

Modélisation des ceintures de radiations de Saturne

Lise Lorenzato

▶ **To cite this version:**

Lise Lorenzato. Modélisation des ceintures de radiations de Saturne. Autre. Université de Toulouse, 2012. Français. NNT : . tel-00750170

HAL Id: tel-00750170
https://theses.hal.science/tel-00750170

Submitted on 9 Nov 2012

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.



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)*
Discipline ou spécialité : *Astrophysique, Sciences de l'Univers, Planétologie*

Présentée et soutenue par *Lise LORENZATO*
Le *24 Septembre 2012*

Titre :

Modélisation des ceintures de radiations de Saturne

JURY

M. Iannis DANDOURAS	président
Mme. Nicole CORNILLEAU-WEHRLIN	rapporteur
M. Dominique DELCOURT	rapporteur
M. Philippe ZARKA	rapporteur
Mme. Angélica SICARD-PIET	co-directeur de thèse

Ecole doctorale : *Science de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)*
Unité de recherche : *ONERA – Département d'Environnement Spatial (DESP) -MEM*
Directeur(s) de Thèse : *Angélica SICARD –PIET et Sébastien BOURDARIE*

Remerciements

C’est ici, sur cette page, que je peux m’exprimer librement et dire toute ma reconnaissance et mes remerciements aux personnes qui m’ont accompagnée tout au long de ces trois années de thèse. Alors, je vais en profiter.

J’aurais aimé garder pour la fin celle à qui va mes plus sincères remerciements, mais il est coutume de citer cette personne en premier, alors je m’exécute. Je crois que des mots ne suffisent pas pour dire combien ces années n’auraient pas été aussi enrichissantes sans son encadrement. Angélica, tu m’as soutenue et épaulée tout au long de cette thèse, comme tu l’avais fait avant, tout au long de mon stage de Master 2. Tes qualités scientifiques et humaines ont été d’un grand secours à chaque étape de cette thèse : tu m’as permis à chaque difficulté de ne pas baisser les bras et de rebondir. Ta connaissance des ceintures de radiations fut une aide précieuse et tes idées encouragèrent toujours ma motivation. Ton expérience fut un exemple pour les obstacles liés à mon manque d’assurance et tes paroles furent un véritable réconfort lorsque ma confiance n’était pas bonne. Notre collaboration pour cette thèse fut une grande et plaisante aventure scientifique et humaine. Merci à toi d’avoir été ma chef, de m’avoir fait confiance et d’avoir fait de ma thèse non pas un dur périple, mais une expérience inoubliable et simple.

Mes remerciements vont ensuite à Sébastien, directeur de thèse « sur le papier » dont les connaissances et les idées ont été plus que précieuses lorsque Angélica et moi nous trouvions dans une impasse. Merci pour tes conseils de recruteur et pour ton soutien tout au long de ces trois ans. Je voudrais également remercier Daniel, Vincent et Didier qui ont toujours su tendre l’oreille et donner des solutions à des problèmes scientifiques ou numériques. Merci Vincent pour nos discussions qui ont contribué à me rendre confiance et pour nos papotages divers… sur tout ce que je n’aurais jamais dû savoir, et autres.

Je tiens à remercier Jean François pour son accueil au sein du Département d’Environnement Spatial (DESP). Merci de ta présence aux journées des doctorants de l’ONERA qui nous montre à nous, doctorants, que nous sommes importants et choyés.

Je remercie Nicole Cornilleau-Wehrlin, Philippe Zarka et Dominique Delcourt pour avoir consacré un bout de leur été à la lecture et à la correction de mon manuscrit de thèse. Je vous remercie pour vos conseils et pour les améliorations que vous avez apportées à mon manuscrit. Merci à vous et à Iannis Dandouras pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

De ce fait, je voudrais remercier les membres de l’IRAP : Iannis Dandouras ainsi que Sandrine Rochel (devenue membre du DESP), Philippe Garnier et Nicolas André. Merci à chacun pour votre aide, vos conseils, vos idées et votre disponibilité.

Je n’oublie pas mes collègues de conférence, notamment Baptiste, Mathieu, etc. : merci de m’avoir acceptée et intégrée à votre joyeuse bande.

Je tiens sincèrement à remercier tous les membres du DESP : Christine évidemment, pour son aide ; Mohammed pour m’avoir souri tous les matins de ma troisième année dans notre bureau ; Pierre pour notre cohabitation dans le B210 durant deux ans ; Bernard, bien sûr, pour

notre magnifique course en sac ; Claude et Stéphane, pour leur humour et leur décontraction ; Laurent, pour avoir toujours été de bon conseil ; Romain, Julien pour nos pauses café des premières années… en fait, je voudrais remercier tous ceux qui, grâce à leurs personnalités, ont fait du DESP un endroit convivial où je me suis sentie à l'aise pour travailler et à l'aise pour être moi-même.

