



HAL
open science

Etude et modélisation des ceintures de radiation de Jupiter

Quentin Nénon

► **To cite this version:**

Quentin Nénon. Etude et modélisation des ceintures de radiation de Jupiter. Physique de l'espace [physics.space-ph]. Doctorat de l'Université de Toulouse délivré par l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), 2018. Français. NNT: . tel-01899128

HAL Id: tel-01899128

<https://hal.science/tel-01899128>

Submitted on 19 Oct 2018

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
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

Présentée et soutenue le *12 Septembre 2018* par :

QUENTIN NÉNON

Etude et modélisation des ceintures de radiation de Jupiter

NICOLE CORNILLEAU-WEHRLIN
IANNIS DANDOURAS
DOMINIQUE FONTAINE
ANGÉLICA SICARD
PHILIPPE ZARKA

JURY

LPP
IRAP
LPP
ONERA
LESIA

Rapporteur
Président du Jury
Examinatrice
Directrice de thèse
Rapporteur

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de Recherche :

Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales - DPHY - ERS

Directrice de Thèse :

Angélica SICARD

Rapporteurs :

Nicole CORNILLEAU-WEHRLIN et Philippe ZARKA

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Remerciements | 7 |
| Résumé | 9 |
| Abstract | 10 |
| Glossaire | 11 |
| Introduction | 13 |
| 1 Jupiter, son environnement et ses ceintures de radiations | 17 |
| 1.1 Du cœur de Jupiter à la lune Europe | 17 |
| 1.1.1 Au coeur de Jupiter : le champ magnétique | 17 |
| 1.1.2 L’atmosphère de Jupiter | 19 |
| 1.1.3 Le système lunes-anneaux interne | 20 |
| 1.1.4 La lune volcanique Io, la lune glacée Europe et leurs tores de gaz neutre . | 25 |
| 1.1.5 Le plasma froid du tore de Io et du magnétodisque | 30 |
| 1.1.6 Les ondes électromagnétiques entre les orbites de Io et d’Europe | 33 |
| 1.1.7 Bilan sur l’environnement neutre, plasma et électromagnétique susceptible d’influencer les ceintures de radiations | 44 |
| 1.2 La magnétosphère de Jupiter et les ceintures de radiations | 46 |
| 1.2.1 La magnétosphère de Jupiter | 46 |
| 1.2.2 Les ceintures de radiations de Jupiter | 47 |
| 2 Observations des ceintures de radiations de Jupiter | 49 |
| 2.1 Mesures de flux de particules in-situ | 49 |
| 2.1.1 Pioneer 10-11 | 50 |
| 2.1.2 Voyager 1 | 53 |
| 2.1.3 Ulysses | 54 |
| 2.1.4 Galileo Orbiter | 54 |
| 2.1.5 Galileo Probe | 60 |
| 2.1.6 Juno | 61 |
| 2.2 Observations radio astronomiques : rayonnement synchrotron | 64 |
| 2.2.1 Observations | 64 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 2.2.2 | Modèle d'imagerie synchrotron | 68 |
| 2.3 | Observations ultra-violet | 70 |
| 2.4 | Bilan sur les observations des ceintures de radiations de Jupiter | 71 |
| 3 | Modélisation des ceintures de radiations | 75 |
| 3.1 | Théorie du mouvement des particules chargées piégées | 75 |
| 3.1.1 | Les trois mouvements périodiques d'une particule chargée dans un champ magnétique planétaire | 75 |
| 3.1.2 | Invariants adiabatiques | 77 |
| 3.2 | Equation de diffusion et code Salammbô | 81 |
| 3.3 | Les ceintures de radiations de Jupiter à l'orbite d'Europe | 83 |
| 3.3.1 | Spectre en énergie de la condition limite externe à l'équateur magnétique | 83 |
| 3.3.2 | Anisotropie de la condition limite externe | 87 |
| 3.4 | Modélisation de l'effet des processus physiques | 89 |
| 3.4.1 | Diffusion radiale | 90 |
| 3.4.2 | CRAND : Cosmic Ray Albedo Neutron Decay | 92 |
| 3.4.3 | Rayonnement synchrotron | 95 |
| 3.4.4 | Interactions coulombiennes | 96 |
| 3.4.5 | Echange de charge | 97 |
| 3.4.6 | Absorption par les lunes | 99 |
| 3.4.7 | Effet des anneaux de poussière | 103 |
| 3.4.8 | Interaction onde-particule | 111 |
| 3.4.9 | Synthèse sur les processus physiques | 119 |
| 4 | Présentation et validation de la prédiction des ceintures de radiations par le modèle Salammbô indépendant du temps | 131 |
| 4.1 | Présentation des distributions d'électrons et de protons prédites | 132 |
| 4.1.1 | Répartition des flux d'électrons | 132 |
| 4.1.2 | Répartition des flux de protons | 135 |
| 4.2 | Validation des prédictions de Salammbô par rapport aux observations | 137 |
| 4.2.1 | Validation du modèle Salammbô-électron | 137 |
| 4.2.2 | Validation du modèle Salammbô-proton | 147 |
| 4.2.3 | Validation des modèles électron et proton par rapport aux observations de la sonde atmosphérique Galileo Probe | 151 |
| 4.3 | Bilan sur les flux de particules prédits par le modèle Salammbô | 156 |
| 5 | Discussions sur l'effet des ondes électromagnétiques, du tore de Io et des anneaux de poussière | 159 |
| 5.1 | Importance de l'interaction onde-particule | 159 |
| 5.1.1 | Importance des ondes de type « Souffle » et « Choeur » | 160 |
| 5.1.2 | Importance des ondes de type « EMIC » | 165 |
| 5.2 | Incertitude sur la densité de particules neutres dans le tore de Io | 170 |
| 5.3 | Effet des anneaux de poussière | 171 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5.3.1 | Effet des petits grains des anneaux (rayon inférieur à 100 μm) | 172 |
| 5.3.2 | Effet des gros grains de l'anneau principal (rayon supérieur à 100 μm) . . | 172 |
| 5.4 | Bilan sur l'interaction onde-particule, l'échange de charge avec le tore de Io et les anneaux de poussière | 178 |
| 6 | Etude de la dynamique temporelle des ceintures de radiations d'électron | 181 |
| 6.1 | La dynamique au plus près de Jupiter | 181 |
| 6.1.1 | Impacts cométaires | 182 |
| 6.1.2 | Variabilité temporelle non liée aux impacts de comète | 182 |
| 6.2 | La dynamique observée dans les ceintures de radiations externes d'électron par Galileo | 187 |
| 6.2.1 | Les électrons ayant une énergie cinétique inférieure à 1 MeV : événements d'injection | 187 |
| 6.2.2 | Dynamique des électrons ayant une énergie supérieure au MeV | 188 |
| 6.2.3 | Evènements exceptionnels pour les électrons d'énergie supérieure à 11 MeV | 189 |
| 6.3 | Bilan sur la dynamique temporelle des ceintures de radiations d'électron de Jupiter | 193 |
| | Conclusion | 195 |
| | Perspectives | 199 |
| | Communications | 201 |
| | Annexes | 203 |
| A | L'expérience "Energetic Particle Investigation" à bord de la sonde atmosphérique larguée par Galileo | 203 |
| B | Validation du code WAPI par rapport aux codes PADIE et FDS pour les ondes de type « Choeur » autour de Jupiter | 207 |
| | Bibliographie | 222 |

Remerciements

Mes remerciements vont tout d'abord à ma directrice de thèse Angélica. Merci d'avoir proposé ce doctorat, d'avoir trouvé le financement et surtout d'avoir été présente ces trois dernières années malgré la charge contractuelle écrasante et les aléas familiaux. Merci pour la liberté que tu m'as laissée au cours de cette thèse, avec toujours ton regard bienveillant et constructif sur mes travaux. Ton écoute et ton ouverture d'esprit sont pour moi un exemple.

Je souhaite ensuite remercier les membres du jury, c'est à dire, par ordre alphabétique, Mme Nicole Cornilleau-Wehrin, M Iannis Dandouras, Mme Dominique Fontaine et M Philippe Zarka. Merci à tous de l'intérêt que vous avez porté à ma thèse, d'avoir lu le manuscrit pendant l'été et d'avoir été présents le jour de la soutenance. Merci également pour les discussions qui ont suivies ma présentation, j'ai été ravi de me présenter à vous et à vos laboratoires de recherche respectifs.

Je remercie également Denis Standarovski du CNES et Nicolas André de l'IRAP pour avoir participé aux deux comités de suivi de thèse organisés à la fin de la première et de la deuxième année. Un merci particulier à Nicolas pour les discussions et conseils, ainsi que les nombreuses interactions avec l'IRAP et le groupe PEPS (séminaire PEPS, workshop « planetary space weather », conférences Cassini-MAPS et groupe de travail Cassini-MIMI).

Les conférences internationales ont fortement participées à ce qu'est cette thèse aujourd'hui, ont permis de tisser des liens étroits, fructueux et critiques avec de nombreux scientifiques, et ont été l'occasion de promouvoir le modèle physique Salammbô. Merci donc à l'ONERA pour le financement du déplacement à la conférence EGU 2016 (Vienne, Autriche), MOP 2017 (Uppsala, Suède) et MOP 2018 (Boulder, USA). Merci également à l'EGU de m'avoir invité et financièrement soutenu pour la conférence EGU 2017 (Vienne, Autriche).

Les collaborations que j'ai mises en place au cours de ma thèse ont largement façonnées celle-ci et lui ont donné une dimension internationale, grâce notamment à, par ordre alphabétique, Henry Garrett (JPL), Peter Kollmann (APL) et Daniel Santos-Costa (SWRI). Merci encore à Peter pour les nombreuses discussions et l'invitation à venir passer quelques jours à APL près de Washington à la fin de ma thèse. C'était mon « grand final » (pour paraphraser l'expression utilisée pour le suicide de Cassini) et il fut grandiose. Merci Daniel d'avoir partagé avec moi l'expérience que tu t'es forgée depuis 2001, que ce soit sur la modélisation des ceintures de

radiations ou la modélisation du rayonnement synchrotron.

Merci ensuite au département DPHY pour le super accueil pendant trois ans !

Tout d'abord, l'unité de recherche que j'ai intégrée, « Environnement Radiatif Spatial » (ERS). Je remercie Daniel Boscher et Sébastien Bourdarie pour leur écoute et l'apport scientifique conséquent qu'ils ont amené à cette thèse. Merci également à Vincent, Didier et Sandrine, ainsi que les plus jeunes, Antoine, Nour et Marine. Je me souviendrai de la présentation que j'ai donnée lors d'un « ERS Science », lieu de nombreuses discussions et essais gastronomiques.

Je tiens ensuite à remercier, au DPHY, Christine (qui fait que les choses se font), Sébastien H (Jupiter, 3DView, un flegme apparent remarquable et une bonne oreille), Pierre (pour ce rire reconnaissable parmi mille), Gaël (pour les baignades au triathlon), Romain (pour la perceuse !), et Claude et Stéphane (pour exister).

Les camarades doctorants ! Tout d'abord, les meilleurs cobureaux : Rémi P (quand tu veux pour une crémaillère dans l'espace), Pauline (très belles boucles d'oreille, nous ne sommes que poussières, j'enverrai une photo du shih-tzu) et Marina (ravitaillement café, toujours de bonne humeur et dotée d'une sacrée armure). Viennent ensuite les autres collègues de différentes générations de doctorants : Marc, Uri, Rémi B, Damien, MC, Adrien R (presque doctorant), Pablo (merci pour les simulations Geant-4!!), Guillaume et Amandine.

Merci aux beaux-parents, Patrice et Sylvie, ainsi qu'aux grands mère Jacqueline et Renée d'avoir écouté mes histoires de Jupiter depuis trois ans.

Merci ensuite à ma famille pour le soutien et les encouragements pendant l'ensemble des mes études, en classes préparatoires, à Supaéro, pendant mon année de césure, et pendant la thèse.

Je dédie finalement ce manuscrit de thèse et mon doctorat à Julie, ma partenaire, devenue ma fiancée et désormais ma femme. Tu m'as incité à entreprendre le stage de fin d'étude que j'ai fait à l'ONERA en 2015 sur cette planète géante nommée Jupiter. C'est ensuite grâce à toi que j'ai fait cette thèse et tu m'as toujours poussé à donner le meilleur de moi-même, à aller plus loin et à m'imposer une rigueur, une organisation et un planning des plus exigeants sans relâche pendant trois années. Merci d'être venu à Toulouse me rejoindre, vivre avec toi a fait de moi l'homme le plus chanceux, équilibré, épanoui, confiant et heureux sur Terre (et Jupiter). Les magnifiques voyages et aventures que nous avons vécus ensemble depuis trois ans ne sont qu'un début. J'ai grâce à toi la conviction que tout va bien se passer à l'avenir, et je prie l'autruche pour que notre future nouvelle vie soit à la hauteur de tes ambitions personnelles et professionnelles. Avec toi, tout est une évidence, il ne reste plus qu'à profiter de l'instant présent.

Résumé

Les ceintures de radiations de la planète géante Jupiter sont constituées d'électrons, de protons et d'ions lourds de très haute énergie. Ces particules chargées représentent un risque majeur pour les satellites artificiels cherchant à explorer Jupiter. Dans le même temps, comprendre l'origine et la répartition de ces particules est une problématique fondamentale du domaine de la Physique de l'Espace.

Le modèle physique Salammbô de l'ONERA répond aux deux enjeux précédents. Il a été développé pour le cas de la planète géante au cours de deux thèses successives qui se sont terminées en 2004 [Santos-Costa, 2001 ; Sicard, 2004]. Les travaux précédents ont permis de mettre en place un modèle d'électrons qui s'étend de l'atmosphère de Jupiter jusqu'à l'orbite d'Europe ($9 R_j$) et un modèle de protons jusqu'à l'orbite de la lune volcanique Io ($6 R_j$). Depuis cette date, la mission américaine Galileo, qui fut en orbite autour de Jupiter jusqu'en 2003, a livré de nombreuses informations sur les ceintures de radiations et sur l'environnement qui influence celles-ci.

Cette thèse revisite le modèle d'électrons et étend le modèle de protons jusqu'à l'orbite d'Europe. Cela permet, en particulier, de montrer que les ondes électromagnétiques se propageant entre les orbites des lunes Io et Europe induisent des pertes significatives de particules, celles-ci étant précipitées dans l'atmosphère de Jupiter. Les modèles proposés au cours de cette thèse sont également mieux à même de prédire l'environnement extrême et limitant des ceintures de radiations que les précédents travaux.

Mots clefs : Jupiter – magnétosphère – ceintures de radiations – ondes électromagnétiques – mesures in-situ – rayonnement synchrotron

Abstract

The radiation belts of the giant planet Jupiter are populated by very energetic electrons, protons and heavy ions. On one hand, these charged particles represent a major threat to exploration missions. On the other hand, understanding the radiation belt particles origin and distribution is a fundamental question of the broad Space Physics research domain.

The physical model Salammbô of ONERA addresses the two previous challenges. It has been developed during two successive previous PhD thesis that ended in 2004 [Santos-Costa, 2001 ; Sicard, 2004]. Previous work has enabled to predict and study the electrons inward of Europa's orbit (9 R_J) and the protons inward of the volcanic moon Io (6 R_J). Since 2004, the Galileo mission that was in orbit around Jupiter until 2003 has provided many inputs regarding the Jovian radiation belts and the environment that shape them.

This PhD thesis revisits the electron model and expands the proton's one up to Europa's orbit. Our modeling effort shows that, in particular, electromagnetic waves propagating between the orbits of the moons Io and Europa create strong particle losses within the radiation belts, as the charged particles are precipitated in the Jovian atmosphere. In addition, our models are better suited than what has been proposed by previous work to predict the harsh radiative environment near Jupiter.

Keywords : Jupiter – magnetosphere – radiation belts – electromagnetic waves – in-situ measurements – synchrotron radiation

Glossaire

| | |
|--------------------|--|
| α, α_l | angle d'attaque local |
| α_{eq} | angle d'attaque équatorial |
| \vec{B} | vecteur champ magnétique |
| $B = \ \vec{B}\ $ | intensité du champ magnétique local |
| B_0 | intensité du champ magnétique à l'équateur à 1 rayon jovien |
| B_{eq} | intensité du champ magnétique à l'équateur magnétique |
| B_m | intensité du champ magnétique au point miroir |
| c | vitesse de la lumière dans le vide |
| De | déclinaison apparente de la Terre par rapport au plan équatorial de Jupiter |
| D_{xx}, D_{yy} | coefficient de diffusion en angle d'attaque équatorial |
| D_{yE} | coefficient de diffusion en angle d'attaque équatorial et énergie cinétique |
| D_{EE} | coefficient de diffusion en énergie cinétique |
| D_{LL} | coefficient de diffusion en paramètre de Mc Ilwain |
| $\frac{dE}{dl}$ | pouvoir d'arrêt d'un matériau pour des particules chargées |
| $\frac{dE}{dt}$ | coefficient de friction en énergie cinétique |
| \vec{E} | vecteur champ électrique |
| e | charge élémentaire |
| E | énergie cinétique de la particule |
| E_0 | énergie au repos de la particule |
| ϵ_0 | permittivité diélectrique du vide |
| \vec{F} | force de Lorentz |
| f | fonction de distribution |
| f_c | gyrofréquence de la particule |
| G | jacobien de la transformation de la base (J_1, J_2, J_3) à la base (E, y, L) |
| $\frac{1}{\Gamma}$ | coefficient de perte |
| γ | facteur de Lorentz |
| I | invariant intégral |
| J_1, J_2, J_3 | invariants adiabatiques associés aux trois mouvements périodiques |
| Jy | unité du Jansky, $1 Jy = 10^{-26} W.m^{-2}.Hz^{-1}$ |
| k_b | constante de Boltzmann |
| \vec{k} | vecteur d'onde |
| k_{\parallel} | composante parallèle au champ magnétique du vecteur d'onde |

| | |
|-------------------------|--|
| L | paramètre de Mc Ilwain |
| L_m | paramètre de Mc Ilwain calculé à partir de l'invariant intégral |
| L^* | paramètre de Roederer |
| $\langle l \rangle$ | distance parcourue par la particule dans un anneau pendant une période de rebond moyennée sur le mouvement de dérive |
| $\lambda_{III} (CML)$ | longitude dans le système III du méridien central observé |
| λ | longueur d'onde d'observation |
| m_0 | masse au repos de la particule |
| μ | moment magnétique |
| $n(r)$ | nombre de grains de poussière par unité de volume par unité de rayon de grain |
| $\Omega_{e,p}$ | Gyropulsation de l'électron ou du proton |
| p | impulsion de la particule |
| Φ | flux magnétique enfermé par la coquille de dérive |
| Ψ | angle de déviation de la particule |
| q | charge élémentaire |
| R_j | rayon jovien |
| r_g | rayon de giration de la particule |
| ρ_{SiO_2} | masse volumique du dioxyde de silicium |
| σ | section efficace |
| T_b | température de brillance |
| t | temps |
| τ_b | période de rebond |
| τ_g | période de giration |
| $\tau_{\perp}(\lambda)$ | densité optique normale à la longueur d'onde λ |
| θ | angle entre la ligne de visée de l'observateur et le vecteur champ magnétique |
| \vec{v} | vitesse de la particule |
| w | Pulsation de l'onde |
| w_{p_i} | Pulsation plasma associée à l'espèce i |
| x | cosinus de l'angle d'attaque équatorial de la particule |
| y | sinus de l'angle d'attaque équatorial de la particule |
| $\langle \rangle$ | moyenne sur une coquille de dérive |

Introduction

Des électrons, protons et ions lourds de très haute énergie, de quelques keV à plusieurs dizaines de MeV, sont piégés par le champ magnétique intense de la planète géante Jupiter. Ces particules constituent les ceintures de radiations les plus énergétiques et avec les plus forts niveaux de flux du Système Solaire, par comparaison avec leur équivalent autour de la Terre, de Saturne, d'Uranus et de Neptune.

Les ceintures de radiations de Jupiter sont extrêmement dangereuses et limitantes pour l'exploration du monde jovien mais elles sont également un sujet de recherche fondamental du domaine général de la Physique de l'Espace. En effet, du point de vue de l'ingénieur, les flux de particules chargées énergétiques sont néfastes pour les satellites artificiels par la charge interne et externe qu'ils peuvent engendrer, les basculements mémoire qu'ils peuvent créer et la dégradation des matériaux qu'ils induisent. Du point de vue fondamental, l'environnement jovien atypique est un laboratoire naturel unique d'étude des mécanismes physiques qui régissent les ceintures de radiations. Cela permet de comprendre quels processus sont universels et communs aux autres planètes magnétisées du Système Solaire, et quels processus sont spécifiques à Jupiter.

Les modèles physiques des ceintures de radiations sont le seul outil permettant de répondre à ces deux problématiques de front.

En effet, ils sont d'un côté capables de prédire l'environnement radiatif là où les mesures in-situ sont limitées ou inexistantes. D'un autre côté, l'effet des processus physiques agissant sur les particules piégées est explicitement quantifié dans un modèle physique, ce qui permet d'étudier leur importance relative et leur effet sur la morphologie des ceintures de radiations : quels phénomènes sont à l'origine des distributions observées de particules ?

L'ONERA développe depuis les années 1990 un ensemble de modèles physiques des ceintures de radiations, appelé Salammbô [Beutier, 1993]. Le modèle a été adapté au cas de Jupiter au cours de deux thèses successives de 1998 à 2004 [Santos-Costa, 2001 ; Sicard, 2004]. Santos-Costa [2001] étudia les électrons piégés à l'intérieur de l'orbite de la lune volcanique Io, qui est située à 6 rayons joviens (R_j , $1 R_j = 71492$ km) du centre de Jupiter. Sicard [2004] étendit le modèle électron proposé jusqu'à l'orbite de la lune glacée Europe ($8,9 R_j$) et développa un modèle pour les protons et particules alpha jusqu'à l'orbite de Io ($6 R_j$). Les précédents modèles ont permis de répondre à la fois à la problématique ingénierie et à la problématique fondamentale.

En effet, pour le premier besoin, le modèle Salammbô-électron proposé par Sicard [2004] a été implémenté dans le modèle ingénieur « Jupiter ONERA Specification Environment » (JOSE) [Sicard-Piet et al., 2011] qui est utilisé pour spécifier l’environnement extrême que rencontrera la mission européenne JUICE (« JUpter ICy moons Explorer ») à partir de 2030.

Côté fondamental, les modèles de Santos-Costa [2001] et Sicard [2004] ont été en mesure d’expliquer l’origine et la répartition du rayonnement synchrotron émis par les électrons piégés très près de la planète géante (à des distances au centre inférieures à 4 R_J). De plus, de nombreux processus physiques agissent sur les particules piégées autour de Jupiter. Les modèles physiques précédemment développés ont permis de montrer que, parmi l’ensemble des phénomènes existants, les processus dominants sont le transport radial des particules piégées (aussi appelé diffusion radiale), l’effet de l’atmosphère de la planète géante, le rayonnement synchrotron et les effets d’absorption liés aux lunes de Jupiter.

Enfin, la capacité du modèle de 2004 à pouvoir prédire les ceintures de radiations et la compréhension proposée des processus physiques ont été validées par rapport à des observations radio-astronomiques du rayonnement synchrotron et par rapport à des mesures de particules relevées in-situ par les sondes Pioneer 10 en 1973 et Pioneer 11 en 1974. Les mesures obtenues par la sonde atmosphérique larguée en 1995 par la mission Galileo, appelée « Galileo Probe », furent également exploitées.

Cependant, le modèle de 2004 peut être amélioré selon deux axes de recherche principaux : les mesures utilisées pour la validation d’une part, et la modélisation des processus physiques d’autre part. Pour le premier axe, le modèle proposé n’a été validé que par rapport à deux canaux de mesure à bord de chacune des deux sondes Pioneer. Ces canaux ont observé des électrons ayant des énergies cinétiques supérieures à 21 MeV et 31 MeV. Aucune mesure d’électrons à plus faible énergie relevée par les sondes Pioneer n’a été exploitée, tout comme l’ensemble des mesures de protons relevées par ces deux missions. Les données de la sonde Voyager 1 qui survola Jupiter en 1979 n’ont également pas été utilisées. Enfin, les précédents travaux n’ont pas pu bénéficier des observations de la mission Galileo qui resta en orbite autour de Jupiter de 1995 à 2003, que ce soit pour les mesures in-situ de particules ou la connaissance de l’environnement proche de Jupiter. Galileo Orbiter, le satellite principal de la mission Galileo, était jusqu’au 4 Juillet 2016 le seul satellite jamais mis en orbite autour de Jupiter. A cette date, la mission américaine Juno s’est placée sur une orbite polaire autour de la planète géante et nous délivre depuis de nouvelles observations des ceintures de radiations. Pour la modélisation des processus physiques, le modèle de 2004 était contraint de négliger l’effet des ondes électromagnétiques se propageant près de Jupiter car celles-ci n’avaient été que très peu observées. De plus, il n’existait pas à l’époque d’outil permettant de quantifier l’interaction onde-particule pour les ceintures de radiations. Finalement, les protons, risque majeur pour les panneaux solaires des satellites artificiels, ne sont modélisés que jusqu’à l’orbite de Io dans le modèle de 2004 et le modèle Salammbô ne permet donc pas de spécifier l’environnement liés à ces particules que vont rencontrer les futures missions JUICE et Europa-Clipper. Cela implique également que, côté fondamental, l’effet de l’environnement neutre, plasma et électromagnétique proche de la lune volcanique Io sur les protons piégés n’a pas été étudié.

Les mesures in-situ non utilisées en 2004 sont exploitables. Ainsi, nous pouvons valider le modèle Salammbô-électron à des énergies inférieures à 21 MeV, exploiter les mesures proton des sondes Pioneer et les observations électron et proton de Voyager 1. De plus, il est désormais possible d'utiliser les mesures in-situ relevées par la mission Galileo ainsi que les nombreuses informations qu'elle apporta à propos de l'environnement qui influe sur les ceintures de radiations. En particulier, la mission Galileo permet d'observer et d'étudier les ondes électromagnétiques susceptibles d'interagir avec les particules piégées. Un outil permettant de quantifier l'interaction onde-particule est développé depuis 2007 à l'ONERA pour les ceintures de radiations terrestres [Boscher et al., 2007; Sicard-Piet et al., 2014] et peut être adapté au cas de Jupiter. Enfin, nous pouvons désormais valider le modèle Salammbô à des latitudes très élevées grâce à l'orbite polaire de la sonde Juno.

Cette thèse consiste à revisiter le modèle Salammbô-électron, grâce notamment aux observations de la mission Galileo et à l'ajout du processus d'interaction onde-particule. Ce travail de thèse vise également à étendre le modèle proton de l'orbite de Io à l'orbite d'Europe. Ainsi, un outil à jour de prévision et d'étude des ceintures de radiations d'électrons et de protons internes à Europe est mis en place.

Pour cela, nous mettons tout d'abord à jour les caractéristiques de l'environnement jovien qui peut influencer sur les ceintures de radiations à l'intérieur de l'orbite d'Europe dans le chapitre 1.

Une base d'observations fiables des ceintures de radiations est nécessaire pour valider le modèle et est mise en place dans le chapitre 2. Pour ce faire, les observations disponibles sont discutées, afin de quantifier au mieux leur représentativité de l'environnement radiatif que Salammbô doit reproduire. En particulier, l'erreur de mesure associée à chaque observation est étudiée tout comme les éventuels problèmes de contamination et de saturation.

La modélisation de l'effet des processus physiques sur les particules des ceintures de radiations pour le modèle physique Salammbô est ensuite détaillée dans le chapitre 3. Les travaux existants y sont critiqués à la lumière des connaissances actuelles. En particulier, la distribution d'électrons imposée à l'orbite d'Europe est retravaillée. La modélisation de certains processus physiques déjà traitée par les études précédentes est reprise : les interactions avec le plasma froid, les effets d'absorption des lunes ainsi que l'interaction avec les anneaux de Jupiter. Le processus d'échange de charge avec les tores de gaz neutre émis par les lunes Io et Europe est ajouté au modèle Salammbô-proton. L'interaction avec les ondes électromagnétiques de type « EMIC » (ondes cyclotroniques ioniques), « Souffle » et « Choeur » est modélisée et intégrée aux modèles Salammbô-électron et Salammbô-proton.

Le nouveau modèle Salammbô permet alors d'effectuer une prédiction globale des ceintures de radiations de Jupiter à l'intérieur de l'orbite d'Europe indépendante du temps. Cette prédiction globale est documentée dans le chapitre 4. Elle y est également validée localement par rapport aux observations de Pioneer 10, Pioneer 11, Voyager 1, Galileo Probe, Galileo Orbiter et Juno, mais aussi par rapport aux observations radio-astronomiques du rayonnement synchrotron.

Le modèle Salammbô indépendant du temps est ensuite utilisé dans le chapitre 5 pour étudier, par rapport aux observations des ceintures de radiations, l'effet des processus physiques clefs ou incertains que sont l'interaction onde-particule, l'effet des gaz neutres et l'interaction avec les anneaux de Jupiter.

Alors que le modèle proposé est indépendant du temps, le chapitre 6 étudie la dynamique temporelle des ceintures de radiations de Jupiter. Il y est montré qu'un modèle de ceintures de radiations indépendant du temps est adapté à l'étude de celles-ci à l'intérieur de l'orbite d'Europe. Ce n'est cependant plus vérifié au-delà de l'orbite de la lune glacée et l'origine de la dynamique temporelle qui y fut observée par la mission Galileo pendant huit années est discutée.

Finalement, la conclusion reprend les apports de cette thèse à la prédiction et à la compréhension des ceintures de radiations de Jupiter et des perspectives sont proposées.

Chapitre 1

Jupiter, son environnement et ses ceintures de radiations

Ce chapitre introduit les caractéristiques de l'environnement au voisinage de la planète géante Jupiter pouvant influencer les ceintures de radiations.

Un des aspects les plus remarquables de Jupiter est son champ magnétique intense. Il est à l'origine de la magnétosphère de la planète géante que nous présentons également dans ce chapitre. Les ceintures de radiations sont la partie la plus interne et la plus énergétique de cette magnétosphère.

1.1 Du cœur de Jupiter à la lune Europe

1.1.1 Au coeur de Jupiter : le champ magnétique

Le champ magnétique rencontré près de la planète géante résulte de la superposition de deux champs magnétiques provenant de deux sources différentes : une dynamo à l'intérieur de la planète qui crée le « champ interne » et les courants électriques circulant dans le magnétodisque (voir section 1.1.5 pour une introduction sur le magnétodisque) qui créent le « champ externe ».

Le champ magnétique interne de Jupiter est le plus intense du Système Solaire, avec un moment dipolaire respectivement 28 et 20000 fois plus fort que celui des champs magnétiques de Saturne ou de la Terre. **L'axe du dipôle jovien est incliné d'environ 9,6° par rapport à l'axe de rotation de la planète.** Le champ interne de Jupiter est extrêmement complexe et non dipolaire. Différents modèles du champ interne ont été développés au cours de l'exploration et de l'observation de Jupiter. Ils reposent sur les mesures in-situ des sondes Pioneer 10, Pioneer 11 et Voyager 1 ainsi que sur l'observation des pieds auroraux connectés aux lunes de Jupiter,

principalement le pied de la lune volcanique Io. La Figure 1.1 montre l'intensité du champ magnétique prédit près de la planète par les modèles O4 (ordre 3) [Acuna et Ness, 1976], O6 (ordre 3) [Connerney, 1993], VIP4 (ordre 4) [Connerney et al., 1998] et JRM09 (ordre 10) [Connerney et al., 2018]. Les modèles d'ordre 4 VIPAL [Hess et al., 2011] et ISAAC [Hess et al., 2018] existent également mais ne sont pas représentés ici. La complexité du champ magnétique interne est observable sur la Figure 1.1 à travers la variabilité de son intensité magnétique avec la longitude et la latitude et l'existence de « structures » localisées.

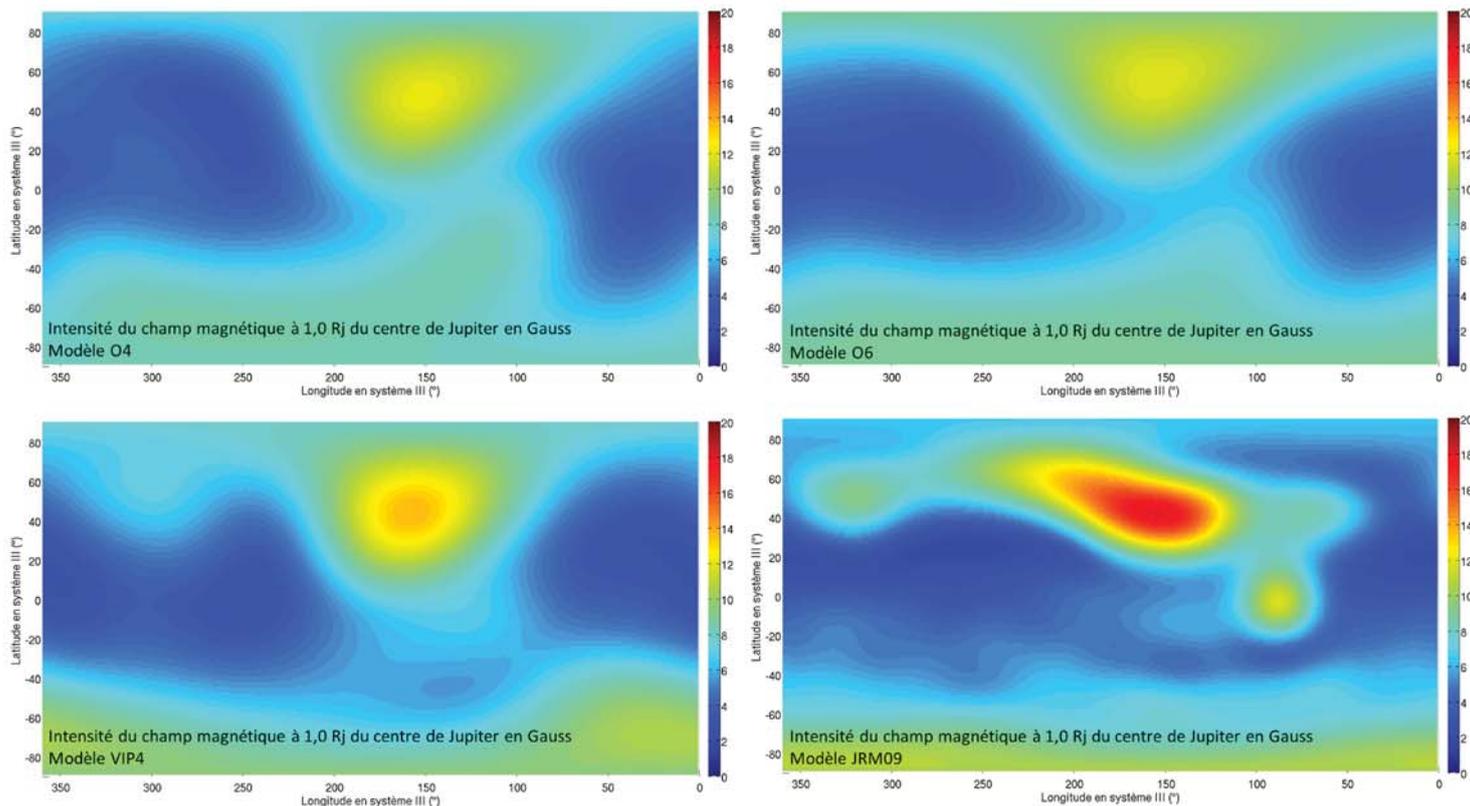


Figure 1.1 – Intensité du champ magnétique à 1,0 Rj du centre de Jupiter prédite par les modèles O4, O6, VIP4 et JRM09.

Le champ externe créé par les courants électriques circulant dans le magnétodisque peut être représenté avec les modèles proposés par Connerney et al. [1981] (CAN81), Khurana [1997] (Khurana97) ou Khurana et Schwarzl [2005]. Il a pour effet « d'étirer » les lignes de champ magnétiques qui très loin de la planète deviennent quasi-parallèles au magnétodisque.

Sicard [2004] détaille l'implémentation des modèles de champs magnétiques. Au cours de cette thèse, le champ magnétique de Jupiter est modélisé avec **le modèle de champ interne O6 et le modèle de champ externe de Khurana [1997]**. Nous utilisons ainsi le même modèle de champ magnétique que les précédents travaux de Sicard [2004]. L'auteure précédente a montré que l'utilisation du modèle O4+CAN81 pour la modélisation des ceintures de radiations de Jupiter donne les mêmes résultats que l'utilisation de O6+Khurana97. Nous discutons dans la section 4.2 si l'utilisation de modèles de champ d'ordre plus élevé comme le modèle JRM09

peut amener à changer les prédictions du modèle Salammbô, particulièrement au plus près de la planète.

1.1.2 L'atmosphère de Jupiter

L'atmosphère de Jupiter est la partie visible de la planète géante. Les bandes multicolores et la grande tache rouge sont les caractéristiques les plus connues de cette atmosphère, tel qu'illustré par la Figure 1.2. La sonde américaine Juno actuellement en orbite polaire autour de Jupiter fournit des observations sans précédent des pôles de la planète géante et révèle la présence de nombreux cyclones (Figure 1.2 également).

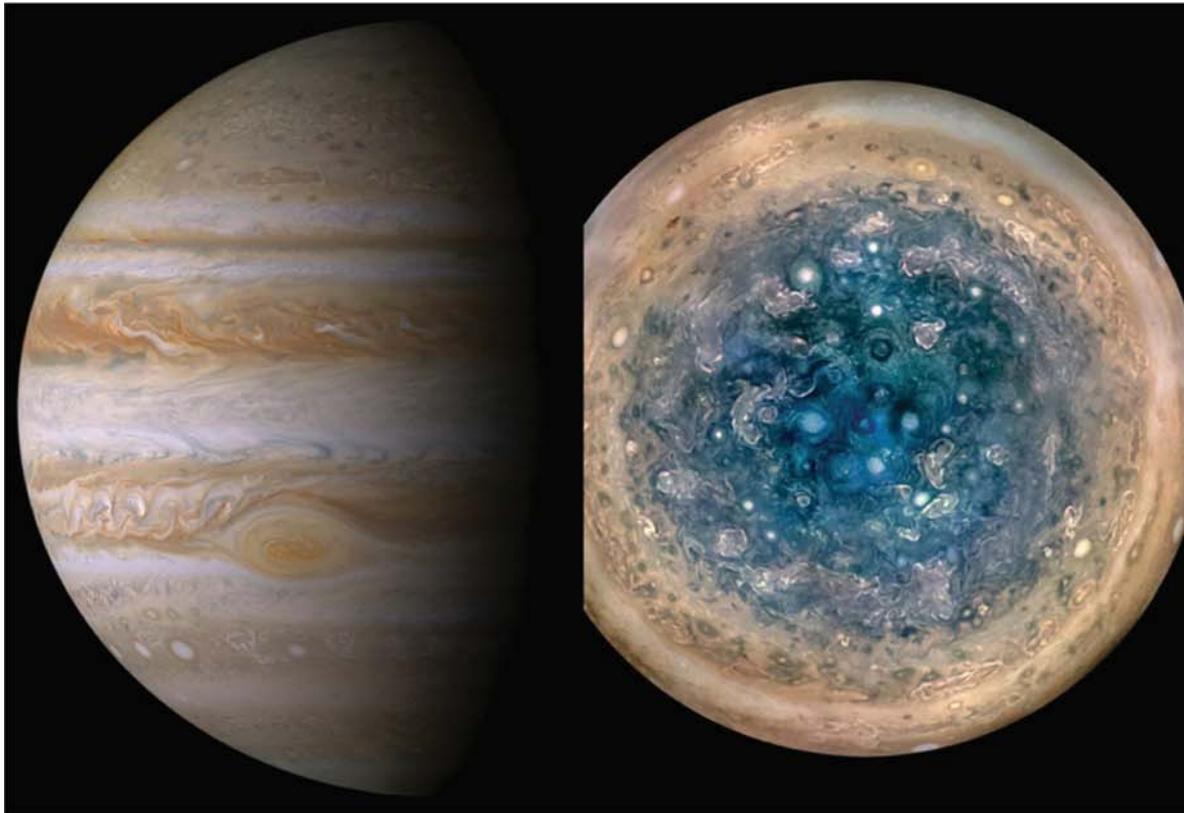


Figure 1.2 – L'atmosphère de Jupiter vue dans le visible. A gauche, photo prise par la sonde Cassini le 9 Décembre 2000 (crédit : NASA). A droite, le pôle Nord de Jupiter observé par Juno et reconstitué à partir d'observations prises entre Juillet 2016 et Février 2017 (extrait de Bolton et al. [2017]).

La haute atmosphère de Jupiter est principalement composée d'hydrogène H, de dihydrogène H₂, d'hélium He et de méthane CH₄. Au cours de cette thèse, nous utilisons le modèle d'atmosphère proposé par Santos-Costa [2001], qui repose sur les travaux de Seiff et al. [1997, 1998]. Nous supposons également dans nos travaux que Jupiter est sphérique avec un rayon de 1 R_J valant 71492 kilomètres. L'aplatissement de Jupiter est conséquent puisque la planète a un rayon polaire d'environ 66864 kilomètres mais cela n'a pas de conséquence pour notre étude.

| Lune | Rayons de l'ellipsoïde (km) | Demi-grand axe de l'orbite (Rj) |
|----------|-----------------------------|---------------------------------|
| Métis | 30*20*17 | 1,79 |
| Adrastée | 10*8*7 | 1,80 |
| Amalthée | 125*73*64 | 2,54 |
| Thébé | 58*49*42 | 3,10 |

Tableau 1.1 – Taille et demi grand-axe des lunes en dessous de 3,1 Rj [Thomas et al., 1998]

1.1.3 Le système lunes-anneaux interne

Quatre petites lunes gravitent autour de Jupiter le long d'orbites ayant des demi-grand axes inférieurs à 3,1 Rj : Métis, Adrastée, Amalthée et Thébé. Comme le montre la Figure 1.3, ce sont des « gros cailloux » avec des formes irrégulières. Le Tableau 1.1 précise les rayons des ellipsoïdes qui permettent de représenter au mieux les formes des lunes ainsi que le demi grand-axe de leur orbite.

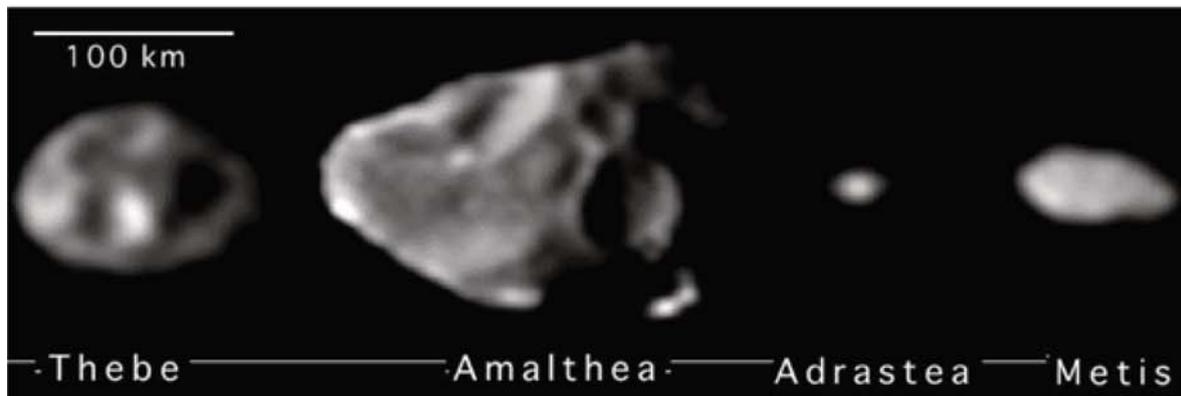


Figure 1.3 – Les satellites internes Thébé, Amalthée, Adrastée et Métis, observés par la sonde Galileo. Crédit : NASA JPL.

Des anneaux de poussière très peu denses et donc quasi invisibles existent près des orbites des quatre lunes internes. Il fallut attendre le survol de la sonde Voyager 1 en 1979 pour les découvrir [Smith et al., 1979]. La mission Galileo a confirmé que les grains de poussière sont créés par impact de micrométéorites sur les quatre lunes internes. Les grains dérivent ensuite en direction de la planète géante à cause de l'effet de Poynting-Robertson.

La Figure 1.4 présente les extensions des quatre anneaux de poussière utilisées dans notre étude et déduites des travaux de Brooks et al. [2004] et [Showalter et al., 2008]. Les anneaux de Jupiter sont généralement décomposés en quatre anneaux :

- L'anneau principal, qui est le plus brillant des quatre et le premier qui fut découvert. C'est également l'anneau le moins épais avec une épaisseur totale d'environ 200 kilomètres [Brooks et al., 2004]. Les grains de l'anneau principal sont produits par les impacts sur les lunes Métis et Adrastée. Cela explique pourquoi l'anneau principal est plus brillant et dense que les anneaux créés par Amalthée et Thébé : Métis et Adrastée sont plus petites et la vitesse de libération des grains de poussière près de ces lunes est donc plus faible.

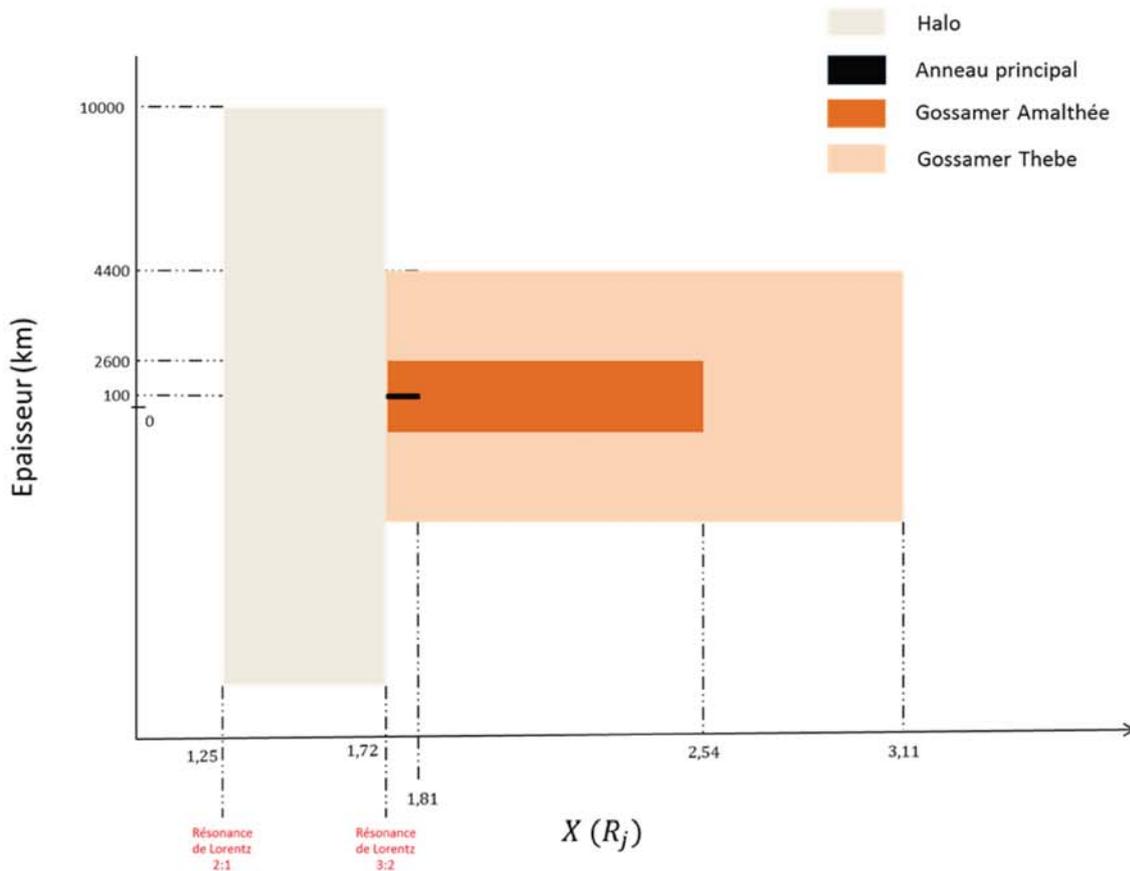


Figure 1.4 – Extension des quatre anneaux de Jupiter utilisée dans notre étude. La coordonnée X représente la distance au centre de Jupiter et est prise dans le plan équatorial de la planète.

- Le Halo, le plus près de la planète et le plus épais. Son bord extérieur coïncide avec le bord intérieur de l'anneau principal. Les grains qui composent le Halo proviennent de l'anneau principal. L'épaisseur importante du Halo (environ 20000 kilomètres soit 0,28 R_j) provient peut-être d'une résonance de Lorentz 3 :2 (le champ magnétique de Jupiter fait 2 rotations lorsque les particules font 3 révolutions autour de Jupiter) située à 1,72 R_j qui exciterait l'inclinaison de l'orbite des grains de poussière. De même, il est très probable que la résonance de Lorentz 2 :1 à 1,25 R_j explique pourquoi le Halo ne s'étend pas à l'intérieur de cette orbite.
- Les deux anneaux secondaires créés respectivement par Amalthée et Thébé. Ils sont extrêmement fins et difficiles à observer et ont ainsi été dénommés les anneaux de « Gossamer » par leur découvreur Mark Showalter (« Gossamer » signifiant transparent pour un tissu en anglais). L'extension verticale des deux anneaux provient de l'inclinaison des deux lunes qui imprime aux grains de poussière la même inclinaison [Burns et al., 1999].

Les grains de poussière sont très sûrement composés de silice S_iO_2 [Santos-Costa, 2001] et sont supposés sphériques dans notre étude. Showalter et al. [2008] montrent que les grains des anneaux secondaires ne sont pas sphériques, mais cette hypothèse de sphéricité est utilisée pour estimer les densités des grains de poussière à l'intérieur des anneaux et n'affecte pas de façon significative

| | Halo | Anneau principal | Gossamer Amalthée et Thébé |
|--|---|---|--|
| Grains ayant un rayon compris entre $1 \mu m$ et $100 \mu m$ | Non, d'après de Pater et al. [2017]. Oui, distribution similaire à l'anneau principal d'après Mark Showalter (discussion personnelle) | Oui, la distribution est donnée par Brooks et al. [2004] | Oui, leur distribution suit une loi puissance avec pour exposant -2 [Showalter et al., 2008] |
| Grains ayant un rayon supérieur à $100 \mu m$ | Non (discussion personnelle avec Mark Showalter) | Oui [Throop et al., 2004]. Des amas et des mini-lunes existent également [Burns et al., 1980; Showalter et al., 2007] | Non [Showalter et al., 2008] |

Tableau 1.2 – Distributions en taille des grains dans les anneaux de poussière de Jupiter. « Oui » signifie que des grains existent, « Non » signifie qu'ils n'existent pas.

les densités obtenues [Brooks et al., 2004; Showalter et al., 2008]. Afin de pouvoir modéliser l'effet des anneaux de poussière sur les électrons et protons piégés (voir section 3.4.7), il est nécessaire de connaître la distribution en taille des grains de poussière. Celle-ci est représentée à l'aide de la densité $n(r)$ exprimée en $\mu m^{-1}.m^{-3}$ où $n(r).dr$ donne le nombre de grains par volume ayant un rayon compris entre r et $r + dr$.

L'atténuation de la lumière à travers les anneaux observée à différentes longueurs d'ondes et avec différents angles de phase (angle entre le Soleil, le plan de l'anneau et l'observateur) renseigne sur la densité des grains, (r) . Cela permet également de connaître les tailles maximum et minimum des grains ainsi que leurs tailles caractéristiques. Le Tableau 1.2 résume ce qui est connu pour les anneaux de Jupiter quant aux tailles de grains qui composent les quatre anneaux et à leur distribution (densité par unité de rayon). Nous séparons les différentes populations de grain en fonction de leur rayon. Les grains ayant un rayon inférieur au micromètre ont un effet totalement négligeable sur les ceintures de radiations (voir section 3.4.7).

Distribution des petits grains

Les « petits grains » désignent ici les grains ayant un rayon inférieur à $100 \mu m$.

La distribution en taille des grains dans les anneaux secondaires suit une loi puissance telle que $n(r) = C_{secondaire} \cdot r^{-q}$ avec $C_{secondaire}$ une constante propre à chaque anneau et $q = 2$ [Showalter et al., 2008].

Les petits grains de poussière de l'anneau principal ont une distribution en taille qui suit une double loi puissance [Brooks et al., 2004] :

$$\begin{cases} n(r) = C_{principal}.r^{-2} \text{ pour } r \leq r_{brk} = 15 \mu m \\ n(r) = C_{principal2}.r^{-5} \text{ pour } r > 15 \mu m \end{cases}$$

Par continuité à $r_{brk} = 15 \mu m$, on a $C_{principal2} = C_{principal}.r_{brk}^3$

de Pater et al. [2017] propose que les tailles des grains dans le Halo ne dépasse pas le micromètre. Cependant, la distribution des petits grains dans le Halo est sûrement similaire (à la hauteur de l'anneau près) à la distribution dans l'anneau principal (discussion personnelle avec Mark Showalter). Nous choisissons au cours de cette thèse de considérer que les petits grains du Halo ont la même distribution que les petits grains de l'anneau principal, mais cela ne change pas nos conclusions sur l'effet du Halo sur les ceintures de radiations : cet effet est négligeable (voir section 3.4.9).

Afin de déterminer la distribution en taille des grains, il nous reste à calculer la constante $C_{principal}$ pour l'anneau principal et les deux constantes $C_{secondaire}$ pour les anneaux secondaires. Pour cela, nous utilisons **la densité optique normale** des anneaux. Cette densité, notée $\tau_{\perp}(\lambda)$ exprime le taux d'atténuation de la lumière à une longueur d'onde λ donnée traversant l'anneau perpendiculairement au plan de celui-ci :

$$\frac{I_{sortie}}{I_{entrée}}(\lambda) = 1 - \exp(-\tau_{\perp}(\lambda)) \quad (1.1)$$

Avec $I_{entrée}$ et I_{sortie} l'intensité du rayonnement avant et après la traversée de l'anneau. On peut également introduire la densité optique normale attribuable uniquement aux petits grains ayant un rayon inférieur à $100 \mu m$ et que nous notons $\tau_{\perp-petits}(\lambda)$.

Pour une longueur d'onde du domaine visible de $\lambda = 0,62 \mu m$, la densité optique normale des petits grains peut être évaluée à partir de la répartition en taille des grains et de la théorie de la diffusion de la lumière de Mie par [Brooks et al., 2004] :

$$\tau_{\perp-petits}(\lambda) = \int_{r_{min}}^{r_{max}=100 \mu m} H.n(r).\pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda) dr \quad (1.2)$$

On suppose ici que la distribution en taille des grains est uniforme dans l'épaisseur H de l'anneau. $Q_{ext}(r, \lambda)$ est le coefficient d'atténuation donné par la théorie de Mie. Nous évaluons dans cette thèse ce dernier coefficient grâce à un code Matlab développé par Christian Maetzler de l'institut de physique appliquée de l'université de Bern.

Les densités optiques normales à $\lambda = 0,62 \mu m$ dues aux petits grains sont prises égales à $4,7.10^{-6}$ pour l'anneau principal [Throop et al., 2004] et respectivement 10^{-7} et 3.10^{-8} pour les anneaux secondaires d'Amalthée et de Thébé [Showalter et al., 2008]. Les constantes qui définissent la répartition en taille des grains dans les anneaux secondaires sont enfin obtenues, avec $q = 2$,

par :

$$C_{secondaire} = \frac{\tau(\lambda)}{\pi H} \left(\int_{r_{min}}^{r_{max}=100 \mu m} r^{2-q} Q_{ext}(r, \lambda) dr \right)^{-1} \quad (1.3)$$

De la même façon, on obtient la constante pour l'anneau principal. r_{min} est pris égal à $0,01 \mu m$, ce qui n'a aucune influence sur les résultats. La Figure 1.5 montre la répartition en taille des grains que nous utilisons pour les petits grains de l'anneau principal, du Halo et des anneaux secondaires.

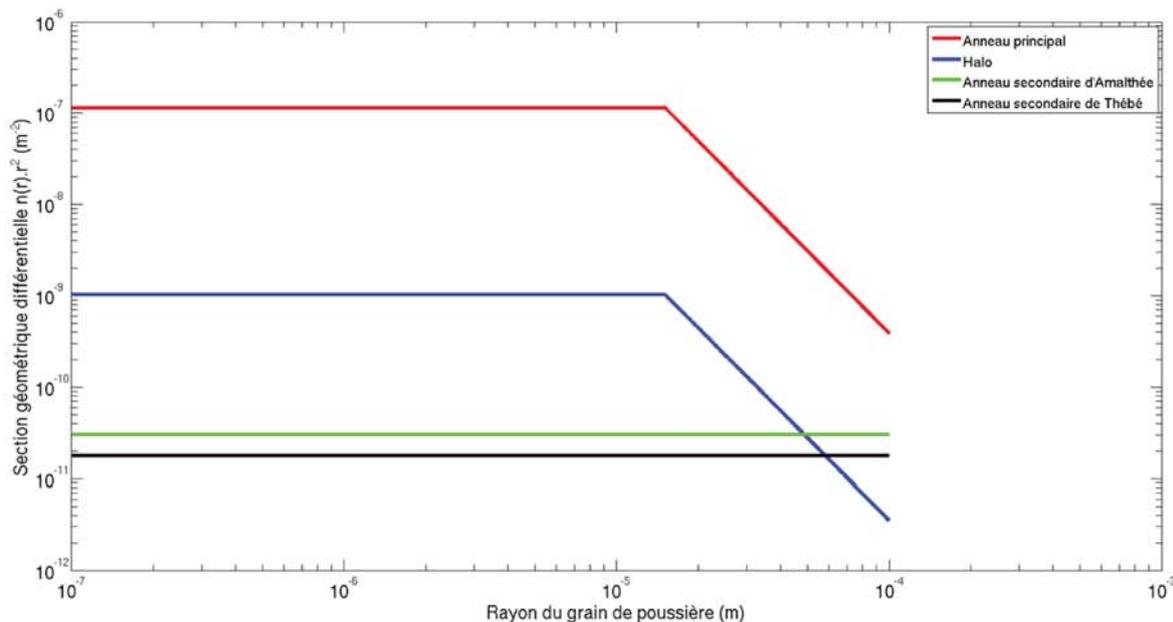


Figure 1.5 – Section géométrique différentielle des petits grains (produit de la densité des grains par leur rayon au carré) en fonction du rayon des grains de poussière dans les quatre anneaux de Jupiter.

Gros grains de l'anneau principal

La densité optique normale de l'anneau principal dans le visible attribuable à des grains ayant un rayon supérieur à $100 \mu m$ est de $1,3 \cdot 10^{-6}$ [Throop et al., 2004].

La distribution en taille de ces gros grains est inconnue. Il existe trois possibilités :

Option 1 : Ces grains sont très gros, répartis uniformément autour de Jupiter et ont un rayon supérieur à plusieurs centimètres. Alors, ces très gros grains absorbent les électrons et les protons qui les impactent quelle que soit leur énergie. de Pater et al. [2008] proposent qu'une densité optique normale de $1,2 \cdot 10^{-6}$ soit attribuable à des très gros grains. Nous montrerons dans la section 5.3.2 à l'aide du modèle Salammbô que la densité optique normale proposée par de Pater et al. [2008] semble irréaliste au regard des observations des ceintures de radiations.

Option 2 : Les gros grains ont des rayons inférieurs à plusieurs centimètres. On peut modéliser leur distribution en taille par une loi puissance simple de la forme $n(r) \propto r^{-q}$. La section

5.3.2 discutera des valeurs possibles de l'exposant q à partir des observations des ceintures de radiations.

Option 3 : Les gros grains sont agglomérés en « amas » ou en « mini-lunes » [Burns et al., 1980 ; Showalter et al., 2007]. Ces amas et mini-lunes ont peut-être été observés par les sondes Voyager [Burns et al., 1980] et ont été observés par la sonde New Horizons lors de son survol de Jupiter [Showalter et al., 2007], comme le montre la Figure 1.6.

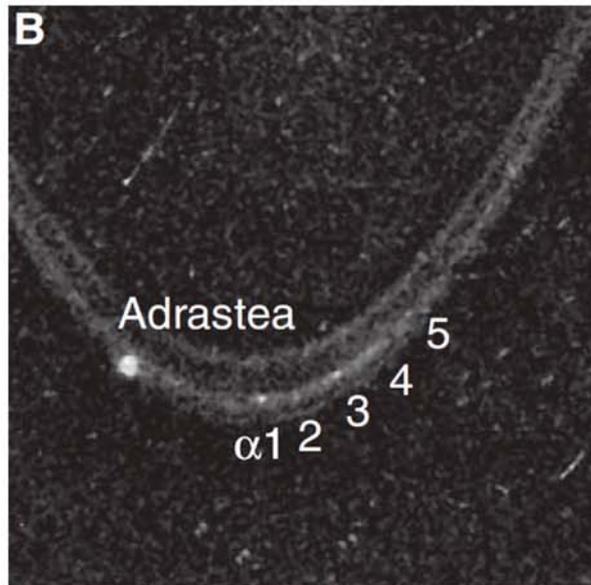


Figure 1.6 – Image extraite de Showalter et al. [2007] montrant une observation de l’anneau principal par la sonde New Horizons. La lune Adrastea est visible et les chiffres 1 à 5 montrent 5 amas de poussière ou mini-lunes.

Il est possible que les gros grains de l’anneau principal soient distribués suivant les trois options précédentes simultanément, dans des proportions qui sont inconnues.

1.1.4 La lune volcanique Io, la lune glacée Europe et leurs tores de gaz neutre

Io et son volcanisme

La lune Io fut découverte par Galilée en Mars 1610 et orbite à environ 5,9 rayons joviens du centre de Jupiter. Elle est sur une orbite légèrement excentrique ($e = 0,0041$) et son excentricité est maintenue par les résonances orbitales 2 :1 avec Europe et 4 :1 avec Ganymède. Les différences importantes de masse entre Jupiter et Io, la révolution synchrone de Io autour de Jupiter et l'excentricité de son orbite créent des forces de marée colossales à l'intérieur du satellite. La chaleur générée est la source de l'intense volcanisme de Io, tandis que le volcanisme sur Terre provient principalement de la chaleur résiduelle à la suite de son accréation et de la désintégration des isotopes radioactifs.

Les nombreux volcans en activité de Io rejettent en permanence environ 1000 kg/s de dioxyde

de soufre SO_2 , ce qui fait de Io le système volcanique le plus actif du Système Solaire. La Figure 1.7 montre des observations du volcanisme de Io par la mission Galileo.

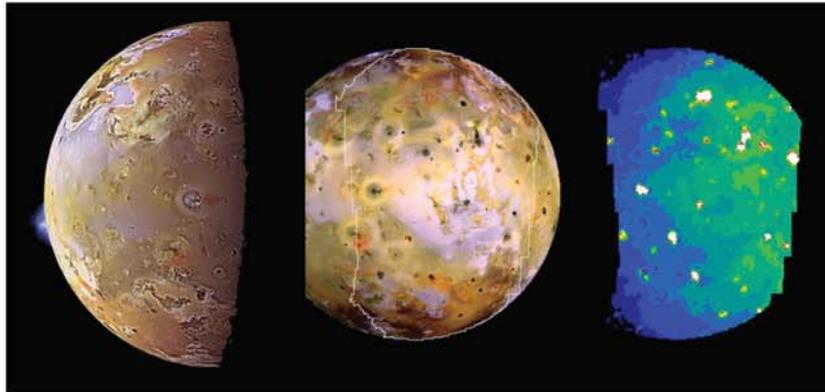


Figure 1.7 – Images du volcanisme de Io obtenues par Galileo. A gauche, on voit une éruption de Pillan Patera vue lors de l’orbite C9 en 1999. A droite, une observation de Io le 16 Octobre 2001 dans le visible et l’infrarouge. Source : <http://galileo.jpl.nasa.gov>.

De nombreuses observations principalement effectuées dans l’infrarouge ou le proche infrarouge nous permettent de savoir que le volcanisme de Io varie avec le temps. On peut par exemple s’intéresser au volcan le plus actif de Io nommé Loki. La Figure 1.8 montre l’évolution au cours du temps de la lumière émise par Loki à la longueur d’onde de $3,5 \mu m$. Les flèches rouges sur la Figure 1.8 indiquent les survols de Io par Galileo. On remarque que le survol de l’orbite I0 en 1995 eut lieu pendant un pic d’émission de Loki tandis que les autres passages près de Io eurent lieu alors que l’émission de Loki était deux fois plus faible.

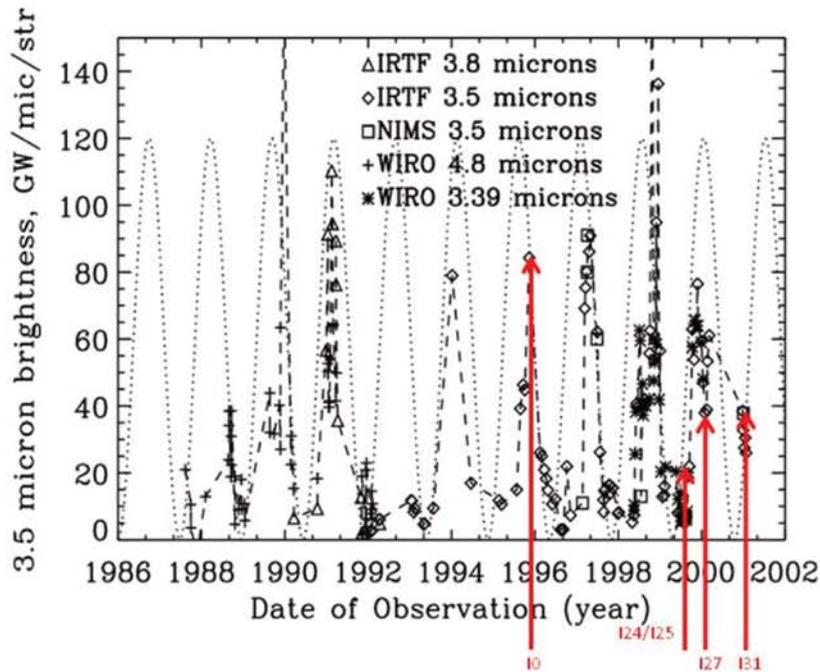


Figure 1.8 – Rayonnement émis par le volcan Loki observé depuis le sol (IRTTF et WIRO) ou vu par Galileo (NIMS). La courbe en pointillé indique une période de 540 jours. Les données à 4,8 μm ont été traduites pour avoir leur équivalent à 3,5 μm . Voyager 1 observa une émission à 4,8 μm de $90 \text{ GW} \cdot \mu\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ en Mars 1979. Extrait de Rathbun et al. [2002]. Les flèches rouges montrent les dates de survol de Io par Galileo.

Des observations plus récentes sur l'ensemble des volcans de Io ont été conduites à 3,8 μm par de Kleer et de Pater [2016] qui observèrent le volcanisme ionien pendant environ 100 jours de 2013 à 2015. Aucune périodicité dans le volcanisme de Io n'a été trouvée.

L'observation dans l'ultra-violet par les sondes Voyager 1, Voyager 2 et Cassini du tore de Io ainsi que l'utilisation du modèle de chimie du tore et magnétodisque CHIANTI permis à Bagenal et Delamere [2011] de fournir des estimations du taux d'éjection de particules neutres par Io pour quatre époques, montrées dans le Tableau 1.3. On remarque que la production de neutre peut varier d'un facteur environ 4 au cours du temps.

Tore de gaz neutre de Io

Le volcanisme intense de Io crée un tore de gaz neutre le long de l'orbite de la lune. Les densités

| | Voyager 1 Mars 1979 | Voyager 2 Juillet 1979 | Cassini Septembre 2000 | Cassini Janvier 2001 |
|------------------------------------|------------------------|---------------------------|------------------------------|-------------------------|
| Production de neutres (tonne/s) | 0,8 | 2,6 | 3,0 | 0,6 |

Tableau 1.3 – Production de particules neutres par Io déduites des observations de Voyager 1, Voyager 2 et Cassini dans l'UV [Bagenal et Delamere, 2011]

de particules neutres dans ce tore sont mal connues. Les observations UV suggèrent une valeur de densité maximale près de Io d'environ 30 cm^{-3} pour l'atome d'oxygène et d'environ 6 cm^{-3} pour le soufre. Une revue complète peut être trouvée dans Lagg et al. [1998]. Ces derniers auteurs ont utilisé les mesures de flux de particules de l'instrument EPD (« Energetic Particle Detector ») de Galileo à haute résolution (voir section 2.1.4) relevées au cours de l'orbite I0 et ont observé l'effet d'échange de charge dans les canaux soufre et oxygène énergétiques. De ces observations, une densité d'environ 35 cm^{-3} a été proposée. Mauk et al. [1998] ont également utilisé les données EPD à haute résolution de l'orbite I0 et une densité d'environ 10 cm^{-3} fut proposée.

Le modèle cinétique de Smyth et Marconi [2006] est le modèle de tore de neutre le plus récent et est utilisé par Kollmann et al. [2016]. Ce modèle prédit une densité dans le tore de Io d'environ 52 cm^{-3} , très proche des valeurs observées. Smyth et Marconi [2006] fournissent également la distribution radiale (i. e. la répartition en fonction de la distance au centre de Jupiter) des gaz neutres liés à Io et Europe, voir Figure 1.9. L'oxygène serait d'après leur modèle l'espèce dominante dans le tore de Io. Nous supposons dans notre étude que le tore est uniquement composé d'atomes d'oxygène. La section 3.4.5 montre que l'effet des atomes de soufre est négligeable devant celui des atomes d'oxygène. Le tore aurait une épaisseur d'environ $1,4 R_J$. Si on approxime la répartition de la densité dans le tore en fonction de la latitude par une loi gaussienne, celle-ci aurait un écart type d'environ 14° [Lagg et al., 1998], mais nous supposons l'épaisseur constante, ce qui n'affecte que très peu les densités moyennes calculées [Kollmann et al., 2016].

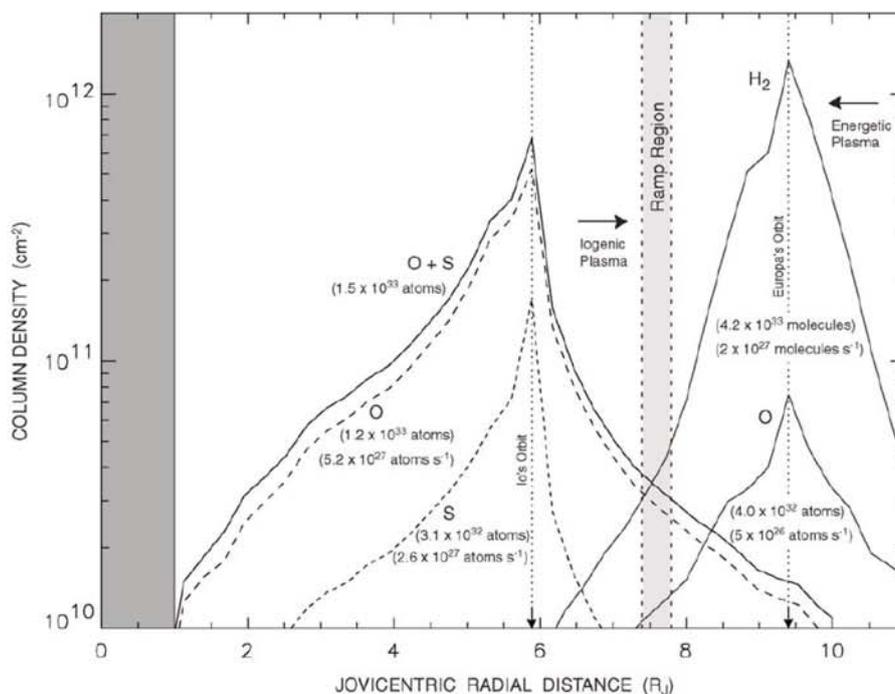


Figure 1.9 – Densités de gaz neutre liées aux émissions de Io et Europe, extrait de Smyth et Marconi [2006].

Tore de gaz neutre d'Europe

L'atmosphère d'Europe et d'éventuelles plumes produisent entre 20 et 50 kg/s de molécules H_2 et particules neutres O [Bagenal et al., 2015] qui alimentent le tore de neutre de la lune glacée. Les plumes d'Europe ne furent observées et découvertes que très récemment par le télescope spatial Hubble [Sparks et al., 2016].

Le tore de neutre d'Europe n'est pas observable dans l'UV car la densité des électrons qui interagissent avec les atomes neutres pour produire le rayonnement y est beaucoup plus faible qu'à l'orbite de Io (voir section 1.1.5).

Cependant, des atomes neutres énergétiques (ENA en anglais) ayant des énergies jusqu'à plusieurs centaines de keV provenant du tore d'Europe ont été observés par la caméra MIMI/INCA de Cassini [Mauk et al., 2004]. L'analyse des images ENA permis de déduire une densité maximale près d'Europe d'environ 40 cm^{-3} .

Tout comme pour le tore de gaz neutre de Io, il est possible d'utiliser les données haute résolution de Galileo/EPD pour déterminer les densités de neutre. Les derniers travaux à ce sujet, qui reprennent l'ensemble des discussions sur le tore de gaz neutre d'Europe, notamment les premiers travaux de [Lagg et al., 2003] donnent une contrainte sur la densité $n = 1,6 - 410 \text{ cm}^{-3}$ près d'Europe [Kollmann et al., 2016]. Kollmann et al. [2016] furent également capables de mesurer l'épaisseur du tore d'Europe indépendamment d'hypothèses sur la vitesse de transport radial des particules énergétiques. Le tore aurait une épaisseur de $2 R_j$, et la loi Gaussienne qui permet d'approximer la répartition en latitude des densités aurait un écart-type d'environ 6° .

Le modèle de Smyth et Marconi [2006] prévoit une densité de molécules H_2 d'environ 90 cm^{-3} près de l'orbite d'Europe qui domine la densité d'atomes d'oxygène. Nous négligeons dans cette étude l'effet des atomes d'oxygène du tore d'Europe. La densité dans le tore d'Europe est plus importante que la densité prédite dans le tore de Io alors que la production de neutre au niveau d'Europe est bien plus faible que le volcanisme intense de Io. Cela s'explique par la plus longue durée de vie des particules neutres près d'Europe : les densités d'électrons y sont plus faibles qu'à Io et le processus d'ionisation par impact électronique y est donc moins efficace. Smyth et Marconi [2006] prédit une épaisseur du tore d'Europe de $2 R_j$.

La Figure 1.10 montre l'extension et l'épaisseur des tores de gaz neutre utilisées dans notre étude.

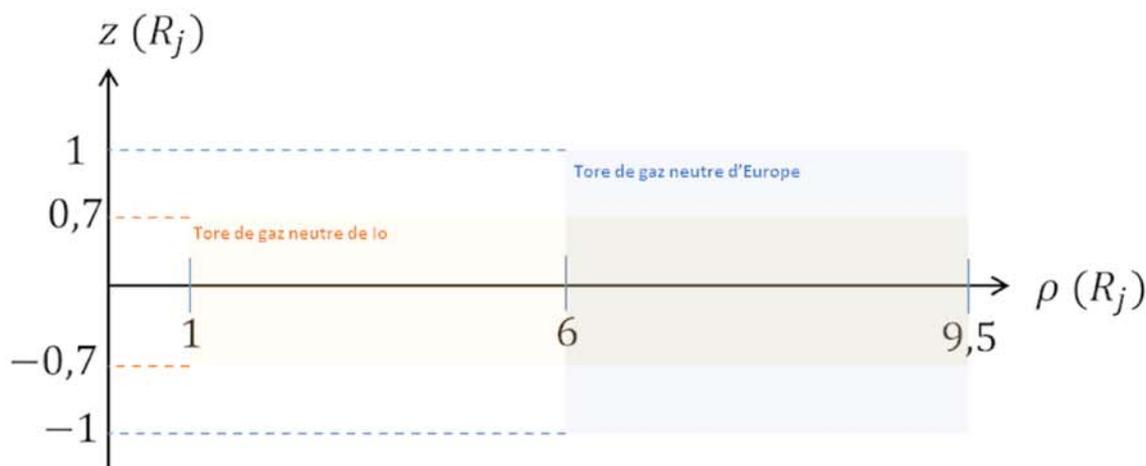


Figure 1.10 – Extension et épaisseur des tores de gaz neutre de Io et d'Europe utilisées au cours de cette thèse. L'axe z est aligné avec l'axe de rotation de Jupiter.

La densité des particules est supposée uniforme perpendiculairement au plan équatorial. La variation de la densité des particules neutres avec la distance au centre de Jupiter est modélisée par :

$$\begin{cases} n_O(\rho) = n_O(\rho = 6, 0) \cdot A_{O_a} \cdot \exp(B_{O_a} \cdot \rho) & \text{pour le tore de Io avec } 1 \leq \rho \leq 6 \\ n_O(\rho) = n_O(\rho = 6, 0) \cdot A_{O_b} \cdot \exp(B_{O_b} \cdot \rho) & \text{pour le tore de Io avec } 6 \leq \rho \leq 9,5 \\ n_{H_2}(\rho) = n_{H_2}(\rho = 9, 0) \cdot A_{H_2} \cdot \exp(B_{H_2} \cdot \rho) & \text{pour le tore d'Europe avec } 6 \leq \rho \leq 9,5 \end{cases}$$

Les constantes A_{O_a} , A_{O_b} , B_{O_a} , B_{O_b} , A_{H_2} et B_{H_2} sont déterminées grâce au modèle de Smyth et Marconi [2006] (voir Figure 1.9) et ρ est la distance au centre de Jupiter dans le plan équatorial en rayons joviens.

1.1.5 Le plasma froid du tore de Io et du magnétodisque

Les particules neutres du tore sont ionisées principalement par impact d'électrons mais également par photo-ionisation. Les particules chargées sont alors accélérées par le champ électrique de corotation de Jupiter, leur imposant une période de rotation proche de la période de rotation du champ magnétique (environ 9 heures et 55 minutes). Les particules chargées du plasma froid tournent donc autour de Jupiter plus rapidement que la période orbitale locale (environ 42 heures). Elles subissent alors une force centrifuge qui serait le moteur du processus considéré comme à l'origine du mouvement de ce plasma froid vers l'extérieur du tore : l'instabilité d'interéchange. Un disque de plasma s'étend alors en dehors de l'orbite de Io. Ce disque est à peu près axi-symétrique et est appelé « magnétodisque ». L'instabilité d'interéchange ne suffit pas à expliquer les formes, compositions et températures du magnétodisque. En particulier, le magnétodisque s'étend légèrement vers l'intérieur de l'orbite de Io. Cette zone est généralement appelée « tore froid ». Au-dessus de Io, le tore et le magnétodisque sont aussi appelés « tore chaud ».

Les densités, températures, extensions et compositions du magnétodisque sont connues grâce aux mesures des sondes Pioneer, Voyager et Galileo. Différents modèles existent, tels que ceux proposés par Divine et Garrett [1983], Bagenal [1994] ou Bagenal et Delamere [2011].

La mission Juno pousse actuellement les scientifiques du domaine à analyser les données non exploitées des missions Voyager, Galileo et Cassini. En particulier, on peut noter trois articles récents sur les observations de Voyager : Bagenal et al. [2017], Dougherty et al. [2017] et Bodisch et al. [2017]. Les observations de Galileo/PLS (« PLasma Subsystem investigation ») sont rediscutées dans Bagenal et al. [2016]. Nerney et al. [2017] étudie la composition du tore de Io à partir des mesures UV et in-situ de Voyager, Galileo et Cassini. Enfin, les observations dans l'EUV de l'instrument EXCEED à bord du satellite japonais HISAKI lancé en 2013 permettent également de contraindre les densités d'électrons dans le tore de Io et le magnétodisque [Yoshioka et al., 2017].

Densités moyennes d'électrons du plasma froid

Nous utilisons dans cette étude le modèle de Divine et Garrett [1983] pour déterminer la densité électronique et la température du plasma froid afin de quantifier les collisions élastiques que subissent les particules chargées (voir section 3.4.4). Le modèle de Bagenal et Delamere [2011] est adopté pour déterminer la densité électronique équatoriale utilisée pour quantifier l'interaction onde-particule (voir section 3.4.8). La Figure 1.11 montre que les densités électroniques des modèles de Divine et Garrett [1983] et Bagenal et Delamere [2011] sont très proches dans notre domaine d'étude, c'est-à-dire pour des distances au centre de Jupiter inférieures à 8,9 R_J. De plus, ces deux modèles sont en accord avec les travaux plus récents de Bagenal et al. [2016].

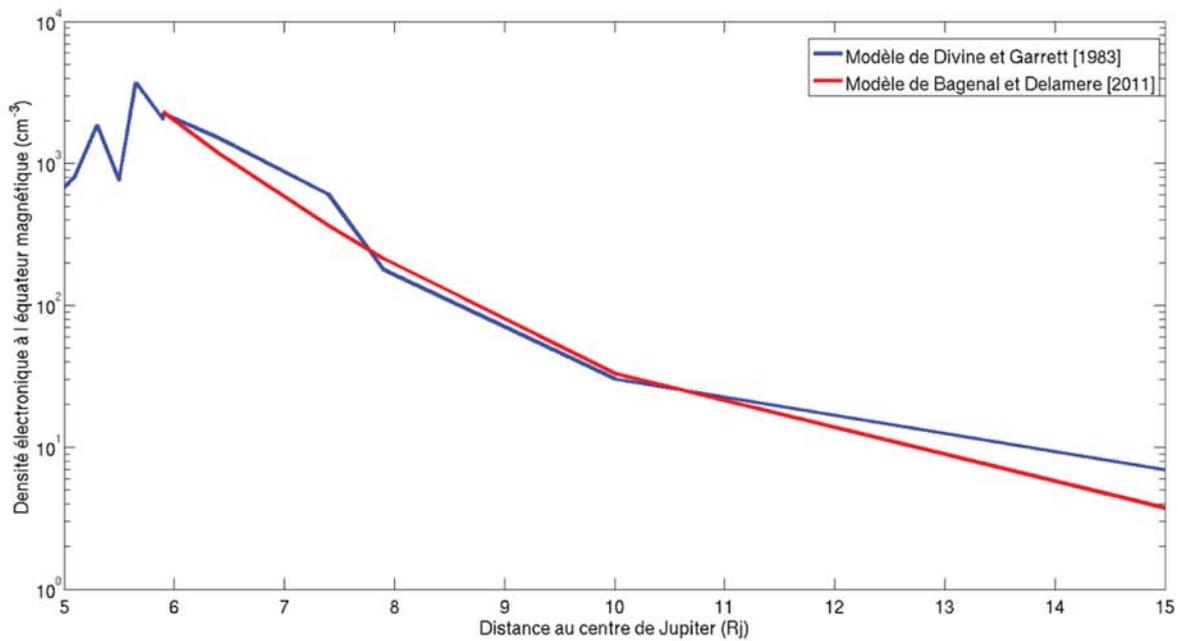


Figure 1.11 – Densités électroniques prédites par les modèles de Divine et Garrett [1983] et Bagenal et Delamere [2011] à l'équateur magnétique.

