R_{ME}^3$ provides a good approximation in the light of MESSENGER observations at northern latitudes higher than 30° . Anderson *et al.* [2011] also emphasized that the observed field is well represented by combined dipolar and quadrupolar terms in a spherical harmonic analysis of MESSENGER magnetic field data above 30°N .

In addition, Mariner 10 observations enlightened the absence of substantial atmosphere and ionosphere but an upper limit of exospheric species such H, He and O, have been deduced [Broadfoot *et al.*, 1976]. Ground based observations demonstrated that Mercury has a very changing exosphere and additional exospheric components, Na, K and Ca, were identified [Potter and Morgan, 1985, 1986; Bida *et al.*, 2000; Leblanc *et al.*, 2006]. MESSENGER flybys refined the knowledge of Mercury's exosphere, confirmed the highly asymmetrical distributions of Na and Ca around Mercury and revealed the presence of Mg in the exosphere [McClintock *et al.*, 2008, 2009]. Na observations show a stronger emission near the poles of Mercury while Ca emission increases from dusk to dawn [McClintock *et al.*, 2008]. The distribution of exospheric components is related to processes that supply and deplete the exosphere. Since Mercury's exobase coincides with the surface of the planet, a part of the exosphere originates from the extraction of atoms from the surface. Extraction processes due to Solar Wind (SW) sputtering, thermal and photon stimulated desorptions and micrometeoroid impacts are described by Killen *et al.* [2007].

Mercury's exosphere and magnetosphere are strongly dependent since the exosphere ionization is a source of planetary ions which supply Mercury's magnetosphere [Killen *et al.*, 2007; Zurbuchen *et al.*, 2008, 2011]. MESSENGER reported on the plasma composition in Mercury's vicinity and emphasized the presence of ionized exospheric populations such Na^+ , K^+ and O^+ , to mention only them [Zurbuchen *et al.*, 2008; Slavin *et al.*, 2008; Raines *et al.*, 2011].

In addition to observations, meaningful efforts of modelling have been lead on Mercury. Numerical simulations offer a global description of the SW interaction with Mercury, allow setting back in situ measurements in a three dimensional context and help to separate temporal from spatial fluctuations. Magnetohydrodynamic and hybrid simulations have been performed to simulate Mercury's interaction with the SW.

Hybrid simulations of Travnicek *et al.* [2007] highlighted variations of the position of the BS with SW pressure by testing low and high pressure cases in order to mimic SW conditions at Mercury's aphelion and perihelion. This study leads in particular to a very small stand-off distance of the SW in the high pressure case. The role of the Interplanetary Magnetic Field (IMF) direction in determining the structure of the magnetosphere has been investigated by Kallio and Janhunen [2004] and Travnicek *et al.* [2010]. Travnicek *et al.* [2010] highlight substantial differences, especially for the position of the BS and the magnetospheric configuration, between purely northward and southward IMF cases. Hybrid simulations using the IMF orientations of the first (northward IMF) and second (southward IMF) flybys of MESSENGER and the SW plasma parameters at Mercury's aphelion were performed by

Wang *et al.* [2010] and, with an adaptative model, by Müller *et al.* [2011]. As Travnicek *et al.* [2010], these studies emphasized important differences between the results given by the two configurations of the IMF. A general conclusion from numerical investigations stressed that the Hermean magnetosphere is affected by external conditions and, due to its compact size, responds quickly to changes of the interplanetary environment [Fujimoto *et al.*, 2007]. Such fast magnetospheric reconfigurations are supported by MESSENGER flybys plasma observations [Raines *et al.*, 2011].

Due to the lack of an ionosphere, the conductivity of the planetary surface plays a crucial role in the closure of the currents system. The effects of surface conductivity models were investigated by Janhunen and Kallio [2004], and magnetospheric asymmetries were pointed out. The intrinsic magnetic field is an important driver of the nature of the SW/Mercury interaction but the lack of low altitude observations of the magnetic field above the southern hemisphere of Mercury does not allow definitive conclusions about the topology of the planetary magnetic field. Kabin *et al.* [2008] performed MHD simulations with different sources of Mercury's magnetic field comparing a tilted dipolar magnetic field with a tilted dipolar and quadrupolar magnetic field. Valuable information can be deduced on the internal structure of Mercury by studying its magnetosphere and trying to separate for internal and external contributions to magnetic fields observations by MESSENGER. However, the ever changing interplanetary conditions induce a variability of the magnetospheric field which could be of the same order as differences between models of the planetary field making their discrimination uncertain. MESSENGER orbits for which solar wind and IMF conditions do not change significantly while the satellite is crossing the magnetosphere can be used for an accurate determination of the internal field [Kabin *et al.*, 2008]. They investigate the multipole development of Mercury's intrinsic magnetic field and quantify the external magnetic field. This study supports a multipole representation with both dipole and non-dipole terms for Mercury's magnetic field. Vogt *et al.* (2004, 2007) have shown that large scale current systems and magnetic field topology of quadrupolar magnetospheres have a considerable influence on the global magnetospheric configuration.

The present study aims first, to investigate the interaction of Mercury's intrinsic magnetic field with the SW by the means of hybrid simulation and second, to establish the sensitivity of the global interaction upon the representation of the Hermean internal field. Two representations of the internal magnetic field are tested: 1/ a northward OD, according to Anderson *et al.* [2011], 2/ a combination of a centered DQ fitted to the OD in order to comply with MESSENGER observations above 50°N latitudes. The hybrid model used to perform the simulations and models of intrinsic magnetic field are described in section 2 while the simulation results are presented and discussed in sections 3 and 4.

2. Simulations

2.1. The hybrid model

The model used in this study adopts a so-called hybrid formalism where fully kinetic description is applied to ions meanwhile electrons are treated as mass less fluid which ensures the charge neutrality of the plasma and contributes to the total current and pressure. This hybrid model is based on the CAM-CL algorithm [Matthews, 1994] and is adapted version of the Martian and Titan simulation models [Modolo *et al.*, 2005; Modolo and Chanteur, 2008]. The present model has been parallelized and adapted to describe the SW interaction with the Hermean magnetosphere. The present study does not require a kinetic treatment but we use the hybrid simulation model and program that we are presently developing in order to investigate general plasma processes around Mercury where kinetic effects cannot be ignored.

The coordinate system used is the following: the X axis corresponds to the Sun-Mercury direction (the SW flows in the +X direction), the Z axis is positive normal to the orbital plane (the magnetic dipole moment of Mercury's intrinsic field points in the -Z direction) and the Y axis completes the right-handed system. The simulation is performed in a three dimensional box with 186x400x400 mesh nodes equally spaced by $\Delta=3 c/\omega_{pi} \cong 120$ km, where c/ω_{pi} is the ion inertia length of undisturbed SW protons. The computational domain is thus limited to $-4.5R_M < X < +4.5R_M$, $-9.8R_M < Y, Z < +9.8R_M$ with R_M being Mercury's radius.

The time step equals to $0.05\Omega_{ci}^{-1}=2.5\times 10^{-2}$ s, where Ω_{ci} is the proton gyrofrequency of the undisturbed SW. A steady state is reached after about three crossing times of the SW through the simulation domain which corresponds to 6000 time steps.

The SW plasma is injected in the YZ plane at $X=-4.5 R_M$ (entry face of the simulation) with a Maxwellian velocity distribution and exits freely in the YZ at $X=+4.5 R_M$ (exit plane). The IMF and the motional electric field ($\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$) are imposed at the entry face (Neuman conditions) while open/free boundaries (zero gradient) are set in the exit plane (Dirichlet conditions). Periodic conditions are applied to lateral faces for both particles and electromagnetic fields. The outer crust and mantle conductivities are poorly constrained by observations or models. Assuming that the Hermean regolith and mantle have similar electric properties than the Moon leads to conductivity values ranging from 10^{-9} Sm^{-1} to 10^3 Sm^{-1} [Glassmeier, 1997], resulting in variations of the height-integrated conductivity over six decades ($\Sigma=0.05 - 50000 \text{ S}$). Under these circumstances, no conductivity terms are setup in the obstacle but the Hermean intrinsic magnetic field is imposed at each time step inside the obstacle (from $0.75 R_M$ to the surface). Particles impacting the planet are stopped in the obstacle leading to zero ion velocity.

2.2. The simulation parameters

The simulation model includes two ion species: SW protons and alpha particles with respective percentages of 95% and 5%. Planetary ions are not modeled in this study and therefore we assume that the contribution of planetary plasma to the current is negligible.

The simulation has been performed with a realistic set of SW plasma parameters at Mercury's aphelion: a plasma density of 32cm^{-3} , a proton temperature of 11.2eV (and 44.8eV for alpha particles) and a bulk speed of 430km/s [Milillo et al., 2005].

Table 1. Mean values and standard deviations of the inbound and outbound IMF intensity and components observed by MESSENGER on April 23, 2011^a

Parameters	Inbound, (nT)	Outbound (nT)
$B_{\text{IMF},X}$	-5.9 ± 1.8	-2.4 ± 2.0
$B_{\text{IMF},Y}$	16.5 ± 2.0	12.1 ± 1.3
$B_{\text{IMF},Z}$	2.4 ± 3.0	-0.3 ± 1.7

^aInbound parameters are computed from 16:00 to 17:00 and outbound parameters, from 20:20 to 21:00.

The IMF used in this study is fixed by MESSENGER magnetic fields observations acquired on April 23, 2011. The IMF is set to: (6;-13;0)nT. Although the IMF orientation is unusual, since it differs significantly from the average orientation defined by the Parker Spiral, it has two main advantages. First, it has no component in the +Z direction which is interesting to investigate the north-south asymmetry of the BS and the Hermean magnetosphere. Second, the IMF is quite stable with almost identical components in the inbound and outbound pass:

the average values and standard deviations of inbound and outbound magnetic field components are presented in Table 1.

2.3. The intrinsic magnetic field model

Two simulations have been performed with different models of the intrinsic magnetic field: an OD and the combination of a dipole and a quadrupole (DQ).

The first simulation (SIMU1) is completed with a northward (+Z) OD of 484km with respect to the center of the planet and with a magnetic moment which equals $\mathbf{m}_d = -196\text{nT} \times R_M^3 \mathbf{e}_z$, in agreement with MESSENGER observations [Anderson *et al.*, 2011].

In this approximation, the intrinsic magnetic field is expressed as $\mathbf{B}_d(\mathbf{r} - \mathbf{r}_c)$, where $\mathbf{r}_c$ is the vector position of the center of the shifted dipole, the dipolar field being given by

$$\mathbf{B}_d(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi\|\mathbf{r}\|^3} \left(3 \frac{\mathbf{r}[\mathbf{m}_d \cdot \mathbf{r}]}{\|\mathbf{r}\|^2} - \mathbf{m}_d \right),$$

The second simulation (SIMU2) involves a combination of centered dipolar and quadrupolar fields (DQ), which is the beginning of the multipolar development of the magnetic field. The respective contributions of the magnetic dipole and quadrupole are weighted by coefficients c_d and c_q . The resulting magnetic field can be written in the following form:

$$\mathbf{B}_{dq}(\mathbf{r}, c_d, c_q) = c_d \mathbf{B}_d(\mathbf{r}) + c_q \mathbf{B}_q(\mathbf{r}).$$

The quadrupolar field $\mathbf{B}_q$ is expressed as:

$$\mathbf{B}_q(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi\|\mathbf{r}\|^5} \left(5 \frac{\mathbf{r}\mathbf{r}^t}{\|\mathbf{r}\|^2} - 2\mathbf{I} \right) \mathbf{Q}\mathbf{r},$$

Where $\mathbf{Q}$ is the quadrupolar moment tensor, with $Q_0 = 196\text{nT} \times R_M^4$:

$$\mathbf{Q} = Q_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.$$

Due to its highly eccentric polar orbit with a periapsis located near the north geographic pole, MESSENGER explores the Hermean magnetosphere at altitudes low enough to analyse the source of the planetary magnetic field in the northern hemisphere. But this bias of the orbital coverage restrains comparisons between observations and models to sufficiently high northern latitudes. Here c_d and c_q coefficients are adjusted to produce a resulting magnetic field $\mathbf{B}_{dq}$ comparable to the shifted dipole approximation for northern latitudes higher than 50°.

The dipolar and quadrupolar contributions to the total field are determined by the least squares method leading to c_d and c_q coefficients equal to 0.72 and 0.38.

3. Results

3.1. Global results

The main features of the three-dimensional magnetic field draping around Mercury can be discussed by examining two-dimensional cuts of the simulation domain. Figure 51 is composed of four panels displaying maps of the total magnetic computed from SIMU1 and SIMU2. Figures 51-a and 51-b display the solution in the XY plane for SIMU1 and SIMU2 (this plane contains the SW and the IMF directions) while Figure 51-c and 51-d present B_{tot} in the XZ plane (respectively for SIMU1 and SIMU2). Figure 51 shows the deformation of the intrinsic magnetic field caused by its interaction with the SW; this is also visible on the

representation of the magnetic field lines on Figure 52. Different boundaries and regions can be identified in simulation results such as the BS, the magnetopause (MP), the magnetosheath, the magnetotail, the cross tail current sheet and the magnetic “cusps”.

Figure 52 shows the magnetic field lines corresponding to the simulated magnetic field for SIMU1 (52-a and 52-c) and SIMU2 (52-b and 52-d). Closed field lines are represented in red in Figures 52-a and 52-b in the XZ plane and open field lines are represented in the XY plane.

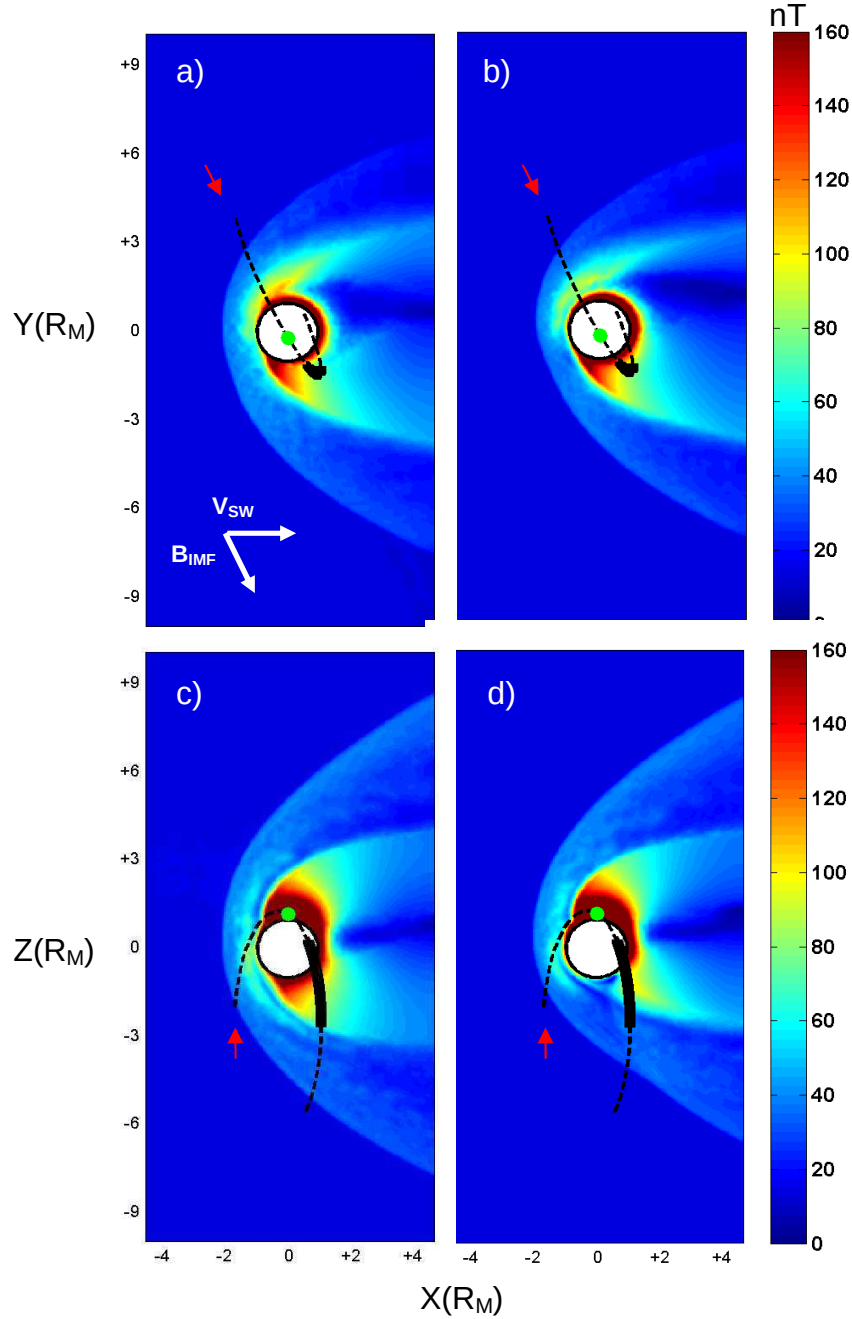


Figure 51: Magnetic field magnitude (in nT) mapped in the XY plane (a and b) and in the XZ plane (c and d), for SIMU1 (a and c) and SIMU2 (b and d). In each figure, Mercury is represented by the white disk and the projections of MESSENGER trajectory of April 23, 2011 are over plotted on the maps (black dashed lines). The green dot represents the projection of the Closest Approach position and the portion of MESSENGER trajectory corresponding to the time interval between 18:20 UTC and 19:10 UTC is represented by the black bold solid line. The beginning of MESSENGER trajectory is represented by the red arrow. The directions of the IMF and of the SW bulk velocity are indicated on panel (a).

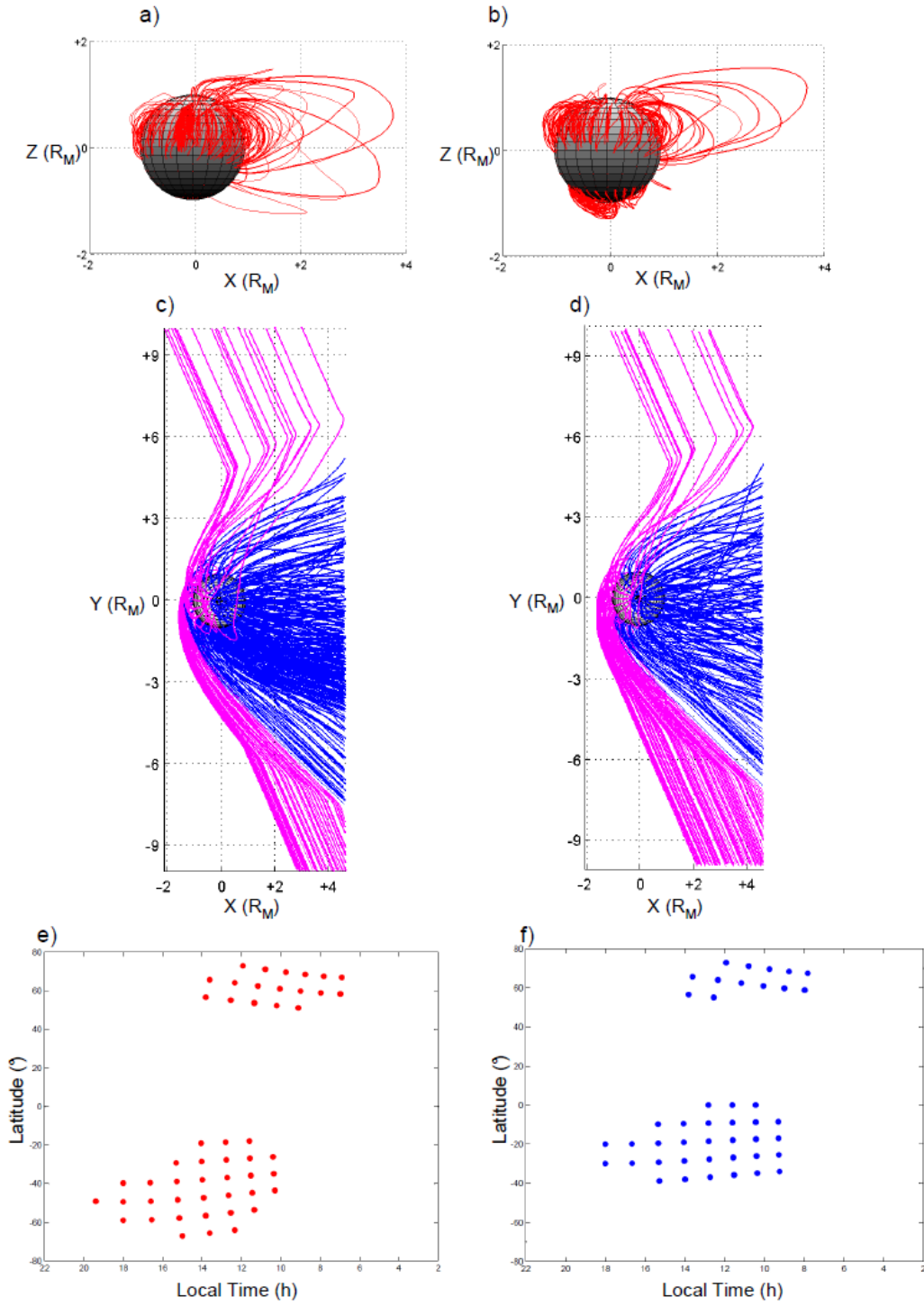


Figure 52: Magnetic field lines. Closed field lines are represented in the XZ plane for SIMU1 (a) and SIMU2 (b). Open field lines are represented in the XY plane for SIMU1 (c) and SIMU2 (d). Open field lines clearly connected to the IMF are colored in magenta; the others are colored in blue. The feet of the connected field lines, corresponding to the “cusps” in function of local time and latitude, are represented by dots colored in red for SIMU1 (e) and in blue for SIMU2 (f).

Note that two types of open field lines appear on Figures 52-c and 52-d, open field lines clearly connected to the IMF are represented in magenta and field lines that are neither connected to the IMF nor closed in the tail are represented in blue.

Due to the finite size of the simulated domain there are four types of magnetic field lines: *i/* IMF lines just cross the simulation domain from one face to another one, they are not tied to the planet, *ii/* field lines having one end on the planet and having near the other end a rectilinear segment parallel to the undisturbed IMF upstream of the BS, they can be identified as reconnected open field lines and they present an angular point at their crossing of the BS, *iii/* field lines tied to the planet at both extremities which are clearly closed magnetospheric field lines, *iv/* last there are field lines connected to the planet at one end only and crossing a boundary face of the simulation domain without having crossed the BS, these lines are either closed magnetospheric field lines or open field line connected to the IMF but there is no way to discriminate these two possibilities without enlarging the simulation domain. Field lines of the fourth type will not be discussed further and are not considered in the following discussion. Such uncertainty about the closure or the connection to the IMF of the field lines arises because of the limited size of the simulation domain.

The feet of the reconnected field lines feet are plotted on Figures 52-e and 52-f and give an indication of the position of the “cusps”. In terrestrial magnetospheric physics the cusps are regions located inside the nominal magnetopause and filled by magnetosheath like plasma [Cargill et al, 2005]. These regions encompass open field lines connected to the IMF on the dayside. These regions correspond also to large precipitating fluxes of SW protons resulting in efficient production of exospheric Na atoms by sputtering of the planetary surface. “Cusps” are located in both northern and southern hemispheres. The largest “cusp” region is present on the southern hemisphere for both simulations. Modeling efforts showed that the location and size of the “cusps” are driven by the IMF direction [Masetti et al., 2003; 2007; Kallio and Janhunen, 2004; Travnicek et al., 2007]. Potter et al. [2006] reported observations of Na in polar region hypothetically extracted from the surface by SW ions sputtering [Potter and Morgan., 1990], Na excess was observed either in the northern or in the southern hemisphere depending on the SW configuration allowing SW ions impact on the surface. Leblanc et al. [2009] present ground based observations of Mercury’s Na exosphere with the telescope THEMIS and observed peaks of Na emission in both hemispheres but stronger in the southern hemisphere.

SIMU1 and SIMU2 present large similarities in the Northern hemisphere (+Z hemisphere, Figures 51-c and 51-d, Figures 52-e and 52-f), locations of BS, MP and “cusps” are comparable. In the equatorial plane (Figures 51-a and 51-b), the situation is equivalent although a stronger magnetic field is noticed very close to the planet for SIMU2. This difference is mainly due to the centered dipole contribution which is more intense at Z=0 than the shifted dipole. Closed field lines are mainly present in the northern hemisphere (Figures 52-a and 52-b).

The situation is drastically different in the Southern hemisphere (-Z hemisphere). SIMU1 results emphasize a larger magnetosphere and the shock is more extended than in SIMU2. The mathematical representation of the dipolar and quadrupolar field induces a magnetic dome of closed field lines near the South Pole (Figure 52-b). “Cusps” are larger in SIMU2 and extend to lower latitudes than in SIMU1.

The average BS position, deduced from observations, is usually represented by a conic section with cylindrical symmetry with respect to the Sun-Mercury axis. It is modeled by a formula [Russell et al., 1977; Slavin and Holzer, 1981]:

$$r_{BS} = \frac{L}{1 + \varepsilon \cos(\theta_{BS})};$$

r_{BS} and θ_{BS} are the polar coordinates, L is the distance to the BS in the focus plane (taken here to contain the center of the planet) and ε its eccentricity.

Parameters of the conic sections corresponding to MESSENGER observations [Slavin et al. 2009; Moldovan et al., 2011] and simulations are listed in Table 2. It has to be noticed that Figure 3 of Moldovan et al (2011) show a large dispersion of BS crossings. Some characteristics of the conic sections appear in Table 2 where L_X corresponds to the SW stand-off distance and X_0 the focus of the conic. The average stand-off distances determined for the Hermean BS are very close to the Martian BS characteristic values (about 1.6 Martian radii, [Vignes et al., 2000]) and significantly smaller than that of the Terrestrial BS (about 13 Terrestrial radii, [Slavin and Holzer, 1981]).

Table 2. Parameters L and ε and additional characteristics of the conic sections representing the BS^a

Source	L (R_M)	E	X_0 (R_M)	L_X (R_M)
Moldovan, EPSC-DPS 2011	2.7	1.07	+0.5	1.3
Slavin et al., 2009	2.4	1.07	+0.5	1.16
SIMU1 (XY plane, XZ plane)	4.3, 4.5	0.92, 1.05	0	2.2
SIMU2 (XY plane, XZ plane)	4.1, 4.1	0.9, 1	0	~2.1

^a X_0 and L_X correspond respectively to the conic section center distance and the SW stand-off distance to the planet center. For each simulation the fits are different in the XY plane and in the XZ plane: the simulated BS is not exactly cylindrically symmetrical. Moldovan et al. (2011) calculations take into account an offset along the Z-axis of +0.2 R_M which is not indicated in Table 2.

Figure 51 shows that the shock is larger in the XZ plane than in the XY plane in both simulations emphasizing an important asymmetry and therefore the limitation of cylindrical symmetry assumption of the shock [Russell et al., 1977; Slavin and Holzer, 1981].

In order to compare with MESSENGER observations, simulated BS positions have been fitted separately in the XY and XZ planes, allowing slightly different stand-off distances in XY and XZ planes.

BS asymmetries are generally linked to the IMF orientation [Travnicek et al., 2010; Fujimoto et al., 2007]. In the XY plane, the simulated BS and magnetosphere are slightly more extended in $-Y$ direction because of the negative B_Y component of the IMF (Figures 1a and 1b). XZ plane asymmetry is the consequence of internal magnetic field representation which is an important driver of the structure of the magnetosphere [Fujimoto et al., 2007]. The results show weaker magnetic field intensity in the southern hemisphere in both simulations. This feature can be easily explained for SIMU1 and is a consequence of the Northward shifted dipole. The weak magnetic field region near the South geographic pole in SIMU2 hails from the destructive sum of the dipolar and the quadrupolar fields in this region. As a consequence, the BS and the Magnetosphere are more extended in $+Z$ direction.

Simulated BS positions fits have eccentricities close to 1 and larger SW stand-off distance ($\sim 2.1R_M$) than in the calculations of Moldovan et al. [2011] and Slavin et al. [2009] ($\sim 1.7R_M$) deduced from MESSENGER observations. Simulated BS crossings both in SIMU1 and SIMU2 are consistent with the dispersion of BS crossings observed by Moldovan et al (2011). SW parameters are highly variable at Mercury and because of its important orbit eccentricity, the planet undergoes very different average SW conditions [Sarantos et al., 2007]. Magnetosphere and BS dimensions are strongly connected to the upstream environment conditions: in particular, the SW dynamic pressure and the IMF will affect the structure of the Magnetosphere and the different boundary positions [Fujimoto et al., 2007; Travnicek et al., 2007; 2010]. Former simulations predict a paraboloidal-like BS shape with a stand-off distance ranging from the surface to $2.4 R_M$ (Kabin et al, 2000; Kallio and Janhunen, 2003;

Travnicek et al, 2007; Muller et al, 2011). However these results differ significantly from the results of Wang et al (2010) who suggest a “squashed paraboloid” with a stand-off distance close to $3 R_M$. It is worth noticing that MESSENGER reveals a large dynamic of the BS crossings and the simulated BS is well in the range of these BS crossings. SIMU2 predicts a BS position which in better agreement with the average position than SIMU1.