Mes pensées se tournent maintenant vers mes amis. Je les remercie tous d'avoir été présents tout au long de ma thèse, par mail, téléphone, autour d'un bon repas, d'un vernis à ongle, sur des roulettes, le temps de quelques discussions ou d'une courte soirée. Merci d'avoir partagé quelques uns de mes doutes, d'avoir accepté que je continue ma route, d'être toujours fidèles à vous-même… un grand merci pour me permettre de partager vos vies.

Je voudrais remercier du fond du cœur mon amoureux, mon compagnon de route, celui qui dès le début de notre histoire a su m'attendre, me rassurer et m'affirmer que qu'importe où je serais, il me suivrait. Merci à toi pour me permettre de me sentir libre et aimée. Merci bien sûr pour avoir supporté mes doutes, mes craintes pour l'avenir et de t'être toujours réjoui avec moi de l'avancée de ma thèse. Merci de toujours avoir su me faire décrocher quand il le fallait et de faire de mon quotidien une force pour évoluer dans ma vie professionnelle. Puisse mon cœur te donner un jour tout ce que tu me donnes.

Mes remerciements vont enfin à ma famille qui m'a soutenue tout au long de ces huit années d'études. Je me souviens de ces heures passées à écouter ma sœur, devenue maitresse pour nos jeux d'enfants, je n'avais pas dix ans. Je me souviens encore de mon premier jour toulousain, à chercher un appartement entourée de mes parents. Aujourd'hui, le temps a passé et huit ans après, trois appartements plus tard, me voilà changée et prête à affronter la vie, des bagages bien remplis. Je tiens à vous adresser un grand merci pour m'avoir permis de sauter du nid et m'avoir fait confiance. Sans ces années d'étude et sans vous, je ne serais pas celle que je suis aujourd'hui. Un joli merci à mes parents et particulièrement à ma maman qui a fait de ma soutenance un instant tout aussi important pour elle qu'il n'a été pour moi. La vie me réserve encore beaucoup de surprises et d'épreuves, mais c'est le cœur bien rempli de l'amour de « Coucouruch » et « Guillouti » que je m'apprête à débuter un nouveau chapitre. Puissent les gens que j'aime faire partie le plus longtemps possible de ce beau roman qu'est la vie.

RESUME **9**

ABSTRACT **11**

GLOSSAIRE **13**

INTRODUCTION **21**

A. SATURNE ET SON ENVIRONNEMENT **25**

I. LA PLANETE ET SON ENVIRONNEMENT **25**

I.1. LA PLANETE SATURNE 25
I.1.1. Saturne dans la mythologie *25*
I.1.2. Caractéristiques principales *26*
I.1.3. Composition *27*
I.2. L'ENVIRONNEMENT DE SATURNE 28
I.2.1. Les anneaux de Saturne *28*
I.2.1.a. Les anneaux denses 30
I.2.1.b. Les anneaux diffus 30
I.2.1.c. L'anneau F 30
I.2.2. Les Satellites *30*
I.2.2.a. Description générale 30
I.2.2.b. Satellites : découverte et mythologie 32
I.2.3. Encelade et son nuage de neutres *34*
I.2.4. Les ondes dans la magnétosphère de Saturne *36*

II. LA MAGNETOSPHERE DE SATURNE **37**

II.1. MAGNETOSPHERE 37
II.2. CEINTURES DE RADIATIONS ET PRECEDENTS MODELES 39
II.3. CHAMP MAGNETIQUE 44
II.3.1. Champ magnétique interne *44*
II.3.1.a. Champ dipolaire pur 45
II.3.1.b. Modèles d'ordre supérieur 45
II.3.2. Champ magnétique externe *47*

B. DONNEES **49**

I. LA SONDE PIONEER 11 ..... **49**

I.1. DESCRIPTION 49
I.2. DONNEES 51

II. LA SONDE VOYAGER 2 ..... **53**

II.1. DESCRIPTION 53
II.2. DONNEES 56

III. LA SONDE CASSINI - HUYGENS **56**

III.1. L'INSTRUMENT MIMI LEMMS DU MODULE CASSINI 59
III.1.1. Description *59*
III.1.2. Données *60*
III.2. L'INSTRUMENT CAPS ELS DU MODULE CASSINI 62
III.2.1. Description *62*
III.2.2. Données *62*
III.3. L'INSTRUMENT RPWS MFR-LFR DU MODULE CASSINI 64
III.3.1. Description *64*
III.3.2. Données *65*