Variabilité temporelle des densités électroniques

Nous nous intéressons maintenant à la variation temporelle des densités électroniques dans le tore de Io et le magnétodisque. Bien que le volcanisme de Io soit variable, la densité électronique observée au cours des différents survols de Galileo près de l'orbite de la lune varie très peu (discussion personnelle avec Fran Bagenal). Cependant, une dynamique relativement importante existe sur les densités d'électrons au niveau de l'orbite d'Europe. Cela vient très sûrement d'une variabilité dans le processus de transport du plasma froid depuis l'orbite de Io. La Figure 1.12 montre l'évolution des densités d'électrons déduites des mesures d'ondes de Galileo/PWS (Plasma Wave Science) près d'Europe, en fonction de la longitude magnétique et du temps. On remarque en particulier l'évènement exceptionnel observé lors de l'orbite E12 où pour des longitudes magnétiques entre 90 et 135°, les densités d'électrons ont augmentées d'un facteur 3 à 4. Il pourrait cependant s'agir de l'observation d'une plume d'Europe (discussion personnelle avec Hans Huybrighs). On peut également noter la variabilité en 1998 autour de la longitude magnétique de 315°, où la densité d'électron varie de 100 cm^{-3} à 400 cm^{-3} .

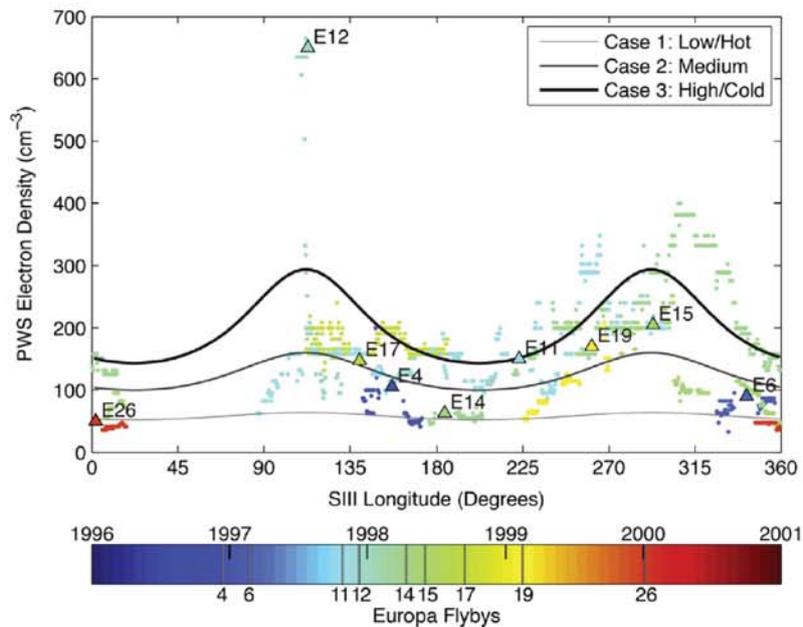


Figure 1.12 – Densités d'électron froid déduites des mesures Galileo/PWS près de l'orbite d'Europe. Extrait de Bagenal et al. [2015].

Densités des ions du plasma froid

Les densités des ions utilisées pour quantifier l'effet des collisions élastiques sont issues de Divine et Garrett [1983].

Pour l'interaction des ondes électromagnétiques de basse fréquence avec les électrons et protons piégés près de l'orbite de Io (voir section 3.4.8), il est nécessaire de connaître la densité des protons du plasma froid. Le modèle de Divine et Garrett [1983] prédit une densité nulle, ce qui implique une fréquence plasma proton également nulle, ce qui est problématique pour le calcul d'interaction onde-particule. Cependant, la communauté s'accorde désormais à dire que la densité de protons serait d'environ un dixième de la densité électronique près de l'orbite de Io [Bagenal, 1994; Bagenal et al., 2016]. Nous utilisons cette dernière valeur lors du calcul d'interaction onde-particule.

La bibliographie sur le tore de Io et le magnétodisque est assez conséquente. Le site internet suivant récapitule les travaux de recherche menés sur le sujet depuis 40 ans :

<http://lasp.colorado.edu/home/mop/bibliographies/>.

1.1.6 Les ondes électromagnétiques entre les orbites de Io et d'Europe

Des ondes électromagnétiques ayant une polarisation circulaire (droite ou gauche) se propagent le long des lignes de champ magnétique dans le magnétodisque. La composante magnétique de ces ondes fut observée par la mission Ulysses lors du survol de Jupiter de 1992 et par la mission

Galileo en orbite autour de Jupiter de 1995 à 2003.

1.1.6.1 Ondes détectées par Ulysses

Ulysses fut la première mission à emporter des bobines magnétiques près de Jupiter et observa les ondes électromagnétiques lors de son passage dans le tore de Io à l'aide de l'expérience URAP « Unified Radio And Plasma wave instrument » [Lin et al., 1993].

Ulysses/URAP fut capable de mesurer le vecteur de Pointyng des ondes observées et nous informe donc sur la polarisation des ondes ainsi que sur leur direction de propagation. Elles ont une polarisation droite au-dessus de la fréquence cyclotron des protons $f_c(H^+)$ et une polarisation gauche en dessous. Les ondes observées se propagent majoritairement parallèlement aux lignes de champ magnétique près de l'équateur magnétique.

Au dessus de la gyrofréquence des protons $f_c(H^+)$ et pour $L < 13$ (L est le paramètre de Mc Ilwain, voir section 3.1.2), une émission à large bande fut observée. Ces ondes polarisées droite sont définies par Lin et al. [1993] comme étant des « large band whistler-hiss » semblables aux ondes de type « Souffle » rencontrées autour de la Terre.

Ulysses a également observé des ondes ayant des fréquences inférieures à $f_c(H^+)$ et polarisées gauches. Ce sont sûrement des ondes de type « Electromagnetic Ion Cyclotron » (EMIC).

1.1.6.2 Ondes détectées par Galileo-MAG

Des oscillations dans les mesures du champ magnétique de l'expérience Galileo-MAG ayant des fréquences allant de 0,1 Hz à 2 Hz ont été relevées à chaque survol de la lune Io et sont la signature d'ondes électromagnétiques se propageant à ces fréquences. Le vecteur de Pointyng des ondes fut mesuré et cette expérience a permis de montrer que ces ondes sont polarisées gauche. Ce sont très vraisemblablement des EMIC.

La Figure 1.13 montre l'intensité spectrale magnétique mesurée par Galileo/MAG lors de quatre survols de Io [Blanco-Cano et al., 2001]. Les périodes choisies correspondent aux instants où les ondes étaient les plus fortes et les plus visibles dans les données MAG. Des pics d'intensité sont observables près des gyrofréquences des ions SO_2^+ et SO^+ . Ces pics sont un à deux ordres de grandeurs plus intenses que l'intensité observée aux autres fréquences et sont détectés jusqu'à une distance de $0,5 R_j$ de la lune Io [Kivelson et al., 1996 ; Warnecke et al., 1997]. Ces ondes sont très sûrement créées lorsque les espèces neutres SO_2 et SO sont ionisées et accélérées par le champ électrique de corotation de Jupiter.

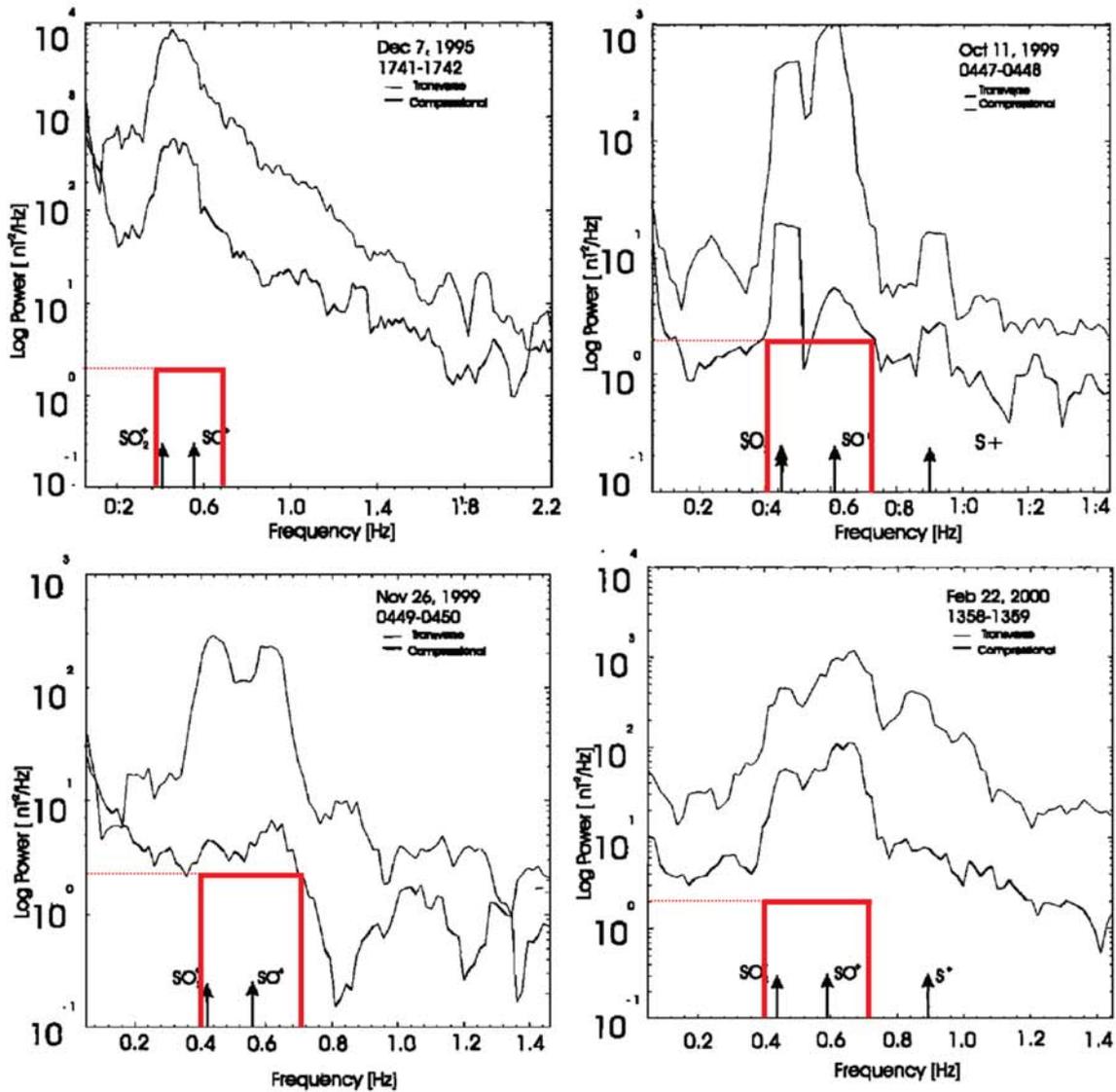


Figure 1.13 – Intensités spectrales magnétiques mesurées par Galileo/MAG lors de quatre survols de Io, extrait de Blanco-Cano et al. [2001]. Les lignes rouges montrent l'intensité spectrale retenue dans notre étude, prise égale à $2 \text{ nT}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ entre 0,4 et 0,7 Hz et nulle en dehors de cet intervalle de fréquence.

Des EMIC existent au-delà de l'orbite de Io dans le magnétodisque mais l'intensité spectrale de celles-ci est bien plus faible que ce qui est rencontré près de la lune volcanique et les signatures des ions SO_2^+ et SO^+ n'y sont pas observées [Russell et al., 2001]. Nous supposons donc au cours de cette thèse que les ondes EMIC sont colocalisées avec l'orbite de Io et négligeons les ondes EMIC au-delà de l'orbite de la lune volcanique.

La couverture en temps et espace des observations des EMIC par Galileo est très faible et ne permet pas de connaître la densité spectrale vue en moyenne par une particule chargée lors de sa dérive ni leur taux d'occurrence (discussion personnelle avec Christopher Russell, UCLA). Cependant, les observations près de la lune Io semblent être une borne maximum de l'intensité spectrale des ondes.

Les lignes rouges de la Figure 1.13 montrent l'intensité spectrale des EMIC utilisée au cours de cette thèse. Nous avons choisi de représenter celle-ci par une constante entre 0,4 et 0,7 Hz et la supposons nulle en dehors de cet intervalle de fréquence. La valeur de la constante est ajustée pour reproduire les observations de protons de 1 MeV près de l'orbite de la lune volcanique Io (voir section 4.2) et est prise égale à $2 nT^2.Hz^{-1}$. Cette constante est inférieure aux maxima observés par Galileo-MAG et est donc admissible.

Si les EMIC ont un taux d'occurrence de 100% et si on estime que leur intensité spectrale près de Io est d'environ $10^3 nT^2.Hz^{-1}$, la constante choisie précédemment signifie que les EMIC sont présentes sur une portion de l'orbite de Io égale à 0,002. Cela représente une distance le long de l'orbite de Io de 5390 kilomètres soit environ 3 rayons ioniens (rayon de Io égal à 1822 km) ou 0,08 R_J. Si les EMIC sont distribuées de façon uniforme le long de l'orbite de Io, elles auraient alors un taux d'occurrence de 0,002.

1.1.6.3 Ondes détectées par Galileo-PWS

L'expérience « Plasma Wave Science » (PWS) [Gurnett et al., 1992] à bord de Galileo embarqua deux bobines magnétiques (une basse fréquence et une haute fréquence) permettant d'étudier les ondes ayant une fréquence supérieure à 5 Hz. La bobine basse fréquence observa les fréquences inférieures à 3000 Hz.

La polarisation des ondes ainsi que leur direction de propagation ne peuvent pas être déterminées à partir des observations de Galileo-PWS. Cependant, les observations d'Ulysses semblent indiquer que la gamme de fréquence observée correspond à des ondes polarisées droite.

Menietti et al. [2008, 2016] utilisèrent les observations de Galileo-PWS pour étudier les ondes de type « Choeur ». Il a été montré que leur taux d'occurrence est très proche de 1 et que les ondes sont équiréparties en longitude.

Les observations de Galileo-PWS sont disponibles sur la plateforme de partage de la NASA, le « Planetary Data System » (PDS). Elles ont été utilisées au cours de cette thèse pour déterminer

l'intensité spectrale des ondes en fonction du paramètre de Mc Ilwain (voir section 3.1.2 pour une introduction au paramètre de Mc Ilwain). Pour cela, nous discutons tout d'abord des limitations imposées par la trajectoire de Galileo à l'étude de l'intensité des ondes. Les problèmes instrumentaux sont ensuite étudiés afin de s'assurer autant que possible de la qualité des données utilisées. Enfin, l'intensité spectrale utilisée pour notre étude pour les ondes détectées par Galileo-PWS est présentée.

Limitations imposées par la trajectoire de Galileo

Galileo resta très proche du plan équatorial de Jupiter tout au long de sa mission de 1995 à 2003. Avec l'inclinaison de l'axe magnétique d'environ 10° par rapport à l'axe de rotation de la planète, cela signifie que Galileo ne put observer in-situ que des latitudes magnétiques comprises entre -10° et $+10^\circ$. Ainsi, les données de Galileo-PWS ne sont disponibles que dans cette plage de latitude magnétique. **Nous moyennons dans cette étude l'intensité des ondes sur la plage de latitude de -10° à $+10^\circ$.** La section 3.4.8 discute de l'effet de la méconnaissance de l'intensité des ondes à plus haute latitude sur la simulation de l'interaction onde-électron.

Galileo ne s'aventura que très peu à l'intérieur de l'orbite de Io ($L = 6$) et il n'existe donc que très peu de mesures à l'intérieur de cette orbite. Nous négligeons l'effet des ondes à l'intérieur de $L=6$ dans cette étude. La section 3.4.8 discute de cette hypothèse. Ainsi, nous ne cherchons ici à établir l'intensité des ondes que pour des paramètres de Mc Ilwain allant de $L = 6$ à $L = 9,5$ qui est la limite externe du modèle de ceintures de radiations Salammbô.

Problèmes instrumentaux de l'expérience Galileo-PWS, partie magnétique

La littérature et des discussions personnelles avec William Kurth et Douglas Menietti de l'université d'Iowa nous ont permis de cerner deux problèmes dans les données magnétiques de l'expérience Galileo-PWS dont nous devons tenir compte pour correctement exploiter ces données :

- Le satellite Galileo crée des interférences parasites dans les mesures de Galileo-PWS à des fréquences fixes. Cela fait des lignes horizontales facilement identifiables dans un spectrogramme comme celui montré par la Figure 1.14. Les fréquences souffrant d'interférences ne sont pas utilisées dans notre étude.

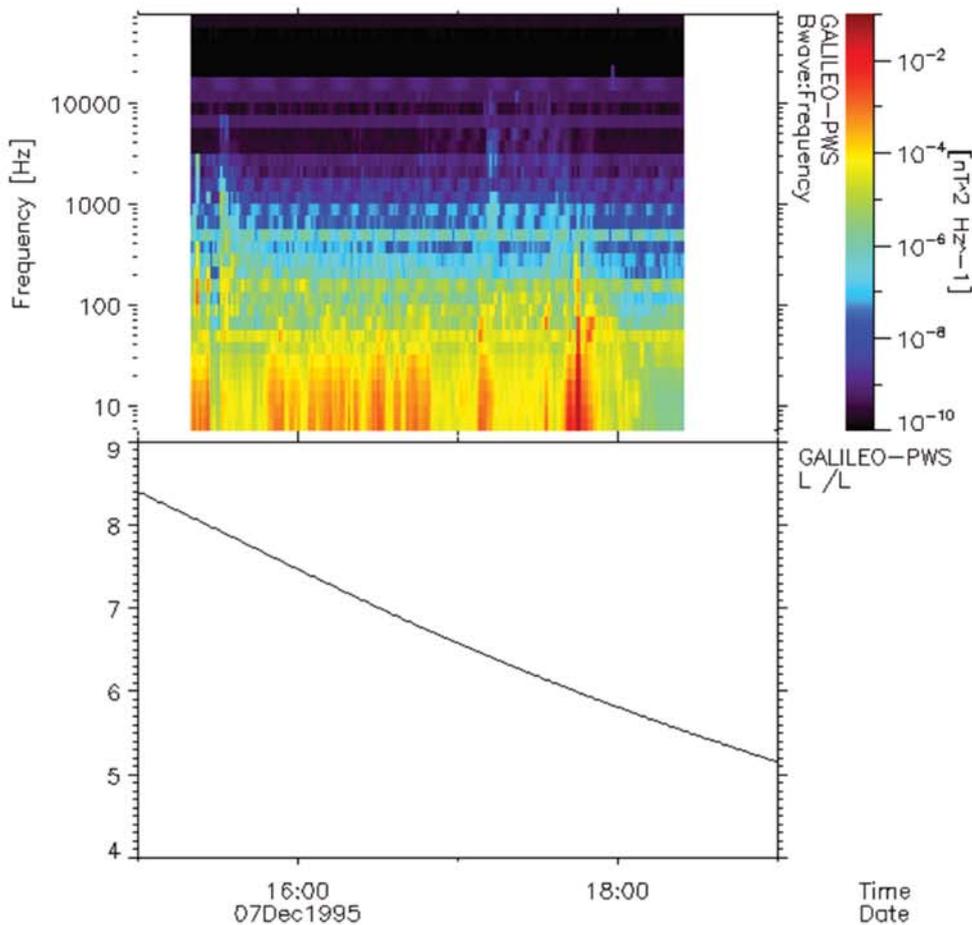


Figure 1.14 – Spectrogramme de l'intensité spectrale magnétique des ondes détectées par Galileo-PWS le 07 Décembre 1995. Des interférences provenant du satellite Galileo sont observables à des fréquences fixes.

- Le bruit de la bobine magnétique basse fréquence augmenta subitement le 14 Septembre 1997 aux alentours de 17h15 à une valeur d'environ $10^{-8} nT^2.Hz^{-1}$ comme le montre la Figure 1.15 et resta à ce niveau jusqu'à la fin de la mission en 2003. Ainsi, les ondes ayant une intensité spectrale magnétique inférieure à ce niveau de bruit ne peuvent plus être détectées après cette date. Nous discutons ci-après de l'impact de l'augmentation du niveau de bruit de la bobine magnétique basse fréquence sur notre étude. On note toutefois ici que l'augmentation du bruit a un effet sur l'intensité mesurée entre 300 Hz et 2500 Hz mais ne semble pas impacter les fréquences inférieures à 300 Hz dans la région observée le 14 Septembre 1997.

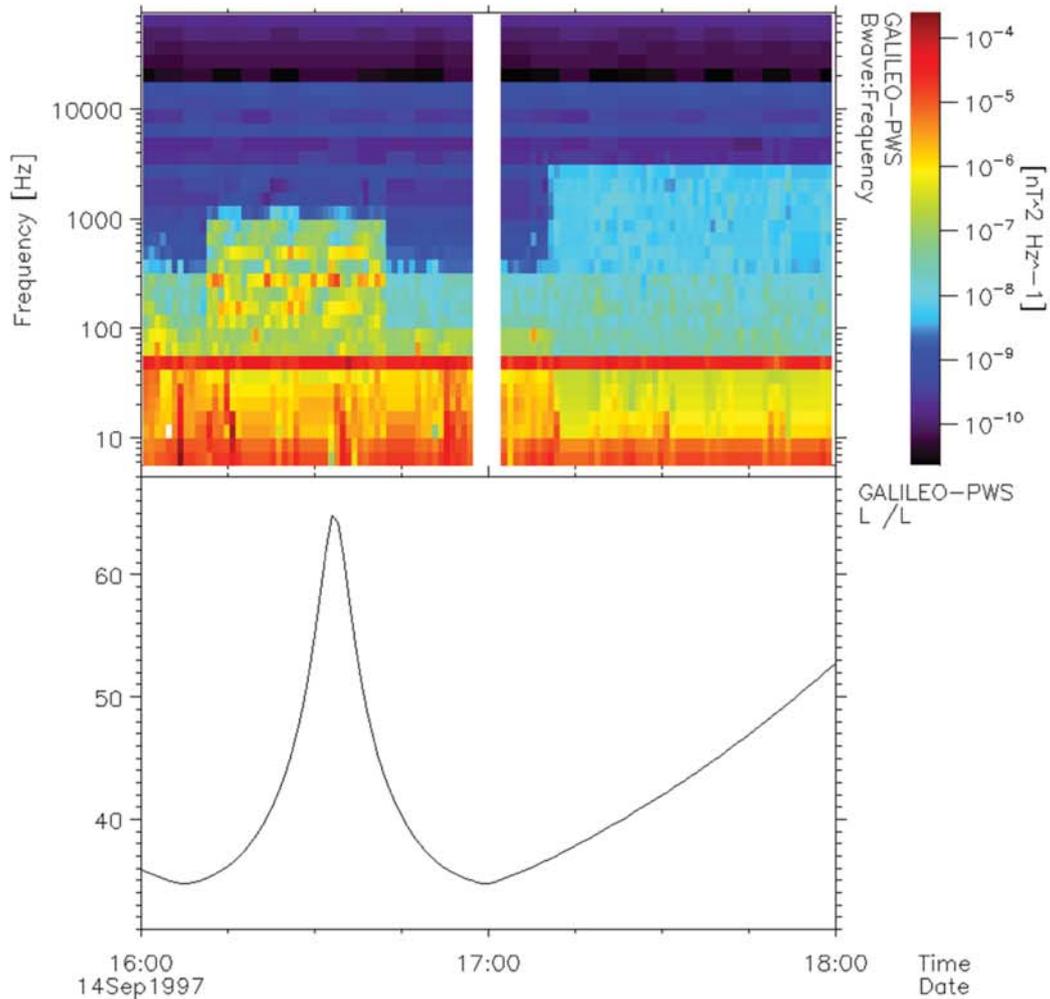


Figure 1.15 – Spectrogramme de l'intensité spectrale magnétique relevée par Galileo-PWS le 14 Septembre 1997.

Densités spectrales déduites des mesures de Galileo-PWS

La Figure 1.16 montre l'intensité spectrale magnétique relevée par Galileo-PWS pour $6 < L < 7$ pour l'ensemble de la mission. La couleur magenta isole les données acquises lors du survol de Io du 7 Décembre 1995 (survol I0) lorsque Galileo arriva en orbite autour de Jupiter. Les données en noir furent obtenues après le 14 Septembre 1997 et sont réparties de 1999 à 2003. On remarque que les données relevées en 1995 sont différentes des données relevées par la suite. En effet, pour des fréquences inférieures à 1000 Hz, l'intensité spectrale magnétique est très importante comparée aux données relevées après 1995, parfois supérieure de trois ordres de grandeurs. Il semble que le survol de Io en 1995 soit particulier et non représentatif de l'état moyen des ondes électromagnétiques. Il se peut que cela soit relié au volcanisme intense de Io à cette période (voir section 1.1.4). Quoiqu'il en soit, il a été décidé au cours de cette thèse de ne pas utiliser les données de Galileo-PWS relevées lors du survol de 1995. De 300 à 2500 Hz, les données obtenues après 1995 forment un « plateau » qui peut être relié à l'augmentation du bruit de la bobine basse fréquence puisque ces données ont toutes été acquises après le 14 Septembre 1997. En

particulier, on remarque que les données acquises entre 1000 et 2500 Hz sont pour le survol de 1995 inférieures au bruit augmenté de la bobine basse fréquence.

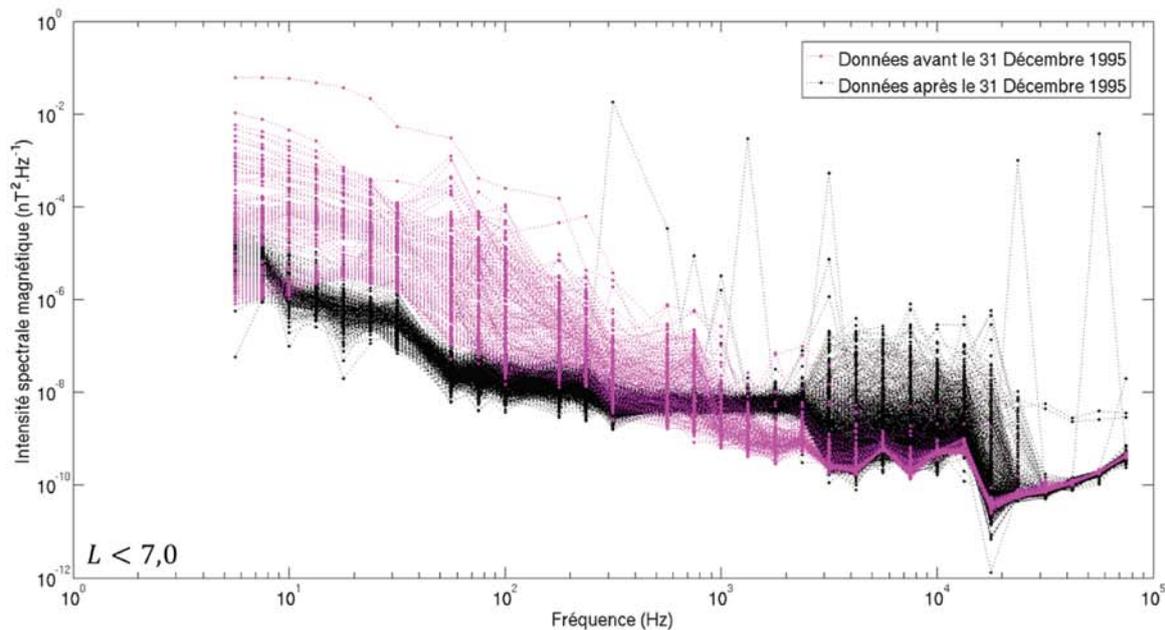


Figure 1.16 – Intensité spectrale magnétique mesurée par Galileo-PWS pour $6 < L < 7$ pour la période avant le 31 Décembre 1995 qui comprend uniquement le survol de Io du 7 Décembre 1995 et la période après le 31 Décembre 1995. Les données de cette dernière période ont été acquises après le 14 Septembre 1997, de 1999 à 2003.

La Figure 1.17 montre les données Galileo-PWS utilisées au cours de cette étude, c'est-à-dire après le survol de Io de 1995 et sans les fréquences souffrant d'interférences créées par le satellite. Les données ont été triées dans des intervalles en paramètre de Mc Ilwain centrés sur les pas de la grille du modèle Salammbô (51 pas exponentiels de $L = 1,02$ à $L = 9,5$) et de largeur $\delta L = 1$. La médiane, la moyenne linéaire et le 90 percentile des données sont représentés. Le plateau entre 300 et 2500 Hz est une nouvelle fois observé. On remarque que certaines mesures amènent à avoir une moyenne linéaire irréaliste, par exemple pour une fréquence de 70000 Hz autour de $L = 6$. Il est donc nécessaire de ne pas prendre en compte les observations trop fortes qui peuvent être un artefact de l'instrument. Cependant, il a été choisi au cours de cette thèse de directement utiliser le 90 percentile des données brutes. Cela a deux avantages :

- Le 90 percentile des données brute est très proche de la moyenne linéaire une fois les points de mesures considérés comme étant un artefact de l'instrument retirés.
- Nos simulations sont facilement reproductibles par la communauté. En effet, il leur suffit de télécharger les données disponibles sur la plateforme de partage PDS et de prendre le 90 percentile de celles-ci.

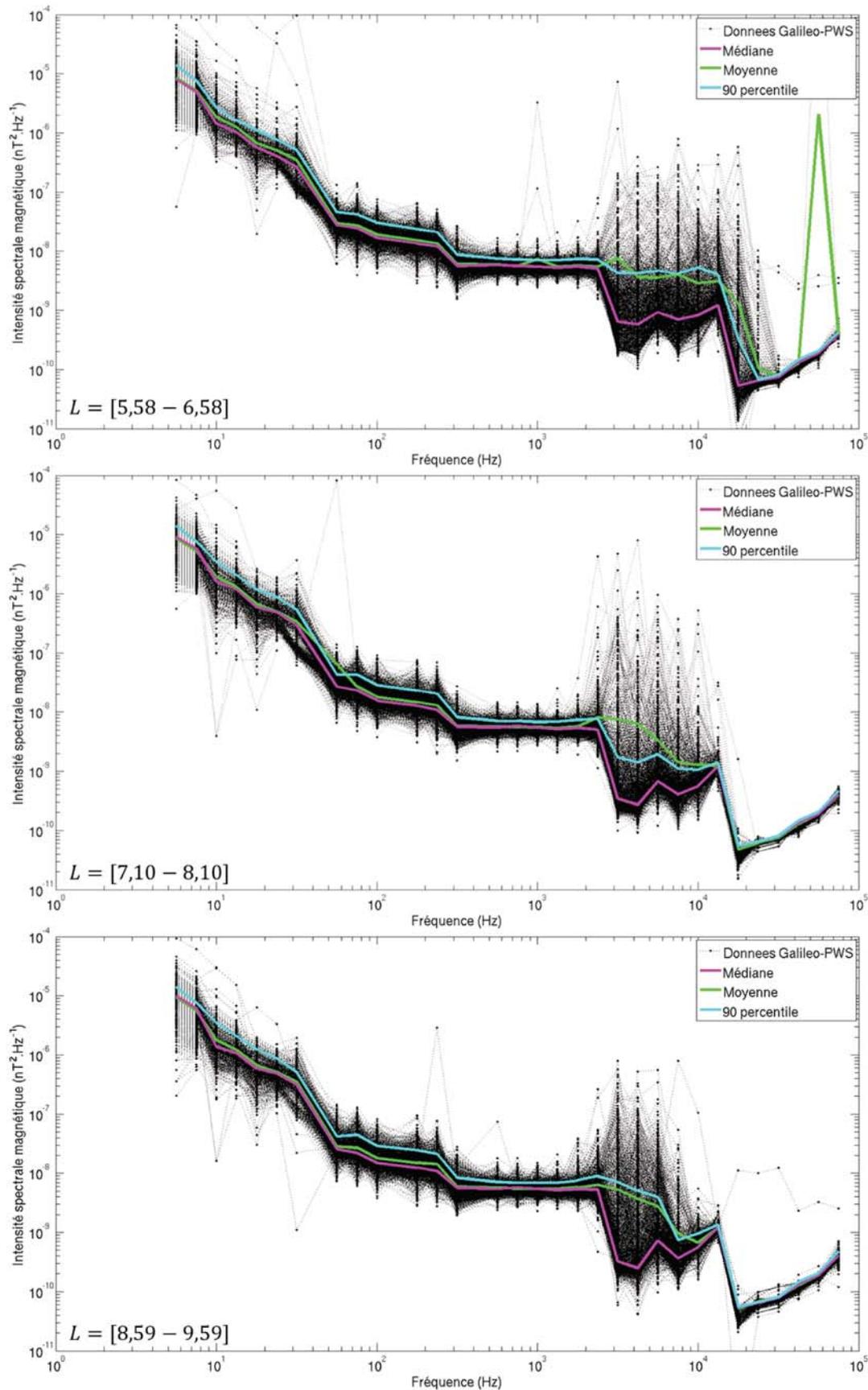


Figure 1.17 – Intensité spectrale magnétique relevée par Galileo-PWS après le 31 Décembre 1995. Les fréquences souffrant d'interférences du satellite Galileo ont été retirées. La gyrofréquence électronique locale varie d'environ 50000 Hz à $L = 6,08$ à 16000 Hz à $L = 9,09$.

Le 90 percentile des données Galileo-PWS doit enfin être approximé avec des fonctions gaussiennes afin de pouvoir quantifier l'effet des ondes sur les électrons piégés (voir section 3.4.8). Le spectre en fréquence du 90 percentile est approximé par la superposition de cinq gaussiennes ayant une fréquence moyenne de 5, 20, 180, 800 et 5000 Hz. La fréquence moyenne et la largeur à mi-hauteur des gaussiennes sont fixes dans notre domaine d'étude, c'est-à-dire pour $6 \leq L \leq 9,5$. Pour chaque pas de la grille Salammbô, l'intensité de chaque gaussienne est ajustée afin de reproduire le 90 percentile des données Galileo-PWS. La Figure 1.18 montre l'approximation du 90 percentile par les cinq gaussiennes utilisées autour de $L = 8,31$. La somme des cinq gaussiennes utilisées sous-estime légèrement par endroits le 90 percentile des données. Cela est également vrai aux autres pas en L , ce qui signifie que l'approximation du spectre en fréquence par des gaussiennes revient à légèrement sous-estimer l'intensité des ondes par rapport aux mesures. Ainsi, lorsque nous concluons que ces ondes jouent un rôle important dans les ceintures de radiations (voir section 5.1), l'erreur due à l'approximation par les gaussiennes ne change pas nos conclusions. Enfin, la Figure 1.18 montre également l'intensité des ondes de type « lower band chorus » (ondes Choeur basse fréquence) et « upper band chorus » (ondes Choeur haute fréquence) obtenues en utilisant les fréquences moyennes et largeurs à mi-hauteur utilisées par de Soria-Santacruz et al. [2017] ainsi que l'intensité des ondes (en nT^2) proposée par le « survey » de Menietti et al. [2016]. On constate que les quatrième et cinquième gaussiennes que nous utilisons pour notre étude sont très proches respectivement des « lower band chorus » et « upper band chorus » proposées par les précédents auteurs. Ainsi, pour $L = 8,31$, nos travaux sur les données Galileo-PWS sont cohérents avec la littérature dans la plage de fréquence des ondes de type « Choeur ». C'est également vérifié pour l'ensemble des pas en L allant de l'orbite de Io à l'orbite d'Europe et utilisés au cours de cette thèse.

Le survey des « lower band chorus » établi par Menietti et al. [2016] n'a pas été réalisé à partir des données magnétiques de Galileo-PWS à cause du problème du bruit de la bobine basse fréquence. Les précédents auteurs ont utilisé les données électriques et les ont ensuite converties en données magnétiques (voir Menietti et al. [2016] pour la méthode utilisée). Le fait que la quatrième gaussienne que nous utilisons soit cohérente avec les résultats publiés sur les « lower band chorus » signifie que malgré le problème de bruit de la bobine basse fréquence, le « plateau » observé par Galileo-PWS reproduit correctement la moyenne linéaire des ondes dans cette gamme de fréquence. Ainsi, par comparaison avec les résultats de Menietti et al. [2016], nous montrons que l'intensité spectrale des ondes que nous utilisons dans notre étude ne surestime pas la moyenne linéaire de celles-ci à cause du bruit de la bobine basse fréquence.

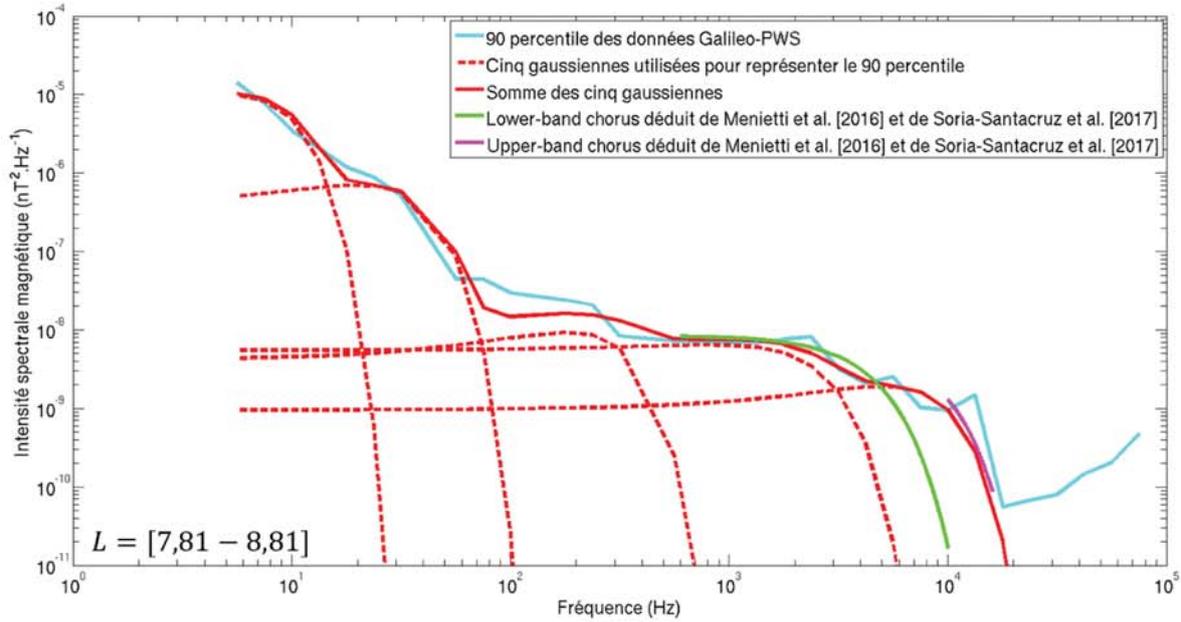


Figure 1.18 – Approximation du spectre en fréquence du 90 percentile des données Galileo-PWS par cinq fonctions gaussiennes autour de $L = 8,31$. La gyrofréquence électronique locale est d'environ 20000 Hz. Les spectres déduits des travaux de Menietti et al. [2016] et de Soria-Santacruz et al. [2017] pour les ondes de type « Choeur » sont également représentés.

Enfin, les données relevées à des fréquences supérieures à la gyrofréquence électronique locale ne sont pas utilisées. C'est pourquoi nous n'utilisons pas les données relevées au-delà de 20000 Hz sur la Figure 1.18.

Le travail sur les données Galileo-PWS mené au cours de cette thèse a permis :

- D'établir un « survey » de l'intensité spectrale magnétique des ondes de type « Choeur ». Notre travail a été réalisé à une époque où les résultats de Menietti et al. [2016] sur ces ondes n'étaient pas encore publiés.
- D'établir un « survey » des ondes de type « Souffle » (appellation de Lin et al. [1993]) observées à des fréquences inférieures aux ondes de type « Choeur ».

1.1.7 Bilan sur l'environnement neutre, plasma et électromagnétique susceptible d'influencer les ceintures de radiations

Le Tableau 1.4 présente l'environnement neutre, plasma et électromagnétique susceptible d'influencer les électrons et protons piégés dans les ceintures de radiations à l'intérieur de l'orbite de la lune glacée Europe. Des choix ont été faits quant à la modélisation de cet environnement au cours de cette thèse, ont été justifiés dans les sections précédentes et sont rappelés dans le Tableau 1.4.

| | |
|--|---|
| | Modélisation retenue au cours de cette thèse |
| Champ magnétique de Jupiter | Modèle de champ interne O6 + Modèle de champ externe proposé par Khurana [1997] |
| Atmosphère de Jupiter | Modèle proposé par Santos-Costa [2001] extrapolant les travaux de Seiff et al. [1997; 1998] |
| Les cinq lunes Métis, Adrastée, Amalthée, Thébé et Io | Tailles et demi-grand axes des quatre petites lunes présentés dans la section 1.1.3. Io a un rayon de 1822 kilomètres et son orbite a un demi-grand axe de $5,9 R_j$. |
| Anneaux de poussière | Distributions des « petits » grains (rayon inférieur à $100 \mu m$) déterminées à partir de Brooks et al. [2004] et Showalter et al. [2008]. Distribution des « gros » grains de l’anneau principal contrainte par Throop et al. [2004]. |
| Les tores de gaz neutre de Io et d’Europe | Modélisé à partir des travaux de Smyth et Marconi [2006] (voir section 1.1.4) |
| Le plasma froid de la magnétosphère interne (plasmaspère, tore de Io et magnétodisque) | Modèles de Divine et Garrett [1983] ou Bagenal et Delamere [2011] (voir section 1.1.5) |
| Ondes électromagnétiques de type « EMIC » (fréquences de 0,4 à 0,7 Hz) | A partir des observations de Galileo-MAG (voir section 1.1.6.2) |
| Ondes électromagnétiques de type « Souffle » et « Choeur » (fréquences supérieures à 5 Hz) | A partir des observations de Galileo-PWS (voir section 1.1.6.3) |

Tableau 1.4 – Bilan sur l’environnement neutre, plasma et électromagnétique susceptible d’influencer les ceintures de radiations de Jupiter.

1.2 La magnétosphère de Jupiter et les ceintures de radiations

1.2.1 La magnétosphère de Jupiter

Le champ magnétique de Jupiter constitue un obstacle à l'écoulement du plasma d'origine solaire au sein du milieu interplanétaire (voir Figure 1.19). Il en résulte l'existence d'une magnétosphère autour de la planète, sorte de cavité magnétique où le champ magnétique domine le champ magnétique interplanétaire. A l'avant de la magnétosphère (à environ 80 à 130 R_j du centre de Jupiter) se situe une onde de choc au travers de laquelle le vent solaire est freiné, comprimé et chauffé. Côté nuit, l'entraînement des lignes de champ magnétique par le vent solaire conduit à la formation d'une queue magnétosphérique qui s'étendrait jusqu'à l'orbite de Saturne. La limite entre la cavité magnétosphérique et la région dominée par le vent solaire s'appelle la magnétopause et est située entre 45 et 100 R_j en avant de Jupiter. Entre l'onde de choc et la magnétopause se trouve la magnétogaine. Comme l'illustre la Figure 1.19, le magnétodisque, aussi appelé couche de courant, est assez mince (demi-hauteur d'environ 1 à 2 R_j).

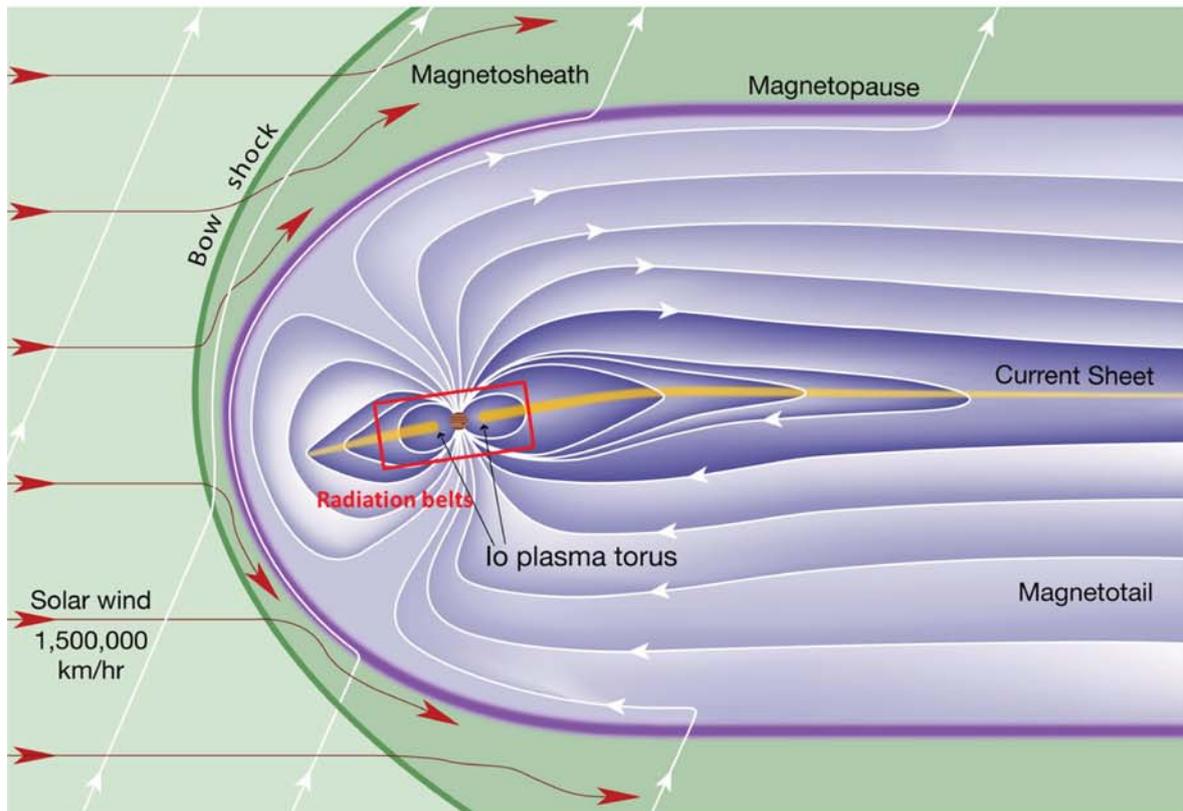


Figure 1.19 – Illustration de la magnétosphère de Jupiter. Crédit : LASP.

Les ceintures de radiations se trouvent dans la partie la plus interne de la magnétosphère de Jupiter et s'étendent jusqu'à environ quelques dizaines de rayons joviens du centre de la planète.

1.2.2 Les ceintures de radiations de Jupiter

Les ceintures de radiations, aussi appelées ceintures de Van Allen autour de la Terre, sont une zone toroïdale proche de Jupiter dans laquelle sont rencontrées des particules chargées de « haute énergie » (électrons, protons, ions lourds) piégées par le champ magnétique planétaire. Ainsi, une particule chargée appartient aux ceintures de radiations si :

- Elle a une énergie cinétique suffisamment importante. Les particules ayant une énergie cinétique inférieure au keV sont généralement considérées comme n'appartenant pas aux ceintures de radiations. Le « plasma froid » de la magnétosphère interne n'appartient pas aux ceintures de radiations.
- La particule est piégée, c'est à dire reste un temps « long » dans les ceintures de radiations. Les protons des rayons galactiques cosmiques par exemple sont de trop haute énergie pour être piégés par le champ magnétique planétaire et n'appartiennent donc pas aux ceintures de radiations. Les électrons qui précipitent dans l'atmosphère de Jupiter et créent les aurores n'appartiennent pas non plus aux ceintures de radiations.

Le plasma qui peuple les ceintures de radiations a une densité très faible et est non collisionnel. Ainsi, les interactions entre les différentes espèces des ceintures de radiations sont négligeables.

Les ceintures de radiations de Jupiter sont les plus extrêmes du Système Solaire, non seulement par les niveaux de flux de particules plusieurs ordres de grandeurs au-dessus de ce qui est observé autour de la Terre ou Saturne, mais également par l'énergie cinétique que sont capables d'acquérir les particules. En particulier, il existe des électrons de 50 MeV dans les ceintures de radiations de Jupiter [Bolton et al., 2002] tandis que les énergies maximum autour de la Terre ou Saturne sont de quelques MeV.

Deux types de modèles permettent de spécifier l'environnement extrême des ceintures de radiations de Jupiter : les modèles empiriques et les modèles physiques.

Le modèle empirique qui a longtemps fait référence fut développé au « Jet Propulsion Laboratory » (JPL) par Divine et Garrett [1983] (DG83) et utilise les observations in-situ des sondes Pioneer 10, Pioneer 11, Voyager 1 et Voyager 2. Garrett et al. [2005] mis à jour le modèle DG83 par rapport aux observations du rayonnement synchrotron émis par les électrons des ceintures de radiations. Le modèle « Galileo Interim Radiation Environment » (GIRE) également développé par l'équipe d'Henry Garrett [Garrett et al., 2012] ajoute aux modèles précédents les observations in-situ de la mission Galileo. Le modèle GIRE a été mis à jour et renommé « GIRE2 » par de Soria-Santacruz et al. [2016]. Une nouvelle mise à jour du modèle pour les protons piégés amène au modèle le plus récent, appelé « GIRE3 » [Garrett et al., 2017]. L'ONERA a quand à elle développé le modèle empirique « JOvian Specification Environment model » (JOSE) [Sicard-Piet et al., 2011]. L'ensemble des modèles empiriques précédents reposent sur les observations des ceintures et sont ainsi limités par la couverture spatiale et temporelle de celles-ci.

Le principe d'un modèle physique des ceintures de radiations est détaillé dans le chapitre 3 et

l'intérêt de ces modèles par rapport aux modèles empiriques a été présenté dans l'introduction. de Pater et Goertz [1990] présentèrent un des premiers modèles physiques des ceintures de radiations joviennes. Le modèle Salammbô de l'ONERA, initialement développé autour de la Terre par Beutier [1993] fut adapté au cas de Jupiter par [Santos-Costa, 2001] et [Sicard, 2004]. Daniel Santos-Costa travaille désormais au « SouthWest Research Institute » (SWRI, USA) et possède son propre modèle physique [Santos-Costa et Bolton, 2008]. Le laboratoire anglais du « British Antarctic Survey » a également commencé à développer un modèle physique des ceintures d'électron de Jupiter [Woodfield et al., 2013 ; 2014]. Des équipes japonaises [Tschuyia et al., 2011 ; Kita et al., 2015] ont développé un modèle pour étudier la dynamique à l'échelle de quelques jours des ceintures de radiations d'électrons de Jupiter.

Nous avons introduit dans ce chapitre l'environnement susceptible d'influencer la distribution des particules chargées dans les ceintures de radiations de Jupiter. Le chapitre 2 s'intéresse aux observations des ceintures de radiations qui nous les révèlent telles que créées par l'interaction des particules chargées avec l'environnement proche de Jupiter. Le chapitre 3 s'attache ensuite à modéliser ces interactions pour le modèle physique Salammbô qui sera alors à même de prédire les flux de particules dans les ceintures de radiations. Ces flux seront comparés aux observations dans le chapitre 4.

Chapitre 2

Observations des ceintures de radiations de Jupiter

Les ceintures de radiations de Jupiter furent découvertes en 1959 par le radioastronome Frank Drake [Drake et Hvatum, 1959] qui observa pour la première fois le rayonnement émis par les électrons piégés dans les ceintures de radiations, appelé rayonnement synchrotron. Cette découverte fut possible grâce à deux avancées majeures de cette époque : la confirmation du champ magnétique intense de Jupiter par la découverte du rayonnement radio basse fréquence émis par les aurores [Burke et Franklin, 1955] et la découverte des ceintures de radiations terrestres par James Van Allen [Van Allen et Frank., 1959]. Il faudra ensuite attendre le survol de la planète géante par la sonde Pioneer 10 en Décembre 1973 pour obtenir la première observation in-situ des ceintures de radiations joviennes.

Ce chapitre détaille les observations des ceintures de radiations que nous avons utilisées pour valider le modèle Salammbô et contraindre la condition limite externe imposée près de l'orbite d'Europe. Il a été choisi au cours de cette thèse de valider notre modèle uniquement pour des énergies supérieures à 0,5 MeV pour les électrons et 1 MeV pour les protons, choix qui sera justifié dans le chapitre 3 où nous présenterons le développement du modèle Salammbô.

Une importance particulière est portée à l'étude de la qualité et des incertitudes des observations afin que celles-ci puissent être considérées comme fiables et représentatives de l'environnement que Salammbô doit reproduire. Nous insistons également ici sur la dynamique temporelle observable des ceintures de radiations.

2.1 Mesures de flux de particules in-situ

L'exploration in-situ des ceintures de radiations de Jupiter commença en Décembre 1973 et Décembre 1974 avec les survols des sondes Pioneer 10 et Pioneer 11. Puis, les sondes Voyager

1 et Voyager 2 s'aventurèrent près de la planète géante en 1979 et leurs découvertes motivèrent la mise en orbite autour de Jupiter d'une sonde dédiée à l'étude de la planète géante : Galileo-Orbiter (1995-2003). La mission Galileo largua en 1995 une sonde atmosphérique, désignée ci-après Galileo Probe. Ulysses passa également près de Jupiter en 1992 pour profiter de l'effet de fronde gravitationnelle, tout comme Cassini en 2001, en route vers Saturne, ou New Horizons en 2006, alors en route vers Pluton. La mission Juno est actuellement sur une orbite polaire autour de Jupiter depuis Juillet 2016.

La Figure 2.1 montre les trajectoires des sondes s'étant approchées au plus près de la planète géante dans un repère lié au champ magnétique. On remarque que les mesures in-situ disponibles à l'intérieur de l'orbite d'Europe ($\rho < 8,9R_j$) ne peuvent provenir que des sondes Pioneer 10-11, Voyager 1, Ulysses, Galileo Probe-Orbiter et Juno. De plus, les missions Pioneer 10, Voyager et Galileo sont restées près de l'équateur magnétique tandis que Pioneer 11, Ulysses et Juno se sont aventurées à haute latitude et permettent donc d'observer des populations de particules chargées différentes.

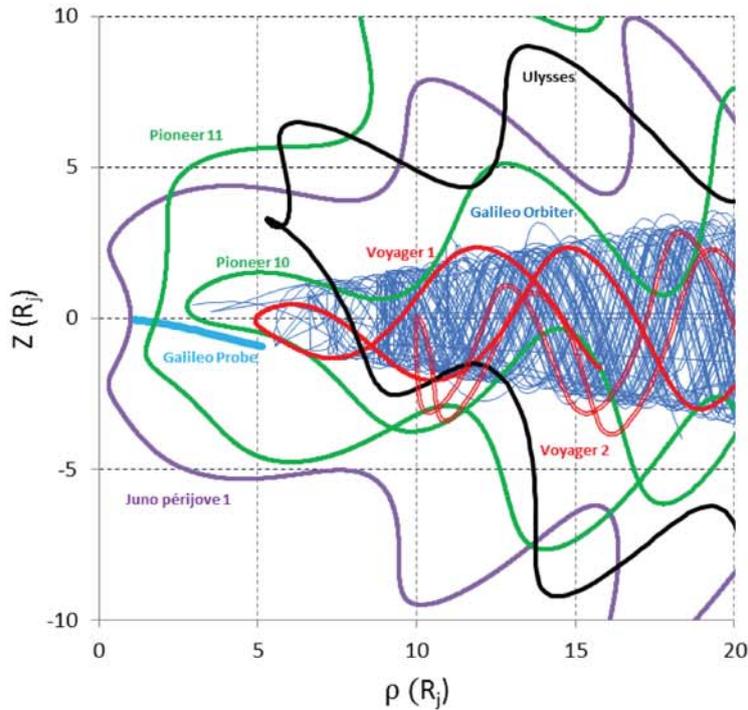


Figure 2.1 – Trajectoires dans un repère lié au dipôle magnétique jovien des différentes sondes s'étant aventurées près de Jupiter. Le dipôle magnétique est choisi pour représenter au mieux le modèle de champ magnétique interne O6 [Connerney, 1993].

2.1.1 Pioneer 10-11

Quatre expériences à bord des sondes Pioneer 10 et Pioneer 11 fournissent des observations d'électrons ayant des énergies supérieures à 0,5 MeV et de protons ayant des énergies cinétiques

supérieures à 1 MeV :

- L'expérience « Geiger Tube Telescope » (GTT) développée par l'université d'Iowa [Van Allen et al., 1974].
- L'expérience « Trapped Radiation Detector » (TRD) de l'université de Californie – San Diego [Fillius et Mc Ilwain, 1974].
- L'expérience « Cosmic Ray Telescope » (CRT) développée par le centre Goddard de la NASA et l'université du New Hampshire [Stilwell et al., 1975].
- L'expérience « Charged Particle Instrument » (CPI) développée par l'université de Chicago [Simpson et al., 1974].

L'ensemble des gammes disponibles pour les mesures in-situ relevées par ces expériences sont présentées dans le Tableau 2.1.

Pioneer-GTT :

Une collaboration mise en place avec Henry Garrett du « Jet Propulsion Laboratory » (JPL) nous a permis de mettre en évidence que certains comptages disponibles sur le serveur de partage de la NASA « Planetary Data System » (PDS) sont entachés d'erreur, amenant à une surestimation des flux pour les gammes >21 MeV et >31 MeV électrons voir des flux négatifs pour les gammes électrons >5 MeV ou $>0,5$ MeV. Ceci nous a donc conduit au cours de cette thèse à exploiter directement les flux publiés par les responsables des instruments.

Pioneer-CPI

Krimigis et Armstrong [1982] ont montré que les flux de protons mesurés par Pioneer 11-CPI dans l'environnement de Saturne sont contaminés par les électrons, en les comparant aux flux mesurés par Voyager 2. Il semble donc très probable que les mesures de protons de Pioneer 10 et Pioneer 11-CPI soient également contaminés par les électrons dans l'environnement de Jupiter.

Pioneer-TRD

Nous avons montré [Nénon et al., 2018] que les flux de protons >80 MeV mesurés par Pioneer 11 sont contaminés par des électrons, à partir de la contamination par les électrons estimée pour Pioneer 10 – TRD par Fillius et Mc Ilwain [1974].

Une fois toutes les données considérées comme de « mauvaise qualité » retirées, le Tableau 2.1 montre le nombre important de canaux disponibles le long des trajectoires de Pioneer 10 et Pioneer 11. On peut par exemple noter que GTT et TRD fournissent tous les deux des flux d'électrons >30 MeV. Le très bon accord entre les flux mesurés à cette énergie par GTT et TRD que montre la Figure 2.2 indique que la réponse des détecteurs pour cette gamme est correctement estimée.

| Sonde | Expérience | Particule observée | Intervalle d'énergie observé (MeV) | Qualité | Source |
|------------|------------|--------------------|------------------------------------|--|------------------------------|
| Pioneer 10 | GTT | Electrons | >0,5 >5 >21 >31 | OK | [Baker et Van Allen, 1977] |
| Pioneer 11 | GTT | Electrons | >21 | OK | [Van Allen et al., 1975] |
| Pioneer 11 | GTT | Protons | >31 0,5-3,6 | OK | [Van Allen et al., 1975] |
| Pioneer 10 | TRD | Electrons | >9 | OK | [Fillius et Mc Ilwain, 1974] |
| Pioneer 11 | TRD | Electrons | >31 >8 >35 | OK | [Fillius et al., 1975] |
| Pioneer 10 | TRD | Protons | >80 | OK | [Fillius et Mc Ilwain, 1974] |
| Pioneer 11 | TRD | Protons | >80 | Contaminé par les électrons | [Fillius et al., 1975] |
| Pioneer 10 | CRT | Electrons | 0,4-1,0 >6 | Trou de données | [Trainor et al., 1974] |
| Pioneer 11 | CRT | Electrons | 0,1-2,0 | Saturé | [Trainor et al., 1975] |
| Pioneer 10 | CRT | Protons | 1,2-2,1 14,8-21,2 | OK | [Trainor et al., 1974] |
| Pioneer 11 | CRT | Protons | 1,2-2,1 14,8-21,2 | OK | [Trainor et al., 1975] |
| Pioneer 10 | CPI | Electrons | >3 | Niveau de flux supérieur au >0,5 MeV GTT et utilisation déconseillée par T. Krimigis | [Simpson et al., 1974] |
| Pioneer 11 | CPI | Electrons | >3 | Utilisation déconseillée par T. Krimigis | [Simpson et al., 1975] |
| Pioneer 10 | CPI | Protons | >35 | Contaminé par les électrons et ions lourds | [Simpson et al., 1974] |
| Pioneer 11 | CPI | Protons | >35 | Contaminé par les électrons et ions lourds | [Simpson et al., 1975] |

Tableau 2.1 – Canaux de mesure in-situ des sondes Pioneer 10 et Pioneer 11. Le symbole « > » désigne les canaux intégrés en énergie depuis l'énergie précisée jusqu'à l'infini.

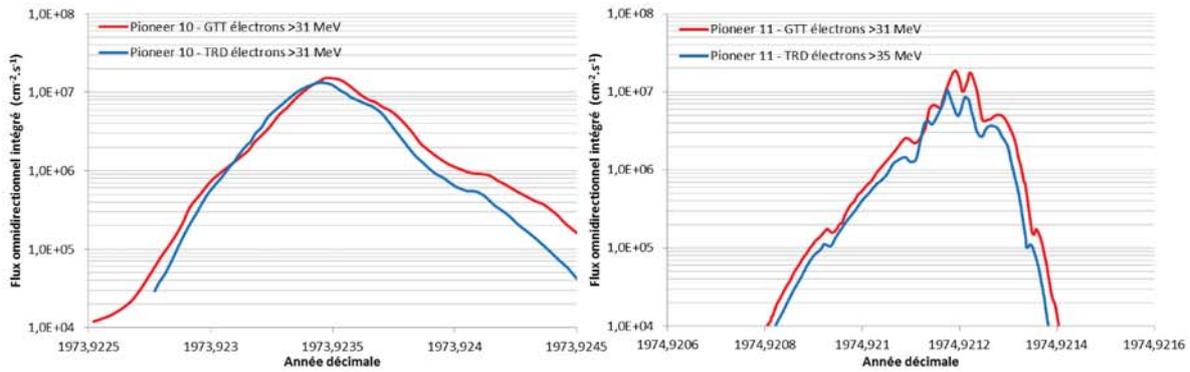


Figure 2.2 – Comparaison des flux d'électrons >30 MeV mesurés par les expériences GTT et TRD à bord de Pioneer 10 et Pioneer 11.

2.1.2 Voyager 1

L'expérience « Low Energy Charged Particle » (LECP) [Krimigis et al., 1977] fournit les observations d'électrons et de protons intéressantes pour Salammbô. Trois canaux de LECP sont utilisés (voir Tableau 2.2) et nous avons suivi les recommandations du responsable de l'instrument, Tom Krimigis, pour obtenir les observations les plus fiables disponibles. Ainsi, la réponse du détecteur (facteur géométrique et bande passante en énergie) est fournie par « Fundamental Technologies » (<http://voyager.ftecs.com/>). Les comptages sont disponibles sur PDS et moyennés sur 15 minutes. La rotation de Voyager 1 et l'intégration sur 15 minutes nous permettent de considérer ces comptages comme omnidirectionnels. La conversion de comptages omnidirectionnels à flux omnidirectionnels est faite à partir du facteur géométrique par :

$$\text{Flux}[cm^{-2}.s^{-1}] = 4\pi[sr] \frac{\text{comptages}[s^{-1}]}{\text{facteur géométrique}[cm^2.sr]} \quad (2.1)$$

On remarque que le canal EAB10 (électrons >8.5 MeV) peut être comparé avec les observations de Pioneer 10-TRD (électrons >9 MeV), qui tout comme Voyager 1 est passé près de l'équateur magnétique. Le canal PSA3 de LECP (protons 16,3-26,2 MeV) peut quand à lui être comparé aux observations Pioneer 10-CRT (protons 14,8-21,2 MeV).

| Canal de mesure | Particule | Gamme d'énergie (MeV) | Facteur géométrique |
|-----------------|-----------|-----------------------|---------------------|
| EAB10 | Electron | $>8,5$ | $0,0504 cm^2.sr$ |
| ESA0 | Electron | $>2,5$ | $0,4935 cm^2.sr$ |
| PSA3 | Proton | 16,3-26,2 | $0,4935 cm^2.sr$ |

Tableau 2.2 – Canaux de mesure in-situ de l'instrument LECP à bord de Voyager 1 utilisés dans la thèse.

2.1.3 Ulysses

Deux expériences à bord du satellite Ulysses auraient pu nous fournir des observations exploitables : l'instrument « Energetic Particle Composition Instrument » (EPAC) [Keppler et al., 1992a] et l'expérience « COsmic ray and Solar Particle INvestigation » (COSPIN) [Simpson et al., 1992a]. Cependant, l'instrument EPAC fut, par sécurité, désactivé au plus proche de Jupiter [Keppler et al., 1992b] ainsi que la majorité des instruments de l'expérience COSPIN [Simpson et al., 1992b]. Enfin, les rares mesures relevées par COSPIN n'ont jamais été utilisées dans la littérature pour étudier les ceintures de radiations de Jupiter internes à Europe. Cela peut nous amener à penser que les données ne sont pas de bonne qualité. L'étude menée sur les données COSPIN par Sicard-Piet et Bourdarie [2011] le confirme, avec des problèmes de saturation, d'empilement et des données physiquement étranges, comme des spectres en énergie plats ou croissants avec l'énergie. Le problème d'empilement est un phénomène qui survient lorsque les comptages de particules deviennent trop importants par rapport à la fréquence d'acquisition de l'électronique. Plusieurs particules ne sont alors plus comptées que comme une seule et les flux sont diminués au plus près de la planète. Sur la Figure 2.3, ce problème est observé à deux reprises lorsqu'Ulysses croise des lignes de champ avec un paramètre de Mc Ilwain L inférieur à 25. Une forte diminution de flux est constatée tandis que ceux-ci devraient augmenter.

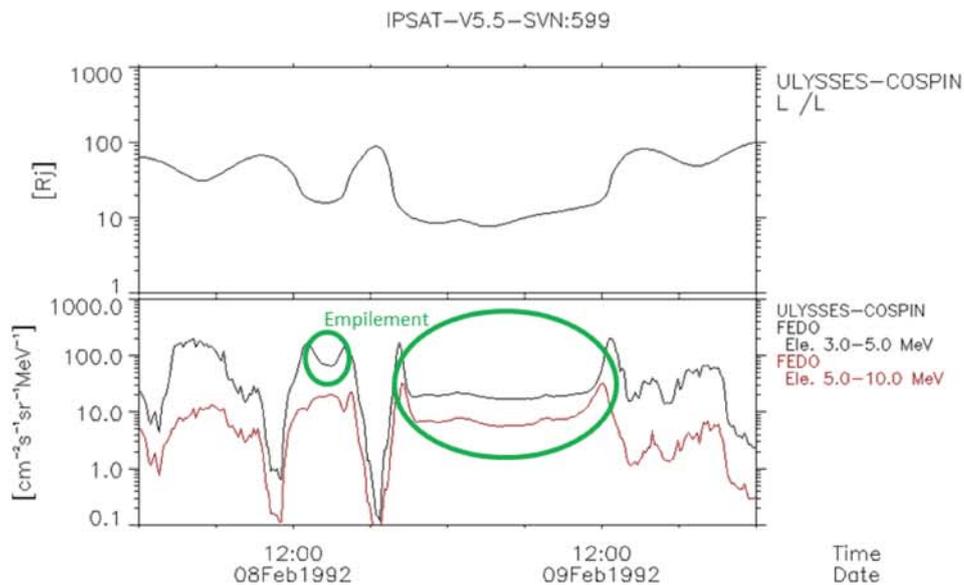


Figure 2.3 – Flux d'électrons mesurés par Ulysses-COSPIN dans les gammes d'énergie 3-5 MeV et 5-10 MeV au plus près de Jupiter. Les cercles verts montrent que le phénomène d'empilement est observé à chaque fois qu'Ulysses croise des lignes de champ avec $L < 25$.

2.1.4 Galileo Orbiter

La navette spatiale Atlantis embarqua dans sa soute le satellite Galileo et une fusée à deux étages à propergol solide (voir Figure 2.4). L'ensemble fut extrait de la soute de la navette en

orbite basse et le voyage de Galileo vers Jupiter commença alors le 18 Octobre 1989. Différents survols de Vénus et de la Terre sont programmés et nécessaires pour permettre au satellite d'atteindre la planète géante. Après le survol de Vénus le 10 Février 1990 et un premier survol de la Terre, très controversé à cause du générateur à radio-isotope embarqué à bord de Galileo, le 8 Décembre 1990, les équipes au sol décident de déployer l'antenne principale de Galileo le 11 Avril 1991. Celle-ci ne se déploie pas, et les efforts des équipes au sol pendant plusieurs années n'y feront rien : Galileo est contraint de ne plus utiliser que son antenne à faible gain. Le débit transmissible par Galileo est alors fortement réduit, de 134000 bits par seconde à 40 bits par seconde, soit un débit réduit de plus d'un facteur 3000. La mission est remaniée de façon à ne plus utiliser que l'antenne à faible gain.



Figure 2.4 – Galileo monté sur une fusée à double étage en cours d'extraction de la navette spatiale Atlantis. Crédit : NASA et Lockheed Martin.

La Figure 2.5 montre les différents sous-systèmes de Galileo. La conception de la sonde a été menée par le centre de recherche de NASA Ames et le "Jet Propulsion Laboratory" (JPL). Ames privilégie les instruments d'observations du plasma, des particules et du champ électromagnétique, et souhaite un satellite en rotation. Le JPL privilégie un satellite stabilisé en attitude pour les observations dans le visible, l'UV et l'EUUV. Afin de concilier ces deux besoins, l'architecture de Galileo comporte deux plateformes en contra-rotation, une stabilisée et une en rotation à trois tours par minute. La mission Galileo embarque également une sonde atmosphérique.

Le satellite principal de la mission Galileo, ici appelé « Galileo Orbiter », resta en orbite autour de Jupiter de 1995 à 2003.

Deux expériences à bord peuvent nous fournir des mesures des ceintures de radiations : les

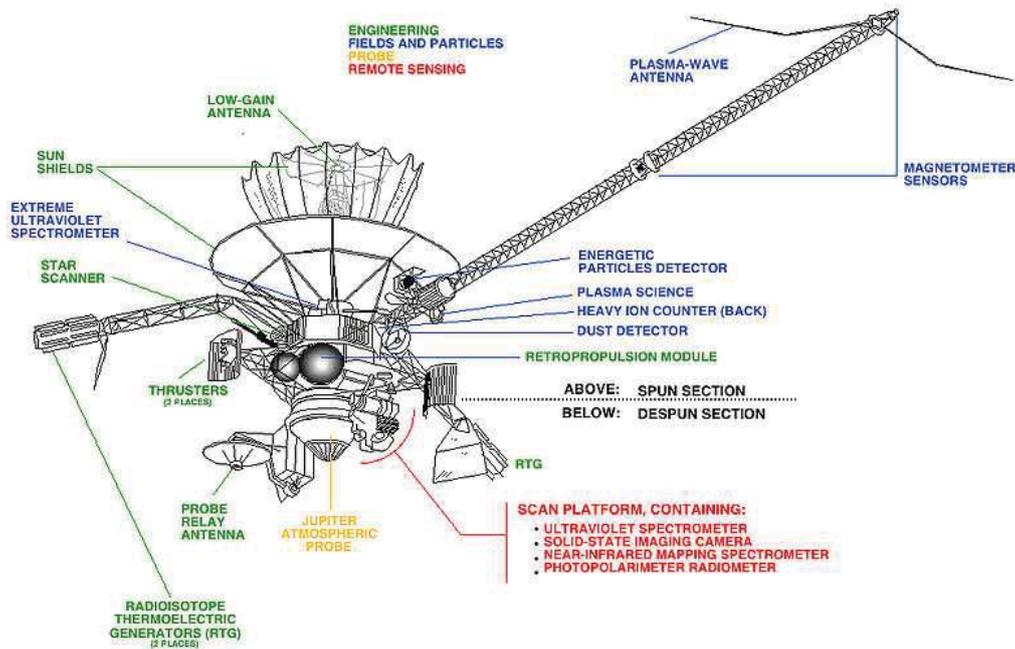


Figure 2.5 – Les différents sous-systèmes de Galileo. Crédit : NASA

senseurs stellaires de Galileo [Fieseler, 2000] et l'expérience de mesure de flux de particules énergétiques «Energetic Particle Detector » (EPD) [Williams et al., 1992].

En effet, il est possible dans un premier temps d'utiliser les traces laissées par les électrons de haute énergie dans les capteurs CCD des senseurs stellaires de Galileo pour estimer des flux d'électrons [Fieseler, 2000], comme nous le détaillerons pour Juno dans la section 2.1.6. Cependant, les données ne complètent que très peu les données EPD loin de Jupiter et sont sûrement inexploitable au plus près de la planète [Fieseler, 2000]. C'est pourquoi celles-ci ne sont pas utilisées pour les modèles d'environnement radiatif jovien, et nous ne validerons pas Salammbô par rapport à ces observations.

L'expérience « Energetic Particle Detector » (EPD) [Williams et al., 1992] fournit des mesures plus directes des flux d'électrons et de protons des ceintures de radiations de Jupiter. EPD utilise deux télescopes bi-directionnels, nommés « Low Energy Magnetospheric Measurement System » (LEMMS) et « Composition Measurement System » (CMS). L'expérience EPD est montée sur la plateforme en rotation de Galileo, et un moteur à 8 positions permet de tourner les détecteurs autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de rotation de la plateforme. Cela donne à EPD la possibilité d'observer l'ensemble des directions du ciel mais cela permet également de diriger les détecteurs soit devant un blindage en aluminium avec une épaisseur de 2cm pour quantifier le bruit (numérique et/ou du à des particules pénétrantes), soit devant une source radioactive pour recalibrer l'instrument en vol. Deux types de données sont fournis par EPD, en fonction de la fréquence d'acquisition de l'instrument : des données relevées à haute fréquence d'acquisition et des données moyennées sur 11 minutes.

Les flux relevés à haute fréquence d'acquisition (période de 0,2 seconde) permettent grâce à l'ouverture angulaire relativement faible des télescopes (15°) d'observer l'anisotropie des flux, i. e. la dépendance des flux observés avec la direction d'observation. Cependant, l'absence d'antenne à grand gain limite sévèrement la couverture en temps et en espace de ces mesures, trop lourdes pour être transmises régulièrement à la Terre. La Figure 2.6 montre que les mesures à haute fréquence d'acquisition ont surtout été relevées lors des survols des lunes. Nous utiliserons ces observations, disponibles sur PDS, pour contraindre l'anisotropie introduite dans le modèle Salammbô près de l'orbite de la lune Europe dans la section 3.3.2.

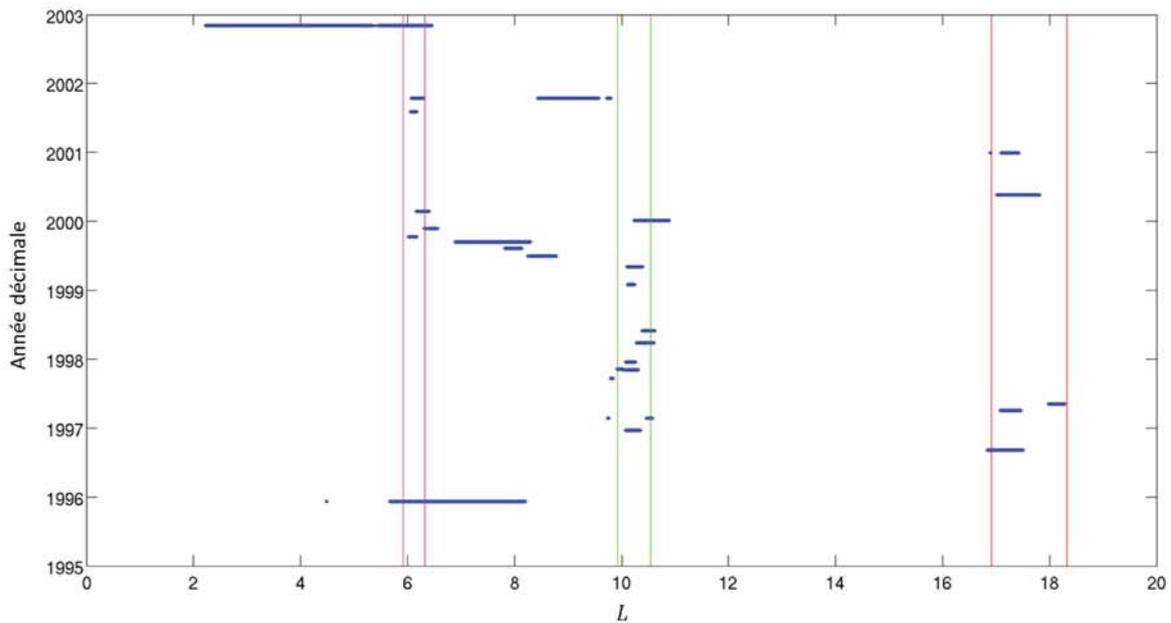


Figure 2.6 – Répartition en année décimale et paramètres de Mc Ilwain L des données Galileo-EPD à haute résolution. Les lignes magenta, vertes et rouges délimitent respectivement les paramètres L interceptés par Io, Europe et Ganymède.

Les flux moyennés sur 11 minutes représentent des flux omnidirectionnels grâce à la rotation de la plateforme sur laquelle EPD est installée et grâce au moteur à 8 positions utilisé pour balayer les différentes directions d'observation. Ces flux sont disponibles tout au long de la mission, soit pendant presque 8 années terrestres. Nous pourrions donc étudier la dynamique temporelle des ceintures de radiations observée par Galileo dans la section 6.2. Cependant, ces données sont la propriété du laboratoire « Applied Physics Laboratory » (APL) de l'université John Hopkins et ne sont pas publiquement distribuées. Une collaboration a été mise en place au cours de cette thèse avec APL pour récupérer les données Galileo-EPD. Cette collaboration a également permis de nombreuses discussions sur la qualité des données avec Peter Kollmann, expert en charge des données EPD à APL.

Le Tableau 2.3 précise les canaux de mesure de l'instrument EPD dont la gamme d'énergie est intéressante pour Salammbô [Mauk et al., 2004, Table A1].

| Canal | Particule observée | Intervalle d'énergie observé (MeV) |
|-----------|--------------------|------------------------------------|
| EPD-LEMMS | | |
| B0 | Protons | 3,2-10,1 |
| F3 | Electrons | 0,5-0,8 |
| B1 | Electrons | 1,5-10 |
| DC2 | Electrons | >2 |
| DC3 | Electrons | >11 |
| EPD-CMS | | |
| TP3 | Protons | 0,5-1,3 |

Tableau 2.3 – Canaux de mesure in-situ Galileo-EPD.

Les données sont fournies sous forme de comptages, que nous pouvons convertir en flux intégrés grâce aux facteurs géométriques fournis par Williams et al. [1992] et Jun et al. [2002].

La Figure 2.7 montre les comptages considérés comme étant de qualité par APL et par le JPL. On remarque qu'il y a très peu d'observations jugées valides pour $L < 9.5$ dans l'ensemble des mesures électrons. Nous avons donc décidé dans cette thèse de ne pas valider le modèle Salammbô-électron par rapport aux observations de Galileo-EPD. Cependant, on remarque que les deux canaux protons B0 et TP3 présentent des flux jusqu'à l'intérieur de l'orbite de Io ($L = 6$) sur trois orbites, ce qui nous permettra d'y valider le modèle Salammbô-proton.

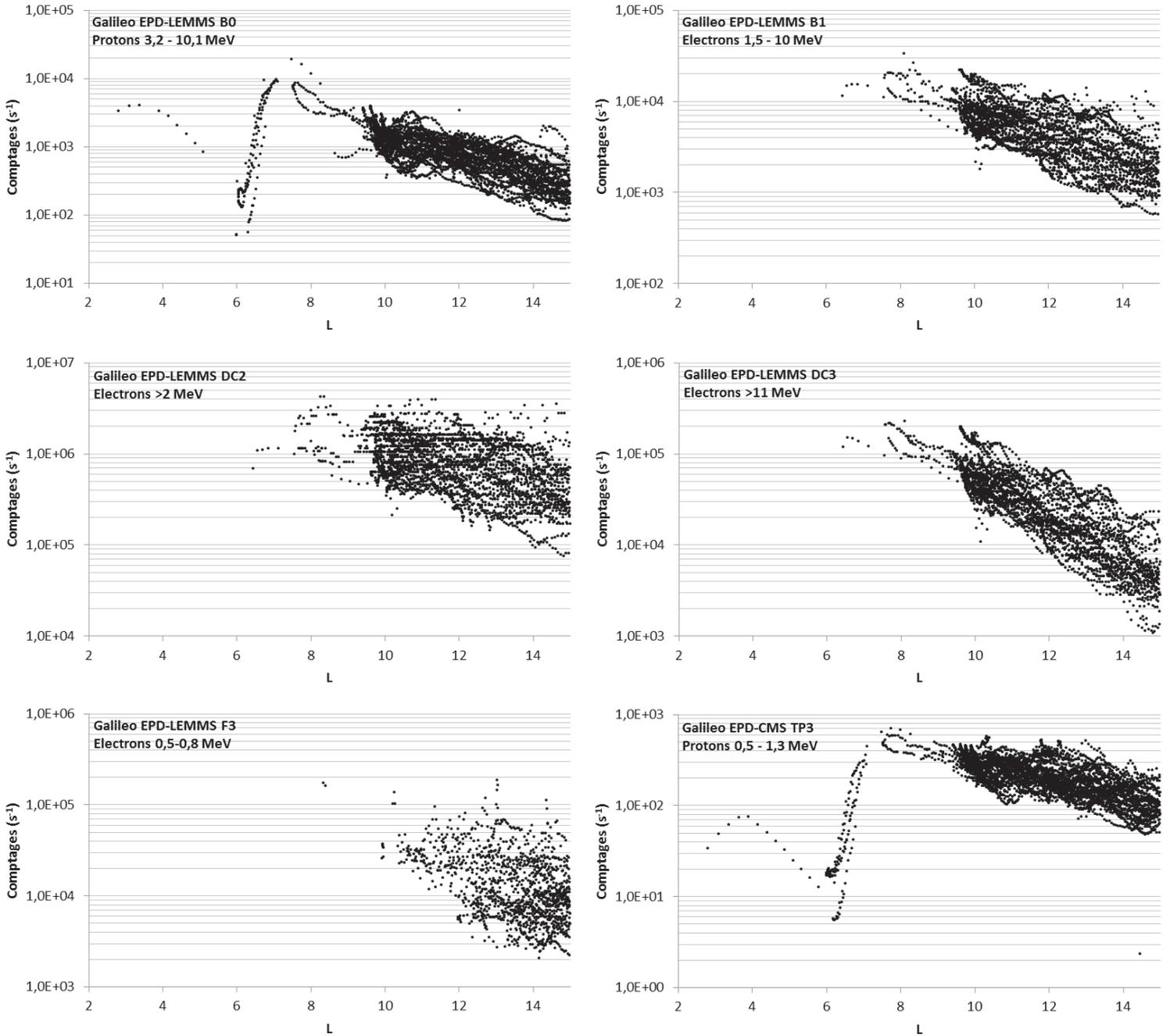


Figure 2.7 – Comptages Galileo-EPD jugés valides par APL et JPL en fonction de L.

La très faible statistique dans les données EPD à l'intérieur de l'orbite d'Europe ne permet pas d'utiliser ces observations pour y développer un modèle Salammbô dépendant du temps. Une dynamique temporelle est tout de même observable sur la Figure 2.7 au niveau de l'orbite d'Europe ($L=9,5$ Rj). Les flux observés y varient d'environ un facteur 5 au cours du temps. Cette dynamique est réelle, n'est pas un effet de la latitude magnétique à laquelle Galileo se trouve et montre donc une évolution dans le temps de la répartition des particules piégées de haute énergie. La section 6.2 portera sur l'étude de la dynamique observée par Galileo au-delà de l'orbite d'Europe, où les données EPD sont exploitables.