3.2. Comparison with MESSENGER observations on April 23, 2011

Components of the simulated magnetic field are compared to MESSENGER observations. Without monitoring the key parameters of the SW (particle number densities, velocity and temperature), simulations cannot be performed with the appropriate upstream parameters and reaching a close similarity with MESSENGER measurements is not expected.

Figure 53 displays magnetic field components, in the Mercury Solar Orbital (MSO) coordinates, for the April 23, 2011 MESSENGER orbit between 16:00 and 21:00. Observations and simulations results are compared in Figure 53. To perform this diagnostic a virtual spacecraft is flew in the simulation according to MESSENGER trajectory and simulated magnetic field components are recorded along the trajectory. The projections of MESSENGER trajectory of April 23, 2011, between 16:00 UTC and 21:00 UTC, are displayed on Figure 51. After passing through the southern hemisphere, from 16:00 UTC to 17:00 UTC, MESSENGER reached the northern hemisphere at about 17:00 UTC and the Closest Approach (CA) near the North Pole with an altitude of ~ 200 km, at 18:00 UTC. Then MESSENGER returned in the southern hemisphere around 18:25 UTC.

Figure 53-a to 53-d represent respectively the total magnetic field, the B_x , B_y and B_z components. The color code associated to figure 53 is the following: black indicates observations, blue SIMU1 solution and red SIMU2 solution.

The simulated magnetic field is globally in good accordance with observations and the general trend is well reproduced in both simulations. The observed and simulated components of the field present many similarities: the B_z is the dominating component and the sign of the components changes practically at the same time. MESSENGER observed the outbound BS crossings at about 20:10 UTC while SIMU1 and SIMU2 predict a BS crossing respectively at 20:30 UTC (farther from the planet) and 19:50 UTC (closer to the planet). The inbound BS crossings for SIMU1, SIMU2 and observations almost coincide and occurred at $\sim 17:00$ UTC. Before CA, when the virtual spacecraft is in the northern part of the magnetosphere, SIMU1 and SIMU2 mimic the magnetic field profiles observed by MESSENGER along its orbit. Such feature is not surprising since the internal magnetic field for SIMU2 is set up to have a similar representation than SIMU1 in the northern hemisphere. Therefore from the inbound pass a Northward shifted dipole and a combination of centered DQ with adjusted relative coefficient provide a similar solution. After the CA, from 18:20, the magnetic field components of SIMU1 and SIMU2 start to differ, while the virtual spacecraft reaches the southern hemisphere.

The B_{tot} intensity is more important (of ~ 50 nT) for both simulations than for MESSENGER observations at CA which derives from the B_z component of the simulated magnetic field and there is a significant discordance between the observations and the two simulations occurring after the closest approach 18:20- 19:00/19:10 UTC, mainly due to the simulated B_x component. The simulated southern magnetic lobe seems to have larger magnetic field amplitude than the observations. This feature is also noticed on some of the orbital observations of the magnetic field.

The disagreement between the global model and in situ data can be caused by several factors. Travnicek et al. [2007] have illustrated the effect of high and low SW dynamical pressure on Mercury’s magnetosphere. Therefore in absence of SW information, the SW density and

velocity used in the simulations can differ from SW values that Mercury was facing during the specific time interval and influence the magnetospheric structure.

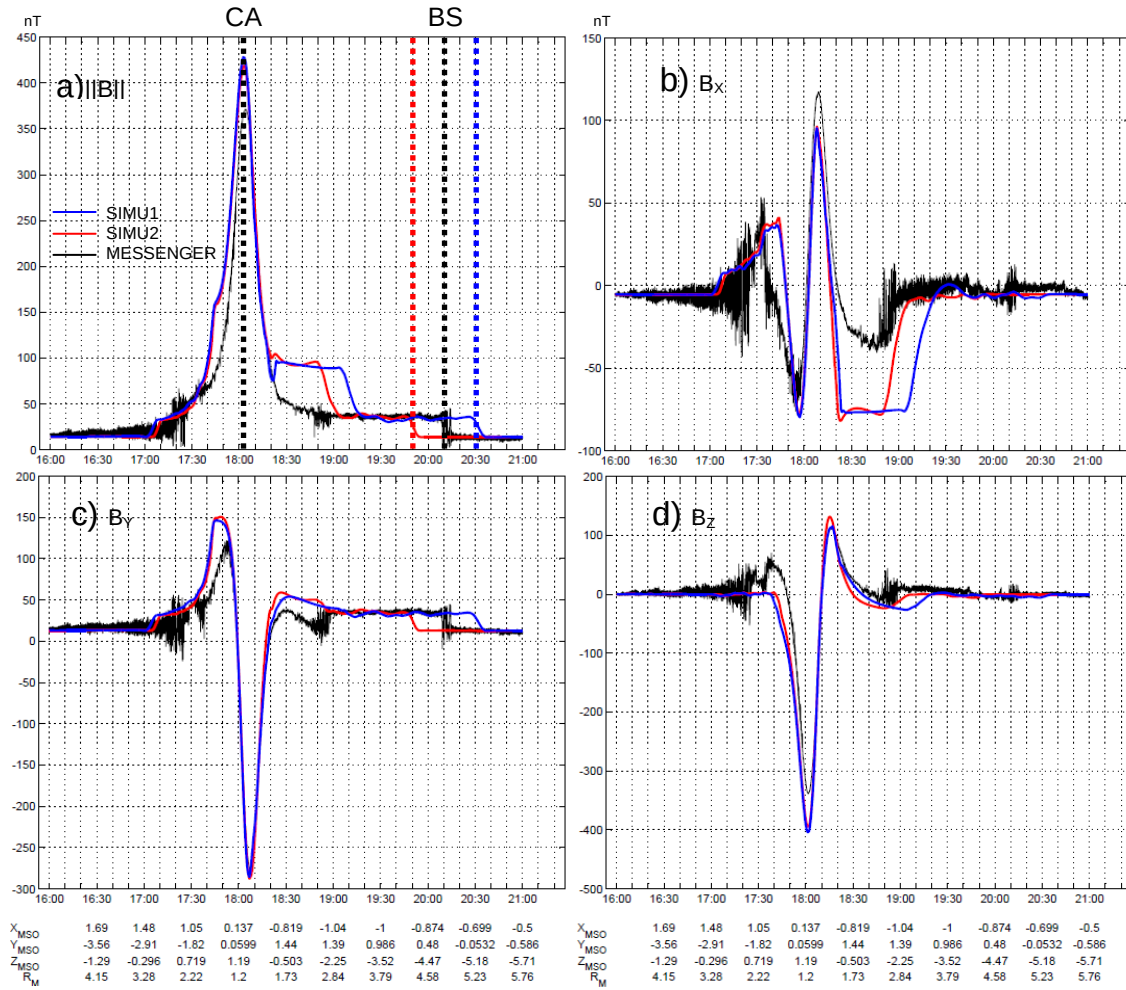


Figure 53: Comparison of the simulated and observed magnetic field intensity (a) and components (b to d) along MESSENGER orbit of April 23, 2011. Simulations results are represented by the blue curve (SIMU1) and the red curve (SIMU2), the magnetic field observed by MESSENGER corresponds to the black curve. The Closest Approach and the BS crossings are indicated on panel a).

Moreover, although the IMF is quite stable on that date, there is a small variation of the IMF component (of a few nT) between inbound and outbound (Table 1), larger change of the IMF could occur while MESSENGER was in the magnetosphere and generate a quick reconfiguration, although this scenario is quite unlikely. Despite the assumption that the planetary plasma has a negligible influence on the current, it could have local effects which are missing in this simulation model. Finally, since Mercury's conductivity is assumed to play a role in the closure of the magnetospheric current, a conductive planet may influence the configuration of the magnetosphere [Janhunen and Kallio, 2004]. The absence of surface conductivity in the simulation model might result in modifying the electric current circuit in the magnetosphere.

4. Conclusion

Simulations of Mercury's interaction with the SW were performed using a three dimensional parallelized multi-species hybrid model in order to investigate the sensitivity of the Mercury's intrinsic magnetic field representation. Simulations have been run with a northward OD of 484km and a magnetic moment equal to $196\text{nT}\times R_M^3$ (SIMU1) according to *Anderson et al.* [2011], and a combination of dipole and quadrupole magnetic field with adjusted respective coefficients which provide similar magnetic field values than a shifted dipole in northern latitudes higher than 50° (SIMU2).

The main structures of the interaction between the SW and Mercury are well reproduced in the simulations. The results show a detached BS, a magnetosheath, a magnetotail, a neutral current sheet and the "cusps". This study emphasizes numerous discrepancies between the two simulations. In SIMU1, the shock and the magnetosphere are wider than in SIMU2, especially in the southern hemisphere, and the north-south asymmetry apparent in both simulations is increased in SIMU2. The comparison between the simulated BS, in the two cases, and the average positions of the BS estimated with MESSENGER observations gives a better accordance for SIMU2, mainly in the southern hemisphere. In SIMU2, the magnetosphere is very atypical, presenting a region of closed field lines near the South Pole with a weak magnetic field which is the cause of the important north-south asymmetry. Simulations showed satisfying agreement with MESSENGER observations of the magnetic field on April 23, 2011, though both simulations overestimate the CA magnetic field intensity and the outbound crossing occurs later in SIMU1 and earlier in SIMU2 than in observations. The OD and DQ models imply large differences in the southern magnetosphere although these differences are not entirely reflected along the orbit of MESSENGER. By examining closely the southern magnetosphere and the BS and magnetopause crossings, complementary information could be used to constrain the intrinsic magnetic field properties.

It is worth noticing that the kinetic formalism adopted for this study is not expected to be determinant and similar conclusions could be reached with a 3D (single or multi-fluid) MHD simulation model. Having already developed hybrid models for small planets and moons like Mars, Titan and Ganymede we have logically adapted our simulation program to Mercury in order to study its magnetosphere where kinetic effects on ions are expected. A similar choice has been made by Travnicek (2007), Kallio and Janhunen (2003), Wang et al (2010) and Muller et al, (2012). Parameters of the SW corresponding to these observations are unknown and an incorrect set of simulation parameters may induce such dissimilarities.

The planetary plasma is not taken into account in the present study. Despite the small density of the magnetospheric plasma, MESSENGER observations reported localized substantial amounts which can locally influence the currents and the plasma pressure. The inclusion of planetary plasma in the model will improve the description of Mercury's magnetosphere.

3.3. L'exosphère et le plasma magnétosphérique de Mercure

3.3.1. Simulations antérieures

Les modèles Monte Carlo sont très utilisés pour étudier l'exosphère de Mercure, en particulier pour décrire sa composante constituée d'atomes de sodium, ils diffèrent les uns des autres par les processus de source et de perte des neutres considérés. Les résultats de simulation peuvent être comparés aux observations obtenues depuis la Terre.

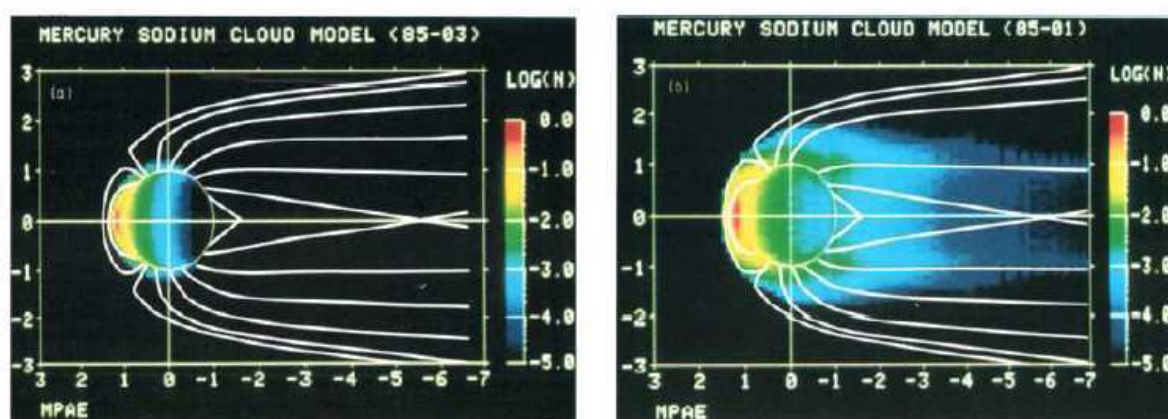


Figure 54 : Brillance du sodium exosphérique dans le plan XZ issue du modèle Monte Carlo de Ip. Dans le panneau de gauche les Na ont une vitesse initiale de 2km.s⁻¹, dans le panneau de droite, la vitesse initiale est égale à 3km.s⁻¹ où l'on voit l'apparition de la queue de Na. Les lignes de champ magnétique sont représentées en blanc. Ip, 1986.

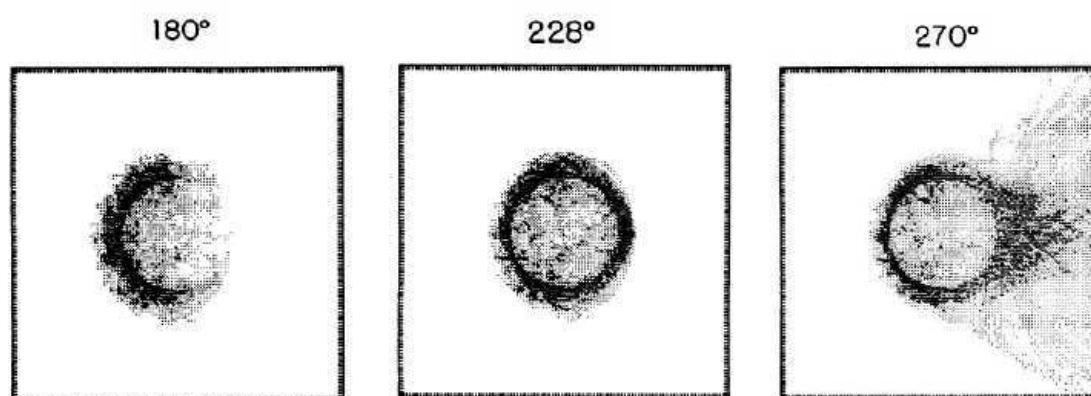


Figure 55 : Densité de colonne du Na déterminée par les simulations Monte Carlo de Smyth and Marconi, en fonction de l'anomalie vraie de Mercure (0° : périhélie, 180° : aphélie). La queue de Na apparaît lorsque Mercure se rapproche de son périhélie, lorsque la pression de radiation devient maximale. Smyth and Marconi, 1995.

Les premières simulations ont révélé la présence de la queue de Na s'étendant à quelques rayons de Mercure de la surface, dans la direction anti-solaire (Ip, 1986 ; Smyth and

Marconi, 1995), comme on peut le voir sur la Figure 54 et Figure 55 représentant la distribution du Na exosphérique autour de Mercure pour les simulations de Ip et de Smyth and Marconi respectivement.

Le modèle utilisé par Ip (1986) ne prend en compte que la force de pression de radiation et considère la photoionisation comme unique puit de Na (Ip, 1986). Dans le modèle développé par Smyth and Marconi (1995), les particules sont soumises aux forces de gravité de Mercure et du Soleil, en plus de la force de pression de radiation et les neutres éjectés de la surface sont éliminés par photoionisation ainsi que par réimplantation à la surface.

Des modèles exosphériques, utilisant la méthode Monte Carlo, plus récents décrivent les processus de source des neutres tels que : la désorption thermique, la photo désorption, le criblage par les particules du VS et la vaporisation par impacts météoritiques (Leblanc and Johnson, 2003 ; Burger 2010). Les simulations de Leblanc and Johnson (2003) ont mis en évidence la distribution très asymétrique du Na autour de Mercure. La Figure 56 montre la densité des atomes de Na autour de Mercure, elle rend compte de l'asymétrie matin/soir de la distribution du Na. Leblanc et Johnson (2003) et Burger (2010) ont estimé la désorption thermique et la photodésorption comme étant les mécanismes d'éjection du Na de la surface de Mercure les plus efficaces.

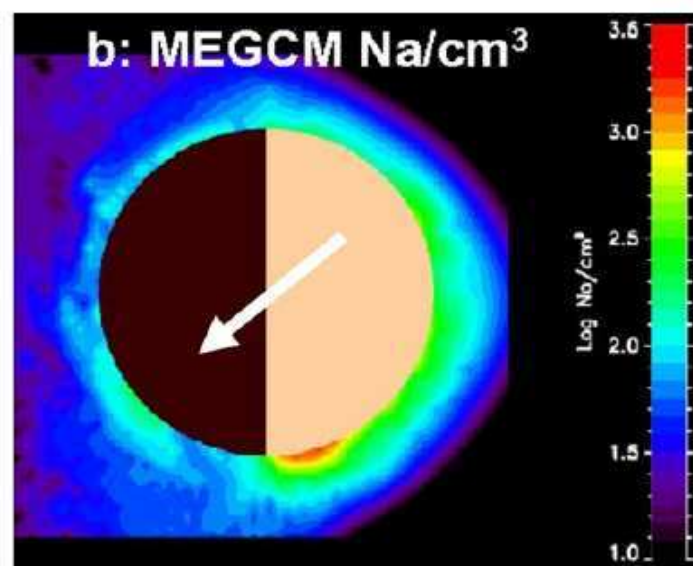


Figure 56 : Densité de Na simulée dans le plan équatorial. La flèche blanche indique la direction d'observation du télescope solaire THEMIS auquel ce modèle de densité a été comparé avec succès. La distribution du sodium montre un pic du côté matin. Leblanc and Johnson, 2010.

Une partie importante des ions peuplant la magnétosphère de Mercure ont des origines planétaires, ils proviennent en partie de l'ionisation de l'exosphère de Mercure. Des simulations de particules-tests, moins coûteuses numériquement que les simulations particulières, ont été effectuées dans le cadre d'investigations sur les particules présentes dans la magnétosphère de Mercure. Delcourt et al. (2003) présentent une étude des ions Na^+ magnétosphériques dans laquelle les particules-tests se déplacent dans le champ électromagnétique décrit à partir du modèle analytique de Luhmann and Friesen (1979) adapté à Mercure. Les ions Na^+ sont initialisés à l'aide d'un modèle exosphérique Monte Carlo, dans lequel la distribution des atomes de Na est symétrique par rapport au plan équatorial mais leur densité est plus importante du côté jour que du côté nuit. Les Na^+ ont

donc initialement une distribution présentant une asymétrie entre le côté jour et le côté nuit, la densité maximale est atteinte du côté jour, lorsque Mercure est au périhélie et elle est égale à 10 cm^{-3} , à la surface de la planète. La Figure 57 représente la densité et l'énergie moyenne des Na^+ magnétosphériques simulée par Delcourt et al. (2003), au périhélie de Mercure. Ces résultats montrent de fortes densités de Na^+ du côté jour, au voisinage de la planète, la formation d'une asymétrie matin/soir favorisant les fortes densités du côté soir. En revanche, la densité des ions Na^+ est parfaitement symétrique par rapport au plan équatorial. Bien que le modèle de champ magnétosphérique construit à partir de celui de Luhmann and Friesen (1979) et utilisé par Delcourt et al. (2003) permette de reproduire de manière simplifiée les structures principales de la magnétosphère de Mercure, sa description est limitée et ceci affecte très certainement les résultats sur les ions Na^+ . Ces travaux révèlent de plus, la présence de Na^+ énergétiques (quelques keV) en grande quantité, au voisinage de la planète, côté nuit.

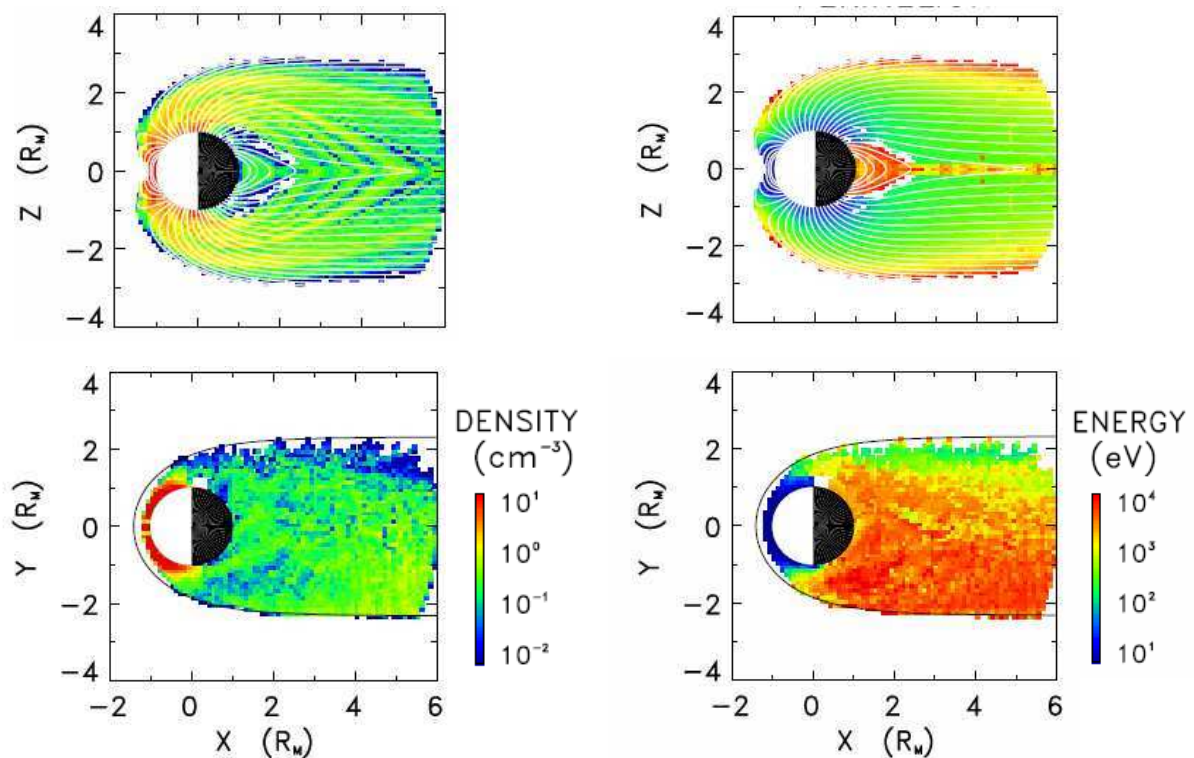


Figure 57 : Densité (gauche) et énergie moyenne (droite) des ions Na^+ issues des simulations de particules-tests de Delcourt et al., dans les plans XZ (panneaux du haut) et XY (panneaux du bas). Delcourt et al., 2003.

Afin d'étudier le comportement des ions éjectés de la surface de Mercure, le modèle hybride utilisé pour les simulations de Travnicsek et al. (2007 ; 2010) comprend une population d'ions H^+ peu dense et peu énergétique, répartis de manière isotropique autour de la planète avec une densité égale à $3\text{-}7 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$. Les résultats de leurs simulations montrent la formation d'un anneau autour de la planète, au niveau du plan équatorial (Travnicsek et al., 2007 ; 2010), dont l'extension radiale est plus importante pour une pression faible que pour une pression élevée (Travnicsek et al., 2007). Cet anneau d'ions H^+ d'origine planétaire est visible sur les cartes de densité de la Figure 49, dans le plan XY. Il faut noter que dans ces simulations, les ions H^+ sont injectés de manière arbitraire sans prendre en compte la distribution de l'hydrogène exosphérique de Mercure. De plus, les observations de MESSENGER des ions H^+ présents

dans la magnétosphère de Mercure ne montrent pas de distribution en anneau autour de la planète mais des pics de densité au niveau des cornets polaires et de l'équateur côté nuit. Les résultats de Travnicek et al. (2007) concernant les H^+ magnétosphériques ne sont pas cohérents avec les observations. Il faut ajouter que les observations de ces ions effectuées par MESSENGER ne permettent pas de conclure sur leur origine (vent solaire ou planétaire).

A l'aide d'un modèle de particules-tests se déplaçant dans le champ électromagnétique calculé par un modèle MHD, Yagi et al. (2010) ont étudié la distribution des ions Na^+ dans la magnétosphère de Mercure. Les ions Na^+ sont initialisés grâce aux résultats des simulations Monte Carlo de l'exosphère de sodium de Leblanc and Johnson (2003), la densité maximale de sodium est d'environ $10^2 cm^{-3}$ du côté matin de Mercure. Avec un IMF dirigé vers le nord, les simulations MHD reproduisent des conditions de pression du VS différentes en faisant varier la vitesse ou la densité du plasma du VS. Les simulations de particules-tests montrent la formation d'un anneau d'ions Na^+ autour de la planète dans le plan équatorial dont les extensions radiale et longitudinale dépendent fortement de l'intensité de la pression du VS. Comme c'est le cas pour l'anneau d'ions H^+ retrouvé dans les résultats de Travnicek et al. (2007), l'anneau de sodium voit son rayon diminuer quand la pression du VS augmente (Yagi et al., 2010).

3.3.2. Nos simulations

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, les explorations de Mariner 10 et de MESSENGER ainsi que les observations depuis la Terre, ont permis de détecter l'exosphère de Mercure et de caractériser certains de ses composants tels que H, He, O, Na, K, Ca et Mg (Broadfoot et al., 1976 ; Potter and Morgan, 1985 ; 1986 ; Bida et al., 2000 ; Leblanc et al., 2006 ; McClintock et al., 2008 ; 2009). Les ions planétaires proviennent de l'ionisation de cette exosphère (Killen et al., 2007 ; Zurbuchen et al., 2008 ; 2011) et cela induit une forte relation entre la magnétosphère et l'exosphère de Mercure. Les ions planétaires tels que Na^+ , K^+ , O^+ et He^+ ont été observés par MESSENGER (Zurbuchen et al., 2008 ; Slavin et al., 2008 ; Vervack et al. 2010 ; Raines et al., 2011). Le sodium est l'élément le mieux observé dans l'exosphère de Mercure et par conséquent c'est le sujet de nombreuses études de simulations, d'où l'importance d'une étude des ions Na^+ planétaires. Par ailleurs, bien que la détection de l'exosphère d'hydrogène de Mercure suggère l'existence des ions H^+ d'origine planétaire, l'ambiguïté sur la provenance des ions H^+ observés dans la magnétosphère de la planète empêche de conclure sur les propriétés des H^+ planétaires. Il serait possible à l'aide de notre modèle de lever cette ambiguïté.

Dans cette section, les résultats des simulations hybrides sur les ions H^+ et Na^+ planétaires de Mercure, effectuées avec notre modèle, sont présentés. L'originalité de cette étude réside dans le fait que nos simulations prennent en compte les densités neutres au niveau de la surface et les échelles de hauteur correspondant aux observations de l'hydrogène et du sodium exosphériques de Mercure et dans l'utilisation d'un champ magnétique intrinsèque plus cohérent avec les observations les plus récentes (au moins dans l'hémisphère nord).

A l'aide du modèle hybride de Mercure présenté dans le Chapitre 2, nous avons lancé des simulations incluant l'ionisation de l'exosphère de Mercure, avec les paramètres du VS, les composantes de l'IMF et le modèle de champ magnétique intrinsèque dipolaire et quadripolaire utilisés dans la partie 3.2. La photoionisation est le seul processus d'ionisation reproduit car c'est le plus efficace. Les travaux présentés ici sont une amorce à l'étude de la

production, de l'évolution et de l'influence des ions d'origine planétaire présents dans la magnétosphère de Mercure qui pourront être menés à l'aide de notre modèle hybride de Mercure.

Les ions H^+

Les missions Mariner 10 et MESSENGER ont observé l'hydrogène exosphérique de Mercure et rapportent un contraste entre les distributions des H neutres du côté jour et du côté nuit (Broadfoot, 1976 ; McClintock et al., 2008b). Cependant, pour simplifier l'analyse des H^+ magnétosphériques, c'est une exosphère d'hydrogène à symétrie sphérique et décroissance radiale exponentielle qui a été implémentée dans notre modèle hybride. Les caractéristiques de la couronne d'hydrogène implémentée figurent dans le Tableau 7.

Espèce	Densité à l'exobase (cm^{-3})	Echelle de hauteur (km)
H	10^5	940
Na ^a	2×10^4	58
Na ^b	2×10^6	58

Tableau 7 : Densité à l'exobase (la surface) et échelle de hauteur associées aux exosphères d'hydrogène et de sodium implémentées dans nos simulations. Sources : hydrogène : Broadfoot (1976) côté jour (T=420K), sodium^a : Hunten et al. (1988), sodium^b : densité exagérée d'un facteur 100.

Dans les simulations, les ions H^+ sont produits par photoionisation des H neutres (voir paragraphes 2.1.3 et 2.2.3). Très peu d'ions H^+ sont créés de cette manière car le taux de photoproduction, égal au produit de la densité de H neutre par la fréquence d'ionisation, est de l'ordre de $10^{-5} cm^{-3}.s^{-1}$ à la surface, où la densité de neutres est maximale.