2.1.5 Galileo Probe

Dès l'arrivée de Galileo en Décembre 1995 près de Jupiter, la sonde atmosphérique, désignée ci-après « Galileo Probe », fut larguée. Avant de pénétrer dans l'atmosphère jovienne, la sonde traversa le cœur des ceintures de radiations de Jupiter en restant très proche de l'équateur magnétique (voir Figure 2.1). Une expérience à bord de Galileo Probe, l'expérience « Energetic Particle Investigation » (EPI) [Fischer et al., 1992], permit d'y mesurer des flux de particules chargées de haute énergie.

Cependant, les différents canaux de mesures ne séparent pas correctement les différentes espèces (électrons, protons et ions lourds) [Fischer et al., 1996]. Il est ainsi difficile d'exploiter les mesures EPI, dont les gammes d'énergie observées étaient de surcroit mal connues en 1996. Une thèse fut soutenue à l'université de Kiehl en 2000 par Eckhard Pehlke [Pehlke, 2000] pour déterminer les fonctions de réponse (facteurs géométriques) des canaux EPI, et ainsi permettre une exploitation des données EPI par les futurs scientifiques. Cette thèse, écrite en allemand, ne fut jamais utilisée par la suite mais représente tout de même le travail le plus abouti sur EPI, d'après le responsable de l'instrument avec qui nous avons pu échanger à ce sujet, Louis Lanzerotti.

L'annexe A détaille les fonctions de réponse fournies par Pehlke [2000] ainsi que la méthode utilisée pour convertir la fonction de distribution du modèle Salammbô en comptages prédits (en s^{-1}). Nous remarquons en particulier que les canaux P1, P2 et P3 (« P » comme protons à priori) répondent « à peu près » aux mêmes particules alpha (He^{2+}) que le canal HE, qui lui ne mesura que des particules alpha. Il est donc possible, à partir de la mesure du canal HE, d'évaluer les comptages attribuables aux particules alpha dans P1, P2 et P3. La Figure 2.8 présente les mesures de ces trois canaux ainsi que l'estimation des comptages dus aux particules alpha en utilisant la méthode détaillée dans l'annexe A. On remarque dans un premier temps que EPI enregistra des mesures à une distance d'environ 5 rayons joviens (Rj) du centre de la planète, puis 4 Rj et enfin des mesures quasi-continues en dessous de 2,3 Rj jusqu'à l'entrée dans l'atmosphère. Les comptages mesurés par les trois canaux protons entre 1,8 Rj et 2,3 Rj forment une « bosse » qui provient très probablement des particules alpha, tel que l'illustre la Figure 2.8, et non des protons des ceintures de radiations. Ainsi, les observations des canaux protons EPI ne peuvent pas être utilisées pour valider le modèle Salammbô-proton entre 1,8 et 2,3 Rj.

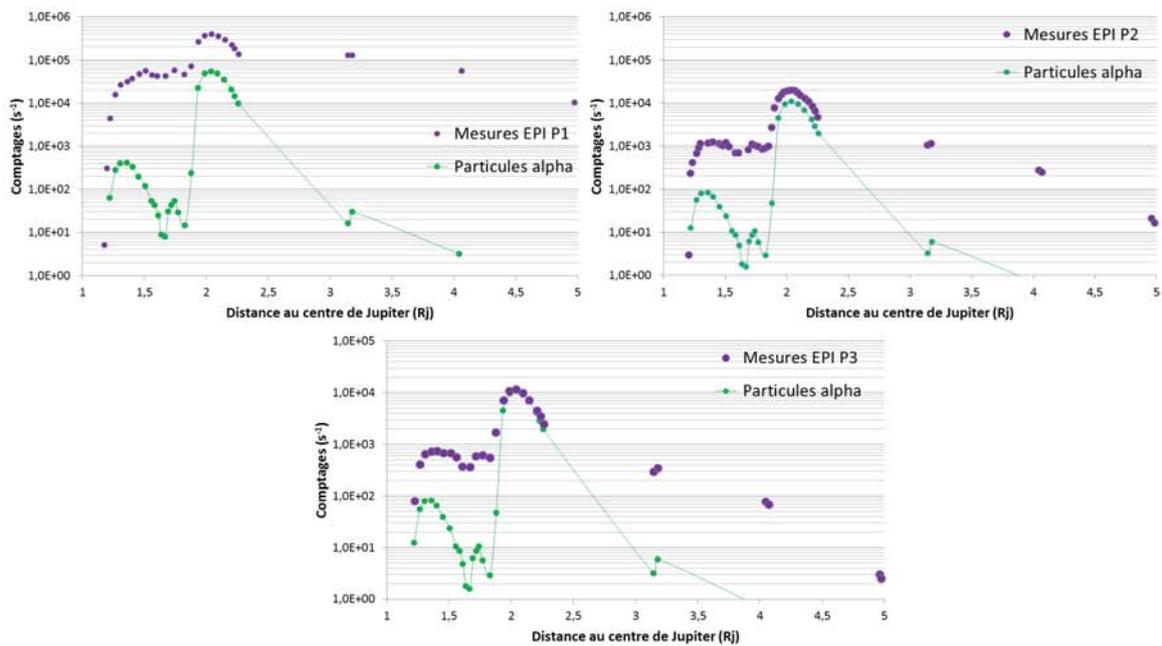


Figure 2.8 – Observations Galileo Probe-EPI des canaux protons. Les comptages attribuables aux particules alpha sont estimés tel que présenté dans l’annexe A. On remarque que les trois canaux peuvent être contaminés par ces ions lourds entre 1,8 et 2,3 Rj.

Salammbô sera validé dans la section 4.2 par rapport aux observations des trois canaux électrons E1, E2 et E3 et des trois canaux protons P1, P2 et P3. Notre étude de la contamination par les particules alpha et l’utilisation des deux modèles physiques développés, électrons et protons, nous permettront de préciser si ces canaux mesurent bel et bien des électrons ou des protons.

2.1.6 Juno

Juno arriva en orbite autour de Jupiter le 4 Juillet 2016 [Bolton et al., 2017]. La sonde est sur une orbite polaire très excentrique avec un périégée situé à environ 5000 kilomètres (soit 0,07 Rj) du haut des nuages. L’orbite particulière de Juno doit lui permettre d’étudier finement le champ de gravité et le champ magnétique de Jupiter. Les passages au-dessus des pôles sont également des occasions uniques de mieux comprendre les processus à l’origine des aurores boréales [Bagenal et al., 2017b]. La Figure 2.9 présente Juno, ses immenses panneaux solaires et ses instruments.

Deux expériences à bord de Juno permettent d’obtenir des mesures de flux in-situ, l’expérience « Radiation Monitoring » (RM) [Becker et al., 2017a] et l’expérience « Jupiter Energetic Detector instrument Investigation » (JEDI) [Mauk et al., 2013].

Juno-RM

L’expérience « Radiation Monitoring » (RM) de Juno collecte les traces laissées par les électrons de haute énergie dans les matrices CCD de trois instruments :

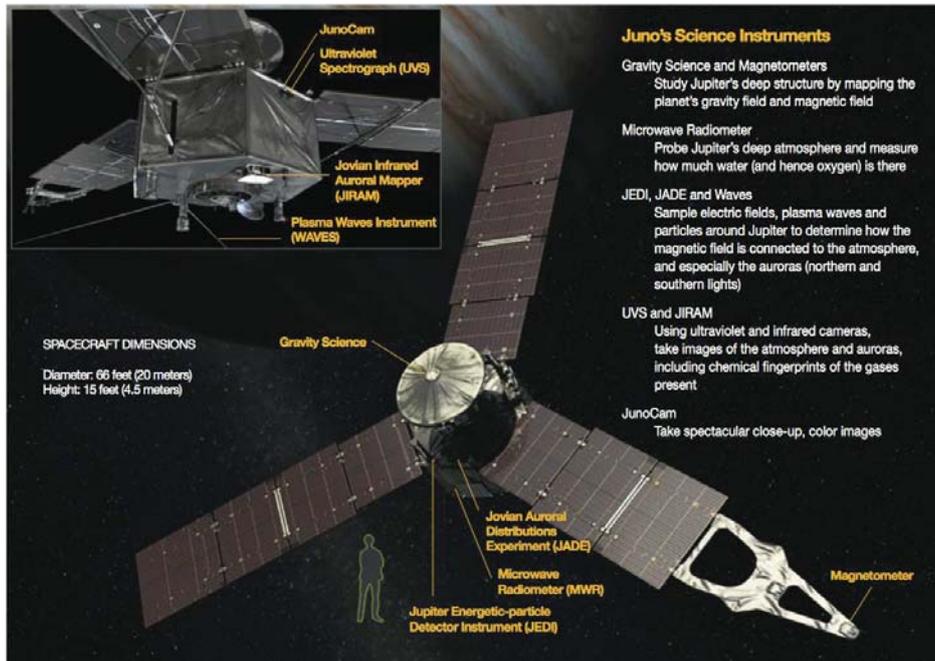


Figure 2.9 – Juno et ses expériences scientifiques. Source : http://www.jpl.nasa.gov/news/press_kits/JunoLaunch.pdf

- Le senseur stellaire principal de Juno : « Stellar Reference Unit » ou SRU
- La caméra D du senseur stellaire mis en bout de panneau solaire près de l'expérience de mesure du champ magnétique MAG [Connerney et al., 2017] pour déterminer l'attitude des magnétomètres : « Advanced Stellar Compass » ou ASC
- La caméra infrarouge : « Jupiter Infrared Auroral Mapper » ou JIRAM

L'expérience RM mesure le nombre d'évènements par seconde vu dans SRU, ASC et JIRAM. De cela, des travaux ont été conduits par Becker et al. [2017a] pour déterminer à quels flux d'électrons ces évènements se rapportent. Des simulations Géant-4 (interaction particule-matière) et le spectre d'électrons fourni par le modèle de Divine et Garrett [1983] ont permis de révéler que les traces observées proviennent du flux omnidirectionnel intégré d'électrons ayant des énergies supérieures à 10 MeV, noté $J(E_c > 10MeV)$. La relation entre le nombre d'évènements par seconde et le flux $J(E_c > 10MeV)$ fut établie et l'expérience RM permet donc de mesurer indirectement ces flux d'électrons rencontrés par Juno le long de sa trajectoire atypique.

La Figure 2.10 montre la fonction de réponse aux électrons et protons de la tête D de l'expérience ASC utilisée par RM. Nous utiliserons ces fonctions de réponses et les prédictions de Salammbô pour vérifier dans la section 4.2 que, d'après Salammbô, les flux indirectement mesurés par RM/ASC sont bel et bien des flux $J(E_c > 10MeV)$ d'électrons.

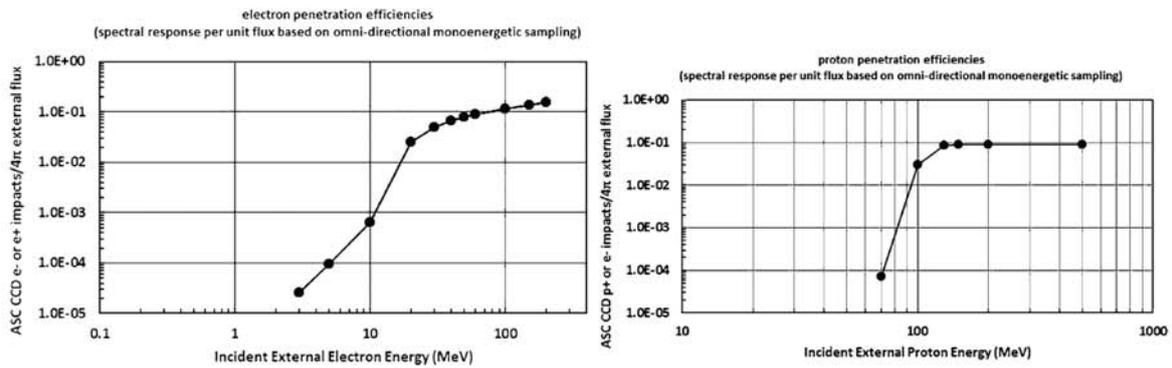


Figure 2.10 – Réponse aux électrons (gauche) et protons (droite) de la tête D de l'expérience ASC [Becker et al., 2017a]. Le fait que les flux mesurés par Juno-RM sont des flux d'électrons d'énergies supérieures à 10 MeV n'est pas évident d'après la figure de gauche et sera vérifié grâce à Salammbô dans la section 4.2.

Juno-JEDI

Juno-JEDI est capable d'observer des électrons et des ions jusqu'à une énergie d'environ 2 MeV [Mauk et al., 2017]. L'expérience est constituée de trois détecteurs de particules avec chacun six télescopes, ce qui permet d'observer des flux omnidirectionnels de façon instantanée. Cela est nécessaire car la vitesse de rotation de Juno est trop faible par rapport à la vitesse de passage au plus près de Jupiter pour qu'une mesure moyennée sur une rotation du satellite soit exploitable.

Les données JEDI-électron dans les ceintures de radiations n'ont pour l'instant fait l'objet d'aucune publication. Kollmann et al. [2017] ont publié les observations JEDI-proton pour le périjoive 1 d'août 2016. Les données JEDI sont disponibles sur la plateforme de partage PDS sous forme de comptages et de flux différentiels unidirectionnels.

Cependant, les discussions avec Peter Kollmann nous indiquent qu'il faut être très prudent avec les données disponibles sur PDS, données pour lesquelles les problèmes de contamination dans les ceintures de radiations ne sont aujourd'hui pas connus. Les premières informations en provenance des équipes de l'instrument JEDI semblent indiquer, par exemple, que les mesures du canal IXF23 qui est présenté sur PDS comme observant des protons d'environ 1,0 MeV sont sûrement dominées par des électrons loin de Jupiter et des ions lourds près de la planète géante.

Ainsi, nous n'utilisons dans cette thèse que les mesures JEDI qui ont été étudiées en détail dans la région des ceintures de radiations. Cela se limite à un seul canal de protons, TPF22 (énergie de 1,1 MeV), pour uniquement le périjoive 1.

La Figure 2.11 montre le flux de protons mesuré par le canal TPF22 lors du périjoive 1. Afin d'obtenir celui-ci, nous avons exploité les données disponibles sur PDS et avons validé le flux obtenu par rapport à Kollmann et al. [2017]. Cet effort était nécessaire car ces derniers auteurs ont publié les flux en fonction du paramètre de Mc Ilwain, que nous définirons dans le chapitre 3. Ce paramètre peut avoir différentes définitions et dépend du modèle de champ magnétique

utilisé. On remarque la déplétion de flux à 12h20 et l'augmentation de flux à 13h20, qui se produisent lorsque Juno croise les lignes de champ magnétique connectées à l'orbite de Io.

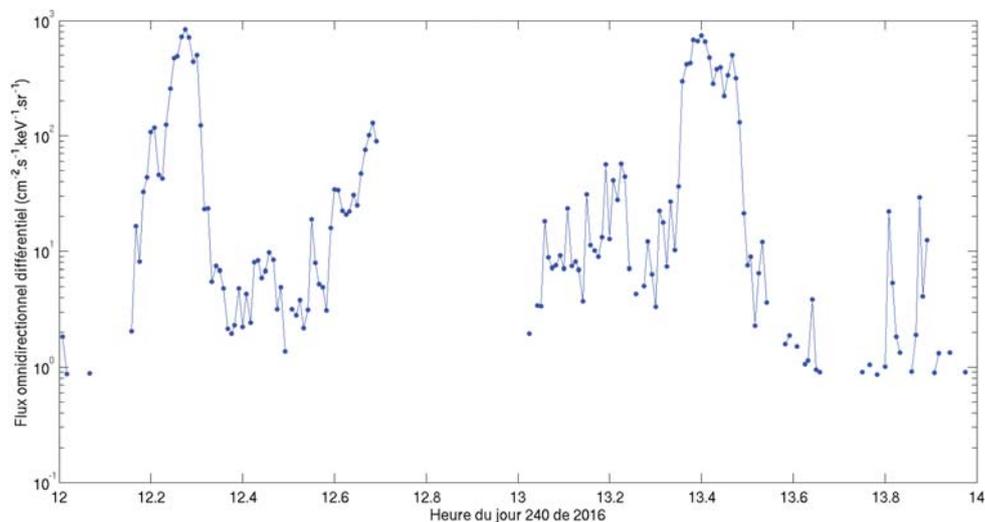


Figure 2.11 – Flux mesurés par le canal TPF22 (protons de 1,1 MeV) de Juno-JEDI lors du périjove 1 du 27 Août 2016.

2.2 Observations radio astronomiques : rayonnement synchrotron

Les électrons des ceintures de radiations de Jupiter en rotation rapide autour des lignes de champ émettent un rayonnement, appelé rayonnement synchrotron. Ce rayonnement est émis dans le domaine de longueurs d'onde radio du centimètre au mètre et la zone d'émission s'étend jusqu'à 4 rayons joviens du centre de Jupiter dans le plan équatorial magnétique et 2 rayons joviens hors plan. L'intensité du rayonnement émis par les ceintures de radiations de Jupiter est suffisante pour pouvoir être observée depuis la Terre. Ainsi, il est possible de « voir » les ceintures de radiations de Jupiter directement depuis notre planète bleue, à la condition d'être capable de les observer dans les longueurs d'onde d'intérêt. Ces observations d'électron au cœur des ceintures de Jupiter sont de précieux compléments aux rares mesures in-situ disponibles dans cette région.

2.2.1 Observations

Deux types d'observations du rayonnement synchrotron peuvent être obtenus par les radiotélescopes : des cartes à deux dimensions du rayonnement et des observations de l'intensité totale émise par les ceintures.

Les cartes à deux dimensions du rayonnement sont des observations dites « résolues », car la taille d'un pixel est inférieure à l'extension de la zone d'émission. Etant donné la distance

entre la Terre et Jupiter et les longueurs d'onde observées, il n'existe actuellement pas d'antenne suffisamment grande sur Terre pour fournir de telles observations, à part à des longueurs d'ondes inférieures au centimètre. Cependant, il est possible de phaser plusieurs antennes ensemble grâce à la technique d'interférométrie pour obtenir une antenne équivalente suffisamment grande pour résoudre le rayonnement synchrotron jovien. Différents radio-télescopes géants existent et sont en mesure de résoudre le rayonnement synchrotron de Jupiter : le « Very Large Array » (VLA) aux Etats-Unis, l'interféromètre européen « LOw Frequency ARray » (LOFAR) et le « Giant Metrewave Radio Telescope » (GMRT) en Inde. Une autre solution consiste sinon à s'approcher de Jupiter pour obtenir des images résolues avec une petite antenne radar, tel que ce fut fait par la sonde Cassini lors de son survol de 2001 [Bolton et al., 2002]. La Figure 2.12 montre deux observations du rayonnement synchrotron, une résolue par le VLA à une fréquence de 1424 MHz en Mai 1997 [Santos-Costa et al., 2001] et une autre résolue par LOFAR à des fréquences comprises entre 127 et 172 MHz en Novembre 2011 [Girard et al., 2016]. On remarque que la résolution à faible fréquence (grande longueur d'onde) est moins bonne qu'à haute fréquence (faible longueur d'onde), ce qui rappelle la difficulté d'avoir une image résolue à grande longueur d'onde. La forme caractéristique des images à deux dimensions du rayonnement synchrotron est visible, avec des maxima près de l'équateur magnétique situé entre environ 1,3 et 1,7 R_J du centre de Jupiter et des maxima secondaires situés à haute latitude sur les lignes de champ magnétique interceptées par la lune Amalthée, visibles uniquement avec une bonne résolution. La forme de l'image 2D observée dépend de la configuration géométrique entre l'observateur terrestre et le dipôle magnétique jovien. Deux paramètres sont utilisés pour décrire celle-ci : la longitude du méridien central observé (CML en anglais) dans le système d'axe fixe dans un repère tournant à la période III et notée $\lambda_{III}(CML)$ ainsi que la déclinaison apparente de la Terre vue depuis Jupiter, notée De .

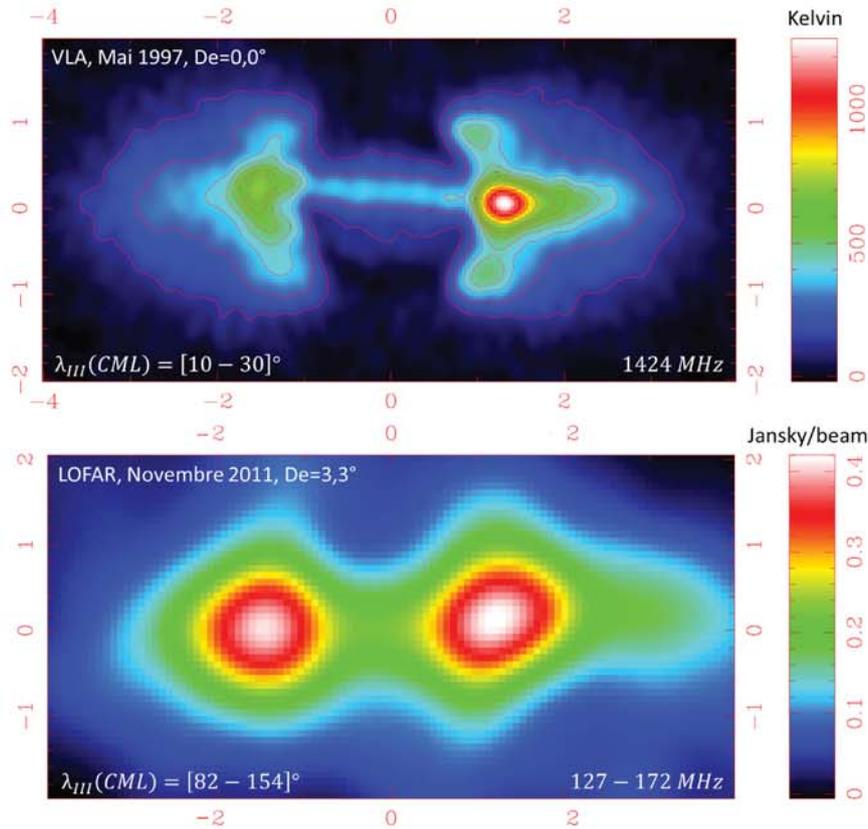


Figure 2.12 – Observations résolues du rayonnement synchrotron jovien, par le VLA en haut et LOFAR en bas. L’axe du dipôle magnétique est à la verticale des images. L’intensité du rayonnement est exprimée en Kelvin pour l’observation VLA et en Jansky/beam pour LOFAR. Pour les conversions entre les différentes unités, voir Nénon [2015]. On remarque que la résolution de LOFAR est moins bonne que celle du VLA, car l’observation est à plus basse fréquence. Girard et al. [2016] estiment que l’intensité du rayonnement observée par LOFAR a une incertitude de 30 %.

Différentes campagnes d’observation résolues avec le VLA ou le GMRT [de Pater et al., 1997; Santos-Costa et al., 2009; 2011; 2014; Kita et al., 2015] mettent en avant que la morphologie des cartes 2D peut légèrement évoluer au cours du temps, ce dont nous discuterons dans la section 6.1.

Les mesures non résolues d’intensité totale du rayonnement sont plus « facilement » réalisables. L’ensemble des radio-télescopes précédemment évoqués fournissent de telles mesures, auxquelles peuvent s’ajouter, pour ne citer que quelques exemples, des mesures de l’observatoire de Nançay en France [Galopeau et al., 1996; Galopeau et Gérard, 2001], du « Jicamarca Radio Observatory » au Pérou [Woodman et Villanueva, 2013], du « Iitate Planetary Radio Telescope » au Japon [Tsuchiya et al., 2011], des trois antennes du « Deep Space Network » (DSN) situées en Australie, en Espagne et aux Etats-Unis [Klein et al., 1989; Bolton et al., 1989] et de l’antenne dédiée aux projets étudiants « Goldstone Apple Valley Radio Telescope » (GAVRT) aux Etats-Unis [Klein, 2001]. En particulier, les antennes du DSN ont permis une observation du rayonnement synchrotron dans le domaine de longueur d’ondes décimétriques depuis les années 1970, ce qui

permet d'observer une dynamique à long-terme [Bolton et al., 1989 ; Sicard et al., 2004 ; Santos-Costa et al., 2008]. La Figure 2.13 montre l'intensité totale du rayonnement observé pendant plusieurs décennies, et une dynamique temporelle d'environ un facteur 2 est observable.

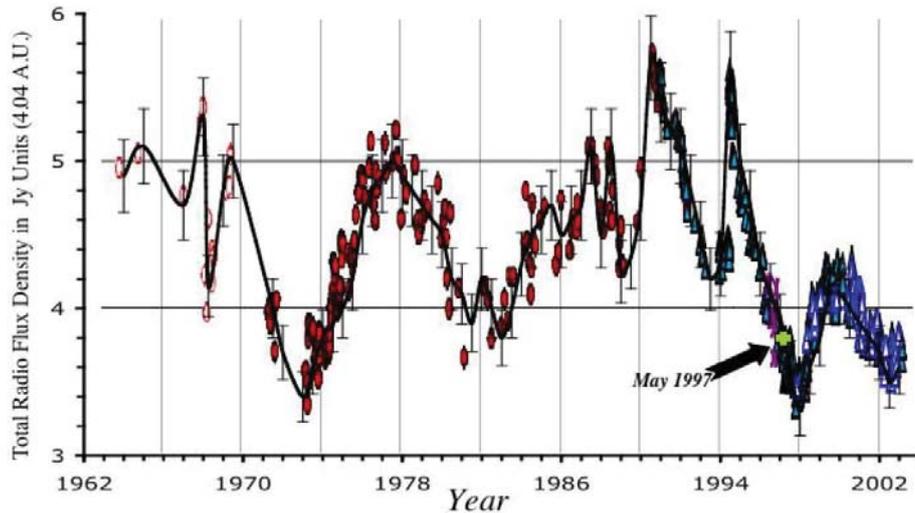


Figure 2.13 – La dynamique à long-terme du rayonnement synchrotron de Jupiter, extrait de Santos-Costa et al. [2008]. L'intensité de flux totale est exprimée en Jansky ($1 Jy = 10^{-26} W.m^{-2}.Hz^{-1}$) et normalisée à une distance Terre-Jupiter de 4,04 unités astronomiques. Les cercles vides sont fournis par les observatoires de Parkes (Australie) et Nançay (France). Les triangles pleins ont été observés par le projet GAVRT. Les triangles vides et les cercles pleins proviennent du DSN.

Les premières mesures d'intensité du rayonnement synchrotron depuis l'intérieur des ceintures de radiations sont possibles grâce à Juno. En effet, six antennes radars sont utilisées par l'expérience « MicroWave Radiometer » (MWR) [Janssen et al., 2017] et observent à des fréquences de 0,6, 1,25, 2,6, 5,2, 10 et 22 GHz. Juno-MWR est une expérience dédiée à l'étude de l'atmosphère de Jupiter mais la rotation de Juno amène les antennes radars à également observer le rayonnement synchrotron [Santos-Costa et al., 2017].

La Figure 2.14 montre l'intensité totale en fonction de la fréquence d'observation relevée par différents instruments. L'intensité totale observée par Cassini semble en contradiction avec la tendance donnée par les observations terrestres. Cependant, celle-ci a été réévaluée par Moeckel [2017] à 1,10 Jy ($1 Jy = 10^{-26} W.m^{-2}.Hz^{-1}$), cohérente avec les observations de Kloosterman et al. [2008] avec le VLA.

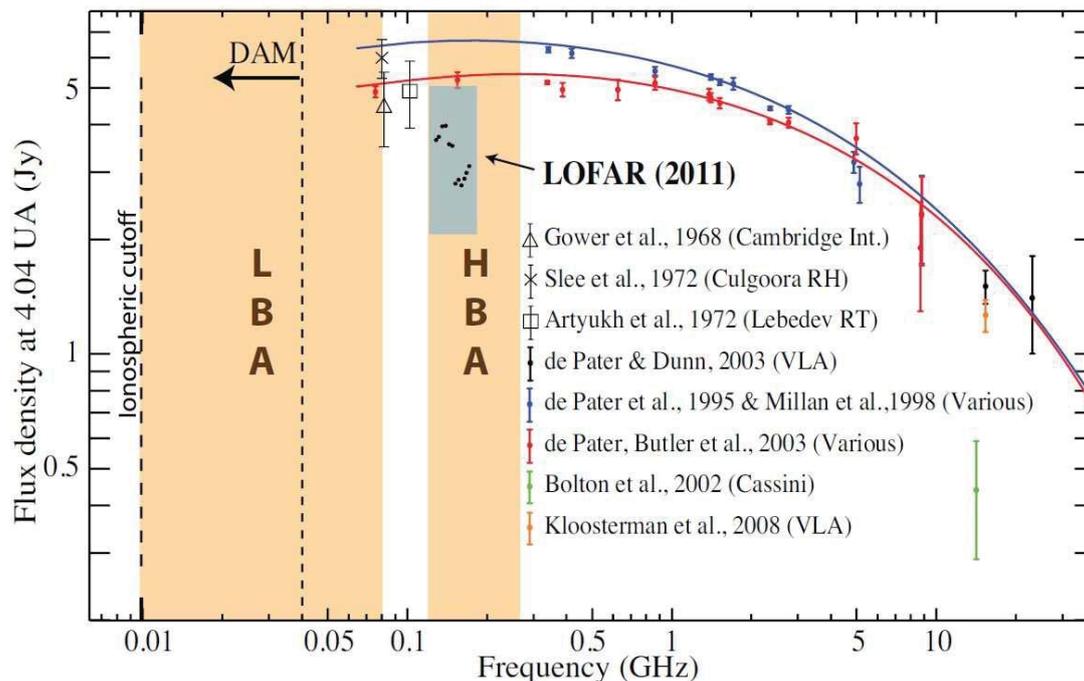


Figure 2.14 – Intensités totales du rayonnement synchrotron jovien observées lors de différentes campagnes. Extrait de Girard et al. [2016]. L'intensité totale observée par Cassini a été réévaluée par Moeckel [2017] à $1,10 \pm 0,07$ Jy.

2.2.2 Modèle d'imagerie synchrotron

Afin de pouvoir valider le modèle Salammbô par rapport aux observations du rayonnement synchrotron, il est nécessaire de pouvoir simuler le rayonnement prédit à partir de la distribution d'électrons fournie par Salammbô. Pour cela, un modèle d'imagerie synchrotron fut proposé par Santos-Costa [2001], utilisé par Sicard [2004] et Lorenzato [2012] puis corrigé et repris par Nénon [2015]. Ce modèle d'imagerie n'est utilisable que pour un observateur lointain, comme un radio-télescope terrestre ou Cassini, et une autre approche doit être adoptée pour prédire le rayonnement observable depuis l'intérieur des ceintures par Juno-MWR [Santos-Costa et al., 2017]. Nous ne validons pas le modèle Salammbô par rapport aux observations de Juno-MWR.

L'image à deux dimensions observée par un radio-télescope résulte du rayonnement émis par l'ensemble des électrons le long d'une ligne de visée, tel qu'illustré sur la Figure 2.15. La simulation du rayonnement émis par les électrons nécessite donc l'intégration le long de la ligne de visée du rayonnement émis par un ensemble de cubes élémentaires (en vert sur la Figure 2.15 à droite).

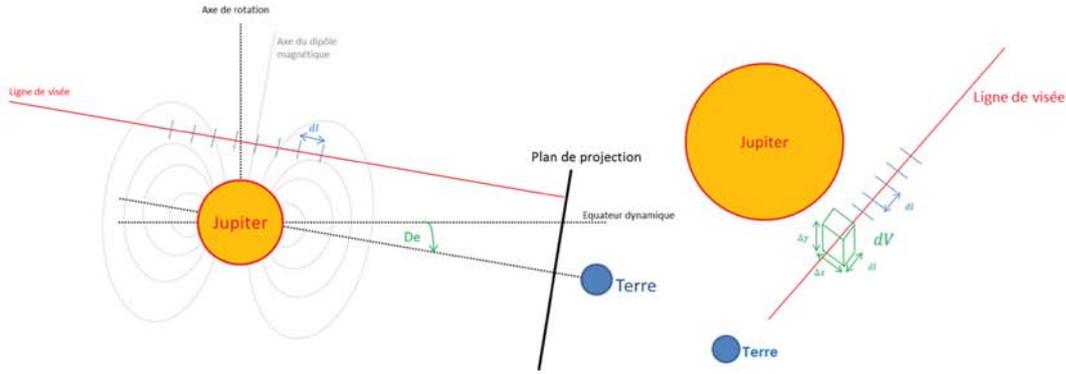


Figure 2.15 – À gauche, représentation de la configuration géométrique entre le dipôle magnétique jovien, la ligne de visée et le plan de projection utilisé pour simuler le rayonnement synchrotron. De est la déclinaison apparente de la Terre depuis Jupiter. À droite, une représentation de l'intégration le long de la ligne de visée du rayonnement émis par un ensemble de cubes élémentaires.

L'implémentation du modèle d'imagerie synchrotron est détaillée dans Nénon [2015]. La température de brillance d'un pixel à deux dimensions, exprimée en Kelvin et représentant une intensité de rayonnement indépendante de la distance observateur-source, est simulée avec l'équation 2.2 [Legg et Westfold, 1968 ; Nénon, 2015] :

$$T_B = \frac{\lambda^2 R_j}{2k_B} \frac{\sqrt{3}e^3}{(4\pi\epsilon_0)m_0c^4} \int_{\text{ligne de visée}} \int_E B \sin(\theta) F\left(\frac{f}{f_c}\right) \sqrt{E(E+2E_0)} (E+E_0) f(E, y, L) dE ds \quad (2.2)$$

Avec B l'intensité du champ magnétique local, f la fréquence d'observation, λ la longueur d'onde d'observation, ds un élément de longueur exprimé en rayons joviens le long de la ligne de visée et θ l'angle entre le vecteur champ magnétique local et le vecteur dirigé depuis le volume élémentaire vers l'observateur. $f(E, y, L)$ est la fonction de distribution issue de Salammbô, que nous définirons dans la section 3.1 et est proportionnelle au flux différentiel unidirectionnel d'électrons. La fonction F est donnée par :

$$F\left(\frac{f}{f_c}\right) = \frac{f}{f_c} \int_{\frac{f}{f_c}}^{+\infty} K_{\frac{5}{3}}(\eta) d\eta$$

Avec $K_{5/3}$ la fonction de Bessel modifiée d'ordre $5/3$ et $f_c = \frac{3}{4\pi} \frac{eB}{m_0} \gamma^2 \sin\theta$ fait apparaître la gyrofréquence électronique locale $\frac{eB}{2\pi m_0}$. La fonction F ainsi définie est sélective en fréquence et possède un maximum pour $f = 0, 29f_c$ [Santos-Costa, 2001]. Ainsi, cette sélectivité en fréquence correspond à une sélectivité en énergie. On conclue donc qu'au premier ordre, l'observation à différentes fréquences du rayonnement synchrotron permet de balayer différentes énergies des électrons piégés. Le Tableau 2.4 montre l'équivalence entre la fréquence d'observation et l'énergie des électrons qui émettent le rayonnement du lobe principal visible sur les cartes 2D à l'équateur

| Fréquence d'observation | Energie observée à 1,4 R _j à l'équateur magnétique |
|-------------------------|---|
| 13800 MHz (2,2 cm) | 43 MeV |
| 5000 MHz (6 cm) | 26 MeV |
| 1424 MHz (20 cm) | 13 MeV |
| 333 MHz (90 cm) | 6 MeV |
| 150 MHz (2 m) | 4 MeV |

Tableau 2.4 – Energies observées à travers le rayonnement synchrotron près de l'équateur magnétique à différentes fréquences.

magnétique. On remarque que les observations du VLA à 1424 MHz ou 5000 MHz permettent d'observer des électrons de très forte énergie, tandis que LOFAR à 150 MHz offre une fenêtre sur des électrons de quelques MeV.

Les paramètres clef du calcul de rayonnement synchrotron qui peuvent induire une erreur dans le rayonnement simulé sont, d'après la formule 2.2, l'intensité du champ magnétique en tout point des lignes de champ et le flux unidirectionnel différentiel prédit par Salammbô. En particulier, la température de brillance est directement proportionnelle au flux prédit. Ainsi, une erreur d'un facteur 2 ou 3 dans les flux d'électrons amène à une erreur d'un facteur 2 ou 3 dans les températures de brillance prédites.

2.3 Observations ultra-violet

Le télescope spatial Hubble est capable d'observer les aurores de Jupiter dans le domaine ultra-violet (UV). Ce rayonnement UV est produit par l'excitation des atomes et molécules de l'atmosphère par des électrons qui s'y précipitent. Des émissions UV aurorales sont attribuées à des électrons de plusieurs centaines de keV peuplant les ceintures de radiations entre les orbites d'Europe et de Ganymède. En effet, Mauk et al. [2002] et Tomas et al. [2004] ont établi une corrélation entre les injections de particules très énergétiques détectées par Galileo-EPD entre Europe et Ganymède et l'apparition de structures localisées dans le rayonnement UV, comme on peut l'observer sur la Figure 2.16. Il existe également de façon sporadique un ovale auroral secondaire étendu en longitude (voir Figure 2.16), également produit entre les orbites d'Europe et Ganymède et attribué à la précipitation d'électrons des ceintures de radiations, peut-être par interaction onde-particule avec les ondes de type « whistler-chorus » (ondes Choeur en mode sifflement) [Gray et al., 2017].

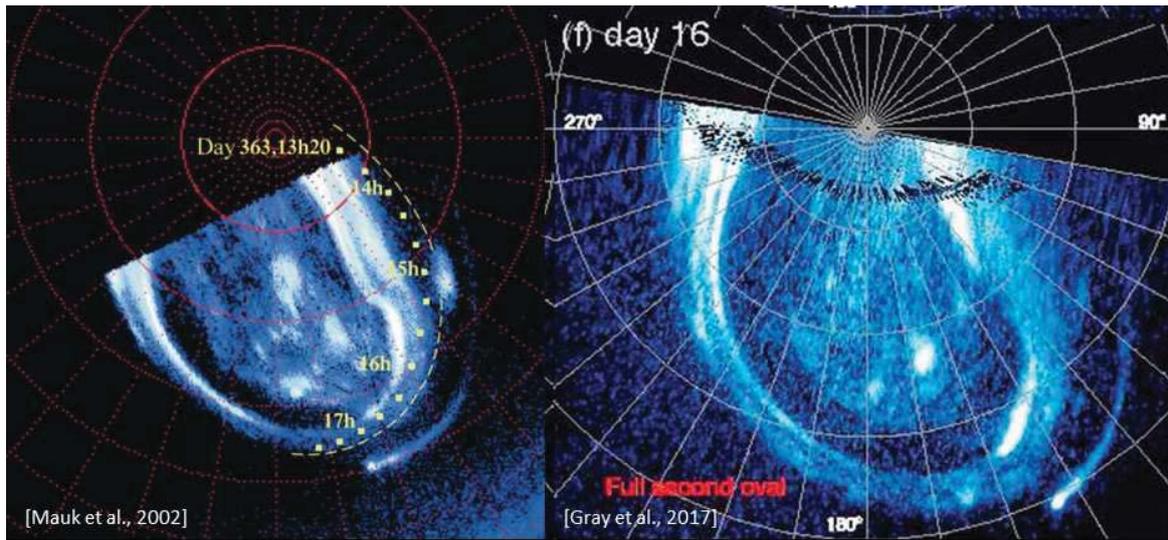


Figure 2.16 – A gauche, image extraite de Mauk et al. [2002] de l’hémisphère nord. La ligne pointillée montre la projection de la trajectoire de Galileo en utilisant un modèle de champ magnétique intégrant un champ externe. Les carrés jaunes montrent la projection en utilisant uniquement le modèle de champ interne VIP4. On remarque que Galileo traversa une zone d’émission UV localisée vers 15h, et Galileo-EPD observa in-situ près de l’équateur au même moment une injection de particules énergétiques. A droite, image extraite de Gray et al. [2017]. L’ovale secondaire est visible à toutes les longitudes, ce qui n’est pas toujours le cas. On peut par exemple n’avoir que des « arcs » en longitude.

Tout comme les aurores diffuses terrestres sont des signatures des ceintures de radiations [Miyoshi et al., 2008], il existe donc des signatures aurorales UV des ceintures de radiations joviennes. Cependant, celles-ci sont produites au-delà de l’orbite d’Europe et sont sporadiques. Nous n’utiliserons donc pas ces observations pour valider Salammbô, mais de futurs travaux pourraient chercher à quantifier la puissance déposée par les électrons précipités des ceintures de radiations dans l’atmosphère, puissance prédite qui pourrait être validée par rapport aux observations UV.

2.4 Bilan sur les observations des ceintures de radiations de Jupiter

Les modèles physiques Salammbô-électron et Salammbô-proton seront validés par rapport aux mesures relevées in-situ par différentes expériences à bord des satellites Pioneer 10, Pioneer 11, Voyager 1, Galileo Orbiter, Galileo Probe et Juno. La Figure 2.1 montre la complémentarité des différentes trajectoires, certaines près de l’équateur magnétique (Pioneer 10, Voyager 1, Galileo Orbiter et Galileo Probe) et d’autres à très haute latitude (Pioneer 11 et Juno). Le Tableau 2.5 récapitule les observations in-situ et les gammes d’énergie associées retenues pour la validation. Les observations relevées à haute fréquence d’acquisition par Galileo-EPD près d’Europe seront également utilisées pour contraindre l’anisotropie de la condition limite externe de Salammbô. Les flux d’électrons relevés par Pioneer 10 >31 MeV (GTT) et >31 MeV (TRD) sont très

| | Pioneer 10 | Pioneer 11 | Voyager 1 | Galileo Orbiter | Galileo Probe | Juno |
|-----------|---|---|----------------------------|---------------------------------|----------------------------------|------------|
| Electrons | >0,5 (GTT) >5 (GTT) >9 (TRD) >21 (GTT) >31 (GTT) >31 (TRD) | >8 (TRD) >21 (GTT) >31 (GTT) >35 (TRD) | >2,5 (LECP) >8,5 (LECP) | | E1(EPI) E2(EPI) E3(EPI) | >10 (RM) |
| Protons | 1,2-2,1 (CRT) 15-21 (CRT) >80 (TRD) | 0,5-3,6 (GTT) 1,2-2,1 (CRT) 15-21 (CRT) | 16-26 (LECP) | 0,5-1,3 (EPD) 3,2-10,1 (EPD) | P1 (EPI) P2 (EPI) P3 (EPI) | 1,1 (JEDI) |

Tableau 2.5 – Mesures in-situ utilisées pour valider Salammbô. Les gammes d'énergies sont exprimées en MeV, et les acronymes entre parenthèses précisent le nom de l'instrument utilisé.

proches, donc nous ne montrerons la validation dans le chapitre 4 que par rapport au flux >31 (GTT). De même, pour Pioneer 11, nous ne montrerons pas la validation par rapport au flux >35 (TRD) mais uniquement par rapport au flux >31 (GTT).

Une attention particulière a été portée à la qualité des mesures in-situ utilisées, notamment grâce à des collaborations mises en place avec les laboratoires APL et JPL. L'incertitude sur les flux mesurés est cependant très difficilement estimable. Un seul exemple à notre connaissance sur les flux in-situ existe : Mihalov et al. [2000] ont estimé le flux d'électron d'énergie supérieure à 20 MeV à partir des données Galileo Probe EPI et précisent que le flux est peut-être correct à un facteur 3 près. Les mesures sont généralement bien plus précises que ce facteur 3.

Les canaux EPI de Galileo Probe peuvent mesurer à la fois des électrons, des protons et des ions lourds (voir Annexe A). L'analyse des données EPI avec Salammbô sera présentée dans la section 4.2 et permettra de déterminer quelles espèces sont observées.

Une dynamique temporelle d'environ un facteur 5 est observée dans les flux de particules relevés par Galileo-EPD près d'Europe. Ainsi, le modèle Salammbô indépendant du temps peut être entaché d'une telle erreur dans ses prédictions près d'Europe, puisqu'il ne modélise pas cette évolution temporelle.

Aux mesures in-situ précédentes s'ajoutent les observations du rayonnement synchrotron émis par les électrons. Il a été décidé au cours de cette thèse de confronter Salammbô :

- A l'évolution de l'intensité totale avec la fréquence d'observation observée par de Pater et al. [2003] (voir Figure 2.14). C'est une validation équivalente à une validation du spectre en énergie de Salammbô, nouvelle et non proposée par les thèses précédentes [Santos-Costa, 2001 ; Sicard, 2004].
- Aux cartes à deux dimensions résolues par LOFAR à 127-172 MHz en Novembre 2011 [Girard et al., 2016], par le GMRT à 610 MHz [Kita et al., 2015] et par le VLA à 1424 MHz et 5000 MHz [Santos-Costa et al., 2001]. D'autres cartes 2D existent mais cet échantillon

est jugé représentatif de la morphologie du rayonnement synchrotron que Salammbô doit reproduire.

Nous devons cependant garder en tête lors de la validation qu'une dynamique temporelle d'un facteur 2 existe sur l'intensité totale du rayonnement synchrotron à 13 cm [Bolton et al., 1989] et que nos prédictions de rayonnement sont fortement dépendantes du modèle de champ magnétique utilisé. Une incertitude sur l'intensité relevée par LOFAR d'environ 30% doit également être notée [Girard et al., 2016].

Finalement, les électrons des ceintures de radiations entre Europe et Ganymède qui précipitent dans l'atmosphère de Jupiter produisent un rayonnement ultra-violet auroral observé par Hubble [Mauk et al., 2002; Tomas et al., 2004; Gray et al., 2017]. Ce rayonnement est cependant sporadique, produit en dehors de notre domaine d'étude et ne sera donc pas utilisé pour valider Salammbô.

Chapitre 3

Modélisation des ceintures de radiations

Ce chapitre présente la modélisation des ceintures de radiations de Jupiter qui a été menée au cours de cette thèse et repose sur le modèle physique Salammbô de l'ONERA. Celui-ci est développé depuis les années 1990 [Beutier, 1993] pour les ceintures de radiations terrestres et a été adapté aux ceintures de radiations de Jupiter [Santos-Costa, 2001 ; Sicard, 2004] et de Saturne [Lorenzato, 2012]. Santos-Costa [2001] développa un modèle d'électron qui s'étend jusqu'à l'orbite de Io ($5,9 R_j$). Sicard [2004] étendit ce modèle jusqu'à l'orbite d'Europe ($8,9 R_j$) et proposa une modélisation des protons et ions hélium jusqu'à l'orbite de Io ($5,9 R_j$). Nous reprenons le modèle électron proposé par Sicard [2004], majoritairement grâce aux connaissances apportées par l'orbiteur Galileo. Le modèle proton est quant à lui étendu au cours de cette thèse de l'orbite de Io à l'orbite d'Europe.

La théorie du mouvement des particules chargées des ceintures de radiations est tout d'abord présentée dans la section 3.1, ce qui permet d'introduire le formalisme utilisé pour le code Salammbô dans la section 3.2. La condition limite externe du modèle, qui représente une source de particules, est détaillée dans la section 3.3, et la modélisation de l'effet des processus physiques qui agissent sur les particules chargées est ensuite détaillée dans la section 3.4.

3.1 Théorie du mouvement des particules chargées piégées

3.1.1 Les trois mouvements périodiques d'une particule chargée dans un champ magnétique planétaire

Les champs électriques et magnétiques présents près de Jupiter régissent le mouvement des particules chargées à travers la force de Lorentz. Les très grandes vitesses des particules dans les ceintures de radiations rendent négligeables les effets des champs électriques de convection

devant l'effet du champ magnétique. Ainsi, la force de Lorentz qui s'exerce sur un proton ou un électron est :

$$\vec{F} = \pm q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \approx \pm q \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

Avec q la charge élémentaire, \vec{v} le vecteur vitesse de la particule, \vec{E} le vecteur champ électrique et \vec{B} le vecteur champ magnétique.

Dans le cas d'un champ magnétique stationnaire et uniforme, la dernière équation montre que la particule aura un mouvement de giration autour d'un centre guide qui se déplacera parallèlement au champ magnétique \vec{B} avec une vitesse constante v_{\parallel} , ce qui décrit un mouvement hélicoïdal. De plus, cette force ne travaille pas, donc l'énergie cinétique et l'impulsion de la particule sont constantes au cours du mouvement.

Le champ magnétique de Jupiter est supposé stationnaire dans notre domaine d'étude, c'est-à-dire à l'intérieur de l'orbite d'Europe. Il n'est cependant pas uniforme, mais si le rayon de giration de la particule est faible devant le rayon de courbure de la ligne de champ magnétique, alors la particule sera en giration autour d'un centre guide qui aura un mouvement toujours parallèle au champ \vec{B} et se déplacera donc le long d'une ligne de champ magnétique : c'est **l'approximation du centre guide** [Bourdarie, 1996]. Au cours du mouvement du centre guide le long de la ligne de champ, le moment magnétique μ de la particule est conservé :

$$\mu = \frac{p^2 \sin^2(\alpha)}{2m_{0,e,p} B} = \text{constante} \quad [\text{A m}^2] \quad (3.2)$$

Avec B l'amplitude du champ magnétique local et α l'angle entre le vecteur vitesse de la particule et le vecteur du champ magnétique. L'angle α est appelé **l'angle d'attaque**.

Or, l'amplitude du champ magnétique B augmente lorsque le centre guide s'approche de la planète. Pour conserver μ , l'angle d'attaque doit également augmenter, ce qui fait tendre l'angle d'attaque vers 90° . A cette position, le centre guide ne peut pas aller plus près de la planète et « rebondit ». Par conservation du moment magnétique, on a la relation entre l'amplitude du champ magnétique au pont miroir B_m , l'amplitude du champ à l'équateur magnétique B_{eq} et le sinus de l'angle d'attaque à l'équateur magnétique α_{eq} , appelé angle d'attaque équatorial :

$$\frac{1}{B_m} = \frac{\sin^2(\alpha_{eq})}{B_{eq}} \quad (3.3)$$

Ce mouvement de rebond est lié à la variation du champ magnétique le long d'une ligne de champ. Le champ magnétique a également un gradient radial. Ainsi, la particule ne voit pas un champ magnétique uniforme au cours de sa giration. Cela entraîne une dérive azimutale du centre guide, vers l'ouest pour les électrons et vers l'est pour les protons. Les mouvements de rebond et de dérive du centre guide définissent une surface, représentée sur la Figure 3.1 et appelée coquille de dérive.

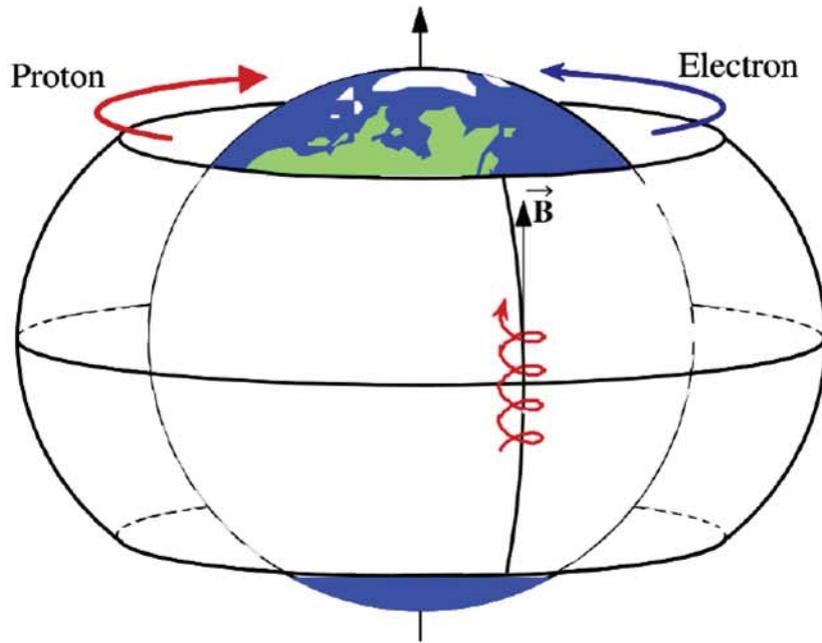


Figure 3.1 – Représentation d’une coquille de dérive autour de la Terre, extraite de Bourdarie et Boscher [2004]. Le proton ou l’électron est en rotation autour d’un centre guide qui rebondit le long des lignes de champ magnétique et subit une dérive azimuthale vers l’est pour les électrons terrestres et l’ouest pour les protons terrestres. Autour de Jupiter, le champ magnétique est inversé et la dérive est vers l’ouest pour les électrons et vers l’est pour les protons.

3.1.2 Invariants adiabatiques

Si le champ magnétique est stationnaire et en présence uniquement de la force de Lorentz, les trois mouvements de giration, rebond et dérive se répètent indéfiniment. On peut associer à chacun de ces trois mouvements une grandeur physique invariante, appelé un **invariant adiabatique**.

3.1.2.1 Premier et deuxième invariants adiabatiques : la giration et le rebond

Le premier invariant est lié au moment magnétique μ évoqué précédemment et est noté J_1 :

$$J_1 = \frac{p^2 \sin^2(\alpha_{eq})}{2qB_{eq}} \quad [\text{kg m}^2 \text{ s}^{-2}] \quad (3.4)$$

Le deuxième invariant est associé au mouvement de rebond le long de la ligne de champ :

$$J_2 = \frac{1}{2\pi} \oint p_{\parallel} dl \quad [\text{kg m}^2 \text{ s}^{-2}] \quad (3.5)$$

Avec p_{\parallel} la composante du vecteur moment parallèle au champ magnétique et l’intégrale est

évaluée sur un mouvement de rebond complet. D'après la conservation du moment magnétique et de l'impulsion au cours du rebond, on peut réécrire :

$$J_2 = \frac{1}{2\pi} p I \quad (3.6)$$

Avec $I = \oint \sqrt{1 - \frac{B}{B_m}} ds$ appelé l'invariant intégral.

3.1.2.2 Troisième invariant adiabatique : la dérive azimuthale

Le troisième invariant est associé au mouvement de dérive du centre guide autour de la planète :

$$J_3 = \frac{q\phi}{2\pi} \quad [\text{kg m}^2 \text{s}^{-2}] \quad (3.7)$$

Avec ϕ le flux magnétique enfermé par la coquille de dérive.

Dans le cas d'un champ magnétique dipolaire, ce troisième invariant est directement lié à l'apex r_{min} (distance maximum au centre du dipôle) de la ligne de champ magnétique exprimée en rayons joviens, et appelé le paramètre de Mc Ilwain L . A cet apex, l'intensité du champ magnétique est minimum. Un lien fort entre le paramètre de Mc Ilwain L et l'invariant intégral I existe dans le cas d'un champ magnétique dipolaire. En effet, il est possible de calculer en tout point d'une ligne de champ le paramètre de Mc Ilwain à partir de l'invariant intégral des particules qui rebondissent à ce point [Roederer, 1970 ; Schulz et Lanzerotti, 1974 ; Roederer, 2014] :

$$L = \left(\frac{B_0}{y^2 B_m} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.8)$$

Avec B_0 l'amplitude du champ magnétique à l'équateur à 1 rayon jovien du centre du dipôle, y n'est ici pas le sinus de l'angle d'attaque équatorial mais est donné par $y \approx 1 + 1,350474R^{1/3} + 0,465380R^{2/3} + 0,047546R$ et $R = \frac{I^3 B_m}{a^3 B_0}$ avec $a = 1R_j$.

Dans le cas d'un champ magnétique complexe, l'apex de la ligne de champ magnétique n'est plus lié au troisième invariant adiabatique. Il convient alors d'utiliser le paramètre de Roederer L^* [Roederer, 1970], calculé à partir du flux magnétique ϕ enfermé par la coquille de dérive des particules qui rebondissent à la position choisie par :

$$L^* = \frac{2\pi B_0 R_j^2}{\phi} \quad (3.9)$$

L'utilisation du paramètre L^* plutôt que l'apex de la ligne de champ magnétique est essentielle pour étudier les ceintures de radiations terrestres car les lignes de champ sont comprimées côté jour et étirées côté nuit. La Figure 3.2 montre que, dans le cas terrestre, un satellite qui orbite

à une distance constante du centre du dipôle à l'équateur magnétique observera des paramètres L^* différents côté jour et côté nuit.

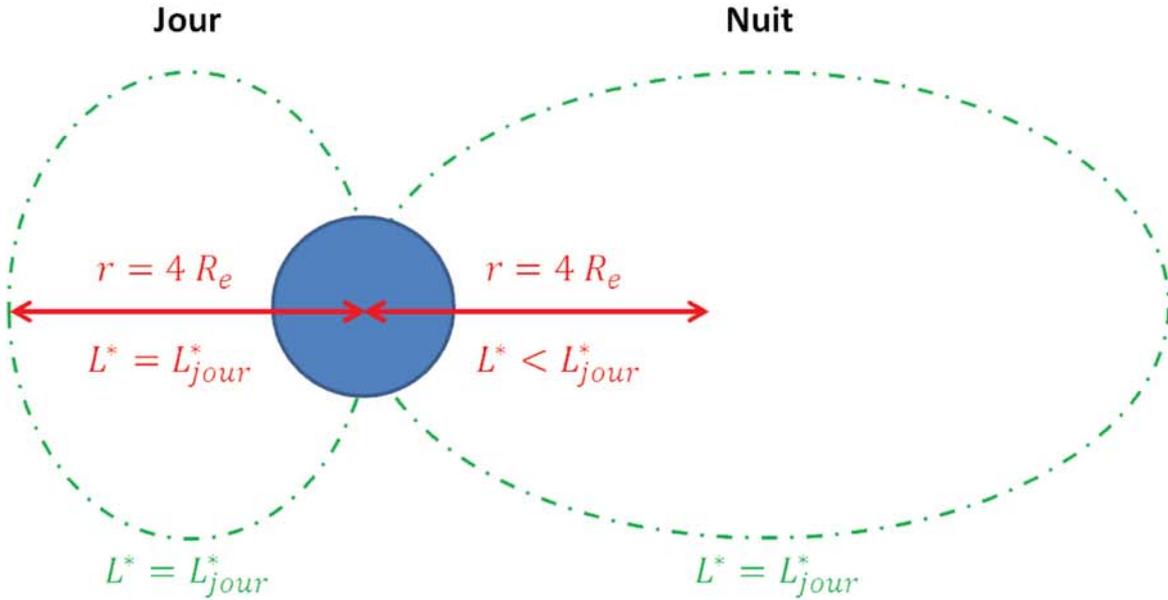


Figure 3.2 – Asymétrie jour-nuit d’une coquille de dérive terrestre. Le Soleil est sur la gauche de la figure. L’asymétrie jour-nuit est exagérée.

Dans le cas du champ magnétique de Jupiter à l’intérieur de l’orbite d’Europe, les lignes de champ sont étirées « dans toutes les directions » par les courants électriques circulant dans la couche de courant. Dans notre domaine d’étude, la compression côté jour et l’étirement côté nuit sont négligeables, la forme du champ magnétique étant dominée par l’étirement des lignes de champ et la morphologie complexe du champ magnétique interne (voir section 1.1.1).

Deux approximations du paramètre de Mc Ilwain sont souvent utilisées pour les ceintures de radiations joviennes à la place de L^* : soit l’apex de la ligne de champ magnétique, que nous notons ici r_{min} [Kollmann et al., 2017; Paranicas et al., 2018], soit le paramètre de Mc Ilwain calculé à partir de l’invariant intégral local [Sicard, 2004], et noté ici L_m .

Nous étudions ici l’évolution des trois quantités r_{min} , L_m et L^* dans le champ magnétique complexe de Jupiter en fonction de la latitude, de la longitude et de la distance radiale. Seul L^* est réellement un invariant adiabatique, mais nous cherchons ici à voir si les paramètres r_{min} et L_m peuvent être de bonnes approximations de celui-ci. Pour cela, nous utilisons les routines disponibles dans la librairie développée par Sicard et Bourdarie [2011], adaptée de la librairie « International Radiation Belt Environment Modeling » (IRBEM) [Boscher et al., 2012].

Variabilité de r_{min} , L_m et L^* avec la latitude magnétique

Dans un premier temps, nous avons calculé ces trois paramètres le long d’une ligne de champ magnétique, du pôle Nord au pôle Sud. On constate que r_{min} est invariant et que L_m et L^* varient de moins de 2%. Ainsi, les trois paramètres sont presque invariants le long d’une ligne

de champ magnétique.

Variabilité de r_{min} , L_m et L^* avec la longitude magnétique

Ensuite, la variabilité des trois paramètres avec la longitude magnétique a été étudiée. r_{min} est invariant avec la longitude magnétique comme le montre la Figure 3.3 à une latitude de 0° en système magnétique et à une distance constante du centre du dipôle de $1,2 R_j$. Les paramètres L_m et L^* voient eux une variation liée aux termes de haut degré du champ magnétique interne, ici modélisé avec le modèle d'ordre 3 nommé O6. L'évolution de L_m avec la longitude magnétique est similaire à celle de L^* , ce qui en fait un bon paramètre pour retranscrire la complexité en longitude du champ magnétique jovien. Une telle variation avec la longitude n'est pas observée à plus forte distance de Jupiter. On remarque que le paramètre L^* est plus petit que l'apex de la ligne de champ et que le paramètre L_m est quand à lui légèrement supérieur à l'apex de la ligne de champ. Cela s'explique par le fait que l'intensité du champ magnétique croît plus vite le long d'une ligne de champ que ce qui est prédit par un modèle dipolaire. L'origine de la complexité du champ magnétique interne est aujourd'hui un mystère.

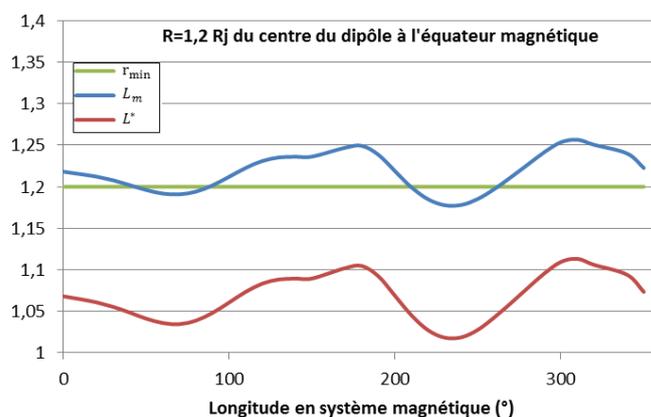


Figure 3.3 – Paramètres r_{min} , L_m et L^* calculés à la latitude de 0° en système magnétique en fonction de la longitude magnétique à une distance au centre du dipôle de $1,2 R_j$.

Variabilité de r_{min} , L_m et L^* avec la distance au centre du dipôle

Le Tableau 3.1 montre l'évolution des trois paramètres avec la distance au centre du dipôle à une longitude de 0° et une latitude de 0° en système magnétique. On remarque une nouvelle fois que le paramètre L^* est inférieur à l'apex de la ligne de champ tandis que le paramètre L_m est lui supérieur à celui-ci. On constate également que plus on s'éloigne de la planète, plus l'étirement des lignes de champ magnétique par les courants électriques impacte les paramètres L_m et L^* . En particulier, le paramètre L^* devient peu intuitif près des orbites des lunes Io ($5,9 R_j$) et Europe ($8,9 R_j$), où il prend une valeur de respectivement $5,37$ et $7,37$. Le paramètre L_m reste lui plus proche de l'apex de la ligne de champ et est donc plus commode à utiliser.

Le paramètre L_m défini à partir de l'invariant intégral local est utilisé au cours de cette thèse, est appelé de façon abusive le paramètre de Mc Ilwain et est simplement noté L . Nous venons de montrer que celui-ci tient mieux compte de la complexité du champ magnétique de Jupiter

| Distance au centre du dipôle (R_j) | r_{min} | L_m | L^* |
|--|-----------|-------|-------|
| 1,20 | 1,20 | 1,22 | 1,07 |
| 2,00 | 2,00 | 2,02 | 1,90 |
| 5,90 (Orbite de Io) | 5,90 | 6,10 | 5,37 |
| 8,90 (Orbite d'Europe) | 8,90 | 9,60 | 7,37 |

Tableau 3.1 – Apex de la ligne de champ, paramètre de Mc Ilwain et de Roederer calculés à une latitude de 0° et une longitude de 0° en système magnétique, à différentes distances du centre du dipôle.

que le paramètre r_{min} . De plus, il est plus intuitif que le paramètre L^* qui à fortes distances de Jupiter prend des valeurs bien plus faibles que le paramètre r_{min} . De plus, L_m nécessite un temps de calcul environ 30 fois inférieur à L^* . Enfin, nous utilisons ainsi la même définition du paramètre de Mc Ilwain que Sicard [2004], ce qui facilitera la comparaison de nos résultats avec ceux des précédents travaux de thèse.

3.2 Equation de diffusion et code Salammbô

L'étude du mouvement du grand nombre de particules dans les ceintures de radiations est effectuée à l'aide d'une approche statistique. On définit la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{p})$ par :

$$d^6 N = f(\vec{r}, \vec{p}) d^3 r \cdot d^3 p \quad (3.10)$$

avec $d^6 N$ le nombre de particules contenues dans l'hyper-volume position-moment $d^3 r \cdot d^3 p$ autour de (\vec{r}, \vec{p}) .

Le problème de la répartition des particules dans les ceintures de radiations est donc à six dimensions, trois pour la position et trois pour la vitesse. Les périodes très distinctes des trois mouvements élémentaires de giration, rebond et dérive, permettent de transposer le problème dans un autre espace à six dimensions, l'espace « action-angle » [Schulz et Lanzerotti, 1974; Bourdarie, 1996] où les variables actions sont les trois invariants adiabatiques précédemment définis. Les « angles » ou « phases » associées aux trois invariants adiabatiques donnent la répartition des particules le long des mouvements de giration, rebond et dérive.

Il est possible de moyennner la fonction de distribution sur les trois phases. Dans ce cas, l'information sur la répartition le long des trois mouvements élémentaire est perdue. Il nous sera alors nécessaire de supposer une répartition homogène des particules sur la giration, le rebond et la dérive, c'est l'hypothèse du **mélange des phases** [Bourdarie, 1996]. Cela a pour avantage de réduire le nombre de dimensions du problème et de le ramener à 3, selon J_1 , J_2 et J_3 .

Au cours de cette thèse, nous utilisons une base de coordonnées équivalente à la base (J_1, J_2, J_3) mais plus simple d'utilisation, notamment pour calculer l'effet des processus physiques, la base (E, y, L) où E est l'énergie cinétique de la particule chargée piégée, $y = \sin(\alpha_{eq})$ le sinus de son

angle d'attaque équatorial et L le paramètre de Mc Ilwain.

En présence uniquement du champ magnétique stationnaire de Jupiter, une particule chargée conserve ses trois invariants et conserve donc son énergie ainsi que les paramètres y et L qui définissent sa coquille de dérive. La fonction de distribution $f(E, y, L)$ reste alors constante.

Cependant, il existe des processus physiques qui agissent sur les particules chargées piégées, processus que nous détaillons dans la section 3.4. Ceux-ci vont venir perturber les trois mouvements élémentaires des particules piégées et **violer les invariants adiabatiques**. La fonction de distribution $f(E, y, L)$ n'est alors plus constante et son évolution au cours du temps est donnée par une équation de diffusion, appelée équation de Fokker-Planck [Santos-Costa, 2001 ; Sicard, 2004] :

$$\begin{array}{l}
 \text{Dérivée en temps} = \text{Pertes} \\
 + \text{Diffusion en } E, y \text{ et } L \\
 + \text{Frictions en } E \text{ et } y \\
 + \text{Friction et diffusion en } E \\
 + \text{Friction et diffusion en } y
 \end{array}
 \left| \frac{df}{dt} = \begin{array}{l}
 -\frac{1}{\Gamma} f \\
 + D_{EE} \frac{\partial^2 f}{\partial E^2} + D_{yy} \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left[\frac{1}{L^2} D_{LL} \frac{\partial f}{\partial L} \right] \\
 + \left[-\frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial E} \frac{dE}{dt} - \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{dE}{dt} \right) - \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{dy}{dt} \right) \right] f \\
 + \left[-\frac{dE}{dt} + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial E} D_{EE} + \frac{\partial D_{EE}}{\partial E} \right] \frac{\partial f}{\partial E} \\
 + \left[-\frac{dy}{dt} + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial y} D_{yy} + \frac{\partial D_{yy}}{\partial y} \right] \frac{\partial f}{\partial y}
 \end{array}$$

G est le jacobien de la transformation des coordonnées (J_1, J_2, J_3) vers les coordonnées (E, y, L) . Le terme $\frac{1}{\Gamma}$ est un taux de perte, les coefficients D_{EE} , D_{yy} et D_{LL} représentent des diffusions en énergie cinétique, en angle d'attaque équatorial et en L tandis que les termes $\frac{dE}{dt}$ et $\frac{dy}{dt}$ sont eux des termes de friction en énergie et en y .

Au cours de cette thèse, nous cherchons la solution stationnaire de l'équation de diffusion $\frac{df}{dt} = 0$. Ainsi, nous postulons que la répartition des particules dans les ceintures de radiations ne varie pas au cours du temps, et que cette répartition est le résultat de l'équilibre entre les différents processus physiques qui agissent sur les particules chargées piégées. Cette hypothèse peut également être interprétée comme la recherche de l'état « moyen » des ceintures de radiations au cours du temps et sera discutée dans le chapitre 6.

Pour résoudre l'équation de Fokker-Planck, la fonction de distribution est exprimée sur une grille numérique à trois dimensions (E, y, L) . La résolution de l'équation commence avec $f = 0$ sur l'ensemble de la grille, sauf à $L = 9,5$ où la distribution des particules est imposée : c'est la **condition limite externe** du modèle. Celle-ci sera discutée en détail dans la section 3.3. Un schéma numérique explicite est enfin utilisé pour trouver la solution $f(E, y, L)$ qui satisfait $\frac{df}{dt} = 0$. Il est également possible de résoudre l'équation dynamique $\frac{df}{dt} \neq 0$ comme nous le ferons dans le chapitre 6. Cependant, si on résout l'équation dynamique avec des processus physiques indépendants du temps, la solution du problème dynamique $f(t)$ converge vers la solution calculée en supposant un état stationnaire. Ainsi, il est numériquement plus rapide de directement résoudre $\frac{df}{dt} = 0$.

3.3 Les ceintures de radiations de Jupiter à l'orbite d'Europe

Pour résoudre l'équation de Fokker-Planck sur la grille numérique à trois dimensions, il est nécessaire d'imposer des conditions aux limites aux bords du domaine de calcul en E, y, L . Nous utilisons :

- $f(E = E_{min}, y, L) = 0$: E_{min} est pris égal à 25 keV dans notre étude. Pour cette énergie minimum simulée, une valeur de 0 est imposée pour la fonction de distribution. Celle-ci n'a pas de raison physique mais il a été vérifié que cela n'impacte pas les prédictions du modèle Salammbô, mis à part sur quelques pas de la grille près de l'énergie minimum, comme nous le discuterons dans la section 4.1.
- $f(E = E_{max}, y, L) = 0$: le flux de particules à l'énergie maximum simulée par Salammbô est supposé nul.
- $f(E, y = y_{min}, L) = 0$: la fonction de distribution est nulle pour les plus petits angles d'attaques. Cela représente le cône de perte, c'est-à-dire les particules dont l'angle d'attaque équatorial est suffisamment faible pour qu'elles rebondissent à une distance inférieure à $1 R_j$ du centre de Jupiter. On suppose que ces particules ne survivent pas aux interactions avec l'atmosphère et sont perdues.
- $\frac{\partial f}{\partial y}(E, y = y_{max}, L) = 0$: cette condition de Neumann vient de la symétrie entre les particules ayant un angle d'attaque entre 0° et 90° et les particules ayant un angle d'attaque entre 90° et 180° .
- $f(E, y, L = L_{min}) = 0$: L_{min} est fixé à 1,02 dans nos simulations et il n'y a pas de particules des ceintures de radiations aussi près de Jupiter.
- $f(E, y, L = L_{max})$: la condition limite externe

La condition limite externe est un paramètre clef du modèle Salammbô et représente une source de particules pour les ceintures de radiations. Celle-ci doit être contrainte par les mesures de flux de particules relevées in-situ à $L = L_{max} = 9,5$ et doit y retranscrire la dépendance en énergie et angle d'attaque équatorial de la distribution.

3.3.1 Spectre en énergie de la condition limite externe à l'équateur magnétique

La Figure 3.4 montre le spectre en énergie des flux différentiels et intégrés en énergie d'électrons à $L = 9,5$. L'ensemble des mesures intégrées en énergie relevées in-situ y sont montrées. Les spectres prédits à l'équateur magnétique par les modèles empiriques JOSE [Sicard-Piet et al., 2011], D&G83 [Divine et Garrett, 1983] et GIRE 2 [de Soria-Santacruz et al., 2016] sont également représentés, comme le spectre utilisé par le modèle Salammbô en 2004 [Sicard, 2004] ainsi que le spectre que nous utilisons désormais.

La condition limite externe $f(E, y, L = 9,5)$ est construite à partir des flux différentiels en énergie, représentés sur la partie haute de la Figure 3.4. La condition limite du modèle Salammbô

a été drastiquement modifiée par rapport aux travaux de 2004 pour des énergies inférieures à 8 MeV. En effet, on remarque que les flux différentiels sont, dans notre modèle, 100 à 1000 fois plus importants que les flux utilisés dans le passé. C'est un changement fondamental dans le modèle, qui permet d'avoir une condition limite externe cohérente avec les modèles empiriques JOSE et D&G83, mais qui remet intégralement en cause l'équilibre entre les processus physiques proposé en 2004. En particulier, nous verrons dans le chapitre 5 qu'il nous est nécessaire d'introduire un processus de perte important pour contrebalancer cette augmentation.

Les flux intégrés en énergie relevés près de l'équateur par Pioneer 10, Voyager 1 et Galileo sont cohérents et nous indiquent clairement où la condition limite externe de Salammbô doit être fixée. On remarque que notre nouvelle condition limite est en accord avec les observations in-situ et les modèles empiriques. Celle-ci n'est plus ajustée comme en 2004 pour reproduire les observations près de la planète, mais repose uniquement sur les observations in-situ à $L = 9,5$. Nous estimons donc que notre condition limite externe est plus réaliste qu'auparavant. Les flux observés par Pioneer 11 et Juno à haute latitude sont inférieurs à ceux observés près de l'équateur, ce qui traduit une dépendance de la distribution des électrons avec la latitude, et donc l'angle d'attaque équatorial (voir section 3.3.2 suivante).

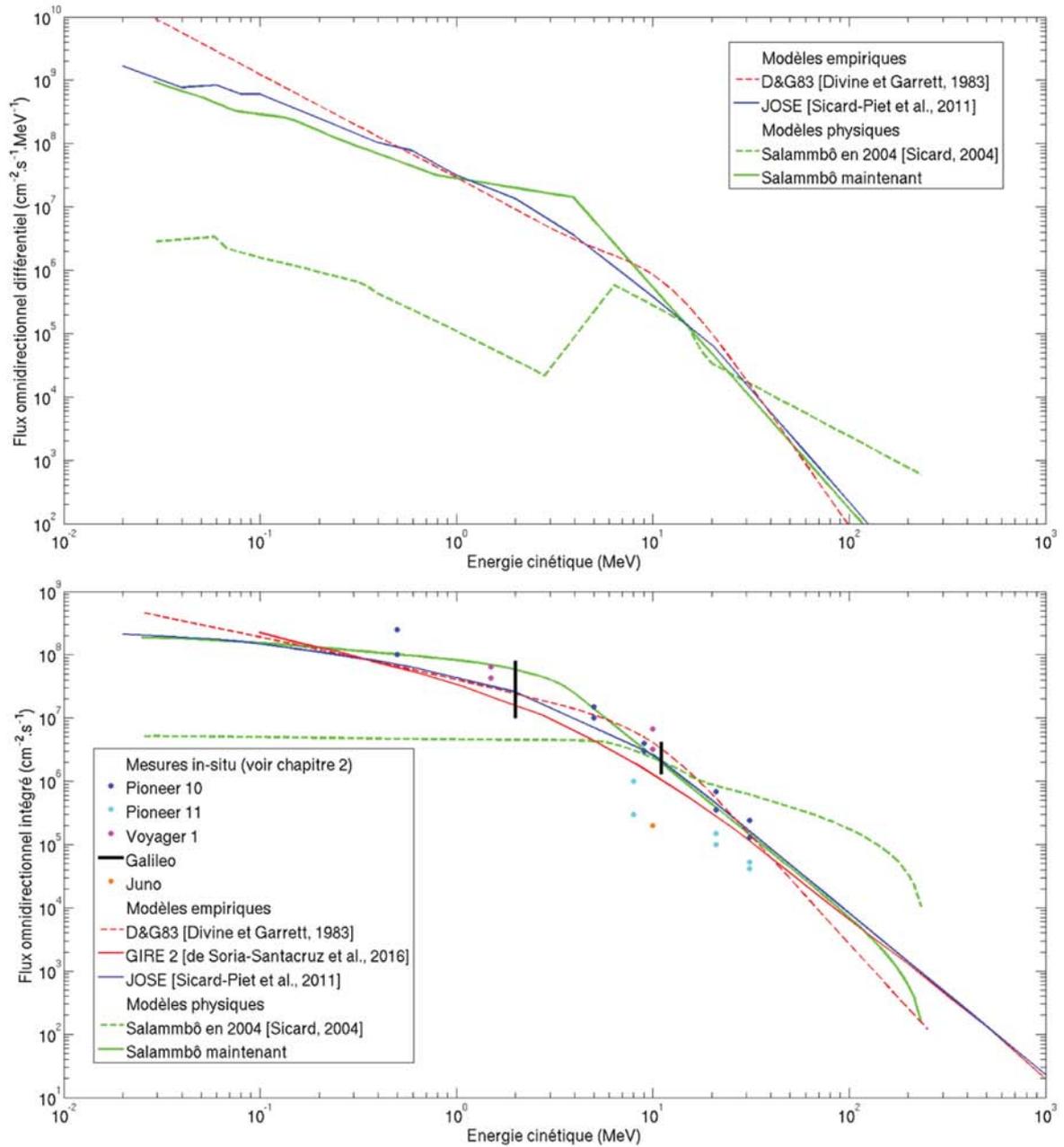


Figure 3.4 – En haut, spectre en énergie du flux d'électron différentiel en énergie prédits par différents modèles à l'équateur magnétique à $L = 9,5$. En bas, la même chose pour les flux intégrés ainsi que les mesures in-situ relevées à $L = 9,5$. Les flux mesurés ne sont pas projetés à l'équateur magnétique.

La Figure 3.5 montre le spectre en énergie des flux intégrés de protons. La condition limite du modèle Salammbô-protons en 2004 était fixée à $L = 6$ (orbite de Io), et nous ne pouvons donc pas comparer notre condition limite avec les travaux précédents. Quoiqu'il en soit, les observations de Pioneer 10 et Galileo nous indiquent une nouvelle fois clairement le spectre en énergie à utiliser à l'équateur. On remarque cependant que les flux mesurés par Voyager 1 à 15 MeV sont plus faibles que ceux relevés par Pioneer 10 ou Galileo, ce que nous attribuons au fait que la réponse du canal PSA3 de Voyager 1/LECP est sûrement mal estimée (voir chapitre 2). Le spectre en énergie observé par Galileo/EPD/CMS et publié par Mauk et al. [2004] est également représenté, et on remarque que le modèle empirique récent GIRE 3 est en très bon accord avec celui-ci, tout comme la condition limite que nous avons choisi pour Salammbô. On remarque également que le modèle empirique JOSE de l'ONERA est en désaccord avec le modèle empirique GIRE 3 du JPL d'un facteur environ 10 pour des énergies supérieures à quelques MeV. Cela provient du fait que JOSE n'a pas bénéficié de la mesure à 3 MeV de Galileo (EPD/LEMMS/B0) qui n'avait pas été fournie à l'ONERA lorsque le modèle fut développé en 2011 (discussion personnelle avec Norbert Krupp de l'institut Max Planck, qui a fourni les données Galileo à l'ONERA). Quoiqu'il en soit, nous utilisons une condition limite pour Salammbô cohérente avec le modèle GIRE 3 et les observations de Galileo dans nos travaux. On constate une nouvelle fois que les mesures à haute latitude relevée par Pioneer 11 sont plus faibles que les mesures à l'équateur, ce qui traduit une dépendance de la distribution des protons avec l'angle d'attaque équatorial, ce dont nous discutons dans la prochaine section.

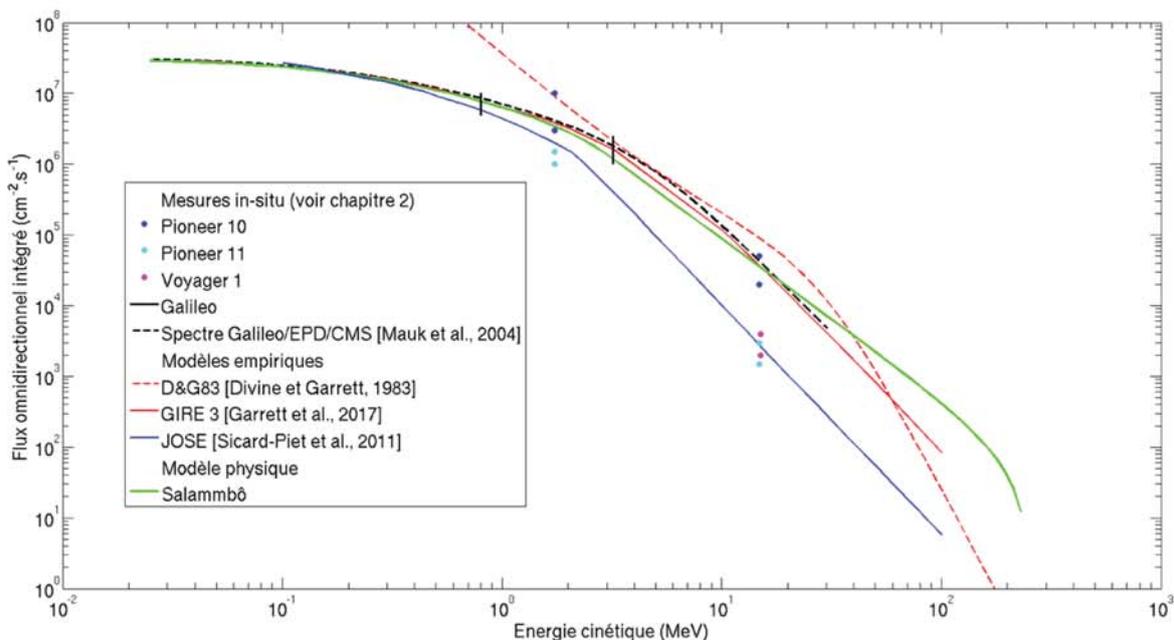


Figure 3.5 – Spectre en énergie du flux intégré de proton mesuré in-situ ou prédit par différents modèles à l'équateur magnétique. Les flux mesurés ne sont pas projetés à l'équateur magnétique.

3.3.2 Anisotropie de la condition limite externe

La répartition des particules en angle d'attaque équatorial peut être étudiée grâce aux mesures à haute fréquence d'acquisition relevées par Galileo/EPD (voir chapitre 2). La Figure 3.6 montre un exemple relevé le 01 Juillet 1999 à $L = 8,7$, soit légèrement à l'intérieur de notre domaine de calcul. On remarque que pour les trois canaux de mesure présentés, les comptages observés sont maximum pour un angle d'attaque équatorial de 90° et minimum à faible angle d'attaque. On constate également que la distribution observée est assez peu anisotrope, avec un rapport entre les comptages maximum et minimum inférieur à un facteur 8.

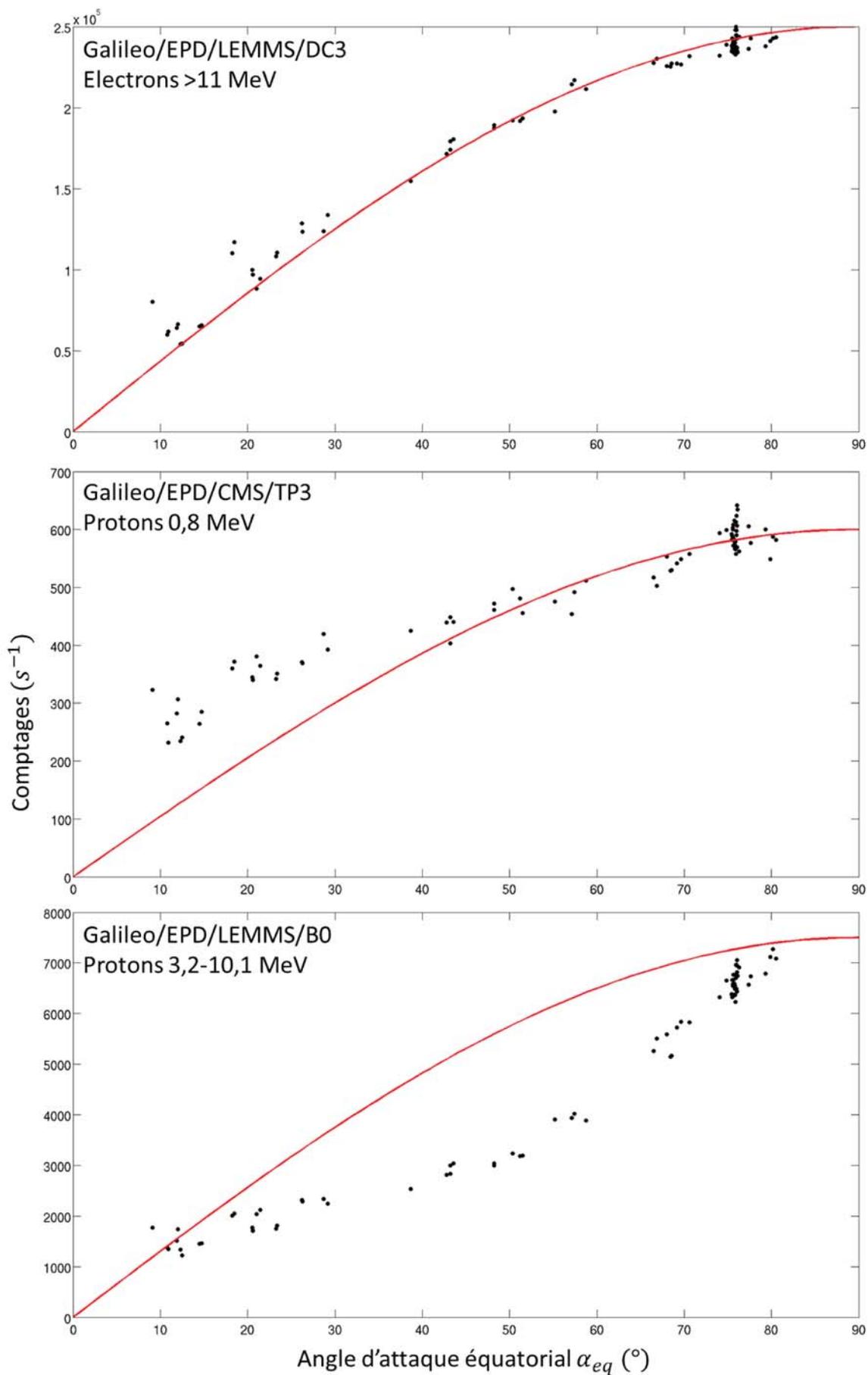


Figure 3.6 – En noir, comptages observés par Galileo-EPD à $L=8,7$ le 1er Juillet 1999 à haute fréquence d'acquisition. L'abscisse donne l'angle d'attaque équatorial visé par le centre du télescope, qui a un angle d'ouverture total de 15° . La courbe rouge représente une fonction sinus.

Etant donné le faible degré d'anisotropie observé par Galileo/EPD, il a été décidé dans cette thèse de modéliser l'anisotropie de la condition limite externe par une fonction simple et indépendante du type de particule (électron ou proton) et de l'énergie :

$$f(E, y = \sin(\alpha_{eq}), L) = f(E, y = 1 = \sin(90^\circ), L) \cdot \sin(\alpha_{eq})$$

de Soria-Santacruz et al. [2017] utilise la même fonction sinus que celle que nous proposons, ce qui introduit assez peu d'anisotropie dans la condition limite externe utilisée dans Salammbô, par comparaison avec Sicard [2004] qui utilisait un facteur 1000 entre $\alpha_{eq} = 75^\circ$ et $\alpha_{eq} = 10^\circ$ pour les électrons de 20 MeV (facteur 5 désormais).

La Figure 3.6 montre qu'une telle fonction représente très bien les comptages observés pour les électrons >11 MeV, mais n'est pas adaptée pour les protons ayant une énergie entre 3 et 10 MeV ainsi que pour les protons de 0,8 MeV. En particulier, pour cette dernière gamme d'énergie à 0,8 MeV, l'anisotropie adoptée peut sous-estimer les flux de protons à faible angle d'attaque.

La validation de Salammbô par rapport aux observations in-situ montrera dans la section 4.2 que la distribution en angle d'attaque adoptée reproduit correctement les observations de Pioneer 11 et Juno à très haute latitude (α_{eq} de respectivement 10° et 2°) à $L = 9,5$ pour les électrons et pour les protons de haute énergie. Cependant, pour les protons d'environ 1 MeV, la distribution en angle d'attaque est plus isotrope que la fonction sinus utilisée et Salammbô sous-estime les flux observés par Pioneer 11 et Juno à $L = 9,5$. De futurs travaux pourront s'attacher à raffiner la distribution en angle d'attaque de la condition limite externe, grâce notamment aux observations en cours de l'instrument JEDI à bord de Juno.

3.4 Modélisation de l'effet des processus physiques

Nous présentons ici les travaux qui ont été menés sur la modélisation et la quantification de l'effet des processus physiques qui agissent sur les particules piégées et violent les trois invariants adiabatiques.

L'objectif est ici de pouvoir exprimer l'effet de chaque processus sur l'énergie cinétique, l'angle d'attaque équatorial et le paramètre de Mc Ilwain d'une particule et cela sous la forme de coefficients de diffusions ou friction qui sont ensuite injectés dans l'équation de Fokker-Planck détaillée dans la section 3.2. Les termes de pertes de particules sont également modélisés.

Nous mettons en avant ici les modifications et ajouts proposés au cours de cette thèse par rapport aux précédents travaux de Santos-Costa [2001] et Sicard [2004].

3.4.1 Diffusion radiale

La diffusion radiale, représentée par le terme de diffusion en L noté D_{LL} , est le mécanisme le plus important au sein des ceintures de radiations. Il permet aux particules piégées de changer de coquille de dérive, et crée ainsi les ceintures de radiations internes à partir d'une population de particules située « loin » de la planète en les diffusant radialement vers l'intérieur. Elle résulte de variations du champ électro-magnétique auquel est soumise la particule piégée sur un temps plus court que la période de dérive mais plus long que les périodes de giration et de rebond [Lejosne, 2013]. La diffusion radiale viole le troisième invariant adiabatique mais conserve les deux premiers. Les particules gagnent donc de l'énergie en s'approchant de la planète par diffusion radiale ou en perdent lors d'un transport radial vers l'extérieur. La Figure 3.7 montre l'énergie d'un électron et d'un proton équatorial transporté par diffusion radiale avec une énergie cinétique de 25 keV à $L = 9,5$. Ainsi, choisir une limite basse en énergie de 25 keV à l'orbite d'Europe pour le modèle Salammbô (voir section 3.3) signifie que l'énergie minimum simulée par le modèle près de Jupiter ($L = 1$) est de 4 MeV pour les électrons et de 20 MeV pour les protons. Les observations des ceintures de radiations utilisées pour valider Salammbô et présentées dans le chapitre 2 doivent avoir une énergie supérieure au minimum présenté par la Figure 3.7. Ainsi, il ne nous sera pas possible de valider Salammbô par rapport aux mesures in-situ de protons de 1 MeV pour des paramètres de Mc Ilwain inférieurs à 3. Cette limite basse en énergie nous a poussés à choisir au cours de cette thèse de ne valider le modèle que par rapport à des observations avec des énergies supérieures à 0,5 MeV pour les électrons et 1 MeV pour les protons. Il est possible de valider à plus faible énergie pour $L > 3$ comme montré par la Figure 3.7, ce qui sera discuté dans la partie Perspectives.

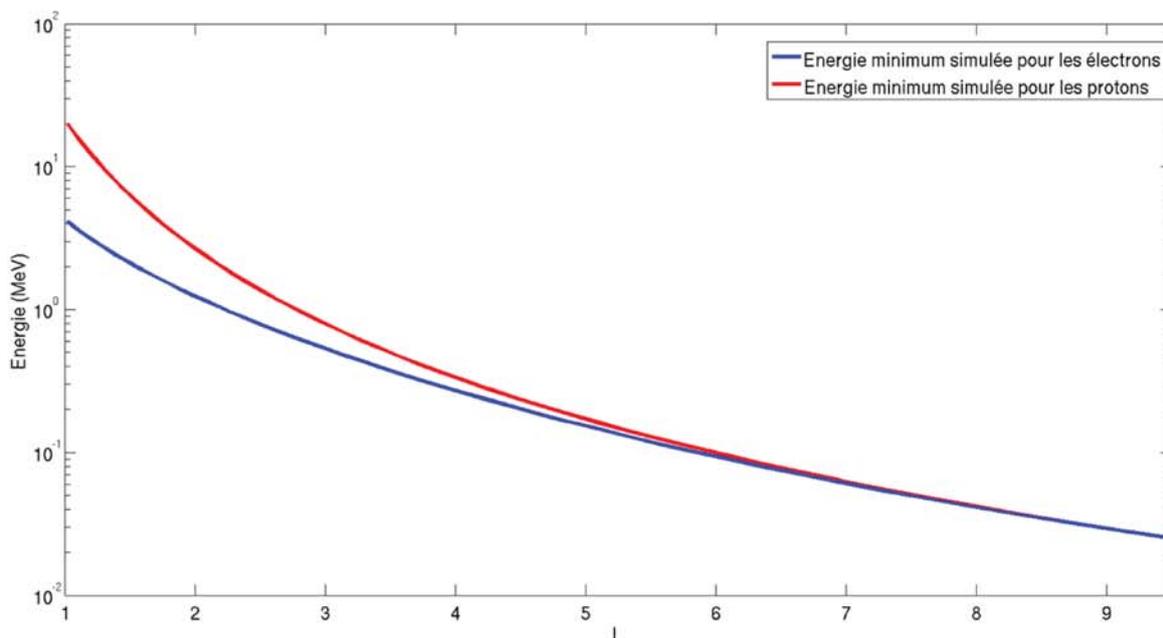


Figure 3.7 – Energie minimum simulée par les modèles Salammbô-électron et Salammbô-proton en fonction de L . L'énergie minimum est fixée à 25 keV à $L = 9,5$ et est transportée par diffusion radiale à l'équateur magnétique (deuxième invariant adiabatique nul).

La morphologie des ceintures de radiations résulte de l'équilibre entre la diffusion radiale et les autres processus physiques agissant sur les particules. Ainsi, par exemple, si la diffusion radiale est suffisamment rapide, alors les particules auront le temps de traverser radialement la zone d'absorption d'une lune avant d'être absorbées. Sinon, la lune jouera un rôle majeur.

Parfois qualifiée de « moteur » des ceintures de radiations, la diffusion radiale apparaît pourtant comme très mal connue autour de Jupiter. L'origine de celle-ci n'a été que récemment comprise autour de la Terre et provient de la variation de l'asymétrie jour-nuit du champ magnétique [Lejosne, 2013].

La diffusion radiale est décrite par le coefficient de diffusion D_{LL} , pris sous la forme paramétrique simple $D_{LL} = D_0 L^n$, indépendant de E et y . Une dépendance en énergie et angle d'attaque peut exister pour les électrons autour de Saturne et peut-être Jupiter mais n'est pas connue [Roussos et al., 2018].

Les premiers travaux sur la diffusion radiale dans la magnétosphère interne de Jupiter sont ceux de Brice et Mc Donough [1973], qui considèrent plusieurs mécanismes possibles pour expliquer la diffusion radiale jovienne. Ainsi, si le Soleil et l'activité géomagnétique résultante sont la source de la diffusion radiale, alors $n \approx 10$, comme pour le cas terrestre. Si cependant les perturbations du champ électromagnétique à l'origine de la diffusion radiale sont dirigées par les vents de particules neutres dans l'ionosphère de Jupiter, alors $n \approx 3$. L'observation de l'évolution temporelle à l'échelle de quelques heures et jours du rayonnement synchrotron de Jupiter semble montrer que cette dernière hypothèse est peut-être vérifiée [Santos-Costa et Bolton, 2008 ; Tsuchiya et al., 2011 ; Kita et al., 2015], comme nous le préciserons et discuterons dans la section 6.1.

Bespalov et Savina [2016] proposent que la diffusion radiale puisse provenir de la variation périodique du courant annulaire dans le tore de Io, auquel cas celle-ci aurait pour valeur $D_{LL} = 10^{-10} L^4 s^{-1}$. Le Tableau 3.2 présente l'ensemble des coefficients de diffusion radiale proposés soit par l'étude local des déplétions de flux associées aux lunes, soit par des modèles empiriques ou physiques des ceintures de radiations.

Dans nos travaux, l'effet de chacun des processus physiques autre que la diffusion radiale est modélisé. Le coefficient de diffusion radiale est lui laissé libre et ajusté pour reproduire au mieux les observations des ceintures de radiations, comme fait précédemment par Santos-Costa [2001] et Sicard [2004]. Ainsi, le coefficient de diffusion radiale est une sortie et un résultat de notre étude, et non une entrée. Le modèle physique Salammbô proposé aide à contraindre la valeur du coefficient de diffusion radiale et permet ainsi de discuter de son origine éventuelle.

Après ajustement par rapport aux observations des électrons et des protons, le coefficient de diffusion radiale trouvé est de $D_{LL} = 10^{-10} L^{4,2} s^{-1}$, identique pour les électrons et les protons. Le fait qu'il soit identique pour les électrons et les protons est cohérent avec ce qui est compris autour de la Terre [Lejosne, 2013] et Saturne [Kollmann et al., 2013].

| Référence | Proposition pour la diffusion radiale |
|--|--|
| Brice et Mc Donough [1973] | $n \approx 3$ si la diffusion radiale est dirigée par les vents de particules neutres dans l'ionosphère de Jupiter |
| Mogro-Campero et al. [1975], Simpson et Mc Kibben [1976], Barbosa et Coroniti [1976] | $D_{LL} \approx 10^{-10} L^4 s^{-1}$ |
| Thomsen et al. [1977] | $n \approx 2 - 3$ |
| Goertz et al. [1979] | $D_{LL} = 10^{-9 \pm 1} L^{2,5 \pm 0,5} s^{-1}$ |
| de Pater et Goertz [1990] | $D_{LL} = 2 - 3 \cdot 10^{-9} L^3 s^{-1}$ |
| Santos-Costa [2001] | $D_{LL} = 3 \cdot 10^{-9} L^3 s^{-1}$ |
| Sicard [2004] | $D_{LL} = 7 \cdot 10^{-10} L^3 s^{-1}$ |
| Santos-Costa et Bolton [2008] | $D_{LL} = 10^{-9} L^3 s^{-1}$ |
| Bespalov et Savina [2016] | $D_{LL} = 10^{-10} L^4 s^{-1}$ |

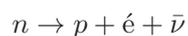
Tableau 3.2 – Bilan des propositions de la littérature pour la diffusion radiale

Notre coefficient est très proche de celui proposé par Mogro-Campero et al. [1975], Simpson et McKibben [1976], Barbosa et Coroniti [1976] et Bespalov et Savina [2016]. La diffusion radiale, vue sur une grande région de la magnétosphère interne allant de l'atmosphère de Jupiter jusqu'à Europe et d'après le modèle physique Salammbô, pourrait alors provenir de la variation périodique du courant annulaire dans le tore de Io [Bespalov et Savina, 2016]. Cela n'exclut pas un coefficient de diffusion radiale proportionnel à L^3 en dessous de 4 rayons joviens et provenant des vents de particules neutres dans l'ionosphère jovienne, tel qu'utilisé par Santos-Costa et Bolton [2008] et confirmé par Kita et al. [2015].

3.4.2 CRAND : Cosmic Ray Albedo Neutron Decay

Les champs magnétiques planétaires écrantent les flux de protons des rayons galactiques cosmiques (GCR pour « Galactic Cosmic Ray »). En effet, les trajectoires des protons GCR de « faible » énergie sont déviées et ceux-ci ne pénètrent pas dans la magnétosphère, tandis que les « hautes » énergies peuvent impacter l'atmosphère ou les anneaux d'une planète. L'écran-tage des GCR par une magnétosphère, aussi appelé blindage magnétique, est maximum près de l'équateur magnétique et nul aux pôles magnétiques. Il dépend du point dans l'espace considéré (distance radiale, longitude, latitude) et de la direction depuis laquelle les protons GCR peuvent provenir.

Lorsqu'un proton GCR parvient jusqu'à la haute atmosphère ou les anneaux, une réaction nucléaire avec les particules neutres se produit alors et crée en particulier des neutrons libres. Une certaine proportion de ces neutrons libres est émise vers l'espace. Le neutron libre n'est pas stable à l'état naturel et va se désintégrer spontanément selon le processus de désintégration β lié à l'interaction faible et produire un proton, un électron et un antineutrino :



Le neutron libre se désintègre en suivant une loi exponentielle avec un temps de demi-vie d'environ 880 secondes. Seule une très faible proportion des neutrons émis va donc se désintégrer dans la magnétosphère interne, ce temps de demi-vie correspondant à une distance parcourue d'environ quelques milliers de rayons joviens aux énergies relativistes.

La quasi majorité de l'énergie cinétique du neutron libre est transférée au proton. L'énergie maximum de l'électron est de 0,782 MeV [Heyde, 2004] et celui-ci ne présente donc que très peu d'intérêt pour les ceintures de radiations de Jupiter. Le proton de haute énergie ainsi créé peut être piégé par le champ magnétique planétaire et venir peupler les ceintures de radiations. On parle alors de source interne aux ceintures de radiations. Le blindage magnétique, qui définit l'écrantage des GCR par la magnétosphère, permet aussi d'apprécier la capacité de piégeage du champ magnétique.

Le processus de source de protons par désintégration de neutrons produits par l'impact des GCR est appelé CRAND pour « Cosmic Ray Albedo Neutron Decay ». Il est la source principale des protons des ceintures de radiations de haute énergie (typiquement au-delà de 10 MeV) près de la planète Terre, produits par impact des GCR sur l'atmosphère terrestre [Hess, 1959 ; Selesnick et al., 2013]. C'est aussi la source des protons de haute énergie (au-delà de 5 MeV) observés autour de Saturne, produits cette fois par impact des GCR sur les anneaux [Cooper, 1983 ; Kollmann et al., 2013]. La Figure 3.8 montre le spectre des protons mesuré par la sonde Cassini autour de Saturne de 2005 à 2013 et moyenné sur l'ensemble de la mission. La « bosse » observée au-delà de 5 MeV est une signature du processus CRAND.

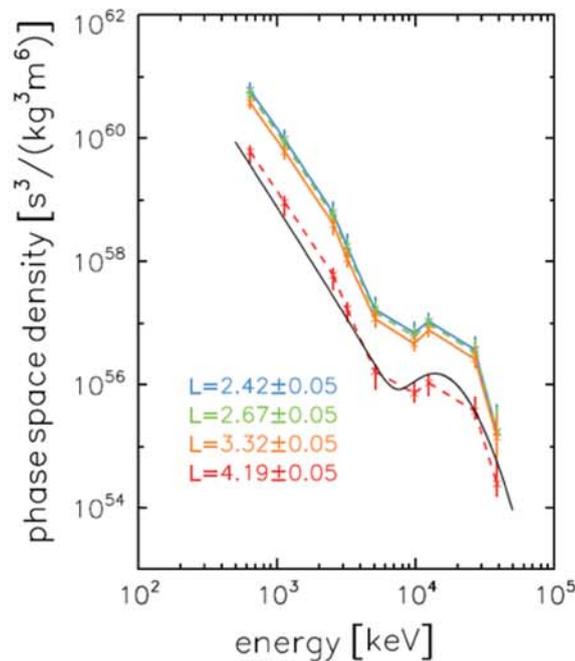


Figure 3.8 – Fonction de distribution des protons mesurés par la sonde Cassini autour de Saturne, moyennée sur l'ensemble de la mission de 2005 à 2013. Extrait de Kollmann et al. [2013].

Le même processus peut se produire avec l'atmosphère de Jupiter et ses anneaux. Blake et Schulz [1980] ont également envisagé la possibilité que des protons de haute énergie soient produits par le processus CRAND suite à des impacts de protons GCR sur les lunes joviennes. La section efficace des lunes est cependant très faible comparée à la section des anneaux ou de l'atmosphère.

Nous ne modélisons pas le processus CRAND dans le modèle Salammbô-proton. Nous négligeons donc la source de protons injectés par le processus CRAND devant les protons accélérés par diffusion radiale. Nous justifions notre choix ci-après par sept arguments :

- Le blindage magnétique de Jupiter est très intense. D'après la formule de Störmer [Störmer, 1955], vraie pour un dipôle magnétique, les rayons galactiques cosmiques doivent avoir une énergie cinétique minimum de 1000 GeV pour atteindre l'atmosphère de Jupiter ou ses anneaux à l'équateur magnétique. C'est une énergie 150 fois plus forte que celles nécessaires pour atteindre l'atmosphère terrestre ou les anneaux kroniens. De plus, le spectre en énergie des GCR décroît très rapidement, en $E^{-1,7}$ [Thomas et Dougherty, 1972], donc le flux de rayons cosmiques qui atteint l'équateur magnétique proche de la planète est 5000 fois moins intense que celui rencontré autour de la Terre ou Saturne. Les protons GCR peuvent tout de même atteindre les pôles magnétiques joviens quelle que soit leur énergie, puisque le blindage magnétique y est nul.
- Là où CRAND est la seule source capable de générer des protons de haute énergie près de la Terre ou autour de Saturne, le champ magnétique de Jupiter peut créer ces protons en les amenant directement depuis sa queue magnétosphérique. Ainsi, les protons de 80 MeV que nous pouvons observer par exemple avec Galileo Probe/EPI (voir chapitre 2) près de la planète peuvent provenir de protons de 1,5 MeV à l'orbite de Io ou de 300 keV à l'orbite d'Europe.
- L'axe du dipôle magnétique de Jupiter est incliné par rapport à l'axe de rotation de la planète d'environ 10° . Cela fait que les lunes ont un effet d'absorption moins efficace qu'à Saturne, ce qui permet d'effectivement amener des particules piégées depuis la queue magnétosphérique jusqu'au coeur des ceintures. Cela n'est pas possible pour les protons énergétiques autour de Saturne car l'axe du champ magnétique et l'axe de rotation de la planète sont alignés [Kollmann et al., 2013].
- Les flux de protons observés à Jupiter sont trop extrêmes pour être créés par CRAND. L'intensité des flux de protons observée, en comparaison avec les flux terrestres ou kroniens de haute énergie, dépasse d'au moins un à deux ordres de grandeurs les flux que le processus CRAND pourrait créer.
- La dépendance en L des flux de protons observée est cohérente avec une accélération par diffusion radiale et non par CRAND [Thomas et Dougherty, 1972; Simpson et al., 1974]. Les dépendances en L des flux de protons piégés et d'ions soufre et oxygène énergétiques sont similaires, mais le processus CRAND ne peut pas créer d'ions lourds (voir par exemple [Garrett et al., 2017]). Un processus de source et d'accélération commun aux protons et ions lourds est donc plus probable. De plus, une similitude dans le spectre en énergie des protons et ions lourds fut observée par Juno/JEDI lors du périjove 1 [Kollmann et al., 2017] et laisse

une nouvelle fois à penser qu'un seul processus de source est à l'origine des protons et ions énergétiques.

- L'ensemble des références s'étant intéressées aux protons énergétiques joviens soulignent que le transport radial des protons en dessous de 20 R_J est en direction de la planète. Les meilleures preuves de cela résident dans les signatures laissées par l'absorption des protons par les lunes (Europe, Io, Thebe, Amalthée et Métis/Adrastée). Cela montre qu'il n'existe à priori pas une très forte source de protons près de la planète capable de générer, par diffusion radiale, un transport vers l'extérieur des ceintures.
- La validation du modèle Salammbô-proton sans CRAND présentée dans la section 4.2 mettra en avant qu'il n'y a aucune évidence d'une source CRAND dans les observations des ceintures de radiations de Jupiter.

De futurs travaux permettront peut-être de modéliser le processus CRAND à Jupiter. Les différentes étapes à suivre pour une telle étude sont :

- Déterminer le flux de protons GCR à l'extérieur de la magnétosphère de Jupiter.
- Calculer l'accès des protons GCR à l'atmosphère de Jupiter avec un champ magnétique complexe. Pour cela, un logiciel de suivi en temps inverse des trajectoires des protons GCR doit être utilisé. Boscher et al. [2009] ont développé un tel logiciel pour le cas terrestre, qu'il faudrait adapter au cas de Jupiter. Kotova [2016] en a également développé un pour le cas des ceintures de radiations de Saturne.
- Calculer l'interaction nucléaire entre les protons GCR et les atomes et molécules de l'atmosphère, pour ensuite en déduire le spectre en énergie des flux de neutrons ainsi que leurs directions d'émission.
- A partir du flux de neutrons libres émis vers l'espace, il est possible de calculer le terme de source lié à CRAND avec le formalisme développé par Beutier [1993].

Actuellement, il n'existe pas de travaux qui sont capables de calculer le terme de source CRAND à partir du flux de protons GCR en dehors d'une magnétosphère. Autour de la Terre, l'ONERA utilise actuellement directement des mesures de flux et spectre des neutrons libres pour ensuite calculer CRAND. Les deux premières étapes ne sont pour l'instant pas réalisées mais des travaux en cours le permettront très prochainement. Autour de Saturne, Kollmann et al. [2013] utilise une forme paramétrique pour le terme source lié au CRAND avec trois paramètres réglés pour reproduire les observations de flux de protons.

3.4.3 Rayonnement synchrotron

La force de Lorentz impose le mouvement de giration des particules chargées par l'accélération centrale qu'elle crée. Dans le cas de particules relativistes, un rayonnement, appelé rayonnement synchrotron, est alors émis et dégrade leur énergie cinétique et leur angle d'attaque équatorial

[Schulz, 1977 ; Santos-Costa, 2001]. Les coefficients de dégradation sont [Santos-Costa, 2001] :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{e^4}{6\pi\epsilon_0 m_0^2 c} \frac{E(E+2E_0)}{E_0^2} \langle B^2 \sin^2(\alpha) \rangle_{\text{coquille}} \quad (3.11)$$

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{e^4}{6\pi\epsilon_0 m_0^2 c} \frac{E+E_0}{E_0^2} \langle (1-\sin^2(\alpha)) \sin(\alpha) B^2 \sqrt{\frac{B_{eq}}{B}} \rangle_{\text{coquille}} \quad (3.12)$$

L'opérateur $\langle \rangle_{\text{coquille}}$ signifie que l'expression doit être moyennée sur la coquille de dérive, B est l'amplitude du champ magnétique locale et B_{eq} l'amplitude du champ magnétique à l'équateur.

Les deux précédentes expressions permettent de montrer que le rayonnement synchrotron est un processus négligeable pour les protons par rapport aux électrons. En effet, les coefficients sont inversement proportionnels à la masse au cube, ce qui implique un rapport de 6.10^9 entre les coefficients calculés pour les électrons et ceux pour les protons à une énergie cinétique donnée.

3.4.4 Interactions coulombiennes

Les collisions coulombiennes ou collisions élastiques avec l'atmosphère de Jupiter et les électrons libres de la magnétosphère interne ont été calculées par Sicard [2004]. Celles-ci créent une friction en énergie pour les électrons et protons piégés et une déviation en angle d'attaque pour les électrons. Cependant, les collisions coulombiennes avec les ions du soufre et de l'oxygène contenus dans le tore de Io et le magnétodisque jovien ont été négligées dans les précédents travaux.

Afin d'estimer ce dernier effet, l'énergie moyenne d'excitation de chacune des espèces $S^+, S^{++}, S^{+++}, O^+, O^{++}, SO_2^+$ est nécessaire. Nos recherches bibliographiques nous ont montré que ces énergies moyennes d'excitation sont inconnues. Cependant, Sauer et al. [2015] se sont intéressés au calcul des énergies moyennes d'excitation d'un grand nombre d'espèces ioniques, à l'exception des ions du soufre et de l'oxygène. Une collaboration a été mise en place avec Dr. Sauer de l'université de Copenhague et le Tableau 3.3 donne les énergies moyennes d'excitation calculées par ce dernier.

Les densités des ions sont données par le modèle de Divine et Garrett [1983].

Les interactions coulombiennes élastiques avec les tores de gaz neutre de Io et d'Europe sont négligeables par rapport aux interactions coulombiennes avec le plasma froid car :

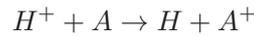
- Les densités des ions sont plus importantes d'environ un facteur 10 à 100 que les densités de particules neutres (voir sections 1.1.4 et 1.1.5).
- Les énergies moyennes d'excitation des ions et des particules neutres sont comparables.

| Espèce | Energie moyenne d'excitation |
|-----------|------------------------------|
| S | 180,0 eV |
| S^+ | 195,5 eV |
| S^{++} | 232,5 eV |
| S^{+++} | 276,9 eV |
| O | 95,0 eV |
| O^+ | 125,2 eV |
| O^{++} | 157,2 eV |
| SO_2^+ | 136,9 eV |

Tableau 3.3 – Energies moyennes d'excitation des ions du magnétodisque, calculées par Stephan Sauer d'après la méthode de Sauer et al. [2015]. Les énergies moyennes d'excitation des atomes neutres sont également indiquées.

3.4.5 Echange de charge

L'échange de charge est un processus de perte de protons piégés par lequel le proton capte un électron à une autre espèce et devient alors une particule d'hydrogène neutre de haute énergie (ENA pour « Energetic Neutral Atom »). Ce transfert de charge peut s'écrire :



Avec A une particule neutre ou un ion.

Le taux de perte lié à l'échange de charge est donné par :

$$\frac{1}{\Gamma} = v \cdot \sigma [H^+ + A \rightarrow H + A^+] \cdot \langle n(A) \rangle \quad (3.13)$$

Avec v la vitesse du proton piégé, $\langle n(A) \rangle$ la densité de l'espèce A moyennée sur la coquille de dérive et $\sigma [H^+ + A \rightarrow H + A^+]$ la section efficace d'échange de charge associée à la réaction $H^+ + A \rightarrow H + A^+$. Cette section efficace dépend de l'énergie cinétique du proton incident.

Echange de charge avec l'atmosphère de Jupiter

L'échange de charge avec les atomes d'hydrogène de la haute atmosphère de Jupiter a été traité par Sicard [2004].

Echange de charge avec les ions du plasma froid

L'échange de charge avec les ions du magnétodisque est négligeable devant l'échange de charge avec les particules neutres des tores, car les sections efficaces sont au moins trois ordres de grandeurs plus faibles que celles des espèces neutres, comme le montre Fujiwara [1976] pour les ions du soufre.

Echange de charge avec les tores de gaz neutre

Nous ajoutons ici au modèle Salammbô le processus d'échange de charge avec les tores de gaz neutres de Io et d'Europe. Pour cela, les densités de particules neutres moyennées sur le mouvement de rebond et de dérive de la particule piégée sont calculées en utilisant les modèles de tore proposés dans la section 1.1.4.

Le tore d'Europe contient majoritairement de l'oxygène atomique et du dihydrogène H_2 (voir section 1.1.4) tandis que le tore de Io contient majoritairement de l'oxygène atomique et du soufre atomique.

La section efficace d'échange de charge avec l'oxygène atomique utilisée dans notre étude est montrée dans la Figure 3.9. Nous utilisons les résultats de Lindsay et Stebbings [2005] valides jusqu'à des énergies de 100 keV et les extrapolons à plus haute énergie afin de reproduire les mesures obtenues par Varghese et al. [1985] entre 0,8 et 3 MeV.

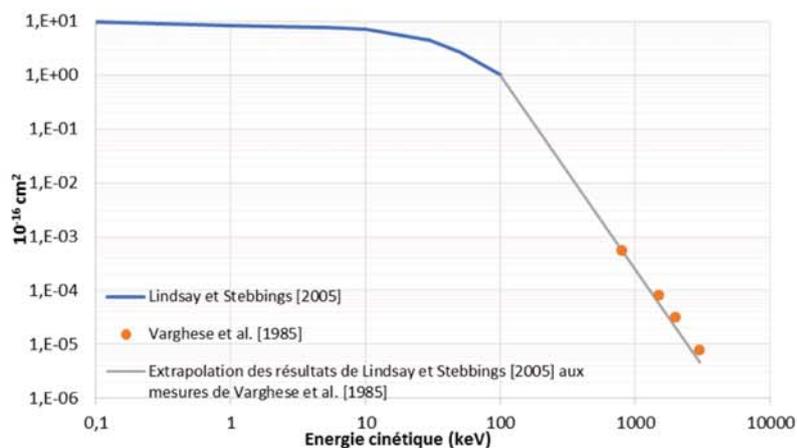


Figure 3.9 – Section efficace d'échange de charge avec l'oxygène atomique, exprimée en 10^{-16} cm^2 .

La section efficace d'échange de charge avec le dihydrogène est donnée par Barnett et al. [1990]. Varghese et al. [1985] donne également les sections efficaces d'échange de charge avec le soufre atomique pour des énergies de 1,5, 2 et 3 MeV.

En utilisant les sections efficaces fournies par Varghese et al. [1985] pour l'oxygène et le soufre ainsi que les densités du tore de neutre de Io, on constate que l'échange de charge avec le soufre est négligeable par rapport à l'échange de charge avec l'oxygène. Ainsi, nous ne modélisons dans nos travaux, pour le tore de Io, que l'échange de charge avec les atomes d'oxygène.

De même, l'échange de charge avec les atomes d'oxygène est négligeable devant l'échange de charge avec le dihydrogène dans le tore d'Europe. Nous ne modélisons donc que l'échange de charge avec le dihydrogène.

3.4.6 Absorption par les lunes

Les lunes qui orbitent autour de Jupiter absorbent les électrons et protons qui les percutent. Cela induit un terme de perte pour les ceintures de radiations traité en détail par Santos-Costa [2001] pour les électrons et Sicard [2004] pour les protons. Nous présentons ci-après les modifications et améliorations majeures apportées à la modélisation de ce phénomène concernant les quatre points suivants :

- La trajectoire des lunes
- La vitesse de rotation des lunes
- L'effet du rayon de giration des particules piégées sur la section efficace d'absorption
- L'absorption des électrons par la lune volcanique Io

Trajectoires des lunes et probabilité conditionnelle d'interception

Les trajectoires des lunes n'étaient pas correctement prises en compte dans les codes implémentés par Santos-Costa [2001] et réutilisés par Sicard [2004] et Lorenzato [2012]. Des changements de repère inexplicables nous ont poussés à directement utiliser les éphémérides des lunes (fournies par le site internet Horizons de la NASA/JPL) pour calculer les paramètres de Mc Illwain des lignes de champ interceptées. La Figure 3.10 montre les paramètres de Mc Illwain calculés avec l'ancienne méthode et la nouvelle méthode pour la lune Métis en fonction de l'anomalie vraie de la lune φ .

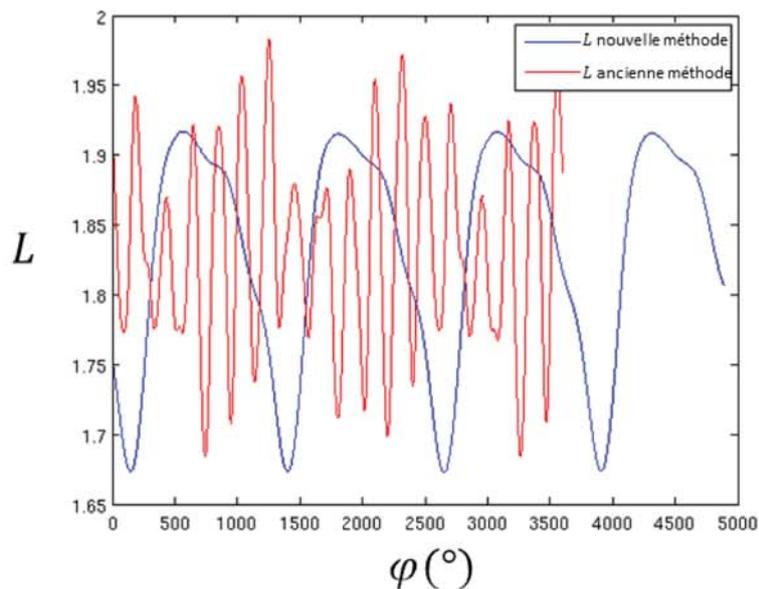


Figure 3.10 – Paramètres de Mc Illwain des lignes de champ interceptées par la lune Métis au cours de sa rotation autour de Jupiter avec l'ancienne et la nouvelle méthode de calcul. L'angle φ donne l'anomalie vraie de la lune le long de son orbite. Un angle de 3600° représente 10 révolutions.

Lorsqu'une lune intercepte une ligne de champ magnétique, la particule est absorbée si et seulement si la lune est située entre les deux points miroirs de la particule. Sinon, elle n'est pas absorbée. Cela est décrit grâce à une probabilité conditionnelle d'interception par Santos-Costa [2001]. Le code existant calculait dans un premier temps le terme de perte lié aux lunes sans tenir compte de cette probabilité conditionnelle, puis calculait la proportion du temps pour laquelle la lune est située entre les deux points miroirs. Enfin, les deux résultats étaient multipliés. Nous ne calculons désormais plus le terme de perte lié aux lunes sans vérifier les positions des points miroirs, celles-ci sont vérifiées à chaque pas de l'intégration en dérive, ce qui permet de mieux retranscrire la probabilité conditionnelle proposée par Santos-Costa [2001]. Nous ne calculons donc plus la proportion du temps pour laquelle la lune est située entre les points miroirs.

Les deux corrections précédentes n'ont pas un effet notable sur les flux intégrés en énergie simulés d'électrons. Cependant, cela amène à augmenter la brillance des images synchrotron simulées avec le modèle de Sicard [2004], dans lequel seul l'effet des lunes est modifié. Le maximum de brillance à 1424 MHz par exemple passe de 760 Kelvin (ancien code de calcul de l'absorption des lunes) à 960 Kelvin (nouveau code). Quoiqu'il en soit, les codes utilisés ont été assainis afin de mieux représenter le formalisme proposé par Santos-Costa [2001].

Vitesse de spin des lunes

Les lunes sont assimilées à des sphères dans les précédents travaux [Santos-Costa, 2001 ; Sicard, 2004] dont le diamètre est donné par la plus grande longueur du satellite. Cette hypothèse revient, d'après les précédents auteurs, à supposer que la vitesse de rotation des lunes est « suffisamment rapide ». Cette vitesse de rotation est connue car la stabilisation par gradient de gravité impose que l'axe de la plus grande longueur du satellite soit aligné avec l'axe qui relie les centres de gravité de Jupiter et de la lune. Ainsi, le satellite effectue une rotation sur lui-même pour chaque révolution autour de Jupiter : c'est une résonance 1 :1.

Nous conservons l'hypothèse de lunes sphériques dont le diamètre est donné par la plus grande longueur dans nos travaux mais l'argument qui justifie cette hypothèse n'est plus que les satellites ont une vitesse de rotation suffisamment importante. On suppose dorénavant que le pas de l'hélice de giration des particules est suffisamment faible pour que celles-ci « voient » la plus grande longueur de la lune au cours d'une giration. Cette hypothèse a été vérifiée au cours de cette thèse.

Effet du rayon de giration sur la section efficace d'absorption

Le rayon de giration des électrons des ceintures de radiations est faible devant les tailles des lunes. La section efficace d'absorption des lunes peut donc être prise égale à la section géométrique de celles-ci [Santos-Costa, 2001]. Ce n'est cependant plus vrai pour les protons qui ont des rayons de Larmor qui peuvent être grands devant les tailles des lunes [Sicard, 2004]. Il est alors nécessaire de tenir compte du rayon de giration dans le calcul du taux de perte en augmentant la section efficace d'absorption des lunes par rapport à la section géométrique. La Figure 3.11 montre la section efficace d'absorption d'une lune en prenant en compte le rayon de giration. On remarque

que si le rayon de giration est suffisamment important, il existe un ensemble de positions de centre guide à l'intérieur de la lune pour lesquelles le proton contourne la lune et n'est pas absorbé.

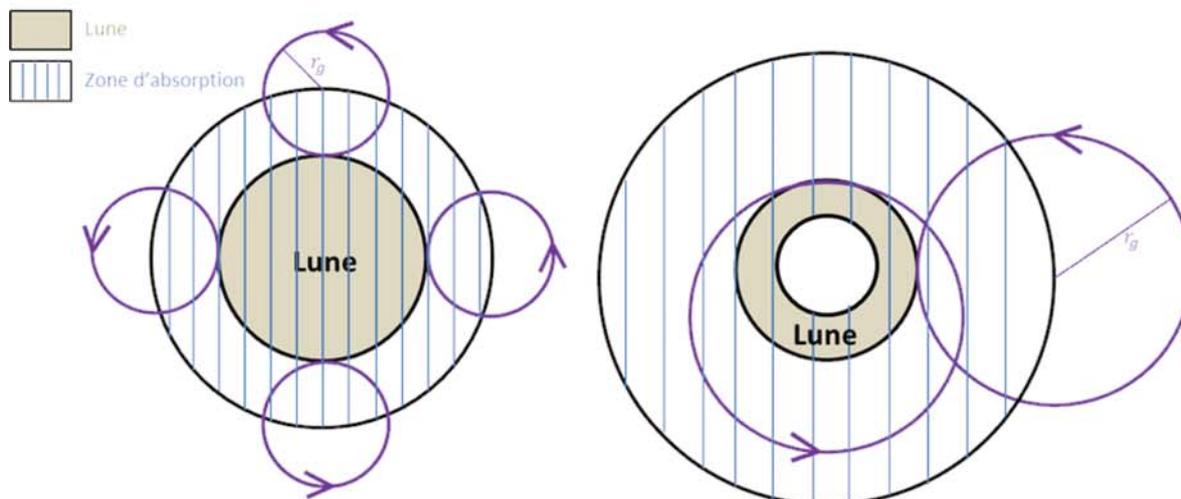


Figure 3.11 – Section efficace d’absorption d’une lune en prenant en compte le rayon de giration du proton. A gauche, quand le rayon de giration est inférieur au rayon de la lune, à droite quand il est supérieur. Les trajectoires de giration en violet représentent les cas limites.

Dans les deux cas, la section efficace d’absorption est toujours supposée être celle d’une sphère et le diamètre de cette section efficace est donné par (corrigé par rapport aux formules implémentées par Sicard [2004]) :

$$\begin{cases} D_{\text{efficace}} = D_{\text{lune}} + 2r_g & \text{si } r_g \leq \frac{D_{\text{lune}}}{2} \\ D_{\text{efficace}} = 2\sqrt{2D_{\text{lune}}r_g} & \text{si } r_g > \frac{D_{\text{lune}}}{2} \end{cases}$$

Avec r_g le rayon de gyration du proton et D_{lune} la plus grande longueur de la lune.

Effet d’absorption de Io

Sicard [2004] a montré, à partir de la condition limite externe utilisée à l’époque, que Io ne pouvait pas être un corps absorbeur neutre comme les autres lunes pour les électrons, car le modèle Salammbô de 2004 ne reproduirait alors pas les mesures Pioneer et les observations synchrotron.

Sicard [2004] propose que le fait que Io n’absorbe pas les électrons soit peut être relié au concept de « zone d’exclusion » proposé par Thorne et al [1999]. Une lecture attentive de l’article de Thorne et al. [1999] nous permet de réfuter cette hypothèse. Ces auteurs ont étudié l’effet de la variation du champ magnétique détecté près de Io (forte déplétion de l’amplitude près de la lune détectée lors du survol de 1995) sur les trajectoires de dérive des électrons équatoriaux avec un logiciel de suivi de trajectoire et en utilisant un modèle de champ magnétique interne à Io (on pensait à l’époque que Io pouvait avoir un champ magnétique interne, ce qui fut réfuté lors des quatre survols suivants). La Figure 3.12 montre ces trajectoires pour des énergies de 45 keV,

85 keV, 1 MeV et 10 MeV. Les trajectoires en pointillées sont celles qui interceptent Io et pour lesquelles il n'y a donc pas d'électrons, car ils sont absorbés par la lune. La zone d'exclusion proposée par Thorne et al. [1999] est une zone où les électrons ne peuvent pas accéder car ils sont absorbés par Io et non une zone autour de Io dans laquelle les électrons ne peuvent entrer, ce qui les prémunirait de l'effet d'absorption de la lune. **Io est donc un corps absorbeur d'après Thorne et al. [1999].**

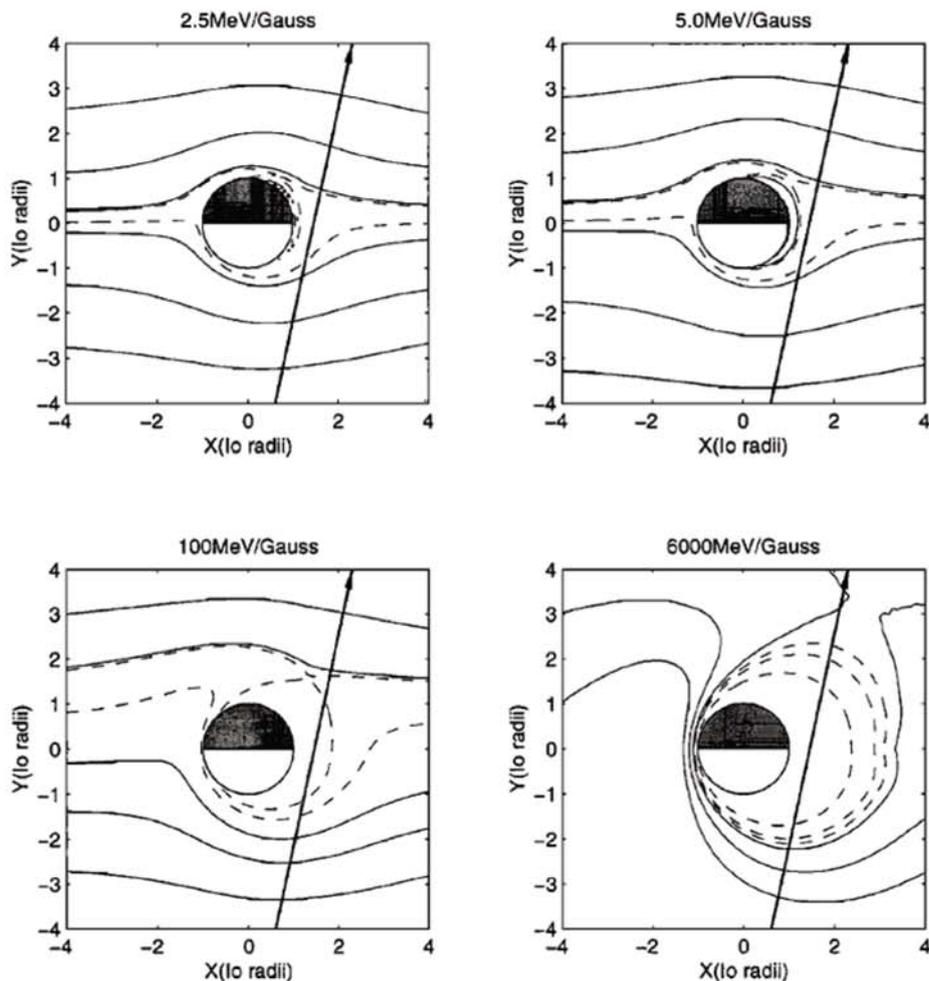


Figure 3.12 – Trajectoires de dérive des électrons équatoriaux modélisés par Thorne et al. [1999] à premier invariant adiabatique constant vue de dessus pour des énergies de 45 keV (haut gauche), 85 keV (haut droit), 1 MeV (bas gauche) et 10 MeV (bas droit). Les lignes en pointillées montrent les trajectoires qui interceptent Io et pour lesquelles les électrons sont absorbés. La flèche indique la trajectoire de Galileo. La « zone d'exclusion » proposée par Thorne et al. [1999] est représentée par l'ensemble des trajectoires en pointillée, dans laquelle Galileo observa une forte déplétion locale du flux d'électron puisque ces électrons sont absorbés par Io. Figure extraite de Thorne et al. [1999].

Schulz et Eviatar [1977] ont étudié la variation de la section efficace d'absorption de Io si l'on suppose que son ionosphère est parfaitement conductrice. Que ce soit dans ces précédents travaux ou dans Thorne et al. [1999], la variation de section efficace d'absorption dépend de l'énergie mais est très mal connue. Il semble qu'à nos énergies cinétiques d'intérêt, celle-ci converge vers

la section géométrique. **Nous supposons au cours de cette thèse que la section efficace d'absorption pour les électrons de Io est égale à la section géométrique de la lune.**

Finalement, la revisite de la condition limite externe du modèle Salammbô-électron, détaillée dans la section 3.3, nous amène dans la section 5.1 à la conclusion opposée à celle de Sicard [2004] : Io doit être un corps absorbeur de particules et son effet d'absorption est même insuffisant pour expliquer les déplétions de flux d'électrons et de protons observées près de la lune volcanique.

3.4.7 Effet des anneaux de poussière

Quatre anneaux de poussière existent autour de Jupiter : le Halo qui s'étend dans le plan équatorial de $1,4 R_j$ à $1,72 R_j$ du centre de Jupiter, l'anneau principal ($1,72 R_j$ - $1,8 R_j$), l'anneau secondaire lié à la lune Amalthée ($1,72 R_j$ - $2,3 R_j$) et l'anneau secondaire lié à la lune Thébé ($1,72 R_j$ - $3,1 R_j$).

La section 1.1.3 précise l'extension radiale et hors plan des anneaux de poussière de Jupiter retenue pour notre étude. Les grains de poussière sont supposés sphériques dans notre travail et peuvent appartenir à trois populations différentes en fonction de leur rayon (voir section 1.1.3) :

- Les « petits » grains dont le rayon est inférieur à $100 \mu m$ et que l'on trouve dans l'anneau principal, le Halo et les anneaux secondaires. La distribution en taille de ces grains est donnée par la densité $n(r)$ (en $\mu m^{-1}.m^{-3}$) avec $n(r).dr$ le nombre de grains par unité de volume ayant un rayon compris entre r et $r + dr$.
- Les « très gros » grains dont le rayon est supérieur au centimètre et présents uniquement dans l'anneau principal. La densité optique normale liée à ces très gros grains est notée $\tau_{\text{très gros}}$.
- Les grains de taille intermédiaire présents également uniquement dans l'anneau principal, dont la distribution en taille est inconnue mais peut être modélisée par une loi puissance de la forme $n(r) \propto r^{-q}$.

Santos-Costa [2001] proposa une modélisation de l'effet des anneaux de poussière sur les électrons des ceintures de radiations. Sicard [2004] et Lorenzato [2012] utilisèrent les mêmes équations et codes que Santos-Costa [2001]. Cependant, une analyse détaillée des équations et codes proposés permet de montrer que la modélisation proposée est inexacte et donne des résultats non homogènes. En effet, le terme d'absorption $\frac{1}{\Gamma}$, qui doit être homogène à l'inverse d'un temps et exprimé en s^{-1} , est donné dans les précédents travaux par :

$$\frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{\tau_b} \int_{r_{lim}}^{r_{max}} \left[1 - \exp(-\langle l \rangle n' \pi r^2) \right] dr \quad [\text{m s}^{-1}] \quad (3.14)$$

Avec τ_b la période de rebond de la particule et $\langle l \rangle$ la distance parcourue dans l'anneau de poussière pendant une période de rebond et moyennée sur une coquille de dérive. La densité n'

n'est pas la même densité que celle que nous utilisons et est exprimée en m^{-3} . L'équation 3.14 montre que le coefficient d'absorption ainsi exprimé est homogène au produit d'une distance par l'inverse d'un temps, et non à l'inverse d'un temps. L'origine de cette erreur est détaillée dans Nénon [2016]. Cette thèse a ainsi permis de mettre en avant que les coefficients calculés par les précédents travaux sont incohérents.

Il a donc été nécessaire de remodeliser l'effet des anneaux de poussière. Pour cela, nous discutons tout d'abord de l'hypothèse de charge de surface des grains de poussière proposée par Sicard [2004], déterminons la probabilité de collision d'une particule piégée avec un grain de poussière pour ensuite définir les coefficients d'absorption, de friction en énergie et de diffusion en angle d'attaque liés à l'effet des anneaux en reprenant et améliorant la modélisation proposée par Santos-Costa [2001].

Charge de surface des grains de poussière

Sicard [2004] explique que les grains de poussière sont très sûrement chargés négativement en surface et que les électrons de haute énergie des ceintures de radiations ne peuvent donc pas percuter les grains car ils sont déviés par cette charge. Nous réfutons cette hypothèse car il faudrait des potentiels de plusieurs milliers de Volt à la surface des grains pour dévier des électrons relativistes. Or, ce potentiel n'est pas réaliste.

En effet, la section efficace de collision d'une poussière chargée en surface est donnée par [Havnes et al., 1987; Anuar et al., 2013] :

$$\sigma_s = \begin{cases} \pi r^2 \left(1 - \frac{q_i \cdot \Delta\phi}{\frac{1}{2} m_i v_i^2}\right) & \text{si } \frac{1}{2} m_i v_i^2 > |q_i \cdot \Delta\phi| \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad [\text{m}^2] \quad (3.15)$$

Avec r le rayon du grain de poussière, $\Delta\phi$ la différence de potentiel entre la surface de la poussière et le plasma environnant, m_i , q_i et v_i la masse, charge et vitesse de la particule incidente.

On remarque que si la charge des poussières est nulle, alors la section efficace de collision est égale à la section géométrique. De plus, si la charge de la poussière et la charge de la particule incidente sont de même signe, alors la poussière aura tendance à « repousser » la particule incidente et la section efficace de collision sera plus faible.

Pour un potentiel de surface donné, la plus forte variation de section efficace est obtenue pour des électrons de « faible » énergie. Pour des électrons de 100 keV, limite basse des énergies simulées dans la région des anneaux, le rapport $\frac{q_i \Delta\phi}{0,5 m_i v_i^2}$ atteint 0,02 pour une différence de potentiel de 2000 V et 0,09 pour 10000 V, ce qui est très faible devant 1. La variation de section efficace due à la charge de surface est donc négligeable pour ces différences de potentiels. De plus, les simulations de Hamilton et Krüger [2008] pour les grains des anneaux secondaires montrent que leur potentiel de surface s'élève à seulement quelques dizaines de Volt en valeur absolue, bien loin des potentiels nécessaires pour avoir une section efficace de collision qui tende vers 0.

Probabilité de collision avec un grain de poussière

La probabilité d'entrer en collision avec un grain de poussière dont le rayon est compris entre r et $r + \Delta r$ pendant un temps Δt est donnée par [Santos-Costa, 2001] :

$$\text{Proba}(r, \Delta r, \Delta t) = 1 - \exp\left(-l(\Delta t) \int_r^{r+\Delta r} \pi r'^2 n(r') dr'\right) \quad (3.16)$$

Avec $l(\Delta t)$ la longueur parcourue dans l'anneau le long de la trajectoire hélicoïdal de la particule pendant le temps Δt .

Coefficients d'absorption, de friction en énergie, de diffusion en angle d'attaque et de pertes par interaction nucléaire

Lorsqu'une particule chargée impacte un grain de poussière, celle-ci peut soit traverser la poussière, soit être absorbée par celle-ci [Santos-Costa, 2001], comme le montre la Figure 3.13. Lors d'un tel impact, on suppose que la trajectoire des particules chargées dans la matière est rectiligne. Nous montrons que cette hypothèse est vérifiée pour la population de « petits » grains (rayon inférieur à $100 \mu m$) lors du calcul de la déviation en angle d'attaque qui suit. Sous cette hypothèse, le grand nombre de particules chargées sur une coquille de dérive traverse en moyenne une distance dans la matière de $\frac{4}{\pi}r$ si elles ont une énergie suffisante pour ressortir du grain. En effet, si on repère le point d'entrée dans le grain par l'angle φ de la Figure 3.13, la distance parcourue est de $2.r \cdot \cos(\varphi)$. La répartition en angle φ est équiprobable, donc la distance moyenne parcourue est de :

$$d_{moy} = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} 2.r \cdot \cos(\varphi) d\varphi}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varphi} = \frac{4}{\pi} \cdot r \quad (3.17)$$

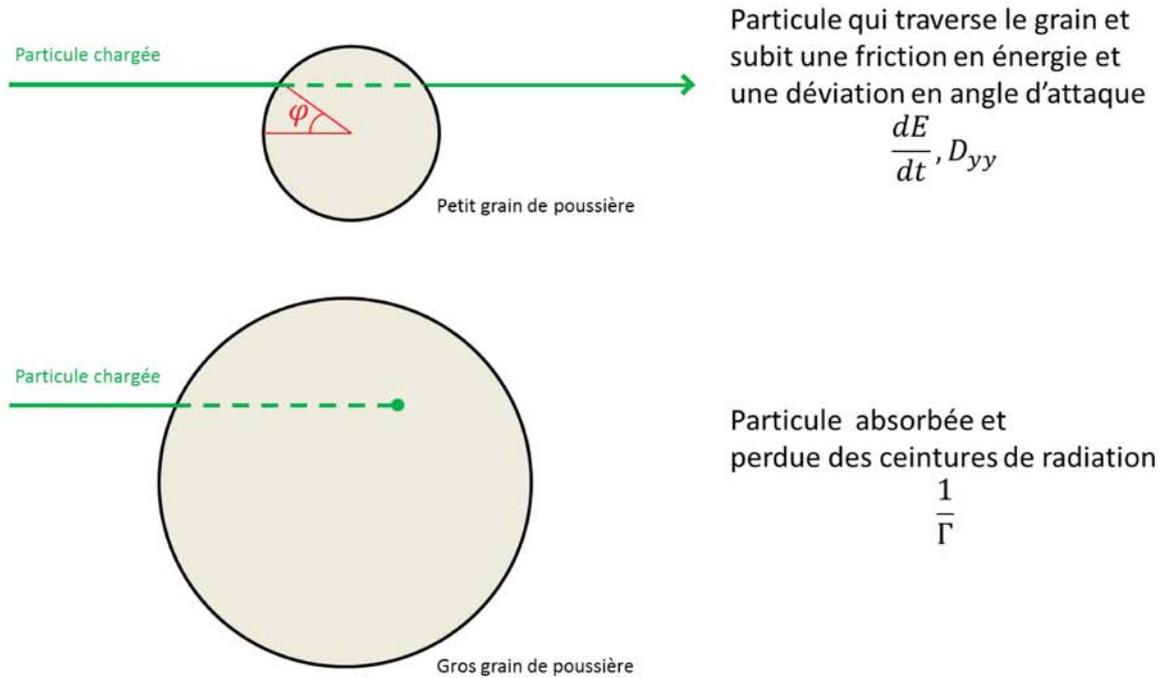


Figure 3.13 – Schéma de l'impact d'une particule chargée sur un grain de poussière. Les trajectoires à l'intérieur de la matière sont supposées rectilignes.

Très grosses poussières de l'anneau principal

La population de « très grosses poussières » de l'anneau principal absorbe les particules chargées quelle que soit leur énergie. Pour calculer le terme d'absorption associé, on suppose, comme Santos-Costa [2001], que les anneaux de poussière de Jupiter sont suffisamment peu denses pour que la probabilité d'entrer en collision avec deux grains pendant un mouvement de rebond soit négligeable devant la probabilité d'entrer avec un grain, qui est elle-même très faible. Le terme de perte est alors directement lié à la probabilité de collision pendant un mouvement de rebond :

$$\left. \frac{1}{\Gamma} \right|_{\text{très gros grains}} = \frac{1}{\tau_b} \left[1 - \exp \left(-\frac{\langle l \rangle}{H} \tau_{\text{très gros}} \right) \right] \quad [\text{s}^{-1}] \quad (3.18)$$

Avec $\tau_{\text{très gros}}$ la densité optique normale des très gros grains, H l'épaisseur de l'anneau, τ_b la période de rebond de la particule et $\langle l \rangle$ la distance parcourue dans l'anneau pendant un mouvement de rebond, moyenné sur la coquille de dérive. Le rapport $\frac{\tau_{\text{très gros}}}{H}$ permet d'avoir la quantité $\int_{r_{\text{min-très gros}}}^{r_{\text{max-très gros}}} \pi r'^2 n(r') dr'$ de l'équation 3.16.

Petites poussières

L'énergie des électrons et des protons simulés dans notre étude est suffisamment importante pour que ces particules puissent traverser n'importe quel grain avec un rayon inférieur à $100 \mu\text{m}$. Il n'y a donc pour cette population de grain pas de perte par absorption mais une dégradation en

énergie et une déviation de la trajectoire qui induit une diffusion en angle d'attaque équatorial. Les protons peuvent également subir des interactions nucléaires avec le noyau des atomes qui constituent les grains de poussière. Au cours de cette thèse, il a également été vérifié que l'échange de charge des protons piégés avec les atomes et molécules des grains de poussière est un processus très négligeable.

Friction en énergie

La dégradation en énergie subie lors de la traversée d'un petit grain de rayon r est de :

$$\Delta E = \frac{dE}{dl} \cdot \frac{4}{\pi} \cdot r \quad (3.19)$$

Avec $\frac{dE}{dl}$ le pouvoir d'arrêt de la silice qui compose les grains de poussière. Celui-ci est fourni par les bases de données du « National Institute of Standards and Technology » (NIST) qui s'appellent ESTAR pour les électrons et PSTAR pour les protons.

La dégradation en énergie par unité de temps induite par la population de petits grains ayant un rayon entre r et $r + \Delta r$ fait intervenir la probabilité de collision avec cette population :

$$\frac{dE}{dt} ([r, r + \Delta r]) = \frac{1}{\tau_b} \left[1 - \exp \left(-\langle l \rangle \int_r^{r+\Delta r} \pi r'^2 n(r') dr' \right) \right] \frac{dE}{dl} \cdot \frac{4}{\pi} \cdot r \quad (3.20)$$

Si Δr est choisi suffisamment petit, on peut développer l'exponentielle de l'expression précédente au premier ordre :

$$\frac{dE}{dt} ([r, r + \Delta r]) \approx \frac{\langle l \rangle}{\tau_b} \cdot \frac{4}{\pi} \cdot r \cdot \frac{dE}{dl} \cdot \int_r^{r+\Delta r} \pi r'^2 n(r') dr' \quad (3.21)$$

Si une nouvelle fois Δr est suffisamment petit, l'intégrale peut être approximée par l'intégrale d'une constante, ce qui donne :

$$\frac{dE}{dt} ([r, r + \Delta r]) \approx \frac{\langle l \rangle}{\tau_b} \cdot \frac{4}{\pi} \cdot r \cdot \frac{dE}{dl} \cdot \pi \cdot r^2 \cdot n(r) \Delta r = \frac{\langle l \rangle}{\tau_b} \cdot \frac{4}{\pi} \cdot \frac{dE}{dl} \cdot r^3 \cdot n(r) \Delta r \quad (3.22)$$

Afin d'obtenir la dégradation en énergie induite par l'ensemble de la population de petits grains, on fait une somme discrète sur un ensemble d'intervalles de taille Δr , ce qui revient, avec Δr suffisamment petit, à une intégrale :

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{petits grains}} = \frac{dE}{dl} \sum_r \frac{\langle l \rangle}{\tau_b} \cdot \frac{4}{\pi} \cdot \frac{dE}{dl} \cdot r^3 \cdot n(r) \Delta r$$

$$\boxed{\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{petits grains}} \approx \frac{\langle l \rangle}{\tau_b} \frac{dE}{dl} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}=100 \mu m} \frac{4}{\pi} \cdot r^3 \cdot n(r) \cdot dr} \quad [J s^{-1}] \quad (3.23)$$

Le coefficient ainsi proposé s'exprime en $J.s^{-1}$ ou $MeV.s^{-1}$, ce qui est homogène à un terme de friction en énergie. Le développement de l'exponentielle au premier ordre et la somme discrète ensuite réalisée sont valides si :

$$\langle l \rangle \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi r^2 n(r) dr \ll 1$$

Nous avons vérifié que c'est le cas au cours de cette thèse, puisque ce terme prend une valeur maximum d'environ 10^{-4} .

Diffusion en angle d'attaque équatorial

La déviation des particules qui traversent les petits grains de poussière est quantifiée avec la théorie de diffusion multiple [Mott et Massey, 1965 ; Highland, 1975], tel que proposé par Santos-Costa [2001]. Lors d'un parcours dans la matière d'une distance de $\frac{4}{\pi} \cdot r$, la répartition des angles de déviation suit une loi normale de moyenne nulle et d'écart-type θ_0 , tel que la probabilité que la déviation soit dans l'intervalle d'angle $[\Psi; \Psi + d\Psi]$ est donnée par :

$$P_{\text{déviation}}(\Psi, r) d\Psi = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0(r)} \exp\left(-\frac{\Psi^2}{2\theta_0^2(r)}\right) d\Psi \quad (3.24)$$

En particulier, on vérifie que $\int_{-\pi}^{\pi} P_{\text{déviation}}(\Psi, r) d\Psi = 1$.

L'écart-type θ_0 est donné par [Highland, 1975] :

$$\theta_0(r) = E_s \cdot \frac{E + E_0}{E(E + 2 \cdot E_0)} \cdot \sqrt{\frac{\frac{4}{\pi} r}{l_0}} \quad (3.25)$$

Avec $E_s = 15 \text{ MeV}$ et l_0 une longueur caractéristique appelée longueur de radiations, qui vaut $l_0 = 27,05 \text{ g.cm}^{-2}$ pour la silice.

Nous avons au cours de cette thèse vérifié la validité de la théorie des collisions multiples pour notre application avec les petits grains, c'est-à-dire pour des grains de poussière ayant un rayon allant jusqu'à $100 \mu m$ et des énergies cinétiques observables minimum (voir chapitre 2) de 8 MeV pour les électrons et 15 MeV pour les protons dans la région des anneaux. Pour cela, des simulations Monte-Carlo ont été réalisées avec le logiciel Geant-4 développé par le CERN [Agostinelli et al., 2003]. 100000 particules sont lancées en direction d'une surface plane dont l'épaisseur est choisie pour représenter la distance $\frac{4}{\pi} \cdot r$. L'histogramme des angles de déviation est représenté en bleu sur la Figure 3.14 et la loi normale prédite par la théorie des déviations multiples en rouge. Cette dernière est normalisée pour avoir le même maximum que l'histogramme, dont la valeur

absolue sur la Figure 3.14 dépend de la taille de l'intervalle utilisée pour créer l'histogramme.

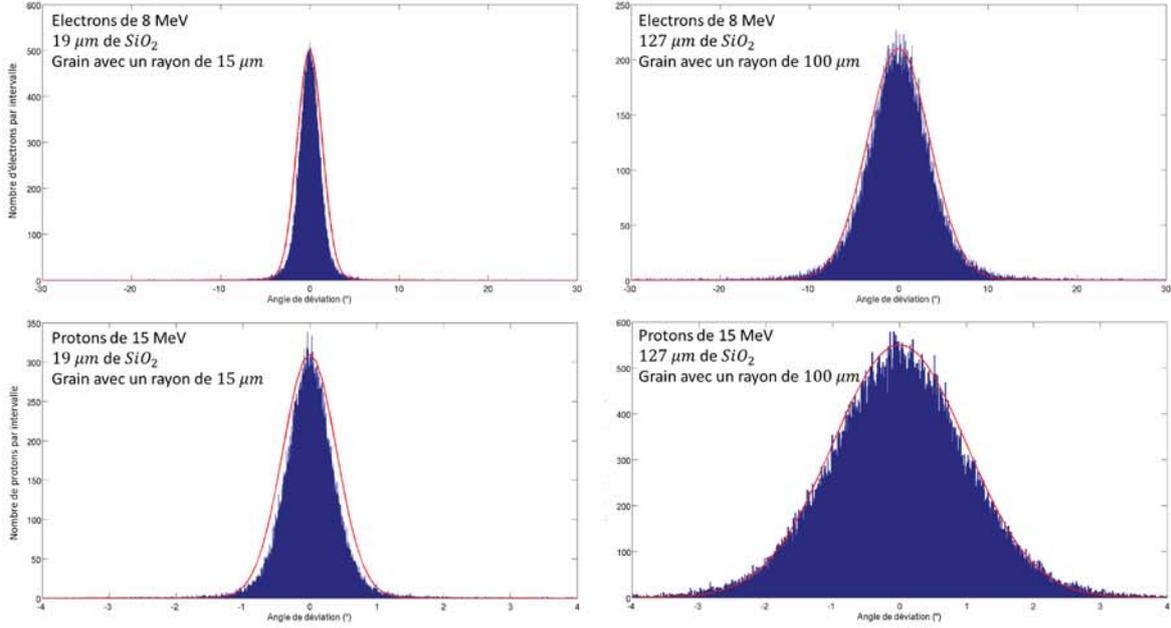


Figure 3.14 – Histogramme des angles de déviation à partir des simulations Geant-4 (en bleu) et loi normale prédite par la théorie des déviations multiples (en rouge). La taille de l'intervalle en angle de déviation utilisé pour créer les histogrammes est constante.

Les simulations Geant-4 confirment que l'angle de déviation suit une loi normale et on remarque que l'écart-type prédit par la théorie des déviations multiples est en très bon accord avec les simulations Monte-Carlo. Nous utilisons donc la théorie des déviations multiples dans notre étude. De plus, les angles de déviation sont faibles, inférieurs à 10° , ce qui valide l'hypothèse selon laquelle les trajectoires des particules dans la matière sont quasi rectilignes.

Le coefficient de diffusion en angle d'attaque équatorial D_{xx} , avec $x = \cos(\alpha_{eq})$, est donné par la moitié de la variation par unité de temps du carré de la déviation en x [Schulz et Lanzerotti, 1974] :

$$D_{xx} = \frac{1}{2} \frac{d(\Delta x)^2}{dt} \approx \frac{1}{2} \frac{(\Delta x)^2}{\Delta t} \quad (3.26)$$

Le coefficient de diffusion en angle d'attaque induit par la population des petits grains ayant un rayon compris entre r et $r + \Delta r$ est donné par :

$$D_{xx}(r, \Delta r) = \frac{\langle l \rangle}{2 \cdot \tau_b} \cdot n(r) \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \int_{-\pi}^{\pi} (\Delta x(\Psi))^2 P_{\text{déviations}}(\Psi, r) d\Psi \Delta r \quad (3.27)$$

Avec $(\Delta x(\Psi))^2$ la variation du cosinus de l'angle d'attaque équatorial induite par la déviation d'un angle Ψ à une position le long de la ligne de champ magnétique donnée. De la même façon que nous avons calculé la friction en énergie, on fait ensuite la somme discrète sur l'ensemble

des intervalles de taille Δr et on a :

$$D_{xx}|_{\text{petits grains}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\langle l \rangle}{\tau_b} \cdot \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} n(r) \cdot \pi \cdot r^2 \int_{-\pi}^{\pi} (\Delta x(\Psi))^2 P_{\text{déviation}}(\Psi, r) d\Psi dr \quad [\text{s}^{-1}] \quad (3.28)$$

Avec, d'après Beutier [1993] :

$$(\Delta x(\Psi))^2 = \frac{1}{2x^2} \left(x^2 - 1 + \frac{B_e}{B_l} \right) \left[2 \left(x^2 - 1 + \frac{B_e}{B_l} \right) (1 - \cos(\Psi))^2 + (1 - x^2) \sin^2(\Psi) \right] \quad (3.29)$$

Le rapport de l'intensité du champ magnétique local à l'amplitude du champ à l'équateur magnétique qui intervient dans l'équation précédente doit être évalué le long de la trajectoire hélicoïdale de la particule dans l'anneau de poussière. En pratique, $\frac{B_e}{B_l}$ est proche de 1 dans la région des anneaux, ce qui simplifie l'expression de $(\Delta x(\Psi))^2$:

$$(\Delta x(\Psi))^2 = \frac{1}{2} \left[2x^2 (1 - \cos(\Psi))^2 + (1 - x^2) \sin^2(\Psi) \right] \quad (3.30)$$

Interaction nucléaire

Les protons peuvent avoir des interactions nucléaires avec les noyaux des atomes qui constituent les grains de poussière. Lors d'une telle interaction, le proton incident perd subitement une grande partie de son énergie. Par simplicité, nous supposons que le proton incident est alors perdu, ce qui revient à majorer l'effet des interactions nucléaires. La section 3.4.9 montrera que ce terme de perte est négligeable devant les autres processus. Ainsi, l'hypothèse précédente n'influe pas sur les résultats de notre étude. Le terme de perte associé aux interactions nucléaires avec les grains de poussière est donné par :

$$\frac{1}{\Gamma}|_{\text{petits grains}} = \frac{\langle l \rangle}{\tau_b} \frac{\rho}{m_{S_iO_2}} \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \sigma_{\text{nuc}} \cdot \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} n(r) \cdot r^3 \cdot dr \quad [\text{s}^{-1}] \quad (3.31)$$

Avec ρ la densité du dioxyde de silicium, $m_{S_iO_2}$ la masse d'une molécule de dioxyde de silicium et σ_{nuc} la section efficace d'interaction nucléaire, fournie par Janni [1982].

Poussières de tailles intermédiaires dans l'anneau principal

Pour les grains de poussière dont le rayon est supérieur à $100 \mu m$ mais inférieur au centimètre, les particules incidentes peuvent traverser le grain ou être absorbées. Cela dépend de leur énergie cinétique initiale. On peut réutiliser les expressions précédemment proposées en définissant un rayon de grain limite r_{lim} qui définit les populations qui absorbent ou non une particule d'une énergie cinétique donnée :

$$\frac{4}{\pi} \cdot r_{\text{lim}} = \frac{E}{dE/dl} \quad (3.32)$$

L'intégrale pour calculer le coefficient d'absorption doit alors être évaluée de r_{lim} à r_{max} et les intégrales pour la friction en énergie et la diffusion en angle d'attaque de r_{min} à r_{lim} .

Cette approche est simple à implémenter mais sa validité est discutable. En particulier, la théorie des collisions multiples ne s'applique plus pour des forts angles de déviation et conserver un pouvoir d'arrêt dE/dl constant lors de la traversée du grain n'est plus approprié. Cela reste néanmoins une solution pour un premier calcul de l'effet des poussières de taille intermédiaire.

3.4.8 Interaction onde-particule

Ondes avec $f > f_c$

Les ondes ayant des fréquences supérieures à la gyrofréquence des particules (f_c) peuvent interagir avec celles-ci. Ainsi, il est possible que les ondes électrostatiques « Electron Cyclotron Harmonic » (ECH) et les ondes électromagnétiques de mode Z accélèrent les électrons au-delà de l'orbite d'Europe [Menietti et al., 2012], tout comme il est possible que ce soit le cas autour de la Terre pour les ondes de mode Z [Glauert et Horne, 2005]. Cependant, l'effet des ondes se propageant à des fréquences inférieures à la gyrofréquence des particules ($f < f_c$) semble autour de la Terre prépondérant devant celui des ondes avec des fréquences supérieures ($f > f_c$) [Thorne et al., 2010]. De plus, il n'existe actuellement pas d'outil pour quantifier l'effet de ces dernières sur les particules des ceintures de radiations. C'est pourquoi notre étude se concentre sur les ondes avec $f < f_c$ et nous négligeons la contribution des ondes de plus haute fréquence devant celles-ci.

Ondes avec $f < f_c$

Les ondes électromagnétiques qui se propagent dans la magnétosphère interne à des fréquences inférieures à la gyrofréquence des particules chargées peuvent modifier le champ électromagnétique vu par la particule sur un temps inférieur à la période de giration. Les premier et deuxième invariants adiabatiques sont alors violés, ce qui en d'autres termes signifie que la particule peut être accélérée, freinée ou déviée par la perturbation du champ électromagnétique transportée par l'onde. On a donc une diffusion en angle d'attaque équatorial D_{yy} , en énergie D_{EE} et croisée $D_{yE} = D_{Ey}$. Le schéma numérique explicite utilisé pour la résolution de l'équation de Fokker-Planck (voir section 3.2) ne permet pas d'inclure le coefficient mixte D_{yE} au modèle Salammbô. Des travaux sont en cours dans le cas de la Terre pour implémenter un schéma implicite dans le code de ceintures de radiations qui permettra de tenir compte de ce terme croisé. Nous sommes pour l'instant contraints de supposer l'effet du coefficient mixte négligeable devant les coefficients de diffusion en angle d'attaque et énergie.

La contrainte de fréquence $f < f_c$ implique que les ondes de type « Choeur » et « Souffle » détectées par Galileo-PWS (voir section 1.1.6) peuvent interagir avec les électrons piégés mais pas avec les protons. Les ondes « EMIC » détectées par Galileo-MAG peuvent quand à elle interagir à la fois avec les protons et les électrons.

L'interaction des ondes électromagnétiques avec les particules des ceintures de radiations de Jupiter a été assez peu étudiée. Pour les protons, aucun travail antécédent au nôtre n'existe, ce qui fait que l'effet des EMIC détectées par Galileo-MAG près de Io sur les protons piégés est pour la première fois étudié au cours de cette thèse. Pour les électrons, les travaux existants ne s'intéressent qu'aux ondes de type « Choeur », séparées en deux bandes de fréquence distinctes : les « lower band chorus » et les « upper band chorus ».

Horne et al. [2008] s'intéressa à l'effet des ondes Choeur et montra que ces ondes peuvent accélérer les électrons à $L=10$ et ainsi créer des électrons de 1 MeV à partir d'un réservoir d'électrons de 100 keV. Shprits et al. [2012] arriva à la même conclusion et précisa que la distribution en latitude des ondes peut influencer les coefficients de diffusions. Woodfield et al. [2013] repris les travaux de Horne et al. [2008] et Woodfield et al. [2014] ajouta le processus de diffusion radiale à l'effet des ondes pour simuler les distributions d'électrons. Cependant, les précédents travaux reposent sur des intensités des ondes « Choeur » issues de Horne et al. [2008] qui étaient des intensités très préliminaires issues des données de Galileo-PWS. Nos travaux ainsi que ceux de Menietti et al. [2016] montrent que les intensités utilisées à cette époque surestiment la moyenne relevée par Galileo-PWS d'environ deux ordres de grandeurs. De plus, les précédents travaux cherchent avant tout à montrer l'accélération des électrons liée au terme de diffusion en énergie D_{EE} . L'effet du terme de diffusion en angle d'attaque D_{yy} n'est pas discutée alors que cela peut entraîner une précipitation des électrons dans l'atmosphère de Jupiter et donc des pertes. Soria-Santacruz et al. [2017] utilisèrent pour la première fois des intensités pour les ondes « Choeur » plus réalistes et issues du « survey » établi par Menietti et al. [2016]. Les auteurs précédents concluent qu'une accélération des électrons par les ondes « Choeur » est possible mais que les pertes par précipitation des particules peuvent être importantes. Finalement, de Soria-Santacruz et al. [2017] concluent que la distribution en latitude de l'intensité magnétique spectrale des ondes n'influe que très peu sur les coefficients de diffusion calculés. Cependant, l'ensemble des conclusions des études existantes ne peuvent pas être validées par rapport à des mesures in-situ des ceintures de radiations à cause de la méthode utilisée pour quantifier l'effet des coefficients sur la distribution des électrons.

En effet, dans ces travaux, une distribution d'électrons initiale est supposée et l'équation de Fokker-Planck dynamique, avec $df/dt \neq 0$, est résolue. L'évolution de la distribution des électrons avec le temps est ensuite discutée, mais il est impossible avec une telle approche de valider les conclusions des simulations par rapport aux observations de flux. Woodfield et al. [2014] et de Soria-Santacruz et al. [2017] mettent en avant que les résultats de simulation de l'évolution des distributions d'électrons sont fortement dépendants de la distribution choisie au temps initial. Cette distribution n'est pas connue, puisque les mesures de flux in-situ nous renseignent sur la distribution obtenue en tenant compte de l'effet des ondes, mesures qui sont donc comparables à la distribution finale simulée par les précédents auteurs.

Notre approche est différente de celle adoptée dans la littérature. Nous allons, tout comme les auteurs précédents, calculer les coefficients de diffusion en angle d'attaque et en énergie D_{yy} et D_{EE} . Ces coefficients seront ensuite injectés dans le modèle Salammbô où la distribution

des particules est obtenue en résolvant l'équation de Fokker-Planck statique, c'est-à-dire avec $df/dt = 0$. La distribution ainsi obtenue sera ensuite comparée aux mesures de flux in-situ. Notre approche ne nécessite pas de connaître la distribution en angle d'attaque et énergie des particules avant que l'interaction onde-particule n'ait modifié celle-ci. Si l'interaction onde-particule se révèle être un processus physique prépondérant au sein des ceintures de radiations, notre approche permet de le vérifier par rapport aux mesures de flux de particules.

Calcul des coefficients de diffusion

Les modélisations de l'interaction onde-particule pour les ceintures de radiations reposent principalement sur la théorie quasi-linéaire définie par [Kennel et Engelmann, 1966] et développée ensuite par [Lyons, 1974a ; 1974b] et [Albert,1999 ; 2005]. La théorie quasi-linéaire suppose que la perturbation engendrée par l'onde sur l'électron est suffisamment faible pour pouvoir négliger la modification de l'onde par l'électron.

L'implémentation de la théorie quasi-linéaire pour des modèles à trois dimensions des ceintures de radiations est assez récente et nous pouvons citer trois logiciels de calcul d'interaction onde-particule :

- PADIE (Pitch-Angle Diffusion of Ions and Electrons), développé par le laboratoire du British Antarctic Survey [Glauert et Horne, 2005], et utilisé par Horne et al. [2008] et Woodfield et al. [2013,2014].
- FDC (Full Diffusion Code), développé par l'université de UCLA [Ni et al., 2008],[Shprits et al., 2009], et utilisé pour Jupiter par Shprits et al. [2012] et de Soria-Santacruz et al. [2017].
- WAPI (Wave-Particle Interaction), développé par l'ONERA [Boscher et al., 2007 ; Sicard-Piet et al., 2014].

Nous utilisons le logiciel WAPI au cours de cette thèse pour calculer les coefficients de diffusion en angle d'attaque et énergie. La théorie quasi-linéaire qu'implémente WAPI est détaillée ci-après afin de mettre en avant les paramètres clefs qui régissent l'intensité des coefficients de diffusion.