Dans notre modèle, la fréquence de photoionisation des atomes d'hydrogène est calculée en faisant appel à l'Equation (49). En pratique, le modèle effectue la somme du produit du flux solaire par la section efficace de photoionisation, sur 37 longueurs d'ondes de référence (Torr

et al., 1979) : $\sum_{i=1}^{37} I(\lambda_i) \sigma(\lambda_i)$. Le flux solaire I est calculé au niveau de l'aphélie de Mercure,

pour une faible activité solaire selon le modèle EUVAC présenté par Richards et al. (1994) et les sections efficaces de photoionisation de l'hydrogène, $\sigma(\lambda_i)$, correspondant aux 37 longueurs d'onde sont données par Schunk and Nagy (2000).

La faible fréquence de photoionisation des atomes d'hydrogène résultant de ces calculs est égale à $1.4 \times 10^{-7} s^{-1}$, ceci induit que la photoionisation n'est pas un mécanisme de production de H^+ suffisamment efficace. Les calculs des productions de H^+ par impacts électroniques et par échanges de charge avec les ions du VS n'ont pas encore été effectués mais ces processus ne peuvent avoir lieu qu'à l'extérieur de la magnétosphère ou au niveau des cornets polaires, où la pénétration des particules du VS est possible.

Les observations des ions peuplant la magnétosphère de Mercure, effectuées par MESSENGER, ne permettent pas de faire la distinction entre les H^+ planétaires et les H^+ originaires du VS. Mes résultats suggèrent que les H^+ magnétosphériques observés par MESSENGER sont principalement originaires du VS.

Les ions Na^+

Bien que les observations in situ et depuis la Terre du Na exosphérique rapportent une distribution très asymétrique autour de Mercure, dans nos simulations, l'exosphère de sodium est caractérisée par une couronne sphérique à décroissance exponentielle, comme l'exosphère

d'hydrogène. Les caractéristiques de la couronne de sodium implémentée sont répertoriées dans le Tableau 7 et référencée par l'exposant « a ». La fréquence de photoionisation du Na est égale à $1.62 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ à 1UA, selon les valeurs expérimentales de Huebner et al. (1992), pour une faible activité solaire ; soit $7.3 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ au niveau de l'aphélie de Mercure.

La densité des ions Na^+ normalisée par rapport à la densité du VS non perturbé et simulée par notre modèle hybride, est représentée sur la Figure 58 (a et c) et la Figure 59 (a et c), dans les plans XY et XZ. Très peu d'ions Na^+ sont créés, les densités ne dépassent pas 10^{-2}cm^{-3} , ceci affecte leur description statistique, même à proximité de la planète, et implique la distribution non continue de la densité des ions Na^+ observée sur les cartes de densité. Notons que l'échelle de hauteur du sodium exosphérique est inférieure d'un facteur 2 à la résolution spatiale du modèle hybride respectivement égale à 58km et 120km. La décroissance de la densité des Na neutres est donc très rapide d'une cellule à l'autre et seules les cellules voisines de la planète présenteront une densité suffisamment importante pour que la création de Na^+ soit effective.

Afin d'accroître la probabilité de création (voir paragraphe 2.2.3) d'ions Na^+ dans les simulations, la densité des Na neutres a été augmentée d'un facteur 100, en conservant la valeur de l'échelle de hauteur (Tableau 7, exposant « b »). De cette manière, plus de macro particules représentatives des Na^+ sont créées et les densités sont plus lisses que dans le cas précédent, comme on peut le voir sur la Figure 58 et la Figure 59. La densité maximale observée est de quelques dizaines de cm^{-3} .

On remarque que la distribution des Na^+ présente une forte asymétrie entre le matin et le soir, cela est encore plus marqué dans le cas de l'exosphère exagérée. Cette asymétrie est également reproduite par les simulations de particules-tests de Delcourt et al. (2003) ou Leblanc et al. (2003). Dans les simulations de Leblanc et al. (2003), cette asymétrie provient en particulier de la distribution asymétrique des Na exosphérique. En revanche, dans nos simulations, comme dans celles de Delcourt et al. (2003), cette asymétrie est due au déplacement des Na^+ dans le champ électrique de convection à l'intérieur de la magnétosphère. Il y a également une différence dans la distribution des ions Na^+ entre la partie nord et la partie sud de la magnétosphère, cette asymétrie n'est pas observée par Delcourt et al. (2003). Cette asymétrie nord/sud peut s'expliquer par le fait que le modèle de champ intrinsèque, utilisé dans les simulations présentées dans cette section, n'est pas symétrique par rapport au plan équatorial (section 3.2), contrairement au modèle magnétosphérique qu'utilisent Delcourt et al. (2003). De plus, ce dernier ne peut pas décrire les variations de la magnétosphère en fonction de l'orientation de l'IMF, alors qu'elle influence fortement la structure interne de la magnétosphère et est à l'origine de symétries (section 3.1.1) qui pourraient avoir un impact sur le déplacement des ions magnétosphériques. Notons que les résultats ne montrent pas de formation d'un anneau de sodium comme le montrent les simulations de particules-tests de Yagi et al. (2010).

Les observations effectuées durant le premier survol de Mercure par MESSENGER, présentent, à proximité de la planète, une diminution de l'intensité du champ magnétique, de quelques dizaines de nT. Selon Slavin et al. (2008), cette diminution du champ magnétique traduit les effets diamagnétiques dus à la présence de plasma chaud dans les régions avoisinant la planète. Bien qu'une faible quantité de Na^+ planétaires soit créée dans nos simulations, il est possible que la présence de ces ions entraîne de tels effets.

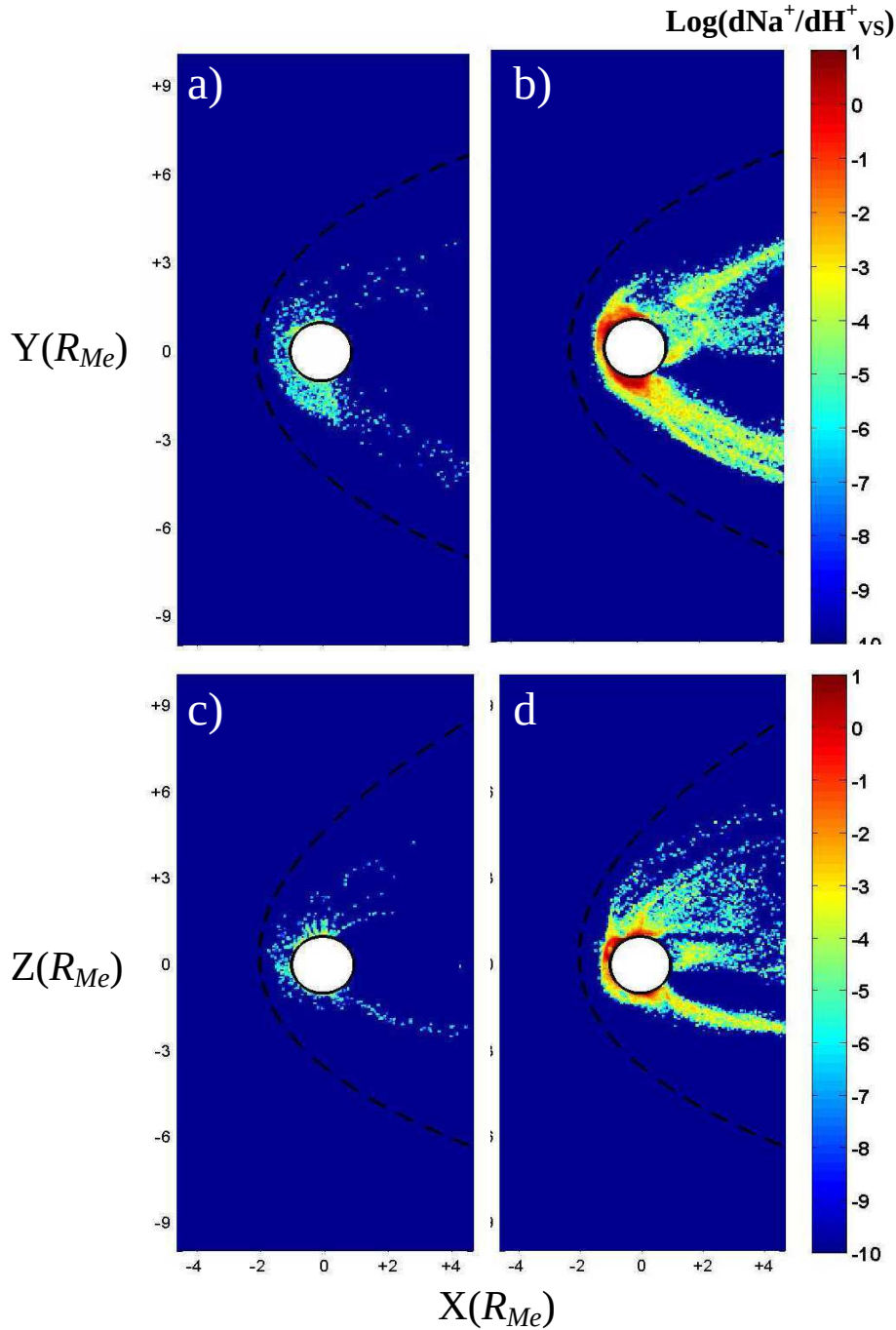


Figure 58 : Cartes de densité des ions Na^+ normalisée par rapport à la densité du VS dans les plans XY (a et b) et XZ (c et d) dans le cas d'une exosphère normale (a et c) et d'une exosphère dont la densité volumique a été multipliée par 100 (b et d). La position du choc est tracée en pointillés.

Il est possible d'améliorer la description que fait le modèle des ions sodium d'origine planétaire. Tout d'abord, une exosphère plus réaliste doit être prise en compte, avec les asymétries rapportées par les observations et prises en compte par le modèle de Leblanc and Johnson (2003 ; 2010). De plus, d'un point de vue numérique, la création des macro particules de sodium telle qu'elle est effectuée dans notre modèle, ne prend pas en compte, dans le calcul de la photoproduction, la position relative du point de création d'une macro particule par rapport aux nœuds voisins, lorsque ce point ne coïncide pas avec un nœud du maillage. En effet, le taux de photoproduction en un point donné, situé à l'intérieur d'une cellule du

domaine, est égal à la moyenne des taux de photoproduction des points de grille les plus proches.

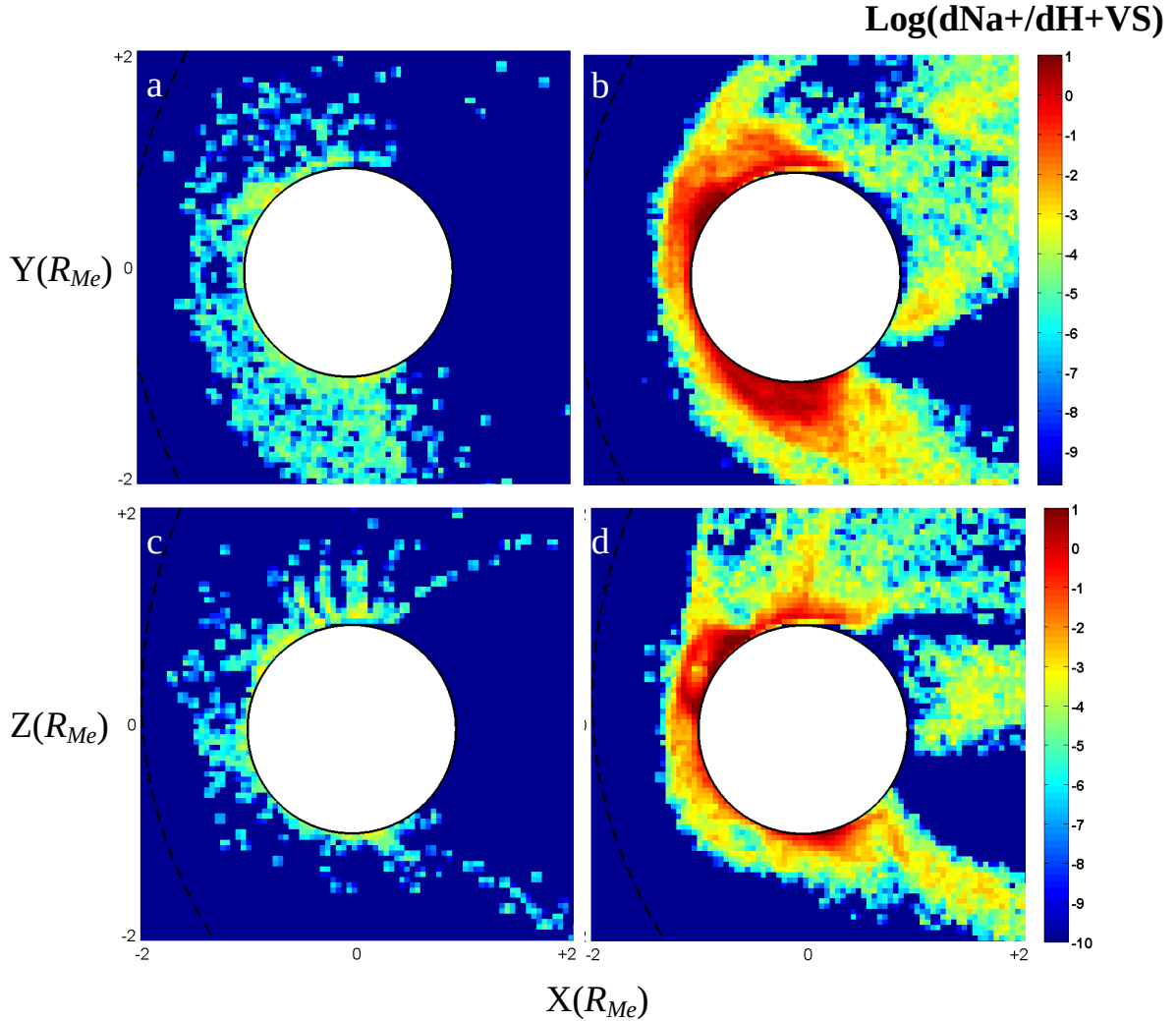


Figure 59 : Zoom sur la planète des cartes de densité de la Figure 58.

Dans le cas du sodium exosphérique, dont l'échelle de hauteur est petite, la photoproduction chute rapidement au sein d'une même cellule. Ainsi, la moyenne des taux de photoproductions des points de grille voisins sera de l'ordre de grandeur du taux de photoproduction aux points de grille les plus proches de la planète. Le poids statistique d'une macro particule représentant les ions Na^+ est évalué en fonction du taux de photoproduction, si bien que nous observons une distribution discrète des poids statistiques qui prennent soit la valeur minimale soit la valeur maximale. L'interpolation trilinéaire (cf paragraphe 2.2.1) doit donc être appliquée au calcul du taux de production en un point quelconque du domaine de simulation. Il est également important d'améliorer la résolution spatiale de nos simulations car dans le cas du sodium, celle-ci est supérieure à l'échelle de hauteur et la description de la décroissance de la densité du Na avec la distance à la planète en pâtit.

Synthèse des applications de notre modèle de Mercure

Dans ce chapitre, les applications des différents modèles physiques, dont il est question dans le Chapitre 2, à l'interaction de Mercure avec le VS, sont traitées. Ainsi les différentes propriétés de cette interaction ont été analysées par le biais de modèles numériques tels que les modèles hybrides et MDH, les programmes de particules-tests et Monte Carlo ainsi que les modèles analytiques. Je présente en particulier, deux applications du modèle hybride que nous avons développé : une étude du champ magnétique intrinsèque de la planète et une étude du plasma peuplant la magnétosphère de Mercure.

Afin d'étudier la structure du champ magnétique interne de Mercure, deux représentations de la source du champ intrinsèque ont été testées. La première est un dipôle excentré vers le nord, la seconde est la combinaison d'un dipôle et d'un quadripôle présentant le même champ magnétique que le dipôle excentré, aux latitudes nord supérieures à 50° . Les résultats montrent en particulier un dôme magnétique de lignes de champ fermées au niveau de la calotte polaire sud, dans le cas du dipôle-quadripôle, ceci entraînant une forte asymétrie nord/sud du choc et de la magnétosphère.

J'ai également fait une analyse des ions H^+ et Na^+ d'origine planétaire, peuplant la magnétosphère de Mercure. Des couronnes exosphériques à symétrie sphérique et décroissance exponentielle ont été implémentées. Dans les simulations, seule la création d'ions magnétosphériques par photoionisation des neutres est prise en compte. Nous n'observons pratiquement pas de production de H^+ en revanche, la production de Na^+ , bien que faible, permet d'en déduire quelques propriétés spatiales de la distribution des ions Na^+ magnétosphériques.

Chapitre 4 : Réflexion de particules chargées sur l'onde de choc d'un petit obstacle : cas du préchoc ionique de Mars

La réflexion d'une partie des ions incidents est un phénomène fréquent au sein du Système Solaire et l'un des principaux mécanismes de dissipation d'énergie pour les chocs non collisionnels et super critiques dans le domaine des plasmas spatiaux.

Depuis la première caractérisation des ions réfléchis et accélérés sur l'onde de choc de la Terre, de nombreuses investigations ont été menées sur ce sujet grâce aux observations faites sur la Terre et sur d'autres chocs planétaires, tels que ceux de Vénus et de Mars. La réflexion d'ions sur un choc planétaire a également été l'objet d'études théoriques et de simulations numériques.

Dans ce chapitre, est présentée une étude effectuée sur le préchoc ionique de Mars et en particulier sur la réflexion d'ions sur l'onde de choc de cette planète au moyen de simulations tridimensionnelles. Le choc martien présente la particularité d'avoir un rayon de courbure supérieur au rayon de giration des protons du VS non perturbé mais suffisamment faible pour que le choc ne puisse pas être considéré comme un choc plan comme dans le cas de la Terre. Ceci est visible sur le Tableau 8 dans lequel figurent les valeurs du rapport du rayon de courbure du côté jour de la planète (R_C) sur le rayon de giration des protons du VS (R_L) ainsi que sur la Figure 60 qui montre une comparaison des positions des chocs terrestre, herméen et martien. Par ailleurs, les chocs de Mercure et Mars sont suffisamment proches de l'obstacle pour que des ions d'origine planétaire soient produits dans le vent solaire et qu'une partie de cette population puisse être réfléchi (Figure 60). A l'aide d'un modèle hybride tridimensionnel de l'environnement martien et d'un programme de particules-tests, les particules réfléchies sur le choc martien ont été détectées et j'ai déterminé des propriétés importantes qui sont en partie présentées dans un article (Richer et al., 2012).

Planète	R_C/R_L
Mars	58
Mercure	180
Terre	1462

Tableau 8 : Valeurs du rapport du rayon de courbure R_C sur le rayon de giration des protons du VS R_L dans le cas de Mars, Mercure et la Terre.

Dans la partie 4.1, j'expose les principales propriétés des ions réfléchis sur les ondes de choc planétaires déterminées lors des observations *in situ* et des différentes simulations antérieures. Nous verrons en particulier le cas de la Terre, car l'onde de choc terrestre est actuellement la plus documentée et celui de Mars, qui est l'objet de notre étude. La partie 4.2 offre une description détaillée de l'approche adoptée pour mener à bien notre étude des protons du VS et des protons planétaires réfléchis. Enfin, dans la partie 4.2, je présente les résultats de simulations et les propriétés des protons réfléchis que nous avons pu déterminer.

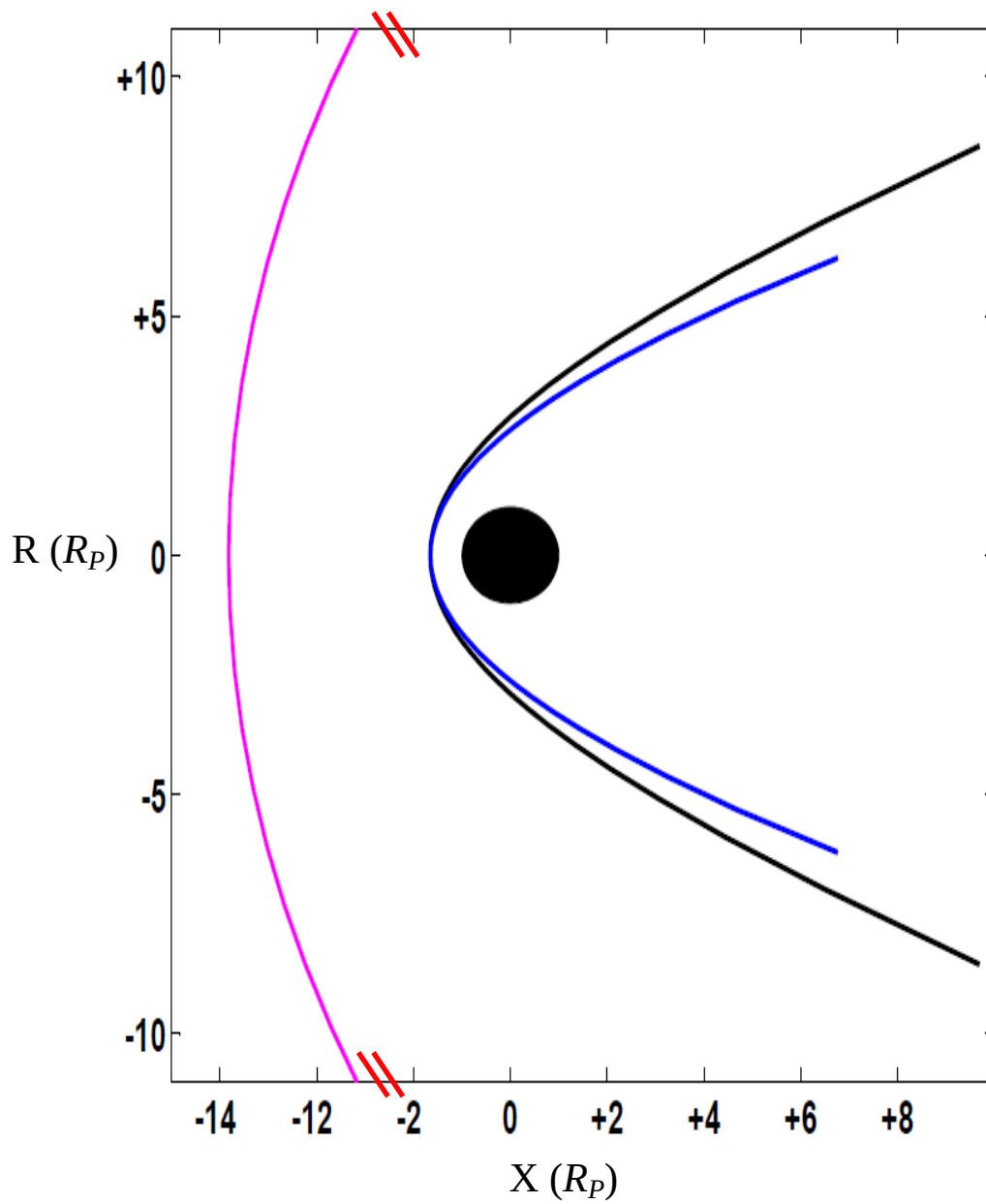


Figure 60 : Positions des ondes de choc de Mars (courbe bleue), Mercure (courbe noire) et la Terre (courbe magenta), dans le plan XR où $R = \sqrt{Y^2 + Z^2}$. Les longueurs sont exprimées en rayons planétaires (R_p) afin de mettre en évidence les positions des différents chocs par rapport à la planète correspondant. Les positions des ondes de choc sont déterminées par Russel (1977) pour la Terre, Vignes et al. (2000) pour Mars et Slavin et al. (2009) pour Mercure.

4.1. Généralités sur la réflexion de particules chargées sur un choc planétaire

4.1.1. Les chocs planétaires

Une onde de choc se forme aux environs d'un obstacle planétaire lorsque le VS supersonique et super-Alfvénique rencontre soit le champ magnétique intrinsèque (Terre, Mercure, planètes géantes), soit l'ionosphère (Venus, Mars) de la planète (voir Chapitre 1). Ainsi l'onde de choc joue le rôle d'une barrière presque impénétrable par les particules du VS, au niveau de laquelle le VS est dévié, ralenti et chauffé. La nature de la transition du plasma supersonique et super-Alfvénique vers un plasma ayant des nombres de Mach sonique et Alfvénique inférieurs ou égaux à 1 et en particulier la réflexion d'ions incidents sur le choc, dépendent principalement du nombre de Mach (sonique et/ou Alfvénique), du rapport entre la pression du plasma et la pression magnétique β et très fortement de l'angle θ_{Bn} , formé entre l'IMF et la normale au choc (Greenstadt and Fredricks, 1979 ; Thèse de P. Hellinger, 1996 ; Balogh et al., 2005).

On distingue deux catégories de chocs : les chocs quasi-perpendiculaires et les chocs quasi-parallèles. La localisation de ces régions sur l'onde de choc terrestre est indiquée sur la Figure 61. On peut également distinguer ces deux régions sur l'onde de choc de Mars (Figure 64).

Les chocs quasi-perpendiculaires sont caractérisés par des angles θ_{Bn} compris entre 45° et 90° et présentent une transition nette entre l'amont et l'aval, comme on peut le voir sur le profil du champ magnétique observé par Cluster, lors de la traversée du choc quasi-perpendiculaire de la Terre (Figure 61). La transition se fait sur un intervalle de temps inférieur à la minute. En amont du choc, le champ magnétique fluctue très peu et le saut d'intensité est clairement visible (Balogh et al., 2005, Thèse de P. Hellinger, 1996).

Les chocs quasi-parallèles correspondent à des angles θ_{Bn} compris entre 0° et 45° . La région de choc quasi-parallèle est très turbulente et la transition entre l'amont et l'aval est beaucoup moins marquée, elle se fait sur des intervalles de temps de quelques minutes. Le champ magnétique mesuré lors de la traversée du choc quasi-parallèle effectuée par Cluster ne montre pas de saut d'intensité (Figure 61).

C'est sur le choc terrestre que les ions réfléchis ont été pour la première fois observés et l'onde de choc de la Terre est actuellement la plus documentée. Dans la section 4.1.2, je présente les propriétés des protons du VS réfléchis sur l'onde de choc terrestre déterminées par les observations ainsi que par la simulation numérique.

La particularité du choc martien est d'être un choc de taille restreinte avec un petit rayon de courbure et la présence d'ions pick-up en amont du choc. Dans la section 4.1.3, les observations des ions réfléchis sur l'onde de choc de Mars sont présentées ainsi que les simulations qui ont étudié la réflexion d'ions incidents sur des chocs courbes.

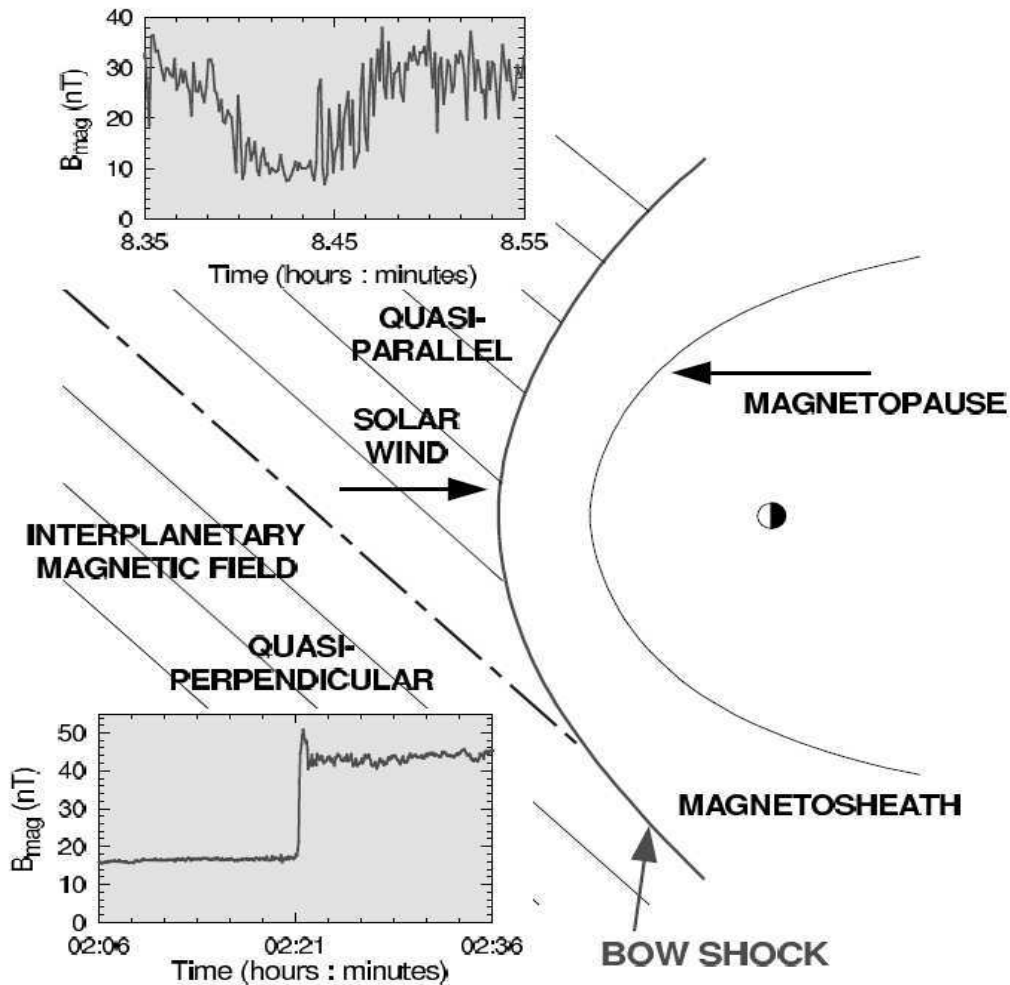


Figure 61 : Représentation de l'onde de choc, la gaine et la magnétopause terrestres. Les lignes de champ de l'IMF sont représentées par les lignes droites noires. Les régions de chocs quasi-perpendiculaire et quasi-parallèle sont séparées par la ligne noire discontinue. Les profils de champ magnétique, mesuré par Cluster lors des traversées des chocs quasi-perpendiculaire et quasi-parallèle, sont également tracés. Balogh et al., 2005.

4.1.2. Réflexion des protons du VS sur le choc terrestre

La réflexion des ions du VS (H^+ et He^{++}) sur une onde de choc planétaire a été identifiée pour la première fois sur le choc terrestre (Asbridge et al., 1968 ; Scarf et al., 1970 ; Lin et al., 1974). Asbridge et al (1968) présentent la détection d'écoulements non alignés avec l'écoulement du plasma du VS et dirigés vers l'extérieur du choc, par le groupe de satellites Vela à proximité de l'onde de choc de la Terre. La Figure 62 montre un exemple d'écoulement « transverse ». L'accélération d'une partie des ions du VS incidents au niveau de l'onde de choc et leur réémission en amont du choc sembleraient être à l'origine des écoulements transverses observés (Asridge et al, 1968).

Des ions ayant des énergies plus élevées (30-100keV) ont également été détectés en amont de l'onde de choc terrestre, Lin et al. (1974) suggèrent que ceux-ci proviennent de l'interaction entre les ions réfléchis par le choc et les ondes d'Alfvén présentes en amont du choc. Les particules transverses ont généralement des énergies plus élevées que les particules du VS (au voisinage d'1keV pour les protons du VS) et leur présence a été observée à de nombreuses

reprises, ce phénomène apparaît donc comme étant un phénomène fréquent au niveau de l'onde de choc de la Terre (Asbridge et al., 1968 ; Scarf et al., 1970 ; Lin et al., 1974 ; Gosling et al., 1978).

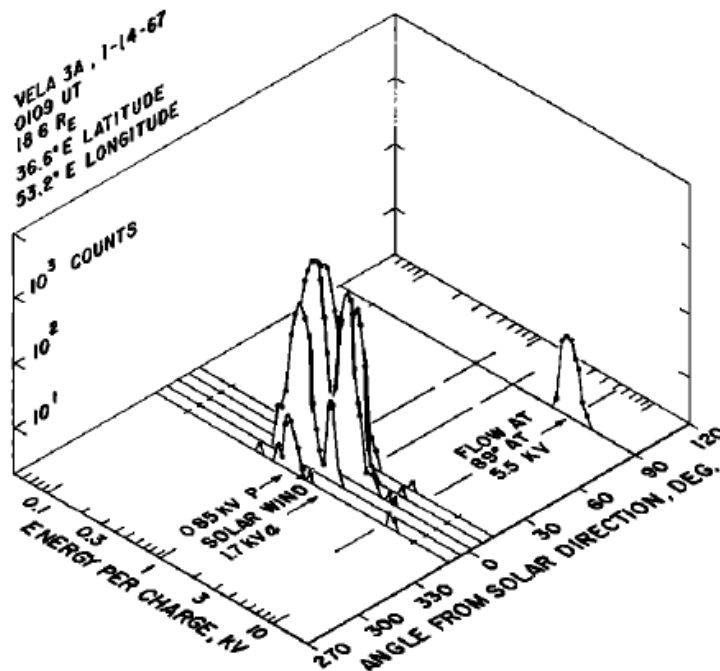


Figure 62 : Distribution tridimensionnelle en énergie et en angle par rapport à la direction du VS des particules détectées par le satellite Vela 3. On remarque les spectres à des angles proches de 0°, correspondant au VS et un spectre à 90° correspondant à un écoulement transverse. Asbridge et al., 1968.

Deux populations d'ions transverses sont mises en évidence : les ions diffus et les faisceaux d'ions également appelés ions réfléchis ou faisceaux alignés avec le champ magnétique (Gosling et al., 1978 ; Paschmann et al., 1981 ; Bonifazi and Moreno, 1981). Elles diffèrent par leurs distributions angulaires et en énergie. Les ions diffus sont généralement observés au niveau du choc quasi-parallèle, avec des énergies comprises entre 30keV et 100keV, alors que les faisceaux d'ions le sont au niveau du choc quasi-perpendiculaire avec des énergies au voisinage 4keV (Paschmann et al., 1981). Les signatures en énergie et en angle de ces deux populations d'ions transverses sont visibles sur la Figure 63.

Les faisceaux d'ions correspondent aux ions réfléchis présentés dans les travaux d'Asbridge et al. (1968) alors que les ions diffus correspondent aux ions transverses plus énergétiques dont il est question dans les travaux de Lin et al. (1974). Les ions réfléchis sont en grande majorité des protons et constituent seulement 1% des ions du VS (Asbridge et al., 1968). A ces deux populations d'ions, on associe deux processus d'accélération différents : l'accélération par dérive le long du choc dans la direction du champ électrique de convection (SDA : Shock Drift Acceleration) correspondant aux faisceaux d'ions (Armstrong et al, 1985) et l'accélération de Fermi que l'on associe aux ions diffus (Lee and Fisk, 1982). Il existe une troisième catégorie d'ions transverses qualifiée de population intermédiaire qui présente les propriétés des deux populations précédentes (Paschmann et al., 1981). Paschmann et al. (1979) suggèrent que les ions diffus proviennent de l'instabilité des faisceaux d'ions alors que Greenstadt et al. (1980) proposent des origines distinctes pour les deux populations d'ions transverses.

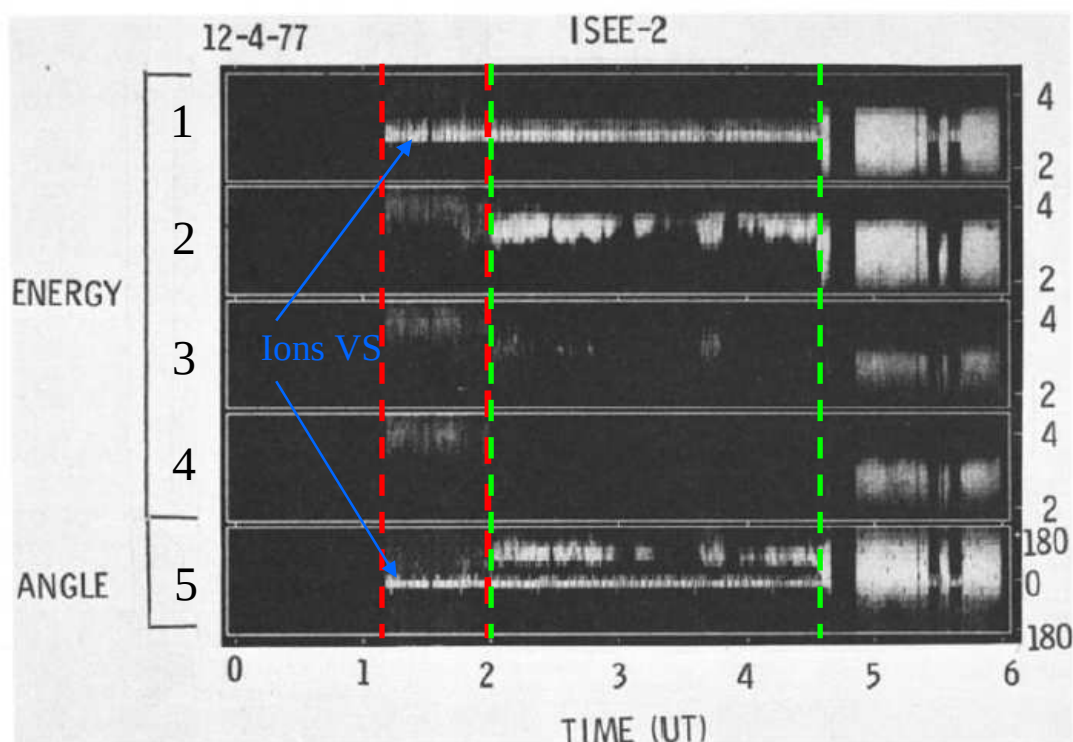


Figure 63 : Spectrogramme des ions obtenu par ISEE 2 le 11 décembre 1977, entre 00:00LT et 06:00LT. Les spectres d'énergie des ions (panneaux 1 à 4) correspondent à quatre directions d'observations : vers le Soleil (1), dans la direction anti-solaire (3), vers le soir (2), vers le matin (4). La distribution angulaire (panneau 5) est sommée sur toutes les énergies. Les signatures en énergie et en angle des ions du VS sont repérées par les flèches bleues. Les ions diffus sont observés dans l'intervalle de temps délimité par les lignes pointillées rouges et les faisceaux d'ions sont observés dans l'intervalle de temps délimité par les lignes pointillées vertes. Paschmann et al., 1981.

Paschmann et al. (1980) et Paschmann et al. (1981) ont étudié l'influence des angles θ_{Bn} formé par la normale au choc et l'IMF et θ_{VB} formé par la vitesse du VS et l'IMF, sur la réflexion sur l'onde de choc terrestre, à partir des observations des sondes ISEE 1 et 2. Selon ces travaux, la réflexion n'a lieu que pour des angles θ_{Bn} compris entre 30° et 75° et à partir de $\theta_{Bn}=45^\circ$ le pourcentage d'ions réfléchis diminue avec l'augmentation de θ_{Bn} .

Burgess (1987) a étudié l'accélération et la réflexion de particules incidentes (par le mécanisme SDA) ayant des énergies inférieures à 8keV, sur un choc plan non perpendiculaire à l'écoulement du VS, dit choc oblique, à l'aide de simulations numériques unidimensionnelles. Il utilise un modèle de particules-tests couplé au champ électromagnétique simulé par un modèle hybride. Dans les simulations hybrides, le choc est caractérisé par l'angle θ_{Bn} , le nombre de Mach Alfvénique (M_A), les bêtas ionique et électronique correspondant aux rapports des pressions thermiques sur les pressions magnétiques des ions et des électrons et la résistivité. Si l'on considère le repère décrit par la Figure 26 dans la section 2.2.4, le choc est parallèle au plan YZ et l'IMF est dirigé dans le plan XZ vers le choc (dans la direction d'écoulement du plasma). Dans le programme de particules-tests, les particules réfléchies sont différenciées des particules passantes par leur position, en amont ou en aval du choc, à la fin de la simulation. Ces simulations ont permis d'analyser plusieurs cas, avec des θ_{Bn} compris entre 60° et 80° , caractérisant le choc quasi-perpendiculaire et deux valeurs de M_A . Les simulations ont révélé la dépendance du pourcentage de particules réfléchies avec ces paramètres. On note que ce pourcentage augmente avec l'énergie initiale et diminue lorsque M_A et θ_{Bn} augmentent. Notons que l'augmentation du pourcentage de particules réfléchies avec l'angle θ_{Bn} est en accord avec les

observations de Paschmann et al. (1980 ; 1981). Burgess (1987) explique cela par un scénario de capture des particules par le choc, la capture étant plus efficace au fur et à mesure que M_A et θ_{Bn} augmentent, et de libération de celles-ci du côté amont du choc afin qu'elles soient considérées comme réfléchies, les particules sont accélérées durant leur piégeage au niveau du choc.

Dans les résultats de Burgess (1987), les particules réfléchies sont accélérées à des énergies jusqu'à 12 fois supérieures à l'énergie initiale, dans les observations d'Asbridge et al. (1968) les protons réfléchis présentaient des énergies jusqu'à 6 fois l'énergie des protons du VS incidents et ces observations sont confirmées par les calculs de Sonnerup (1969). La méthode adoptée par Burgess (1987) est celle que nous utilisons et qui est présentée dans la section 4.2 mais les simulations effectuées par celui-ci sont à une dimension, le choc est un choc plan. De plus, les particules-tests dans ce programme sont toutes initialisées avec la même énergie, ce qui n'est pas représentatif de la fonction distribution des ions du VS. Mon travail sur les ions réfléchis se démarque également par cet aspect, où une représentation réaliste de la distribution des protons du VS est adoptée.

4.1.3. Réflexion d'ions incidents sur l'onde de choc d'un petit obstacle : Mars

Une des conséquences de la petite taille du choc de Mars est que l'environnement neutre, ou exosphère de cette planète s'étend bien au-delà de l'onde de choc. Les neutres exosphériques peuvent donc être ionisés, par le rayonnement lumineux du Soleil, par impacts électroniques et par échange de charge avec les ions du VS, en amont du choc. Les ions produits par l'ionisation de l'exosphère de Mars dans le VS et soumis par la suite au champ électrique de convection et à l'IMF, sont appelés ions « pick-up ».

Les ions pick-up ont été observés pour la première fois par la sonde Phobos 2 (Barabash et al., 1991 ; Dubinin et al., 1993). Ces pick-up sont des protons présentant des énergies de l'ordre de quelques eV détectés lors de plusieurs traversées du choc martien.

Les ions, H^+ du VS et H^+ pick-up, réfléchis sur l'onde de choc martienne ont également été observés par Phobos 2 (Dubinin et al., 1993 ; 1995 ; Barabash and Lundin, 1993). Lors de son passage en amont du choc martien, la sonde Phobos 2 a détecté des ions réfléchis dont la densité s'élève à 0.4 cm^{-3} , soit environ 30% de la densité du plasma du VS (Barabash and Lundin, 1993). Ces observations ne permettent pas de détecter les populations d'ions diffus et intermédiaires observées au niveau du choc terrestre, seuls les faisceaux d'ions sont observés. Barabash et al. (1993) expliquent cela par le fait que la taille réduite du choc martien ne permette pas le développement des instabilités des faisceaux d'ions à l'origine des autres populations d'ions, comme l'avaient suggéré Paschmann et al. (1979). Comme dans le cas de la Terre, la réflexion sur le choc martien est un phénomène fréquent mais la présence d'ions pick-up dans le cas martien, pouvant aussi être réfléchis, semble augmenter le pourcentage de particules réfléchies par rapport au cas terrestre. Dubinin et al. (1995) présentent des résultats de simulations de particules-tests, visant à étudier la réflexion des pick-up sur le choc martien, qui montrent que les pick-up réfléchis représentent 30% des pick-up incidents et que ces ions réfléchis se situent principalement au niveau du choc quasi-parallèle.

Yamauchi et al. (2011) présentent une comparaison des préchocs de Mars et Venus, grâce aux observations de Mars Express (MEX) et Venus Express (VEX). Les populations d'ions observées en amont du choc de Vénus par la sonde VEX sont très proches de celles qui ont été observées au niveau du choc de la Terre, en revanche, le choc martien observé par MEX présente quelques particularités. Bien que les observations aient été effectuées avec le même instrument (Ion Mass Analyser, IMA) embarqué sur MEX et VEX, les types d'ions peuplant le préchock de Venus ne sont pas détectés dans le préchock martien : faisceaux d'ions, ions

diffus et ions intermédiaires. Il faut noter que la sonde MEX n'est pas munie d'un magnétomètre, par conséquent la détection des faisceaux d'ions alignés à l'IMF présente une réelle difficulté. L'orientation de l'IMF peut être toutefois déterminée à partir des ions pick-up qui effectuent des girations dans le plan perpendiculaire à l'IMF (Yamauchi et al., 2006 ; 2008 ; 2011). Selon Yamauchi et al. (2011), cette absence de mesure magnétique et d'ions pick-up pourrait expliquer la non identification des faisceaux alignés au niveau du préchoc. Au niveau du choc quasi-perpendiculaire, différents types d'ions sont observés par MEX, dont les ions réfléchis, les ions pick-up et les ions pick-up réfléchis (Dubinin et al. 2006 ; Yamauchi et al., 2011). Ces observations montrent que la réflexion et l'accélération des ions incidents par l'onde de choc de Mars sont beaucoup plus efficaces que dans le cas de la Terre, ces ions subissent plusieurs réflexions le long du choc et sont fortement accélérés (jusqu'à des centaines de keV). La présence des ions pick-up en amont du choc martien semble être à l'origine d'une part de la particularité du préchoc et d'autre part des réflexions importantes (Dubinin et al., 2006 ; Yamauchi et al., 2011).

Comme nous l'avons vu précédemment, contrairement au cas terrestre, il est impossible pour Mars et Mercure de négliger les effets de la courbure du choc, si l'on compare les rayons de courbure au rayon de giration des protons du VS non perturbé (Tableau 8, Figure 60). Thomas and Winske (1990) ont effectué des simulation hybrides bidimensionnelles prenant en compte l'effet de la courbure du choc, visant à étudier les ions peuplant le préchoc ionique. Les rayons de courbures du choc choisis dans ces simulations sont plus petits d'un ordre de grandeur que celui de l'onde de choc de la Terre. Dans ces simulations, les chocs quasi-perpendiculaire et quasi-parallèle ainsi que la région du préchoc ionique sont reproduits. Les résultats montrent que les ions du préchoc proviennent en majorité du choc quasi-parallèle et sont accélérés lors de plusieurs rencontres avec le choc pendant leur dérive le long du choc (mécanisme SDA). Une autre étude bidimensionnelle sur un choc courbe, menée par le biais de la simulation est présentée dans la thèse de R. Modolo (2004). Cette étude, comme celle de Burgess (1987) et celle que nous présentons, ont pour but d'étudier la réflexion d'ions incidents sur un choc planétaire et consistent en le lancement de particules-tests dans le champ électromagnétique calculé par un modèle hybride de Mars. Elles ont permis de définir certaines propriétés des protons et des particules alpha du VS réfléchis, similaires à celles qui ont été observées dans le cas de la Terre, ainsi que l'influence de la courbure du choc sur la réflexion. Dans les simulations hybrides, le rayon de courbure du choc est 10 fois plus petit que celui du choc Terrestre et les ions incidents ont une distribution Maxwellienne. Les résultats montrent que les particules réfléchies sont en grande majorité des protons et qu'elles représentent 1% à 2% des ions incidents. Ils montrent de plus que la réflexion a lieu pour des angles θ_{Bn} compris entre 45° et 70°.

Il n'y a actuellement aucune étude de simulation numérique dédiée à la réflexion d'ions sur l'onde de choc martienne exceptée l'étude tridimensionnelle que je présente dans ce chapitre. Cette étude donne accès à la globalité de l'onde de choc de Mars, ce qui n'est pas faisable par les observations *in situ*.

4.2. Description de l'approche adoptée

Dans cette partie, nous décrivons en deux étapes l'approche adoptée pour étudier la réflexion d'ions incidents sur l'onde de choc de Mars. Comme il a été dit précédemment, en amont du choc il n'y a pas que les particules du VS mais également les ions provenant de l'ionisation de l'exosphère de Mars, les pick-up. Ainsi, nous étudions séparément la réflexion des protons du VS (majoritaires dans le VS) ainsi que celle des protons pick-up.

Pour cela, nous avons utilisé, dans un premier temps, le modèle hybride de Modolo et al. (2005) afin de simuler la structure du choc Martien ainsi que le champ électromagnétique environnant la planète. Par la suite, nous avons développé un programme de particules-tests afin d'analyser les comportements des particules dans l'environnement donné par la simulation hybride et de distinguer les particules réfléchies par le choc des particules passantes. L'avantage d'une telle approche est qu'une simulation de particules-tests est moins coûteuse numériquement qu'une simulation hybride, elle permet de plus d'effectuer une analyse complète des particules lancées (vitesses, positions, etc. à chaque pas de temps), une fois la simulation terminée. En contrepartie, cette approche n'est pas cohérente car les particules évoluent dans un environnement temporellement gelé ; de plus l'utilisation d'un instantané du champ électromagnétique fait que les effets des fluctuations temporelles du choc sont négligés.

Dans la section 4.2.1, les caractéristiques de la simulation hybride et les propriétés du choc martien simulé sont brièvement présentées. Dans la section 4.2.2, le programme de particules-tests est décrit en détail. Nous présentons en particulier l'initialisation des particules dans le programme, différente pour les protons du VS et les protons planétaires, et les critères de sélection qui nous ont permis de distinguer les particules réfléchies des particules passantes.

4.2.1. Modèle hybride martien

Nous avons eu recours à des simulations hybrides de l'interaction du VS avec Mars pour des conditions solaires maximales, effectuées à l'aide du modèle hybride Martien de Modolo et al. (2005), afin de calculer le champ magnétique dans l'environnement de la planète. C'est à partir de ce modèle que le modèle hybride de Mercure, décrit dans le Chapitre 2, a été développé.

Paramètres	Valeurs	Unités
$B_{x_{IMF}}$	1.32	nT
$B_{y_{IMF}}$	0	nT
$B_{z_{IMF}}$	2.12	nT
Densité H^+ , He^{++} , e^-	1.25, 0.05, 1.3	cm^{-3}
Température H^+ , e^-	9, 14	eV
Vitesse d'Alfvén	44.4	km/s
Vitesse du VS	500	km/s
Longueur inertielle H^+ (c/ω_{pi})	203	km
Pulsation cyclotron H^+ (Ω_{ci})	0.24	rad/s
Pas de temps	0.1	Ω_{ci}
Pas spatial	1.5	c/ω_{pi}

Tableau 9 : paramètres de la simulation hybride de Mars.

Comme pour les simulations de Mercure, le domaine de simulation est repéré à l'aide des coordonnées cartésiennes X , Y et Z . Dans le repère (O,X,Y,Z) , la direction X désigne la direction d'écoulement du VS, la direction Z désigne l'axe nord/sud orienté du sud vers le nord, la direction Y complète le trièdre droit et désigne donc la direction soir-matin. De plus, l'IMF est orienté dans le plan XZ ainsi le champ électrique de convection est dirigé vers les Y croissants. R_{Ma} désigne le rayon de Mars. Les paramètres de la simulation hybride sont listés dans le Tableau 9.

Ce modèle prend en compte une ionosphère de Mars qui est calculée à partir de la production des ions H^+ et O^+ issus de l'ionisation de l'exosphère de Mars (cf Thèse de R. Modolo, 2004). Les processus d'ionisation décrits sont la photoionisation ; les échanges de charge entre les neutres planétaires et les protons du VS, d'une part, et les ions planétaires, d'autre part ; les impacts électroniques.

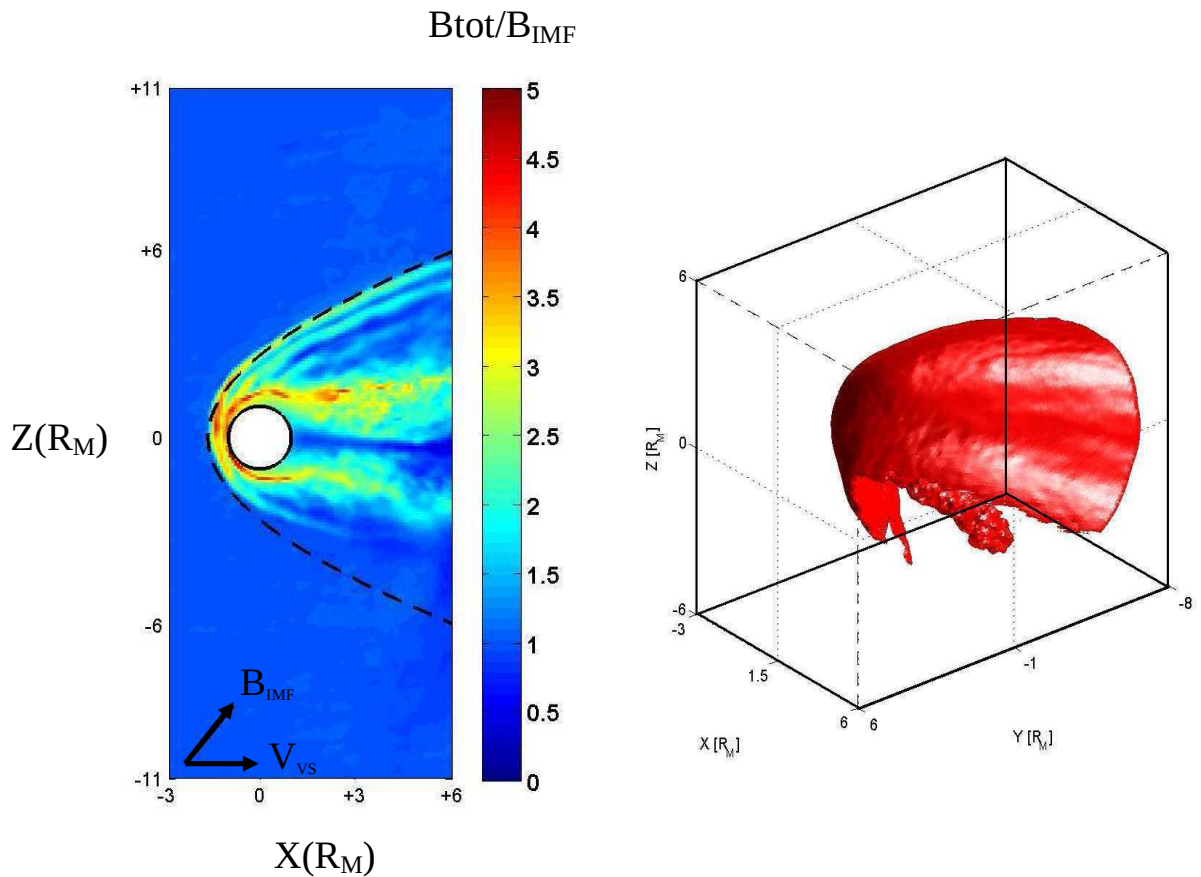


Figure 64 : Champ magnétique simulé, normalisé par rapport à l'IMF (panneau de gauche), dans le plan XZ . Les directions de la vitesse du plasma du VS et de l'IMF sont représentées par les flèches noires et la position du choc déterminée par Vignes et al. (2000) est représentée par la courbe pointillée noire. Structure tridimensionnelle déterminée à partir du champ magnétique (panneau de droite). La région du choc quasi-parallèle est caractérisée par la déchirure de la surface tridimensionnelle rouge représentant le choc. $R_M=R_{Ma}$.

La Figure 64 montre l'intensité du champ magnétique simulé ainsi que la structure tridimensionnelle du choc obtenue à partir du champ magnétique. Ces simulations hybrides reproduisent l'onde de choc et la barrière d'empilement de Mars formées par l'interaction avec le VS, ainsi que les chocs quasi-perpendiculaire et quasi-parallèle et les asymétries dans

les directions Y et Z décrites dans les observations. Ajoutons que la position du choc donnée par cette simulation est en bon accord avec la position moyenne qui a été déterminée par Vignes et al. (2000) à partir des observations de Mars Global Surveyor (MGS). La forme tridimensionnelle du choc, sur la Figure 64, est une surface d'isovaleur de l'intensité du champ magnétique et rend compte du saut d'intensité que présente le champ magnétique (tout comme la densité du plasma) au niveau du choc. Ainsi, la région de choc quasi-parallèle, qui ne présente pas de saut de champ magnétique, est caractérisée par l'absence de surface dans l'hémisphère $Z < 0$ du choc.

Les caractéristiques de la simulation hybride de Mars sont répertoriées dans le Tableau 9. Un instantané de la simulation lorsque celle-ci atteint un état quasi-stationnaire, a été utilisé pour le programme de particules-tests. Nous vérifions la validité de cette méthode, dans cette partie, en montrant qu'en renouvelant l'étude avec des instantanés correspondants à des temps de simulation différents les résultats diffèrent peu d'un instantané à l'autre. Ainsi, le champ magnétique simulé sert de champ de force pour le déplacement des particules-tests.

4.2.2. Programme de particules-tests

Le programme de particules-tests a été construit afin de calculer les trajectoires des particules dans le domaine de simulation, ainsi que les vitesses, les énergies et le champ magnétique des particules en chaque point de leurs trajectoires. Au cours d'un post-traitement, les particules réfléchies sur l'onde de choc de Mars sont sélectionnées parmi la population des particules lancées. Comme il a été dit précédemment, les particules-tests se déplacent dans le champ électromagnétique simulé par le modèle hybride Martien de Modolo et al. (2005). La réflexion sur l'onde de choc Martienne a été étudiée pour deux types de particules : les protons du VS et les protons « pick-up » qui sont originaires de l'ionisation par échanges de charge de l'exosphère d'hydrogène de Mars.