Théorie quasi-linéaire

L'interaction onde-particule est une interaction résonante qui se produit lorsque la particule en giration autour de la ligne de champ « voit » le champ de l'onde avec une phase constante. Cela est vérifié si et seulement si l'onde a une fréquence w qui, en tenant compte de l'effet Doppler, est en résonance avec la gyrofréquence de la particule. Cette condition est exprimée par l'expression suivante, appelée « condition de résonance » :

$$w - k_{\parallel} \cdot v_{\parallel} = n \cdot \Omega_{e,p} / \gamma \quad (3.33)$$

Avec w la fréquence de l'onde qui résonne, appelée fréquence de résonance, et k_{\parallel} la composante parallèle au champ magnétique du vecteur d'onde $|k_{\parallel}| = \frac{w}{v_w}$ en notant v_w la vitesse de propa-

gation de l'onde parallèle au champ magnétique. v_{\parallel} est la vitesse de la particule piégée parallèle au champ magnétique. $\Omega_{e,p}$ est la gyrofréquence de la particule et contient le signe de la charge, tel que $\Omega_e = -|\Omega_e|$ et $\Omega_p = +|\Omega_p|$. γ est le facteur de Lorentz de la particule et n le numéro de l'harmonique de résonance.

Les fréquences de résonance qui peuvent contribuer à la diffusion des particules piégées doivent également satisfaire la relation de dispersion associée au plasma froid magnétisé dans lequel l'interaction peut se produire [Boscher et al., 2007]. Celle-ci établie le lien entre le vecteur d'onde et la fréquence de l'onde à partir des caractéristiques du champ magnétique et du plasma froid par :

$$D(w, k, X) = (S.X^2 + P) \mu^4 - (R.L.X^2 + P.S [2 + X^2]) \mu^2 + P.R.L (1 + X^2) = 0 \quad (3.34)$$

Avec μ l'indice de réfraction de l'onde, $\mu = c \frac{|k|}{w}$. R, L, S et P sont les paramètres de Stix et font intervenir les gyrofréquences et fréquences plasma $w_{p_i} = \sqrt{\frac{n_i q_i^2}{m_{0_i} \epsilon_0}}$ des espèces i , et en particulier la densité électronique n_e . $X = \tan(\Psi)$ avec Ψ l'angle de propagation de l'onde par rapport au champ magnétique.

Pour chaque angle de propagation de l'onde et pour chaque harmonique de résonance n , le code WAPI cherche les fréquences de résonance. Elles sont au maximum de 3 [Boscher et al., 2007]. L'équation de résonance donne le vecteur d'onde en fonction de la fréquence :

$$|k| = \frac{w - n\Omega_{e,p}/\gamma}{v_{\parallel} \cdot \cos(\Psi)} \quad (3.35)$$

L'équation de dispersion est ensuite utilisée pour calculer les fréquences de résonance. Les fréquences négatives, complexes ou en dehors du spectre en fréquence des ondes considéré ne sont pas conservées.

Enfin, les coefficients de diffusion en angle d'attaque $D_{\alpha\alpha}^{nX}$ (lié à D_{yy}) et impulsion D_{pp}^{nX} (lié à D_{EE}) sont calculés pour chaque n et chaque X à partir de l'intensité magnétique de l'onde à la fréquence de résonance w_i , notée $B^2(w_i)$ et exprimée en $nT^2.Hz^{-1}$ et à partir de la distribution en angle de propagation des ondes, notée $g(X)$:

$$D_{\alpha\alpha}^{nX} = \frac{1}{p^2} \frac{q^2 w_i^2}{4\pi (1 + X^2) N(w_i)} \left[\frac{n\Omega_{e,p}/(\gamma w_i) - \sin^2(\alpha)}{\cos(\alpha)} \right]^2 \cdot B^2(w_i) \cdot g(X) \frac{|\Phi_{n,k}|^2}{v_{\parallel} \left| 1 - \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial w}{\partial k_{\parallel}} \right|} \Bigg|_{k_{\parallel i}} \quad (3.36)$$

$$D_{pp}^{nX} = D_{\alpha\alpha}^{nX} \left[\frac{\sin(\alpha) \cos(\alpha)}{n\Omega_{e,p}/(\gamma w_i) - \sin^2(\alpha)} \right]^2 \quad (3.37)$$

Les termes $|\Phi_{n,k}|^2$ et $N(w_i)$ sont détaillés par Boscher et al. [2007] et sont indépendants de

$B^2(w_i)$ et $g(X)$. On note ainsi que les coefficients de diffusion sont linéaires en $B^2(w_i)$ et $g(X)$.

Le coefficient de diffusion total est finalement obtenu en sommant sur les fréquences de résonance, intégrant selon X , sommant selon n et moyennant sur le mouvement de rebond. La conversion de $D_{\alpha\alpha}$ à D_{yy} et D_{pp} à D_{EE} est donnée par :

$$D_{yy} = \cos^2(\alpha_{eq}) D_{\alpha\alpha} \quad (3.38)$$

$$D_{EE} = \left[\frac{E(E + 2E_0)}{E + E_0} \right]^2 D_{pp} \quad (3.39)$$

Validation du code WAPI

Boscher et al. [2007] présentent en détail des comparaisons entre les résultats de WAPI et la littérature pour les ondes autour de la Terre de type « Choeur », « EMIC » (électrons et protons), « Souffle » et « Whistler ». Le très bon accord (discuté en détail par Boscher et al. [2007]) avec les résultats des logiciels de différentes équipes permet d'affirmer que WAPI peut être utilisé pour calculer les coefficients de diffusion liés à l'interaction résonante des ondes ($f < f_c$) avec les électrons et protons piégés des ceintures de radiations.

Le même effort de comparaison des résultats WAPI avec les résultats issus des codes PADIE et FDC a été mené au cours de cette thèse dans le cas de Jupiter et est détaillé dans l'annexe B, afin d'une nouvelle fois confronter WAPI aux codes concurrents et ainsi valider l'implémentation de la théorie quasi-linéaire.

Paramètres d'entrée adoptés pour le calcul d'interaction onde-particule

La densité spectrale magnétique $B^2(w)$ et la distribution des angles de propagation des ondes $g(X)$ sont représentées avec des fonctions gaussiennes, comme fait pour les logiciels FDC et PADIE :

$$B^2(w) = \begin{cases} A^2 \exp \left[- \left(\frac{w-w_m}{\delta w} \right)^2 \right] & \text{pour } w_{lc} \leq w \leq w_{uc} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.40)$$

$$g(X) = \begin{cases} \exp \left[- \left(\frac{X-X_m}{\delta X} \right)^2 \right] & \text{pour } X_{\min} \leq X \leq X_{\max} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.41)$$

Galileo resta dans le plan équatorial de Jupiter pendant toute sa mission. Ainsi, les mesures d'onde ne sont disponibles, en tenant compte de l'inclinaison du champ magnétique, que pour des latitudes magnétiques comprises entre -10° et $+10^\circ$. **Nous faisons l'hypothèse dans cette thèse que l'effet des ondes dans cette plage de latitude est très supérieur à l'effet des ondes pour des latitudes plus importantes.** Galileo nous oblige à faire une telle hypothèse, également utilisée par Horne et al. [2008], Shprits et al. [2012], Woodfield et al. [2013, 2014] et de Soria-Santacruz et al. [2017]. La sensibilité des coefficients de diffusion calculés à cette hypothèse est discutée par la suite.

Nous n'avons que très peu de mesures des ondes EMIC par Galileo-MAG (voir section 1.1.6). Leur existence près de l'orbite de Io est avérée mais ces ondes ne semblent pas exister dans d'autres régions de la magnétosphère interne. **Nous supposons que les ondes EMIC n'ont un effet que près de l'orbite de la lune Io.**

Il n'y a que très peu de mesures de Galileo-PWS à l'intérieur de l'orbite de Io. **Nous supposons que les ondes « Souffle » et « Choeur » n'agissent qu'au-delà de l'orbite de Io, soit pour $L \geq 6$.** L'ensemble des études dans la littérature adopte cette hypothèse. L'origine des ondes étant très sûrement le magnétodisque (voir section 1.1.6), il apparaît probable que celles-ci ne soient plus présentes à l'intérieur de l'orbite de Io où le plasma dense n'existe plus. De plus, l'absence d'un plasma dense est un frein à l'interaction onde-particule. Ainsi, la discontinuité en L introduite dans Salammbô pour l'interaction onde-particule est à relier à la discontinuité de la densité électronique, qui décroît très fortement à l'intérieur de l'orbite de Io.

Le Tableau 3.4 donne l'ensemble des entrées nécessaires au calcul des coefficients de diffusion liés à l'interaction onde-particule grâce au logiciel WAPI. Les solutions retenues y sont également détaillées.

Des hypothèses ont été formulées pour les paramètres d'entrée du calcul d'interaction onde-particule. Nous étudions ci-après la sensibilité des coefficients de diffusion à ces paramètres d'entrée, afin de déterminer quelles hypothèses peuvent influencer nos résultats.

Etude de la sensibilité aux paramètres d'entrée

Intensité spectrale des ondes $B^2(w)$

Les équations 3.36 et 3.37 montrent que les coefficients de diffusion sont directement proportionnels à l'intensité spectrale des ondes $B^2(w)$.

Angle de propagation des ondes $g(X)$

La sensibilité aux hypothèses sur les paramètres δX et X_{\max} a été étudiée au cours de cette thèse.

Utiliser $X_{\max} = \tan(50^\circ)$ ou $X_{\max} = \tan(40^\circ)$ à la place de $X_{\max} = \tan(70^\circ)$ ne change pas les coefficients de diffusion calculés.

La variation des coefficients de diffusion avec la largeur δX de la gaussienne est également très faible, moins de 2% pour $\delta X = 15^\circ$ ou $\delta X = 45^\circ$ au lieu de $\delta X = 30^\circ$.

Le paramètre clef dans la répartition en angle des ondes est l'angle moyen de propagation X_m , que nous supposons nul dans notre étude conformément aux observations des ondes (voir section 1.1.5).

Distribution en latitude

| Entrée pour le calcul d'interaction onde-particule | Solution retenue pour les ondes détectées par Galileo-PWS $f \geq 5 \text{ Hz}$ | Solution retenue pour les ondes EMIC détectées par Galileo-MAG $0,4 \text{ Hz} \leq f \leq 0,7 \text{ Hz}$ |
|--|---|--|
| Champ magnétique | O6 + Khurana [1997] | |
| Densité électronique de plasma froid | Bagenal et al. [2011] à l'équateur et la distribution J3 de Shprits et al. [2012] pour la répartition en latitude | |
| Densité des ions | Bagenal [1994] | |
| Nombre d'harmonique de résonance considéré | Formule de Boscher et al. [2007] | |
| Polarisation | Droite | Gauche |
| Densité spectrale magnétique des ondes $B^2(w)$ | 5 fonctions gaussiennes représentant le 90 percentile des mesures de Galileo-PWS (voir section 1.1.6) | Constante entre 0,4 et 0,7 Hz ($\delta w \rightarrow +\infty$) et nulle en dehors de cet intervalle de fréquence. La valeur de la constante est réglée pour reproduire les observations de protons (voir chapitre 4) et vaut $2 nT^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. |
| Répartition des angles de propagation des ondes par rapport au champ magnétique $g(X)$ | $X_{\min} = \tan(0^\circ), X_{\max} = \tan(70^\circ), X_m = \tan(0^\circ), \delta X = \tan(30^\circ)$ | |
| Distribution en L des ondes | $6 \leq L \leq 9,5$ | $L \approx 6$ seulement |
| Distribution en latitude des ondes | L'intensité spectrale magnétique des ondes est supposée constante entre -10° et $+10^\circ$ de latitude magnétique et nulle en dehors de cet intervalle. | |

Tableau 3.4 – Entrées pour le calcul de l'effet de l'interaction onde-particule sur les électrons et protons piégés.

Shprits et al. [2012] et Woodfield et al. [2013] discutent de l'hypothèse de restreindre l'effet des ondes à des latitudes magnétiques de $\pm 10^\circ$, $\pm 30^\circ$ ou $\pm 45^\circ$ et montrent que les coefficients de diffusion peuvent être augmentés en supposant une plage en latitude plus large et une intensité spectrale magnétique constante avec la latitude. Cependant, il est également précisé que ces conclusions dépendent fortement de l'atténuation de l'intensité des ondes avec la latitude.

de Soria-Santacruz et al. [2017] utilisent une distribution de l'intensité des ondes qui inclue une atténuation des ondes avec la latitude magnétique. Les précédents auteurs montrent alors que les coefficients de diffusion calculés pour des latitudes de $\pm 15^\circ$ sont très semblables à ceux calculés pour des latitudes de $\pm 35^\circ$. Ainsi, l'étude précédente valide notre hypothèse de ne calculer l'effet des ondes que pour des latitudes de $\pm 10^\circ$.

Densité électronique du plasma froid n_e

Sicard-Piet et al. [2014] montrent qu'une forte variation de la densité électronique du plasma froid (environ deux décades) dans les ceintures de radiations terrestres modifie considérablement les coefficients de diffusion liés à l'interaction onde-particule. La densité n_e règle la relation de dispersion des ondes et donc la relation entre énergie des électrons et fréquence des ondes.

La Figure 3.15 montre l'effet de diviser la densité électronique par 3 ou par 10 en utilisant les entrées pour le calcul d'interaction onde-particule fournies par Woodfield et al. [2013]. Diminuer la densité électronique tout en gardant la même plage de fréquence pour les ondes « décale » la relation entre la fréquence des ondes et l'énergie des électrons vers les hautes énergies cinétiques. En effet, on constate que le maximum à faible angle d'attaque est observé à une énergie d'environ $6.10^{-2} MeV$ pour n_e , $2.10^{-1} MeV$ pour $n_e/3$ et $4.10^{-1} MeV$ pour $n_e/10$. L'intensité maximum des coefficients de diffusion ne change pas avec la densité électronique.

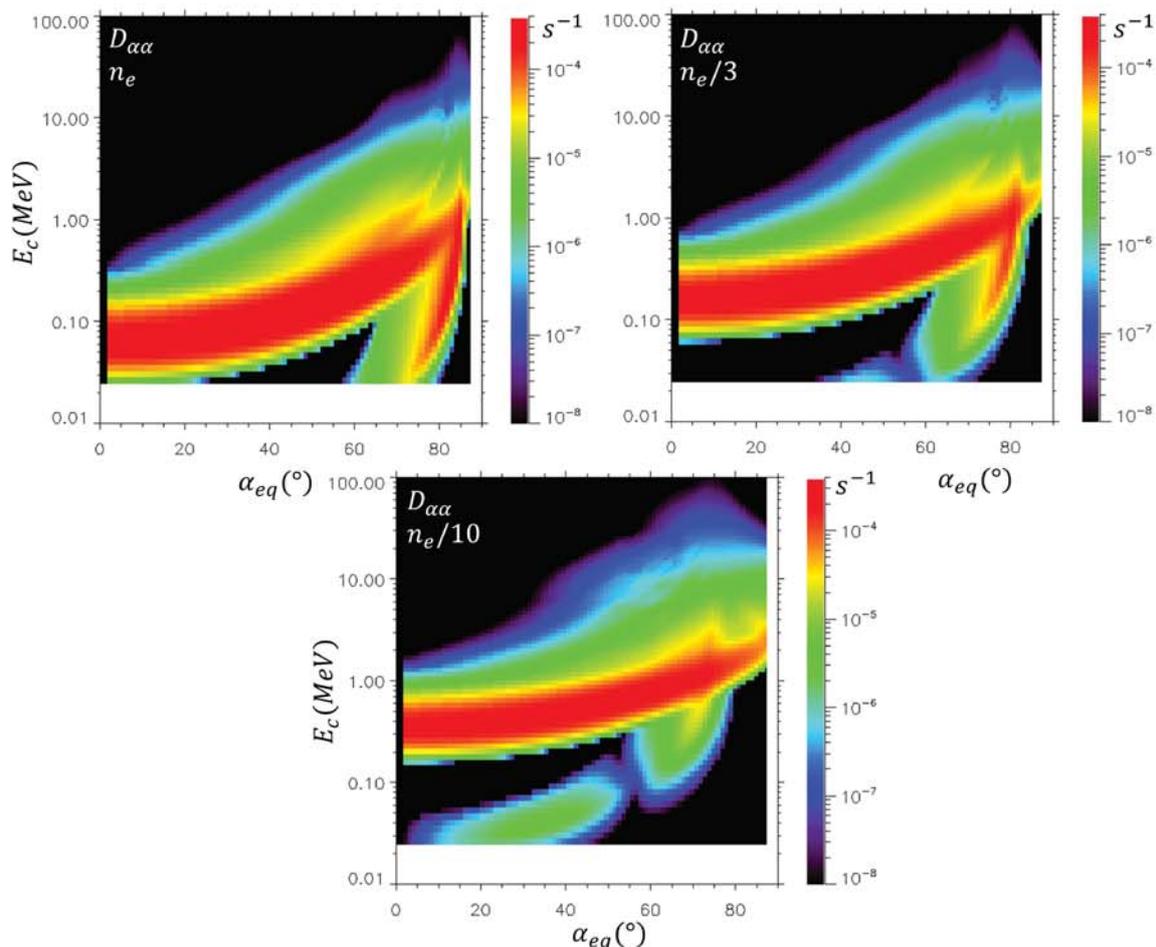


Figure 3.15 – Coefficients de diffusion en angle d’attaque $D_{\alpha\alpha}$ calculés avec les paramètres d’entrée de Woodfield et al. [2013] à $L = 10$ avec la densité électronique du plasma froid divisée par 3 et par 10.

Nous utilisons dans cette étude la densité électronique moyenne fournie par Bagenal et Delamere [2011] à l’équateur. Celle-ci est adaptée au développement du modèle moyen ou « équilibré » qu’est Salammbô. Bagenal et Delamere [2011] et Bagenal et al. [2015] montrent que cette densité évolue d’environ un facteur 3 au cours du temps à l’orbite d’Europe (voir section 1.1.5). Son évolution avec le temps au-delà de l’orbite de la lune glacée est plus forte. Nous étudierons dans le chapitre 5 la possibilité que cette densité, paramètre clef pour l’interaction onde-particule, puisse expliquer la variabilité temporelle observée au-delà de l’orbite d’Europe dans les mesures de flux d’électron par Galileo-EPD.

3.4.9 Synthèse sur les processus physiques

Le Tableau 3.5 récapitule l’effet de l’environnement de la magnétosphère interne de Jupiter sur les électrons et protons piégés et met en avant l’apport de cette thèse à la modélisation des processus physiques. Les processus physiques entraînent des pertes de particule à travers le terme

d'absorption $\frac{1}{F}$, de la friction en énergie $\frac{dE}{dt}$, de la diffusion en énergie D_{EE} , de la friction en angle d'attaque équatorial $\frac{dy}{dt}$, de la diffusion en angle d'attaque équatorial D_{yy} et de la diffusion sur le paramètre de Mc Ilwain D_{LL} . Il est important de noter ici que certains processus, comme la diffusion radiale ou l'absorption par les lunes sont communs aux électrons et protons. Ainsi, la validation dans la section 4.2 du modèle électron amène à confirmer les processus physiques agissant sur les électrons mais aussi sur les protons. Inversement, la validation du modèle proton renforce les processus physiques modélisés pour les électrons.

Nous comparons désormais l'effet des différents processus physiques agissant sur les électrons et protons piégés à partir des coefficients d'absorption, de friction et de diffusion calculés dans cette étude. L'objectif est ici de pouvoir discuter de l'importance relative et absolue des processus physiques à partir des coefficients : quels processus prédominent et quels processus sont négligeables ?

Afin de comparer ces coefficients, ils sont normalisés pour être exprimés en s^{-1} . Ainsi, le terme de diffusion en énergie cinétique D_{EE} (en $MeV^2.s^{-1}$) est divisé par l'énergie cinétique au carré E^2 et le terme de friction $\frac{dE}{dt}$ (en $MeV.s^{-1}$) est divisé par l'énergie cinétique.

Seuls les coefficients de même nature peuvent être directement comparés, comme par exemple le terme de friction $\frac{1}{E} \frac{dE}{dt}$ lié au rayonnement synchrotron et le terme $\frac{1}{E} \frac{dE}{dt}$ lié aux anneaux. Il n'est pas possible de comparer par exemple D_{yy} avec D_{LL} puisque ces deux coefficients n'interviennent pas de la même façon dans l'équation de diffusion (voir section 3.2). Pourtant, une telle comparaison donne une information à l'ordre 0 de l'importance relative des processus physiques [Santos-Costa, 2001 ; Sicard, 2004 ; Lorenzato, 2012]. En effet, si le coefficient d'un processus est plusieurs ordres de grandeurs supérieur à celui d'un autre, il est très probable que le premier processus domine le deuxième. Inversement, si l'un a un coefficient plusieurs ordres de grandeurs inférieur à l'autre, alors il pourra être considéré comme négligeable devant celui-ci. Afin de pleinement pouvoir discuter l'importance des processus physiques, il est nécessaire de résoudre l'équation de diffusion et de tenir compte des gradients de la fonction de distribution qui interviennent dans celle-ci. Les chapitres 4 et 5 permettront de discuter l'importance relative et absolue des processus physiques après résolution de l'équation de Fokker-Planck.

Quoi qu'il en soit, un processus physique peut être considéré, à l'ordre 0, comme un mécanisme important des ceintures de radiations si son coefficient d'absorption, de friction ou de diffusion est proche ou supérieur au coefficient de diffusion radiale D_{LL} [Santos-Costa, 2001 ; Sicard, 2004 ; Lorenzato, 2012]. Nous nous concentrons dans un premier temps sur les diffusions en angle d'attaque et énergie induites par l'interaction onde-particule puis discutons dans un deuxième temps les autres processus.

La Figure 3.16 montre les coefficients de diffusion en angle d'attaque et en énergie liés à l'interaction entre les électrons piégés et les ondes détectées par Galileo-PWS (« Souffle » et « Choeur ») pour $6 \leq L \leq 9,5$. L'intensité des coefficients de diffusion obtenus augmente avec le paramètre L . Cela ne provient pas de l'intensité des ondes qui évoluerait avec la distance au

| Environnement de la magnétosphère interne | Effet sur les électrons | Effet sur les protons | Commentaire |
|--|---|--|--|
| Variations du champ électromagnétique planétaire | Diffusion radiale D_{LL} | | Ajustée pour reproduire les observations. Identique pour les électrons et les protons (voir section 3.4.1). |
| Rayons galactiques cosmiques | Aucun | Source CRAND | Source négligée (voir section 3.4.2). |
| Intensité du champ magnétique | Rayonnement synchrotron $\frac{dy}{dt}, \frac{dE}{dt}$ | Aucun | Modélisé par Santos-Costa [2001] (voir section 3.4.3). |
| Atmosphère de Jupiter | Collisions coulombiennes : D_{yy} et $\frac{dE}{dt}$ et cône de perte | Collisions coulombiennes, cône de perte, pertes par échange de charge et interactions nucléaires | Modélisé par Sicard [2004] |
| Plasma froid | Collisions coulombiennes | | Modélisé au cours de cette thèse (voir section 3.4.4) |
| Tores de gaz neutres de Io et d'Europe | Aucun | Pertes par échange de charge | Modélisé au cours de cette thèse (voir section 3.4.5) |
| Lunes | Pertes par absorption | | Théorie développée par Santos-Costa [2001] et Sicard [2004]. Codes de calculs assainis. Io est désormais considéré comme un corps absorbeur, contrairement à Sicard [2004] (voir section 3.4.6). |
| Anneaux de poussière | $\frac{1}{\Gamma}, \frac{dE}{dt}, \frac{dy}{dt}$ | $\frac{1}{\Gamma}, \frac{dE}{dt}, \frac{dy}{dt}$ et interactions nucléaires | Repris au cours de cette thèse (voir section 3.4.7) |
| Ondes Souffle et Choeur | D_{yy}, D_{EE} | Aucun | Modélisé au cours de cette thèse (voir section 3.4.8) |
| Ondes EMIC | D_{yy}, D_{EE} | | Modélisé au cours de cette thèse (voir section 3.4.8) |

Tableau 3.5 – Bilan sur la modélisation des processus physiques agissant sur les électrons et protons piégés.

centre de Jupiter puisque cette variation est faible (voir section 1.1.6). Cela provient des conditions de plasma froid et de champ magnétique local qui sont plus favorables pour l'interaction onde-particule près de l'orbite d'Europe ($L = 9,5$) que près de l'orbite de Io ($L = 6$), comme précisé par exemple par Horne et al. [2008].

Les flèches rouges sur la Figure 3.16 indiquent la valeur du coefficient de diffusion radiale local et on constate que les coefficients de diffusion en angle d'attaque proposés pour les ondes de type « Souffle » et « Choeur » sont proches voir supérieurs au coefficient de diffusion radiale local. Il est donc fortement possible que ces ondes précipitent les électrons piégés des ceintures de radiations dans l'atmosphère de Jupiter et jouent ainsi un rôle prépondérant de perte de particules. Nous le vérifierons et le discuterons en détail dans la section 5.1.

Les coefficients de diffusion en énergie sont négligeables par rapport au coefficient de diffusion radiale local pour des énergies cinétiques supérieures à environ 100-200 keV. En dessous de cette énergie, les ondes de type « Choeur » créent une diffusion en énergie qui peut être importante. Nous concluons donc à partir des coefficients de diffusion en énergie calculés que ces électrons peuvent être accélérés par les ondes de type « Choeur », tel que suggéré par Horne et al. [2008], Shprits et al. [2012], Woodfield et al. [2013,2014] et de Soria-Santacruz et al. [2017]. La validation du modèle Salammbô présentée dans la section 4.2 ne permettra pas de mettre en évidence par rapport aux observations cette accélération des électrons, puisque nous ne validons les prédictions de flux que pour des énergies supérieures à 0,5 MeV.

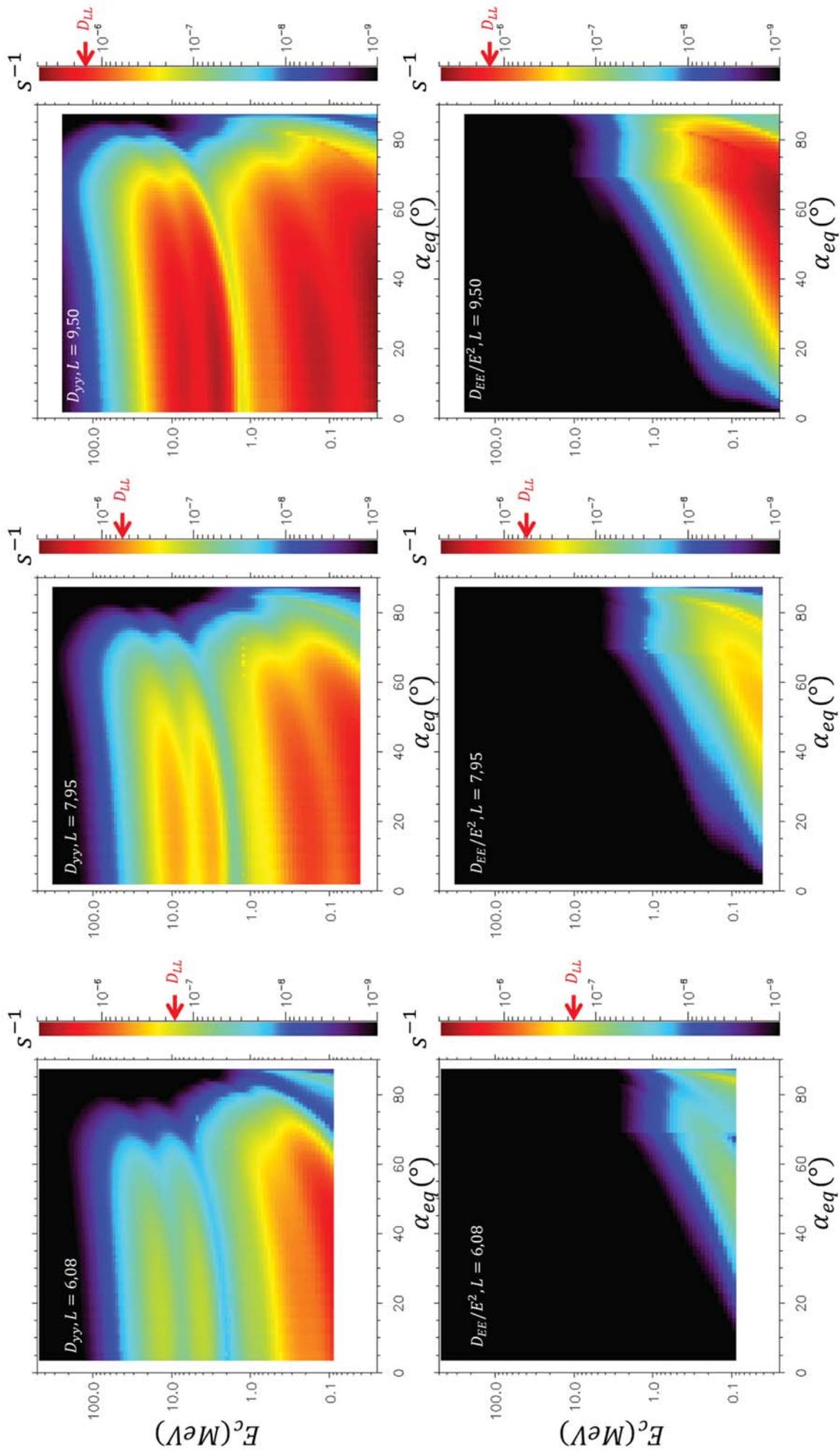


Figure 3.16 – Coefficients de diffusion en angle d'attaque (en haut) et en énergie (en bas) liés à l'effet des ondes Souffle et Choeur ($>5\text{Hz}$) sur les électrons. La flèche rouge indique la valeur du coefficient de diffusion radiale local.

La Figure 3.17 montre les coefficients de diffusion induits par les ondes EMIC ayant des fréquences comprises entre 0,4 Hz et 0,7 Hz sur les protons (en haut) et les électrons (en bas) près de l'orbite de la lune Io ($L = 6,08$).

On remarque que ces ondes EMIC diffusent principalement l'angle d'attaque des protons ayant une énergie comprise entre 0,3 MeV et 3 MeV aux faibles angles d'attaque et une énergie supérieure à forts angle d'attaque. Les EMIC peuvent également interagir avec des électrons ayant une énergie supérieure à 40 MeV. Autour de la Terre, l'effet de perte important induit par les EMIC est observé à plus faibles énergies : quelques dizaines de keV pour les protons [Xiao et al., 2011] et quelques MeV pour les électrons [Shprits et al., 2017 et références]. Cela provient premièrement du fait que les ondes sont à plus haute fréquence, proches de la gyrofréquence des protons ou de l'oxygène atomique tandis que nous nous intéressons ici à des ondes produites près des gyrofréquences des ions beaucoup plus lourds SO_2^+ et SO^+ . Cela vient aussi de la différence de l'environnement plasma (densité électronique et ioniques) et magnétique rencontré dans les magnétosphères internes de la Terre et Jupiter.

L'intensité spectrale magnétique des ondes EMIC est représentée par une constante entre 0,4 et 0,7 Hz dans notre étude (voir section 1.1.6). La valeur de cette constante est réglée afin de reproduire les observations de protons de 1 MeV près de l'orbite de Io (voir section 4.2) et nous retenons une valeur de $2 nT^2.Hz^{-1}$, que nous jugeons réaliste au regard des observations de Galileo-MAG (voir section 1.1.6). Cette intensité spectrale magnétique permet à la diffusion en angle d'attaque des protons d'être prépondérante devant la diffusion radiale locale. La diffusion en énergie des protons est elle relativement faible devant la diffusion radiale et la résolution de l'équation de diffusion de Salammbô montre que l'accélération des protons par les ondes EMIC n'est pas observable dans les mesures (voir sections 4.2 et 5.1). Pour les électrons, l'intensité spectrale magnétique choisie pour les EMIC implique un coefficient de diffusion en angle d'attaque plus de trois ordres de grandeur supérieur à la diffusion radiale locale. Nous prévoyons donc que les ceintures de radiations d'électrons d'énergie supérieure à 40 MeV soient « vidées » près de Io par les ondes EMIC modélisées au cours de notre étude. Cela n'est malheureusement pas vérifiable par rapport aux observations. En effet, les plus hautes énergies observées près de la lune volcanique proviennent du flux intégré d'électron ayant une énergie supérieure à 31 MeV par les sondes Pioneer (voir section 2.1.1). Des simulations ont été conduites au cours de cette thèse et montrent que la forte déplétion des électrons d'énergie supérieure à 40 MeV n'affecte pas les prédictions de flux intégrés à 31 MeV, ce qui provient du fait que la pente du spectre en énergie des électrons entre ces deux énergies est suffisamment forte près de Io. Finalement, l'accélération des électrons par les ondes EMIC n'est pas possible, puisque les coefficients de diffusion en énergie sont au moins deux ordres de grandeurs inférieurs à la diffusion radiale locale.

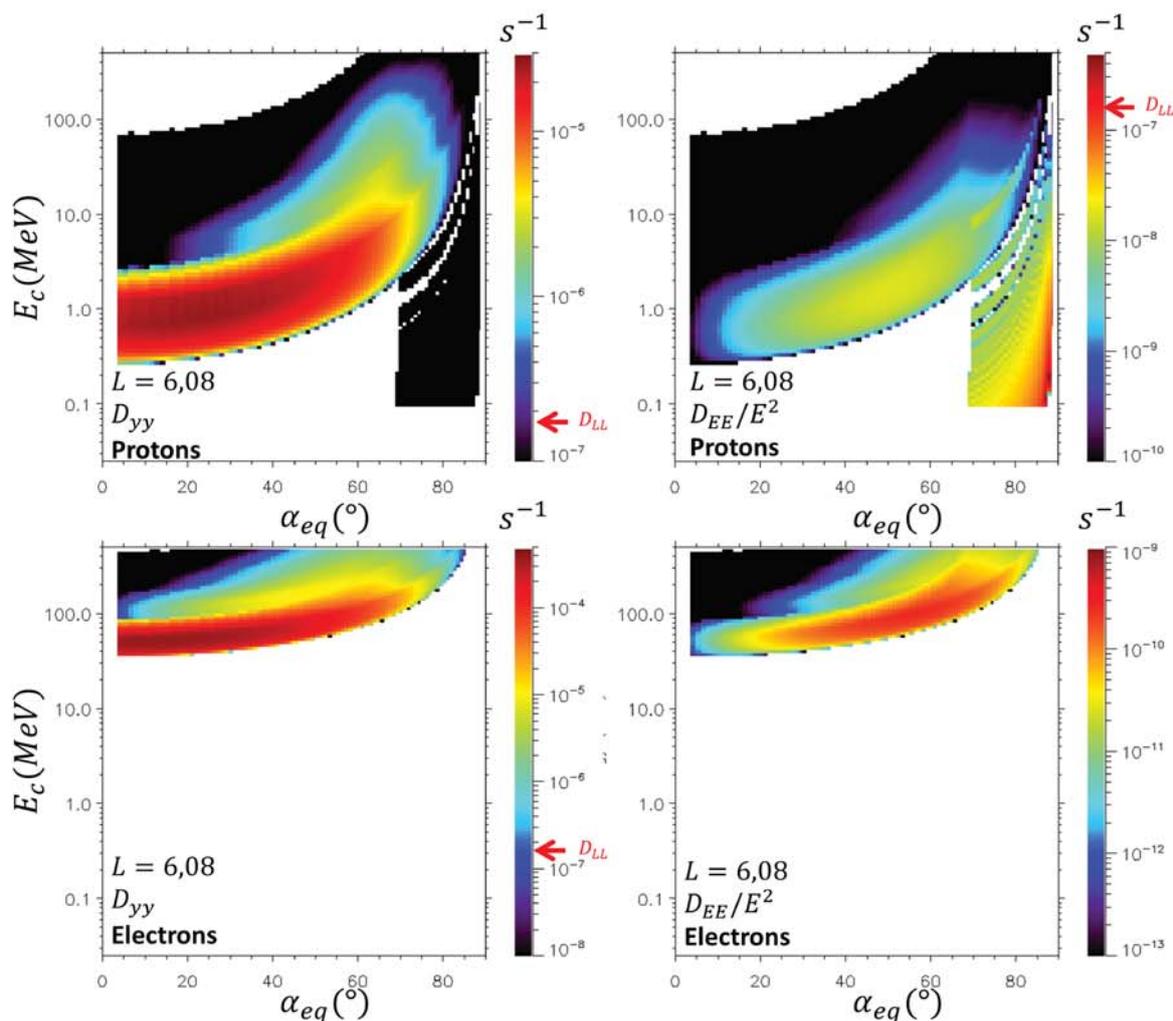


Figure 3.17 – Coefficients de diffusion en angle d’attaque (à gauche) et en énergie (à droite) liés à l’effet des EMIC (0,4-0,7 Hz) près de Io sur les protons (en haut) et les électrons (en bas). La flèche rouge indique la valeur du coefficient de diffusion radiale local de $1,8 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.

La Figure 3.18 et la Figure 3.19 montrent les coefficients de diffusion, friction et d’absorption liés aux autres processus physiques, en fonction de L et de l’énergie cinétique pour un angle d’attaque équatorial de 70° . La dépendance des coefficients avec l’angle d’attaque équatorial est discutée en détail par Santos-Costa [2001] et Sicard [2004]. Un angle d’attaque équatorial de 70° montre les coefficients maximum pour l’absorption par les lunes, les effets liés aux anneaux de poussière et les collisions coulombiennes avec le plasma froid du magnétodisque. A plus faible angle d’attaque, c’est-à-dire lorsque les particules rebondissent plus près de la planète, le rayonnement synchrotron (proportionnel au carré de l’amplitude du champ magnétique) et les interactions coulombiennes avec l’atmosphère deviennent prépondérants.

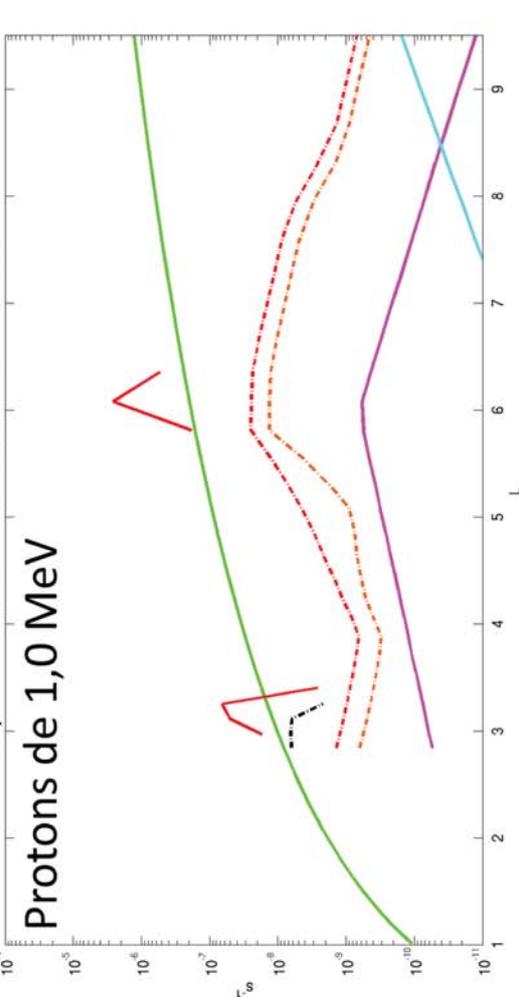
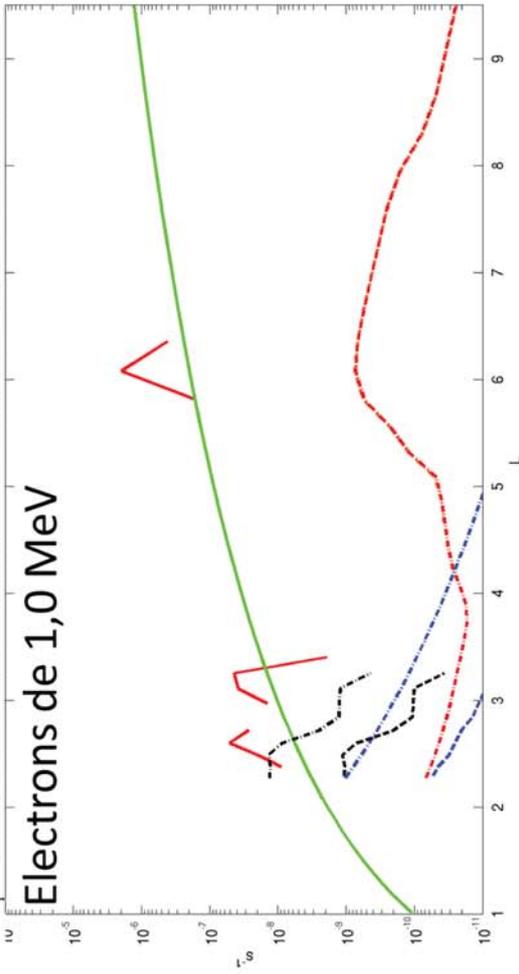
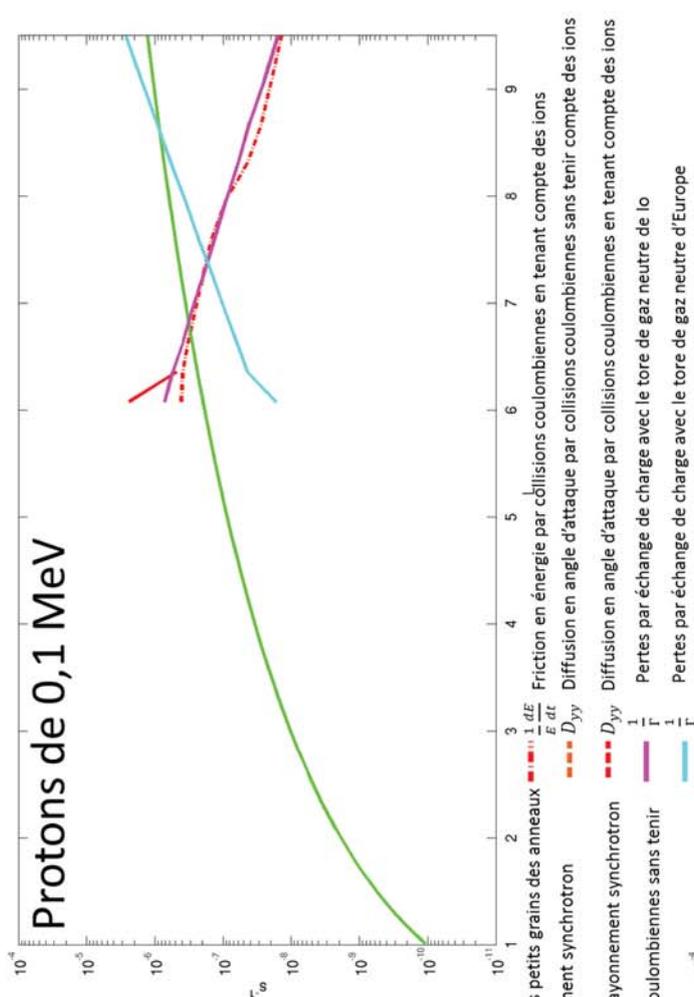
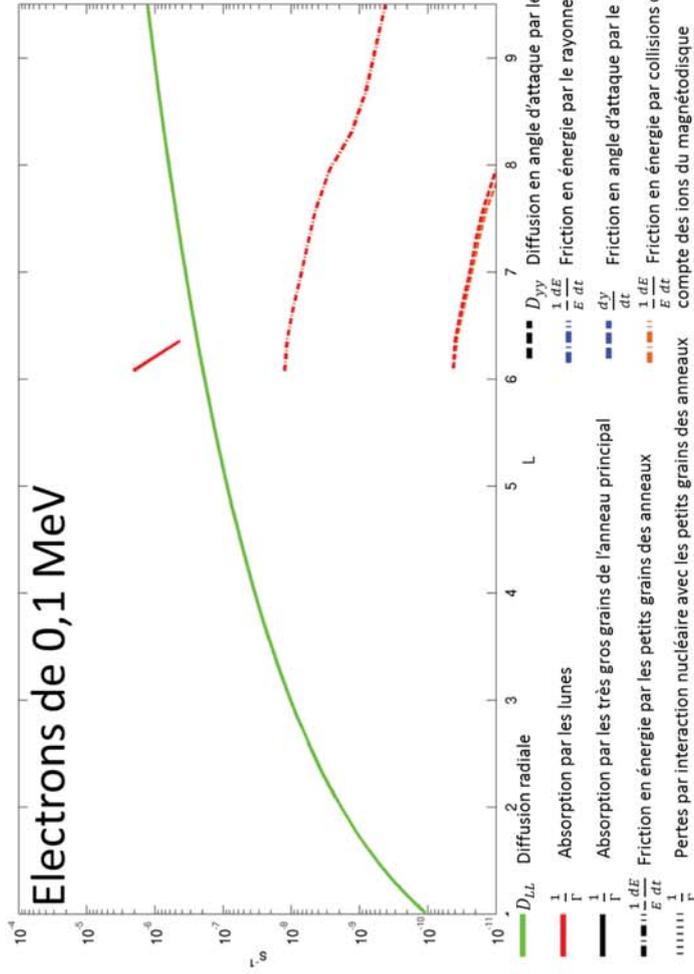


Figure 3.18 – Coefficients de perte, de diffusion et de friction associés aux mécanismes physiques agissant sur les électrons et protons piégés ayant un angle d'attaque équatorial de 70° en fonction de L .

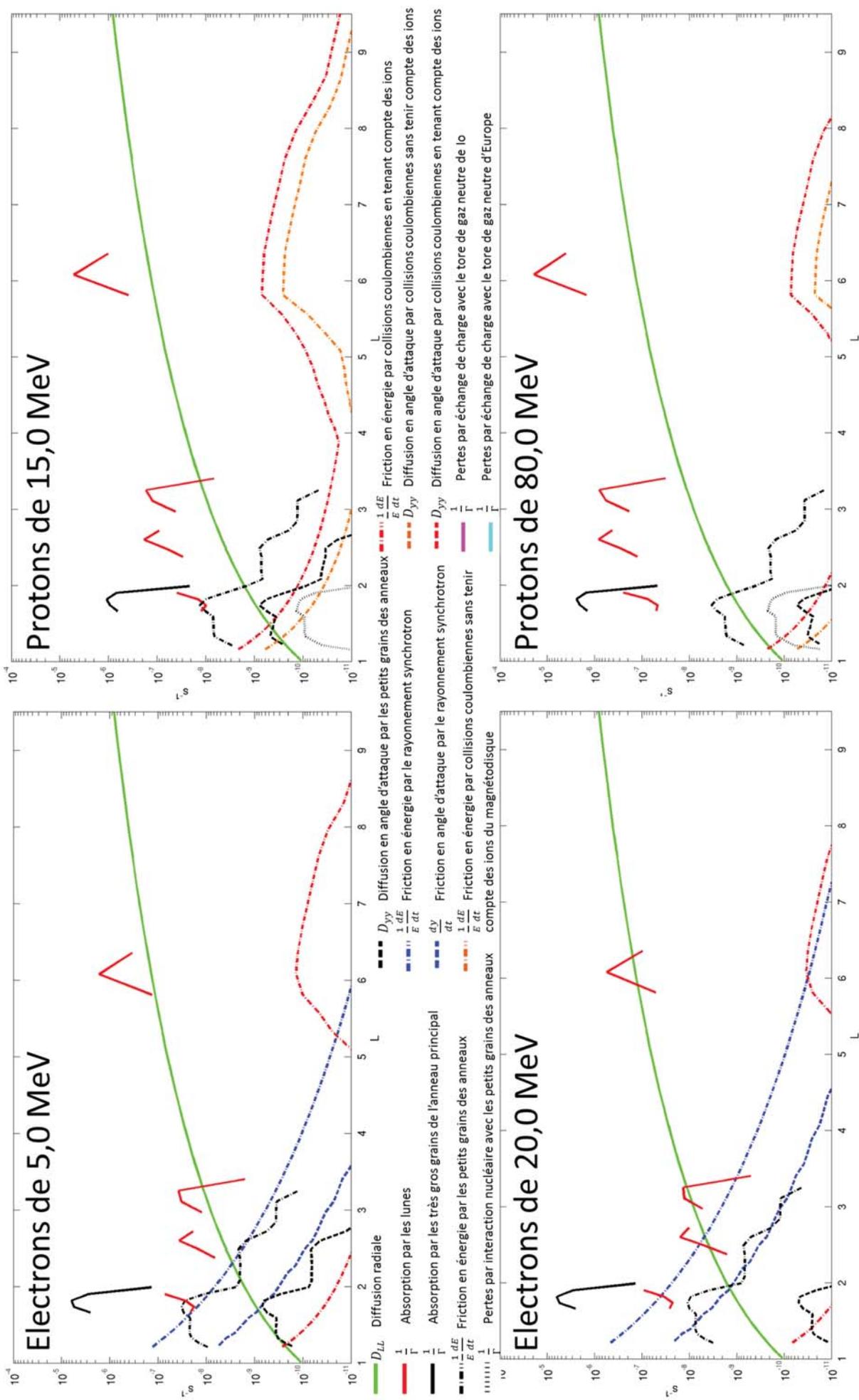


Figure 3.19 – Coefficients de perte, de diffusion et de friction associés aux mécanismes physiques agissant sur les électrons et protons piégés ayant un angle d'attaque équatorial de 70° en fonction de L .

Les conclusions qui peuvent être tirées en comparant les coefficients calculés pour un angle d'attaque de 70° sont, pour les électrons :

- L'effet d'absorption des lunes est important devant la diffusion radiale locale, y compris pour Io.
- La friction en énergie et la diffusion en angle d'attaque induites par les collisions coulombiennes avec le plasma froid de la magnétosphère interne sont négligeables devant la diffusion radiale locale. On remarque que les courbes liées aux coefficients calculés avec ou sans l'effet des ions du magnétodisque (ajouté au cours de cette thèse) sont superposées pour les électrons. Cela signifie que l'effet des ions du magnétodisque sur les électrons piégés est négligeable devant l'interaction avec les électrons libres, elle-même négligeable devant la diffusion radiale.
- La friction en énergie créée par les petits grains des anneaux de poussière est supérieure à la friction en énergie induite par le rayonnement synchrotron pour des énergies inférieures ou égales à 5 MeV près de l'anneau principal. Au-delà de cette énergie, la situation inverse est rencontrée. Dans les deux cas, le phénomène le plus important des deux est prépondérant devant la diffusion radiale locale pour $L \leq 2$.
- La diffusion en angle d'attaque créée par les petits grains de poussière est proche de la friction en angle d'attaque induite par le rayonnement synchrotron pour une énergie de 5 MeV et négligeable à une énergie de 20 MeV.
- L'absorption par les très gros grains de l'anneau principal avec la densité optique normale proposée par de Pater et al. [2008] est très supérieure à la diffusion radiale locale. Nous discuterons de la densité optique normale des gros grains dans la section 5.3.

Pour les protons :

- Les conclusions pour les lunes et les collisions coulombiennes avec le plasma froid sont les mêmes que pour les électrons, sauf pour une énergie de 100 keV où les collisions coulombiennes peuvent être prépondérante près de l'orbite de Io. On constate également que l'ajout des collisions coulombiennes avec les ions du magnétodisque augmente sensiblement les coefficients calculés pour les énergies supérieures au MeV.
- Pour les anneaux de poussière, on conclut comme pour les électrons que la densité optique normale de très gros grains proposée par de Pater et al. [2008] crée des très fortes pertes. La diffusion en angle d'attaque et les pertes par interaction nucléaire induites par les petits grains de poussière sont secondaires devant la friction en énergie, qui domine la diffusion radiale locale pour $L \leq 2$.
- L'échange de charge est un phénomène négligeable pour des énergies supérieures à 1 MeV mais prépondérant à 100 keV. L'échange de charge avec le tore de Io pour les particules de 1 MeV sera discuté dans la section 5.2, où nous discuterons de la possibilité que la densité dans le tore de Io, mal connue, soit ou non supérieure à la valeur utilisée de 35 cm^{-3} au maximum (voir section 1.1.4). Nous concluons, en accord avec Kollmann et al. [2016], que l'échange de charge avec le tore de gaz neutre d'Europe peut avoir un effet important près de l'orbite de la lune glacée ($L = 9,5$) à des énergies d'environ 100 keV.

Enfin, comme détaillé précédemment, il est très probable, à partir des coefficients de diffusions calculés, que l'interaction onde-particule soit un processus de perte majeur pour les ceintures de radiations d'électron et de proton de Jupiter.

La théorie du mouvement des particules piégées a été introduite dans la section 3.1, ce qui amène à l'équation de Fokker-Planck présentée dans la section 3.2 qui régit la distribution des particules chargées. La résolution de cette équation nécessite de déterminer les conditions aux limites du modèle, détaillées dans la section 3.3 et les coefficients de diffusion associés aux processus physiques agissant sur les particules piégées (section 3.4). Il est donc désormais possible de résoudre l'équation de Fokker-Planck pour prédire la distribution des électrons et des protons des ceintures de radiations de Jupiter (section 4.1). Cette distribution sera validée par rapport aux observations détaillées dans le chapitre 2 dans la section 4.2. A partir de cette distribution validée, nous discuterons l'importance des différents processus physiques à l'œuvre dans les ceintures de radiations de Jupiter (chapitre 5).

Chapitre 4

Présentation et validation de la prédiction des ceintures de radiations par le modèle Salammbô indépendant du temps

L'équation de Fokker-Planck indépendante du temps est résolue afin de prédire la distribution des électrons et des protons piégés à l'intérieur de l'orbite de la lune glacée Europe. Les anneaux de poussière et les tores de gaz neutre peuvent être modélisés avec différentes tailles de grain et différentes densités.

Le modèle Salammbô présenté ici intègre l'effet des « petits » grains des anneaux de poussière (rayon inférieur à $100 \mu m$) mais ne tient pas compte d'une éventuelle population de « gros » grains dans l'anneau principal (voir sections 1.1.3 et 3.4.7). Le chapitre suivant, section 5.3, discutera de cette dernière population et montrera que l'effet de celle-ci est négligeable par rapport aux autres processus physiques.

La densité maximum dans le tore de gaz neutre d'Europe est fixée à 410 cm^{-3} , ce qui est la valeur maximum possible d'après Kollmann et al. [2016] (voir section 1.1.4). Nos simulations montrent que le tore de gaz neutre d'Europe a un effet négligeable sur les prédictions des protons ayant une énergie cinétique supérieures à 1 MeV et qui sont l'objet de notre étude. La densité maximum dans le tore de gaz neutre de Io est fixée à 35 cm^{-3} et la section 5.2 montrera que ce tore a un effet négligeable sur les protons piégés, et ce quelle que soit la densité maximum que nous utilisons près de la lune volcanique.

La première section de ce chapitre documente la prédiction ainsi obtenue en tout point de la magnétosphère ayant un paramètre de Mc Ilwain L inférieur à 9,5. Nous validons ensuite cette prédiction par rapport aux observations des ceintures de radiations dans la seconde section pour

des énergies cinétiques supérieures à 0,5 MeV pour les électrons et 1 MeV pour les protons.

4.1 Présentation des distributions d'électrons et de protons prédites

Nous documentons tout d'abord la répartition des flux d'électrons piégés puis les flux de protons.

4.1.1 Répartition des flux d'électrons

La Figure 4.1 montre des coupes méridiennes des flux omnidirectionnels intégrés en énergie d'électron prédits par le modèle Salammbô. Nous montrons ici des coupes méridiennes de flux intégrés en énergie car ces flux sont directement comparables aux flux intégrés relevés par les sondes Pioneer 10 et Pioneer 11. On remarque que les flux prédits augmentent de l'orbite d'Europe ($L = 9,5$) à l'orbite de Io ($L = 6$) pour les énergies supérieures à 5 MeV et diminuent pour les énergies de 0,5 MeV et 1,5 MeV. Sur les coupes méridiennes à 0,5, 1,5 et 5 MeV, une diminution des flux prédits est observable près de Io.

La Figure 4.1 montre également le spectre en énergie cinétique du flux omnidirectionnel prédit à l'équateur magnétique à différents paramètres de Mc Ilwain. Entre $L = 9,5$ et $L = 6,65$, la distribution des électrons est régie par seulement deux processus physiques : la diffusion radiale et l'interaction onde-particule, qui comme nous le montrerons dans la section 5.1 crée principalement des pertes par précipitation des électrons dans l'atmosphère de Jupiter. Le spectre prédit à $L = 6,65$ résulte de l'équilibre entre ces pertes et la diffusion radiale. Ainsi, au-delà de 5 MeV, les flux différentiels sont augmentés de $L = 9,5$ à $L = 6,65$ ce qui, au premier ordre, nous amène à conclure que la diffusion radiale l'emporte. Cependant, en-dessous de 5 MeV, les flux sont réduits et les pertes dues à l'interaction onde-particule prévalent.

Les ondulations dans les spectres en énergies sont un effet de l'interaction onde-particule et les chutes de flux à faible énergie sont un effet de la condition limite imposée à l'énergie minimum du modèle. A cette énergie, nous supposons le flux nul (voir section 3.3), mais cela n'impacte pas les prédictions obtenues quelques pas en énergie après l'énergie minimum.

De $L = 6,65$ à $L = 5,56$, l'interaction onde-particule joue toujours un rôle important mais l'absorption par Io s'ajoute aux pertes précédentes. On observe une réduction des flux à toutes les énergies inférieures à 10 MeV. Le fait que les électrons d'énergies supérieures à 10 MeV ne subissent pas de diminution liée à l'absorption par Io s'explique par le phénomène de synchronisation [Santos-Costa, 2001 ; Sicard, 2004] : les électrons dérivent dans le même sens et à la même vitesse que Io et ne percutent donc pas la lune. L'énergie de synchronisation avec la révolution de Io pour des électrons équatoriaux est d'environ 40 MeV.

L'augmentation des flux différentiels équatoriaux de $L = 2,98$ à $L = 2,38$ montre que l'effet

d'absorption de Thébé sur ces flux n'est pas important par rapport à la diffusion radiale locale.

La nette diminution des flux de $L = 2,38$ à $L = 1,59$ s'explique par les absorptions dues à Amalthée, Adrastée et Métis ainsi que par le fort rayonnement synchrotron que subissent les électrons.

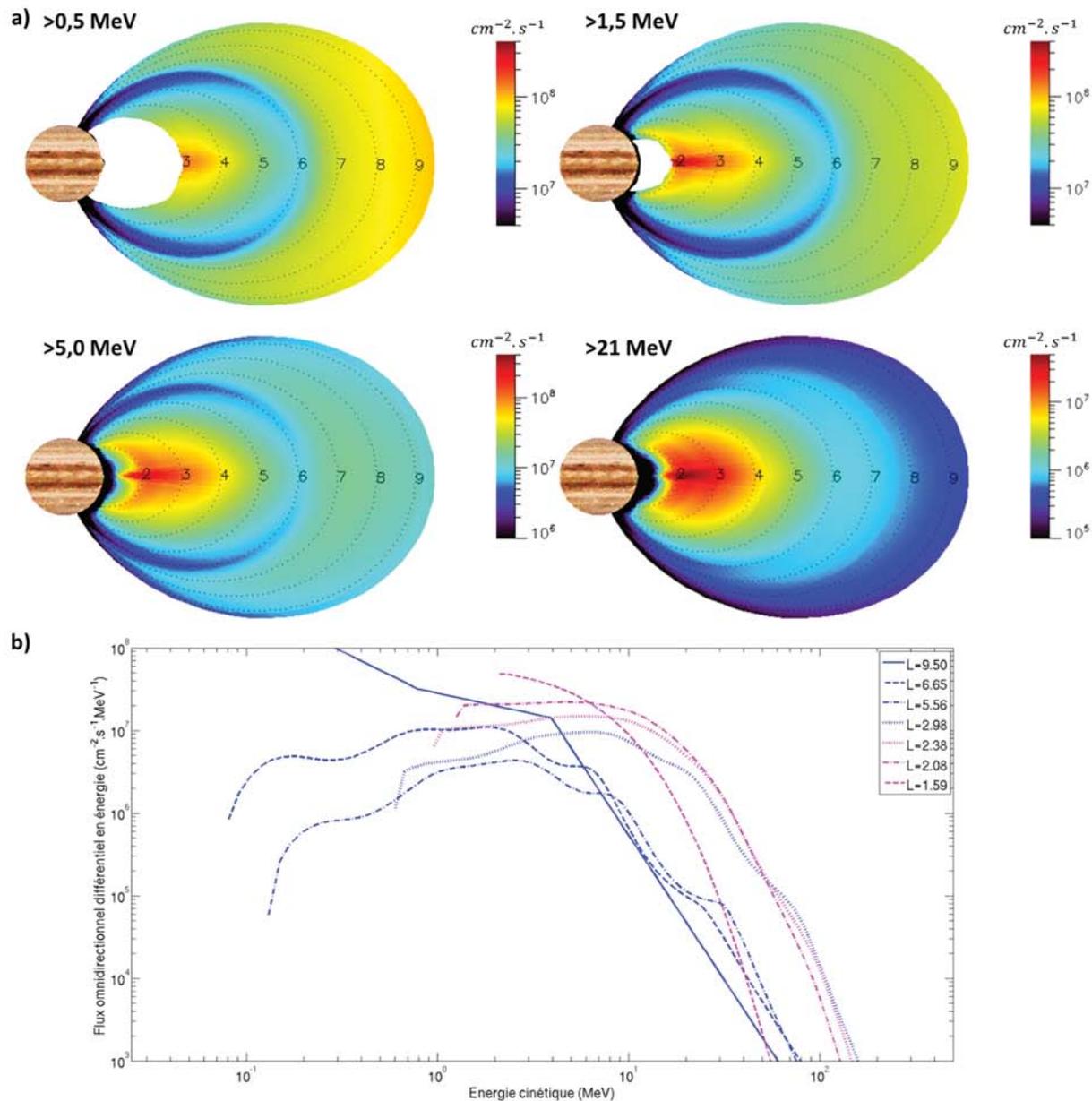


Figure 4.1 – a) Coupes méridiennes des flux omnidirectionnels intégrés en énergie prédits par le modèle Salammbô-électron. Les zones blanches près de la planète à 0,5 MeV et 1 MeV rappelle que Salammbô ne peut pas prédire ces flux pour respectivement $L < 3$ et $L < 1,8$ b) Spectre en énergie des flux omnidirectionnels différentiels prédits par Salammbô-électron à l'équateur magnétique.

4.1.2 Répartition des flux de protons

La Figure 4.2 montre les coupes méridiennes et les spectres en énergie pour le modèle Salammbô-proton.

On remarque sur les coupes méridiennes et sur les spectres en énergie une augmentation des flux de protons à toutes les énergies de l'orbite d'Europe à l'orbite de Io, ce qui provient du processus de diffusion radiale.

Près de l'orbite de la lune volcanique, les flux diminuent à toutes les énergies. Nous discuterons dans les sections 5.1 et 5.2 de l'origine de ces pertes de flux beaucoup plus fortes que ce qui est prédit pour les électrons. Aux énergies d'environ 1 MeV, elles proviennent de l'interaction avec les ondes électromagnétique basse-fréquence (EMIC). Pour les énergies supérieures, cela provient de l'effet d'absorption de la lune Io.

L'effet d'absorption de Io et des lunes internes sur les protons non-équatoriaux est visible sur les coupes méridiennes. Cependant, les protons équatoriaux ne subissent pas d'effet d'absorption par les lunes ce qui crée une « extension » près de l'équateur magnétique visible sur les coupes méridiennes à 15 MeV et 80 MeV.

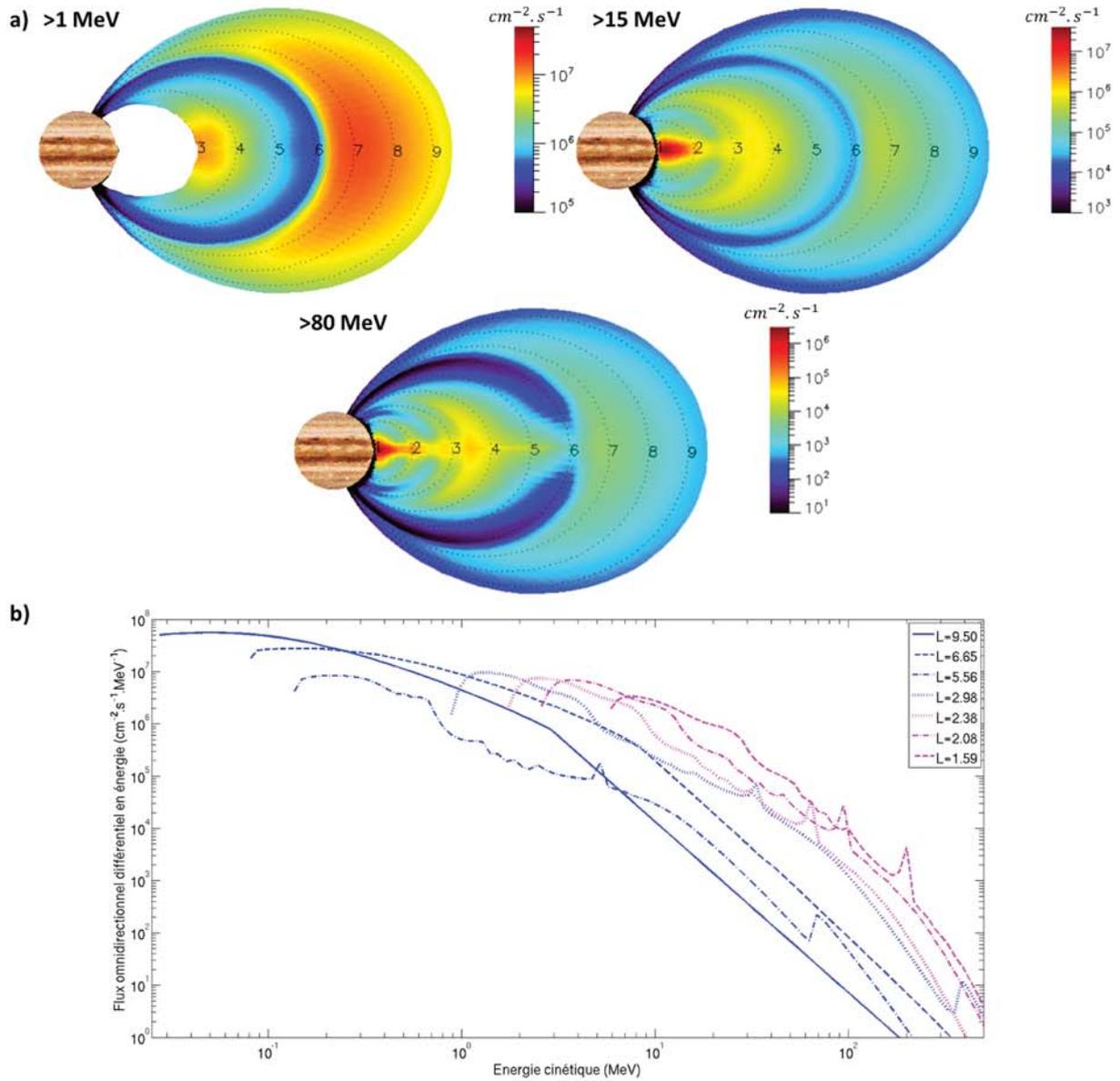


Figure 4.2 – a) Coupes méridiennes des flux omnidirectionnels intégrés en énergie prédits par le modèle Salammbô-proton. La zone blanche près de la planète à 1 MeV rappelle que Salammbô ne peut pas prédire ces flux pour $L < 3$ b) Spectre en énergie des flux omnidirectionnels différentiels prédits par Salammbô-proton à l'équateur magnétique.

4.2 Validation des prédictions de Salammbô par rapport aux observations

Les prédictions des modèles Salammbô-électron et Salammbô-proton que nous venons de présenter sont ici comparées aux mesures in-situ et aux observations du rayonnement synchrotron (voir chapitre 2). Pour cela, nous discutons d'abord de la validation du modèle électron puis du modèle proton. Une troisième section compare les deux modèles de façon simultanée aux mesures in-situ relevées par la sonde atmosphérique « Galileo Probe », puisque que les canaux de mesure de l'instrument particule à bord de la sonde répondent à la fois aux électrons et aux protons (voir section 2.1.5).

4.2.1 Validation du modèle Salammbô-électron

La validation du modèle électron est présentée dans un premier temps près de l'équateur magnétique le long des trajectoires de Pioneer 10 et Voyager 1. Les données in-situ électron relevées par « Galileo Orbiter » ne sont pas utilisables à l'intérieur de l'orbite d'Europe et ne sont donc pas utilisées pour valider le modèle Salammbô-électron (voir section 2.1.4). Nous comparons ensuite notre modèle aux mesures des sondes Pioneer 11 et Juno, ce qui nous permet en dehors du périjove d'explorer des latitudes magnétiques plus élevées que celles explorées par Pioneer 10 et Voyager 1 (voir Figure 2.1). Près du périjove, cela nous permet de valider notre modèle par rapport à des mesures relevées au plus proche de la planète géante (périjoves de 1,0 R_J et 1,4 R_J pour Juno et Pioneer 11 contre 3,0 R_J et 4,9 R_J pour Pioneer 10 et Voyager 1). Enfin, la validation par rapport aux observations du rayonnement synchrotron émis très près de la planète (distance inférieure à 4 R_J) est discutée.

Près de l'équateur magnétique : Pioneer 10 et Voyager 1

La Figure 4.3 montre la validation du modèle Salammbô-électron par rapport aux mesures de Pioneer 10. L'observation est en noir, la prédiction en rouge et nous ajoutons en vert la prédiction du modèle de Sicard [2004] pour montrer l'évolution du modèle Salammbô. La comparaison entre modèles et observations est discutée ci-après à trois positions clés de la magnétosphère : la condition limite externe au niveau de l'orbite d'Europe, près de l'orbite de la lune volcanique Io et au périjove atteint par la sonde.

Condition limite externe

Les flux mesurés et prédits sont tracés en fonction du temps sur la Figure 4.3. La sonde Pioneer 10 effectua un survol de Jupiter et s'approcha de la planète géante avant d'atteindre son périjove et de s'en éloigner. Ainsi, Pioneer 10 croise l'orbite d'Europe au début et à la fin du survol, représentée par les zones en bleu sur la Figure 4.3. Pour ces deux instants, il est possible de comparer la condition limite externe imposée au modèle Salammbô avec l'observation. Pour des énergies cinétiques supérieures à 9 MeV, 21 MeV et 31 MeV, les conditions limites du nouveau

modèle et du modèle de 2004 reproduisent l'observation de façon quasi parfaite au début du survol et à moins d'un facteur 2 en fin de survol. Pour les énergies de 5 MeV et 0,5 MeV, la condition limite externe a été sensiblement modifiée par rapport à l'ancien modèle (voir section 3.3), ce qui permet que la condition limite externe du nouveau modèle Salammbô soit plus proche des observations que le modèle de Sicard [2004].

Orbite de Io

L'orbite de la lune Io est croisée deux fois au cours du survol de Jupiter par Pioneer 10. On remarque que pour des énergies supérieures à 21 et 31 MeV, le nouveau modèle Salammbô prédit des légères déplétions de flux près de Io non prédites par l'ancien modèle. Cela provient de l'effet d'absorption de la lune, négligé dans le modèle de 2004 mais désormais pris en compte (voir section 3.4.6). Les observations montrent à ces énergies une légère inflexion des flux mesurés, que les déplétions de flux modélisées essaient de reproduire. On note toutefois que la déplétion modélisée est légèrement trop importante par rapport à l'observation, d'un facteur 2 à 3.

A une énergie de 9 MeV, le nouveau modèle reproduit des déplétions effectivement observées par Pioneer 10. Cependant, les flux d'électrons n'augmentent pas suffisamment de l'orbite d'Europe à l'orbite de Io dans notre modèle, ce qui amène à sous-estimer le flux près de l'orbite de Io d'un facteur 2.

Aux énergies de 5 MeV et 0,5 MeV, les déplétions modélisées sont en accord avec les observations et n'étaient pas du tout prédites par l'ancien modèle, ce qui constitue une amélioration notable du modèle Salammbô. Nous montrerons dans la section 5.1 que les déplétions prédites à 0,5 MeV, 5 MeV et 9 MeV proviennent principalement de la diffusion en angle d'attaque induite par l'interaction onde-particule dans le magnétodisque. Entre les orbites d'Europe et de Io, on remarque que le nouveau modèle prédit que les flux n'augmentent pas à 0,5 MeV mais diminuent, contrairement au modèle de 2004 et en accord avec l'observation. Cette tendance provient également de l'interaction onde-particule.

Périjove

La sonde Pioneer 10 mesure les flux maxima d'électrons légèrement avant son périjove à $L = 3$. Le nouveau modèle Salammbô y est en très bon accord avec les observations tel que montré par la Figure 4.3, mis à part à 9 MeV où le modèle surestime l'observation d'un facteur 3. On note que le nouveau modèle Salammbô est plus proche des mesures que le modèle de 2004 pour les énergies supérieures à 31 MeV, 5 MeV et 0,5 MeV.

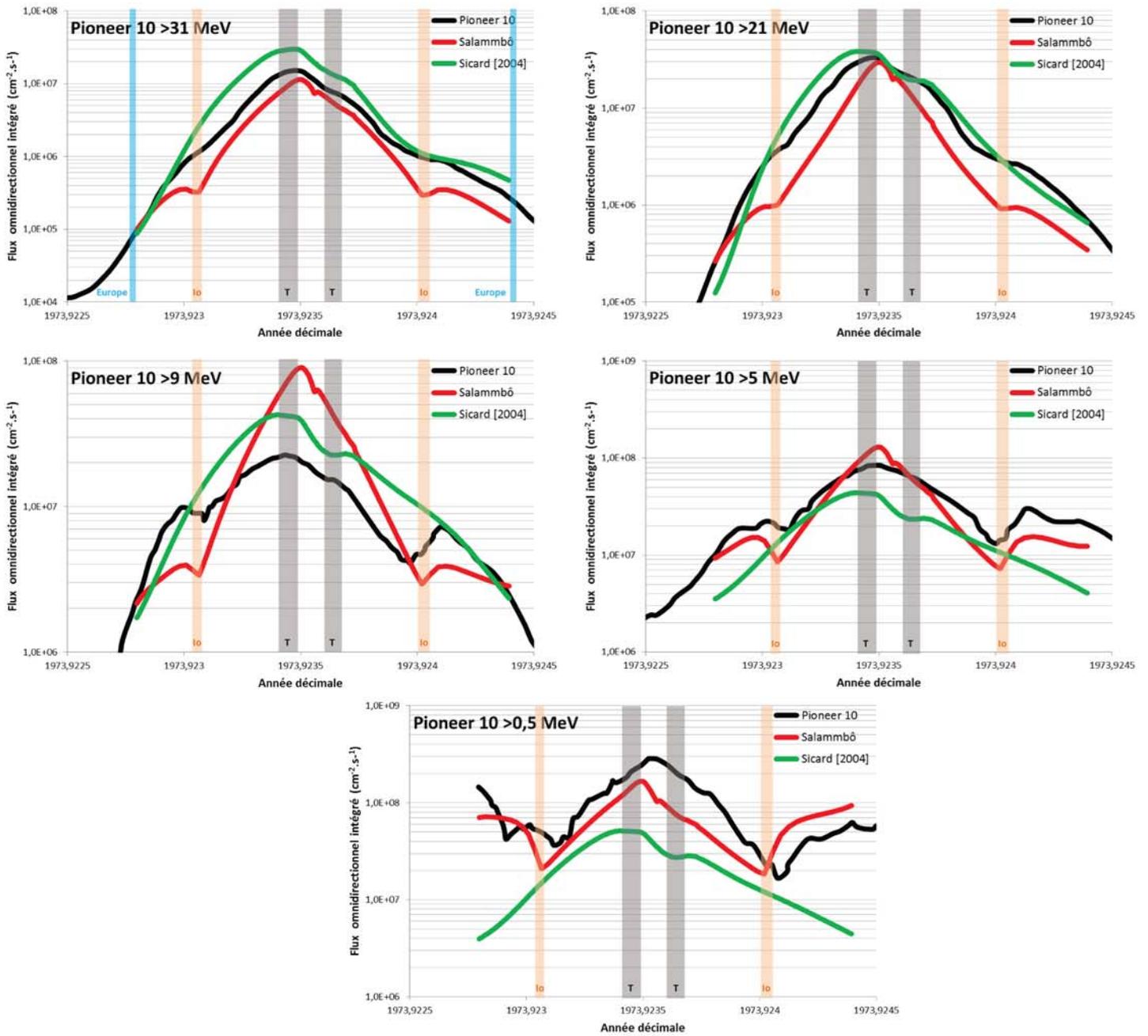


Figure 4.3 – Validation du modèle Salammbô-électron par rapport aux mesures de Pioneer 10. Les zones bleues et orangées montrent quand la sonde traverse les lignes de champ connectées à l’orbite des lunes Europe et Io. La position d’Europe n’est montrée que sur une seule sous-figure pour ne pas alourdir la Figure, mais est visible au début (en temps) et à la fin des prédictions. Les zones grises montrent les lignes de champ connectées à l’orbite de Thebe (T).

La Figure 4.4 montre la validation du modèle Salammbô-électron par rapport aux flux mesurés également près de l'équateur magnétique par Voyager 1 pour des énergies supérieures à 2,5 MeV et 8,5 MeV.

La condition limite externe à 8,5 MeV est proche de celle du modèle de 2004 et sous-estime la mesure d'un facteur 2 lors de la trajectoire entrante. A 1,5 MeV, la condition limite externe est grandement améliorée par rapport à 2004.

Le nouveau modèle Salammbô prédit des déplétions de flux près de l'orbite de Io, conformément aux observations de Voyager 1. L'amplitude de la déplétion prédite à 8,5 MeV est en accord avec l'observation, mais les flux prédits n'augmentent pas suffisamment dans le modèle entre les orbites d'Europe et de Io. On retrouve ainsi un résultat similaire à la comparaison avec le flux Pioneer 10 >9 MeV, ce qui amène à sous-estimer les flux d'un facteur 3 près de l'orbite de Io. Les déplétions à 1,5 MeV sont correctement reproduites à moins d'un facteur 2 près.

Les flux prédits au périjove de Voyager 1 sont proches à moins d'un facteur 2 de l'observation pour les énergies supérieures à 8,5 MeV. L'erreur au périjove à 1,5 MeV est inférieure à 50 %.

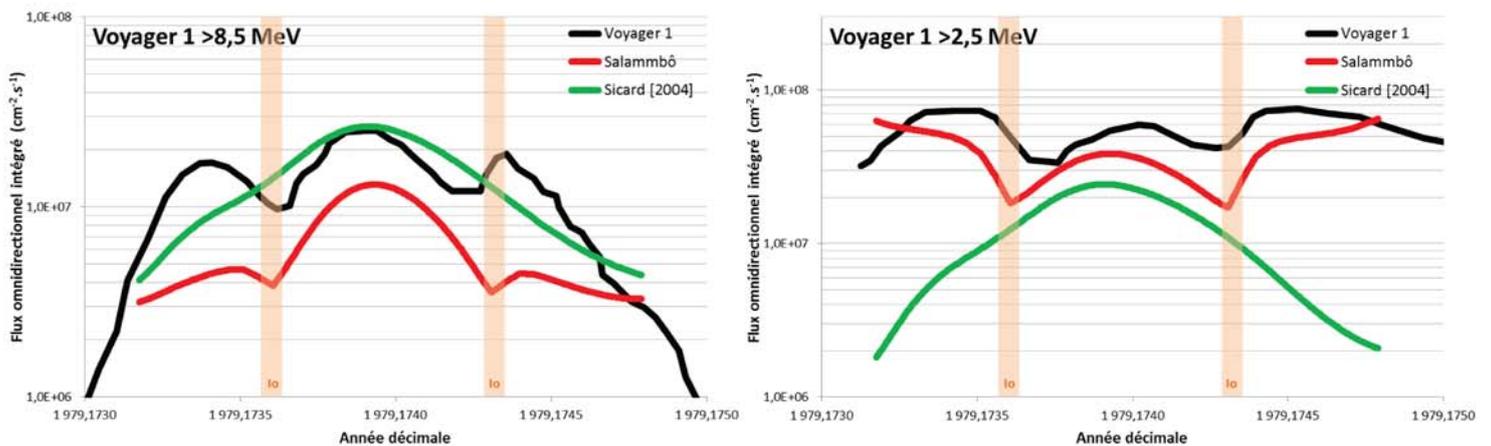


Figure 4.4 – Validation du modèle Salammbô-électron par rapport aux mesures de Voyager 1. Les zones orangées montrent les lignes de champ connectées à l'orbite de Io.

A haute latitude et au plus près de la planète : Pioneer 11 et Juno

La Figure 4.5 montre la validation de Salammbô le long de la trajectoire de Pioneer 11 pour des énergies cinétiques supérieures à 31 MeV, 21 MeV et 8 MeV.

La condition limite externe près d'Europe est améliorée par rapport au modèle de 2004 à 21 MeV et 31 MeV, ce qui provient de l'anisotropie des flux près de l'orbite d'Europe que nous avons retravaillé au cours de cette thèse (voir section 3.3 avec notamment l'utilisation des flux unidirectionnels observés par Galileo). Comme le montre la Figure 4.5, le nouveau modèle Salammbô reproduit très fidèlement les observations d'électrons relevées par Pioneer 11 tout au long de son survol pour les trois énergies. En particulier, le nouveau modèle prévoit une diminution des flux >8 MeV près de l'orbite de Io cohérente avec les mesures et non prédite par l'ancien modèle.

Cependant, on remarque que le flux mesuré au périjove pour des énergies supérieures à 21 MeV est égal au flux mesuré pour des énergies supérieures à 31 MeV de $2.10^7 \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. C'est un spectre en énergie « plat » que ne prédit pas le modèle Salammbô, ce qui amène à sous-estimer le flux >31 MeV d'électrons d'un facteur 3 au périjove. Le flux >8 MeV est lui correctement reproduit au périjove à moins d'un facteur 2.

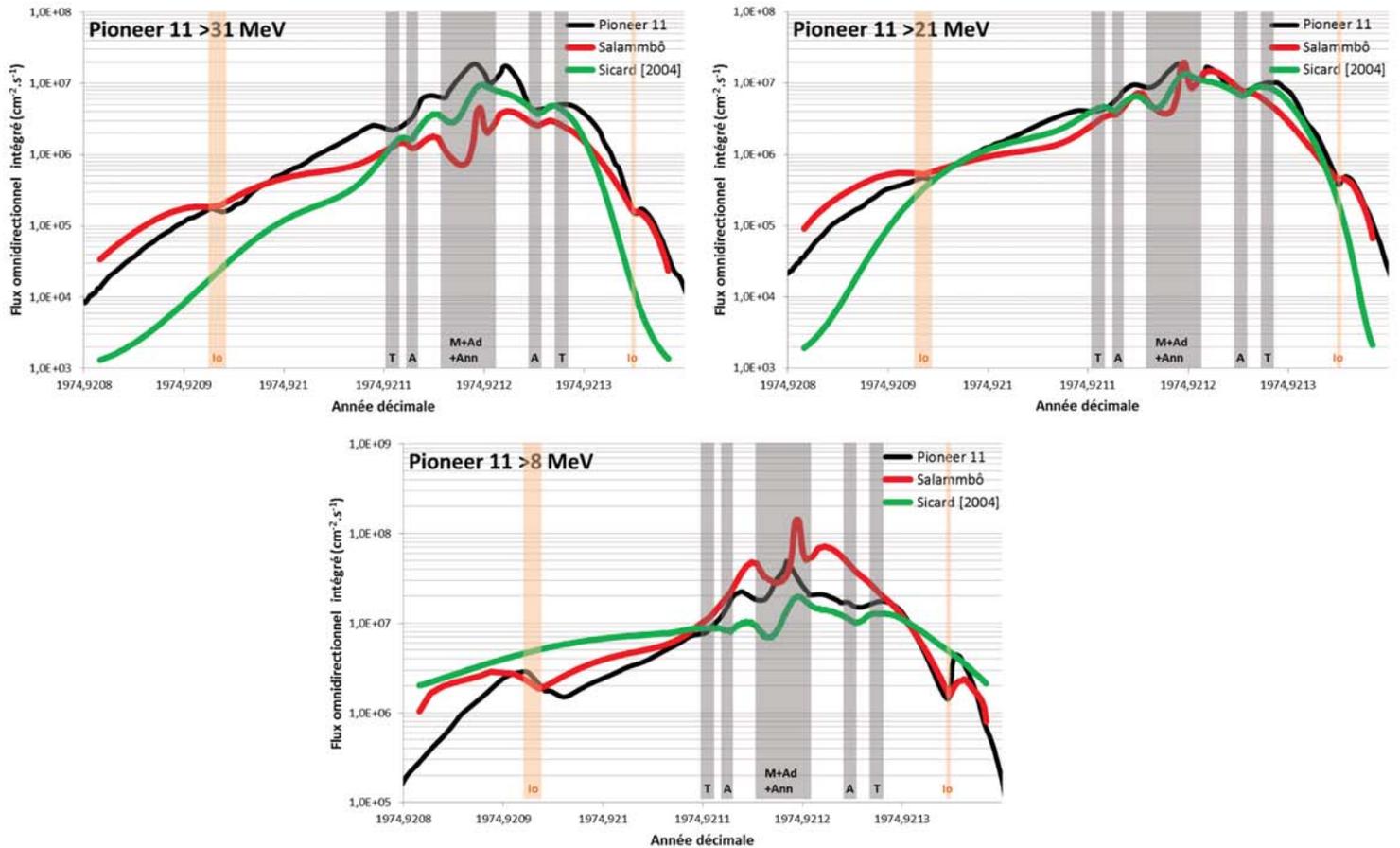


Figure 4.5 – Validation du modèle Salammbô-électron par rapport aux mesures de Pioneer 11. Les zones orangées montrent les lignes de champ connectées à l'orbite de Io. Les zones grises montrent les lignes de champ connectées aux orbites de Thebe (T), Amalthée (A) et Métis, Adrastée et les anneaux internes à l'anneau principal (M+Ad+Ann).

La Figure 4.6 montre la validation par rapport aux observations de l'expérience « Radiation Monitoring » (RM) à bord de Juno qui estima le flux d'électron ayant une énergie supérieure à 10 MeV lors des périjoves 1 et 3 de 2016. Nous utilisons les fonctions de réponse publiées par Becker et al. [2017a] pour prédire le nombre d'événements vus par seconde dans la tête D de l'expérience ASC (voir section 2.1.6). Ce nombre d'événements est ensuite converti en un flux comparable à l'observation (discussion personnelle avec Heidi Becker et voir également [Becker et al., 2017a]). Le modèle Salammbô-électron confirme les conclusions de Becker et al. [2017a] sur le fait que le flux observé par Juno-RM est un flux >10 MeV. Le modèle Salammbô-proton a également été utilisé au cours de cette thèse pour montrer que les observations de Juno-RM répondent uniquement aux électrons.

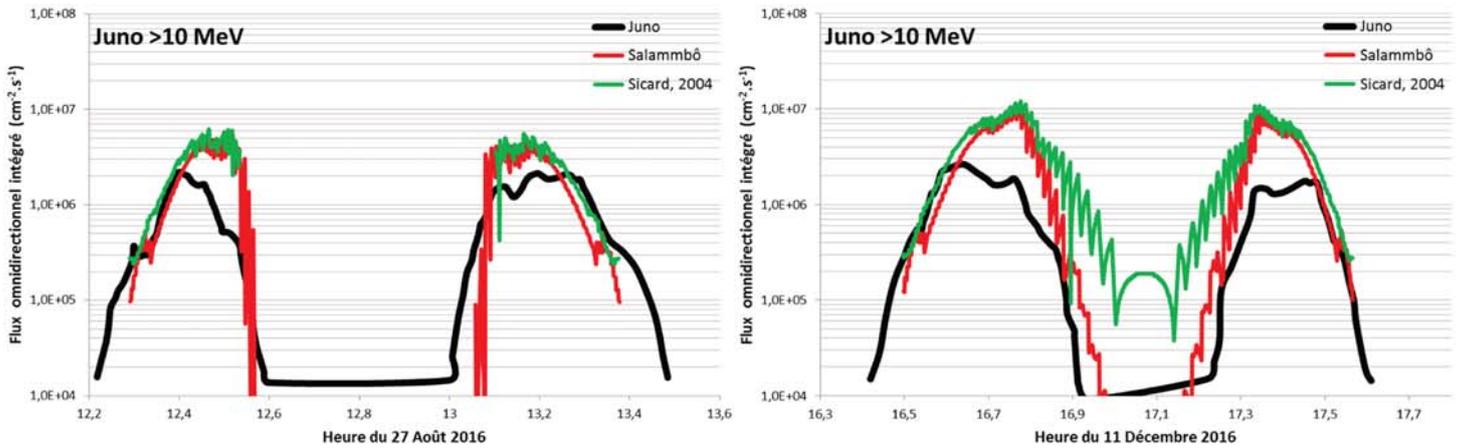


Figure 4.6 – Validation du modèle Salammbô-électron par rapport aux mesures de Juno pour les périjoves 1 et 3. Les lignes de champ connectées aux lunes sont croisées, pour le périjove 1, à une heure décimale de 12.32 (Io), 12.43 (Thébé), 12.5 (Amalthée), 12.55 (anneau principal, Métis et Adrastée), 13.03 (anneau principal, Métis et Adrastée), 13.13 (Amalthée), 13.2 (Thébé) et 13.32 (Io). Pour le périjove 3, cela se produit à une heure décimale de 16.52 (Io), 16.72 (Amalthée), 16.82 (anneau principal, Métis et Adrastée), 17.32 (anneau principal, Métis et Adrastée), 17.37 (Amalthée) et 17.5 (Io).

On remarque des ondulations dans les flux prédits, ce qui provient de difficultés d'interpolations dans la grille de calcul Salammbô le long de la trajectoire de Juno. En début et fin de survol, Juno est à des latitudes extrêmement élevées et l'erreur d'interpolation dépend alors de la taille des mailles de calcul en angle d'attaque équatorial. Au plus près de la planète, c'est la taille des mailles en paramètre de Mc Ilwain qui peut engendrer des erreurs d'interpolation. Au cours de cette thèse, la grille de calcul a été raffinée en angle d'attaque équatorial par rapport à la grille de 2004, mais nous utilisons la même grille en L que l'ancien modèle.

La condition limite externe est en accord avec les observations, que ce soit pour le nouveau modèle Salammbô ou le modèle proposé par Sicard [2004]. Les deux modèles reproduisent fidèlement l'augmentation de flux depuis Europe jusqu'à environ $L = 4$. Plus près de la planète, les deux modèles surestiment de façon similaire l'observation d'environ un facteur 3 pour le périjove 1. Pour le périjove 3, le nouveau modèle Salammbô surestime d'un facteur 4 l'observation tandis que le modèle de 2004 la surestime d'un facteur 5. Enfin, les grandes pertes de flux observées au plus près de la planète sont correctement reproduites par les deux précédents modèles et montrent que Juno croisent des coquilles de dérive pour lesquelles les électrons rebondissent ou dérivent à des distances inférieures à $1 R_J$ du centre de Jupiter, ce qui est la définition du cône de perte.

Au plus près de la planète : validation par rapport aux observations du rayonnement synchrotron

Validation de l'intensité totale prédite

La Figure 4.7 montre en fonction de la fréquence d’observation l’intensité du rayonnement synchrotron intégrée sur l’ensemble de la carte à deux dimensions prédite par le modèle Salammbô (voir section 2.2.2) à une distance de 4,04 unités astronomiques de la source et moyennée sur une rotation de Jupiter. Les prédictions du modèle de Sicard [2004] sont également montrées et nous comparons les prédictions au spectre observé proposé par de Pater et al. [2003] (voir également Figure 2.14). Nous ne montrons pas de prédictions en dessous d’une fréquence de 100 MHz car les énergies cinétiques observées à ces fréquences sont inférieures à l’énergie minimum simulée par Salammbô près de Jupiter.

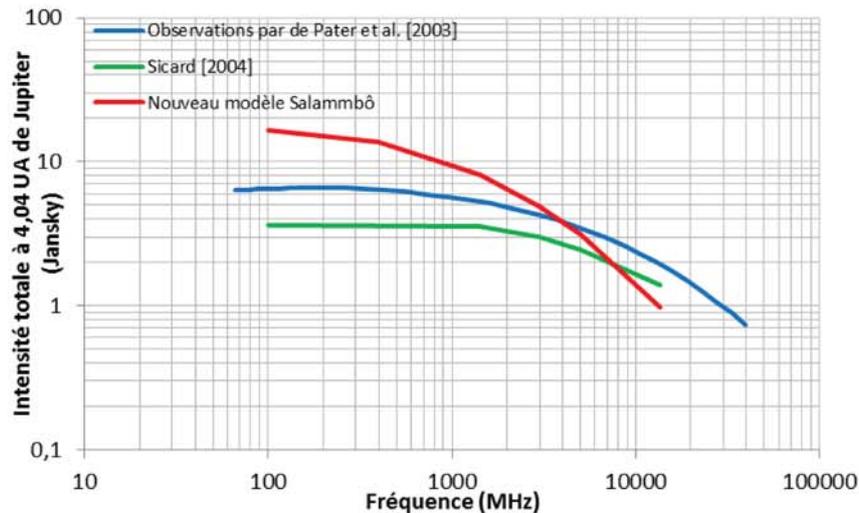


Figure 4.7 – Intensité totale du rayonnement synchrotron prédite par le nouveau modèle Salammbô et le modèle de Sicard [2004] par rapport à la tendance proposée par de Pater et al. [2003].

Notre modèle reproduit l’intensité observée à moins d’un facteur 2 près à toutes les fréquences allant de 100 MHz à 10000 MHz, tout comme le modèle de Sicard [2004]. On note toutefois que le spectre prédit par le nouveau modèle Salammbô a une pente plus importante que le spectre observé tandis que la pente du spectre prédit par le modèle de 2004 est plus en accord avec l’observation.

Une question importante dans la communauté des observateurs du rayonnement synchrotron jovien est de déterminer si l’intensité totale du rayonnement synchrotron diminue aux faibles fréquences, typiquement en dessous de 500 MHz [Girard et al., 2016]. Le nouveau modèle Salammbô, comme celui de 2004, ne prédisent pas une telle diminution mais plutôt un « plateau », cohérent avec le spectre publié par de Pater et al. [2003].

Nous validons désormais notre modèle par rapport à des images résolues à deux dimensions du rayonnement synchrotron. Nous discutons des températures de brillance prédites en absolue par rapport aux observations mais représentons les images en relatif par rapport à leur maximum de brillance. Cela permet de valider, en relatif, la distribution des flux d’électrons à l’intérieur de $4 R_j$. Ainsi, nous cherchons à voir si la distribution initialement à $4 R_j$ et transportée vers la planète subit des réductions relatives dues aux lunes et au rayonnement synchrotron cohérentes

avec l'observation. Si les images en relatif sont correctement reproduites, cela tend à montrer que les processus physiques à l'intérieur de $4 R_j$ sont correctement modélisés.

Validation par rapport aux images de LOFAR et GMRT

La Figure 4.8 montre la comparaison avec les images résolues à des fréquences de 150 MHz et 610 MHz par LOFAR et le GMRT en Novembre 2011 (voir section 2.2). On remarque que le nouveau modèle Salammbô et le modèle de 2004 prédisent le maximum de rayonnement synchrotron du bon côté, cela étant uniquement un effet de la géométrie de l'observation. Les maxima prédits par les deux modèles ne sont pas à la bonne position par rapport à l'observation de LOFAR sur la droite des images et sont décalés de respectivement $0,34 R_j$ et $0,26 R_j$ pour le nouveau modèle Salammbô et celui de 2004. L'intensité des maxima est bien mieux reproduite par le modèle de 2004 que par le nouveau modèle Salammbô, qui surestime les maxima observés par LOFAR et GMRT d'un facteur respectivement 9 et 5. Cependant, des observations plus récentes réalisées par LOFAR en 2013 montrent que les intensités relevées en 2011 sont peut être sous-estimées d'un facteur 2 (discussion personnelle avec Julien Girard). Ainsi, notre modèle serait correct par rapport aux observations à 150 MHz de LOFAR à un facteur 4 près tandis que le modèle de 2004 sous-estimerait l'intensité observée par LOFAR en 2013 d'un facteur 2. Enfin, l'extension radiale du rayonnement synchrotron observé par LOFAR est mieux reproduite par le nouveau modèle Salammbô que par le modèle de 2004 sur la gauche de l'image. En effet, la couleur verte sur l'observation de LOFAR s'étend jusqu'à $2,8 R_j$ du centre de Jupiter et jusqu'à respectivement $2,5 R_j$ (erreur de $0,3 R_j$) et $3,4 R_j$ (erreur de $0,6 R_j$) pour le nouveau et l'ancien modèle. Pour le côté droit de l'image LOFAR, l'extension est mieux reproduite par le modèle de 2004 que par le nouveau. La comparaison de l'extension prédite avec l'image du GMRT est difficile car les images n'ont pas la même échelle de couleur.

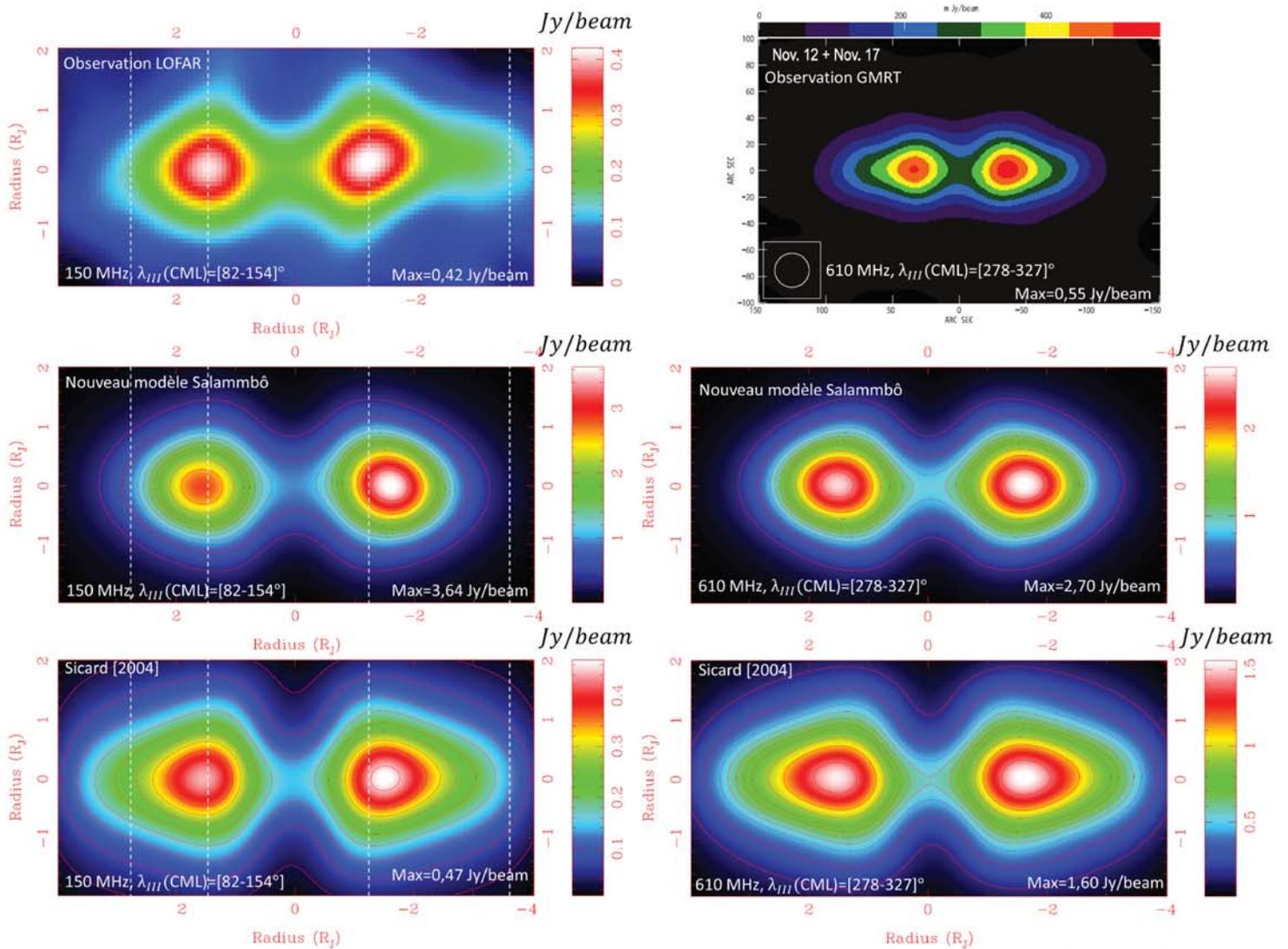


Figure 4.8 – Validation du modèle Salammbô-électron par rapport à des images résolues par LOFAR et le GMRT en Novembre 2011. Les contours rouges délimitent le 10%, 20%, 30%, 40%, 45%, 50%, 60%, 70%, 80% et 90% du maximum. Les lignes blanches pointillées verticales ont été ajoutées pour aider à visualiser la position des maxima de brillance et l’extension de l’observation LOFAR sur les images simulées.

Validation par rapport aux images du VLA

La Figure 4.9 montre la validation du modèle Salammbô-électron par rapport aux observations résolues par le VLA à 1424 MHz et 4997 MHz. Le maximum de température de brillance est surestimé par le nouveau modèle d'un facteur 2,5 à 1424 MHz et 1,5 à 4997 MHz, tandis que le modèle de 2004 sous-estime l'observation d'un facteur 1,6 à 1424 MHz et d'un facteur 2,0 à 4997 MHz. Ainsi, la prédiction du maximum de brillance est meilleure que l'ancien modèle à 4997 MHz mais moins bonne à 1424 MHz.

On peut toutefois noter que l'intensité du rayonnement synchrotron observée à 13 cm (2308 MHz) en Mai 1997 était relativement faible par rapport à l'intensité moyenne observée à long-terme (voir Figure 2.13). En effet, à une distance de 4,04 UA, l'intensité était de 3,6 Jy en Mai 1997, atteint un maximum proche de 5,8 Jy en 1991 et vaut en moyenne 4,6 Jy (facteur 1,3 plus fort qu'en Mai 1997). Ainsi, si nous multiplions les intensités observées par le VLA d'un facteur 1,3 pour ramener ces observations plus proches d'une moyenne à long-terme, le modèle moyen qu'est Salammbô surestime moins les observations, d'un facteur 1,9 à 1424 MHz et d'un facteur 1,2 à 4997 MHz.

Le maximum principal du côté droit de l'image est à la bonne position pour l'ancien et le nouveau modèle à 1424 MHz, mais est légèrement excentré à 4997 MHz. Les modèles prédisent correctement les lobes secondaires à haute latitude et le rapport de brillance de ces lobes par rapport au maximum de brillance est correctement reproduit. L'extension radiale des images, que l'on peut apprécier en regardant la couleur verte, est mieux reproduite par le nouveau modèle Salammbô que l'ancien, qui prédit une extension trop étendue aux deux fréquences.

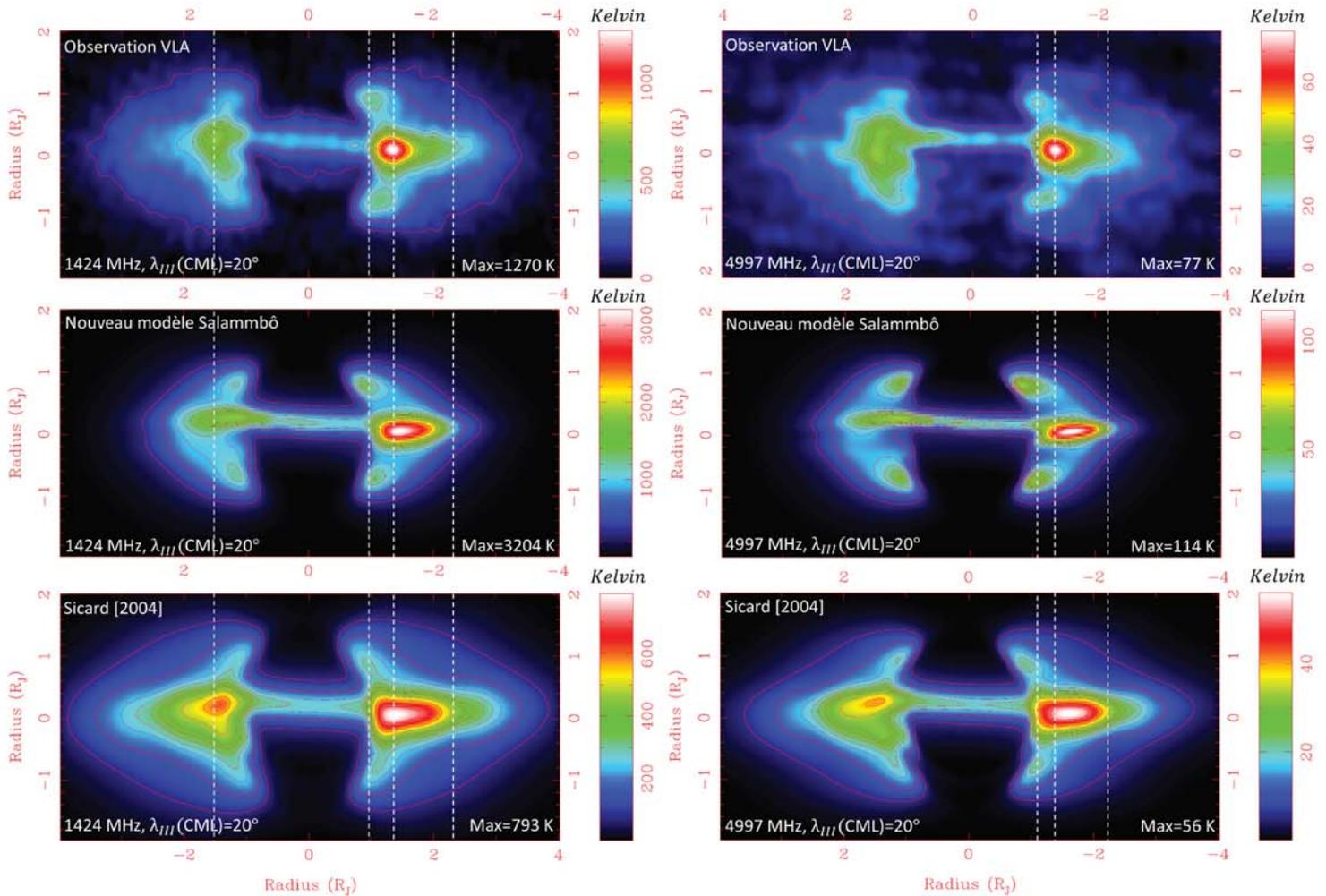


Figure 4.9 – Validation du modèle Salammbô-électron par rapport à des images résolues par le VLA en Mai 1997. Les contours rouges délimitent le 10%, 20%, 30%, 40%, 45%, 50%, 60%, 70%, 80% et 90% du maximum. Les lignes blanches pointillées verticales ont été ajoutées pour aider à visualiser la position des maxima de brillance et l’extension de l’observation du VLA sur les images simulées.

4.2.2 Validation du modèle Salammbô-proton

Nous validons ici le modèle proton pour des énergies cinétiques supérieures à 1 MeV tout d’abord par rapport aux mesures relevées près de l’équateur magnétique (Pioneer 10, Voyager 1 et Galileo Orbiter) puis par rapport aux mesures relevées à plus haute latitude et au plus près de Jupiter par Pioneer 11 et Juno.

La Figure 4.10 montre la validation par rapport aux observations de Pioneer 10 et Voyager 1. Nous discutons ci-après de la comparaison entre modèles et mesures dans trois régions clés : à l’orbite d’Europe (condition limite externe), à l’orbite de Io et au périjoive.

Condition limite externe

La condition limite externe pour des énergies de 1 MeV est sous-estimée par rapport aux observations de Pioneer 10 d'environ 50% en début de survol et d'un facteur 5 en fin de survol. Cela semble indiquer que la condition limite externe est plus isotrope que ce que nous utilisons (voir section 3.3 et discussions ci-après des validations par rapport aux mesures Pioneer 11 et Juno). Pour des énergies de 15 MeV, la condition limite externe sous-estime l'observation d'un facteur inférieur à 2 pour Pioneer 10 mais surestime d'un facteur 2 à 4 les observations de Voyager 1. Pour l'observation de Pioneer 10 à des énergies cinétiques supérieures à 80 MeV, les mesures ne sont disponibles qu'à l'intérieur de l'orbite de Io et il n'est donc pas possible de valider pour cette énergie la condition limite externe utilisée.

Orbite de Io

La déplétion de flux observée par Pioneer 10 à 1 MeV est correctement reproduite puisque le rapport maximum à minimum près de Io est de 50 pour l'observation et 33 pour la simulation pour la trajectoire entrante, et 75 pour l'observation et 63 pour la simulation de la trajectoire sortante. Nous verrons dans la section 5.1 que ces importantes déplétions de protons de 1 MeV sont induites par les ondes basse-fréquence EMIC. Le fait que la condition limite externe soit sous-estimée à 1 MeV et le fait que l'on reproduise correctement la déplétion de flux près de Io amène à sous-estimer les flux minimum observés près de Io à 1 MeV. Tout se passe comme s'il existait un décalage entre l'observation et la simulation qui peut être attribué à une mauvaise estimation de la fonction de réponse de l'instrument. Quoi qu'il en soit, nous reproduisons l'évolution temporelle relative des flux. A 15 MeV, la déplétion est correctement reproduite pour l'observation de Voyager 1 mais la simulation pour Pioneer 10 surestime la perte de flux d'un facteur 3 au début du survol et 2 en fin de survol. A 80 MeV, la forte déplétion de proton prédite par le modèle permet d'obtenir un flux simulé proche de l'observation à moins d'un facteur 2 près à l'intérieur de l'orbite de Io.

Périjove

L'augmentation des flux en dessous de l'orbite de Io est correctement reproduite par le modèle à toutes les énergies. Le flux observé au périjove est correctement simulé à 1 MeV et 80 MeV. Cependant, pour les énergies d'environ 15 MeV, le périjove observé par Pioneer 10 est sous-estimé d'un facteur 10 et celui observé par Voyager 1 est surestimé d'un facteur 3. On note également que la déplétion de flux observée pour les protons >80 MeV près de l'orbite de Thebe pendant la trajectoire sortante est correctement reproduite par le modèle.

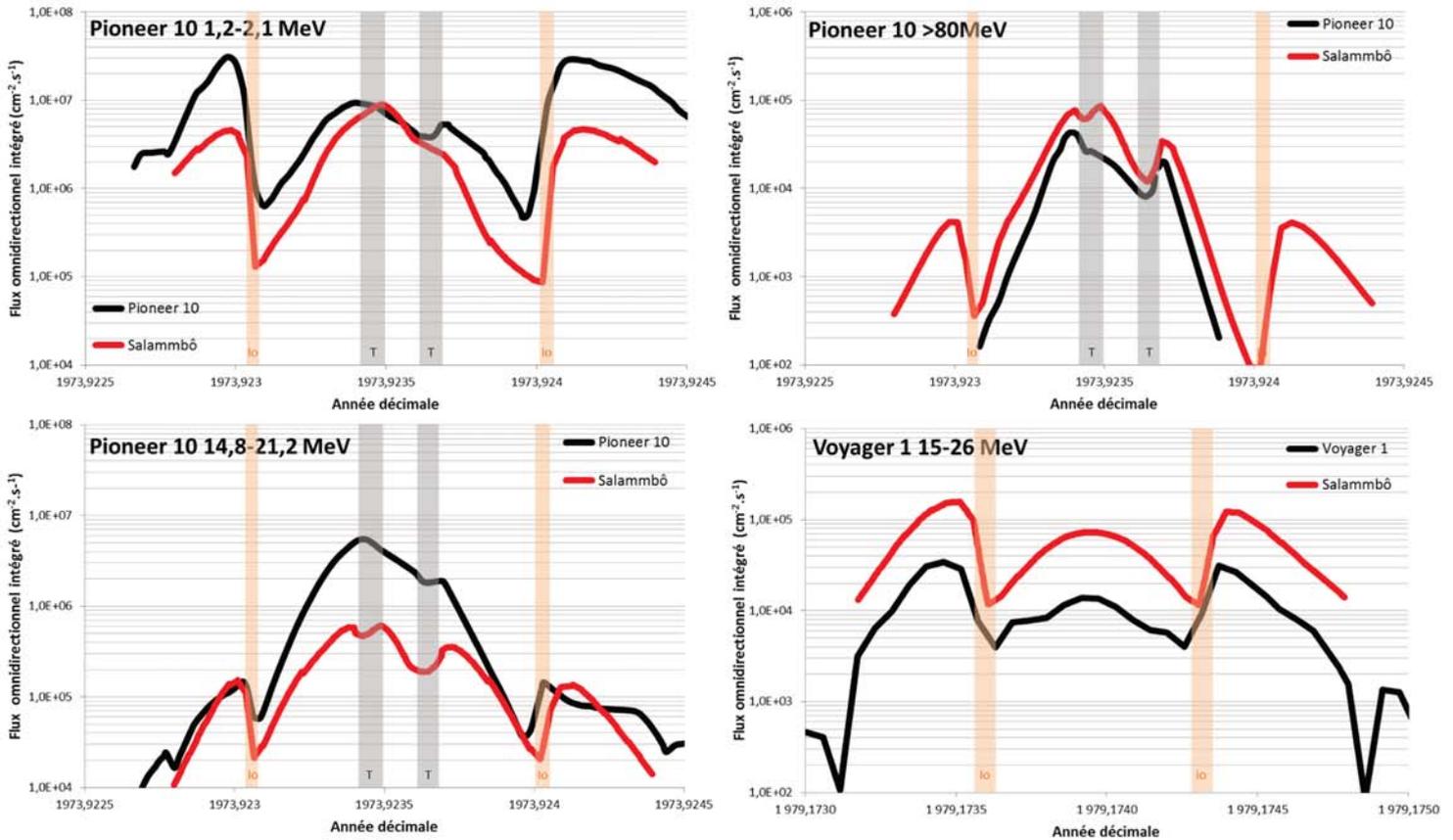


Figure 4.10 – Comparaison des prédictions du modèle Salammbô-proton avec les mesures de Pioneer 10 et Voyager 1. Les zones orangées montrent les lignes de champ connectées à l’orbite de Io et les zones grises les lignes de champ connectées à l’orbite de Thebe (T).

La Figure 4.11 montre la validation du modèle par rapport aux observations de Galileo Orbiter. La sonde a fait plusieurs passages à l’intérieur de l’orbite d’Europe et nous montrons ici l’ensemble des observations en fonction du paramètre de Mc Ilwain L ainsi que le flux prédit par Salammbô à l’équateur magnétique. La condition limite externe est sous-estimée d’environ 50% par rapport à la moyenne des observations pour les énergies de 0,5-1,3 MeV et les énergies de 3,2 à 10,1 MeV. L’augmentation de flux de l’orbite d’Europe ($L = 9,5$) à l’orbite de Io ($L = 6$) est cohérente avec les observations. Près de l’orbite de la lune volcanique, une très forte déplétion de flux est correctement reproduite par le modèle Salammbô. Plus près de Jupiter, les seules données disponibles proviennent de la dernière orbite de Galileo et sont correctement reproduites par le modèle.

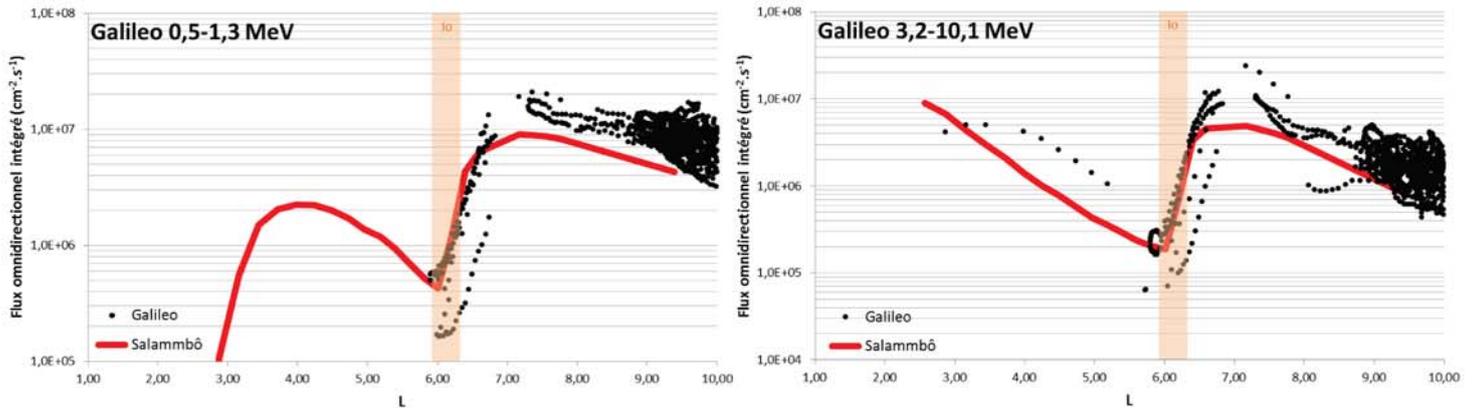


Figure 4.11 – Comparaison des prédictions du modèle Salammbô-proton aux observations de Galileo-Orbiter. Seule la prédiction à l'équateur magnétique est montrée. La zone orangée montre les lignes de champ magnétique connectées à l'orbite de la lune Io.

La Figure 4.12 montre la validation du modèle proton par rapport aux observations de Pioneer 11 et Juno. Pour les énergies autour du MeV, la condition limite externe est sous-estimée d'un facteur 2 à 5 pour les observations de Pioneer 11 et d'au moins un facteur 100 pour l'observation de Juno. Cela indique que la dépendance de la condition limite externe avec la latitude (c'est-à-dire l'anisotropie près de l'orbite d'Europe) n'est pas correctement modélisée dans notre modèle. Il semble que la condition limite externe soit plus isotrope que la fonction « sinus » utilisée, ce qui est cohérent avec les observations directionnelles de Galileo (voir section 3.3). Nous ajoutons sur la Figure 4.12 le résultat de simulation avec une condition limite isotrope en bleu. On remarque que la condition limite externe est bien mieux reproduite à 1 MeV mais est dégradée à 15 MeV. Ainsi, il semble que l'anisotropie des flux près de l'orbite d'Europe dépende de l'énergie cinétique. Nous ne modélisons pas cette dépendance dans nos travaux et conservons l'anisotropie modélisée avec une fonction « sinus ».

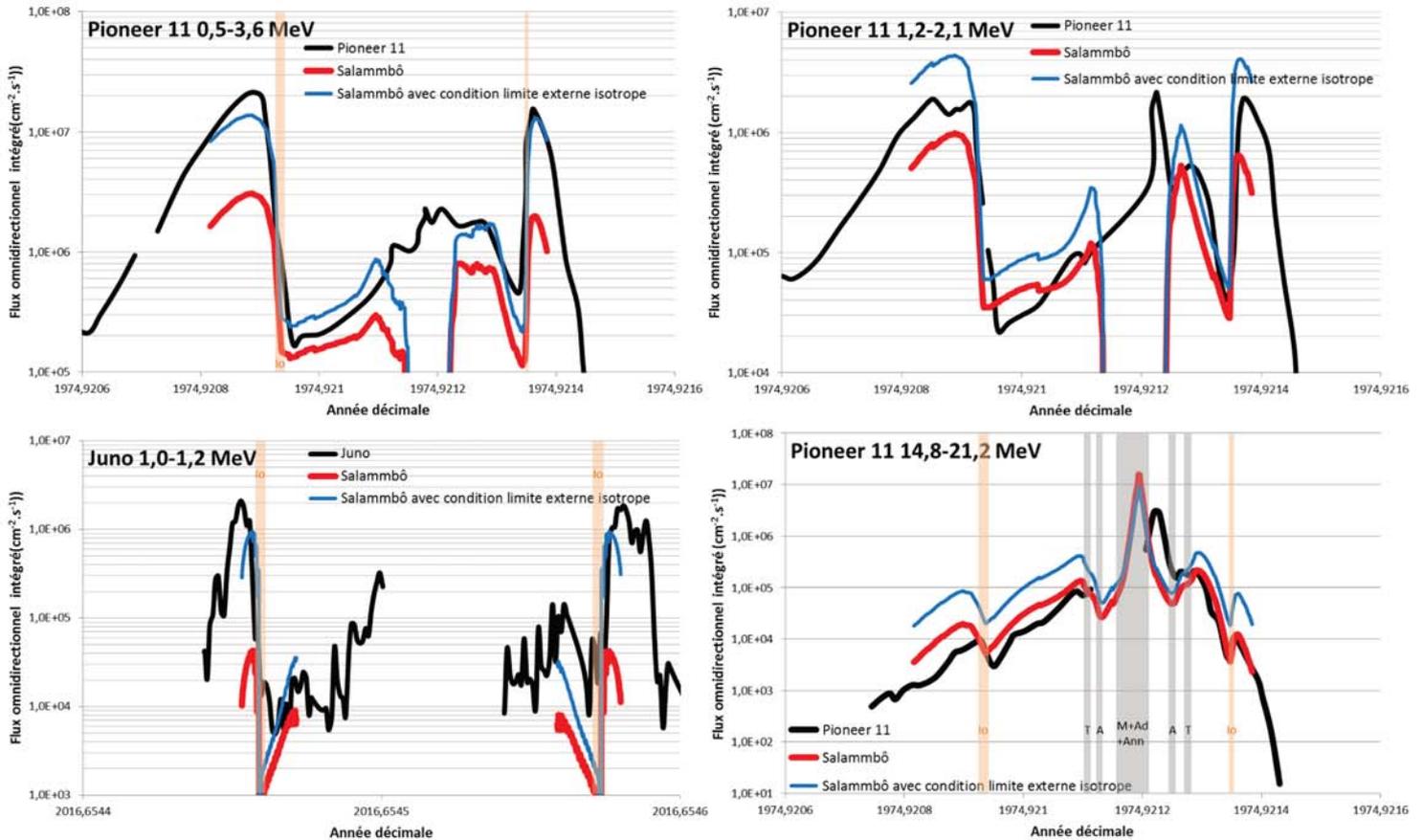


Figure 4.12 – Comparaison des prédictions du modèle Salammbô-proton avec les mesures de Pioneer 11 et Juno. Les zones orangées montrent les lignes de champ connectées à l’orbite de Io et les zones grises les lignes de champ connectées aux orbites de Thebe (T), Amalthea (A) et enfin Métis, Adrastea et la zone interne à l’anneau principal (M+Ad+Ann).

Les déplétions de flux près de l’orbite de Io sont bien reproduites pour les énergies autour du MeV ainsi que pour des énergies supérieures à 15 MeV. Le modèle Salammbô ne modélise pas les protons de 1 MeV en dessous de $L = 3$ (voir section 3.4.1) mais prédit les protons de 15 MeV jusqu’au périjove de Pioneer 11. Un trou de donnée empêche d’utiliser les mesures proton de Pioneer 11 dans la région interne à l’anneau principal pour discuter d’un possible effet de celui-ci sur les protons de 15 MeV. On note que le modèle Salammbô reproduit à ces énergies les pertes de flux observées près de l’orbite de Thébé.

4.2.3 Validation des modèles électron et proton par rapport aux observations de la sonde atmosphérique Galileo Probe

La sonde atmosphérique larguée par la mission Galileo en Décembre 1995 mesura des flux de particules au plus près de la planète géante avec l’expérience « Energetic Particle Investigation » (EPI). Comme détaillé dans la section 2.1.5, les mesures acquises par cette sonde sont précieuses pour étudier les ceintures de radiations les plus internes du système jovien. Cependant, les

canaux de mesure répondent à la fois aux électrons, aux protons et aux ions lourds. De plus, la fonction de réponse des canaux de mesure n'est pas simple (voir Annexe A), ce qui rend difficile l'estimation de la plage d'énergie observée.

L'Annexe A détaille les fonctions de réponse des canaux de mesure EPI. Nous y précisons également la méthode utilisée pour convertir les fonctions de distribution issues des modèles Salammbô-électron et Salammbô-proton en comptages. Nous montrons ci-après les comptages prédits par nos deux modèles dans les six canaux de mesure EPI nommés P1, P2, P3 (« P » comme protons), E1, E2 et E3 (« E » comme électron). Cela va permettre de non seulement discuter des prédictions de Salammbô par rapport aux observations, mais aussi d'analyser les mesures EPI et d'identifier quelles espèces furent observées par chaque canal de mesure. Une analyse similaire avait été conduite par Sicard [2004] mais n'utilisait pas les fonctions de réponse (facteurs géométriques) jugées les plus réalistes et fournies par Pehlke [2000]. De plus, les précédents travaux comparaient des flux et non des comptages.

Validation par rapport aux canaux de mesure « P » de Galileo Probe

La Figure 4.13 montre la comparaison des comptages prédits par les nouveaux modèles électron et proton avec les canaux P1, P2 et P3. Au-delà de $3 R_j$ du centre de Jupiter, nos modèles montrent que les mesures du canal P1 proviennent d'électrons et non de protons tandis que les canaux P2 et P3 relevèrent bel et bien des mesures de protons. Le modèle électron reproduit à moins d'un facteur 2 les mesures relevées par P1 au-delà de $3 R_j$ et le modèle proton les mesures de P2 et P3 à moins d'un facteur 2 dans cette région.

Plus près de Jupiter, de $1,8 R_j$ à $2,3 R_j$, la section 2.1.5 a montré que les canaux P1, P2 et P3 répondent sûrement aux particules alpha. Pour le canal P1, l'estimation des comptages attribuables aux particules alpha est sûrement sous-estimée par la méthode utilisée et détaillée en Annexe A. Ainsi, même si les comptages liés aux particules alpha entre $1,8$ et $2,3 R_j$ sont un facteur 7 inférieurs à l'observation, il n'est pas impossible que la « bosse » observée dans les mesures de P1 provienne de ces particules. Dans les trois canaux « P », les observations entre $1,8$ et $2,3 R_j$ ne peuvent donc pas être utilisées pour valider nos modèles.

A une distance au centre de Jupiter entre $1,6$ et $1,8 R_j$, le modèle électron reproduit correctement la mesure de P1 et le modèle proton reproduit fidèlement à moins d'un facteur 2 les comptages de P2 et P3. A l'intérieur de $1,6 R_j$, les comptages prédits par le modèle proton augmentent très rapidement. Une erreur très importante d'au moins d'un facteur 50 à 80 est alors observée au plus près de la planète et on remarque que les flux de protons ne diminuent pas en dessous de $1,3 R_j$ comme montré par l'observation.

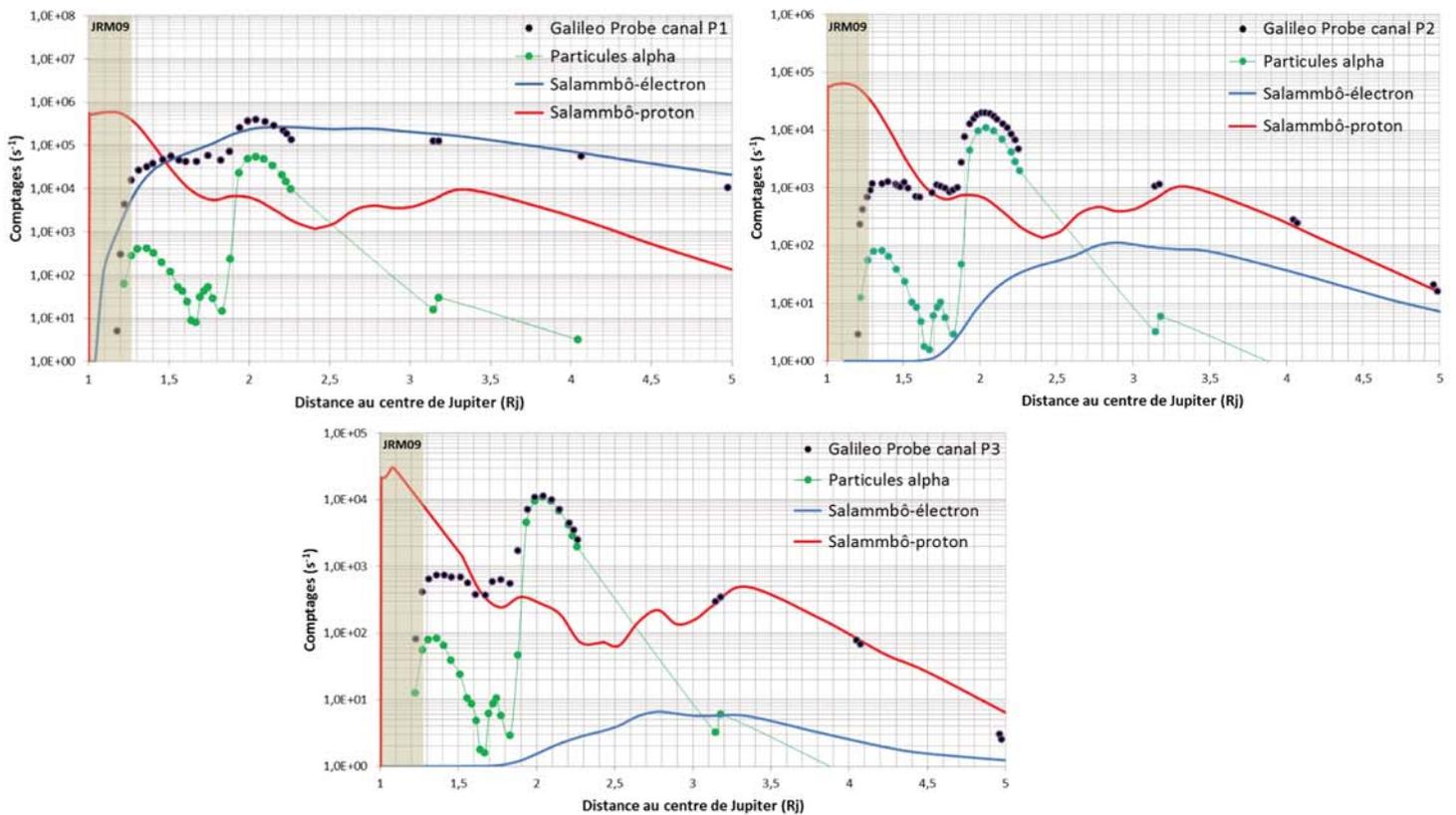


Figure 4.13 – Comparaison des comptages issus du modèle Salammbô avec les canaux de mesure "P" de Galileo Probe. La distance en abscisse est la distance de Galileo Probe au centre de Jupiter. La couleur grise indique la zone à l'intérieur de laquelle l'ensemble des particules qui rebondissent à la position de Galileo Probe percutent l'atmosphère de Jupiter pendant leur dérive d'après le modèle de champ magnétique interne JRM09, différent du modèle O6 utilisé dans cette étude.

Il est très surprenant que les flux de protons simulés ne soient nuls qu'à des distances extrêmement proches de la planète et inférieures à $1,01 R_j$. Cela provient du décentrement du centre du champ magnétique de Jupiter, qui est d'environ $0,1 R_j$. En effet, lorsque Galileo Probe entra dans l'atmosphère de Jupiter ($1,0 R_j$), la sonde était à $1,11 R_j$ du centre du champ magnétique. La Figure 4.14 montre que les coquilles de dérive des particules n'interceptent alors pas Jupiter. Cependant, nous sommes ici au plus près de Jupiter et les conclusions sur le fait que les protons n'interceptent pas la planète peuvent être fortement dépendantes du modèle de champ magnétique interne utilisé. Nous utilisons dans notre étude le modèle de champ interne d'ordre 3 O6 (voir section 1.1.1). Nous montrons ci-après que les conclusions sur l'effet de l'atmosphère de Jupiter sur les protons observés par Galileo Probe sont drastiquement différentes si on utilise les modèles de champ plus récents comme le modèle d'ordre 4 VIP4 ou le modèle d'ordre 10 JRM09.

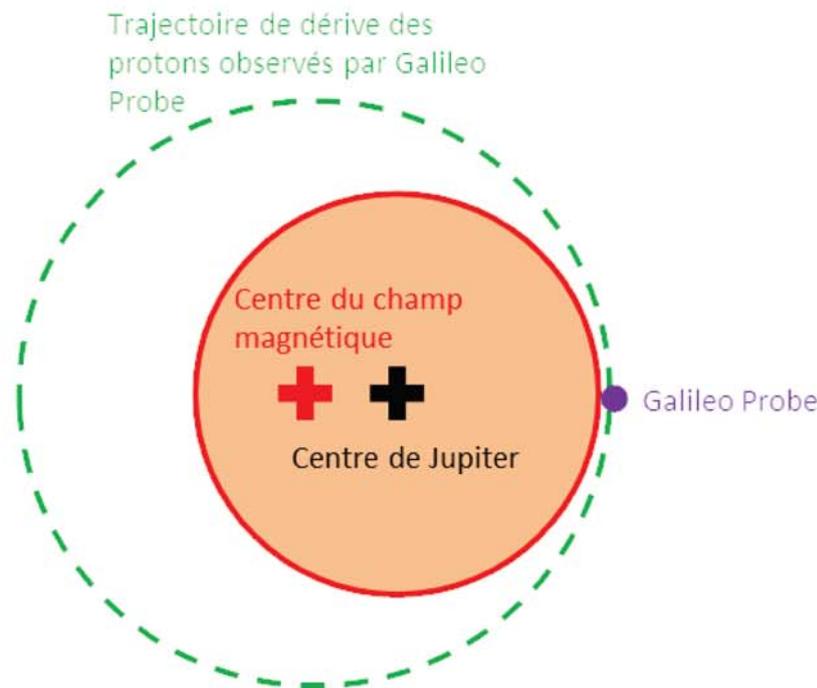


Figure 4.14 – Schéma représentant la trajectoire de dérive des protons observés par Galileo Probe dans un plan équatorial magnétique pour un champ magnétique dipolaire décentré. Le décentrement est exagéré.

Nous avons suivi au cours de cette thèse les trajectoires de rebond et de dérive du centre guide des protons qui rebondissent à la position de Galileo Probe à l'aide de la librairie développée par Sicard-Piet et Bourdarie [2011] avec les trois modèles de champ magnétique interne O6, VIP4 et JRM09.

Contrairement aux prévisions du modèle O6, les modèles VIP4 et JRM09 prédisent que les protons observés par Galileo Probe au plus près de Jupiter, à $1,01 R_j$, rencontrent l'atmosphère de Jupiter lors de leur dérive. Nous avons effectué le suivi de trajectoire pour l'ensemble des positions de Galileo Probe, et il s'avère qu'il existe une distance minimum de la sonde au centre de Jupiter en dessous de laquelle les protons piégés qui rebondissent à la position de la sonde percutent l'atmosphère lors de leur mouvement de rebond et dérive. La distance minimale au centre de la planète pour le modèle O6 est de $1,01 R_j$. Pour le modèle VIP4, elle est de $1,1 R_j$. Enfin, pour le modèle le plus récent, JRM09, qui est issu des mesures de la sonde Juno et est donc le seul contraint dans notre région d'intérêt, la distance minimale est de $1,26 R_j$. Ainsi, en utilisant les modèles de champ magnétique O6 et VIP4, la déplétion de flux de protons observée à $1,3 R_j$ ne peut être expliquée. **Cependant, le modèle de champ magnétique JRM09 explique parfaitement la déplétion de flux de protons observée par Galileo Probe près de la planète.** C'est un très bon résultat pour le nouveau modèle de champ proposé par la mission Juno qui est donc à même d'expliquer les observations de Galileo Probe.

Validation par rapport aux canaux de mesure « E » de Galileo Probe

La Figure 4.15 montre la comparaison de nos modèles avec les mesures des canaux E1, E2 et E3. Nous montrons également les comptages prédits par le modèle électron proposé par Sicard [2004].

La contamination par les particules alpha entre 1,8 et 2,3 R_j ne semble pas affecter les mesures des canaux « E ». Le modèle proton surestime très fortement les comptages de proton en dessous de 1,6 R_j et il convient de ne pas tenir compte de cette prédiction. Ainsi, les comptages dus aux protons dans les trois canaux sont négligeables devant l'observation. On conclue donc que, d'après le modèle Salammbô-proton, ces canaux ont mesuré des électrons.

A 5 R_j du centre de Jupiter, le nouveau modèle Salammbô reproduit l'observation à un facteur 2 près pour les canaux E1 et E3 et un facteur 3 près pour le canal E2. Le modèle de 2004 surestime quant à lui les comptages observés à 5 R_j d'un facteur 10 pour E1, 15 pour E2 et 15 pour E3. Ainsi, le nouveau modèle Salammbô est plus proche de l'observation que le modèle de 2004 à 5 R_j du centre de Jupiter.

Les prédictions de l'ancien et du nouveau modèle sont en accord pour les canaux E1 et E3 en dessous de 3 R_j , reproduisent les comptages observés à un facteur 4 (E1) ou 2 (E3) près ainsi que la déplétion de flux observée à partir de 1,5 R_j jusqu'à l'entrée dans l'atmosphère. On remarque que les comptages mesurés commencent à diminuer à 1,5 R_j du centre de la planète, ce qui est plus éloigné que la diminution des flux de protons à 1,3 R_j (voir Figure 4.13). Cela s'explique par le fait que la diminution des comptages d'électrons n'est pas un effet de l'atmosphère de Jupiter mais un effet du rayonnement synchrotron, qui crée très près de la planète des fortes frictions en énergie cinétique et angle d'attaque équatorial.

Les comptages du canal E2 sont reproduits à un facteur 6 près, ce qui est moins bon que la comparaison avec les comptages du canal E3, alors que les canaux E2 et E3 répondent à peu près aux mêmes énergies cinétiques (voir Annexe A). Cela peut indiquer que le facteur géométrique d'un des deux précédents canaux est mal estimé.

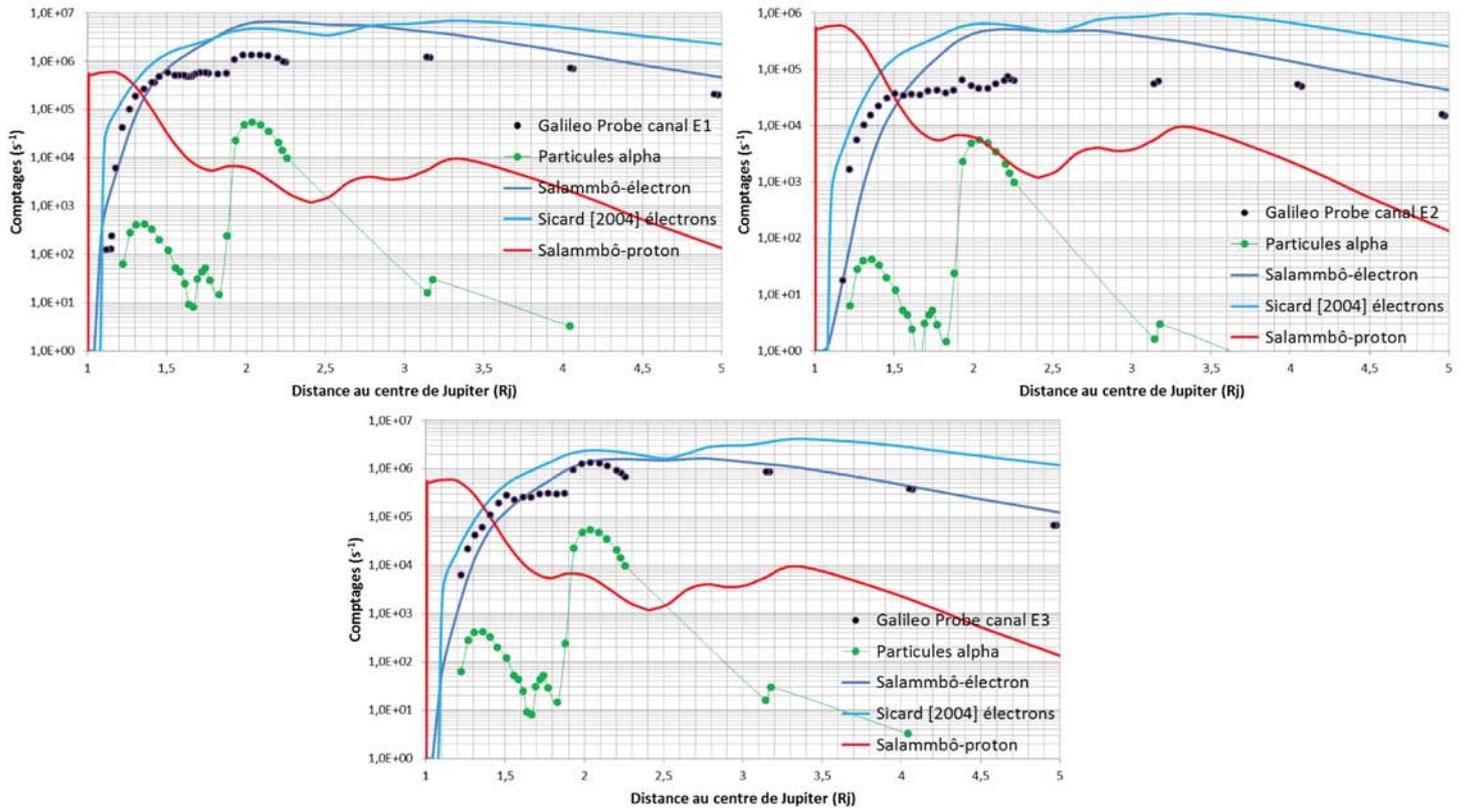


Figure 4.15 – Comparaison des comptages issus du modèle Salammbô avec les canaux de mesure "E" de Galileo Probe.

4.3 Bilan sur les flux de particules prédits par le modèle Salammbô

Les ceintures de radiations de Jupiter résultent de l'équilibre entre, d'un côté, la source créée par la diffusion radiale qui transporte la condition limite externe, et d'un autre l'ensemble des processus de pertes que sont les lunes, l'interaction onde-particule, l'atmosphère de Jupiter, le rayonnement synchrotron et les anneaux de poussière.

Le modèle Salammbô prédit cet équilibre à partir de la condition limite externe imposée près d'Europe et des coefficients de diffusion, friction et pertes détaillés dans le chapitre 3. La section 4.1 documente les flux de particules issus du modèle à l'aide de coupes méridiennes de flux et de tracés de spectres en énergie cinétique à l'équateur magnétique. Cela rappelle que le modèle est capable de prédire les flux de particules piégées non seulement le long des trajectoires des sondes qui se sont aventurées près de Jupiter, mais aussi en tout point de la magnétosphère ayant un paramètre de Mc Ilwain inférieur à 9,5. La section 4.1 montre que, d'après le modèle, les pertes l'emportent sur la diffusion radiale près de Io et des lunes internes pour les électrons et protons à toutes les énergies. On note aussi qu'elles sont prépondérantes au-delà de l'orbite de Io pour les électrons ayant une énergie cinétique inférieure à 5 MeV. Au plus près de la

planète, l'atmosphère joue un rôle de perte majeur sur les électrons et protons, tout comme le rayonnement synchrotron sur les électrons piégés.

Les flux prédits sont ensuite comparés aux mesures et observations des ceintures de radiations dans la section 4.2 afin de valider le modèle proposé. Les différences importantes entre notre prédiction et les observations sont :

- Pour les images à deux dimensions de LOFAR et du GMRT, dont les températures de brillance sont surestimées d'un facteur 5 à 9 par notre modèle. Cependant, il est possible que ces observations aient des barres d'erreurs importantes, avec une erreur de mesure possible d'environ un facteur 2.
- Pour les flux de protons d'environ 1 MeV relevés par Juno près de l'orbite d'Europe, où la condition limite externe sous-estime les mesures d'un facteur 100. Cela provient de l'anisotropie introduite dans le modèle à la condition limite externe avec une fonction de type « sinus ». Nous avons montré qu'une condition limite externe isotrope permet de mieux reproduire les observations de Juno et Pioneer 11 à des énergies de 1 MeV mais dégrade la prédiction à 15 MeV par rapport aux mesures de Pioneer 11. Ainsi, la condition limite externe serait isotrope à 1 MeV mais pas à 15 MeV.
- Pour les flux de protons d'environ 15 MeV au périjove de Pioneer 10, que nous sous-estimons d'un facteur 10.
- Les comptages de protons observés par Galileo Probe/EPI à des distances au centre de la planète inférieures à $1,6 R_j$. Cependant, nous avons montré que le modèle de champ magnétique issu des mesures récentes de Juno, nommé JRM09, prévoit que les protons observés à des distances inférieures à $1,26 R_j$ impactent l'atmosphère de Jupiter lors de leur mouvement de dérive. Ainsi, la grande différence entre modèle et observation provient de l'utilisation dans notre étude du modèle de champ magnétique O6 qui n'est pas adapté aussi près de la planète à l'équateur magnétique.

Les modèles électron et proton développés au cours de cette thèse reproduisent l'ensemble des autres observations à moins d'un facteur 2 à 4 près à toutes les énergies cinétiques observées, le long des trajectoires de Pioneer 10, Pioneer 11, Voyager 1, Galileo Orbiter, Galileo Probe et Juno. De plus, le modèle électron reproduit le spectre en fréquence de l'intensité totale du rayonnement synchrotron émis près de Jupiter à moins d'un facteur 2 et l'intensité des images à deux dimensions du VLA (1440 MHz et 4997 MHz) à moins d'un facteur 2,5. Les dernières images sont correctement reproduites en relatif par rapport au maximum de brillance, ce qui tend à valider la modélisation des processus physiques pris en compte près de Jupiter pour les électrons piégés. L'erreur d'un facteur 2 à 4 est considérée comme un très bon résultat pour nos modèles, puisque la dynamique temporelle des ceintures de radiations est de l'ordre du facteur 2 à 3 (voir chapitre 2).

Enfin, l'amélioration apportée au cours de cette thèse au modèle Salammbô-électron proposé par Sicard [2004] a été montré principalement par rapport aux mesures in-situ. Nous avons mis en avant que le nouveau modèle reproduit aussi bien que l'ancien les mesures pour des énergies

cinétiques supérieures à quelques dizaines de MeV et est fortement amélioré pour des énergies inférieures à 5 MeV.

Nous ne l'avons pas montré dans ce chapitre mais le modèle proton proposé au cours de cette thèse jusqu'à l'orbite d'Europe reproduit de façon bien plus satisfaisante les observations à l'intérieur de l'orbite de Io que le modèle proposé en 2004 (qui s'étendait jusqu'à l'orbite de Io). Cela provient du fait que le précédent modèle était très préliminaire, utilisait une condition limite à Io contrainte par aucune observation et était validé par rapport à beaucoup moins d'observations des ceintures de radiations que nos travaux.

Le prochain chapitre va montrer que le modèle Salammbô présenté et validé ici est un très bon outil pour étudier, par rapport aux observations, l'importance des processus physiques qui forment les ceintures de radiations. En particulier, nous allons discuter, par rapport aux observations, de l'effet des ondes électromagnétiques, du tore de gaz neutre de Io et des anneaux de poussière sur les particules piégées des ceintures de radiations de Jupiter.

Chapitre 5

Discussions sur l'effet des ondes électromagnétiques, du tore de Io et des anneaux de poussière

Le chapitre 1 a introduit les caractéristiques de l'environnement qui peut influencer sur les ceintures de radiations que nous connaissons au travers des observations détaillées dans le chapitre 2. Le chapitre 3 s'est attaché à modéliser l'effet de l'environnement sur les électrons et protons piégés afin de pouvoir proposer un modèle des ceintures de radiations indépendant du temps. Ce modèle, nommé Salammbô, est présenté dans le chapitre 4 et y est validé par rapport aux observations.

Ce chapitre 5 a pour objectif de discuter l'effet de trois processus physiques majeurs ou incertains par rapport aux observations des ceintures de radiations à l'aide du modèle physique Salammbô. Nous nous attachons dans un premier temps à discuter de l'importance du processus d'interaction onde-particule pour les électrons et protons piégés. Nous montrons ensuite dans une deuxième section que les fortes pertes de protons de 1 MeV près de l'orbite de Io ne peuvent provenir du processus d'échange de charge avec les particules neutres du tore, et ce quelle que soit leur densité. La dernière section discute du rôle des anneaux de poussière sur les électrons et protons piégés au plus près de la planète géante.

5.1 Importance de l'interaction onde-particule

Les ondes basse-fréquence de type « EMIC » interagissent avec des électrons près de Io ayant une énergie supérieure à 40 MeV et leur effet ne peut être validé par rapport à des observations (voir section 3.4.9). Nous discutons ici de l'effet des ondes de type « Souffle » et « Choeur » sur les électrons et des ondes de type « EMIC » sur les protons. Pour cela, l'effet des ondes est désactivé et la distribution des électrons et des protons est prédite sans tenir compte de l'interaction onde-particule. Cette nouvelle prédiction, sans ondes, est ensuite comparée aux observations. La

comparaison entre la prédiction avec ondes, la prédiction sans ondes et l'observation permet de discuter de l'importance du processus physique.

5.1.1 Importance des ondes de type « Souffle » et « Choeur »

La Figure 5.1, panneaux a) à f), montre les prédictions du modèle Salammbô-électron avec ou sans l'effet des ondes par rapport aux mesures in-situ relevées près de l'équateur magnétique par Galileo Probe, Pioneer 10 et Voyager 1.

a) Galileo Probe E3 : Pour les électrons relevés par le canal E3 de l'expérience EPI à bord de Galileo Probe (environ >8 MeV, voir Annexe A), on remarque que ne pas tenir compte de l'effet des ondes amène à surestimer l'observation d'un facteur 3 à 4.

b) Pioneer 10 >31 MeV : Les conclusions pour les prédictions le long de la trajectoire de Pioneer 10 aux énergies >31 MeV et >21 MeV sont similaires. Ainsi, seule la prédiction à 31 MeV est montrée sur la Figure 5.1. On note que les prédictions avec ou sans ondes sont assez similaires jusqu'à l'orbite de Io, mais le flux prédit au périjove est multiplié par un facteur 9 si on ne tient pas compte de l'interaction onde-particule. Cela provient du fait que ce processus physique agit préférentiellement sur des électrons de quelques MeV dans le magnétodisque qui sont ensuite accélérés à des énergies supérieures à 31 MeV au périjove. Ainsi, l'augmentation du flux au périjove montre que les flux de particules de plusieurs MeV prédits au-delà de l'orbite de Io sans les ondes sont trop fort d'environ un facteur 10.

c) Voyager 1 $>8,5$ MeV : Les conclusions sont similaires à ce que l'on obtient pour Pioneer 10 >9 MeV, donc nous ne montrons ici que Voyager 1 $>8,5$ MeV. L'augmentation des flux de l'orbite d'Europe à celle de Io est mieux reproduite sans les ondes. Le flux au périjove est cependant alors surestimé d'un facteur 3,5 tandis que le modèle avec ondes le sous-estime d'un facteur 1,5. L'intensité des déplétions de flux près de l'orbite de Io est mieux reproduite en tenant compte de l'effet des ondes.

d) Pioneer 10 >5 MeV : Contrairement à la prédiction à 31 MeV, les flux prédits près de l'orbite de Io sont fortement augmentés sans interaction onde-particule, d'un facteur 4,5. Le périjove est lui augmenté d'un facteur 9 ce qui amène la prédiction sans ondes à surestimer l'observation d'un facteur 10.

e) Voyager 1 $>2,5$ MeV : De l'orbite d'Europe à celle de Io, les flux observés par Voyager 1 n'augmentent que très peu avant la déplétion près de l'orbite de la lune volcanique. Le modèle sans ondes prédit une augmentation des flux plus forte que l'observation, d'un facteur 2,5 en début de survol (contre 1,7 pour l'observation) et 1,6 en fin de survol (contre 1,2 pour l'observation). Le modèle avec ondes prédit lui une légère diminution des flux d'un facteur 1,2. Les variations de flux sont ici très faibles, et il est donc difficile de dire si l'observation valide plutôt la tendance prédite par le modèle sans ondes ou le modèle avec ondes. Le flux prédit au périjove est augmenté d'un facteur 5, ce qui amène le modèle sans ondes à surestimer l'observation d'un

facteur 3,5 tandis que le modèle avec ondes la sous-estime d'un facteur 1,5.

f) Pioneer 10 $>0,5$ MeV : L'observation montre que les flux diminuent de l'orbite d'Europe à l'orbite de Io, ce qui est correctement reproduit par le modèle avec ondes tandis que le modèle sans ondes prédit une augmentation des flux. Ainsi, cette tendance dans l'évolution des flux provient, d'après notre modèle, de l'interaction onde-particule. Les déplétions de flux près de l'orbite de Io sont sous-estimées par le modèle sans ondes, qui surestime ensuite le périjove d'un facteur 7.

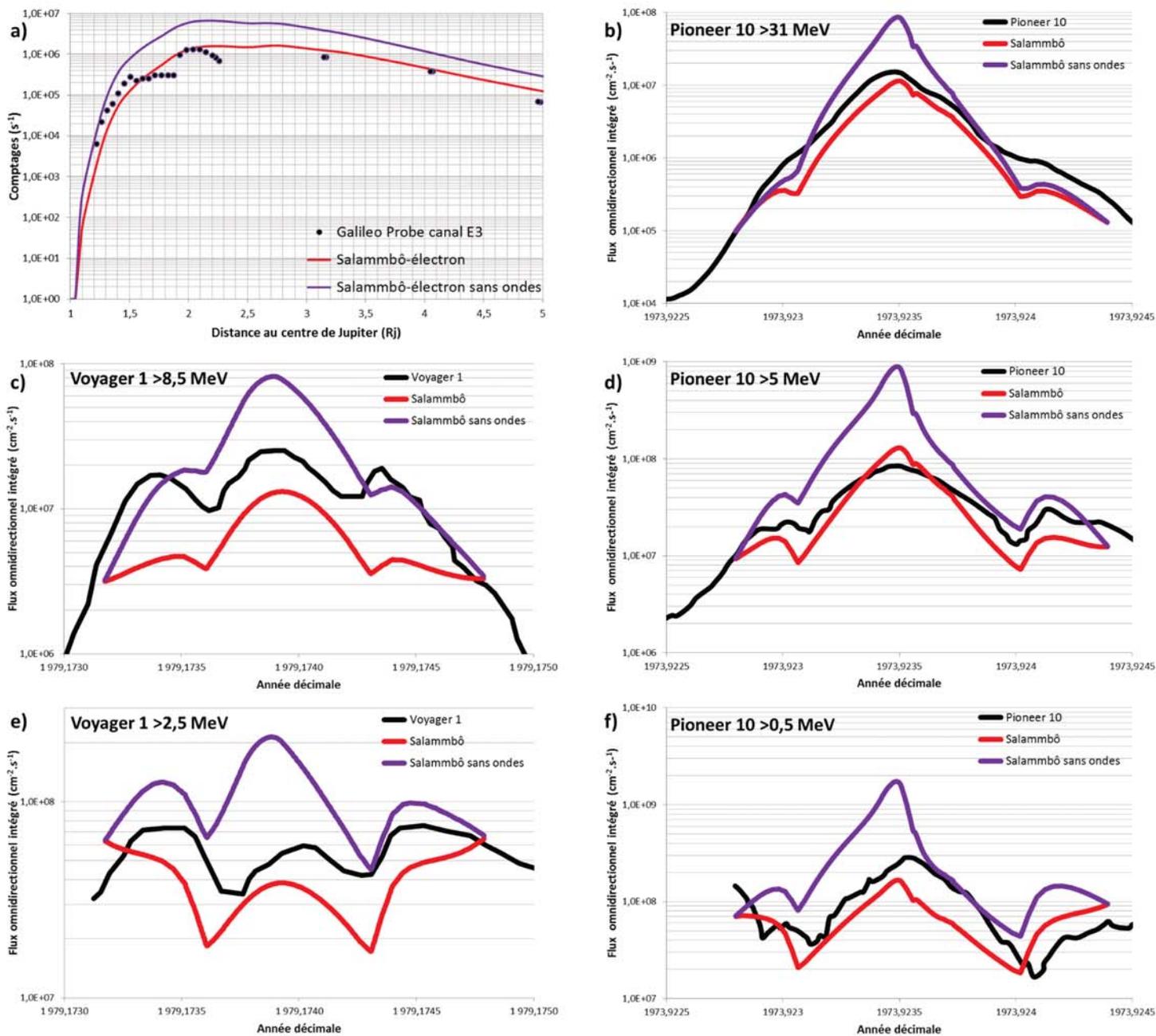


Figure 5.1 – Comparaison des prédictions du modèle Salammbô-électron avec ou sans ondes avec des observations relevées près de l'équateur magnétique par Pioneer 10, Voyager 1 et Galileo Probe.

La Figure 5.2 montre la comparaison du modèle avec ou sans ondes le long des trajectoires de Pioneer 11 et Juno. On remarque ici que l'effet principal des ondes aux énergies observées est une diffusion en angle d'attaque équatorial. Ainsi, les ondes augmentent les flux à haute latitude, ce qui est visible au début et à la fin des survols et réduisent les flux près de l'équateur magnétique, ce qui est visible au périjove. La Figure 5.2 montre que négliger l'effet des ondes amène à surestimer les flux mesurés au périjove par Pioneer 11 d'un facteur 10 à 21 MeV et d'un facteur 40 à 8 MeV. Une telle surestimation n'est pas observée au périjove de Juno, car la sonde est trop proche de la planète pour que des forts flux d'électrons puissent exister (cône de perte).

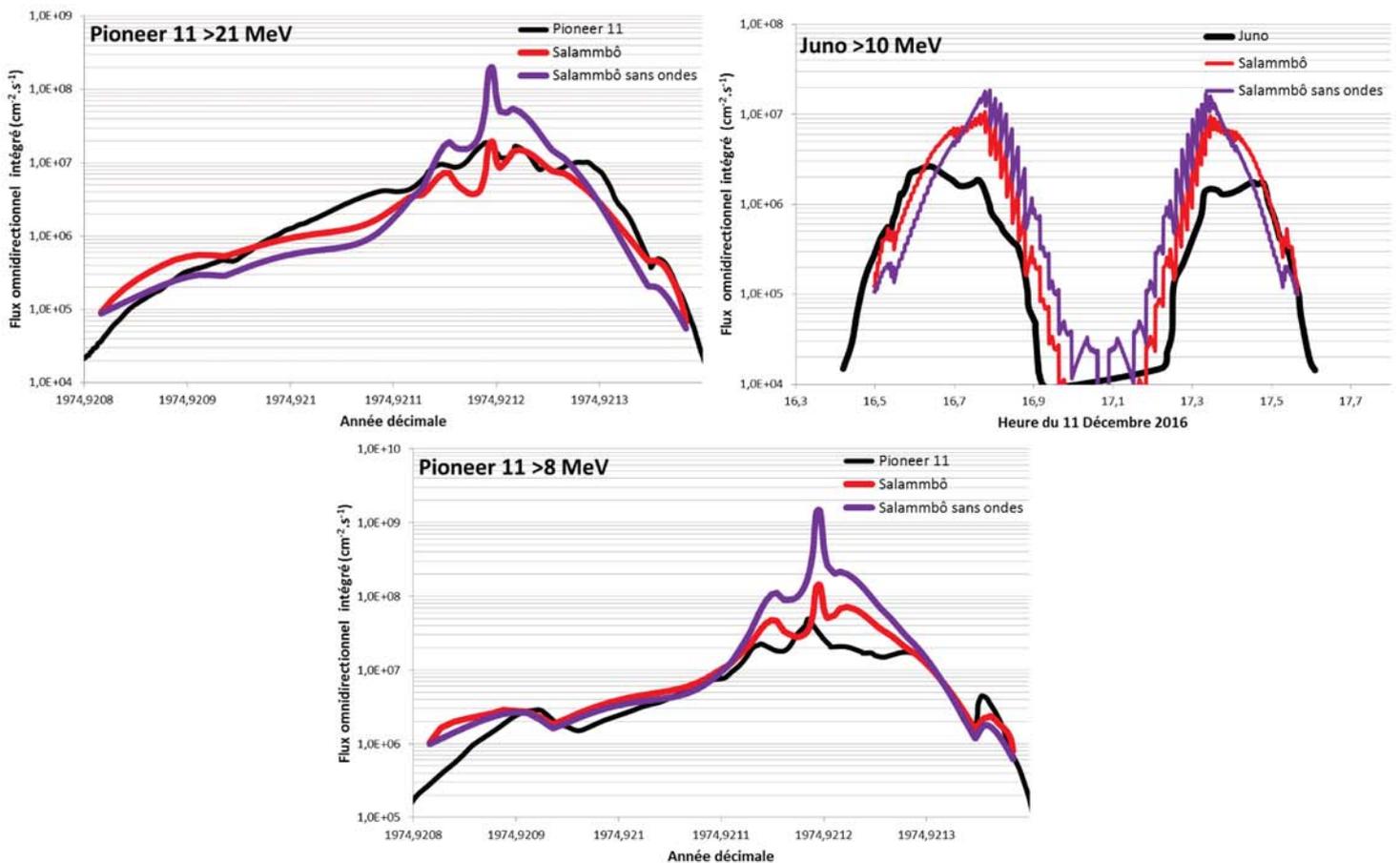


Figure 5.2 – Comparaison des prédictions du modèle Salammô-électron avec ou sans ondes avec des mesures relevées par Pioneer 11 et Juno.

La Figure 5.3 montre un exemple de prédiction d'image synchrotron à 1424 MHz sans tenir compte de l'interaction onde-particule. Le maximum de brillance prédit de 30004 Kelvin est alors 24 fois plus fort que l'observation du VLA à 1270 Kelvin, et l'intensité totale est elle un facteur 10 supérieure à l'observation. L'intensité totale du rayonnement synchrotron est également très fortement surestimée à toutes les fréquences d'au moins un facteur 10, atteignant un maximum à 100 MHz de 120 Jy contre 6 Jy pour le spectre proposé par de Pater et al. [2003], soit une erreur d'un facteur 20. Ainsi, d'après le modèle Salammô, le rayonnement synchrotron émis par

les électrons des ceintures de radiations de Jupiter serait 10 à 20 fois plus intense si l'interaction onde-particule n'était pas efficace dans le magnétodisque, c'est-à-dire au-delà de l'orbite de Io.

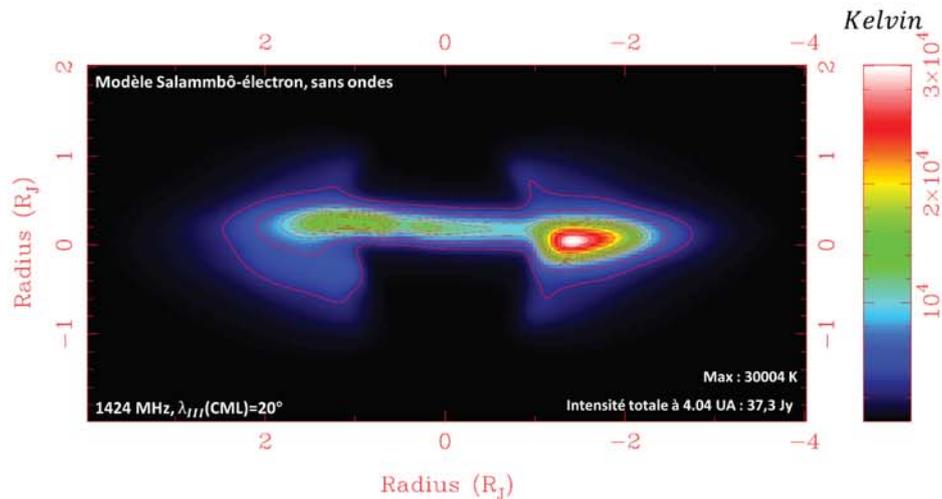


Figure 5.3 – Image synchrotron prédite par le modèle Salammbô-électron sans ondes à 1424 MHz.

D'après les comparaisons précédentes, le processus d'interaction onde-particule intégré au modèle Salammbô est **un fort processus de perte d'électrons piégés**, leur angle d'attaque équatorial étant diffusé ce qui redistribue les électrons à plus faible angle d'attaque (haute latitude) et finalement les précipite dans l'atmosphère de Jupiter. Ce processus est plus efficace dans le magnétodisque pour des énergies inférieures à quelques MeV (voir section 3.4.9), mais l'effet sur les électrons de ces énergies est visible à plus forte énergie lorsque ceux-ci sont transportés radialement vers Jupiter.

Nos conclusions sur l'effet des ondes par rapport aux observations des ceintures de radiations reposent sur le modèle Salammbô que nous avons développé et dépendent principalement de trois paramètres : la condition limite externe imposée près d'Europe, l'intensité des ondes et le coefficient de diffusion radiale.

Réduire considérablement la condition limite externe à des énergies inférieures à 5 MeV permet « d'enlever » des électrons à ces énergies sans avoir besoin du processus d'interaction onde-particule. C'est ce qui était fait dans le modèle développé par Sicard [2004] qui n'intégrait pas l'effet des ondes. Cependant, nous avons montré dans la section 3.3 que la condition limite externe imposée en 2004 n'était pas réaliste, avec des flux différentiels d'un facteur 100 à 1000 inférieurs aux mesures in-situ relevées près de l'orbite d'Europe par toutes les missions. Ainsi, augmenter les flux de la condition limite externe aux énergies inférieures à 5 MeV comme nous l'avons fait au cours de cette thèse nous impose d'avoir un fort processus de perte d'électrons à ces énergies. Afin de pouvoir reproduire les observations, ce fort processus de perte doit être plus efficace à des énergies de quelques MeV qu'à plus haute énergie, pour en particulier ne pas dégrader les prédictions à des énergies supérieures à 9, 21 et 31 MeV.

Nos travaux montrent que seule l'interaction onde-particule peut engendrer les pertes nécessaires aux bonnes énergies. Inversement, l'intensité des ondes observées par Galileo-PWS est suffisante pour introduire des taux de pertes suffisamment forts pour reproduire les observations d'électrons piégés.