Dans cette partie, nous verrons d'abord de quelle manière les particules-tests sont initialisées. L'initialisation des particules du VS est différente de celle des protons d'origine planétaire car ces derniers sont créés dans un espace sphérique alors que les particules du VS incident sont injectées à partir d'un plan correspondant au plan d'entrée du plasma VS. Nous présentons par la suite, les critères de sélection qui ont été retenus pour la détection des particules réfléchies.

Initialisation : Protons du Vent Solaire

Les ions H^+ du VS sont injectés dans le domaine de simulation par la face d'entrée YZ, correspondant à $x = x_{min}$, avec une vitesse dirigée suivant la direction des x croissants. Les coordonnées y et z de chaque particule injectée sont tirées aléatoirement, le module de la vitesse de la particule est également tiré aléatoirement dans la fonction de distribution Maxwellienne. Les particules sont, de cette façon injectées uniformément sur la surface d'injection.

Seules les particules susceptibles d'être en interaction avec le choc ont une chance d'être réfléchies par celui-ci, il est donc inutile d'injecter des particules sur toute la face d'entrée. Par conséquent, la surface d'injection des particules du VS est réduite, comme indiqué sur la Figure 65.

La surface d'injection est délimitée par une ellipse homothétique à l'ellipse ajustée sur l'intersection du sillage de plasma de l'onde de choc avec la face de sortie. Les équations de ces deux ellipses sont les suivantes :

$$\left(\frac{y - y_c + y_{off}}{a_y}\right)^2 + \left(\frac{z - z_c - z_{off}}{a_z}\right)^2 = 1 \quad (76)$$

$$\left(\frac{y - y_c + y_{off}}{a_y + \sqrt{p}}\right)^2 + \left(\frac{z - z_c - z_{off}}{a_z + \sqrt{p}}\right)^2 = 1 \quad (77)$$

Où y_c et z_c sont les coordonnées du centre de la planète, y_{off} , z_{off} , a_y et a_z sont les paramètres de l'ellipse, ils figurent dans le ; p correspond au rapport d'homothétie de l'ellipse délimitant la zone d'injection, ce rapport vaut 1.6.

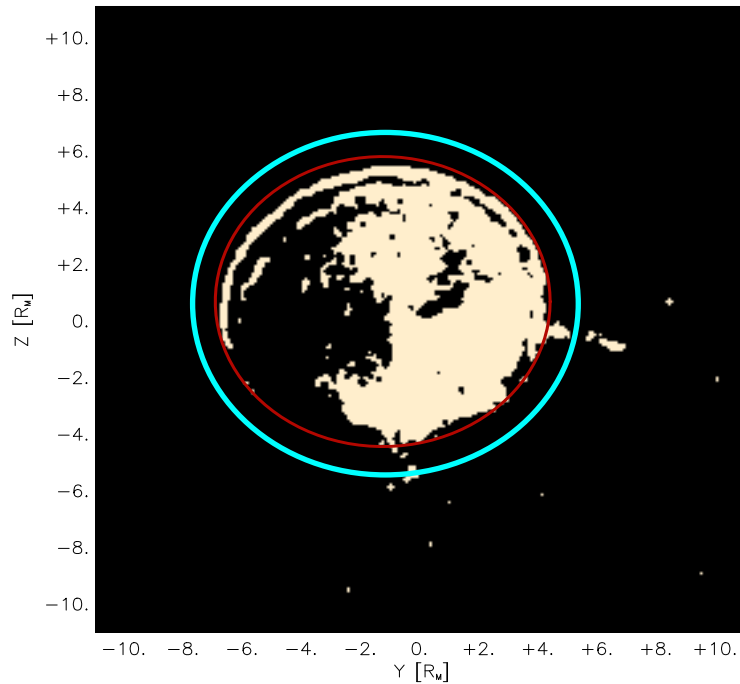


Figure 65 : Coupe de la queue de plasma de Mars, dans la face de sortie YZ de la simulation. La courbe rouge représente l'ellipse ajustée sur la queue de plasma et la courbe bleue correspond à l'ellipse homothétique à cette dernière et désigne la projection sur la face de sortie de la frontière de la zone d'injection des protons du VS. $R_M = R_{Ma}$.

y_{off}	z_{off}	a_y	a_z
12	-10	63	57

Tableau 10 : Paramètres de l'ellipse ajustée sur l'intersection du choc avec le plan $x=x_{max}$. Ces paramètres correspondent à des grandeurs en nombre de cellules.

Grâce à la réduction de la zone d'injection des particules, il est possible d'augmenter la portion de particules réfléchies par rapport au nombre de particules injectées. Ceci permet d'améliorer la statistique en gardant le même nombre de particules injectées donc sans augmenter le temps de calcul.

La Figure 66 montre la position initiale des protons du VS injectés dans le domaine de simulation, une distinction est faite entre les particules passantes et celles qui sont détectées par le programme en tant que particules réfléchies. On remarque que ces dernières occupent

une région limitée de la zone d'injection, décalée par rapport à l'axe Soleil-Mars vers le sud et dans la direction opposée au champ électrique de convection.

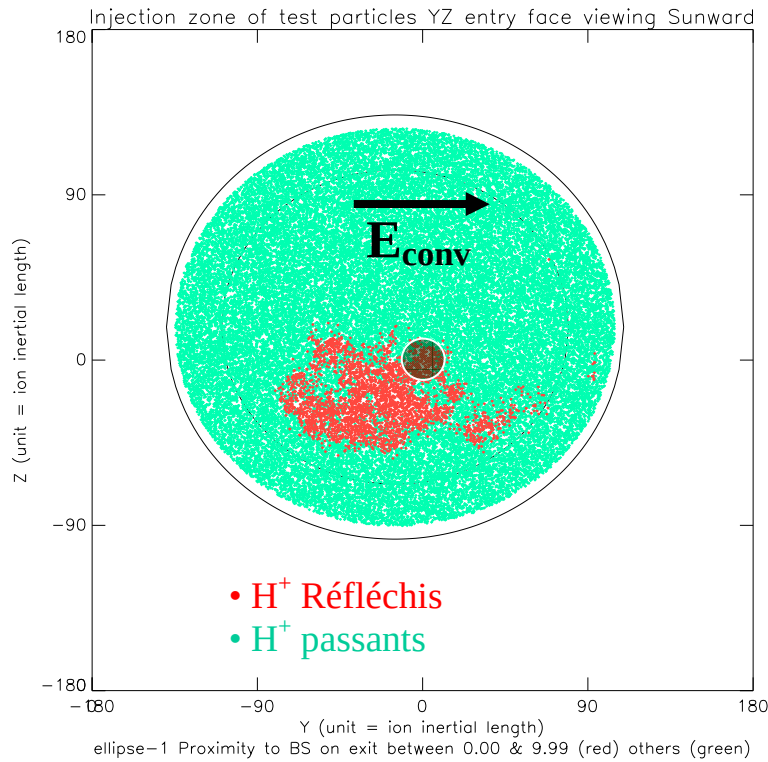


Figure 66 : Projection dans le plan YZ des positions initiales (positions d'injection) des protons du VS dans la simulation. Les positions initiales des protons réfléchis sont représentées en rouge, celles des particules passantes sont représentées en vert. La direction du champ électrique de convection est indiquée par la flèche noire. Cette figure est tracée dans le repère de la simulation.

Initialisation : Protons planétaires (production par échange de charge)

Pour la création des protons pickup, seuls les échanges de charges entre la couronne d'hydrogène neutre et les protons du VS sont pris en compte dans le programme de particules-tests.

Ainsi, les ions H^+ pickup doivent être créés dans tout le volume du domaine de simulation. Sachant que seules les particules situées en amont du choc pourront être réfléchies, il est possible de réduire la zone de création des pickups à la région du domaine de simulation extérieure au choc. De plus, comme dans le cas des H^+ du VS, il est inutile d'injecter les pickups dans l'intégralité du domaine de simulation, la zone de création a donc été restreinte à un tube dont la section correspond à l'ellipse homothétique à l'ellipse ajustée sur l'intersection de la queue de plasma avec la face de sortie (voir Figure 65) s'étendant de $x=x_{min}$ à $x=x_{max}$.

De manière générale, la réaction d'échange de charge entre un ion, X^+ et un atome, M s'écrit :



La somme des quantités de mouvement de l'ion et de l'atome est conservée par la réaction.

L'atome M appartenant à l'exosphère de Mars est presque au repos dans le repère de la planète, par rapport à l'ion incident qui a une vitesse de quelques centaines de km/s. Les

produits de la réaction d'échange de charge sont un ion presque au repos et un atome énergétique appelé ENA (energetic Neutral Atom). Dans nos simulations, les échanges de charge se font entre les H^+ du VS et les atomes de l'exosphère d'hydrogène de Mars : $X^+=H^+$ et $M=H$, et les pickups sont créés avec une vitesse initiale nulle.

En pratique, le nombre de macroparticules représentant les pickups créées dans une cellule de volume ΔV et par unité de temps (1s), dépend du flux du VS ϕ_{VS} , de la section efficace d'échange $\sigma_{H^+/H}$ de charge, de la densité des neutres n_H et du poids statistique w_{pi} :

$$N_{pi,macro} = \frac{1}{w_{pi,macro}} \phi_{VS} \sigma_{H^+/H} n_H \Delta V \quad (79)$$

En considérant que le temps de création correspond à une seconde, $N_{pi,macro}$ désigne le nombre de macroparticules créées par cellule à l'initialisation (à t_0). La section efficace et le flux du VS étant constants, les pickups sont créés en fonction des variations de la densité neutre.

L'exosphère d'hydrogène est représentée par une couronne à symétrie sphérique et la densité des atomes d'hydrogène suit un modèle de Chamberlain (1963) simplifié. L'expression de la densité d'hydrogène n_H en fonction de l'altitude h est :

$$n_H(h) = n_{exob} \exp \left[\frac{h_{exob} + R_{Ma}}{H_H} \left(\frac{h_{exob} + R_{Ma}}{h + R_{Ma}} - 1 \right) \right] \quad (80)$$

Où r est la position, n_{exob} correspond à la densité de H à l'exobase et h_{exob} désigne l'altitude de l'exobase. H_H est l'échelle de hauteur associée à l'hydrogène et se calcule en fonction de la température :

$$H_H = \frac{k_B T_H (R_{Ma} + h_{exob})^2}{GM_{Ma} m_H} \quad (81)$$

T_H , k_B , G , M_{Ma} et m_H désignent respectivement la température des atomes d'hydrogène, la constante de Boltzmann, la constante gravitationnelle, la masse de Mars et la masse de l'hydrogène. Les valeurs de n_{exob} , h_{exob} et T_H sont données dans le Tableau 11.

$n_{exob} (cm^{-3})$ 10^6	$h_{exob} (km)$ 255	$T_H (K)$ 350
--------------------------------	------------------------	------------------

Tableau 11 : Valeurs de la densité de H neutres à l'exobase, de l'altitude de l'exobase et de la température à l'exobase correspondant à des conditions solaires maximales.

Ainsi, les ions H^+ pickups sont créés dans le domaine de simulation en fonction de la distribution des H neutres prise en compte par la détermination d'une probabilité de création P_{crea} , maximale au nez du choc, qui est le point de la zone de création le plus proche de la planète :

$$P_{crea} = \frac{n_H(h)}{n_H(h_{nez})} \quad (82)$$

Avec h_{nez} l'altitude du nez du choc.

La création d'une macroparticule se fait donc en plusieurs étapes :

- o Les coordonnées y et z sont tirées aléatoirement sur la face YZ, à l'intérieur de l'ellipse définie précédemment, au point (y_i, z_i) donné, la coordonnée x est elle aussi tirée aléatoirement entre $x=x_{min}$ et $x=x_{choc,i}$, $x_{choc,i}$ correspondant à la coordonnée x du choc au point (y_i, z_i) .
- o La probabilité de création d'un pickup est déterminée au point (x_i, y_i, z_i) .
- o Un nombre aléatoire est tiré dans l'intervalle $[0,1]$ ayant une distribution uniforme.

- o Une macroparticule sera créée si le nombre aléatoire tiré est inférieur à la probabilité de création

On peut voir sur la représentation de la zone de création des pickups de la Figure 67, que la densité des points de création est plus importante au niveau du nez du choc.

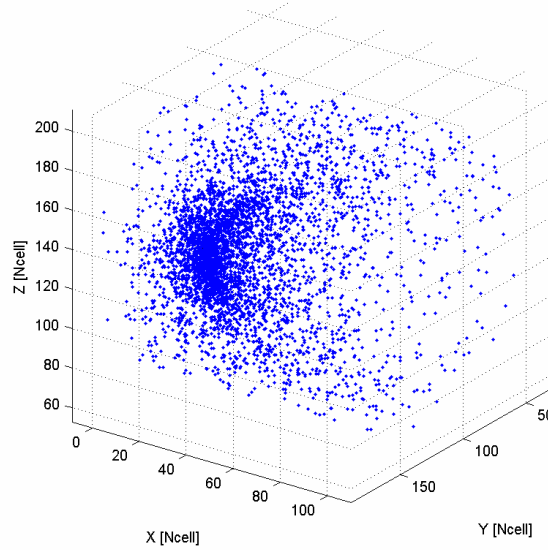


Figure 67 : Représentation des points d'injection des H⁺ pickups dans le domaine de simulation.

Le poids statistique associé aux macroparticules représentant les ions H⁺ pickup s'exprime de la manière suivante :

$$w_{pi} = \frac{1}{N_{tot_{pi,macro}}} \frac{dN_{pi}}{dt} = \frac{1}{N_{tot_{pi,macro}}} \int \phi_{vs} \sigma_{H^+/H} n_H dv \quad (83)$$

Où $N_{tot_{pi,macro}}$ et $\frac{dN_{pi}}{dt}$ représentent respectivement le nombre total de macroparticules créées et la production physique, dans le volume de création.

La Figure 68 montre la position initiale des protons pickups créés dans le domaine de simulation, une distinction est faite entre les particules passantes et celles qui sont détectées par le programme en tant que particules réfléchies. A l'initialisation, les pickups qui seront par la suite réfléchis sur l'onde de choc de Mars se situent dans une région limitée de la zone de création.

Contrairement aux protons du VS, une partie des pickups réfléchis provient de la partie nord du choc et la zone de création de ces pickups réfléchis est plus étendue dans le plan YZ. De plus, le choc étant plus proche de la planète du côté des Y positifs, la densité exosphérique en amont du choc est plus importante de ce côté ainsi plus de pickups y sont créés et réfléchis, C'est pour cela que les particules réfléchies sont plus nombreuses du côté des Y positifs (Figure 68, panneau de gauche). Cette distribution est biaisée par la distribution des neutres exosphériques. L'asymétrie de la distribution des pickups réfléchis par rapport à l'axe Soleil-Mars, dans la direction Y est également due au déplacement de ces derniers sous l'influence du champ électrique de convection.

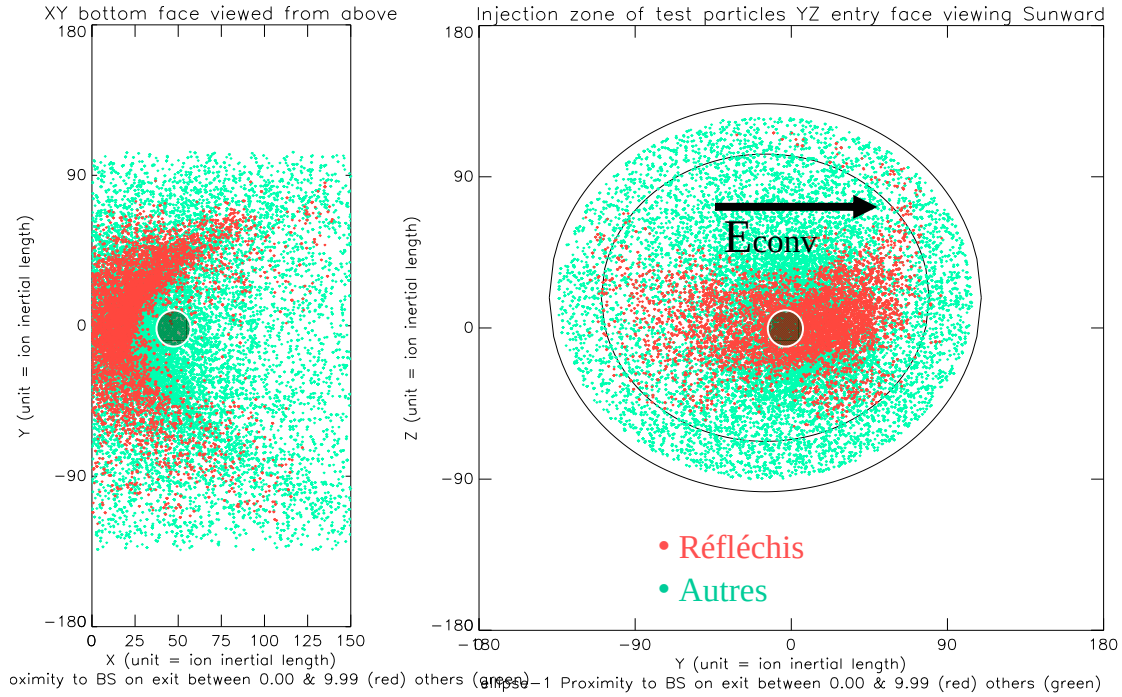


Figure 68 : Projections dans les plans XY (gauche) et XZ (droite) des positions initiales (positions de création) des protons planétaires dans la simulation. Les positions des protons réfléchis sont représentées en rouge, celles des particules passantes sont représentées en vert. La direction du champ électrique de convection est indiquée par la flèche noire. Cette figure est tracée dans le repère de la simulation.

Critères de sélection des particules réfléchies

Dans les simulations bidimensionnelles présentée dans la thèse de R. Modolo (2004), les critères de détection des particules réfléchies ne sont pas les mêmes que ceux que nous avons utilisés. Les particules détectées sont celles qui 1/présentent une augmentation suffisante d'énergie par rapport à leur énergie initiale et 2/traversent un plan fictif parallèle au plan du terminateur situé en amont du choc suffisamment loin du point subsolaire. Afin d'établir des critères de sélections permettant de distinguer les particules réfléchies et les particules passantes, de la manière la plus réaliste que possible, nous avons exploité les propriétés spatiales des particules réfléchies, sans prendre en compte leur gain d'énergie. Celles-ci doivent premièrement rencontrer le choc et deuxièmement être renvoyées dans le VS. De cette manière, nous prenons en compte le fait que les particules ne soient pas forcément réfléchies dans la direction opposée à la vitesse d'écoulement du plasma.

Il faut donc commencer par définir la rencontre avec le choc. Lorsqu'une particule rencontre l'onde de choc de Mars, elle voit systématiquement une augmentation de l'intensité et/ou un changement de direction du champ magnétique. En utilisant la déviation quadratique entre le champ magnétique vu par les particules le long de leur trajectoire et l'IMF, noté dB^2 , il est possible de définir une zone d'accélération ou zone de choc, et d'en déterminer les points d'entrée et de sortie pour chaque particule. En effet, dB^2 indique les différences d'intensité et de direction à chaque pas de temps « t_n » et pour chaque particule « i » :

$$dB_i^2(t_n) = (Bx_i(t_n) - Bx_{IMF})^2 + (By_i(t_n) - By_{IMF})^2 + (Bz_i(t_n) - Bz_{IMF})^2 \quad (84)$$

Les points d'entrée et de sortie dans la zone d'accélération de la particule « i » correspondent aux positions de cette particule aux pas de temps t_e et t_s caractérisés par :

$$dB_i^2(t_e) \geq k \quad (85)$$

$$dB_i^2(t_s) \leq k \quad (86)$$

$$t_e < t_s \quad (87)$$

Dans nos simulations, k est arbitrairement fixé à 0.05. En cas de rencontres multiples avec le choc, le point d'entrée correspond au premier point vérifiant la condition (85) et le point de sortie, au dernier point vérifiant la condition (86), le long de la trajectoire de la particule.

La rencontre avec le choc étant ainsi définie, pour détecter une particule en tant que particule réfléchie, il faut que celle-ci rencontre le choc et en sorte avant d'atteindre l'abscisse $x=x_0$.

Il faut également que la particule quitte le domaine de simulation à l'extérieur du choc. Par conséquent si elle sort par la face $x=x_{\max}$, elle devra sortir à l'extérieur de la région délimitée par l'ellipse ajustée sur la coupe de la queue de plasma (Figure 65).

Mathématiquement, ces conditions s'écrivent pour chaque particule :

$$t_s \text{ existe et } x_s \leq x_0 \quad (88)$$

$$x_{fin} < x_{\max}$$

ou

$$x_{fin} \geq x_{\max} \text{ et } \left(\frac{y - y_c + y_{off}}{a_y} \right)^2 + \left(\frac{z - z_c - z_{off}}{a_z} \right)^2 \geq 1 \quad (89)$$

Avec x_s l'abscisse du point de sortie de la zone d'accélération et x_{fin} , l'abscisse du point de sortie du domaine de simulation.

Pour chaque type de particules, 20 runs de 50000 particules sont effectués. Cela permet de générer des fichiers moins importants et plus faciles à manipuler qu'un seul run d'un million de particules.

4.3. Résultats

4.3.1. Les protons du VS : propriétés du préchoc Martien

Dans cette section les résultats, des travaux d'investigation que j'ai effectués concernant la réflexion des protons du VS sur l'onde de choc Martienne, sont présentés sous la forme d'un article qui a été soumis à la revue scientifique *Geophysical Research Letters* (GRL) et qui a été accepté le 26 Juillet 2012 pour publication.

Reflection of Solar Wind Protons on the Martian Bow Shock: Investigations by Means of 3-Dimensional Simulations

Abstract

The reflection of solar wind protons on the Martian bow shock (BS) is investigated by means of three-dimensional simulation models. A two steps approach is adopted to allow a detailed analysis of the reflected population. Firstly, the 3-dimensional hybrid model of Modolo et al. [2005] is used to compute a stationary state of the interaction of the solar wind (SW) with Mars. Secondly, the motion of test particles is followed in the electromagnetic field computed by the hybrid simulation meanwhile detection criteria defined to identify reflected protons are applied. This study demonstrates some effects of the large curvature of a planetary BS on the structure of the foreshock. Reflected protons encounter the BS in a region encompassing parts of the quasi-perpendicular and quasi-parallel shocks, and exit the shock mainly from the quasi-parallel region. The energy spectrum of all reflected protons extends from 0 to almost 15keV. A virtual omnidirectional detector (VOD) is used to compute the local omnidirectional flux of reflected protons at various locations upstream of the BS. Spatial variations of this omnidirectional flux indicate the location and spatial extent of the proton foreshock and demonstrate its shift, increasing with the distance downstream, in the direction opposite to the motional electric field of the SW. Local energy spectra computed from the VOD observations demonstrate the existence of an energy gradient along the direction of the convection electric field.

1. Introduction

The reflection of part of the ions incident on a planetary BS is quite common in the Solar System and is one of the main dissipation mechanisms for supercritical collisionless shocks in space plasmas. The first identification of solar wind ions reflected at the terrestrial BS has been presented by Asbridge et al. [1968]. Numerous following observations demonstrated the properties of this reflected population mainly composed of protons and a few percent of alpha particles ([Paschmann et al., 1981]; [Ipavich et al., 1981]). The majority of current knowledge on these reflected ions comes from terrestrial observation on foreshock ions. They are categorized in two main populations: beam-like population at limited energy range of several keV, and diffuse population at wide energy range with spectra indicative of Fermi acceleration. : see Eastwood et al. [2005] for a recent and exhaustive review. Simulation studies have also contributed to elucidate the reflection of particles on shocks. Burgess [1987] presented the first simulation study of oblique shocks, with a one-dimensional hybrid code and test particle calculations, which demonstrated *inter alia* that the reflection rate of solar wind protons is correlated with the shock normal angle.

Up to now the effect of the curvature of a BS on the reflection of incident particles has drawn little attention as it was not a pertinent factor in the most investigated cases. Nevertheless the question arises when considering terrestrial planets because small obstacle size such as Mars [Yamauchi et al., 2011] and Mercury. For typical solar wind conditions, e.g. 1 keV energy for protons, the radius of curvature of the BS at the subsolar point is comparable to the Larmor radius for Mars and to some extent for Mercury. Therefore, neither the Martian nor the Hermean BS can be considered as plane shocks when considering the reflection of solar wind ions. The first evidence of ions reflected on the Martian BS was provided by the ASPERA instrument on-board the Phobos-2 spacecraft [Dubinin et al., 1993] but the available information about this reflected population remained rather scarce until recently when further

properties have been revealed by a detailed analysis of Mars-Express observations [Yamauchi et al., 2011].

We present a genuinely 3-dimensional simulation study which provides new information on solar wind protons reflected on the Martian BS, especially in order to set back in situ observations in a global context or to make predictions for future observations. The following sections expose the methodology including the simulation process and the identification criteria of reflected particles, then the main results, and the conclusions.

2. Methodology

First, a stationary state of the interaction between Mars and the solar wind is computed by running the three-dimensional hybrid simulation model of Modolo et al. [2005]. The stationary self-consistent electromagnetic field is sampled and recorded nine times, every two cyclotron periods of protons in the SW. These nine snapshots of the electromagnetic field in the simulation domain differ only by spatial fluctuations; they are used to run successively nine test particle simulations tracking SW protons in the simulation domain in order to estimate statistics of the results. Reflected protons are of course present in the self-consistent hybrid simulation nevertheless their identification is difficult: simple criteria based upon the energy of the particles or on the direction of their motion fail to detect a large fraction of reflected particles. The adopted two steps approach is the simplest and may be the best way to detect all reflected particles. Another advantage of the two steps approach is the possibility to follow an arbitrary large number of test particles in order to improve statistics. A similar method has been used to study the capture of alpha particles by the Martian atmosphere [Chanteur et al., 2009].

2.1. Hybrid simulation

In the hybrid framework, a kinetic description is used for ions while electrons are assumed to be an inertialess fluid ensuring the neutrality of the plasma and contributing to current and pressure. The hybrid simulation model is run on a uniform Cartesian mesh with a spatial resolution of 300km. The reference frame is the Mars Solar Orbital frame (MSO), a direct orthogonal frame defined by the X axis pointing toward Sun, and the Y axis antiparallel to Mars orbital velocity. The solar wind velocity is antiparallel to the X axis and the IMF vector is in the xOz plane with a positive Z component. The computational domain has the following bounds: $-6R_M \leq X \leq +3R_M$ and $-11R_M \leq Y; Z \leq +11R_M$. Typical parameters of the solar wind plasma at the Martian orbit are used: the IMF vector is equal to (-1.3; 0.; 2.1)nT, the solar wind has a particle density of 1.3 cm^{-3} including 5% of He^{++} , SW ions have Maxwellian distributions with temperatures equal to 9eV for protons and 36eV for alpha particles, the electronic temperature is equal to 16eV, and the solar wind speed is set to 500 km s^{-1} . These parameters lead to a plasma beta equal to 2.4 and an Alfvén Mach number equal to 10.5. Such SW parameters are representative of observational values [Fränz et al., 2006]. The computed BS is in good agreement with the MGS and Phobos-2 observations [Modolo et al., 2005], it contains quasi-parallel and quasi-perpendicular shock regions, and exhibits asymmetries along both Z and Y directions as well as a realistic three-dimensional curvature. In Modolo et al. [2005], planetary ions are produced through ionisation of the upper atmosphere and exosphere either by solar photons, electronic impacts or charge exchanges. Details concerning the chosen neutral environment, as well as the implementation of the ionization mechanisms, are given in [Modolo et al., 2005; Modolo et al., 2006]. As shown by Modolo et al. [2006] both the position and the shape of the Martian BS are weakly sensitive to the solar activity, hence the conditions of solar maximum used in the hybrid simulation are not expected to play

a major role in the present study. Mazelle et al. [2004] have discussed the structure the Martian BS : its thickness is comparable to the convective gyroradius of SW protons in the quasi-perpendicular region, except in the vicinity of the subsolar point where it is smaller. Structures of the BS at scales smaller than the spatial resolution of the simulation ($\Delta x=300$ km) are not resolved.

2.2. Test-particle simulations

Test-particles are injected through the entry face of the simulation box ($X=3R_M$) with the velocity distribution function of SW protons used in the hybrid simulation. Trajectories of test particles are computed sequentially, one after the other, from the entry point of the particle to its exit point usually through a face of the simulation domain, or exceptionnally into the atmosphere of the planet. Each trajectory is analyzed immediately after completion of its computation by using temporarily stored information along the path of the particle. The magnetic field acting on particle j at position $(\mathbf{x}_j(t_n))$ is recorded as $\mathbf{B}_j(t_n)$ and used to identify crossings of the BS. Upstream of the BS the magnetic induction is equal to the imposed IMF except for fluctuations inherent to the hybrid scheme: thus the upstream SW region is defined as the region where the magnetic field does not spread too much from the imposed nominal IMF. As long as $\Delta B_j^2(t_n) = (\mathbf{B}_j(t_n) - \mathbf{B}_{IMF})^2$ is smaller than a given threshold ΔB_0^2 , chosen larger than the mean square fluctuations of the magnetic field upstream of the BS and here equal to 5% of the square of the IMF, the particle is considered upstream of the BS. The first time step when $\Delta B_j^2 > \Delta B_0^2$ indicates the first inward BS crossing and the last time step when this condition is fulfilled corresponds to the last outward BS crossing.

Most of SW protons which encounter the BS pass through it and exit the simulation domain in the Martian wake downstream of the shock meanwhile a small fraction leaves the simulation domain upstream of the shock. A particle having encountered the BS and leaving the simulation domain in the upstream region is potentially a reflected proton. In order to discriminate between reflected protons and protons with trajectories almost tangential to the BS which cross repeatedly the BS when moving successively into and out of the magnetosheath due to their gyrating motion, a second criterion is used. A particle is identified as reflected if its last outward BS crossing occurs upstream of a given abscissa X_0 chosen equal to $-5.3R_M$ (i.e. $0.7R_M$ upstream of the exit plane). This supplementary criterion allows to define the global reflection rate over a well delimited portion of the BS upstream of a given abscissa.

3. Results

Each of the nine test particle simulations tracks 10^6 test-particles, about 6×10^5 of those particles hit the BS upstream of the plane of constant abscissa $X_0 = -5.3R_M$, and among them between 6 to 7×10^4 particles are reflected giving a global reflection rate of solar wind protons of the order of 10 to 12% on the part of the BS located upstream of $X_0 = -5.3R_M$. The energy spectrum of all these reflected protons extends from 0 to almost 15keV. In order to mimic in situ measurements by spacecraft we compute local omnidirectional fluxes and energy spectra of reflected protons detected by virtual omnidirectional detectors (VODs) at various locations. A VOD is a sphere with a given radius (usually a fraction of R_M) which counts each test particle crossing its surface, without affecting its trajectory, and records its energy. The number of counts recorded by a VOD grows linearly with the geometrical area of the VOD as long as the VOD covers a uniform region: a VOD radius equal to $0.5R_M$ is the best compromise to get significant statistics when considering spatial gradients in the simulated

foreshock. Numbers of counts are converted into fluxes by taking into account the size of the VOD and the statistical weight of the test particles.

3.1. Where are solar wind protons reflected?

For each reflected test particle we know from the analysis of its trajectory the locations of its entry and of its exit from the BS. The left and right panels of Figure 69 illustrate respectively the locations of the first and last encounters of the reflected solar wind protons with the BS for one of the nine test particle simulations.

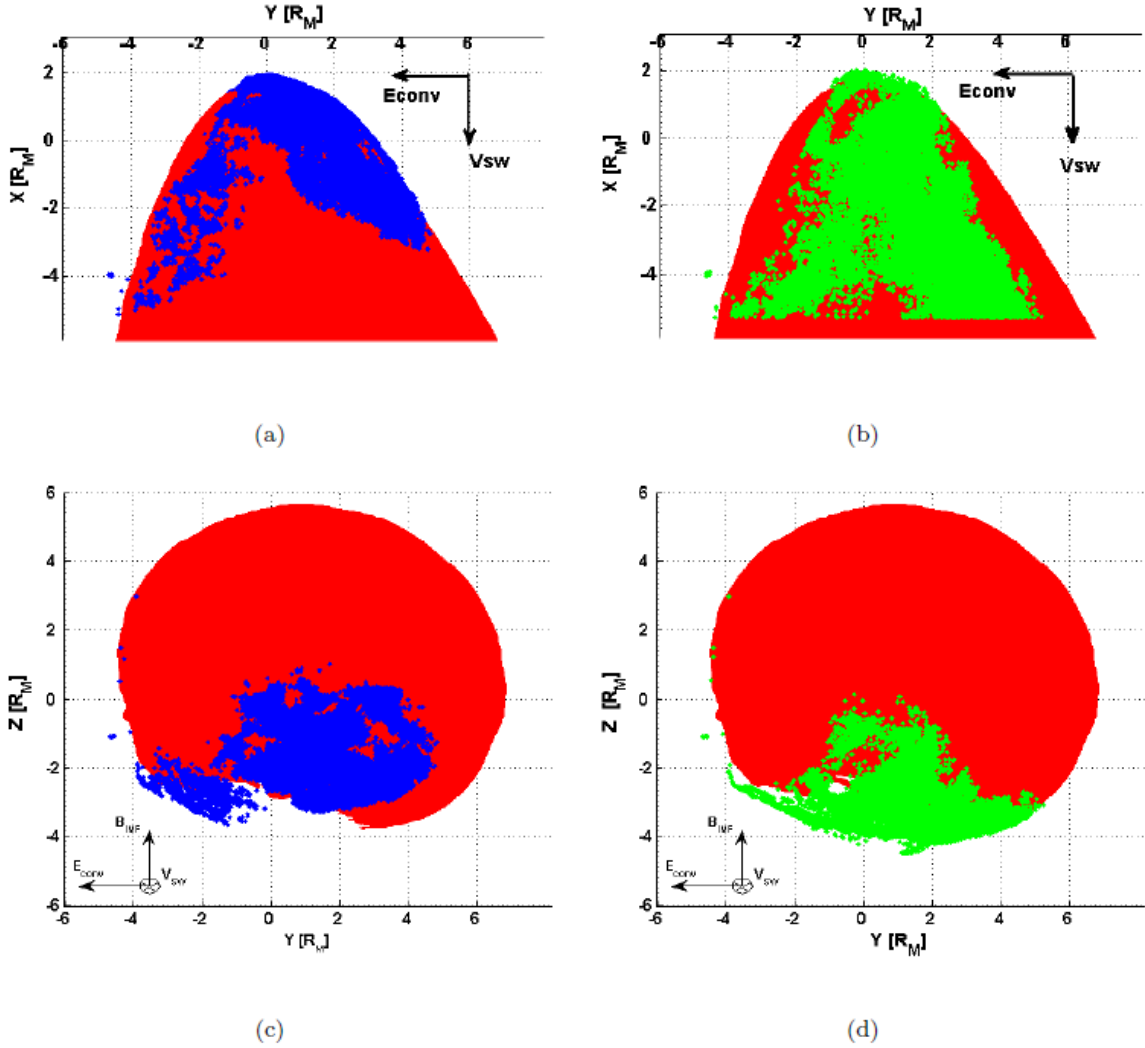


Figure 69: XY_{MSO} (a-b) and YZ_{MSO} (c-d) projections of an isovalue surface of the magnetic field representing the simulated Martian BS. Clouds of entry (blue) and exit (green) points of the reflected protons are overlaid separately on the different projections of the BS, respectively on the left and right columns of the figure. The quasi-parallel shock region corresponds to the hole in the surface glimpsed in panels c and d in the negative Z_{MSO} region. Projections of the solar wind direction, motional electric field and IMF are indicated in the different planes.

Reflected protons encounter the BS mostly in the quasi-perpendicular region with a broad distribution of θ_{Bn} , the oriented angle from the IMF vector to the local normal to the BS pointing upstream, between 0.60π and 0.85π while they leave the BS mainly in the quasi-parallel region with a relatively narrow distribution of θ_{Bn} extending between 0.80π and 0.95π

at half the maximum height of the distribution function. Both clouds of points are located on the same side of the BS with $Z_{\text{MSO}} < 0$ but the cloud of exit points is shifted toward the region of parallel shock. These facts are common to the nine test particle simulations done.

3.2. The proton foreshock

A coarse sampling by VODs of a few planes parallel to MSO coordinates planes creates maps of the omnidirectional (OD) flux of reflected protons detected locally; indeed the OD flux is normalized to the nominal flux of solar wind protons. This provides a sketch of the Martian proton foreshock. Left (a) and right (b) columns of Figure 70 illustrate this sampling respectively in the two planes $Y_{\text{MSO}} = -1R_M$ and $X_{\text{MSO}} = -3R_M$.

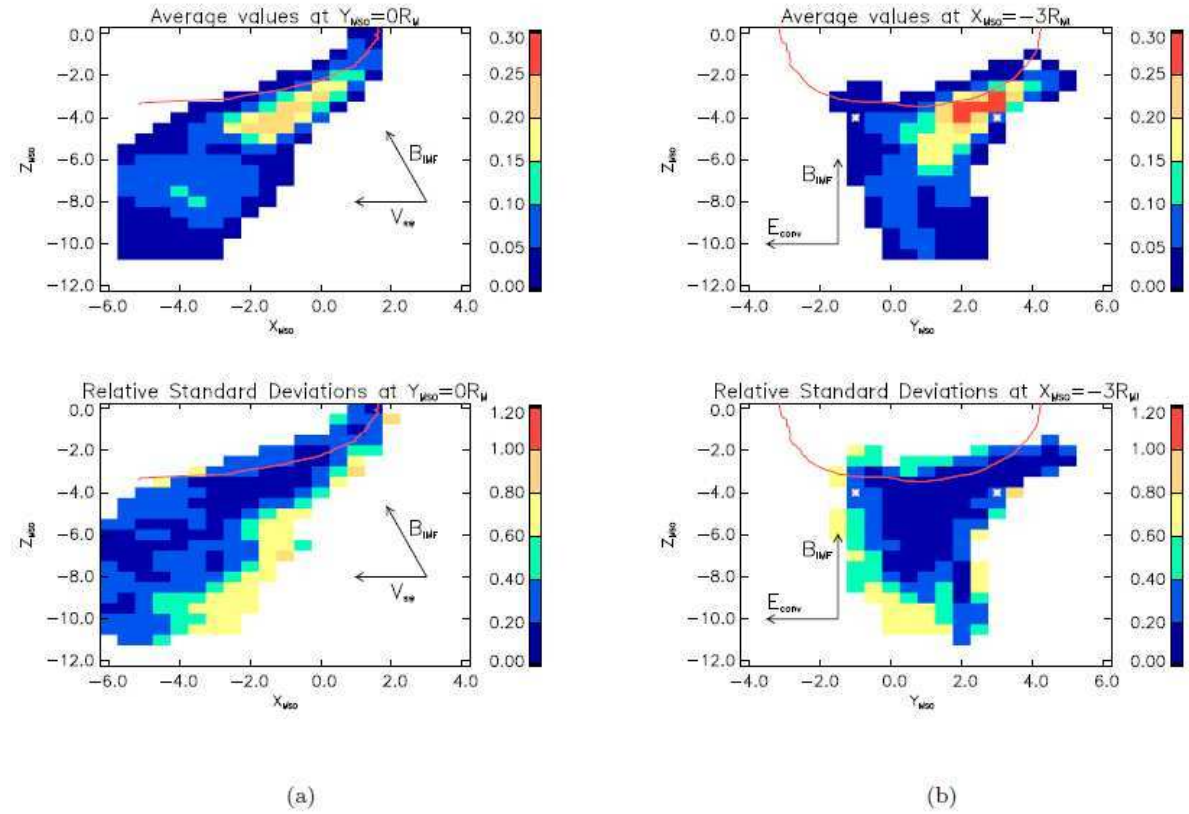


Figure 70: Normalized omnidirectional flux of reflected SW protons in two plane cuts: results for the XOZ plane containing the centre of the planet ($Y_{\text{MSO}}=0.$) are displayed in the left column (a) and results for the plane parallel to the terminator and downstream of it at $X_{\text{MSO}}=-3R_M$ are displayed in the right column (b). Top panels show the average values computed over the nine test-particle simulations corresponding to different snapshots of the self-consistent em field of the hybrid simulation, while bottom panels present the relative standard deviations. The red line in the respective planes indicates the BS location determined by a sudden jump of density by more than a factor two. White stars in panels of column (b) indicate the position of the two VODs used to compute local spectra displayed in Figure 71.

Maps in the upper row display the normalized OD flux averaged over the nine test particle simulations meanwhile the lower row shows maps of the variances in the respective planes. These maps demonstrate that the proton foreshock extends far downstream of Mars below the parallel shock and that it is shifted with respect to the Sun-Mars line in the direction opposite to the convection electric field. This shift increases further downstream in the wake. The thickness of the mean foreshock along the Y_{MSO} direction is of the order of $4R_M$ (Figure 69-b)

leading to a potential drop equal to 14kV across the foreshock. Although stationary the simulated BS is affected by fluctuations which partly explain the observed variance of the results, the other factor being the limited statistics at low fluxes. The Martian proton foreshock thus appears as a thick wing attached to the parallel region of the BS and oblique with respect to the SW bulk flow. The normalized OD flux of reflected SW protons reaches a maximum equal to 0.25 around $(X,Y,Z)_{\text{MSO}}=(-1.,0.,-4.)R_M$.

During their trajectory, reflected solar wind protons can explore the magnetosheath region, up to about 1-1.5 Martian radius downstream of the BS, before leaving the simulation domain in the undisturbed solar wind region (Figure 70). This behavior is indicative of the large gyroradii of these particles.

3.3. Energy Range of the reflected solar wind protons

Figure 71 shows the local energy spectra at the edges of the foreshock along the Y_{MSO} direction at $X=-3R_M$ and $Z=-4R_M$. These spectra are averaged over the nine test particle simulations done and the error bars indicate levels at $\pm$ one standard deviation. The left panel corresponds to the edge where the convection electric field is pointing outward of the foreshock, a location where some detected particles have been accelerated by the electric field across a large fraction of the thickness of the foreshock.

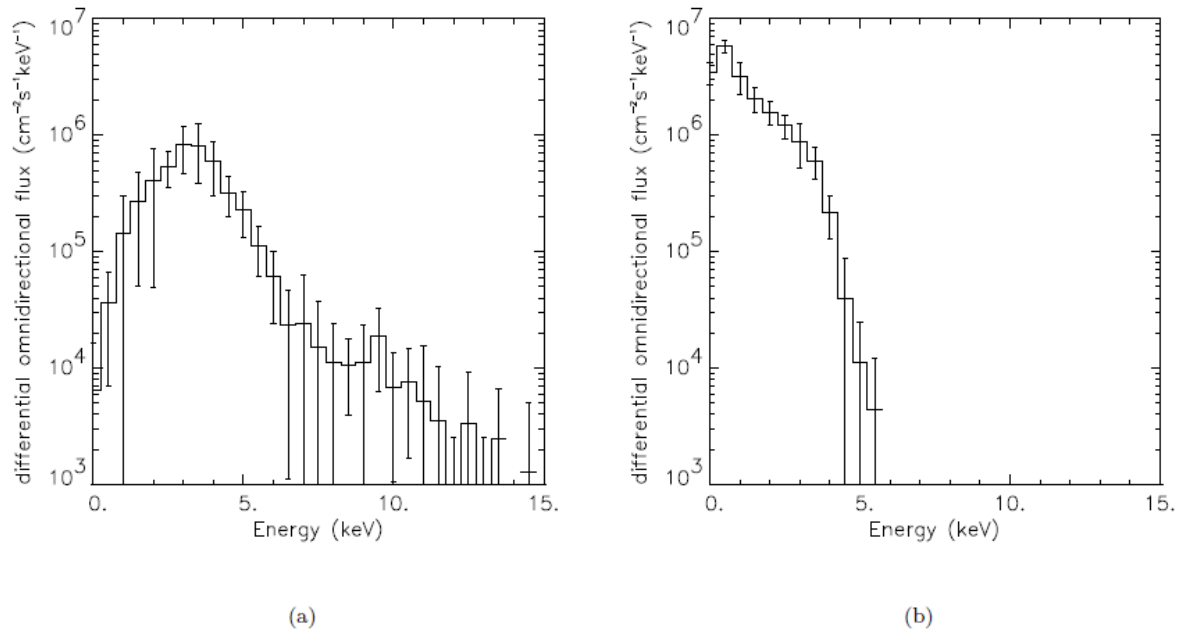


Figure 71: Panels (a) and (b) display the averaged energy spectra of reflected SW protons detected by VODs centred downstream of Mars at $(X,Y,Z)_{\text{MSO}} = (-3;-1.;-4.5) R_M$ and $(-3.,3,-4.5) R_M$ respectively, *i.e.* at the edges of the foreshock along the Y_{MSO} direction. The energy resolution is equal to 0.5keV and error bars, corresponding to plus/minus one standard deviation, are plotted for each energy channel. On the left panel, corresponding to the edge where the SW convection electric field is pointing outward of the foreshock, the energy range extends from 0 to almost 15keV and the differential omnidirectional flux reaches a maximum slightly above 3keV. On the opposite edge, where the SW convection electric field is pointing inward the foreshock, the energy spectrum displayed on the right panel extends from 0 to 5.5keV only and is decreasing monotonically above 250eV.

This explains both the depletion of the OD flux below 3keV and the energetic tail extending up to 15keV. The high energy tail of the local energy spectrum extends to almost 15keV in

good agreement with the maximum acceleration achievable through the foreshock. The situation on the opposite edge, where the convection electric field is pointing toward the foreshock, is illustrated by the right panel with a spectrum extending from 0 to 5.5keV. Protons observed on this side have mainly been decelerated by the motional electric field which explains their almost monotonously decreasing spectrum.

4. Conclusions

The large curvature of the Martian BS around its subsolar point has observable consequences on the proton foreshock. By contrast to situations known at Venus and Earth there are no reflected protons upstream of the nose of the Martian BS : the proton foreshock lies entirely downstream of the subsolar point of the BS, looks like a thick wing mainly attached to the parallel shock, and has a width of $4R_M$ along the direction of the convection electric field which is of the same order as the diameter of the gyromotion of most reflected protons. Yamauchi et al. [2011] have reported a tailward skew of reflected particles which is in agreement with the present simulation findings. The observed proton foreshock is shifted in the direction opposite to the motional electric field of the SW and this shift increases as reflected protons move downstream. Local energy spectra depend upon the position of the observation point inside the foreshock: spectra show more energetic reflected particles on the edge of the foreshock where the convection electric field is pointing outward of the foreshock meanwhile spectra on the opposite side present an upper cutoff at a much lower energy. Investigations of pickup protons and solar wind alpha particles reflected on the Martian BS are under progress and will be published later. Similar effects are expected at Mercury due to the large curvature of its BS around the subsolar point.

4.3.2. Les protons planétaires

Parmi le million de macroparticules lancées dans la simulation 3×10^5 ont rempli les critères de détection des particules réfléchies présentés au paragraphe 4.2.2. Ces résultats sont proches de ceux déduits des simulations de particules-tests de Dubinin et al. (1995).

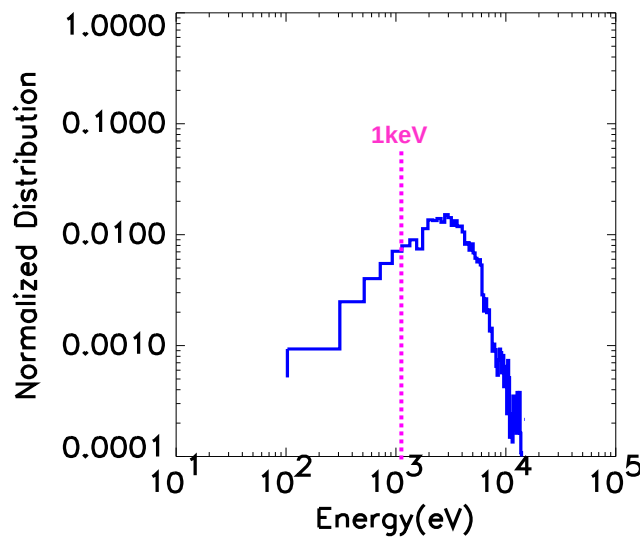


Figure 72 : Spectre d'énergie finale de l'ensemble des protons pick-up réfléchis. La ligne magenta représente le centre du spectre des protons du VS.

La comparaison avec les observations est délicate car dans les simulations, le rapport du nombre de particules réfléchies sur le nombre de particules incidentes dépend de la zone d'injection. Les H^+ détectés ont des énergies allant de quelques centaines d'eV à une dizaine de keV. Le spectre d'énergie de ces particules présente un pic aux environs de 3keV, comme le montre la Figure 72, et celles-ci sont pour la plupart plus énergétiques que les protons du VS ($E_{H_{VS}^+} \sim 1keV$), elles sont accélérées lors de la réflexion.

Dans cette partie, les mêmes résultats que pour les protons du VS sont présentés sur les protons planétaires.

La zone d'accélération

Les points d'entrée et de sortie de la zone de choc sont déterminés pour chacune des particules réfléchies, ces points sont représentés sur la Figure 73. Nous retrouvons pour les protons planétaires des résultats comparables à ceux obtenus pour les protons du VS. Les particules pénètrent le choc dans une région située entre le choc quasi-perpendiculaire et le choc quasi-parallèle et le quittent au niveau du choc quasi-parallèle.

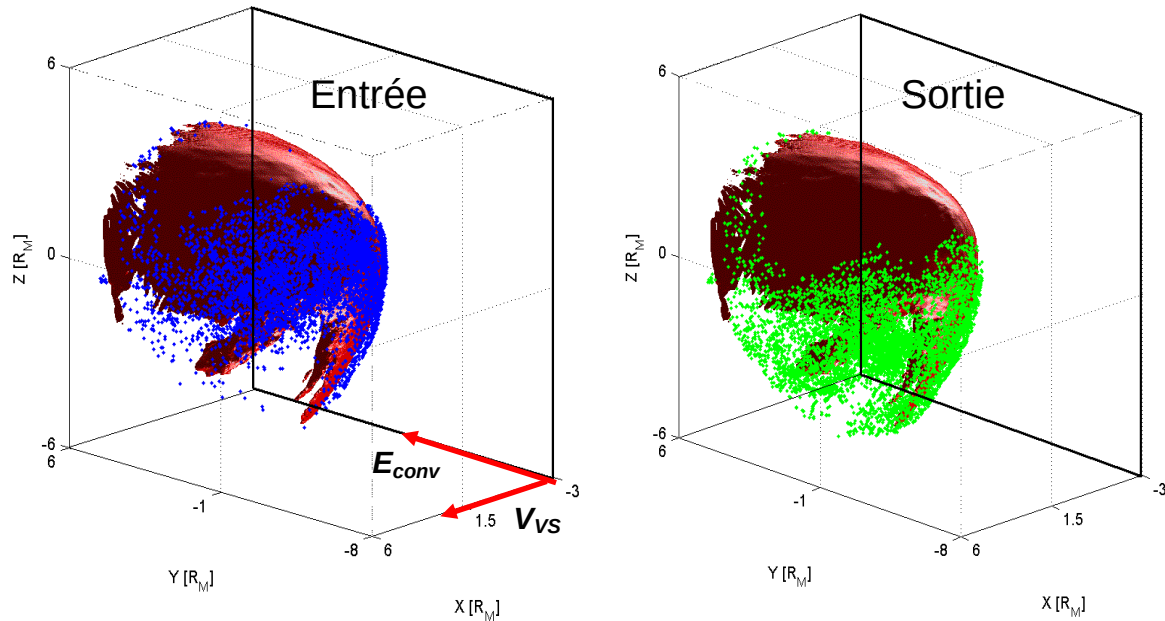


Figure 73 : Structure tridimensionnelle du choc. Les points d'entrée (panneau de gauche) et de sortie (panneau de droite) sont superposés au choc et représentés respectivement en bleu et en vert.

Cela est également visible sur la Figure 74 qui représente la distribution de l'angle θ_{Bn} formé entre l'IMF et la normale au choc en chaque point d'entrée et en chaque point de sortie de la zone d'accélération. En effet, pour les entrées et les sorties les θ_{Bn} se situent entre $\frac{\pi}{2}$ et π mais dans le cas des points d'entrée, la distribution de cet angle présente un pic au niveau de 0.65π et dans le cas des points de sortie, ce pic se situe vers 0.9π . Ces résultats montrent qu'il y a une dérive des particules le long du choc, de la région quasi-perpendiculaire vers la région quasi-parallèle.

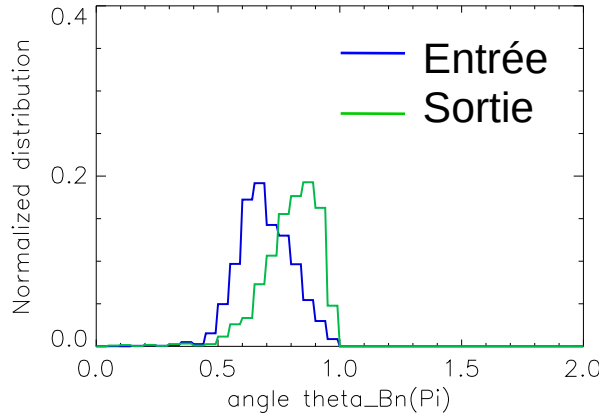


Figure 74 : Distribution normalisée de θ_{Bn} correspondant aux points d'entrée (bleu) et aux points de sortie (vert).

Flux des particules réfléchies

Les plans parallèles au plan du terminateur ont été explorés à l'aide du VOD, permettant d'établir des cartes de flux omnidirectionnels des pickups réfléchis, comme celle qui est présentée sur la Figure 75. Cette carte correspond au plan d'abscisse $x=+2R_{Ma}$, plan dans lequel les flux maximaux ont été observés.

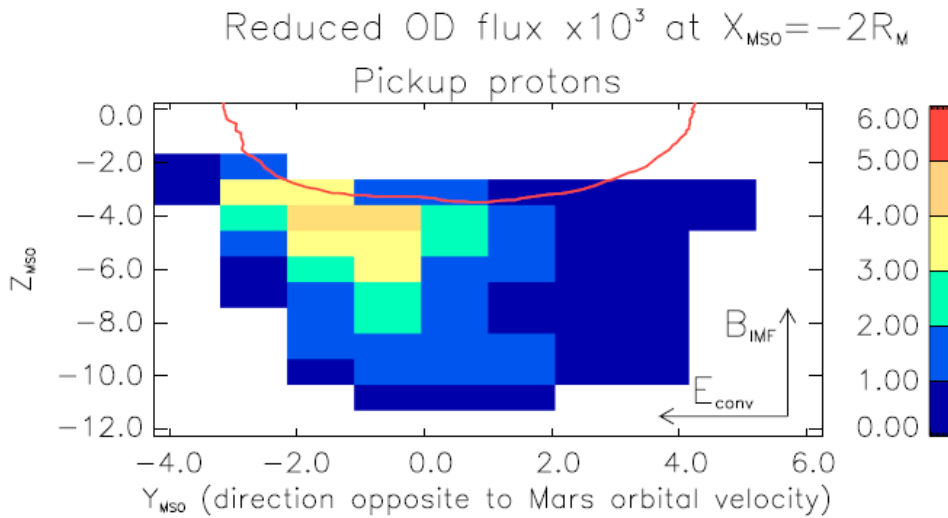


Figure 75 : Flux de particules réfléchies normalisés par rapport au flux nominal du VS à l'orbite de Mars, dans le plan XY à l'abscisse $x=+2R_{Ma}$. La trace du choc dans ce plan est représentée par la courbe rouge. Cette figure est tracée dans le repère MSO.

Les valeurs maximales du flux atteintes dans le plan $x=+2R_{Ma}$, ne dépassent pas 0.4% et les flux sont asymétriques par rapport au plan méridien contenant le point subsolaire. Les flux sont plus élevés du côté des y positifs, dans la direction du champ électrique de convection. Cette asymétrie des flux de pickups réfléchis est semblable à celle que nous observons à l'initialisation dans le plan YZ (Figure 68).

Synthèse de l'étude des particules réfléchies sur le choc martien

Dans ce chapitre, j'ai présenté mon étude de la réflexion des protons du VS et des protons d'origine planétaire sur l'onde de choc de Mars menée à l'aide d'un modèle hybride tridimensionnel de l'interaction de Mars avec le VS et d'un programme de particules-tests.

Le modèle hybride de Modolo et al. (2005) a été utilisé afin de calculer le champ électromagnétique résultant de l'interaction Mars/VS. Le programme de particules-tests a été utilisé pour déterminer l'évolution des particules dans le champ électromagnétique issu des simulations hybrides. Les particules réfléchies sont ensuite sélectionnées lors d'un post-traitement selon deux critères : l'abscisse à laquelle l'interaction avec le choc a lieu (inférieure à x_0) et la localisation de la particule à sa sortie du domaine de simulation (en amont du choc).

Deux types de particules incidentes ont été étudiées : les protons du VS et les protons « pick-up » d'origine planétaire. Dans les deux cas, les résultats montrent que les protons réfléchis sont en général plus énergétiques que les protons du VS non perturbé et qu'ils pénètrent le choc dans la région de choc quasi-perpendiculaire et le quittent dans la région de choc quasi-parallèle. Les protons réfléchis sont observés dans le prolongement du choc quasi-parallèle, le préchoc ionique. Leur distribution est décalée dans la direction du champ électrique de convection, dans le cas des protons planétaires, et dans la direction opposée, dans le cas des protons du VS.

Ces investigations représentent les premières analyses tridimensionnelles par la simulation numérique des ions réfléchis sur l'onde de choc de Mars. Elles ont permis de déterminer des propriétés essentielles de cette population d'ions et de caractériser le préchoc ionique de Mars.