L'efficacité du processus de perte lié aux ondes dépend du coefficient de diffusion radial choisi au-delà de l'orbite de Io. De même, l'efficacité du processus de perte associé à l'absorption par la lune volcanique dépend du coefficient de diffusion radial fixé à $L = 6$. Afin d'avoir des fortes pertes d'électrons sans invoquer l'interaction onde-particule, on peut envisager de réduire le coefficient de diffusion radial imposé à l'orbite de Io afin de rendre le processus d'absorption lié à la lune plus efficace. Une telle hypothèse a été envisagée au cours de cette thèse mais a été rejetée pour deux raisons :

- Cela ne permet pas d'introduire la bonne dépendance en énergie pour les pertes. En effet, les pertes liées à l'absorption par Io sont plus fortes à haute énergie qu'à faible énergie, car les électrons dérivent alors plus vite autour de la planète. De plus, le coefficient de diffusion radial est supposé dans notre étude indépendant de l'énergie cinétique. Une dépendance peut exister, mais elle tendrait à augmenter le coefficient de diffusion radial à faible énergie [Lejosne, 2013], ce qui va dans le sens opposé de ce que l'on recherche. En particulier, réduire le coefficient de diffusion radial près de Io dégrade fortement les prédictions pour les flux >21 MeV et >31 MeV relevés par Pioneer 10 et Pioneer 11, prédictions qui sont dans notre modèle relativement indépendantes du processus d'interaction onde-particule près de l'orbite de Io (voir Figure 5.1 et Figure 5.2).
- Même en utilisant une borne minimum pour l'intensité des ondes, celles-ci ont un effet supérieur à l'absorption de Io. Cette borne minimum est fournie, d'après la section 1.1.6, par la médiane des données Galileo-PWS. Ainsi, réduire le coefficient de diffusion radial permettra d'augmenter l'effet d'absorption de Io, mais augmentera aussi l'effet des ondes qui resteront donc le processus de perte majoritaire pour les électrons ayant une énergie inférieure à quelques MeV.

L'étude paramétrique sur les possibles intensités des ondes et sur la valeur du coefficient de diffusion radial a été menée au cours de cette thèse. Elle montre que, indépendamment des hypothèses utilisées dans le modèle Salammbô, **les ondes de type « Souffle » et « Choeur » induisent des fortes pertes d'électrons au-delà de l'orbite de Io**, en accord avec les observations d'électrons piégés.

5.1.2 Importance des ondes de type « EMIC »

La Figure 5.4 montre les prédictions du modèle Salammbô-proton près de l'équateur magnétique (Pioneer 10, Voyager 1, Galileo Orbiter et Galileo Probe) avec ou sans l'effet des ondes « EMIC » qui sont supposées dans notre étude n'agir qu'au voisinage de l'orbite de Io (voir section 3.4.8).

Pour les très fortes énergies observées par Galileo Probe (panneau a, énergies supérieures à environ 60-80 MeV) et Pioneer 10 (panneau b, >80 MeV), on remarque que l'effet des ondes « EMIC » permet de mieux prédire les flux qui sont sinon surestimés d'un facteur 10 à 30.

Pour des énergies d'environ 15 MeV, la prédiction sans les ondes semble meilleure pour Pioneer 10 (panneau c) mais ces ondes permettent de mieux reproduire les déplétions de flux observées près de Io par Voyager 1 (panneau d).

Enfin, pour les énergies de quelques MeV (Pioneer 10, panneau f et Galileo Orbiter, panneau e et g), notre modèle montre que les ondes « EMIC » sont nécessaires et primordiales pour pouvoir reproduire l'amplitude des déplétions de flux observées près de l'orbite de Io. En effet, le modèle sans ondes ne prévoit des déplétions que d'un facteur 1,5 à 2 tandis que les observations nous indiquent un facteur 50 à 100.

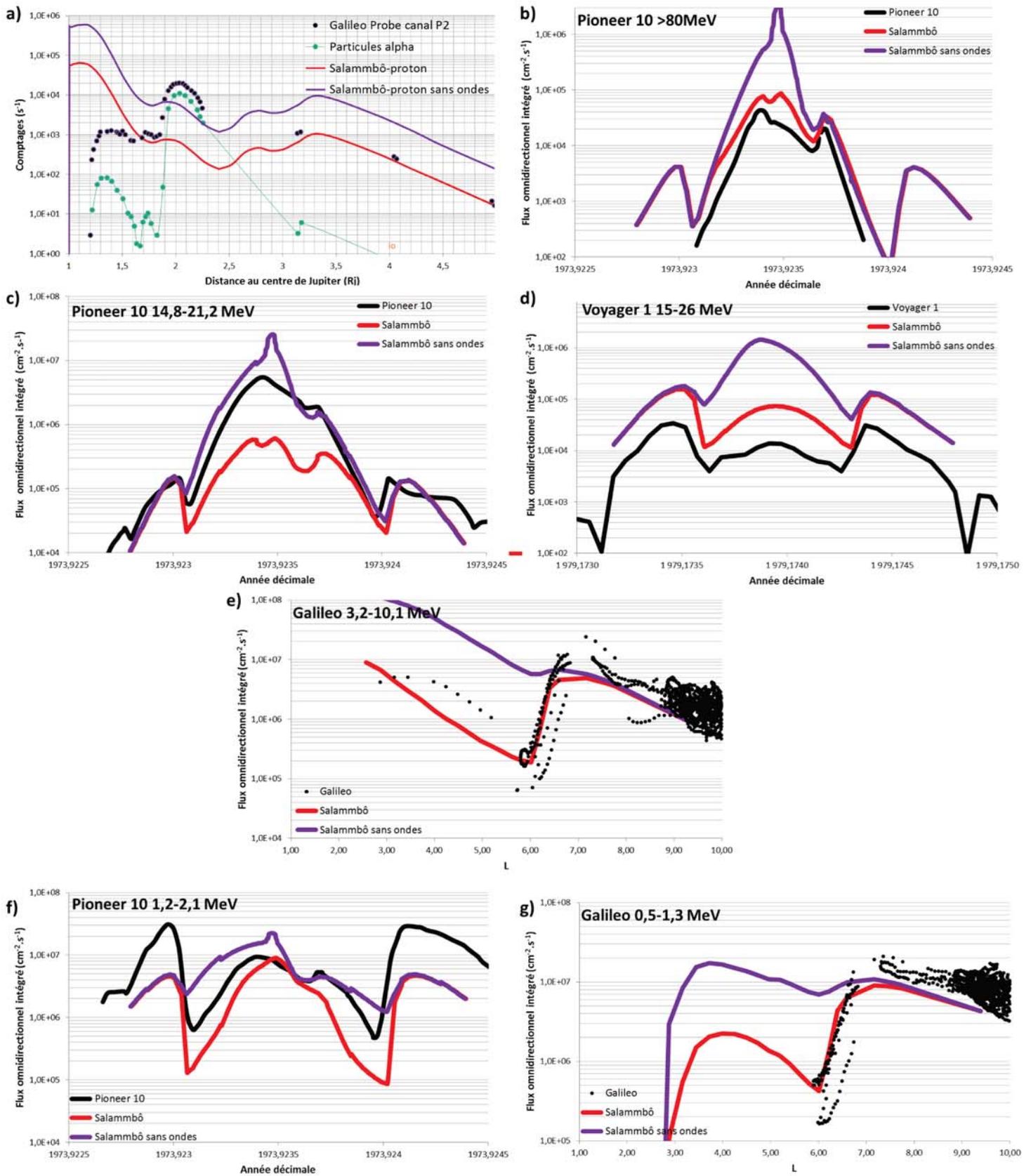


Figure 5.4 – Comparaison des prédictions du modèle Salammbô-proton avec ou sans ondes avec des observations relevées près de l'équateur magnétique par Galileo Probe (a), Pioneer 10 (b,c,f), Voyager 1 (d) et Galileo Orbiter (e,g).

La Figure 5.5 montre la comparaison avec ou sans l'effet des ondes « EMIC » le long des trajectoires de Pioneer 11 et Juno. A une énergie de 15 MeV pour Pioneer 11 (panneau d), les conclusions sont similaires à celles pour la prédiction de Pioneer 10 (voir Figure 5.4) : les ondes semblent dégrader la prédiction par rapport à l'observation. Pour des énergies autour du MeV, nous retrouvons les mêmes conclusions que près de l'équateur magnétique : **les ondes « EMIC » introduites dans le modèle Salammbô créent des fortes pertes de protons près de l'orbite de Io qui sont cohérentes avec les observations**. Comme montré sur la Figure 5.5, ces conclusions sont également vérifiées en utilisant une condition limite externe isotrope pour des énergies autour du MeV (panneaux e et f).

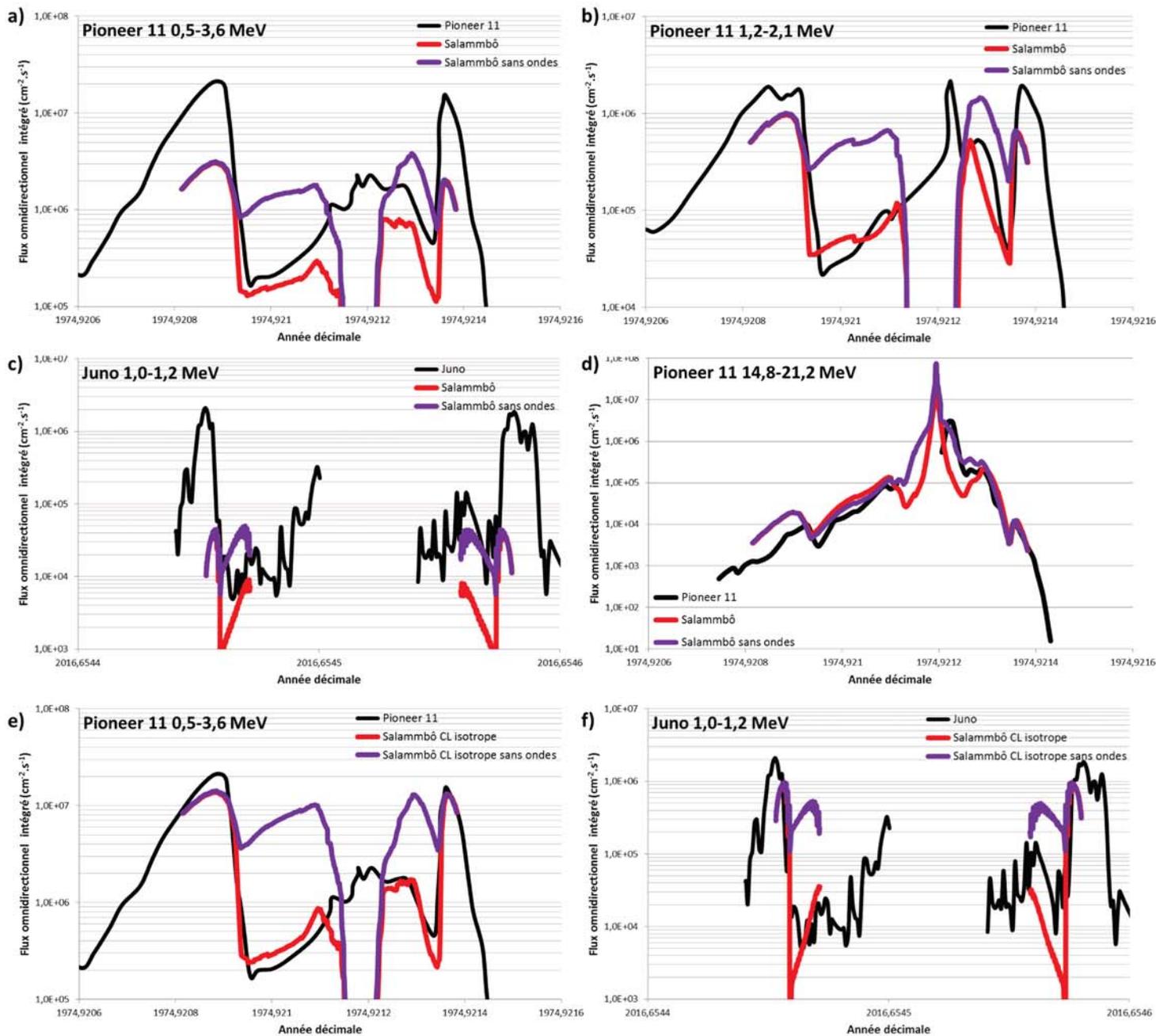


Figure 5.5 – Comparaison des prédictions du modèle Salammbo-proton avec ou sans ondes avec les observations de Pioneer 11 et Juno. En utilisant une condition limite anisotrope (a,b,c,d) ou en utilisant une condition limite isotrope (e,f).

L'intensité des ondes « EMIC » est un paramètre libre que nous avons réglé au cours de cette thèse afin de reproduire les déplétions observées à des énergies autour du MeV. Cette intensité dépend du coefficient de diffusion radiale imposé près de Io. La valeur de ce taux de diffusion radiale a été réglée de façon indépendante là où les prédictions avec ou sans ondes sont identiques, c'est-à-dire pour l'observation de Pioneer 10 à 15 MeV pendant le deuxième passage près de l'orbite de Io et pour les observations à 15 MeV de Pioneer 11. Ainsi, nous ne pouvons pas dans notre modèle réduire considérablement le coefficient de diffusion radiale pour reproduire les déplétions observées près de Io à 1 MeV, car sinon les ceintures de radiations seraient également presque vidées à 15 MeV, ce qui n'est pas observé.

Tout comme évoqué précédemment pour les électrons, il est également possible que le coefficient de diffusion radiale dépende de l'énergie cinétique des particules. Cependant, il semble que si une telle dépendance existe, le coefficient de diffusion radiale doit être plus fort aux énergies faibles, ce qui va dans le sens opposé de ce que nous cherchons pour reproduire les observations.

Enfin, le fait que nous utilisons le même coefficient de diffusion radiale pour les électrons et les protons piégés renforcent la possibilité que celui-ci soit réaliste (voir section 3.4.1).

5.2 Incertitude sur la densité de particules neutres dans le tore de Io

La section 5.1.2 a montré que les très fortes pertes de protons de 1 MeV près de l'orbite de Io ne peuvent pas être reproduites sans un processus de perte majeur près de l'orbite de la lune volcanique. Il a été montré que cette conclusion est indépendante de la valeur du coefficient de diffusion radiale adopté, qui doit satisfaire non seulement les observations à 1 MeV mais aussi à plus fortes énergies. Le processus d'interaction onde-particule avec les ondes basse-fréquence « EMIC » a été proposé pour expliquer les fortes déplétions de protons de 1 MeV.

Le processus d'échange de charge avec les particules neutres du tore de Io peut également être à l'origine de ces fortes déplétions. Avec une densité maximum près de l'orbite de Io de 35 cm^{-3} , le processus d'échange de charge n'a aucun effet observable sur les flux et ne permet pas d'expliquer les déplétions observées. Cependant, cette densité est mal connue et on peut donc se demander si une densité plus forte permettrait de reproduire les déplétions. Une densité de 350 cm^{-3} n'a aucun effet sur les flux prédits autour de 1 MeV, tandis que la Figure 5.6 montre la prédiction le long de la trajectoire de Pioneer 10 en utilisant une densité de 14000 cm^{-3} . On remarque que la déplétion près de Io est très légèrement augmentée, mais on constate surtout que les flux de protons prédits plus près de Jupiter sont très fortement réduits. Cela provient du fait que le processus d'échange de charge est beaucoup plus efficace pour des énergies de quelques centaines de keV que pour une énergie de 1 MeV (voir la section efficace section 3.4.5). Ainsi, une densité de 14000 cm^{-3} amène à quasiment vider les ceintures de radiations à des énergies proches de 100 keV. Par accélération par diffusion radiale, cet effet est ensuite vu à 1 MeV plus près de la

planète.

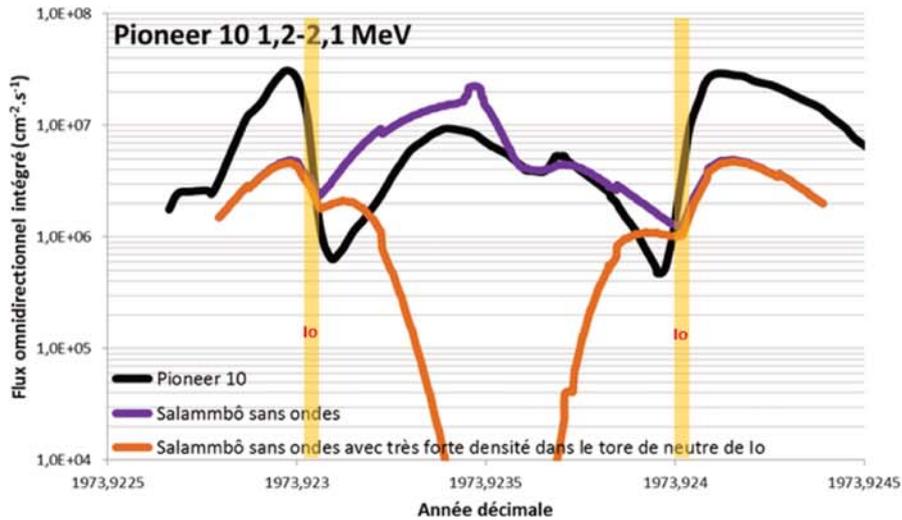


Figure 5.6 – Comparaison du modèle Salammô-proton sans ondes « EMIC » avec une densité maximum des particules neutres dans le tore de Io de 35 cm^{-3} (violet) ou 14000 cm^{-3} (orange).

Ainsi, le processus d'échange de charge ne peut pas expliquer les fortes déplétions de flux observées à 1 MeV, car cela amènerait à vider les ceintures de radiations à des énergies d'environ 100 keV. Nous discréditons donc ce processus comme l'origine des déplétions observées près de l'orbite de Io à 1 MeV indépendamment de la densité maximum des particules neutres dans le tore de Io.

5.3 Effet des anneaux de poussière

Le modèle Salammô présenté et validé par rapport aux observations dans le chapitre 4 inclut l'effet des « petits » grains de poussière ayant un rayon inférieur à $100 \mu\text{m}$.

Les petits grains des anneaux externes liés aux lunes Amalthée et Thébé ont un effet négligeable devant la diffusion radiale locale et n'impactent pas les prédictions du modèle Salammô pour les observations des ceintures de radiations. Les petits grains de l'anneau principal, qui est le plus dense, ont eux un effet sur les prédictions à l'intérieur de l'orbite de cet anneau. Dans cette région, les seules observations utilisables pour discuter de leur effet sont : les images synchrotron, les mesures de flux d'électron de Pioneer 11 (>8 , >21 et >31 MeV) et les observations de Galileo Probe (E1, E2, E3, P1, P2 et P3). Cette section met en avant un des atouts majeurs du modèle Salammô proposé au cours de cette thèse, qui est le fait que nous modélisons simultanément les électrons et les protons. Ainsi, nous sommes en mesure d'exploiter simultanément les mesures d'électron et de proton, ce qui augmente le nombre de mesures exploitables dans la région des anneaux et renforce nos conclusions sur les grains qui les composent.

Nous discutons dans cette section de l'effet des petits grains par rapport aux observations. Nous

discutons ensuite du possible effet de grains de plus grosses tailles qui existent dans l'anneau principal.

5.3.1 Effet des petits grains des anneaux (rayon inférieur à $100 \mu m$)

Les petits grains de poussière de l'anneau principal et du Halo n'ont aucun effet sur les prédictions de mesures in-situ le long des trajectoires de Pioneer 11 et Galileo Probe.

La Figure 5.7 montre qu'ils ont un léger effet sur le rayonnement synchrotron prédit à 1424 MHz. L'image sans l'effet des petits grains a un maximum de brillance 35% plus brillant et le lobe principal est légèrement moins étendu.

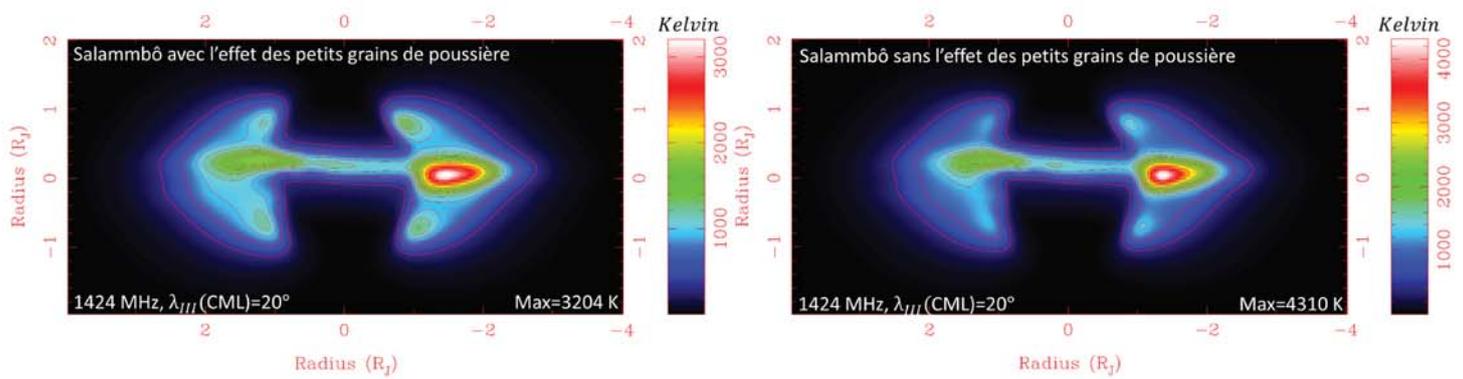


Figure 5.7 – Images synchrotron prédites par le modèle Salammbo-électron à 1424 MHz avec ou sans l'effet des petits grains de poussière.

Le spectre en fréquence de l'intensité totale prédite moyennée sur une rotation de Jupiter est très peu affecté par les petits grains, puisque l'intensité est augmentée, sans tenir compte de leur effet, d'un facteur 1,2 à 100 MHz et d'un facteur 1,01 à 13627 MHz.

5.3.2 Effet des gros grains de l'anneau principal (rayon supérieur à $100 \mu m$)

Comme précisé dans les sections 1.1.3 et 3.4.7, des gros grains existent dans l'anneau principal et peuvent être répartis de trois façons différentes en taille et position autour de Jupiter :

- Option 1 : Ce ne serait que des « très gros » grains ayant un rayon supérieur à plusieurs centimètres et ces grains seraient répartis uniformément autour de Jupiter. On peut alors modéliser leur effet par un terme de perte $\frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{\tau_b} \left[1 - \exp\left(-\frac{\langle l \rangle}{H} \cdot \tau_{\text{très gros}}\right) \right]$ avec τ_b la période de rebond de la particule piégée, H l'épaisseur de l'anneau, $\langle l \rangle$ la distance parcourue en moyenne dans l'anneau pendant une période de rebond et $\tau_{\text{très gros}}$ la densité optique normale associée aux très gros grains. Cette dernière densité optique normale est contrainte par les observations des anneaux menées par Galileo et doit être inférieure à $1,3 \cdot 10^{-6}$ [Throop et al., 2004].

- Option 2 : Les grains seraient répartis uniformément autour de la planète mais seraient plus petits que les « très gros » grains. Leur rayon r serait donc compris entre $100 \mu\text{m} < r < \text{qq cm}$. Leur densité par unité de rayon (en $m^{-3} \cdot \mu\text{m}^{-1}$) suivrait alors une loi puissance de la forme $n(r) \propto r^{-q}$. Ces grains ne créent pas d'absorption comme les très gros grains mais des frictions en énergie et de la diffusion en angle d'attaque.
- Option 3 : Les grains ne seraient pas répartis uniformément mais seraient regroupés en amas (« clumps » en anglais) ou en mini-lunes (« moonlets » en anglais). L'existence d'amas et mini-lunes a été confirmé par les observations des anneaux, mais on ne sait pas quelle pourcentage de la densité optique normale attribuable à des gros et très gros grains ceux-ci représentent [Burns et al., 1980; Showalter et al., 2007]. Dans le cas où l'ensemble des gros et très gros grains seraient regroupés dans plusieurs amas ou mini-lunes, leur effet pourrait être modélisé comme l'effet des lunes Métis et Adrasteé. Cependant, la taille des amas ou mini-lunes est très faible devant celles des lunes et leur effet est ainsi négligeable devant l'effet d'absorption des lunes.

Nous discutons ci-après des valeurs acceptables, d'après le modèle Salammbô, pour la densité optique normale des très gros grains $\tau_{\text{très gros}}$ de l'option 1. Nous montrons en particulier que la valeur proposée par de Pater et al. [2008] de $1,2 \cdot 10^{-6}$ n'est pas réaliste d'après notre modèle et proposons que celle-ci soit inférieure à $1,2 \cdot 10^{-7}$.

Nous montrons ensuite que la seconde option est possible si l'exposant q de la loi puissance suivie par la densité des gros grains est inférieur à environ 1,5, c'est-à-dire si le rayon des gros grains ne dépasse pas 0,9 mm.

Enfin, la troisième option revient à négliger l'effet des gros et très gros grains de l'anneau principal, ce qui d'après la validation présentée dans le chapitre 4 est acceptable.

5.3.2.1 Effet de très gros grains uniformément répartis autour de Jupiter (rayon supérieur à quelques cm)

La Figure 5.8 montre les prédictions du modèle Salammbô par rapport aux observations de Pioneer 11 (électron, panneaux a et b) et de Galileo Probe (électron, panneau c et proton panneau d) en ajoutant l'effet de très gros grains avec une densité optique normale égale à celle proposée par de Pater et al. [2008] $\tau_{\text{très gros}} = 1,2 \cdot 10^{-6}$. Cette comparaison montre clairement que, d'après notre modèle, une telle densité optique normale de très gros grains induit un terme de perte pour les électrons et les protons piégés près de Jupiter bien trop important par rapport aux observations. Ainsi, notre modèle, avec le coefficient de diffusion radiale que nous utilisons, discrédite une telle valeur de densité optique normale pour les très gros grains.

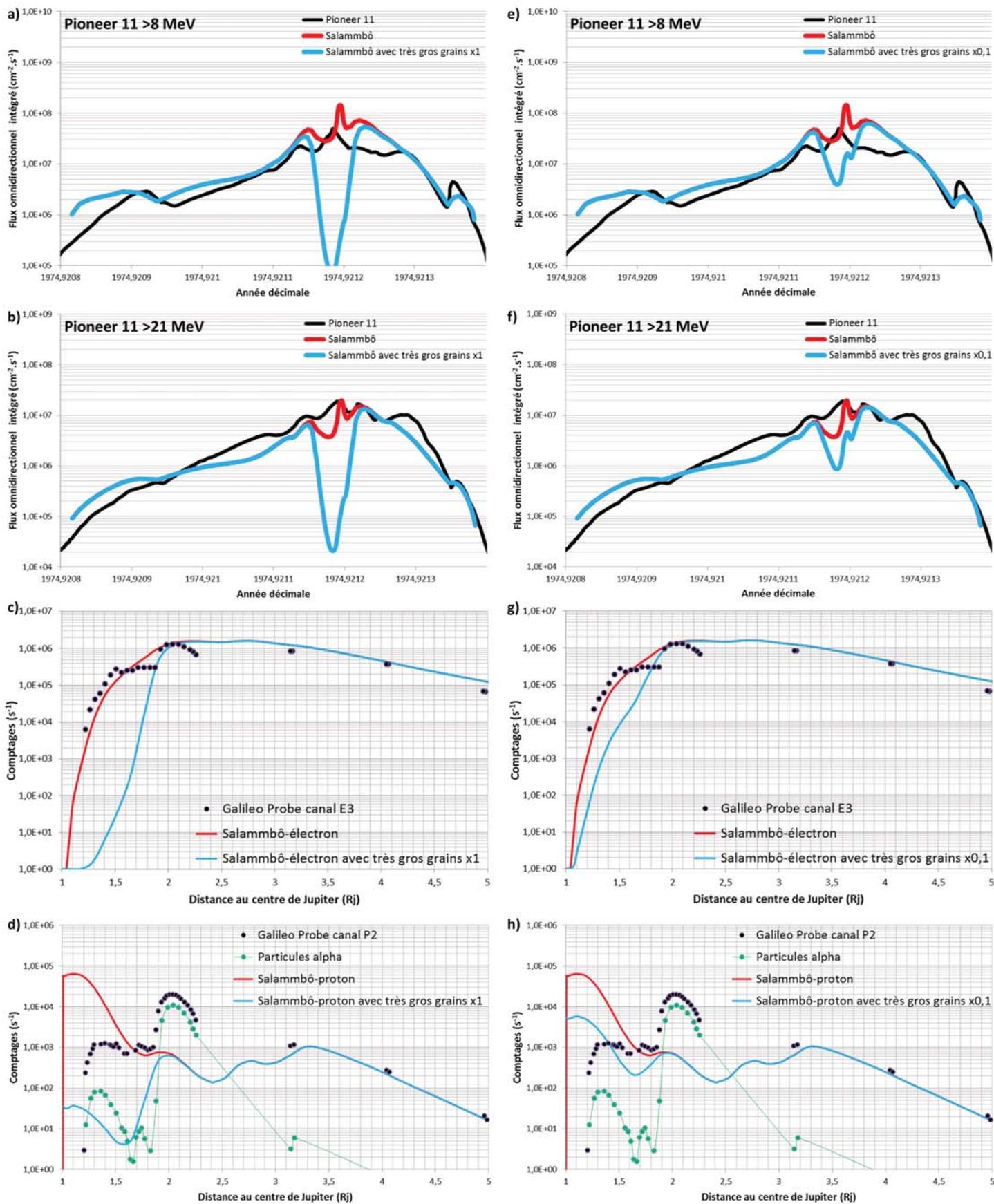


Figure 5.8 – Comparaison des prédictions des modèles Salammbo-électron et Salammbo-proton avec ou sans l'effet de très gros grains dans l'anneau principal avec les observations de Pioneer 11 et Galileo Probe. A gauche, si on utilise une densité optique normale pour les très gros grains de $1,2 \cdot 10^{-6}$. A droite, si on utilise une densité optique normale de $1,2 \cdot 10^{-7}$.

La Figure 5.8, panneaux e à h, montre également la comparaison en utilisant une densité optique normale égale à un dixième de la valeur proposée par de Pater et al. [2008], $\tau_{\text{très gros}} = 1,2 \cdot 10^{-7}$. Cela semble aider à reproduire une légère déplétion des flux de protons observée par le canal P2 vers 1,7 Rj. Cependant, l'effet de perte sur les électrons est alors trop important par rapport aux observations qui sont sous-estimées d'un facteur 10 à 20. Ainsi, nous proposons que la densité optique normale des très gros grains répartis uniformément autour de Jupiter soit inférieure à $1,2 \cdot 10^{-7}$. Or, la densité optique normale attribuable à la somme des gros grains et des très gros grains est d'environ $1,3 \cdot 10^{-6}$ [Throop et al., 2004]. Ainsi, si la densité optique normale des très gros grains est inférieure à $1,2 \cdot 10^{-7}$, cela signifie que 90% de la densité optique normale observée par Galileo ($1,3 \cdot 10^{-6}$) provient soit de grains plus petits uniformément répartis autour de Jupiter (rayon entre $100 \mu m$ et quelques cm, option 2), soit de grains agglomérés (option 3).

5.3.2.2 Effet de gros grains répartis uniformément autour de Jupiter ayant un rayon inférieur à plusieurs centimètres

Ces gros grains sont modélisés comme ayant une densité suivant une loi puissance ayant pour exposant $-q$ et continue avec la densité des petits grains à $r = 100 \mu m$. Ainsi,

$n(r) = \frac{n(r_{\min}=100 \mu m)}{r_{\min}^{-q}} \cdot r^{-q}$. Pour chaque valeur de la pente q , le rayon maximum des gros grains $r_{\max}(q)$ est contraint par la densité optique normale des gros grains selon :

$$\int_{r_{\min}=100 \mu m}^{r_{\max}(q)} n(r) \cdot \pi \cdot r^2 \cdot dr = \tau_{\text{Throop}} \quad (5.1)$$

Avec $\tau_{\text{Throop}} = 1,3 \cdot 10^{-6}$. Ainsi, par exemple, les valeurs de $q=1,0, 2,0, 2,4$ et $2,8$ permettent d'avoir des rayons de grain maximum de respectivement $0,6 \text{ mm}, 1,8 \text{ mm}, 5,7 \text{ mm}$ et 17 mm : plus la pente est forte et plus des grains ayant un rayon important peuvent exister.

Ces grains créent de la friction en énergie cinétique et de la diffusion en angle d'attaque équatorial. La section 3.4.9 a montré que la diffusion en angle d'attaque est secondaire devant la friction en énergie. Le coefficient de friction en énergie est donné par (section 3.4.7) :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\langle l \rangle}{\tau_b} \cdot \frac{dE}{dl} \cdot \int_{r_{\min}}^{r_{\max}(q)} \frac{4}{\pi} \cdot r^3 \cdot n(r) \cdot dr \quad (5.2)$$

Avec ici $r_{\min} = 100 \mu m$. On rappelle ainsi que la friction en énergie est proportionnelle à l'intégrale $\int n(r) \cdot r^3 \cdot dr$. La Figure 5.9 montre cette intégrale pour les petits grains de l'anneau principal et pour les gros grains avec différentes valeurs de l'exposant q . On remarque que la friction en énergie sera d'autant plus importante que l'exposant q est fort. Cela s'explique par le fait que le rayon maximum des grains, pour une valeur de q donnée, dépend de l'intégrale du

produit $n(r).r^2$ tandis que la friction en énergie dépend elle de l'intégrale du produit $n(r).r^3$. On constate également que la friction en énergie créée par les gros grains sera toujours plus forte que la contribution des petits grains d'au moins un facteur 10.

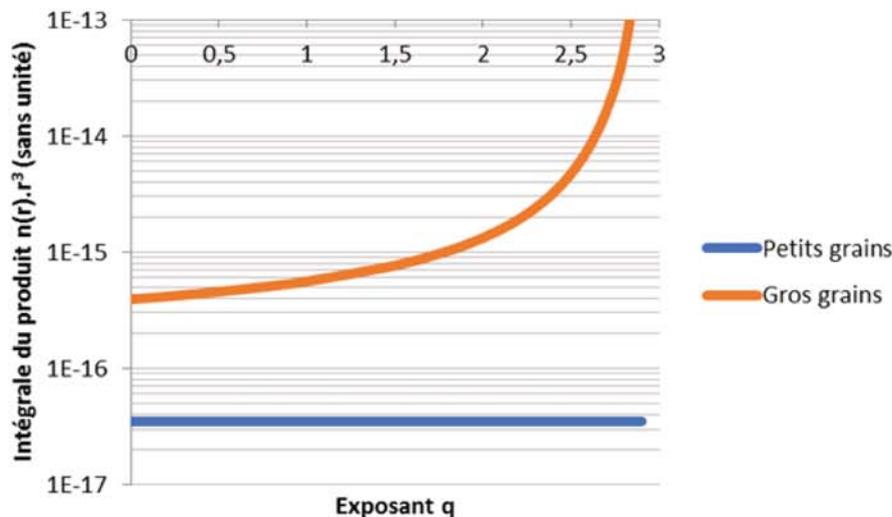


Figure 5.9 – Intégrale sur le rayon des grains du produit $n(r).r^3$.

Les valeurs de l'exposant q auquel on peut s'attendre pour les gros grains, par analogie avec les petits grains, sont $q = 2,0$, $q = 2,4$ ou $q = 2,8$. De telles valeurs de la pente donnent des résultats similaires à ce que nous obtenons pour les très gros grains avec $\tau_{\text{très gros}} = 1,2.10^{-6}$, c'est-à-dire que les flux d'électron et de proton prédits près de Jupiter sont alors fortement sous-estimés.

Les conclusions en prenant le paramètre q égal à 0 ou 1 sont identiques. La Figure 5.10 montre l'effet des gros grains de l'anneau principal sur les prédictions en prenant un paramètre q égal à 1.

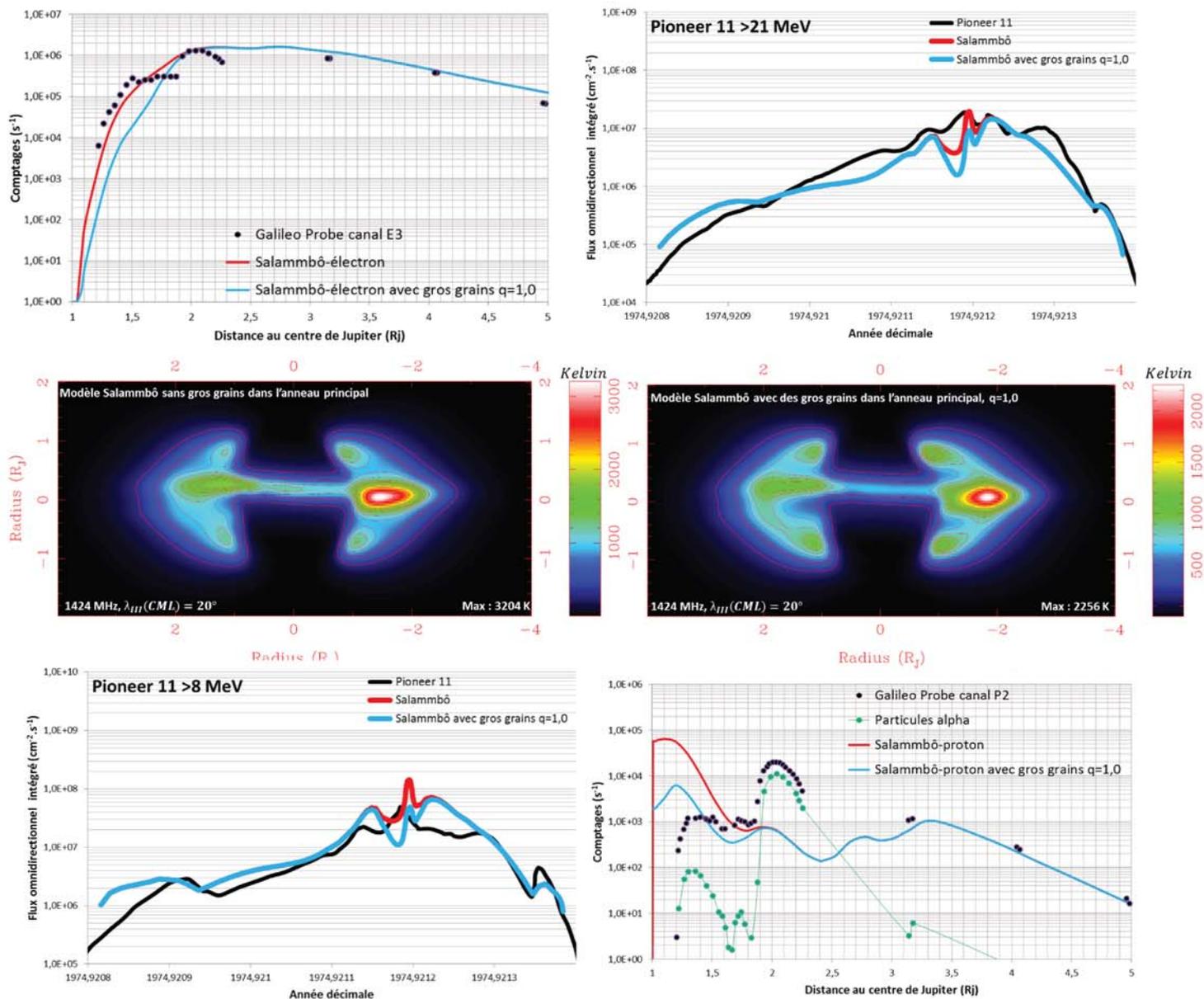


Figure 5.10 – Comparaison des prédictions du modèle Salammô avec ou sans l'effet de gros grains avec une pente $q=1,0$ avec des observations de Galileo Probe (électron et proton), Pioneer 11 (électron seulement) et VLA (électron).

Les gros grains avec une pente $q = 1$ (rayon maximum de 0,6 mm) diminuent les flux d'électrons prédits près de la planète par rapport aux observations de Pioneer 11 et Galileo Probe mais la diminution est faible et il est difficile de conclure sur le fait qu'une telle pente pour les gros grains soit possible ou non. La Figure 5.10 montre également l'image synchrotron prédite à 1424 MHz. On remarque que les gros grains ont pour effet de décaler le lobe principal vers l'extérieur, qui est alors situé à $1,67 R_j$ du centre de Jupiter tandis que l'image simulée sans les gros grains le prédit à $1,39 R_j$, en accord avec l'observation. La Figure 5.10 montre également que les gros grains ainsi modélisés aident à reproduire les flux de protons mesurés par le canal P2 de Galileo Probe très près de la planète. Ainsi, on retrouve un résultat antagoniste et semblable aux très gros grains avec une densité optique normale de $1,2 \cdot 10^{-7}$: leur effet dégrade les prédictions d'électrons mais améliore un peu les prédictions de protons très énergétiques au plus près de Jupiter.

Ainsi, d'après le modèle Salammbô, les gros grains ne peuvent pas être répartis uniformément autour de Jupiter tout en ayant une densité qui suit une loi puissance avec un exposant supérieur en valeur absolu à $q > 2$ (rayon maximum de 1,8 mm). Cependant, ces gros grains peuvent exister si l'exposant de cette loi puissance est inférieur à environ 1,5 (rayon maximum de 0,9 mm).

5.4 Bilan sur l'interaction onde-particule, l'échange de charge avec le tore de Io et les anneaux de poussière

Nous avons montré dans ce chapitre comment le modèle Salammbô peut être utilisé par rapport aux observations des ceintures de radiations pour discuter de l'importance des processus physiques d'interaction onde-particule, d'échange de charge avec le tore de Io ou de l'effet des anneaux de poussière.

La comparaison, avec les observations des particules piégées, des modèles Salammbô-électron et Salammbô-proton sans tenir compte du processus d'interaction onde-particule a été présentée. Celle-ci met en avant qu'un fort processus de perte doit exister près et au-delà de l'orbite de Io. Ce processus de perte doit être plus fort à « faible » énergie (environ 1 MeV) qu'aux énergies plus élevées.

La valeur du coefficient de diffusion radiale adoptée dans notre modèle et l'intensité des ondes de type « Souffle » et « Choeur » relevées par Galileo-PWS permettent à ces ondes d'être le processus de perte nécessaire pour correctement reproduire les observations d'électrons. Nous avons également montré que le fait que les ondes soient un fort processus de perte autour de Jupiter est indépendant du coefficient de diffusion radiale adopté.

Pour les protons piégés, l'intensité des ondes « EMIC » a été ajustée afin de reproduire les déplétions de flux de protons de 1 MeV près de l'orbite de Io. Comme détaillé dans la section 1.1.6, l'intensité retenue est réaliste au regard des observations de Galileo-MAG. Ce chapitre a montré que les ondes « EMIC » introduites dans le modèle aident non seulement à correctement reproduire les observations de 1 MeV, mais également l'ensemble des observations relevées à plus

haute énergie.

La deuxième section de ce chapitre a montré que les fortes déplétions de protons de 1 MeV ne peuvent provenir du processus d'échange de charge avec les particules neutres du tore de Io, indépendamment de leur densité près de la lune volcanique.

Enfin, le modèle Salammbô montre que les grains de poussière rencontrés très près de la planète géante et ayant un rayon inférieur à $100 \mu m$ ont un effet peu important sur les particules piégées des ceintures de radiations. Notre modèle montre qu'il est peu probable que des très gros grains de poussière, ayant un rayon supérieur à plusieurs centimètres, peuplent l'anneau principal et soient répartis uniformément autour de la planète. Les gros grains qui existent dans l'anneau principal sont, d'après le modèle Salammbô, soit de taille inférieure au millimètre, soit regroupés en amas et mini-lunes.

Chapitre 6

Etude de la dynamique temporelle des ceintures de radiations d'électron

Le chapitre 2 a montré qu'une dynamique temporelle dans la distribution des électrons des ceintures de radiations de Jupiter était observable :

- A travers le rayonnement synchrotron émis par les électrons très près de la planète (distance au centre de Jupiter inférieure à $4 R_j$).
- Dans les mesures de l'instrument EPD (« Energetic Particle Detector ») du satellite Galileo qui resta en orbite autour de Jupiter de 1995 à 2003.

La dynamique temporelle est très faible, inférieure à un facteur 5-10 près d'Europe et inférieure à un facteur 2 près de Jupiter, ce qui justifie l'emploi du modèle de ceintures de radiations indépendant du temps ou « moyen » présenté dans les chapitres 3 et 4. L'objectif de ce chapitre est de documenter les travaux menés au cours de cette thèse sur la dynamique temporelle des ceintures de radiations et d'établir un état de l'art des connaissances sur celle-ci.

6.1 La dynamique au plus près de Jupiter

Nous discutons tout d'abord de l'évolution temporelle du rayonnement synchrotron lors d'événements exceptionnels que sont les impacts de comètes sur la planète géante Jupiter. Nous discutons ensuite des processus physiques qui peuvent être à l'origine de l'évolution temporelle observée en dehors des impacts de comète.

6.1.1 Impacts cométaires

Les observations du rayonnement synchrotron montrent que la distribution d'électron au plus près de Jupiter est fortement modifiée lors des événements exceptionnels que sont les impacts de comète. L'exemple le plus célèbre est l'impact de la comète Shoemaker-Levy 9 en 1994. La comète se fragmenta en plusieurs morceaux qui impactèrent Jupiter. Le rayonnement synchrotron montra une évolution temporelle soudaine qui retranscrit une modification des ceintures de radiations d'électrons près de la planète géante. Les processus physiques à l'origine de cette modification sont l'accélération des électrons par des ondes de chocs et l'augmentation de la diffusion radiale [Brecht et al., 2001]. Santos-Costa et al. [2011] observèrent l'impact d'une comète en Juillet 2009 qui produisit une modification du rayonnement synchrotron également cohérente avec les processus physiques proposés par Brecht et al. [2001]. La Figure 6.1 montre l'intensité totale du rayonnement synchrotron observé à 6 cm lors de l'évènement de 2009. Une augmentation soudaine de cette intensité lors de l'impact est observée. Cette intensité met ensuite plusieurs dizaines de jours pour revenir au niveau observé avant l'évènement.

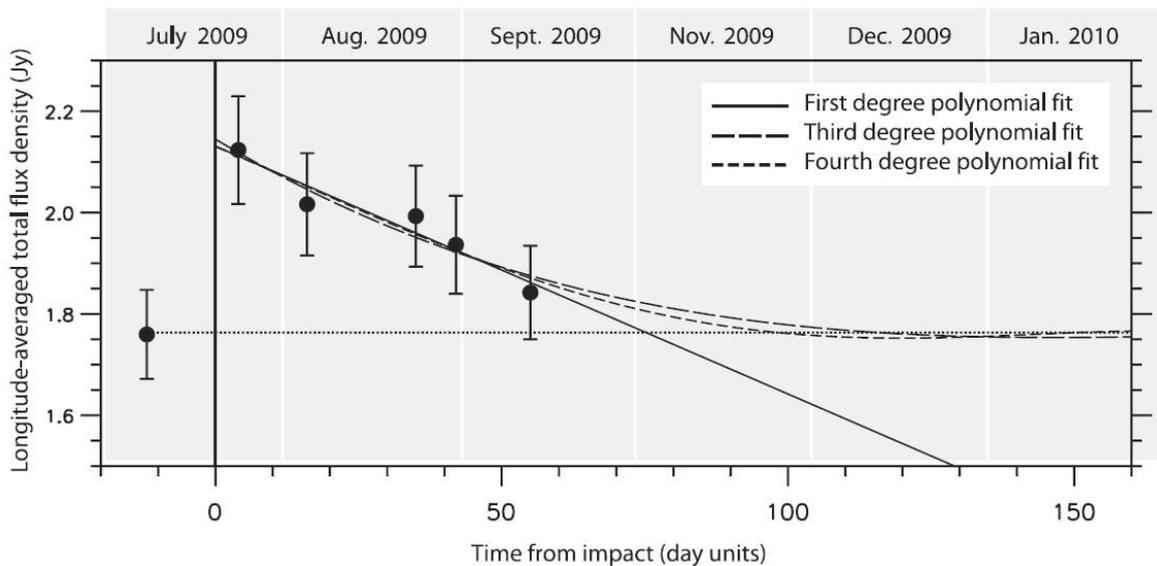


Figure 6.1 – Intensité totale du rayonnement synchrotron observé à 6 cm par le VLA en 2009. Extrait de Santos-Costa et al. [2011].

6.1.2 Variabilité temporelle non liée aux impacts de comète

Pour étudier la dynamique temporelle du rayonnement synchrotron non liée à des impacts cométaires, des modèles physiques internes à l'orbite de la lune volcanique Io ont été développés par de Pater et Goertz [1994], Miyoshi et al. [1999], Santos-Costa et al. [2008], Tsuchiya et al. [2011] et Kita et al. [2015]. Les processus physiques qui peuvent diriger la dynamique temporelle à l'intérieur de l'orbite de Io sont :

- La condition limite externe imposée à l'orbite de la lune volcanique

- La diffusion radiale
- Les anneaux de poussière. Santos-Costa et al. [2009] proposent que la distribution des grains de poussière ayant un rayon inférieur au micromètre, qui sont chargés et ont une masse suffisamment faible pour être sensibles aux champs électromagnétiques, aient pu évoluer en quelques jours ou semaines en 2002 sous l'effet de perturbations du champ EM proche de Jupiter. Cette conclusion fut proposée grâce à des observations du rayonnement synchrotron et à l'utilisation du modèle physique des ceintures de radiations de Santos-Costa et Bolton [2008]. Cependant, notre analyse de l'effet des anneaux (voir sections 3.4.7, 3.4.9 et 5.3) indique qu'il est peu probable que des grains de poussière aussi petits puissent influencer le rayonnement synchrotron. De plus, l'utilisation du nouveau modèle de champ magnétique JRM09 [Connerney et al., 2018] peut amener à des conclusions différentes (discussion personnelle avec Daniel Santos-Costa).

Ainsi, il semble que seulement deux processus puissent expliquer la variabilité temporelle du rayonnement synchrotron : la condition limite externe à Io et le taux de diffusion radiale.

Variabilité à l'échelle de quelques heures ou jours

Les observations montrent que le rayonnement synchrotron répond aux variations du flux UV et EUV émis par le Soleil en quelques heures ou jours [Miyoshi et al., 1999 ; Santos-Costa et al., 2008 ; Tsuchiya et al., 2011 ; Kita et al., 2015]. Cette réponse est trop rapide pour provenir d'un changement de la condition limite à Io. Seul un changement du coefficient de diffusion radiale permet d'observer une évolution aussi rapide. Les travaux de Kita et al. [2015] tendent à prouver cela en plusieurs étapes (voir Figure 6.2) :

- Le flux UV/EUV du Soleil chauffe plus ou moins la thermosphère de Jupiter et il en résulte une augmentation ou une diminution des densités d'électrons dans l'ionosphère jovienne. Cette évolution a été observée par les précédents auteurs dans l'infrarouge à l'aide de l'IRTF (« InfraRed Telescope Facility ») et corrélée avec le flux UV/EUV observé par le satellite SOHO et propagé à l'orbite de Jupiter.
- Le coefficient de diffusion radiale est ensuite supposé être produit par les vents de particules neutres dans l'ionosphère, conformément à l'idée avancée par Brice et Mc Donough [1973]. Le coefficient de diffusion radiale serait alors dépendant de la densité d'électron dans l'ionosphère de Jupiter.
- Kita et al. [2015] ont simulé cette variation de coefficient de diffusion radiale et la Figure 6.2 présente l'évolution du rayonnement synchrotron simulé et comparé aux observations du radiotélescope GMRT (voir chapitre 2). En particulier, on note que la prédiction (courbe en pointillé dans le panneau supérieur) reproduit correctement l'évolution de l'intensité totale du rayonnement synchrotron observé.

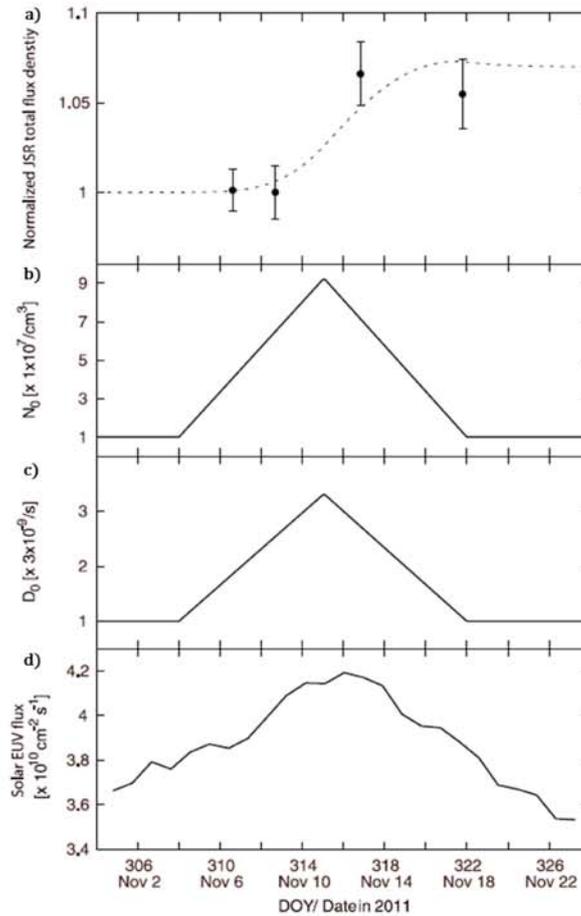


Figure 6.2 – a) Intensité totale du rayonnement synchrotron observé par le radio-télescope GMRT, normalisée par rapport à la première mesure (point avec barres d'erreurs). Les pointillés montrent les résultats de la simulation de Kita et al. [2015]. b) Evolution de la densité d'électron dans l'ionosphère jovienne simulée d'après le flux EUV du quatrième panneau. c) Coefficient de diffusion radial simulé. d) Flux solaire EUV observé par SOHO et propagé à l'orbite de Jupiter. Extrait de Kita et al. [2015]

Santos-Costa et al. [2014] proposent que le rayonnement synchrotron observé par le VLA pendant le survol de Jupiter par Cassini soit influencé par les structures solaires comme des ICME plutôt que le rayonnement UV/EUV. De futures observations du rayonnement synchrotron permettront sûrement de mieux comprendre la dynamique rapide du rayonnement synchrotron jovien.

Variabilité à long terme

Une variation à plus long terme du rayonnement synchrotron jovien sur plusieurs années est connue grâce aux observations à une longueur d'onde de 13 cm. La Figure 6.3 montre l'évolution de l'intensité totale de ce rayonnement. Les époques des survols de Pioneer 10, Pioneer 11 et Voyager 1 sont indiquées, tout comme la période pendant laquelle Galileo fut en orbite.

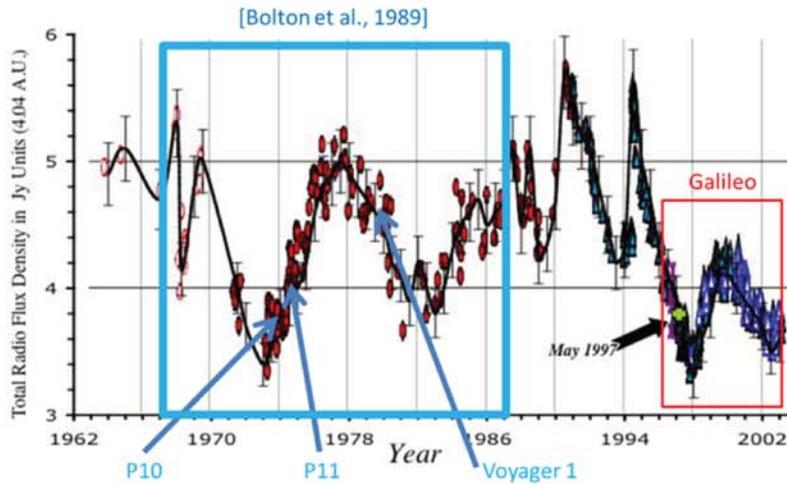


Figure 6.3 – Evolution à long terme de l'intensité totale du rayonnement synchrotron à 13 cm. Extrait de Santos-Costa et Bolton [2008].

Bolton et al. [1989] s'intéressa à la période délimitée par le carré bleu dans la Figure 6.3 et trouva une corrélation entre l'évolution du rayonnement synchrotron à 13 cm et la pression de vent solaire P_{sw} décalée de 2 années terrestres, c'est-à-dire que le rayonnement synchrotron évoluerait 2 années après la pression de vent solaire. Santos-Costa et al. [2008] arrivent aux mêmes conclusions en utilisant les mesures disponibles jusqu'en 2003 avec un délai entre la pression de vent solaire et le rayonnement synchrotron de 2,7 années terrestres.

Le coefficient de diffusion radiale peut varier avec le flux solaire UV/EUV comme détaillé précédemment et il est donc possible que le cycle solaire puisse avoir, à travers la diffusion radiale variable, un effet sur le rayonnement synchrotron jovien. Cependant, le décalage de 2 ou 2,7 années terrestres ne peut alors pas être expliqué.

Une condition limite variable à l'orbite de Io, influencée par la pression de vent solaire, est actuellement la meilleure explication de l'évolution à long terme du rayonnement synchrotron à 13 cm [Santos-Costa et al., 2008]. Ainsi, il semble que le décalage entre la pression de vent solaire et le rayonnement synchrotron soit imputable au temps de transport radial des électrons depuis la queue de la magnétosphère ou l'orbite de Io. Un temps aussi long que plusieurs années terrestres est-il réaliste? Nous utilisons le modèle Salammbô pour discuter de cette question.

Le modèle Salammbô présenté dans le chapitre 3 est indépendant du temps et résout l'équation de Fokker-Planck statique, c'est-à-dire cherche la fonction de distribution des particules f telle que $\frac{df}{dt} = 0$. Au cours de cette thèse, nous avons implémenté la résolution de l'équation de Fokker-Planck dynamique avec $\frac{df}{dt} \neq 0$. Cependant, il nous faut respecter la condition de stabilité du schéma numérique de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL). Il s'est alors avéré que le pas de temps à utiliser en prenant en compte l'interaction onde-particule serait extrêmement faible, ce qui empêche d'effectuer des simulations long-terme des ceintures de radiations de Jupiter car le temps de calcul deviendrait trop long. Afin d'étudier la vitesse de transport radial des électrons

dans la magnétosphère interne à l'orbite d'Europe, nous avons choisi de négliger l'interaction onde-particule. Cela amène à prédire un rayonnement synchrotron à une longueur d'onde de 13 cm d'environ 43 Jansky à 4,4 unités astronomiques de Jupiter, ce qui est irréaliste par rapport aux observations comprises entre 3 et 6 Jansky.

La partie haute de la Figure 6.4 montre l'évolution de l'intensité du rayonnement synchrotron prédit par le modèle Salammbô dynamique sans interaction onde-particule et en partant d'une magnétosphère vide. On remarque tout d'abord que le modèle dynamique converge vers la valeur prédite par le modèle statique, ce qui valide l'implémentation de la résolution de l'équation de Fokker-Planck dynamique. La mi-hauteur est atteinte au bout d'environ 3,8 années terrestres et il faut attendre 8 années terrestres pour atteindre 90% de la valeur finale.

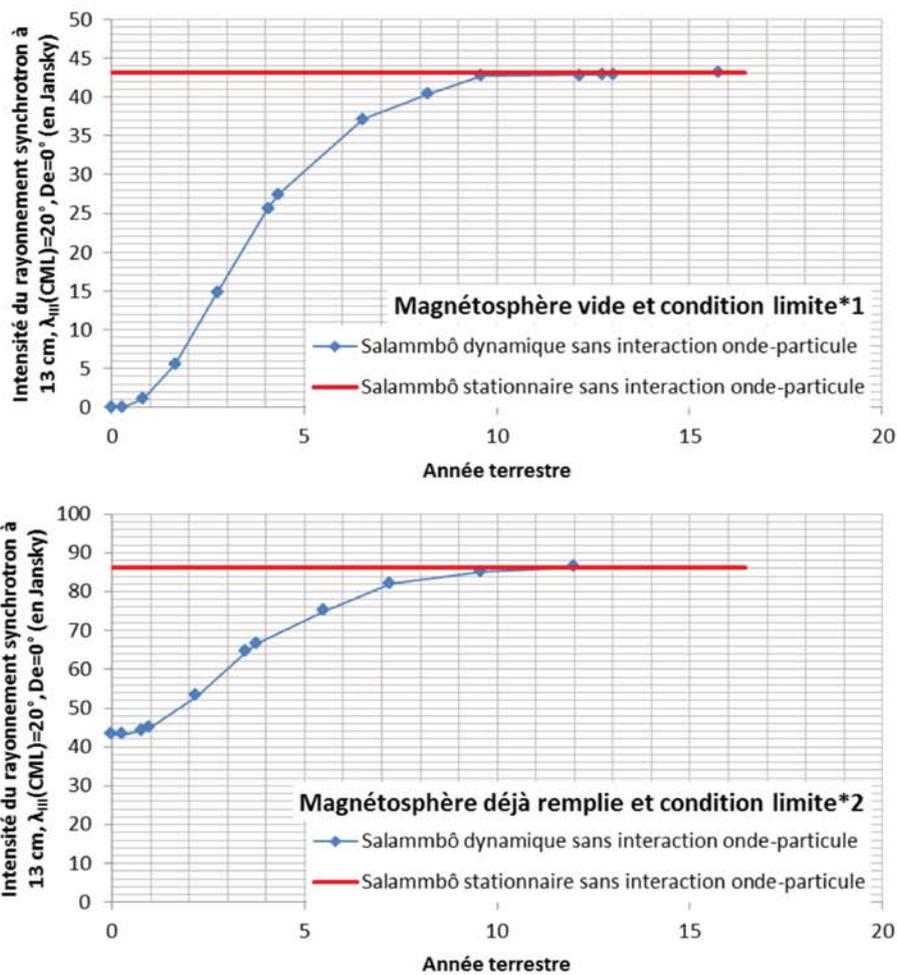


Figure 6.4 – Intensité du rayonnement synchrotron prédite par le modèle Salammbô statique ou dynamique sans interaction onde-particule à une longueur d'onde de 13 cm, $\lambda_{III}(CML) = 20^\circ$ et $De=0^\circ$.

La partie basse de la Figure 6.4 montre une simulation menée à partir d'une magnétosphère déjà remplie mais en utilisant cette fois une condition limite multipliée par 2. Le temps de

convergence est similaire à celui de la simulation avec magnétosphère vide.

Nous avons également mené des simulations en imposant la condition limite à l'orbite de Io et non d'Europe. Les conclusions quantitatives sont similaires car la vitesse de transport radial entre Io et Europe est grande devant la vitesse de transport radial en dessous de l'orbite de la lune volcanique.

Il est difficile de tirer de ces simulations des résultats quantitatifs quant au délai entre la pression de vent solaire et le rayonnement synchrotron à cause de la répartition de l'intensité totale du rayonnement synchrotron autour de Jupiter. En effet, l'intensité totale provient pour moitié d'une zone d'émission très près de la planète (inférieur à 2 R_j) et pour moitié d'une zone plus externe comprise entre 2 et 3,5 R_j [Sicard et al., 2004]. La partie « externe » répond plus vite que la partie « interne ».

Quoi qu'il en soit, nos simulations dynamiques montrent qu'un décalage de plusieurs années terrestres entre la variation de la condition limite externe et le rayonnement synchrotron est réaliste.

6.2 La dynamique observée dans les ceintures de radiations externes d'électron par Galileo

6.2.1 Les électrons ayant une énergie cinétique inférieure à 1 MeV : événements d'injection

La dynamique temporelle des électrons ayant une énergie inférieure à environ 800 keV observée par Galileo-EPD entre 10 et 25 R_j est dominée par des événements d'injection [Mauk et al., 1997; Mauk et al. 1999; Mauk et al., 2002; Tomas et al., 2004; Louarn et al., 2014]. Certains de ces événements sont reliés à des activités aurorales [Mauk et al., 2002; Tomas et al., 2004]. Des perturbations à grande échelle dans le magnétodisque de Jupiter sont à l'origine de ces événements très localisés en longitude et en espace [Louarn et al., 2014]. Les événements d'injection peuvent être imaginés comme des « bulles » de plasma qui traversent la magnétosphère de Jupiter. La Figure 6.5 montre trois exemples d'injections et on observe que l'évènement n'est pas vu au même moment aux différentes énergies. Cela provient du fait que les particules de différentes énergies ne dérivent pas à la même vitesse autour de Jupiter et n'arrivent donc pas à proximité de Galileo au même instant.

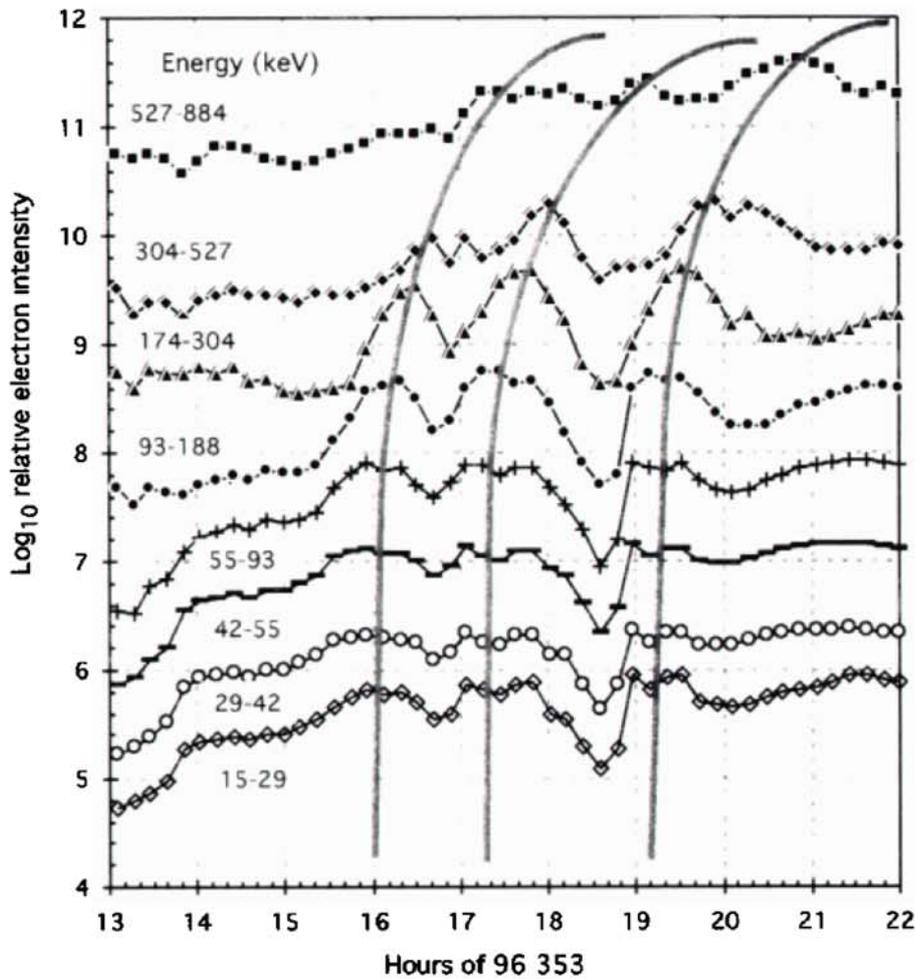


Figure 6.5 – Trois évènements d’injections d’électrons énergétiques détectés par Galileo-EPD. Extrait de Mauk et al. [1997]. Les lignes verticales incurvées montrent la date d’arrivée des trois injections au niveau du satellite Galileo. L’intensité sur l’axe verticale de chaque canal en énergie est décalée afin que toutes les énergies soient visibles sur la figure.

6.2.2 Dynamique des électrons ayant une énergie supérieure au MeV

Une dynamique temporelle fut également observée pour les électrons ayant une énergie supérieure au MeV (voir chapitre 2) grâce aux canaux de mesures EPD B1 (1,5-10 MeV), DC2 (>2 MeV) et DC3 (>11 MeV). L’origine de cette dynamique temporelle est inconnue. Le chapitre 2 a montré que très peu de mesures sont disponibles à l’intérieur de l’orbite d’Europe. C’est pourquoi la dynamique temporelle ne peut être étudiée qu’au-delà de cette orbite avec les données Galileo. Il a été vérifié au cours de cette thèse que cette dynamique est réelle et n’est pas uniquement un effet de la latitude magnétique observée par Galileo. Trois tentatives de corrélation ont été menées au cours de cette thèse et ont permis de mettre en avant qu’il n’y a pas de lien évident entre :

- Les données EPD et l’intensité des ondes détectées par Galileo-PWS (« Plasma Wave Science

», voir section 1.1.6) à diverses fréquences.

- Les données EPD et la densité électronique du plasma froid. Pour cela, nous avons utilisé les densités électroniques estimées à partir du relevé de la fréquence de résonance hybride haute et disponibles sur la plateforme de partage PDS. La Figure 6.6 montre un exemple peu concluant pour les données du canal DC3 de Galileo-EPD qui observa des électrons ayant des énergies supérieures à 11 MeV. A des énergies inférieures, nos conclusions sont les mêmes : il n'y a pas de lien simple entre la densité électronique et les flux d'électrons.
- Les données EPD et la brillance du volcan Loki de Io (voir section 1.1.4).

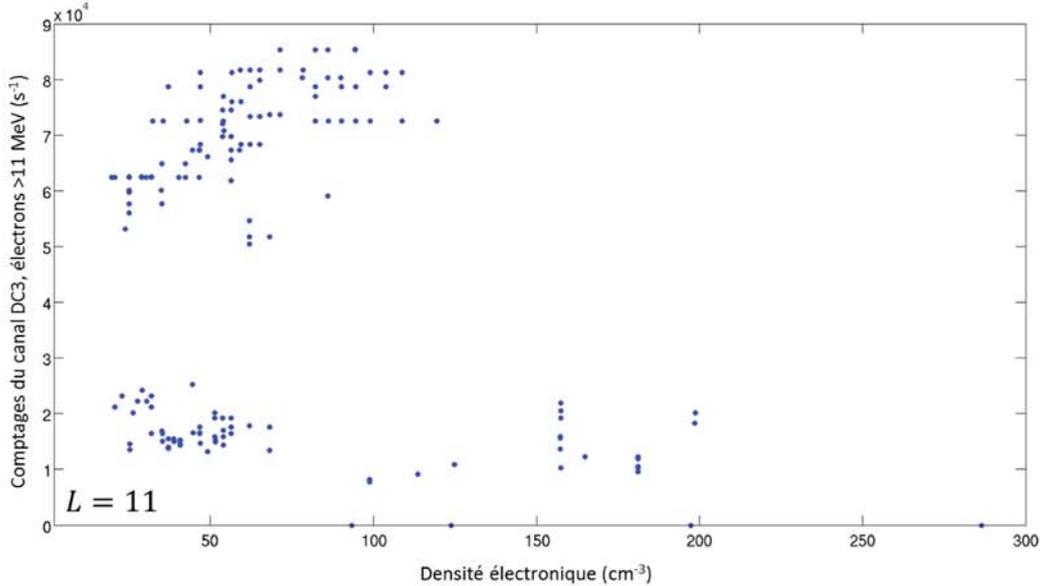


Figure 6.6 – Comptages du canal DC3 de Galileo-EPD en fonction de la densité électronique à $L = 11$. A chaque relevé de comptages est associé une densité électronique si et seulement si les deux mesures sont espacées de moins de 30 minutes.

6.2.3 Evènements exceptionnels pour les électrons d'énergie supérieure à 11 MeV

Des variations exceptionnelles des flux d'électrons ayant une énergie supérieure à 11 MeV ont également été observées par le canal DC3 de l'expérience EPD. L'exemple le plus connu s'est produit lors de l'orbite C22 en 1999 [Jun et al., 2005], est nommé « tempête C22 » et est montré sur la partie basse de la Figure 6.7. On remarque que les comptages du canal DC3 sont au moins dix fois plus importants que ce qui a été observé tout au long de la mission vers $L = 17$. Une telle augmentation dans les comptages ne fut pas observée pour les électrons de plus basse énergie comme ceux mesurés par le canal F3 (0,5-0,8 MeV) et montrés sur la partie haute de la Figure 5 ou ceux observés par les canaux B1 et DC2 (non représentés ici).

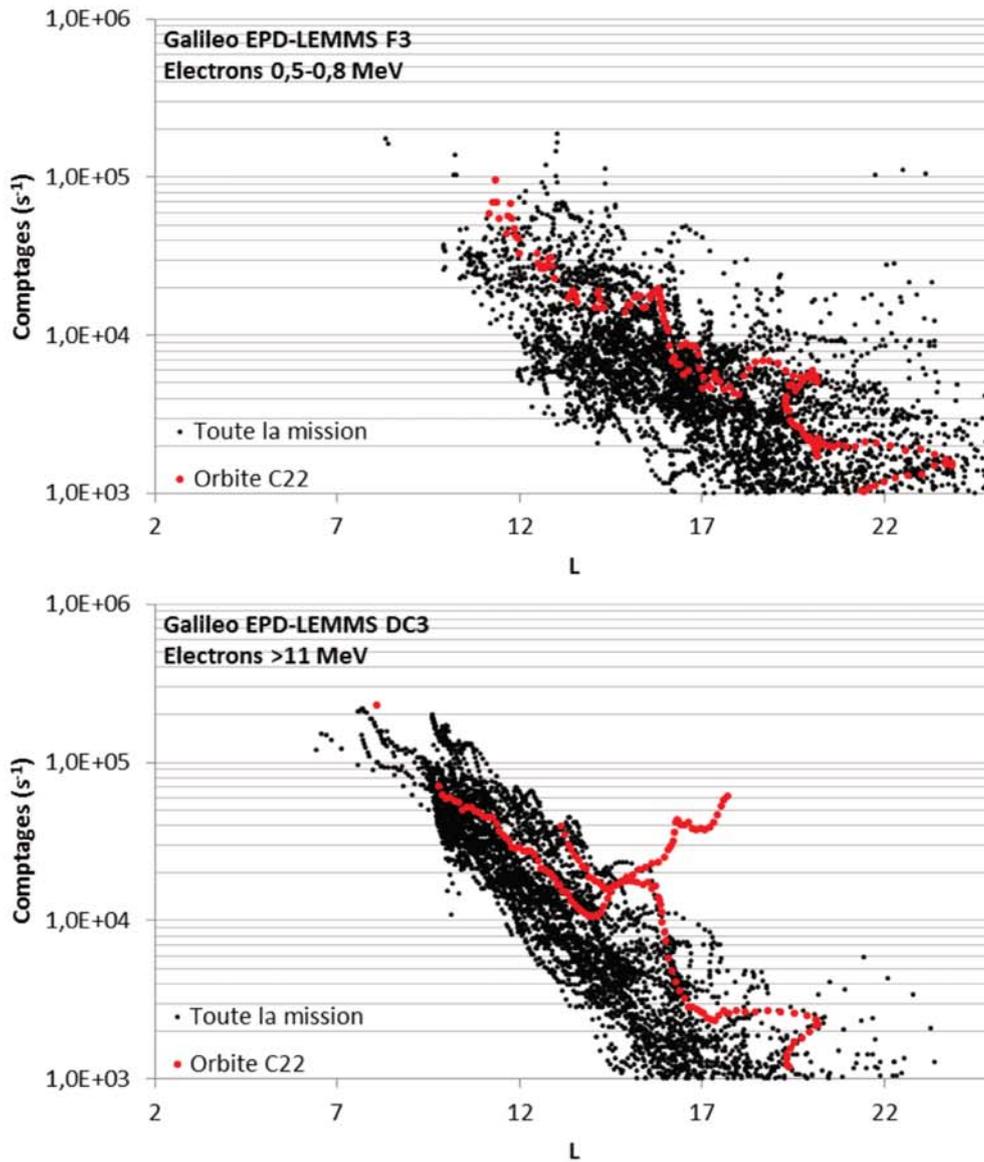


Figure 6.7 – Comptages observés par Galileo-EPD pour les canaux F3 et DC3. Les points rouges isolent l'orbite C22.

Ainsi, il semble qu'un évènement se soit produit pour les électrons de très haute énergie et non pour les plus « faibles » énergies. Un autre évènement fut observé lors de l'orbite E06 en 1997 à environ 20 rayons joviens de Jupiter [Roussos et al., 2018]. L'origine de ces augmentations de flux soudaines et dangereuses pour les missions spatiales n'est pas connue.

Cependant, les électrons dérivent dans le sens inverse de la rotation du champ magnétique de Jupiter. De plus, les électrons ayant des énergies supérieures à plusieurs MeV ont une période de dérive proche de la période de rotation de Jupiter « loin de la planète ». Ainsi, leur centre guide est immobile dans un repère galiléen non tournant. Il se peut alors que ces électrons soient accélérés radialement à des énergies supérieures à 10 MeV sur des temps très courts devant le temps de diffusion radiale par des champs électriques, comme un champ électrique aube-crêpuscule [Murakami et al., 2016] ou midi-minuit. Cet effet a été proposé par Roussos et al. [2018] pour expliquer la réponse rapide des ceintures de radiations d'électron de Saturne à des tempêtes magnétosphériques. Ces derniers auteurs précisent que le même phénomène peut expliquer la tempête C22.

De tels champs électriques peuvent être induits par des augmentations de pression du vent solaire [Murakami et al., 2016]. Ainsi, il est possible que la tempête C22 soit le résultat de l'impact d'une structure du vent solaire (ICME, éjections interplanétaires de masse coronale, ou CIR, région d'interaction en corotation) sur la magnétosphère de Jupiter. Garrett et al. [2012b] utilisèrent les prévisions du vent solaire à l'orbite de Jupiter fournies par le « Community Coordinated Modeling Center » (CCMC) pour étudier un possible lien entre la tempête C22 et le vent solaire. La Figure 6.8 montre une figure extraite de Garrett et al. [2012b] qui montre que la tempête C22 se produisit lors d'un pic dans l'intensité du champ magnétique interplanétaire près de Jupiter.

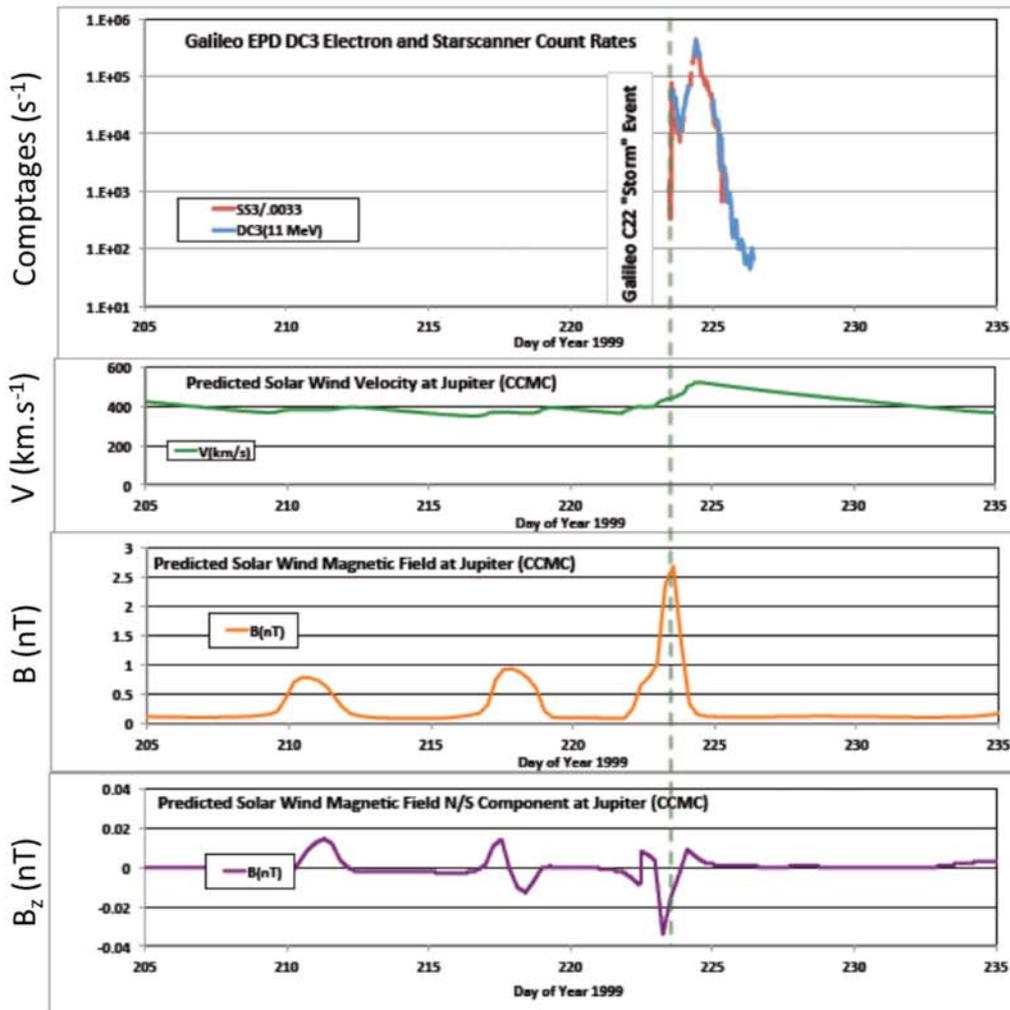


Figure 6.8 – Comptages d'électrons ayant une énergie supérieure à 11 MeV et données du vent solaire propagées par le CCMC. Extrait de Garrett et al. [2012b].

Nous avons étudié au cours de cette thèse la possibilité que la tempête C22 soit liée à l'impact d'une structure solaire. Pour cela, nous avons tout d'abord identifié l'évènement à l'origine de l'augmentation du champ magnétique modélisée par le CCMC à l'aide de la base de donnée AMDA (« Automated MultiDataset Analysis ») et du logiciel de propagation du vent solaire fournis par le CDPP (Centre de Données de Physique des Plasmas). Il s'agit d'un évènement détecté par les satellites ACE et WIND en orbite au point de Lagrange Soleil-Terre L1 le 30 Juillet 1999. Cet évènement se reproduit tous les 27 jours et est donc une CIR ou une ICME issue d'une région en rotation du Soleil. Les propagations du vent solaire par le CCMC ou l'outil du CDPP prédisent que cette structure atteignit l'orbite de Jupiter le 11 Août 1999. La tempête C22 eut lieu le 12 Août 1999.

Cependant, l'angle Terre-Soleil-Jupiter était d'environ 74° lorsque les satellites ACE et WIND observèrent l'évènement. Si on utilise cette fois le modèle de propagation du vent solaire MSWIM

(« Michigan Solar Wind Model ») qui tient compte de cet angle, on conclut que l'augmentation du champ magnétique interplanétaire près de Jupiter se produit **5 jours après** la tempête C22. Ainsi, soit l'évènement observé près de la Terre a un angle au niveau du Soleil supérieur à 74° , soit il ne peut être à l'origine de l'évènement exceptionnel observé dans les ceintures de radiations d'électron de Jupiter.

6.3 Bilan sur la dynamique temporelle des ceintures de radiations d'électron de Jupiter

En conclusion, la dynamique temporelle observée à travers le rayonnement synchrotron a été étudiée en détail dans la littérature :

- Les comètes qui impactent Jupiter modifient de façon notable les ceintures de radiations d'électron les plus internes de la planète géante à travers l'accélération des électrons par des ondes de chocs et l'augmentation du coefficient de diffusion radiale.
- Les variations du flux UV/EUV du Soleil créent une dynamique temporelle à l'échelle de quelques heures, jours ou semaines et ce à travers la modification du coefficient de diffusion radiale.
- La dynamique à long-terme du rayonnement synchrotron (échelle de plusieurs mois ou années) semble être dirigée par la pression du vent solaire qui modifierait la condition limite externe utilisée par un modèle physique à l'orbite de Io ou d'Europe. Un décalage de plusieurs années terrestres existe entre la pression de vent solaire et le rayonnement synchrotron.

La dynamique temporelle observée par Galileo/EPD dans les ceintures de radiations externes est dominée par les événements d'injection pour des énergies inférieures au MeV. Au-delà de cette énergie, une dynamique inexplicée existe, parsemée de tempêtes exceptionnelles peut-être liées à des champs électriques temporaires de convection.



Conclusion

L'étude et la modélisation des ceintures de radiations d'électrons et de protons internes à l'orbite de la lune glacée Europe ont été effectuées au cours de cette thèse. Notre étude fait suite aux travaux de Santos-Costa [2001] et Sicard [2004] qui reposent sur le modèle physique Salammbô.