Conclusions et perspectives

Dans l'étude des phénomènes liés aux interactions de Mercure et de Mars avec le VS, les observations *in situ* et depuis la Terre jouent un rôle fondamental. Dans le cas de Mercure, les observations de Mariner 10 et de MESSENGER ont mis en évidence l'existence du champ interne et de la magnétosphère de Mercure ainsi que la présence d'une exosphère et de certains éléments la composant. Cependant, les missions d'exploration *in situ* sont coûteuses et ne donnent pas accès à la globalité de l'interaction. De plus, Mercure est difficile à observer depuis la Terre en raison de sa proximité du Soleil. Ces difficultés prises en compte, la modélisation numérique représente un outil essentiel, complémentaire aux observations, pour l'analyse et la compréhension des interactions du VS avec Mercure et Mars.

L'objet de ce mémoire a été de présenter le modèle hybride de Mercure que j'ai développé ainsi que ses applications à la compréhension de l'environnement herméen et d'exposer mes travaux, concernant l'environnement martien, effectués à l'aide du modèle hybride de Mars de Modolo et al. (2005). Ces travaux permettent de souligner l'importance de la modélisation dans l'étude du VS avec un obstacle planétaire.

Le formalisme hybride a été adopté pour notre modèle de l'environnement de Mercure et le modèle de l'environnement de Mars, car les phénomènes que nous souhaitons décrire font intervenir les effets cinétiques des ions, qui ne sont pas pris en compte par les modèles MHD. J'ai eu accès à un modèle hybride tridimensionnel, parallèle de Mars que j'ai pris en main. J'ai adapté ce modèle à la description de l'environnement de Mercure en y incluant les ingrédients physiques propres à la planète, tels que le champ magnétique intrinsèque et l'exosphère de Mercure et les paramètres du plasma du VS et de l'IMF correspondant au VS au niveau de l'orbite herméenne.

Mes simulations ont été effectuées sur la plateforme de calcul de l'IPSL, Ciclad. A cette époque, trois nœuds de 32 processeurs étaient dédiés aux simulations hybrides de Mars, Ganymède et Mercure et le nombre de processeurs dont je disposais allait de 30 à 40. Mes simulations prenaient un peu moins d'une semaine pour atteindre un état quasi-stationnaire, avec une résolution de 120km. Deux nœuds de 32 processeurs ont été ajoutés depuis. Cela augmente le nombre de processeurs disponibles pour les simulations de Mercure, il est donc possible d'améliorer la résolution spatiale de notre modèle. De plus, une demande d'heures de calculs sur les super-ordinateurs des centres nationaux sera bientôt faite, ce qui représente également une opportunité d'augmenter la résolution spatiale. Une amélioration de la résolution des simulations de Mercure est importante en particulier au niveau du choc et à l'intérieur de la magnétosphère d'une part pour avoir une meilleure reproduction des différentes structures constituant cette magnétosphère de petite taille, d'autre part, pour une meilleure description des couplages entre ions et neutres. L'implémentation d'un maillage non uniforme sera à envisager pour le modèle de Mercure.

La première application de notre modèle hybride a été l'étude du champ magnétique intrinsèque de Mercure. Pour cela, deux modèles de la source du champ magnétique interne ont été testés dans les simulations hybrides : un dipôle excentré vers le nord et la combinaison

d'un dipôle et d'un quadripôle. Les champs magnétiques résultant de ces deux modèles sont identiques au-delà de 50° de latitude nord.

Les résultats mettent tout d'abord en évidence la capacité de notre modèle à reproduire les principales structures formées par l'interaction du VS avec la magnétosphère de Mercure, structures observées par Mariner 10 et MESSENGER : l'onde de choc, la magnétogaine, la magnétopause, les cornets polaires ainsi que le feuillet de plasma et les lobes magnétiques de la queue. Par ailleurs, ils montrent l'influence du champ intrinsèque sur la structure interne de la magnétosphère et sur l'onde de choc de Mercure. En effet, les magnétosphères et les ondes de choc simulées, correspondant au dipôle excentré et au dipôle+quadripôle, sont comparables dans la partie nord du domaine de simulation mais diffèrent de manière significative dans la partie sud. Dans le cas du dipôle+quadripôle, le champ magnétique dans l'hémisphère sud est particulièrement sensible au fait que les contributions dipolaire et quadripolaire soient destructives en dessous de l'équateur. On observe donc des valeurs très faibles du champ magnétique, au niveau de la calotte polaire sud, plus faibles que celles du champ magnétique résultant du dipôle excentré. Par conséquent, la magnétosphère et l'onde de choc reproduites par les simulations mettant en jeu le dipôle excentré sont plus étendues dans l'hémisphère sud que celles qui sont reproduites par les simulations correspondant au dipôle+quadripôle. De plus, on note dans cette même région, la présence d'un dôme formé par des lignes de champ fermées zone dans laquelle il y a des lignes de champ ouvertes, dans le cas du dipôle excentré. Les lignes de champ ouvertes se situent donc à des latitudes considérablement plus basses (jusqu'à l'équateur) dans le cas du dipôle+quadripôle.

Cette étude, qui a fait l'objet d'un article soumis à la revue scientifique *Journal of Geophysical Research* (JGR), actuellement en cours de révision, a permis de mettre en lumière l'influence du champ magnétique intrinsèque sur la structure de la magnétosphère et du choc. Elle a également permis de montrer que les observations orbitales de MESSENGER ne suffisent pas pour déterminer la source du champ magnétique interne de Mercure, car elles n'offrent pas de couverture du champ magnétique, à proximité de la planète, dans l'hémisphère sud. En particulier, nos simulations démontrent que les deux modèles de champ interne OD et DQ, conduisent à des prévisions totalement différentes dans la magnétosphère sud et que par conséquent il existe une alternative aux extrapolations faites par Winslow et al. (2012) pour le cornet polaire sud. Bien que les simulations soient globalement en bon accord avec les observations de MESSENGER, certaines différences entre observations et simulations sont significatives sur les profils de champ magnétique le long de l'orbite de MESSENGER ainsi que sur la position du choc. Ces désaccords peuvent mettre en évidence les limitations de notre description et suggérer quelques améliorations à apporter à notre modèle. En effet, dans nos simulations, l'IMF et les paramètres du VS sont fixés alors que des variations de l'intensité et de l'orientation de l'IMF et de la pression du VS sont observées fréquemment et provoquent des reconfigurations rapides de la magnétosphère et du choc. Ces variations des conditions externes concernent des échelles de temps inférieures au temps passé par la sonde MESSENGER dans la magnétosphère de Mercure et elles ont un impact notamment sur les positions du choc et de la magnétopause. De plus, les études de la fermeture des courants magnétosphériques au niveau de la planète en l'absence d'ionosphère sur Mercure, suggèrent une conductivité non négligeable à la surface, or dans notre modèle, la conductivité de la surface est nulle. Une conductivité non nulle, à la surface de la planète, modifierait le champ magnétosphérique simulé. Enfin, les effets du plasma d'origine planétaire sur les courants magnétosphériques sont considérés comme négligeables, et les ions planétaires ne sont pas décrits dans les simulations, alors qu'il est possible qu'ils aient un impact à des échelles locales.

La seconde application de notre modèle hybride fut l'étude du plasma magnétosphérique de Mercure, en particulier celle des ions H^+ et Na^+ . Dans le modèle, le couplage entre les ions et les neutres est décrit par la photoionisation des neutres exosphériques. En pratique, la création d'une macroparticule représentative d'une espèce ionique d'origine planétaire, en un point du domaine de simulation, dépend de la valeur du taux de photoproduction calculé en ce point. Ce taux de photoproduction est égal au produit de la fréquence d'ionisation et de la densité neutre. Les exosphères d'hydrogène et de sodium sont représentées par des couronnes à symétrie sphérique dont la densité est caractérisée par une décroissance exponentielle.

Les résultats montrent premièrement une production quasi-nulle d'ions H^+ dû à une faible fréquence de photoionisation, si bien que la photoionisation n'est pas un mécanisme efficace de production d'ions H^+ magnétosphériques. Ces résultats vont dans le sens des observations de MESSENGER, qui ne recensent pas d'ions H^+ parmi les ions d'origine planétaire qui ont été détectés. Concernant les ions Na^+ , à cause de la petite échelle de hauteur de l'exosphère de sodium (58km), peu de macro particules de Na^+ sont créées et ceci affecte la description statistique des Na^+ . Afin d'augmenter le nombre de macro particules, la densité de l'exosphère de Na a été multipliée par 100. Les résultats obtenus avec cette exosphère montrent une asymétrie nord/sud, très probablement due à la source du champ magnétique intrinsèque choisie pour ces simulations (dipôle+quadripôle), et une asymétrie matin/soir, due au champ électrique de convection.

La description du couplage ions-neutres de notre modèle, bien que capable de fournir des résultats cohérents, est encore en cours de mise au point et sera améliorée à plusieurs niveaux. L'interpolation trilinéaire est une méthode essentielle pour prendre en compte la position de création éventuelle d'une particule dans le calcul de la photoproduction. Ceci est d'autant plus important que l'échelle de hauteur de l'exosphère de sodium est inférieure à la résolution spatiale du modèle. L'implémentation de l'interpolation trilinéaire pour la détermination du taux de photoproduction est à ajouter dans notre modèle. Par ailleurs, il est actuellement possible d'effectuer nos simulations avec une meilleure résolution spatiale. Ceci est important pour obtenir une meilleure description de l'exosphère et de la photoproduction, en particulier pour les espèces exosphériques ayant de petites échelles de hauteur (sodium, potassium). Par conséquent, une résolution spatiale inférieure ou égale à 50km est l'objectif à atteindre pour les simulations de Mercure avec notre modèle. La symétrie sphérique de l'exosphère n'est pas en accord avec les observations des distributions de l'hydrogène et du sodium autour de Mercure, faites par Mariner 10, MESSENGER et depuis la Terre. Pour plus de cohérence avec les observations, un couplage sera effectué entre le modèle hybride de Mercure et le modèle exosphérique de Leblanc and Johnson (2003). Le modèle exosphérique fournira les densités neutres tandis que le modèle hybride calculera la production d'ions et évaluera les flux d'ions impactant la surface de la planète, utiles pour la détermination de la production des neutres par criblage de la surface. Enfin, la photoionisation est le seul mécanisme d'ionisation de l'exosphère mis en jeu dans notre modèle, nous négligeons l'ionisation par impact électronique et par échange de charge avec les ions du VS. Ces mécanismes ne sont pas les plus efficaces, mais ils doivent être pris en compte. Les observations ainsi que les travaux de simulations montrent qu'il est possible, sous certaines conditions de pression du VS et/ou d'orientation de l'IMF, que les particules du VS pénètrent la magnétosphère, par les cornets polaires par exemple. Les échanges de charge et les impacts électroniques sont alors possibles et leur prise en compte ajoutée au couplage avec le modèle exosphérique rendra notre modèle plus réaliste.

Durant mon travail de thèse, je me suis également intéressée au pré-choc ionique des planètes possédant un grand rayon de courbure. Cette étude a été menée pour Mars mais des conclusions similaires sont attendues pour Mercure. J'ai effectué cette étude à l'aide d'un

modèle hybride et d'un programme de particules-tests tridimensionnels. Le programme de particules-tests est utilisé pour calculer les trajectoires des particules dans l'environnement électromagnétique simulé par le modèle hybride martien, afin de rendre possible la distinction des particules réfléchies parmi les particules lancées. En pratique, les particules réfléchies doivent avoir rencontré le choc et sortir du domaine de simulation en étant en amont du choc. Les particules étudiées sont les H^+ du VS et les H^+ pick-up.

Les résultats ont permis de mettre en évidence les propriétés énergétiques et spatiales des protons réfléchis sur un choc courbe tel que celui de Mars. Les protons réfléchis sont en général plus énergétiques que les protons du VS non perturbé. De plus la zone d'interaction des protons réfléchis avec le choc a été identifiée, les particules pénètrent cette zone dans une région proche du choc quasi-perpendiculaire et la quittent dans la région du choc quasi-parallèle. Le préchoc ionique, situé sous le choc, est excentré par rapport à l'axe Soleil-Mars dans la direction du champ électrique de convection, dans le cas des protons planétaires, et dans la direction opposée, pour les protons du VS. Les résultats concernant les protons du VS ont fait l'objet d'un article soumis à la revue scientifique *Geophysical Research Letters* (GRL) accepté le 26 juillet 2012 pour publication.

Une fois que la description du plasma planétaire du modèle hybride de Mercure aura été améliorée, l'analyse de la réflexion d'ions sur l'onde de choc herméenne pourra être effectuée avec la même méthode qui a été utilisée pour le cas de Mars. Ces travaux apporteront des résultats supplémentaires, sur les propriétés des ions réfléchis sur un choc courbe, d'une part, et sur les caractéristiques de l'onde de choc et du préchoc de Mercure.

Ce travail de thèse a permis de démontrer le rôle important de la modélisation numérique couplée aux observations, dans la compréhension des environnements de Mercure et de Mars. Il a également permis de développer un modèle de simulation de l'interaction du VS avec Mercure, pouvant aider à l'interprétation des observations de MESSENGER et de la future mission Bepi Colombo.

Annexe A

Dans cette partie sont définies les quantités permettant de caractériser le plasma du VS au voisinage de Mercure et de Mars, qui sont utilisées tout au long de ce mémoire.

o Fréquence plasma des ions : $\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i e^2}{m_i \epsilon_0}}$

Où n_i et m_i sont la densité et la masse des ions de l'espèce « i » respectivement, e est la charge électrique et ϵ_0 la permittivité électrique dans le vide.

o Longueur inertielle des ions : $c / \omega_{pi} = \sqrt{\frac{c^2 m_i \epsilon_0}{n_i e^2}}$

Avec c , la vitesse de la lumière dans le vide.

o Fréquence cyclotron des ions : $\Omega_{ci} = \frac{e B_0}{m_i}$

B_0 désigne le champ magnétique du plasma incident non perturbé.

o Rayon de giration des ions : $R_{gir} = \frac{m_i v_{i\perp}}{q_i B_0}$

Où q_i correspond à la charge des ions de l'espèce « i ».

La vitesse $v_{i\perp}$ correspond à la vitesse thermique des ions :

o $v_{i\perp} = \sqrt{\frac{2 k_B T_i}{m_i}}$

T_i est la température des ions de l'espèce « i » et k_B est la constante de Boltzmann.

o Vitesse l'Alfvén : $V_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 n_i m_i}}$

Où μ_0 est la perméabilité du vide.

o Vitesse du son : $c_s = \sum_i \gamma_i \frac{k_B T_i}{m_i}$

Avec γ_i l'indice d'adiabaticité de l'espèce ionique « i ».

o Nombre de Mach Alfvénique : $M_A = \frac{V_{VS}}{V_A}$

V_{VS} correspond à la vitesse du VS.

o Nombre de Mach sonique : $M = \frac{V_{vs}}{c_s}$

Annexe B : Glossaire

ACE	Advanced Composition Explorer
AU	Astronomical Unit
BS	Bow Shock
CA	Closest Approach
CAM-CL	Current Advance Moment and Cyclic Leapfrog
CFL	Courant-Friedrichs-Levy
CICLAD	Calcul Intensif pour le CLimat l'Atmosphère et la Dynamique
CPU	Central Processing Unit
DE	Dipôle Excentré
DQ	Dipôle+Quadripôle
ESA	European Spatial Agency
EUV	Extrême Ultra Violet
FAC	Field Aligned Current
FIPS	Fast Imaging Plasma Spectrometer
FTE	Flux Transfer Event
GPU	Graphic Processing Unit
GRL	Geophysical Research Letters
IMA	Ion Mass Analyser
IMF	Interplanetary Magnetic Field
ISEE	International Sun-Earth Explorer
JAXA	Japan Aerospace Exploration Agency
JGR	Journal of Geophysical research
K-H	Kelvin-Helmoltz
MASCS	Mercury Atmospheric and Surface Composition Spectrometer
MAVEN	Mars Atmosphere and Volatile Evolution Mission
MDM	Mercury Dust Monitor
MERMAG	Mercury Magnetometer
MESSENGER	MErcury Surface, Space ENvironment, GEochemistry, and Ranging
MEX	Mars Express
MGF	MaGnetic Field investigation
MGs	Mars Global Surveyor
MHD	Magneto Hydro Dynamic
MMO	Mercury Magnetospheric Orbiter
MP	MagnetoPause
MPI	Message Passing Interface
MPO	Mercury Planetary Orbiter
MPPE	Mercury Plasma Particle Experiment
MS	MagnétoSphère
MSASI	Mercury Sodium Atmosphere Spectro Imager
MSO	Mercury Sun Orbit
NASA	National Aeronautics and Space Administration
OpenMP	Open Multi-Processing

PHEBUS	Probing of Hermean Exosphere by Ultraviolet Spectroscopy
PIC	Particle In Cell
PSD	Photon-Stimulated Desorption
PWI	Plasma Wave Investigation
SDA	Shock Drift Acceleration
SERENA	Search for Exosphere Refilling and Emitted Neutral Abundance
SW	Solar Wind
T89	Modèle Tsyganenko (1989)
T95	Modèle Tsyganenko (1995)
T96	Modèle Tsyganenko (1996)
TH89	Modèle Toffoletto and Hill (1989)
TH93	Modèle Toffoletto and Hill (1993)
UA	Unité Astronomique
ULF	Ultra low frequency
UTC	Coordinated Universal Time
UV	Ultra violet
VEX	Venus Express
VS	Vent Solaire

Bibliographie

- Alexeev, I. I.: The penetration of interplanetary magnetic and electric fields into the magnetosphere, *J. Geomag. Geoelectr.*, 38, 1199–1221, 1986
- Alexeev, I. I., E. S. Belenkaya, S. Y. Bobrovnikov, J. A. Slavin, and M. Sarantos (2008), Paraboloid model of Mercury's magnetosphere, *Journal of Geophysical Research* (Space Physics), 113, A12210, doi:10.1029/2008JA013368.
- Alexeev, I. I., et al. (2010), Mercury's magnetospheric magnetic field after the first two MESSENGER flybys, *Icarus*, 209, 23-39, doi:10.1016/j.icarus.2010.01.024.
- Anderson, B. J., M. H. Acuña, H. Korth, M. E. Purucker, C. L. Johnson, J. A. Slavin, S. C. Solomon, and R. L. McNutt (2008), The Structure of Mercury's Magnetic Field from MESSENGER's First Flyby, *Science*, 321, 82-, doi:10.1126/science.1159081.
- Anderson, B. J., et al. (2011), The Global Magnetic Field of Mercury from MESSENGER Orbital Observations, *Science*, 333, 1859-, doi:10.1126/science.1211001.
- Asbridge, J. R., S. J. Bame, and I. B. Strong (1968), Outward Flow of Protons from the Earth's Bow Shock, *J. Geophys. Res.*, 73, 5777-, doi:10.1029/JA073i017p05777.
- Bagdonat, T., and U. Motschmann (2002), From a Weak to a Strong Comet -3d Global Hybrid Simulation Studies, *Earth Moon and Planets*, 90, 305-321, doi:10.1023/A:1021578232282.
- Bale, S. D., C. J. Owen, J.-L. Bougeret, K. Goetz, P. J. Kellogg, R. P. Lepping, R. Manning, and S. J. Monson (1997), Evidence of currents and unstable particle distributions in an extended region around the lunar plasma wake, *Geophys. Res. Lett.*, , 24, 1427-1430, doi:10.1029/97GL01193.
- Balogh, A., et al. (2005), Cluster at the Bow Shock: Introduction, *Space Science Reviews*, 118, 155-160, doi:10.1007/s11214-005-3826-1.
- Balogh, A., R. Grard, S. C. Solomon, R. Schulz, Y. Langevin, Y. Kasaba, and M. Fujimoto (2007), Missions to Mercury, *Space Science Reviews*, 132, 611-645, doi:10.1007/s11214007-9212-4.
- Barabash, S. (2012), Classes of the solar wind interactions in the solar system, *Earth Planets Space*, 64, 57-59, doi:10.5047/eps.2012.01.005.
- Barabash, S., and R. Lundin (1993), Reected ions near Mars - PHOBOS-2 observations, *Geophys. Res. Lett.*, , 20, 787-790, doi:10.1029/93GL00834.
- Barabash, S., E. Dubinin, N. Pisarenko, R. Lundin, and C. T. Russell (1991), Picked-up protons near Mars - PHOBOS observations, *Geophys. Res. Lett.*, , 18, 1805-1808, doi:10.1029/91GL02082.
- Barbieri, C., S. Verani, G. Cremonese, A. Sprague, M. Mendillo, R. Cosentino, and D. Hunten (2004), First observations of the Na exosphere of Mercury with the highresolution spectrograph of the 3.5M Telescopio Nazionale Galileo, *Planetary Space Science*, 52, 1169-1175, doi:10.1016/j.pss.2004.07.013.
- Baumgardner, J., J. Wilson, and M. Mendillo (2008), Imaging the sources and full extent of the sodium tail of the planet Mercury, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L03201, doi:10.1029/2007GL032337.

- Baumjohann, W., et al. (2010), Magnetic field investigation of Mercury's magnetosphere and the inner heliosphere by MMO/MGF, *Planetary Space Science*, 58, 279-286, doi:10.1016/j.pss.2008.05.019.
- Behannon, K. W. (1978), Heliocentric distance dependence of the interplanetary magnetic field, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 16, 125-145, doi:10.1029/RG016i001p00125.
- Bida, T. A., R. M. Killen, and T. H. Morgan (2000), Discovery of calcium in Mercury's atmosphere, *Nature*, 404, 159-161.
- Bonifazi, C., and G. Moreno (Eds.) (1980), Reflected and diffuse ions backstreaming from the Earth's bow shock. Volume 1: Basic properties, vol. 1.
- Broadfoot, A. L., D. E. Shemansky, and S. Kumar (1976), Mariner 10 – Mercury's atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 577-580, doi:10.1029/GL003i010p00577.
- Broadfoot, A. L., S. S. Clapp, and F. E. Stuart (1977a), Mariner 10 ultraviolet spectrometer - Airglow experiment, *Space Science Instrumentation*, 3, 199-208.
- Broadfoot, A. L., S. S. Clapp, and F. E. Stuart (1977b), Mariner 10 ultraviolet spectrometer - Occultation experiment, *Space Science Instrumentation*, 3, 209-218.
- Burger, M. H., R. M. Killen, R. J. Vervack, E. T. Bradley, W. E. McClintock, M. Sarantos, M. Benna, and N. Mouawad (2010), Monte Carlo modeling of sodium in Mercury's exosphere during the first two MESSENGER flybys, *Icarus*, 209, 63-74, doi:10.1016/j.icarus.2010.05.007.
- Chamberlain, J. W. (1963), Planetary coronae and atmospheric evaporation, *Planetary Space Science*, 11, 901, doi:10.1016/0032-0633(63)90122-3.
- Chanteur, G. M., E. Dubinin, R. Modolo, and M. Fraenz (2009), Capture of solar wind alpha-particles by the Martian atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L23,105, doi:10.1029/2009GL040235.
- Chase, S. C., Jr., E. D. Miner, D. Morrison, G. Muench, and G. Neugebauer (1976), Mariner 10 infrared radiometer results - Temperatures and thermal properties of the surface of Mercury, *Icarus*, 28, 565-578, doi:10.1016/0019-1035(76)90130-5.
- Chassefiere, E., et al. (2010), PHEBUS: A double ultraviolet spectrometer to observe Mercury's exosphere, *Planetary Space Science*, 58, 201-223, doi:10.1016/j.pss.2008.05.018.
- Delcourt, D. C., T. E. Moore, S. Orsini, A. Millilo, and J.-A. Sauvaud (2002), Centrifugal acceleration of ions near Mercury, *Geophys. Res. Lett.*, 29 (12), 1591, doi:10.1029/2001GL013829.
- Delcourt, D. C., S. Grimald, F. Leblanc, J.-J. Berthelier, A. Millilo, A. Mura, S. Orsini, and T. E. Moore (2003), A quantitative model of the planetary Na⁺ contribution to Mercury's magnetosphere, *Annales Geophysicae*, 21, 1723-1736, doi:10.5194/angeo-21-1723-2003.
- Dollfus, A. (1976), New optical measurements of planetary diameters. V - Planet Mercury, *Icarus*, 28, 601-604, doi:10.1016/0019-1035(76)90133-0.
- Dollfus, A., and M. Auriere (1974), Optical polarimetry of planet Mercury, *Icarus*, 23, 465-482, doi:10.1016/0019-1035(74)90066-9.
- Dubinin, E., R. Lundin, H. Koskinen, and O. Norberg (1993), Cold ions at the Martian bow shock - PHOBOS observations, *J. Geophys. Res.*, 98, 5617-5623, doi:10.1029/92JA02374.
- Dubinin, E., D. Obod, R. Lundin, K. Schwingenschuh, and R. Grard (1995), Some features of the Martian bow shock, *Advances in Space Research*, 15, 423-431, doi:10.1016/0273-1177(94)00127-M.
- Dubinin, E., M. Fraenz, J. Woch, S. Barabash, R. Lundin, and M. Yamauchi (2006), Hydrogen exosphere at Mars: Pickup protons and their acceleration at the bow shock, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L22103, doi:10.1029/2006GL027799.