Pour cela, nous avons étudié dans le chapitre 2 les observations in-situ et à distance (rayonnement synchrotron) des ceintures de radiations, afin d'établir une base d'observations fiables : l'observation du rayonnement synchrotron est possible depuis la Terre à l'aide de radiotélescopes géants (VLA, LOFAR, GMRT), tandis que les mesures in-situ proviennent des missions ayant explorées Jupiter et notre région d'intérêt (Pioneer 10 en 1973, Pioneer 11 en 1974, Voyager 1 en 1979, Galileo Probe en 1995, Galileo Orbiter de 1995 à 2003 et enfin Juno depuis Juillet 2016). Une attention particulière a été portée aux problèmes de contamination et de saturation des mesures in-situ, grâce notamment à des collaborations avec Peter Kollmann du laboratoire « Applied Physics Laboratory » et Henry Garrett du « Jet Propulsion Laboratory ». La base d'observations établie permet d'étudier la morphologie des ceintures de radiations et d'identifier, avec une approche multi-espèce, multi-énergie et multi-époque les caractéristiques de celles-ci. Par exemple, les flux de protons de 1 MeV subissent une très forte diminution d'environ un facteur 100 près de l'orbite de la lune volcanique Io. Cette caractéristique a été observée par 6 instruments différents à bord de Pioneer 10, Pioneer 11, Voyager 1, Galileo Orbiter et Juno. La base d'observations mise en place permet également de valider la prédiction des ceintures de radiations que nous effectuons avec le modèle physique Salammbô.

Les électrons et protons des ceintures de radiations sont dits « piégés » par le champ magnétique intense de Jupiter car ils ont trois mouvements périodiques : la giration autour d'un centre guide, le rebond entre deux points miroirs et la dérive azimutale du centre guide. Il est possible d'associer à chaque mouvement périodique une quantité invariante, appelée invariant adiabatique. Les périodes très distinctes des trois mouvements élémentaires permettent d'établir une base de coordonnées à trois dimensions adaptée à l'étude et à la modélisation des ceintures de radiations.

Le modèle Salammbô est un modèle à trois dimensions dit « physique » car il repose sur la quantification de l'effet des phénomènes physiques qui viennent perturber les trois mouvements élémentaires des particules piégées. L'équation de Fokker-Planck au cœur du modèle (voir section 3.2) décrit l'**équilibre** entre les différents processus physiques qui agissent sur les particules.

Sa résolution permet de prédire la distribution en trois dimensions des électrons et protons à l'intérieur de l'orbite de la lune Europe.

Afin de prédire les ceintures de radiations de Jupiter avec le modèle Salammbô, il est nécessaire de décrire l'environnement susceptible de perturber les mouvements élémentaires des particules (chapitre 1). L'effet de cet environnement doit ensuite être modélisé et quantifié sous la forme de coefficients de pertes, de friction et de diffusion (chapitre 3) qui sont ensuite injectés dans l'équation de Fokker-Planck. Finalement, la résolution de l'équation nécessite de fixer les conditions limites aux bords du domaine de calcul à trois dimensions. La condition limite la plus importante pour notre étude est la condition limite externe imposée près de l'orbite d'Europe, qui représente une source de particules piégées. La section 3.3 a montré que, grâce à la base de mesures in-situ mise en place dans le chapitre 2, la condition limite externe a été révolutionnée par rapport aux travaux de 2004. En particulier, les flux différentiels d'électrons ont été augmentés d'un facteur 100 à 1000 pour des énergies cinétiques inférieures à 5 MeV.

Le modèle Salammbô permet alors d'effectuer une prédiction globale des ceintures de radiations de Jupiter internes à Europe indépendante du temps (chapitre 4). Cette prédiction est validée par rapport aux mesures in-situ et aux observations du rayonnement synchrotron. La section 4.2 montre que la prédiction du modèle Salammbô est en très bon accord avec les observations, à moins d'un facteur 2 à 4. Quelques différences plus importantes existent et ont été discutées. En particulier, les flux de protons de haute énergie (>60 MeV) prédits par Salammbô sont trop élevés par rapport aux observations de Galileo Probe très près de la planète (distance au centre de Jupiter inférieure à $1,6 R_j$). La section 4.2.2 a montré que cela résulte d'un problème lié à l'utilisation du modèle de champ magnétique interne O6, qui n'est pas adapté aussi près de Jupiter. Le modèle de champ interne proposé par la mission Juno, nommé JRM09, permet, lui, de parfaitement expliquer les mesures de protons de Galileo Probe près de la planète.

Le très bon accord entre la prédiction de Salammbô et les observations nous amène à conclure que l'ensemble des processus physiques introduits dans le modèle suffit à expliquer la morphologie observable des ceintures de radiations. En particulier, le processus de source de protons CRAND non pris en compte dans notre modèle ne semble pas nécessaire pour reproduire les observations de protons existantes.

Le processus d'interaction onde-particule a été modélisé au cours de cette thèse pour les électrons et protons piégés autour de Jupiter. Pour cela, les mesures d'onde ont été exploitées (section 1.1.6) et leur effet sur les particules piégées a été quantifiée (section 3.4.8). La section 3.4.9 montre qu'il est très probable que ces ondes créent de fortes pertes d'électrons et de protons près de l'orbite de la lune volcanique Io (pour les protons) et dans le magnétodisque entre Io et Europe (pour les électrons). Après résolution de l'équation de Fokker-Planck et validation du modèle Salammbô par rapport aux observations, la section 5.1 a montré que c'est effectivement le cas.

En effet, les ondes de type « Souffle » et « Choeur » réduisent l'intensité des flux d'électrons. Il

a été montré que cette conclusion est indépendante du coefficient de diffusion radiale choisi pour modéliser les ceintures de radiations. Les pertes introduites par les ondes sont nécessaires afin de compenser l'augmentation des flux imposés à la condition limite externe près d'Europe à des énergies inférieures à 5 MeV. Seul le processus d'interaction onde-particule est capable d'engendrer la dépendance en énergie cinétique et latitude nécessaire pour reproduire les observations des électrons piégés. Sans ces pertes, les flux prédits surestiment les observations d'un facteur 10 à 50. Ainsi, les ceintures de radiations d'électron de Jupiter sont les plus extrêmes du Système Solaire, mais elles seraient, d'après Salammbô, bien pires si l'interaction onde-particule n'était pas efficace au-delà de l'orbite de Io.

Les ondes de type « EMIC » observées près des gyrofréquences des ions SO_2^+ et SO^+ créent des très fortes pertes de protons près de l'orbite de Io (section 5.1). Ces ondes sont la seule explication possible à la très forte déplétion de flux (2 ordres de grandeurs, 99% des protons piégés sont perdus) observée à 1 MeV par toutes les missions s'étant aventurées près de l'orbite de la lune volcanique. L'absorption par la lune Io ne peut pas expliquer ces pertes tout comme l'échange de charge avec le tore de gaz neutre ionien (section 5.2). Les ondes « EMIC » introduites dans le modèle proviennent du volcanisme de Io qui émet en permanence environ 1 tonne de dioxyde de soufre SO_2 par seconde. Ainsi, cette thèse met en avant que le volcanisme de Io, par les ondes EMIC qu'il engendre, limite de façon drastique les flux de protons près de Jupiter. Sans cela, les flux seraient 50 à 100 fois plus importants près de la planète géante.

Au plus près de la planète, les observations dans le visible et l'infrarouge des anneaux de poussière par la mission Galileo permettent de contraindre les caractéristiques des anneaux de poussière quasiment invisibles (section 1.1.3). La modélisation de l'effet de ces anneaux de poussière (section 3.4.7) a montré que leur effet est proche de la diffusion radiale locale. Ainsi, il est difficile de facilement conclure si les anneaux ont un effet négligeable ou prépondérant sur les ceintures de radiations. La résolution de l'équation de Fokker-Planck et la comparaison des prédictions de Salammbô avec les observations des ceintures de radiations permettent de discuter de l'effet des anneaux par rapport aux observations des ceintures de radiations (section 5.3). Le modèle Salammbô a alors permis de montrer que les anneaux externes et le Halo ont un effet négligeable, tandis que les grains de poussière qui composent l'anneau principal sont soit regroupés en amas et mini-lunes, soit ont un rayon inférieur à 1 millimètre (section 5.3).

Le très bon accord entre les prédictions de Salammbô et les observations montre également que les modèles électron et proton proposés par cette thèse sont un bon outil de spécification de l'environnement radiatif extrême que peuvent rencontrer les missions d'exploration de Jupiter. Ils peuvent être associés à un modèle empirique qui spécifierait les ceintures de radiations à l'extérieur de l'orbite d'Europe comme cela avait été proposé pour le modèle ingénieur JOSE « JOvian Specification Environment » [Sicard-Piet et al., 2011]. L'amélioration de la condition limite externe de Salammbô près de l'orbite d'Europe permet de résoudre le problème de discontinuité qui existait à l'orbite d'Europe entre le modèle Salammbô de 2004 (utilisé pour $L \leq 9,5$) et le modèle empirique (utilisé pour $L \geq 9,5$).

La prédiction des ceintures de radiations proposée au cours de cette thèse est indépendante du temps. Les sections 2.2 et 6.1 montrent que la dynamique temporelle des ceintures de radiations à l'intérieur de l'orbite d'Europe est très faible, inférieur à un facteur 3. De plus, très peu de mesures relevées par la mission Galileo pendant huit années autour de Jupiter sont disponibles à l'intérieur de l'orbite de la lune Europe. Ainsi, il n'est pas possible de modéliser la dynamique temporelle des ceintures dans ce domaine grâce aux mesures de Galileo, et cela n'est pas nécessaire pour comprendre les phénomènes physiques qui régissent les ceintures de radiations de Jupiter. Au-delà de l'orbite d'Europe, une dynamique temporelle fut observée par Galileo dans les flux d'électrons piégés. La dynamique à une énergie inférieure à 1 MeV provient d'évènements d'injections, tandis que l'origine de la dynamique temporelle à des énergies supérieures reste à ce jour inconnue.

Perspectives

Des perspectives ont été identifiées au cours de cette thèse quant à l'étude et à la modélisation des ceintures de radiations d'électrons et de protons internes à Europe.

Du côté des observations des ceintures, les mesures in-situ en cours des expériences RM et JEDI à bord de Juno peuvent être exploitées par la suite pour une nouvelle fois valider Salammbô. Les prochaines mesures in-situ proviendront de la mission européenne JUICE et de la mission américaine Europa-Clipper qui doivent arriver en orbite autour de Jupiter aux alentours de 2030. Les observations du rayonnement synchrotron de 2013 par le radiotélescope géant LOFAR peuvent également être exploitées, tout comme les observations du rayonnement synchrotron par l'expérience MWR (en intensité totale) à bord de Juno. La dernière validation nécessite toutefois de développer un nouveau logiciel pour simuler, à partir de la fonction de distribution du modèle Salammbô, le rayonnement synchrotron vu depuis l'ensemble de la voûte céleste [Santos-Costa et al., 2017].

Côté modélisation, le processus de source de protons CRAND, négligé dans cette étude, pourrait être modélisé en suivant la démarche précisée dans la section 3.4.2. Cependant, il n'y a pas de preuve observationnelle de cette source dans les mesures de protons existantes. Afin d'étudier CRAND, il peut alors être envisagé de développer un modèle de ceintures de radiations de protons autour de Saturne. En effet, les ceintures de radiations des protons énergétiques (quelques dizaines de MeV) autour de cette planète résultent de l'équilibre entre le processus CRAND et la diffusion radiale [Kollmann et al., 2013]. Les observations des ondes électromagnétiques par Juno peuvent également être utilisées pour modéliser le processus d'interaction onde-particule à haute latitude [Tetrick et al., 2017].

La validation du modèle Salammbô a été montrée pour des énergies cinétiques supérieures à 0,5 MeV pour les électrons et 1 MeV pour les protons. Il est envisageable de valider à plus faible énergie. En particulier, cela peut permettre d'étudier par rapport aux observations l'accélération des électrons par les ondes de type « Chorus ». Cela permettrait également de vérifier si le processus d'échange de charge avec les tores de gaz neutre, qui impacte principalement les protons ayant une énergie cinétique inférieure à 100 keV, est correctement modélisé.

Enfin, nos travaux ont mis en avant que le modèle de champ magnétique interne O6 n'est pas adapté à l'étude des ceintures de radiations de Jupiter au plus près de la planète. Il conviendrait

donc d'implémenter pour Salammbô un modèle plus réaliste, comme le modèle JRM09 [Connerney et al., 2018] ou le modèle qui sera proposé dans quelques années à la fin de la mission Juno.

Il est également envisageable d'étendre le modèle au-delà de l'orbite d'Europe, jusqu'à l'orbite de la lune Ganymède ($15 R_j$ du centre de Jupiter). Cela permettrait d'étudier l'interaction onde-particule entre Europe et Ganymède, sachant que l'effet des ondes de type « chorus » est le plus efficace à $L \approx 10 - 12$ [Horne et al., 2008]. Cela permettra également de discuter à l'aide du modèle Salammbô de la dynamique temporelle observée par Galileo Orbiter. Cependant, si on souhaite modéliser les électrons de quelques MeV au plus près de Jupiter, cela nécessite de modéliser la distribution d'électrons d'énergies proches ou inférieures au keV près de Ganymède, par accélération par transport radial. Le formalisme de Salammbô ne permet pas d'étudier des énergies cinétiques aussi faibles. Il conviendrait alors de ne pas mettre en place un modèle qui aille de l'orbite de Ganymède jusqu'à $L = 1$, mais de par exemple imposer la condition limite interne du modèle à l'orbite d'Europe. On pourrait alors utiliser comme condition limite interne non pas $f(L_{\min}) = 0$ mais la condition limite externe proposée au cours de cette thèse près d'Europe.

Communications

Articles dans une revue à comité de lecture en tant que premier auteur

Article sur les ceintures de radiations très proches de Jupiter : discussion sur les anneaux de poussière, mise en avant de l'intérêt du nouveau modèle de champ magnétique JRM09 pour expliquer les mesures de Galileo Probe et validations par rapport aux mesures in-situ Pioneer 11 et Galileo Probe.

Référence : Nénon, Q., A. Sicard and P. Caron(2018), 'The rings of Jupiter as seen by the Electron and Proton Radiation Belt model Salammbô"', en cours de révision dans 'Geophysical Research Letters'

Article sur le modèle proton et le rôle prépondérant des ondes EMIC

Référence : Nénon, Q., A. Sicard, P. Kollmann, H. B. Garrett, S. P. A. Sauer and C. Paranicas (2018), 'A physical model of the proton radiation belts of Jupiter inside Europa's orbit', Journal of Geophysical Research : Space Physics 123 (5), doi : 10.1029/2018JA025216

Article sur le modèle électron et le rôle des ondes de type "Souffle" et "Choeur"

Référence : Nénon Q., A. Sicard and S. Bourdarie (2017), 'A new physical model of the electron radiation belts of Jupiter inside Europa's orbit', Journal of Geophysical Research : Space Physics 122, pp. 5148-5167, doi : 10.1002/2017JA023893

Article de revue à comité de lecture comme co-auteur

Co-auteur de l'article de Julien Girard sur l'observation du rayonnement synchrotron par LOFAR. J'ai effectué et fourni des simulations des observations à partir du modèle Salammbô de 2004 [Sicard, 2004].

Référence : Girard, J. N., P. Zarka, C. Tasse, S. Hess, I. de Pater, D. Santos-Costa, Q. Nénon, A. Sicard, S. Bourdarie and the LOFAR collaboration (2016), 'Imaging Jupiter's radiation belts down to 127 MHz with LOFAR', Astronomy and Astrophysics 587 (A3), doi : 10.1051/0004-6361/201527518

Actes de colloque comme co-auteur

Co-auteur d'un article écrit par Baptiste Cecconi sur le projet NOIRE (Nanosatellites pour un Observatoire Interférométrique Radio dans l'Espace). J'ai effectué des simulations du rayonne-

ment synchrotron émis par les ceintures de radiations terrestres.

Référence : Cecconi, B., J. N. Girard, A. Laurens, A. Lamy, D. Valat, F. Barbiero, M. Delpéch, M. Bruno, P. Gélard, M. Dekkali, C. Briand, B. Segret, M. Bucher, Q. Nénon, A-J. Boonstra and M. Benstrum (2018), ‘NOIRE study report : towards a low frequency radio interferometer in space’, submitted to IEEE Aeroconf 2018 proceedings

Séminaire invité

Séminaire donné le 05 Juillet 2018 au laboratoire “Applied Physics Laboratory”, Laurel, USA. Exposé d’environ 1 heure.

Séminaire

Séminaire PEPS (Planètes, Environnements et Plasmas Spatiaux) donné à l’IRAP, Toulouse, en Juin 2017.

Workshop

Présentation orale sur la dynamique temporelle des ceintures de radiations au workshop « Planetary Space Weather » à l’IRAP, Toulouse, en Octobre 2017.

Présentation orale en conférence internationale

Présentation orale à la conférence « European Geosciences Union » (EGU) en Avril 2017 à Vienne (Autriche) sur le modèle électron.

Co-auteur d’une présentation orale invitée en conférence internationale

Co-auteur de la présentation invitée donnée par Peter Kollmann à la conférence MOP 2018 à Boulder, USA, sur les ceintures de protons et d’ions de Jupiter et Saturne.

Présentations poster en conférence internationale

Poster sur les électrons et protons à la conférence « Magnetosphere of Outer Planets » (MOP) en Juillet 2018 à Boulder (USA).

Deux posters (un sur les électrons et un autre sur les protons) à la conférence MOP en Juin 2017 à Uppsala (Suède).

Poster sur les électrons à la conférence EGU en Avril 2016 (Vienne, Autriche).

Présentation poster à une conférence nationale

Poster électronique à la semaine de la Société Française d’Astronomie et d’Astrophysique (SF2A) en Juillet 2018 à Bordeaux.

Annexe A

L'expérience "Energetic Particle Investigation" à bord de la sonde atmosphérique larguée par Galileo

L'expérience «Energetic Particle Investigation» (EPI) à bord de la sonde « Galileo Probe » [Fischer et al., 1992] fut développée pour mesurer les électrons, protons et ions lourds de très haute énergie. Fischer et al. [1996] donnèrent une première estimation des énergies observées par les sept canaux de l'expérience, énergies qui sont reportées dans le Tableau A.1.

Les estimations des gammes d'énergie du Tableau A.1 furent utilisées par Sicard [2004] pour valider ses modèles électrons et protons.

Des discussions personnelles avec Henry Garrett du « Jet Propulsion Laboratory » et Louis Lanzerotti, le « Principal Investigator » de l'expérience EPI ont mis en avant que des estimations plus réalistes de la réponse des canaux de EPI existent et ont été estimées par Eckhard Pehlke au cours de sa thèse [Pehlke, 2000]. La thèse fut soutenue en 2000, soit après la publication

| Gamme d'énergie observée ($MeV.nucleon^{-1}$) | | | | | |
|---|-----------|---------|--------|---------|---------|
| Canal de mesure | Electrons | Protons | Hélium | Carbone | Souffre |
| E1 | >3,2 | >42 | >42 | >75 | >125 |
| E2 | >8 | >62 | >62 | >110 | >210 |
| E3 | >8 | >62 | >62 | >110 | >210 |
| P1 | >66 | 42-131 | >42 | >75 | >125 |
| P2 | >100 | 62-131 | >62 | >110 | >210 |
| P3 | >203 | 62-92 | 62-530 | >110 | >210 |
| HE | >450 | – | 62-136 | >110 | >210 |
| HV | – | – | – | 110-168 | >210 |

Tableau A.1 – Gammes d'énergie observées par les canaux de mesure EPI, d'après Fischer et al. [1996]

originale de Fischer et al. [1996].

La Figure A.1 et la Figure A.2 montrent les facteurs géométriques des canaux « E » et « P » en réponse aux électrons, protons et particules alpha (ion He^{2+}) estimés par Pehlke [2000]. Nous utilisons ces facteurs géométriques pour :

- Convertir la fonction de distribution du modèle Salammbô en comptages par unité de temps prédits. Ces comptages prédits sont comparables aux observations de l'expérience EPI.
- Estimer les comptages liés aux particules alpha dans les canaux « E » et « P ».

Conversion de la fonction de distribution $f(E, y, L)$ du modèle Salammbô en comptages prédits

A partir du facteur géométrique du canal E_i ou P_i (i allant de 1 à 3) dépendant de l'énergie E noté $G(P_i$ ou $E_i, E)$, il est possible d'estimer les comptages prédits par :

$$\text{comptages } [s^{-1}] = 2\pi \cdot 2 \cdot \int_0^{+\infty} G(P_i \text{ ou } E_i, E) \left[\int_0^{\pi/2} p^2 \cdot f(E, y = \sin(\alpha_{eq}), L) \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha \right] dE \quad (\text{A.1})$$

Avec α l'angle d'attaque local, α_{eq} l'angle d'attaque équatorial et p l'impulsion de la particule. Le terme 2π vient de l'intégration sur l'angle de giration des particules piégées et le facteur 2 vient du fait que l'intégrale sur l'angle d'attaque est évaluée de 0 à $\pi/2$ tandis qu'elle devrait être évaluée de 0 à π .

Comptages dus aux particules alpha

Concernant les particules alpha, les Figure A.1 et A.2 montrent que les canaux E2, E3, P2, P3 et HE répondent à peu près au flux intégré en énergie $J(E > 350MeV)$. Les canaux E1 et P1 répondent peut être à des énergies plus faibles.

Le canal HE ne répond qu'aux particules alpha [Pehlke, 2000]. Si nous approximations le facteur géométrique de ce canal par un échelon (montré en trait noir pointillé sur les Figure A.1 et A.2), le flux de particules alpha $J(E > 350MeV)$ est donné par :

$$J(E > 350MeV) [cm^2 \cdot s^{-1}] = 4\pi [sr] \frac{\text{comptages}(HE) [s^{-1}]}{G(HE) [cm^2 \cdot sr]} \quad (\text{A.2})$$

Avec $G(HE)$ le facteur géométrique du canal HE, pris égal dans notre étude à $3 \cdot 10^{-2} cm^2 \cdot sr$.

Si de plus nous approximations les facteurs géométriques des canaux « E » et « P » par des échelons et supposons que ceux-ci répondent au flux $J(E > 350MeV)$, il est possible d'estimer les comptages liés aux particules alpha dans ces canaux par :

$$\text{comptages}(E_i \text{ ou } P_i) = G(E_i \text{ ou } P_i) \frac{J(E > 350MeV)}{4\pi} = \frac{G(E_i \text{ ou } P_i)}{G(HE)} \cdot \text{comptages}(HE) \quad (\text{A.3})$$

L'approximation des réponses des canaux de mesure par des échelons est discutable tout comme l'hypothèse que tous les canaux répondent au flux $J(E > 350\text{MeV})$. Cependant, cela permet d'avoir une première estimation de la contamination des canaux EPI par les particules alpha, discutée en détail dans la section 4.2.3.

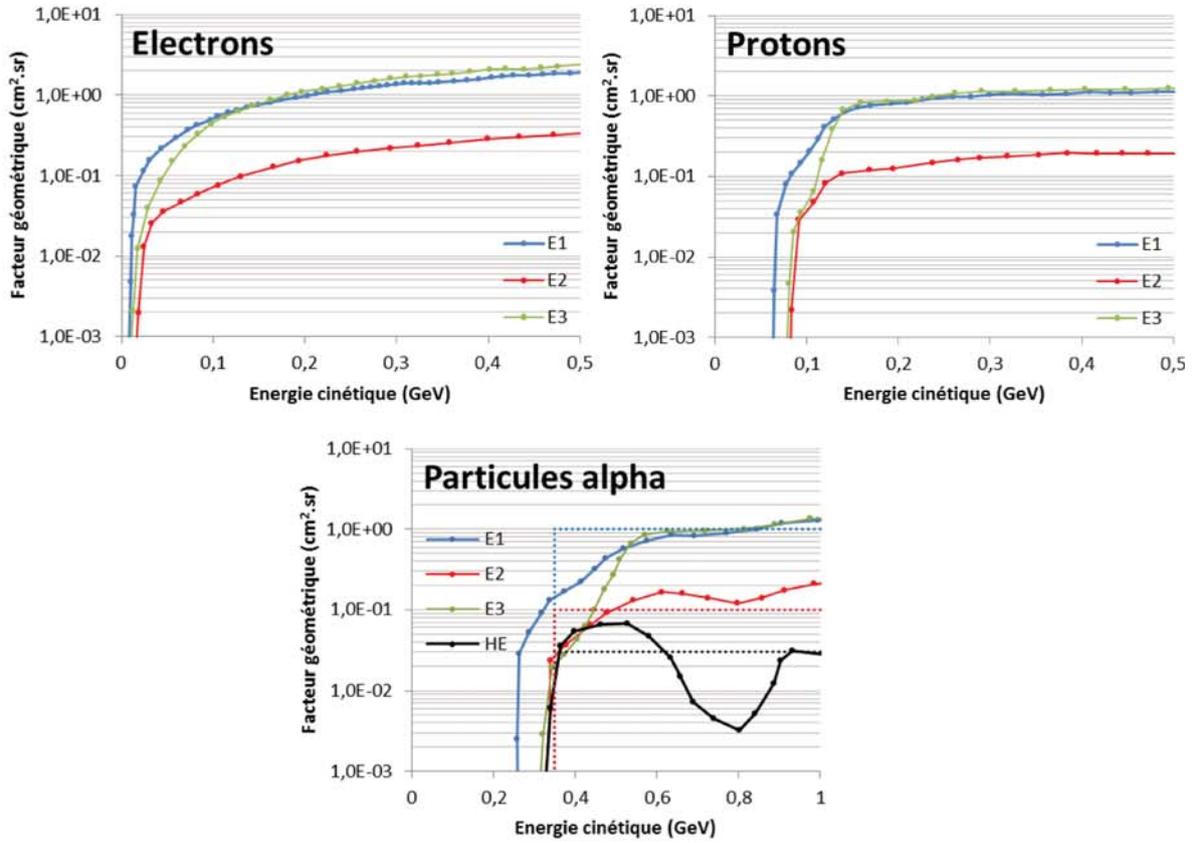


Figure A.1 – Facteur géométrique des canaux E1, E2 et E3 en réponse aux électrons, protons et particules alpha. Pour les particules alpha, nous ajoutons également la réponse du canal HE. Les traits pointillés indiquent l'approximation de la réponse aux particules alpha des quatre canaux par des échelons. La réponse du canal E3 (en vert) aux particules alpha est supposée être la même que celle du canal E1 (en bleu).

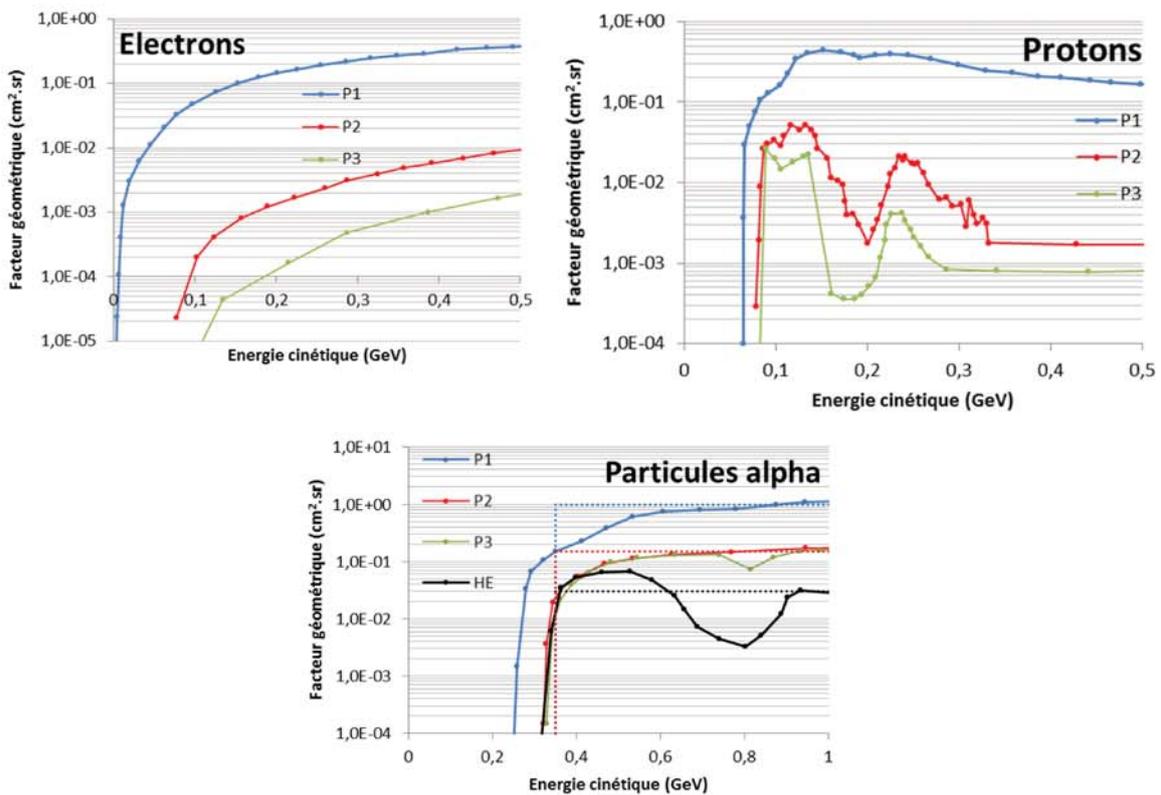


Figure A.2 – Facteur géométrique des canaux P1, P2 et P3 en réponse aux électrons, protons et particules alpha. Pour les particules alpha, nous ajoutons également la réponse du canal HE. Les traits pointillés indiquent l’approximation de la réponse aux particules alpha des quatre canaux par des échelons. La réponse du canal P3 (en vert) aux particules alpha est supposée être la même que celle du canal P2 (en rouge).

Annexe B

Validation du code WAPI par rapport aux codes PADIE et FDS pour les ondes de type « Choeur » autour de Jupiter

Pour comparer WAPI et FDC, nous utilisons les entrées (intensité des ondes, angle de propagation, densités de plasma froid, modèle de champ magnétique, nombre d'harmoniques) données par Shprits et al. [2012]. La Figure B.1 montre les coefficients calculés avec WAPI et ceux publiés par Shprits et al. [2012]. L'accord entre les deux codes de calcul d'interaction onde-particule est très satisfaisant. La seule différence notable est l'énergie du maximum des coefficients de diffusion à un angle d'attaque proche de 0° . On remarque que cette énergie est d'environ 10^{-1} MeV pour WAPI tandis qu'elle est aux alentours de $5 \cdot 10^{-2} \text{ MeV}$ pour FDC. Après discussion avec Yuri Shprits en conférence, il s'avère que cela provient d'une coquille dans l'article publié. La fréquence moyenne de la gaussienne utilisée pour représenter l'intensité spectrale des ondes est de $0,2 f_{ce}$ et non $0,1 f_{ce}$, avec f_{ce} la gyrofréquence électronique locale. Nous retrouvons alors les mêmes résultats que les auteurs.

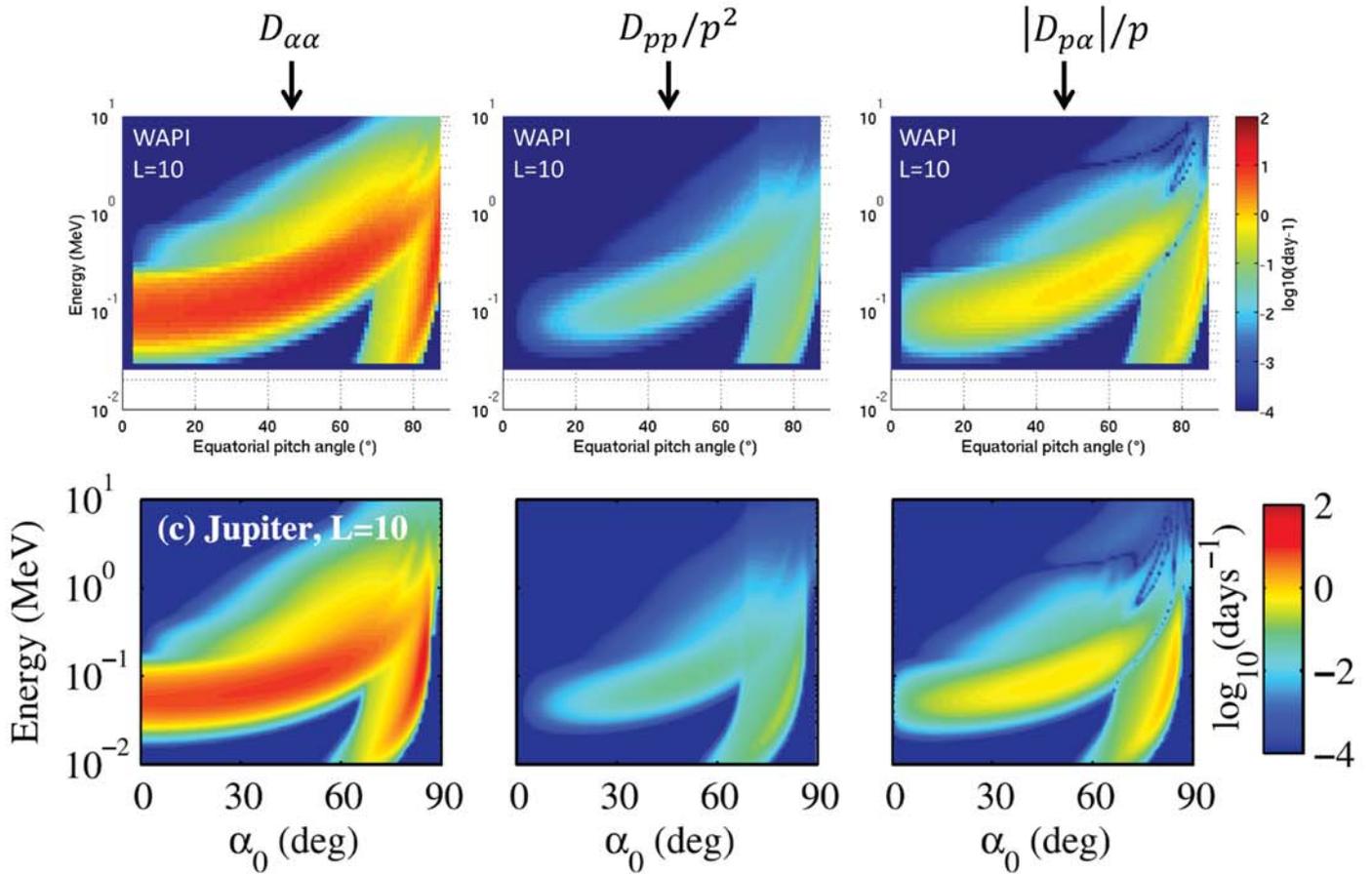


Figure B.1 – Comparaison entre les coefficients de diffusion liés à l’interaction onde-électron calculés avec WAPI (en haut) et publiés avec FDC par Shprits et al. [2012] (en bas). La partie haute de la Figure a été tracée par nos soins tandis que la partie basse est extraite de Shprits et al. [2012].

La Figure B.2 montre la comparaison avec le code PADIE à partir des données d’entrée fournies par Woodfield et al [2013]. Les résultats sont très similaires et l’énergie du maximum des coefficients de diffusion à faible angle d’attaque est correctement reproduite.

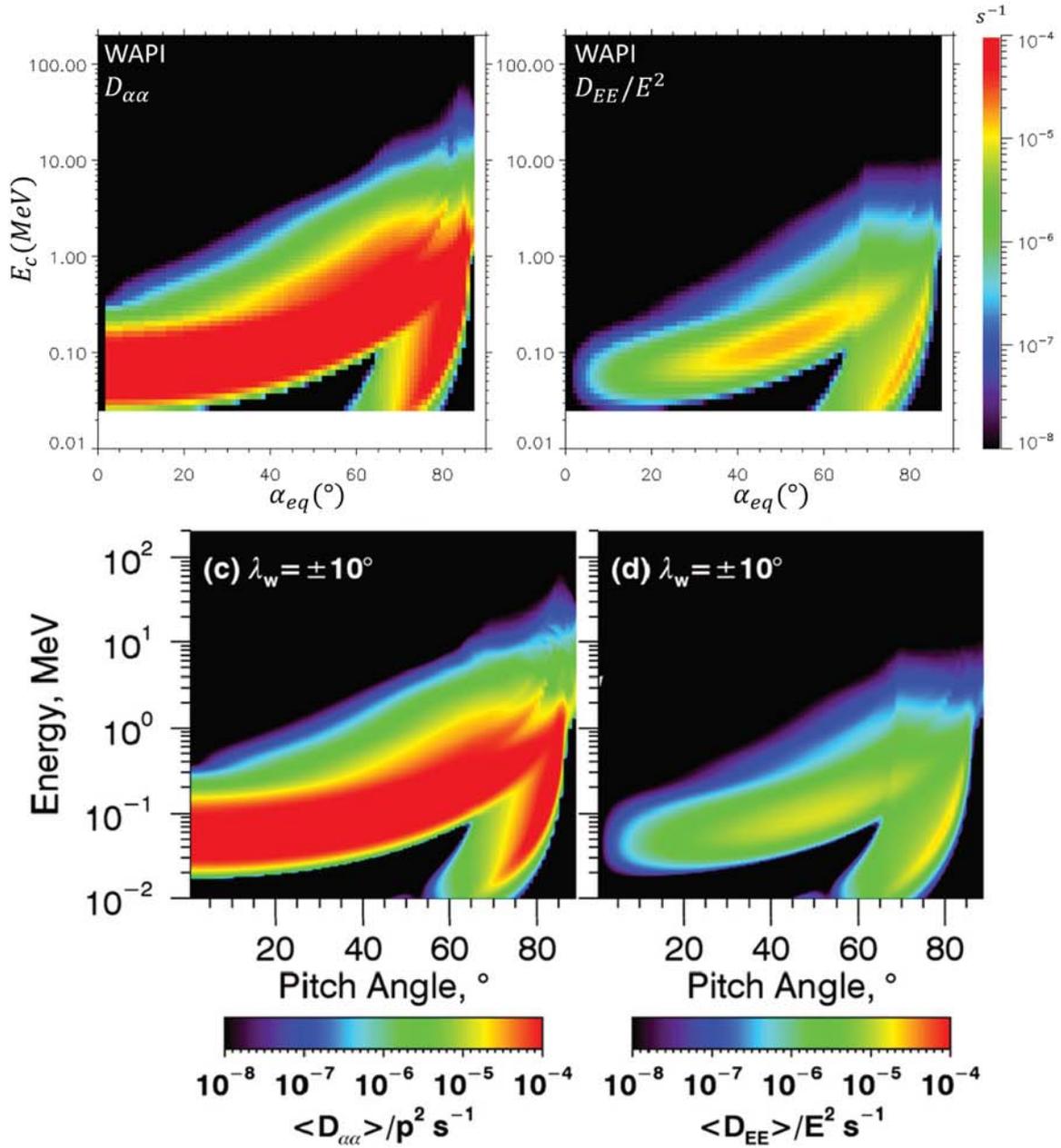


Figure B.2 – Comparaison entre les coefficients de diffusion liés à l'interaction onde-électron calculés avec WAPI (en haut) et publiés avec PADIE par Woodfield et al. [2013] (en bas). Les coefficients de diffusion ayant une valeur supérieure à $10^{-4} s^{-1}$ sont mis à $10^{-4} s^{-1}$, tel que fait par Emma Woodfield (discussion personnelle). Le maximum pour $D_{\alpha\alpha}$ calculé avec WAPI est d'environ $3 \cdot 10^{-4} s^{-1}$. Les échelles de couleurs ne sont pas exactement les mêmes. En particulier, la couleur jaune utilisée par Woodfield et al. [2013] correspond à une valeur de $3 \cdot 10^{-5} s^{-1}$ qui pour l'échelle de couleur WAPI est plutôt entre l'orange et le rouge.



Bibliographie

- Acuna, M. H. and Ness, N. F. (1976). The main magnetic field of Jupiter. *Journal of Geophysical Research*, 81(16).
- Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., and collaborators, G.-. (2003). Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3).
- Albert, J. M. (1999). Analysis of quasi-linear diffusion coefficients. *Journal of Geophysical Research*, 104(A2) :2429–2442.
- Albert, J. M. (2005). Evaluation of quasi-linear diffusion coefficients for whistler mode waves in a plasma with arbitrary density ratio. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 110(A3).
- Anuar, A. K., Honary, F., Hapgood, M., and Roussel, J.-F. (2013). Three-dimensional simulation of dust charging and dusty plasma using SPIS. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 118(10).
- Bagenal, F. (1994). Empirical model of the Io plasma torus : Voyager measurements. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 99(A6).
- Bagenal, F., Adriani, A., Allegrini, F., Bolton, S. J., Bonfond, B., Bunce, E. J., Connerney, J. E. P., Cowley, S. W. H., Ebert, R. W., Gladstone, G. R., Hansen, C. J., Kurth, W. S., Levin, S. M., Mauk, B. H., McComas, D. J., Paranicas, C. P., Santos-Costa, D., Thorne, R. M., Valek, P., Waite, J. H., and Zarka, P. (2017). Magnetospheric Science Objectives of the Juno Mission. *Space Science Reviews*, 213(1-4).
- Bagenal, F. and Delamere, P. A. (2011). Flow of mass and energy in the magnetospheres of Jupiter and Saturn. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A5).
- Bagenal, F., Dougherty, L. P., Bodisch, K. M., Richardson, J. D., and Belcher, J. M. (2017). Survey of Voyager plasma science ions at Jupiter : 1. Analysis method. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122(8).
- Bagenal, F., Sidrow, E., Wilson, R. J., Cassidy, T. A., Dols, V., Crary, F. J., Steffl, A. J., Delamere, P. A., Kurth, W. S., and Paterson, W. R. (2015). Plasma conditions at Europa’s orbit. *Icarus*, 261.
- Bagenal, F., Wilson, R. J., Siler, S., Paterson, W. R., and Kurth, W. S. (2016). Survey of Galileo plasma observations in Jupiter’s plasma sheet. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 121.
- Baker, D. N. and van Allen, J. A. (1977). Revised Pioneer 10 absolute electron intensities in the inner Jovian magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 82.
- Barbosa, D. D. and Coroniti, F. V. (1976). Lossy radial diffusion of relativistic Jovian electrons. *Journal of Geophysical Research*, 81.
- Barnett, C. F., Hunter, H. T., Fitzpatrick, M. I., Alvarez, I., Cisneros, C., and Phaneuf, R. A. (1990). Atomic data for fusion. Volume 1 : Collisions of H, H₂, He and Li atoms and ions with atoms and molecules. NASA STI/Recon Tech. Rep. N911. Technical report, The Controlled fusion atomic data center.

-
- Becker, H. N., Alexander, J. W., Adriani, A., Mura, A., Cicchetti, A., Noschese, R., Jørgensen, J. L., Denver, T., Sushkova, J., Jørgensen, A., Benn, M., Connerney, J. E. P., Bolton, S. J., Allison, J., Watts, S., Adumitroaie, V., Manor-Chapman, E. A., Daubar, I. J., Lee, C., Kang, S., McAlpine, W. J., Di Iorio, T., Pasqui, C., Barbis, A., Lawton, P., Spalsbury, L., Loftin, S., and Sun, J. (2017a). The Juno Radiation Monitoring (RM) Investigation. *Space Science Reviews*, 213(1-4).
- Becker, H. N., Santos-Costa, D., Jørgensen, J. L., Denver, T., Adriani, A., Mura, A., Connerney, J. E. P., Bolton, S. J., Levin, S. M., Thorne, R. M., Alexander, J. W., Adumitroaie, V., Manor-Chapman, E. A., Daubar, I. J., Lee, C., Benn, M., Sushkova, J., Cicchetti, A., and Noschese, R. (2017b). Observations of MeV electrons in Jupiter's innermost radiation belts and polar regions by the Juno radiation monitoring investigation : Perijoves 1 and 3. *Geophysical Research Letters*, 44(10).
- Bespalov, P. A. and Savina, O. N. (2016). Features of the radial diffusion of energetic electrons in the middle Jovian magnetosphere. *Cosmic Research*, 54(3).
- Beutier, T. (1993). *Modélisation tridimensionnelle pour l'étude de la dynamique des ceintures de radiation*. PhD thesis, ENSAE.
- Blake, J. B. and Schulz, M. (1980). The satellites of Jupiter as a source of very energetic magnetospheric particles. *Icarus*, 44.
- Blanco-Cano, X., Russell, C. T., and Strangeway, R. J. (2001). The Io mass loading disk : wave dispersion analysis. *Journal of Geophysical Research*, 106(A11).
- Bodisch, K. M., Dougherty, L. P., and Bagenal, F. (2017). Survey of Voyager plasma science ions at Jupiter : 3. Protons and minor ions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122(8).
- Bolton, S. J., Gulkis, S., Klein, M. J., de Pater, I., and Thompson, T. J. (1989). Correlation studies between solar wind parameters and the decimetric radio emission from Jupiter. *Journal of Geophysical Research*, 94.
- Bolton, S. J., Janssen, M., Thorne, R., Levin, S., Klein, M., Gulkis, S., Bastian, T., Sault, R., Elachi, C., Hofstadter, M., Bunker, A., Dulk, G., Gudim, E., Hamilton, G., Johnson, W. T. K., Leblanc, Y., Liepack, O., McLeod, R., Roller, J., Roth, L., and West, R. (2002). Ultra-relativistic electrons in Jupiter's radiation belts. *Nature*, 415.
- Bolton, S. J., Levin, S., and Bagenal, F. (2017). Juno's first glimpse of Jupiter's complexity. *Geophysical Research Letters*, 44(15).
- Boscher, D., Bourdarie, S., Falgure, D., Lazaro, D., Maget, V., and Sicard-Piet, A. (2009). Modélisation et mesure de l'environnement spatial. RF 2/14348. Technical report, ONERA.
- Boscher, D., Bourdarie, S., Lazaro, D., and Sicard-Piet, A. (2007). Modélisation et mesures de l'environnement radiatif. RF 2/12841. Technical report, ONERA.
- Boscher, D., Bourdarie, S., O'Brien, P., and Guild, T. (2012). International Radiation Belt Modeling (IRBEM).
- Bourdarie, S. (1996). *Modélisation de la dynamique des ceintures de radiation à l'échelle de l'orage magnétique*. PhD thesis, ENSAE.
- Bourdarie, S. and Boscher, D. (2004). Space radiation environment. In CEPADUES, editor, *Space radiation and its effects on spacecraft and systems : SREC 04*.
- Brecht, S. H., de Pater, I., Larson, D. J., and Pesses, M. E. (2001). Modification of the jovian radiation belts by Shoemaker-Levy 9 : An explanation of the data. *Icarus*, 151(1).
- Brice, N. and McDonough, T. R. (1973). Jupiter's radiation belts. *Icarus*, 18(2).
- Brooks, S. M., Esposito, L. W., Showalter, M. R., and Throop, H. B. (2004). The size distribution of Jupiter's main ring from Galileo imaging and spectroscopy. *Icarus*, 170(1).

-
- Burke, B. F. and Franklin, K. L. (1959). Observations of a Variable Radio Source Associated with the Planet Jupiter. *Journal of Geophysical Research*, 60.
- Burns, J. A., Showalter, M. R., Cuzzi, J. N., and Pollack, J. B. (1980). Physical processes in Jupiter's ring : Clues to its origin by Jove! *Icarus*, 44(2).
- Burns, Joseph A. and Showalter, Mark R. and Hamilton, Douglas P. and Nicholson, Philip D. and Pater, Imke de and Ockert-Bell, Maureen E. and Thomas, Peter C. (1999). The formation of jupiter's faint rings. *Science*, 284(5417).
- Connerney, J. E. P. (1993). Magnetic fields of the outer planets. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 98(E10).
- Connerney, J. E. P., Acuna, M. H., and Ness, N. F. (1981). Modeling the Jovian current sheet and inner magnetosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 86(A10).
- Connerney, J. E. P., Acuna, M. H., Ness, N. F., and Satoh, T. (1998). New models of Jupiter's magnetic field constrained by the Io flux tube footprint. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 103(A6).
- Connerney, J. E. P., Adriani, A., Allegrini, F., Bagenal, F., Bolton, S. J., Bonfond, B., Cowley, S. W. H., Gerard, J.-C., Gladstone, G. R., Grodent, D., Hospodarsky, G., Jorgensen, J. L., Kurth, W. S., Levin, S. M., Mauk, B., McComas, D. J., Mura, A., Paranicas, C., Smith, E. J., Thorne, R. M., Valek, P., and Waite, J. (2017). Jupiter's magnetosphere and aurorae observed by the Juno spacecraft during its first polar orbits. *Science*, 356(6340).
- Connerney, J. E. P., Kotsiaros, S., Oliverson, R. J., Espley, J. R., Joergensen, J. L., Joergensen, P. S., Merayo, J. M. G., Herceg, M., Bloxham, J., Moore, K. M., Bolton, S. J., and Levin, S. M. (2018). A New Model of Jupiter's Magnetic Field From Juno's First Nine Orbits. *Geophysical Research Letters*, 45(6) :2590–2596.
- Cooper, J. F. (1983). Nuclear cascades in Saturn's rings - Cosmic ray albedo neutron decay and origins of trapped protons in the inner magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 88.
- de Kleer, K. and de Pater, I. (2016). Time variability of Io's volcanic activity from near-IR adaptive optics observations on 100 nights in 2013–2015. *Icarus*, 280.
- de Pater, I., Butler, B., Green, D., Strom, R., Millan, R., Klein, M., Bird, M., Funke, O., Neidhöfer, J., Maddalena, R., et al. (2003). Jupiter's radio spectrum from 74 MHz up to 8 GHz. *Icarus*, 163(2).
- de Pater, I. and Goertz, C. K. (1990). Radial diffusion models of energetic electrons and Jupiter's synchrotron radiation : 1. Steady state solution. *Journal of Geophysical Research*, 95.
- De Pater, I. and Goertz, C. K. (1994). Radial diffusion models of energetic electrons and Jupiter's synchrotron radiation : 2. Time variability. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 99(A2).
- de Pater, I., Hamilton, D. P., Showalter, M. R., Throop, H. B., and Burns, J. A. (2017). The Rings of Jupiter. *ArXiv e-prints*.
- de Pater, I., Schulz, M., and Brecht, S. H. (1997). Synchrotron evidence for Amalthea's influence on Jupiter's electron radiation belt. *Journal of Geophysical Research*, 102.
- de Pater, I., Showalter, M. R., and Macintosh, B. (2008). Keck observations of the 2002–2003 jovian ring plane crossing. *Icarus*, 195(1).
- de Soria-Santacruz, M., Garrett, H. B., Evans, R. W., Jun, I., Kim, W., Paranicas, C., and Drozdov, A. (2016). An empirical model of the high-energy electron environment at Jupiter. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 121.

-
- de Soria-Santacruz, M., Shprits, Y. Y., Drozdov, A., Menietti, J. D., Garrett, H. B., Zhu, H., Kellerman, A. C., and Horne, R. B. (2017). Interactions between energetic electrons and realistic whistler mode waves in the Jovian magnetosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122(5).
- Divine, N. and Garrett, H. B. (1983). Charged particle distributions in Jupiter's magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 88(A9).
- Dougherty, L. P., Bodisch, K. M., and Bagenal, F. (2017). Survey of Voyager plasma science ions at Jupiter : 2. Heavy ions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122(8).
- Drake, F. D. and Hvatum, S. (1959). Non-thermal microwave radiation from Jupiter. *Astronomical Journal*, 64.
- Fieseler, P. D. (2000). The Galileo star scanner as an instrument for measuring energetic electrons in the Jovian environment. Master thesis report, University Of Southern California.
- Fillius, R. W. and Mc Ilwain, C. E. (1974). Measurements of the Jovian radiation belts. *Journal of Geophysical Research*, 79(25).
- Fillius, R. W., Mogro-Campero, A., and Mc Ilwain, C. (1975). Radiation belts of Jupiter : a second look. *Science*, 188.
- Fischer, H. M., Mihalov, J. D., Lanzerotti, L. J., Wibberenz, G., Rinnert, K., Gliem, F. O., and Bach, J. (1992). Energetic Particles Investigation (EPI). *Space Science Reviews*, 60(1-4).
- Fischer, H. M., Pehlke, E., Wibberenz, G., Lanzerotti, L. J., and Mihalov, J. D. (1996). High-Energy Charged Particles in the Innermost Jovian Magnetosphere. *Science*, 272.
- Fujiwara, K. (1976). Coulomb-Born calculation of charge transfer cross sections of highly-ionized atoms. *Journal of the Physical Society of Japan*, 41(4).
- Galopeau, P. H. M. and Gérard, E. (2001). Variations of Jupiter's synchrotron radiation : a link with solar activity? *Planetary and Space Science*, 49(13).
- Galopeau, P. H. M., Gérard, E., and Lechacheux, A. (1996). Long-Term Monitoring of Jupiter's Synchrotron Radiation with the Nançay Radio Telescope Including the Collision with Comet P/Shoemaker-Levy 9. *Icarus*, 121.
- Garrett, H. B., Jun, I., Evans, R. W., Kim, W., and Brinza, D. (2017). The latest Jovian trapped proton and heavy ion models. *IEE transaction on nuclear science*, 64(11).
- Garrett, H. B., Kokorowski, M., Jun, I., and Evans, R. W. (2012a). Galileo Interim Radiation Electron Model : Update-2012. Technical report, Jet Propulsion Laboratory.
- Garrett, H. B., Levin, S. M., Bolton, S. J., Evans, R. W., and Bhattacharya, B. (2005). A revised model of Jupiter's inner electron belts : Updating the Divine radiation model. *Geophysical Research Letters*, 32(4).
- Garrett, H. B., Mac Neice, P., and Pulkkinen, A. (2012b). Solar wind effects on the Jovian radiation environment. Presentation available on the CCMC website.
- Girard, J. N., Zarka, P., Tasse, C., Hess, S., de Pater, I., Santos-Costa, D., Nenon, Q., Sicard, A., Bourdarie, S., and the LOFAR collaboration (2016). Imaging Jupiter's radiation belts down to 127 MHz with LOFAR. *Astronomy and Astrophysics*, 587(A3).
- Glauert, S. A. and Horne, R. B. (2005). Calculation of pitch angle and energy diffusion coefficients with the PADIE code. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 110(A4).
- Goertz, C. K., van Allen, J. A., and Thomsen, M. F. (1979). Further observational support for the lossy radial diffusion model of the inner Jovian magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 84.

-
- Gray, R. L., Badman, S. V., Woodfield, E. E., and Tao, C. (2017). Characterization of Jupiter's secondary auroral oval and its response to hot plasma injections. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122(6).
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Shaw, R. R., Roux, A., Gendrin, R., Kennel, C. F., Scarf, F. L., and Shawhan, S. D. (1992). The Galileo plasma wave investigation. *Space Science Reviews*, 60.
- Hamilton, D. P. and Krüger, H. (2008). The sculpting of Jupiter's gossamer rings by its shadow. *Nature*, 453(7191).
- Havnes, O., Goertz, C. K., Morfill, G. E., Gruen, E., and Ip, W. (1987). Dust charges, cloud potential, and instabilities in a dust cloud embedded in a plasma. *Journal of Geophysical Research*, 92.
- Hess, S. L. G., Bonfond, B., Bagenal, F., and Lamy, L. (2018). A model of the Jovian internal field derived from in-situ and auroral constraints. *Proceedings of the PRE8 conference*.
- Hess, S. L. G., Bonfond, B., Zarka, P., and Grodent, D. (2011). Model of the Jovian magnetic field topology constrained by the Io auroral emissions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A5).
- Hess, W. N. (1959). Van Allen belt protons from Cosmic Ray Neutron Leakage. *Physical Reviews*, 3.
- Heyde, K. (2004). Beta decay : the weak interaction at work. In Taylor and Francis, editors, *Basic ideas and concepts in nuclear physics : an introductory approach*.
- Highland, V. L. (1975). Some practical remarks on multiple scattering. *Nuclear instruments and Methods*, 129(2).
- Horne, R. B., Thorne, R. M., Glauert, S. A., Menietti, J. D., Shprits, Y. Y., and Gurnett, D. A. (2008). Gyroresonant electron acceleration at Jupiter. *Nature Physics*, 4(4).
- Janni, J. F. (1982). Energy loss, range, path length, time-of-flight, straggling, multiple scattering, and nuclear interaction probability : In two parts. Part 1. For 63 compounds Part 2. For elements $1 \leq Z \leq 92$. *Atomic data and nuclear data tables*, 27(4-5).
- Janssen, M. A., Oswald, J. E., Brown, S. T., Gulkis, S., Levin, S. M., Bolton, S. J., Allison, M. D., Atreya, S. K., Gautier, D., Ingersoll, A. P., Lunine, J. I., Orton, G. S., Owen, T. C., Steffes, P. G., Adumitroaie, V., Bellotti, A., Jewell, L. A., Li, C., Li, L., Misra, S., Oyafuso, F. A., Santos-Costa, D., Sarkissian, E., Williamson, R., Arballo, J. K., Kitiyakara, A., Ulloa-Severino, A., Chen, J. C., Maiwald, F. W., Sahakian, A. S., Pingree, P. J., Lee, K. A., Mazer, A. S., Redick, R., Hodges, R. E., Hughes, R. C., Bedrosian, G., Dawson, D. E., Hatch, W. A., Russell, D. S., Chamberlain, N. F., Zawadski, M. S., Khayatian, B., Franklin, B. R., Conley, H. A., Kempenaar, J. G., Loo, M. S., Sunada, E. T., Vorperion, V., and Wang, C. C. (2017). MWR : Microwave Radiometer for the Juno Mission to Jupiter. *Space Science Reviews*, 213(1-4).
- Jun, I., Garrett, H. B., Swimm, R., Evans, R. W., and Clough, G. (2005). Statistics of the variations of the high-energy electron population between 7 and 28 jovian radii as measured by the Galileo spacecraft. *Icarus*, 178(2).
- Jun, I., Ratliff, J. M., Garrett, H. B., and McEntire, R. W. (2002). Monte-Carlo simulations of the Galileo energetic particle detector. *Nuclear instruments and methods in Physics Research section A*, 490(3).
- Kennel, C. and Engelmann, F. (1966). Velocity space diffusion from weak plasma turbulence in a magnetic field. *The Physics of Fluids*, 9(12).
- Keppler, E., Blake, J. B., Fraenz, M., Korth, A., Krupp, N., Quenby, J. J., Witte, M., and Woch, J. (1992a). An overview of energetic particle measurements in the Jovian magnetosphere with the EPAC sensor on ULYSSES. *Science*, 257(5076).
- Keppler, E., Blake, J. B., Hovestadt, D., Korth, A., Quenby, J., Umlauf, G., and Woch, J. (1992b). The ULYSSES energetic particle composition experiment EPAC. *Astronomy and Astrophysics*, 92(2).

-
- Khurana, K. K. (1997). Euler potential models of Jupiter's magnetospheric field. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 102(6).
- Khurana, K. K. and Schwarlz, H. K. (2005). Global structure of Jupiter's magnetospheric sheet. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 110(A7).
- Kita, H., Misawa, H., Bhardaj, A., Tsuchiya, F., Sakanoi, T., Kasaba, Y., Tao, C., Miyoshi, Y., and Morioka, A. (2015). Relation between the short-term variation of the Jovian radiation belt and thermosphere derived from radio and infrared observations. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120.
- Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Walker, R. J., Warnecke, J., Russell, C. T., Linker, J. A., Southwood, D. J., and Polansky, C. (1996). Io's Interaction with the Plasma Torus : Galileo Magnetometer Report. *Science*, 274.
- Klein, M. J. (2001). Goldstone Apple Valley Radio Telescope (GAVRT) Project. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #198*, volume 33 of *Bulletin of the American Astronomical Society*.
- Klein, M. J., Thompson, T. J., and Bolton, S. (1989). Systematic Observations and Correlation Studies of Variations in the Synchrotron Radio Emission from Jupiter. *NASA Special Publication*, 494.
- Kloosterman, J. L., Butler, B., and de Pater, I. (2008). VLA observations of synchrotron radiation at 15 GHz. *Icarus*, 193(2).
- Kollmann, P., Paranicas, C., Clark, G., Mauk, B. H., Haggerty, D. K., Rymer, A. M., Santos-Costa, D., Connerney, J. E. P., Allegrini, F., Valek, P., Kurth, W. S., Gladstone, G. R., Levin, S., and Bolton, S. (2017). A heavy ion and proton radiation belt inside of Jupiter's rings. *Geophysical Research Letters*, 44(11).
- Kollmann, P., Paranicas, C., Clark, G., Roussos, E., Lagg, A., and Krupp, N. (2016). The vertical thickness of Jupiter's Europa torus from charged particle measurements. *Geophysical Research Letters*, 43(18).
- Kollmann, P., Roussos, E., Paranicas, C., Krupp, N., and Haggerty, D. (2013). Processes forming and sustaining Saturn's proton radiation belts. *Icarus*, 222(1).
- Kotova, A. (2016). *Techniques de calcul du transport de particules chargées de haute énergie et leur application à la magnétosphère de Saturne*. PhD thesis, Université Toulouse 3.
- Krimigis, S. M. and Armstrong, T. P. (1982). Two-component proton spectra in the inner Saturnian magnetosphere. *Geophysical Research Letters*, 9.
- Krimigis, S. M., Armstrong, T. P., Axford, W. L., Bostrom, C. O., Fan, C. Y., Gloeckler, G., and Lanzerotti, L. J. (1977). The Low Energy Charged Particle (LECP) experiment on the Voyager spacecraft. *Space Science Reviews*, 21.
- Lagg, A., Krupp, N., Woch, J., Livi, S., Wilken, B., and Williams, D. J. (1998). Determination of the neutral number density in the Io torus from Galileo EPD measurements. *Geophysical Research Letters*, 25(21).
- Lagg, A., Krupp, N., Woch, J., and Williams, D. J. (2003). In-situ observations of a neutral gas torus at Europa. *Geophysical Research Letters*, 30(11).
- Legg, M. P. C. and Westfold, K. C. (1968). Elliptic polarization of synchrotron radiation. *The Astrophysical Journal*.
- Lejosne, S. (2013). *Modélisation du phénomène de diffusion radiale au sein des ceintures de radiation terrestres par technique de changement d'échelle*. PhD thesis, ISAE.
- Lin, N., Kellogg, P. J., MacDowell, R. J., Mei, Y., Cornilleau-Wehrin, N., Canu, P., de Villedary, C., Rezeau, L., Balogh, L., and Forsyth, R. J. (1993). ULF waves in the Io torus : ULYSSES observations. *Journal of Geophysical Research*, 98.

-
- Lindsay, B. and Stebbings, R. (2005). Charge transfer cross sections for energetic neutral atom data analysis. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 110(A12).
- Lorenzato, L. (2012). *Modélisation des ceintures de radiation de Saturne*. PhD thesis, ISAE.
- Louarn, P., Paranicas, C. P., and Kurth, W. S. (2014). Global magnetodisk disturbances and energetic particle injections at Jupiter. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 119(6).
- Lyons, L. R. (1974a). General relations for resonant particle diffusion in pitch angle and energy. *Journal of Plasma Physics*, 12(1).
- Lyons, L. R. (1974b). Pitch angle and energy diffusion coefficients from resonant interactions with ion-cyclotron and whistler waves. *Journal of Plasma Physics*, 12(3).
- Mauk, B., Williams, D., and McEntire, R. (1997). Energy-time dispersed charged particle signatures of dynamic injections in Jupiter's inner magnetosphere. *Geophysical research letters*, 24(23).
- Mauk, B., Williams, D., McEntire, R., Khurana, K., and Roederer, J. (1999). Storm-like dynamics of Jupiter's inner and middle magnetosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 104(A10).
- Mauk, B. H., Clarke, J. T., Grodent, D., Waite, J. H., Paranicas, C. P., and Williams, D. J. (2002). Transient aurora on Jupiter from injections of magnetospheric electrons. *Nature*, 415(6875).
- Mauk, B. H., Haggerty, D. K., Jaskulek, S. E., Schlemm, C. E., Brown, L. E., Cooper, S. A., Gurnee, R. S., Hammock, C. M., Hayes, J. R., Ho, G. C., Hutcheson, J. C., Jacques, A. D., Kerem, S., Kim, C. K., Mitchell, D. G., Nelson, K. S., Paranicas, C. P., Paschalidis, N., Rossano, E., and Stokes, M. R. (2017). The Jupiter Energetic Particle Detector Instrument (JEDI) Investigation for the Juno Mission. *Space Science Reviews*, 213(1-4).
- Mauk, B. H., McEntire, R. W., Williams, D. J., Lagg, A., Roelof, E. C., Krimigis, S. M., Armstrong, T. P., Fritz, T. A., Lanzerotti, L. J., Roederer, J. G., and Wilken, B. (1998). Galileo-measured depletion of near-Io hot ring current plasmas since the Voyager epoch. *Journal of Geophysical Research*, 103.
- Mauk, B. H., Mitchell, D. G., McEntire, R. W., Paranicas, C. P., Roelof, E. C., Williams, D. J., Krimigis, S. M., and Lagg, A. (2004). Energetic ion characteristics and neutral gas interactions in Jupiter's magnetosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 109.
- Menietti, J., Shprits, Y., Horne, R., Woodfield, E., Hospodarsky, G., and Gurnett, D. (2012). Chorus, ech, and z mode emissions observed at jupiter and saturn and possible electron acceleration. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 117.
- Menietti, J. D., Groene, J. B., Averkamp, T. F., Horne, R. B., Woodfield, E. E., Shprits, Y. Y., Soria-Santacruz Pich, M., and Gurnett, D. A. (2016). Survey of whistler mode chorus intensity at Jupiter. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 121.
- Menietti, J. D., Horne, R. B., Gurnett, D. A., Hospodarsky, G. B., Piker, C. W., and Groene, J. B. (2008). A survey of Galileo plasma wave instrument observations of Jovian whistler-mode chorus. *Annales Geophysicae*, 26.
- Mihalov, J. D., Fischer, H. M., Pehlke, E., and Lanzerotti, L. J. (2000). Energetic trapped electron measurements from the Galileo Jupiter probe. *Geophysical Research Letters*, 27(16).
- Miyoshi, Y., Misawa, H., Morioka, A., Kondo, T., Koyama, Y., and Nakajima, J. (1999). Observation of short-term variation of Jupiter's synchrotron radiation. *Geophysical research letters*, 26(1).
- Miyoshi, Y., Sakaguchi, K., Shiokawa, K., Evans, D., Albert, J., Connors, M., and Jordanova, V. (2008). Precipitation of radiation belt electrons by EMIC waves, observed from ground and space. *Geophysical Research Letters*, 35(23).

-
- Moeckel, C. M. (2017). Jupiter's radiation belts at 13.8 GHz. Master thesis report, TU Delft.
- Mogro-Campero, A., Fillius, R. W., and Mc Ilwain, C. F. (1975). Electrons and Protons in Jupiter's radiation belts. In Verlag, A., editor, *Space Research volume XV*.
- Mott, N. F. and Massey, H. S. W. (1965). In Press, O. U., editor, *The theory of atomic collisions*.
- Murakami, G., Yoshioka, K., Yamazaki, A., Tsuchiya, F., Kimura, T., Tao, C., Kita, H., Kagitani, M., Sakanoi, T., Uemizu, K., et al. (2016). Response of Jupiter's inner magnetosphere to the solar wind derived from extreme ultraviolet monitoring of the Io plasma torus. *Geophysical Research Letters*, 43(24).
- Nerney, E. G., Bagenal, F., and Steffl, A. J. (2017). Io plasma torus ion composition : Voyager, Galileo, and Cassini. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122.
- Ni, B., Thorne, R. M., Shprits, Y. Y., and Bortnik, J. (2008). Resonant scattering of plasma sheet electrons by whistler-mode chorus : Contribution to diffuse auroral precipitation. *Geophysical Research Letters*, 35(11).
- Nénon, Q. (2015). Les ceintures de radiation d'électrons de Jupiter à travers le rayonnement synchrotron. Master thesis report, ISAE.
- Nénon, Q. (2016). Rapport d'avancement de 1ère année de thèse. ONERA.
- Nénon, Q., Sicard, A., Kollmann, P., Garrett, H. B., Sauer, S. P. A., and Paranicas, C. (2018). A physical model of the proton radiation belts of Jupiter inside Europa's orbit. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 123.
- Paranicas, C., Hibbitts, C., Kollmann, P., Ligier, N., Hendrix, A., Nordheim, T., Roussos, E., Krupp, N., Blaney, D., Cassidy, T., et al. (2018). Magnetospheric considerations for solar system ice state. *Icarus*, 302.
- Pehlke, E. (2000). *Teilchenpopulationen in der inneren Jupitermagnetosphäre. Untersuchung der EPI-Daten von der Galileo-Probe*. PhD thesis, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.
- Rathbun, J. A., Spencer, J. R., Davies, A. G., Howell, R. R., and Wilson, L. (2002). Loki, Io : A periodic volcano. *Geophysical Research Letters*, 29(10).
- Roederer, J. G. (1970). In Springer, editor, *Dynamics of geomagnetically trapped radiation*.
- Roederer, J. G. (2014). In Springer, editor, *Dynamics of geomagnetically trapped radiation*.
- Roussos, E., Kollmann, P., Krupp, N., Paranicas, C., Dialynas, K., Sergis, N., Mitchell, D., Hamilton, D., and Krimigis, S. (2018). Drift-resonant, relativistic electron acceleration at the outer planets : insights from the response of Saturn's radiation belts to magnetospheric storms. *Icarus*.
- Russell, C. T., Wang, Y. L., Blanco-Cano, X., and Strangeway, R. J. (2001). The Io mass-loading disk : constraints provided by ion cyclotron wave observations. *Journal of Geophysical Research*, 106(A11).
- Santos-Costa, D. (2001). *Modélisation des ceintures de radiation d'électrons de Jupiter internes à Io*. PhD thesis, ENSAE.
- Santos-Costa, D., Adumitroaie, V., Ingersoll, A., Gulkis, S., Janssen, M. A., Levin, S. M., Oyafuso, F., Brown, S., Williamson, R., Bolton, S. J., and Connerney, J. E. P. (2017). First look at Jupiter's synchrotron emission from Juno's perspective. *Geophysical Research Letters*, 44(17).
- Santos-Costa, D. and Bolton, S. J. (2008). Discussing the processes constraining the Jovian synchrotron radio emission's features. *Planetary and Space Science*, 56(3-4).
- Santos-Costa, D., Bolton, S. J., and Sault, R. J. (2009). Evidence for short-term variability of Jupiter's decimetric emission from VLA observations. *Astronomy and Astrophysics*, 508(2).

-
- Santos-Costa, D., Bolton, S. J., Sault, R. J., Thorne, R. M., and Levin, S. M. (2011). VLA observations at 6.2 cm of the response of Jupiter's electron belt to the July 2009 event. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A15).
- Santos-Costa, D., Bolton, S. J., Thorne, R. M., Miyoshi, Y., and Levin, S. M. (2008). Investigating the origins of the Jovian decimetric emission's variability. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 113(A1).
- Santos-Costa, D., de Pater, I., Sault, R. J., Janssen, M. A., Levin, S. M., and Bolton, S. J. (2014). Multifrequency analysis of the Jovian electron-belt radiation during the Cassini flyby of Jupiter. *Astronomy and Astrophysics*, 568.
- Santos-Costa, D., Sault, R., Bourdarie, S., Boscher, D., Bolton, S., Thorne, R., Leblanc, Y., Dulk, G., Levin, S., and Gulkis, S. (2001). Synchrotron emission images from three-dimensional modeling of the Jovian electron radiation belts. *Advances in Space Research*, 28(6).
- Sauer, S. P., Oddershede, J., and Sabin, J. R. (2015). The mean excitation energy of atomic ions. In *Advances in Quantum Chemistry*, volume 71.
- Schulz, M. (1977). Bounce-averaged synchrotron loss in a dipole field. *Journal of Geophysical Research*, 82(19).
- Schulz, M. and Eviatar, A. (1977). Charged-particle absorption by Io. *Astrophysical Journal*, 211.
- Schulz, M. and Lanzerotti, L. J. (1974). In *Particle diffusion in the radiation belts*.
- Seiff, A., Kirk, D. B., Knight, T. C. D., Young, L. A., Milos, F. S., Venkatapathy, E., Mihalov, J. D., Blanchard, R. C., Young, R. E., and Schubert, G. (1997). Thermal structure of Jupiter's upper atmosphere derived from the Galileo probe. *Science*, 276.
- Seiff, A., Kirk, D. B., Knight, T. C. D., Young, R. E., Mihalov, J. D., Young, L. A., Milos, F. S., Schubert, G., Blanchard, R. C., and Atkinson, D. (1998). Thermal structure of Jupiter's atmosphere near the edge of a 5- μ m hot spot in the north equatorial belt. *Journal of Geophysical Research*, 103.
- Selesnick, R., Hudson, M., and Kress, B. (2013). Direct observation of the CRAND proton radiation belt source. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 118(12).
- Showalter, M. R., Cheng, A. F., Weaver, H. A., Stern, S. A., Spencer, J. R., Throop, H. B., Birath, E. M., Rose, D., and Moore, J. M. (2007). Clump Detections and Limits on Moons in Jupiter's Ring System. *Science*, 318(5848).
- Showalter, M. R., de Pater, I., Verbanac, G., Hamilton, D. P., and Burns, J. A. (2008). Properties and dynamics of Jupiter's gossamer rings from Galileo, Voyager, Hubble and Keck images. *Icarus*, 195(1).
- Shprits, Y., Menietti, J., Gu, X., Kim, K.-C., and Horne, R. (2012). Gyroresonant interactions between the radiation belt electrons and whistler mode chorus waves in the radiation environments of Earth, Jupiter, and Saturn : A comparative study. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 117(A11).
- Shprits, Y. Y., Kellerman, A., Aseev, N., Drozdov, A. Y., and Michaelis, I. (2017). Multi-MeV electron loss in the heart of the radiation belts. *Geophysical Research Letters*, 44(3).
- Shprits, Y. Y., Subbotin, D., and Ni, B. (2009). Evolution of electron fluxes in the outer radiation belt computed with the VERB code. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 114(A11).
- Sicard, A. (2004). *Modélisation des ceintures de radiation d'électrons et d'ions de Jupiter*. PhD thesis, ENSAE.
- Sicard, A., Bourdarie, S., Krupp, N., Lagg, A., Boscher, D., Santos-Costa, D., Gerard, E., Galopeau, P., Bolton, S., Sault, R., and Williams, D. J. (2004). Long-term dynamics of the inner Jovian electron radiation belts. *Advances in Space Research*, 33(11).

-
- Sicard-Piet, A., Boscher, D., Horne, R., Meredith, N., and Maget, V. (2014). Effect of plasma density on diffusion rates due to wave particle interactions with chorus and plasmaspheric hiss : Extreme event analysis. In *Annales Geophysicae*, volume 32.
- Sicard-Piet, A. and Bourdarie, S. (2011). Jupiter radiation environment and effects tools- trapped radiation model development. TN 7/13279. Technical report, ONERA.
- Sicard-Piet, A., Bourdarie, S., and Krupp, N. (2011). JOSE : A new Jovian specification environment model. *IEEE Transaction on Nuclear Science*, 58(3).
- Simpson, J. A., Anglin, J. D., Balogh, A., Bercovitch, M., Bouman, J. M., Budzinski, E. E., Burrows, J. R., Carvell, R., Connell, J. J., Ducros, R., Ferrando, P., Firth, J., Garcia-Munoz, M., Henrion, J., Hynds, R. J., Iwers, B., Jacquet, R., Kunow, H., Lentz, G., Marsden, R. G., Mckibben, R. B., Meuller-Mellin, R., Page, D. E., Perkins, M., Raviart, A., Sanderson, T. R., Sierks, H., Treguer, L., Tuzzolino, A. J., Wenzel, K. P., and Wibberenz, G. (1992a). The ULYSSES Cosmic Ray and Solar Particle Investigation. *Astronomy and Astrophysics Supplement series*, 92(2).
- Simpson, J. A., Anglin, J. D., Balogh, A., Burrows, J. R., Cowley, S. W. H., Ferrando, P., Heber, B., Hynds, R. J., Kunow, H., Marsden, R. G., McKibben, R. B., Muller-Mellin, R., Page, D. E., Raviart, A., Sanderson, T. R., Staines, K., Wenzel, K.-P., Wilson, M. D., and Zhang, M. (1992b). Energetic charged-particle phenomena in the Jovian magnetosphere - First results from the ULYSSES COSPIN collaboration. *Science*, 257(5076).
- Simpson, J. A., Hamilton, D., Lentz, G., McKibben, R. B., Mogro-Campero, A., Perkins, M., Pyle, K. R., Tuzzolino, A. J., and O'Gallagher, J. J. (1974). Protons and Electrons in Jupiter's Magnetic Field : Results from the University of Chicago Experiment on Pioneer 10. *Science*, 183(4122).
- Simpson, J. A., Hamilton, D. C., Lentz, G. A., McKibben, R. B., Perkins, M., Pyle, K. R., Tuzzolino, A. J., and Ogallagher, J. J. (1975). Jupiter revisited - First results from the University of Chicago charged particle experiment on Pioneer 11. *Science*, 188.
- Simpson, J. A. and Mc Kibben, R. B. (1976). Dynamics of the Jovian magnetosphere and energetic particle radiation. In Gehrels, T., editor, *Jupiter*. University of Arizona Press.
- Smith, B. A., Soderblom, L. A., Johnson, T. V., Ingersoll, A. P., Collins, S. A., Shoemaker, E. M., Hunt, G. E., Masursky, H., Carr, M. H., Davies, M. E., Cook, II, A. F., Boyce, J., Danielson, G. E., Owen, T., Sagan, C., Beebe, R. F., Veverka, J., Strom, R. G., McCauley, J. F., Morrison, D., Briggs, G. A., and Suomi, V. E. (1979). The Jupiter system through the eyes of Voyager 1. *Science*, 204.
- Smyth, W. H. and Marconi, M. L. (2006). Europa's atmosphere, gas tori, and magnetospheric implications. *Icarus*, 181.
- Sparks, W. B., Hand, K. P., McGrath, M. A., Bergeron, E., Cracraft, M., and Deustua, S. E. (2016). Probing for Evidence of Plumes on Europa with HST/STIS. *Astrophysical Journal*, 829.
- Stilwell, D. E., Joyce, R. M., Teegarden, B. J., Trainor, J. H., Streeter, G., and Bernstein, J. (1975). The Pioneer 10/11 and Helios A/B cosmic ray instruments. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 22.
- Störmer, C. (1955). In *The polar aurora*.
- Tetrick, S. S., Gurnett, D., Kurth, W., Imai, M., Hospodarsky, G., Bolton, S., Connerney, J., Levin, S., and Mauk, B. (2017). Plasma waves in Jupiter's high-latitude regions : Observations from the Juno spacecraft. *Geophysical Research Letters*, 44(10).
- Thomas, J. and Dougherty, W. R. (1972). Calculations of neutron decay proton trapping in the Jovian magnetosphere. In *Proceedings of the Jupiter radiation belt workshop*.

-
- Thomas, P. C., Burns, J. A., Rossier, L., Simonelli, D., Veverka, J., Chapman, C. R., Klaasen, K., Johnson, T. V., Belton, M. J. S., and Galileo Solid State Imaging Team (1998). The Small Inner Satellites of Jupiter. *Icarus*, 135.
- Thomsen, M. F., Goertz, C., and Van Allen, J. A. (1977). On determining magnetospheric diffusion coefficients from the observed effects of Jupiter's satellite Io. *Journal of Geophysical Research*, 82(35).
- Thorne, R., Williams, D., Zhang, L., and Stone, S. (1999). Energetic electron butterfly distributions near Io. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 104(A7).
- Thorne, R. M. (2010). Radiation belt dynamics : The importance of wave-particle interactions. *Geophysical Research Letters*, 37(22).
- Throop, H. B., Porco, C. C., West, R. A., Burns, J. A., Showalter, M. R., and Nicholson, P. D. (2004). The jovian rings : new results derived from Cassini, Galileo, Voyager, and Earth-based observations. *Icarus*, 172(1).
- Tomás, A. T., Woch, J., Krupp, N., Lagg, A., Glassmeier, K.-H., and Kurth, W. S. (2004). Energetic electrons in the inner part of the Jovian magnetosphere and their relation to auroral emissions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 109(A6).
- Trainor, J. H., McDonald, F. B., Stillwell, D. E., Teegarden, B. J., and Webber, W. R. (1975). Jovian protons and electrons - Pioneer 11. *Science*, 188.
- Trainor, J. H., McDonald, F. B., Teegarden, B. J., Webber, W. R., and Roelof, E. C. (1974). Energetic particles in the Jovian magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 79(25).
- Tschiya, F., Misawa, H., Imai, K., and Morioka, A. (2011). Short-term changes in Jupiter's synchrotron radiation at 325 MHz : Enhanced radial diffusion in Jupiter's radiation belt driven by solar UV/EUV heating. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A9).
- Van Allen, J. A., Baker, D. N., Randall, B. A., and Sentman, D. D. (1974). The magnetosphere of Jupiter as observed with Pioneer 10 : 1. Instrument and principal findings. *Journal of Geophysical Research*, 79(25).
- Van Allen, J. A. and Frank, L. A. (1959). Radiation Around the Earth to a Radial Distance of 107,400 km. *Nature*, 183.
- Van Allen, J. A., Randall, B. A., Baker, D. N., Goertz, C. K., Sentman, D. D., Thomsen, M. F., and Flindt, H. R. (1975). Pioneer 11 observations of energetic particles in the Jovian magnetosphere. *Science*, 188.
- Varghese, S., Bissinger, G., Joyce, J., and Laubert, R. (1985). Atomic total electron-capture cross sections from C-, O-, F-, and S-bearing molecular gases for MeV/u H+ and He+ projectiles. *Physical Review A*, 31(4).
- Warnecke, J., Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Huddleston, D. E., and Russell, C. T. (1997). Ion cyclotron waves observed at Galileo's Io encounter : Implications for neutral cloud distribution and plasma composition. *GeoPhysical Research Letters*, 24.
- Williams, D. J., McEntire, R. W., Jaskulek, S., and Wilken, B. (1992). The Galileo Energetic Particles Detector. *Space Science Reviews*, 60(1-4).
- Woodfield, E. E., Horne, R. B., Glauert, S. A., Menietti, J. D., and Shprits, Y. Y. (2013). Electron acceleration at Jupiter : input from cyclotron resonant interaction with whistler-mode chorus waves. *Annales Geophysicae*, 31.
- Woodfield, E. E., Horne, R. B., Glauert, S. A., Menietti, J. D., and Shprits, Y. Y. (2014). The origin of Jupiter's outer radiation belt. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 119(5).
- Woodman, R. F. and Villanueva, F. (2013). Jupiters Synchrotron Radiation at 50 MHZ measured by the large Jicamarca Radio Observatory Antenna. *AGU Spring Meeting Abstracts*.

Xiao, F., Chen, L., He, Y., Su, Z., and Zheng, H. (2011). Modeling for precipitation loss of ring current protons by electromagnetic ion cyclotron waves. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73(1).

Yoshioka, K., Tsuchiya, F., Kimura, T., Kagitani, M., Murakami, G., Yamazaki, A., Kuwabara, M., Suzuki, F., Hikida, R., Yoshikawa, I., Bagenal, F., and Fujimoto, M. (2017). Radial variation of sulfur and oxygen ions in the Io plasma torus as deduced from remote observations by Hisaki. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122(3).