- Dyal, P., C. W. Parkin, and W. D. Daily (1974), Magnetism and the interior of the moon, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 12, 568-591, doi:10.1029/RG012i004p00568.
- Dzurisin, D. (1977), Mercurian bright patches - Evidence for physio-chemical alteration of surface material, *Geophys. Res. Lett.*, 4, 383-386, doi:10.1029/GL004i010p00383.
- Eastwood, J. P., E. A. Lucek, C. Mazelle, K. Meziane, Y. Narita, J. Pickett, and R. A. Treumann (2005), The Foreshock, *Space Science Rev.*, 118, 41-94, doi:10.1007/s11214-005-3824-3.
- Flamini, E. (2011), Bepi Colombo: the mission, the instruments, *Memorie Della Societa Astronomica Italiana*, 82, 386.
- Fujimoto, M., W. Baumjohann, K. Kabin, R. Nakamura, J. A. Slavin, N. Terada, and L. Zelenyi (2007), Hermean Magnetosphere-Solar Wind Interaction, *Space Science Reviews*, 132, 529-550, doi:10.1007/s11214-007-9245-8.
- Giamperi, G., and A. Balogh (2001), Modelling of magnetic field measurements at Mercury, *Planetary Space Science*, 49, 1637-1642, doi:10.1016/S0032-0633(01)00101-5.
- Giberson, W. E., and N. W. Cunningham (1975), Mariner 10 mission to Venus and Mercury., *Acta Astronautica*, 2, 715-743.
- Glassmeier, K.-H. (1997), The Hermean magnetosphere and its ionosphere-magnetosphere coupling, *Planetary Space Science*, 45, 119-125, doi:10.1016/S0032-0633(96)00095-5.
- Gold, R. E., et al. (2001), The MESSENGER mission to Mercury: scientific payload, *Planetary Space Science*, 49, 1467-1479, doi:10.1016/S0032-0633(01)00086-1.
- Gombosi, T. I., D. L. Deeeuw, C. P. T. Groth, K. C. Hansen, K. Kabin, and K. G. Powell (2000), MHD Simulations of Current Systems in Planetary Magnetospheres: Mercury and Saturn, p. 363, *the American Geophysical Union*.
- Gosling, J. T., J. R. Asbridge, S. J. Bame, G. Paschmann, and N. Sckopke (1978), Observations of two distinct populations of bow shock ions in the upstream solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 957-960, doi:10.1029/GL005i011p00957.
- Grard, R. (1997), Photoemission on the surface of Mercury and related electrical phenomena, *Planetary Space Science*, 45, 1, 67-72.
- Greenstadt, E. W., and R. W. Fredricks (1979), *Shock systems in collisionless space plasmas*, pp. 3-43.
- Greenstadt, E. W., C. T. Russell, and M. Hoppe (1980), Magnetic field orientation and suprathermal ion streams in the earth's foreshock, *Journal of Geophysical Research*, 85, 3473-3479, doi:10.1029/JA085iA07p03473.
- Hapke, B. (1977), Interpretations of optical observations of Mercury and the moon, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 15, 264-274, doi:10.1016/0031-9201(77)90035-8.
- Hapke, B., G. E. Danielson, Jr., K. Klaasen, and L. Wilson (1975), Photometric observations of Mercury from Mariner 10, *Journal of Geophysical Research*, 80, 2431-2443, doi:10.1029/JB080i017p02431.
- Harned, D. S. (1982), Quasineutral hybrid simulation of macroscopic plasma phenomena, *Journal of Computational Physics*, 47, 452-462, doi:10.1016/0021-9991(82)90094-8.
- Head, J. W., et al. (2008), Volcanism on Mercury: Evidence from the First MESSENGER Flyby, *Science*, 321, 69-, doi:10.1126/science.1159256.
- Heimpel, M. H., J. M. Aurnou, F. M. Al-Shamali, and N. Gomez Perez (2005), A numerical study of dynamo action as a function of spherical shell geometry, *Earth and Planetary Science Letters*, 236, 542-557, doi:10.1016/j.epsl.2005.04.032.
- Hellinger, P., Contribution à la théorie des ondes de choc sans collisions ; application à l'onde de choc de la Terre, Thèse de l'Université d'Orsay, 1996.
- Hobbs, B. A., L. L. Hood, F. Herbert, and C. P. Sonett (1984), Low-frequency electromagnetic induction in the Moon: linearized inverse theory and lunar core

- calculations., *Geophysical Journal International*, 79, 691-696, doi:10.1111/j.1365-246X.1984.tb02247.x.
- Hood, L., and G. Schubert (1979), Inhibition of solar wind impingement on Mercury by planetary induction currents, *Journal of Geophysical Research*, 84, 2641-2647, doi:10.1029/JA084iA06p02641.
- Huebner, W. F., J. J. Keady, S. P. Lyon (1992), Solar photo rates for planetary atmospheres and atmospheric pollutants, *Astrophysics and Space Science*, 195, 1-289, doi:10.1007/BF00644558.
- Hunten, D. M., and A. L. Sprague (1997), Origin and character of the lunar and Mercurian atmospheres, *Advances in Space Research*, 19, 1551, doi:10.1016/S0273-1177(97)003682.
- Hunten, D. M., D. E. Shemansky, and T. H. Morgan (1988), The Mercury atmosphere, pp. 562-612.
- Hunten, D. M. and Sprague, A. L., Diurnal variation of Na and K at Mercury (2002), *Meteoritics and Planetary Science*, 37, 1191-1195, doi:10.1111/j.1945-5100.2002.tb00888.x.
- Ingersoll, A. P. (1971), Polarization Measurements of Mars and Mercury: Rayleigh Scattering in the Martian Atmosphere, *Astrophysical Journal*, 163, 121, doi:10.1086/150750.
- Ip, W.-H. (1986), The sodium exosphere and magnetosphere of Mercury, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 423-426, doi:10.1029/GL013i005p00423.
- Ip, W.-H. (1993), On the Surface Sputtering Effects of Magnetospheric Charged Particles at Mercury, *Astrophysical Journal*, 418, 451, doi:10.1086/173406.
- Ip, W.-H., and A. Kopp (2002), MHD simulations of the solar wind interaction with Mercury, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1348, doi:10.1029/2001JA009171.
- Ipavich, F. M., A. B. Galvin, G. Gloeckler, M. Scholer, and D. Hovestadt (1981), A statistical survey of ions observed upstream of the earth's bow shock – Energy spectra, composition, and spatial variation, *Journal of Geophysical Research*, 86, 4337-4342, doi:10.1029/JA086iA06p04337.
- Janhunen, P., and E. Kallio (2004), Surface conductivity of Mercury provides current closure and may affect magnetospheric symmetry, *Annales Geophysicae*, 22, 1829-1837, doi:10.5194/angeo-22-1829-2004.
- Kabin, K., T. I. Gombosi, D. L. DeZeeuw, and K. G. Powell (2000), Interaction of Mercury with the Solar Wind, *Icarus*, 143, 397-406, doi:10.1006/icar.1999.6252.
- Kabin, K., et al. (2008), Global MHD modeling of Mercury's magnetosphere with applications to the MESSENGER mission and dynamo theory, *Icarus*, 195, 1-15, doi:10.1016/j.icarus.2007.11.028.
- Kallio, E., and P. Janhunen (2001), Atmospheric effects of proton precipitation in the Martian atmosphere and its connection to the Mars-solar wind interaction, *Journal of Geophysical Research*, 106, 5617-5634, doi:10.1029/2000JA000239.
- Kallio, E., and P. Janhunen (2002), Ion escape from Mars in a quasi-neutral hybrid model, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1035, doi:10.1029/2001JA000090.
- Kallio, E., and P. Janhunen (2003a), Solar wind and magnetospheric ion impact on Mercury's surface, *Geophys. Res. Lett.*, 30 (17), 1877, doi:10.1029/2003GL017842.
- Kallio, E., and P. Janhunen (2003b), Modelling the solar wind interaction with Mercury by a quasi-neutral hybrid model, *Annales Geophysicae*, 21, 2133-2145, doi:10.5194/angeo-21-2133-2003.
- Kallio, E., and P. Janhunen (2004), The response of the Hermean magnetosphere to the interplanetary magnetic field, *Advances in Space Research*, 33, 2176-2181, doi:10.1016/S0273-1177(03)00447-2.
- Killen, R., et al. (2007), Processes that Promote and Deplete the Exosphere of Mercury, *Space Science Reviews*, 132, 433-509, doi:10.1007/s11214-007-9232-0.

- Killen, R. M., and W.-H. Ip (1999), The surface-bounded atmospheres of Mercury and the Moon, *Reviews of Geophysics*, 37, 361-406, doi:10.1029/1999RG900001.
- Korth, H., B. J. Anderson, M. H. Acuña, J. A. Slavin, N. A. Tsyganenko, S. C. Solomon, and R. L. McNutt (2004), Determination of the properties of Mercury's magnetic field by the MESSENGER mission, *Planetary Space Science*, 52, 733-746, doi:10.1016/j.pss.2003.12.008.
- Korth, H., B. J. Anderson, T. H. Zurbuchen, J. A. Slavin, S. Perri, S. A. Boardsen, D. N. Baker, S. C. Solomon, and R. L. McNutt (2011), The interplanetary magnetic field environment at Mercury's orbit, *Planetary Space Science*, 59, 2075-2085, doi:10.1016/j.pss.2010.10.014.
- Leblanc, F., and R. E. Johnson (2003), Mercury's sodium exosphere, *Icarus*, 164, 261-281, doi:10.1016/S0019-1035(03)00147-7.
- Leblanc, F., and R. E. Johnson (2010), Mercury exosphere I. Global circulation model of its sodium component, *Icarus*, 209, 280-300, doi:10.1016/j.icarus.2010.04.020.
- Leblanc, F., C. Barbieri, G. Cremonese, S. Verani, R. Cosentino, M. Mendillo, A. Sprague, and D. Hunten (2006), Observations of Mercury's exosphere: Spatial distributions and variations of its Na component during August 8, 9 and 10, 2003, *Icarus*, 185, 395-402, doi:10.1016/j.icarus.2006.08.006.
- Leblanc, F., et al. (2007), Mercury's exosphere origins and relations to its magnetosphere and surface, *Planetary Space Science*, 55, 1069-1092, doi:10.1016/j.pss.2006.11.008.
- Leblanc, F., A. Doressoundiram, N. Schneider, V. Mangano, A. López Ariste, C. Lemen, B. Gelly, C. Barbieri, and G. Cremonese (2008), High latitude peaks in Mercury's sodium exosphere: Spectral signature using THEMIS solar telescope, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L18204, doi:10.1029/2008GL035322.
- Leblanc, F., A. Doressoundiram, N. Schneider, S. Massetti, M. Wedlund, A. López Ariste, C. Barbieri, V. Mangano, and G. Cremonese (2009), Short-term variations of Mercury's Na exosphere observed with very high spectral resolution, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L07201, doi:10.1029/2009GL038089.
- Ledlow, M. J., M. Zeilik, J. O. Burns, G. R. Gisler, J.-H. Zhao, and D. N. Baker (1992), Subsurface emissions from Mercury - VLA radio observations at 2 and 6 centimeters, *Astrophysical Journal*, 384, 640-655, doi:10.1086/170906.
- Lee, M. A., L. A. Fisk, and G. Skadron (1981), Acceleration of energetic ions at the earth's bow shock, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 401-404, doi:10.1029/GL008i004p00401.
- Lin, R. P., C.-I. Meng, and K. A. Anderson (1974), 30- to 100-keV protons upstream from the earth's bow shock., *Journal of Geophysical Research*, 79, 489-498, doi:10.1029/JA079i004p00489.
- Luhmann, J. G., and L. M. Friesen (1979), A simple model of the magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, 84, 4405-4408, doi:10.1029/JA084iA08p04405.
- Luhmann, J. G., C. T. Russell, and N. A. Tsyganenko (1998), Disturbances in Mercury's magnetosphere: Are the Mariner 10 substorms simply driven?, *Journal of Geophysical Research*, 103, 9113-9120, doi:10.1029/97JA03667.
- Mariani, F., and F. M. Neubauer (1990), The Interplanetary Magnetic Field, p. 183.
- Massetti, S., S. Orsini, A. Milillo, A. Mura, E. de Angelis, H. Lammer, and P. Wurz (2003), Mapping of the cusp plasma precipitation on the surface of Mercury, *Icarus*, 166, 229-237, doi:10.1016/j.icarus.2003.08.005.
- Massetti, S., S. Orsini, A. Milillo, and A. Mura (2007), Modelling Mercury's magnetosphere and plasma entry through the dayside magnetopause, *Planetary Space Science*, 55, 1557-1568, doi:10.1016/j.pss.2006.12.008.
- Matthews, A. P. (1994), Current advance method and cyclic leapfrog for 2D multispecies hybrid plasma simulations, NASA STI/Recon Technical Report A, 95, 60,772.

- McClintock, W. E., et al. (2008a), Spectroscopic Observations of Mercury's Surface Reflectance During MESSENGER's First Mercury Flyby, *Science*, 321, 62-, doi:10.1126/science.1159933.
- McClintock, W. E., E. T. Bradley, R. J. Vervack, R. M. Killen, A. L. Sprague, N. R. Izenberg, and S. C. Solomon (2008b), Mercury's Exosphere: Observations During MESSENGER's First Mercury Flyby, *Science*, 321, 92-, doi:10.1126/science.1159467.
- McClintock, W. E., R. J. Vervack, E. T. Bradley, R. M. Killen, N. Mouawad, A. L. Sprague, M. H. Burger, S. C. Solomon, and N. R. Izenberg (2009), MESSENGER Observations of Mercury's Exosphere: Detection of Magnesium and Distribution of Constituents, *Science*, 324, 610-, doi:10.1126/science.1172525.
- McGrath, M. A., R. E. Johnson, and L. J. Lanzerotti (1986), Sputtering of sodium on the planet Mercury, *Nature*, 323, 694-696, doi:10.1038/323694a0.
- Milillo, A., et al. (2005), Surface-Exosphere-Magnetosphere System Of Mercury, *Space Science Reviews*, 117, 397-443, doi:10.1007/s11214-005-3593-z.
- Mitchell, D. L., and I. de Pater (1994), Microwave imaging of Mercury's thermal emission at wavelengths from 0.3 to 20.5 CM, *Icarus*, 110, 2-32, doi:10.1006/icar.1994.1105.
- Modolo R., modélisation de l'interaction du vent solaire, ou du plasma kronien, avec les environnements neutres de Mars et Titan, thèse Université de Versailles Saint-Quentin, 2004.
- Modolo, R., G. M. Chanteur, E. Dubinin, and A. P. Matthews (2005), Influence of the solar EUV flux on the martian plasma environment, *Annales Geophysicae*, 23 (2), 433-444, doi:10.5194/angeo-23-433-2005.
- Modolo, R., G. M. Chanteur, E. Dubinin, and A. P. Matthews (2006), Simulated solar wind plasma interaction with the Martian exosphere: influence of the solar EUV flux on the bow shock and the magnetic pile-up boundary, *Annales Geophysicae*, 24, 3403-3410, doi:10.5194/angeo-24-3403-2006.
- Moldovan, R., B. J. Anderson, C. L. Johnson, J. A. Slavin, H. Korth, M. E. Purucker and S. C. Solomon (2011), Mercury's magnetopause and bow shock from MESSENGER observations, *EPSC-DPS Joint Meeting 2011*, 674.
- Morgan, T. H., H. A. Zook, and A. E. Potter (1988), Impact-driven supply of sodium and potassium to the atmosphere of Mercury, *Icarus*, 75, 156-170, doi:10.1016/0019-1035(88)90134-0.
- Moroz, V. I. (1965), Infrared Spectrum of Mercury ($\lambda=1.0-3.9\mu$), *Soviet Astronomy*, 8, 882.
- MPI: A Message-Passing Interface Standard - Version 2.2 - Sep.4. 2009, Message passing interface forum
- Müller, J., S. Simon, U. Motschmann, J. Schüle, K.-H. Glassmeier, and G. J. Pringle (2011), A.I.K.E.F.: Adaptive hybrid model for space plasma simulations, *Computer Physics Communications*, 182, 946-966, doi:10.1016/j.cpc.2010.12.033.
- Müller, J., S. Simon, Y.-C. Wang, U. Motschmann, D. Heyner, J. Schüle, W.-H. Ip, G. Kleindienst, and G. J. Pringle (2012), Origin of Mercury's double magnetopause: 3D hybrid simulation study with A.I.K.E.F., *Icarus*, 218, 666-687, doi:10.1016/j.icarus.2011.12.028.
- Murchie, S. L., et al. (2008), Geology of the Caloris Basin, Mercury: A View from MESSENGER, *Science*, 321, 73-, doi:10.1126/science.1159261.
- Murray, B., et al. (1974), Mercury's surface: Preliminary description and interpretation from Mariner 10 pictures, *Science*, 185, 170-180.
- Ness, N. F., K. W. Behannon, R. P. Lepping, Y. C. Whang, and K. H. Schatten (1974), Observations at Mercury encounter by the plasma science experiment on Mariner 10, *Science*, 185, 159-170.

- Ness, N. F., K. W. Behannon, R. P. Lepping, and Y. C. Whang (1975), Magnetic field of Mercury confirmed, *Nature*, 255, 204, doi:10.1038/255204a0.
- Ness, N. F., K. W. Behannon, R. P. Lepping, and Y. C. Whang (1976), Observations of Mercury's magnetic field, *Icarus*, 28, 479-488, doi:10.1016/0019-1035(76)90121-4.
- Ogilvie, K. W., J. D. Scudder, V. M. Vasyliunas, R. E. Hartle, and G. L. Siscoe (1977), Observations at the planet Mercury by the plasma electron experiment - Mariner 10, *Journal of Geophysical Research*, 82, 1807-1824, doi:10.1029/JA082i013p01807.
- O'Leary, B. T., and D. G. Rea (1967), On the Polarimetric Evidence for an Atmosphere on Mercury, *Astrophysical Journal*, 148, 249, doi:10.1086/149141.
- Omidi, N., X. Blanco-Cano, C. T. Russell, and H. Karimabadi (2004), Dipolar magnetospheres and their characterization as a function of magnetic moment, *Advances in Space Research*, 33, 1996-2003, doi:10.1016/j.asr.2003.08.041.
- Omidi, N., X. Blanco-Cano, and C. T. Russell (2005), Macrostructure of collisionless bow shocks: 1. Scale lengths, *Journal of Geophysical Research* (Space Physics), 110, A12212, doi:10.1029/2005JA011169.
- Omidi, N., X. Blanco-Cano, C. T. Russell, and H. Karimabadi (2006), Global hybrid simulations of solar wind interaction with Mercury: Magnetospheric boundaries, *Advances in Space Research*, 38, 632-638, doi:10.1016/j.asr.2005.11.019.
- Parker, E. N. (1958), Interaction of the Solar Wind with the Geomagnetic Field, *Physics of Fluids*, 1, 171-187, doi:10.1063/1.1724339.
- Paschmann, G., N. Sckopke, S. J. Bame, J. R. Asbridge, J. T. Gosling, C. T. Russell, and E. W. Greenstadt (1979), Association of low-frequency waves with suprathermal ions in the upstream solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 209-212, doi:10.1029/GL006i003p00209.
- Paschmann, G., N. Sckopke, J. R. Asbridge, S. J. Bame, and J. T. Gosling (1980), Energization of solar wind ions by refection from the earth's bow shock, *Journal of Geophysical Research*, 85, 4689-4693, doi:10.1029/JA085iA09p04689.
- Paschmann, G., N. Sckopke, I. Papamastorakis, J. R. Asbridge, S. J. Bame, and J. T. Gosling (1981), Characteristics of reected and di_use ions upstream from the earth's bow shock, *Journal of Geophysical Research*, 86, 4355-4364, doi:10.1029/JA086iA06p04355.
- Potter, A., and T. Morgan (1985), Discovery of sodium in the atmosphere of Mercury, *Science*, 229, 651-653, doi:10.1126/science.229.4714.651.
- Potter, A. E., and T. H. Morgan (1986), Potassium in the atmosphere of Mercury, *Icarus*, 67, 336-340, doi:10.1016/0019-1035(86)90113-2.
- Potter, A. E., and T. H. Morgan (1987), Variation of sodium on Mercury with solar radiation pressure, *Icarus*, 71, 472-477, doi:10.1016/0019-1035(87)90041-8.
- Potter, A. E., and T. H. Morgan (1997), Sodium and potassium atmospheres of Mercury, *Planetary Space Science*, 45, 95-100, doi:10.1016/S0032-0633(96)00100-6.
- Potter, A. E., R. M. Killen, and T. H. Morgan (1999), Rapid changes in the sodium exosphere of Mercury, *Planetary Space Science*, 47, 1441-1448, doi:10.1016/S0032-0633(99)00070-7.
- Potter, A. E., R. M. Killen, and T. H. Morgan (2002), The sodium tail of Mercury, *Meteoritics and Planetary Science*, 37, 1165-1172, doi:10.1111/j.1945-5100.2002.tb00886.x.
- Prockter, L. M., et al. (2010), Evidence for Young Volcanism on Mercury from the Third MESSENGER Flyby, *Science*, 329, 668-, doi:10.1126/science.1188186.
- Raines, J. M., J. A. Slavin, T. H. Zurbuchen, G. Gloeckler, B. J. Anderson, D. N. Baker, H. Korth, S. M. Krimigis, and R. L. McNutt (2011), MESSENGER observations of the plasma environment near Mercury, *Planetary Space Science*, 59, 2004-2015, doi:10.1016/j.pss.2011.02.004.
- Richards, P. G., J. A. Fennelly, D. G. Torr (1994), EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations, *Journal of Geophysical Research*, 99, 8981-8992.

- Richer, E., G. M. Chanteur, R. Modolo, E. Dubinin (2012), Reflection of solar wind protons on the Martian bow shock: investigations by means of 3-dimensional simulations, *Geophysical Research Letters*, 39, L17101, 5pp, doi:10.1029/2012GL052858.
- Russell, C. T. (1977), On the relative locations of the bow shocks of the terrestrial planets, *Geophys. Res. Lett.*, 4, 387-390, doi:10.1029/GL004i010p00387.
- Russell, C. T., D. N. Baker, and J. A. Slavin (1988), The magnetosphere of Mercury, pp. 514-561.
- Sagan, C. (1966), The Photometric Properties of Mercury, *Astrophysical Journal*, 144, 1218, doi:10.1086/148719.
- Sarantos, M., P. H. Rei, T. W. Hill, R. M. Killen, and A. L. Urquhart (2001), A Bx-interconnected magnetosphere model for Mercury, *Planetary Space Science*, 49, 1629-1635, doi:10.1016/S0032-0633(01)00100-3.
- Sarantos, M., R. M. Killen, and D. Kim (2007), Predicting the long-term solar wind ion-sputtering source at Mercury, *Planetary Space Science*, 55, 1584-1595, doi:10.1016/j.pss.2006.10.011.
- Scarf, F. L., R. W. Fredricks, L. A. Frank, C. T. Russell, P. J. Coleman, Jr., and M. Neugebauer (1970), Direct correlations of large-amplitude waves with suprathermal protons in the upstream solar wind., *Journal of Geophysical Research*, 75, 7316-7322, doi:10.1029/JA075i034p07316.
- Schleicher, H., G. Wiedemann, H. Wohl, T. Berkefeld, and D. Soltau (2004), Detection of neutral sodium above Mercury during the transit on 2003 May 7, *Astronomy and Astrophysics*, 425, 1119-1124, doi:10.1051/0004-6361:20040477.
- Schultz, P. H. (1977), Endogenic modification of impact craters on Mercury, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 15, 202-219, doi:10.1016/0031-9201(77)90032-2.
- Schunk, R. W., A. F. Nagy (2000), *Ionospheres, Physics, Plasma Physics and Chemistry*, Cambridge University Press.
- Shemansky, D. E. (1988), Revised atmospheric species abundances at Mercury: The debacle of bad g values, *Mercury Messenger* 2, Lunar and Planet. Inst., p. 1.
- Simon Wedlund M., In-flight calibration of the PHEBUS UV instrument and Monte Carlo modelling of the hydrogen exosphere, Thèse Université Pierre et Marie Curie, 2011.
- Slavin, J. A., and R. E. Holzer (1979), The effect of erosion on the solar wind stand-off distance at Mercury, *Journal of Geophysical Research*, 84, 2076-2082, doi:10.1029/JA084iA05p02076.
- Slavin, J. A., and R. E. Holzer (1981), Solar wind flow about the terrestrial planets. I - Modeling bow shock position and shape, *Journal of Geophysical Research*, 86, 11,401-11,418, doi:10.1029/JA086iA13p11401.
- Slavin, J. A., J. C. J. Owen, J. E. P. Connerney, and S. P. Christon (1997), Mariner 10 observations of field-aligned currents at Mercury, *Planetary Space Science*, 45, 133-141, doi:10.1016/S0032-0633(96)00104-3.
- Slavin, J. A., et al. (2008), Mercury's Magnetosphere After MESSENGER's First Flyby, *Science*, 321, 85-, doi:10.1126/science.1159040.
- Slavin, J. A., et al. (2009), MESSENGER Observations of Magnetic Reconnection in Mercury's Magnetosphere, *Science*, 324, 606-, doi:10.1126/science.1172011.
- Smyth, W. H., and M. L. Marconi (1995), Theoretical overview and modeling of the sodium and potassium atmospheres of mercury, *Astrophysical Journal*, 441, 839-864, doi:10.1086/175407.
- Soha, J. M., D. J. Lynn, J. A. Mosher, and D. A. Elliot (1977), Digital processing of the Mariner 10 images of Venus and Mercury, *Journal of Applied Photographic Engineering*, 3, 82-92.

- Solomon, S. C., et al. (2008), Return to Mercury: A Global Perspective on MESSENGER's First Mercury Flyby, *Science*, 321, 59-, doi:10.1126/science.1159706.
- Sprague, A. L., R. W. H. Kozlowski, D. M. Hunten, N. M. Schneider, D. L. Domingue, W. K. Wells, W. Schmitt, and U. Fink (1997), Distribution and Abundance of Sodium in Mercury's Atmosphere, 1985-1988, *Icarus*, 129, 506-527, doi:10.1006/icar.1997.5784.
- Sprague, A. L., W. J. Schmitt, and R. E. Hill (1998), Mercury: Sodium Atmospheric Enhancements, Radar-Bright Spots, and Visible Surface Features, *Icarus*, 136, 60-68, doi:10.1006/icar.1998.6009.
- Stanley, S., J. Bloxham, W. E. Hutchison, and M. T. Zuber (2005), Thin shell dynamo models consistent with Mercury's weak observed magnetic field [rapid communication], *Earth and Planetary Science Letters*, 234, 27-38, doi:10.1016/j.epsl.2005.02.040.
- Strom, R. G., and A. L. Sprague (2003), Exploring Mercury. The iron planet.
- Strom, R. G., N. J. Trask, and J. E. Guest (1975), Tectonism and volcanism on Mercury, *Journal of Geophysical Research*, 80, 2478-2507, doi:10.1029/JB080i017p02478.
- Sugita, S., P. H. Schultz, and M. A. Adams (1998), Spectroscopic measurements of vapour clouds due to oblique impacts, *Journal of Geophysical Research*, 103, 19,427-19,441, doi:10.1029/98JE02026.
- Thomas, V. A., and D. Winske (1990), Two-dimensional hybrid simulation of a curved bow shock, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 1247-1250, doi:10.1029/GL017i009p01247.
- Toffoletto, F. R., and T. W. Hill (1989), Mapping of the solar wind electric field on the earth's polar caps, *Journal of Geophysical Research*, 94, 329-347, doi:10.1029/JA094iA01p00329.
- Toffoletto, F. R., and T. W. Hill (1993), A nonsingular model of the open magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, 98, 1339-1344, doi:10.1029/92JA02342.
- Torr, M. R., D. G. Torr, R. A. Ong, H. E. Hinteregger (1979), Ionization frequencies for major thermospheric constituents as a function of solar cycle 21, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 771.
- Travnicek, P., P. Hellinger, and D. Schriver (2007), Structure of Mercury's magnetosphere for different pressure of the solar wind: Three dimensional hybrid simulations, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L05104, doi:10.1029/2006GL028518.
- Travnicek, P. M., D. Schriver, P. Hellinger, D. Her_c_k, B. J. Anderson, M. Sarantos, and J. A. Slavin (2010), Mercury's magnetosphere-solar wind interaction for northward and southward interplanetary magnetic field: Hybrid simulation results, *Icarus*, 209, 11-22, doi:10.1016/j.icarus.2010.01.008.
- Tsyganenko, N. A. (1989), A magnetospheric magnetic _eld model with a warped tail current sheet, *Planetary Space Science*, 37, 5-20, doi:10.1016/0032-0633(89)90066-4.
- Tsyganenko, N. A. (1995), Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause, *Journal of Geophysical Research*, 100, 5599-5612, doi:10.1029/94JA03193.
- Tsyganenko, N. A. (1996), Effects of the solar wind conditions in the global magnetospheric configurations as deduced from data-based _eld models (Invited), in International Conference on Substorms, ESA Special Publication, vol. 389, edited by E. J. Rolfe and B. Kaldeich, p. 181.
- Tsyganenko, N. A., and M. I. Sitnov (2005), Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110, A03208, doi:10.1029/2004JA010798.
- Veverka, J., P. Helfenstein, B. Hapke, and J. D. Goguen (1988), Photometry and polarimetry of Mercury, pp. 37-58.
- Vignes, D., et al. (2000), The solar wind interaction with Mars: Locations and shapes of 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, 49-52, doi:10.1029/1999GL010703.
- Voigt, G.-H. (1972), A three dimensional, analytical magnetospheric model with defined magnetopause., *Zeitschrift fur Geophysik*, 38, 319-346.
- Voigt, G.-H. (1981), A mathematical magnetospheric field model with independent physical parameters, *Planetary Space Science*, 29, 1-20, doi:10.1016/0032-0633(81)90134-3.
- Wang, Y.-C., J. Muller, U. Motschmann, and W.-H. Ip (2010), A hybrid simulation of Mercury's magnetosphere for the MESSENGER encounters in year 2008, *Icarus*, 209, 46-52, doi:10.1016/j.icarus.2010.05.020.
- Winslow, R. M., C. L. Johnson, B. J. Anderson, H. Korth, J. A. Slavin, M. E. Purucker, and S. C. Solomon (2012), Observations of Mercury's northern cusp region with MESSENGER's Magnetometer, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L08112, doi:10.1029/2012GL051472.
- Wurz, P., and H. Lammer (2003), Monte-Carlo simulation of Mercury's exosphere, *Icarus*, 164, 1-13, doi:10.1016/S0019-1035(03)00123-4.
- Yagi, M., K. Seki, Y. Matsumoto, D. C. Delcourt, and F. Leblanc (2010), Formation of a sodium ring in Mercury's magnetosphere, *Journal of Geophysical Research* (Space Physics), 115, A10253, doi:10.1029/2009JA015226.
- Yakshinskiy, B. V., and T. E. Madey (1999), Photon-stimulated desorption as a substantial source of sodium in the lunar atmosphere, *Nature*, 400, 642-644, doi:10.1038/23204.
- Yamauchi, M., et al. (2008), Advanced method to derive the IMF direction near Mars from cycloidal proton distributions, *Planetary Space Science*, 56, 1145-1154, doi:10.1016/j.pss.2008.02.012.
- Yamauchi, M., et al. (2011), Comparison of accelerated ion populations observed upstream of the bow shocks at Venus and Mars, *Annales Geophysicae*, 29, 511-528, doi:10.5194/angeo-29-511-2011.
- Yang, Y.-H., J. K. Chao, C.-H. Lin, J.-H. Shue, X.-Y. Wang, P. Song, C. T. Russell, R. P. Lepping, and A. J. Lazarus (2002), Comparison of three magnetopause prediction models under extreme solarwind conditions, *Journal of Geophysical Research* (Space Physics), 107, 1008, doi:10.1029/2001JA000079.
- Zmuda, A. J., and J. C. Armstrong (1974), The diurnal flow pattern of field-aligned currents, *Journal of Geophysical Research*, 79, 4611-4619, doi:10.1029/JA079i031p04611.
- Zurbuchen, T. H., et al. (2008), MESSENGER Observations of the Composition of Mercury's Ionized Exosphere and Plasma Environment, *Science*, 321, 90-, doi:10.1126/science.1159314.
- Zurbuchen, T. H., et al. (2011), MESSENGER Observations of the Spatial Distribution of Planetary Ions Near Mercury, *Science*, 333, 1862-, doi:10.1126/science.1211302.