IV. DYNAMIQUE DE LA MAGNETOSPHERE **66**

C. MODELISATION DES CEINTURES DE RADIATIONS **69**

I. THEORIE DU MOUVEMENT **69**

I.1. PREMIER INVARIANT ADIABATIQUE 70
I.2. DEUXIEME INVARIANT ADIABATIQUE 71
I.3. TROISIEME INVARIANT ADIABATIQUE 72
I.4. TEMPS CARACTERISTIQUES 73

II. EQUATION DE DIFFUSION 74

III. DESCRIPTION DES PROCESSUS PHYSIQUES 77

III.1. INTERACTION AVEC L'ATMOSPHERE 77
III.1.1. Description de l'interaction 77
III.1.2. Paramètres 79
III.1.3. Coefficients 80
III.2. INTERACTION AVEC LES POUSSIERES DES ANNEAUX 82
III.2.1. Description de l'interaction 82
III.2.2. Paramètres 83
III.2.3. Coefficients 85
III.3. INTERACTION AVEC LES SATELLITES NATURELS 87
III.3.1. Description de l'interaction 87
III.3.2. Paramètres 88
III.3.3. Coefficients 89
III.4. INTERACTION AVEC LE NUAGE DE NEUTRES 91
III.4.1. Description de l'interaction 91
III.4.2. Paramètres 92
III.4.3. Coefficients 94
III.5. INTERACTIONS ONDES - PARTICULES 95
III.5.1. Description du code WAPI 95
III.5.1.a. Hypothèses de calcul 95
III.5.1.b. Calcul des coefficients de diffusion 96
III.5.2. Paramètres 98
III.5.3. Coefficients 102
III.6. RAYONNEMENT SYNCHROTRON 105
III.7. DIFFUSION RADIALE 106

IV. SYNTHESE DES PROCESSUS PHYSIQUES 107

D. RESULTATS ET DISCUSSIONS 111

I. RESULTATS SALAMMBO 111

I.1. CONDITIONS AUX LIMITES ET RESOLUTION 111
I.2. DISTRIBUTION SPATIALE DES ELECTRONS 115
I.3. VALIDATION DU MODELE ELECTRON 120
I.3.1. Comparaisons avec les données des sondes Pioneer 11 et Voyager 2 120
I.3.2. Comparaisons avec les données de la sonde Cassini 124
I.3.2.a. Comparaisons équatoriales 124
I.3.2.b. Comparaisons hors équateur 129

II. MODIFIER L'ENVIRONNEMENT 130

II.1. EFFET D'ENCELADE 130
II.1.1. Diamètre apparent d'Encelade 130
II.1.2. Anneau Supplémentaire 135
II.1.3. Densités d'espèces neutres 138
II.2. DIFFUSION RADIALE 140
II.3. INFLUENCE DES ONDES 143
II.3.1. Distribution spatiale des électrons 143
II.3.2. Comparaisons avec les données in situ 145
II.3.2.a. Comparaisons avec les données des sondes Pioneer 11 et Voyager 2 145
II.3.2.b. Comparaisons avec les données de la sonde Cassini 147
II.4. BILAN 148

III. VERS UN MODELE EN QUATRE DIMENSIONS 150

III.1. OBSERVATION DES FLUX 150

III.1.1. Données utiles *150*
III.1.2. Les sondes Pioneer 11 et Voyager 2 ..... *151*
III.1.2.a. Analyse des distances Sonde - Encelade 151
III.1.2.b. Analyse des flux 152
III.1.3. La sonde Cassini *153*
III.1.3.a. Analyse des distances Sonde – Encelade 153
III.1.3.b. Analyse des flux 155
III.2. ETUDE PRELIMINAIRE AU MODELE SALAMMBO 4D 159

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES 163

ANNEXE - PREVISIONS SYNCHROTRON 167

BIBLIOGRAPHIE 173

REFERENCES PERSONNELLES 187

Résumé

Les ceintures de radiations provoquent des dégâts irréversibles sur les satellites les traversant, détériorant ainsi les instruments de mesures embarqués. Les étudier est utile au développement de matériaux adaptés et résistants. Depuis les années 90, l'ONERA-DESP étudie les ceintures de radiations des planètes magnétisées, telle que la Terre ou Jupiter, grâce au modèle Salammbô. Salammbô prend en compte les processus physiques de l'environnement radiatif pour recréer les populations d'électrons peuplant les ceintures. Dans cette étude, il s'agit de développer un modèle des ceintures de radiations internes de Saturne, basé sur les travaux précédents. Avant les années 2000, Pioneer 11 et Voyager 2 ne permettaient pas un développement suffisamment avancé d'un modèle de ceintures de radiations de Saturne. La mission Cassini apporte ensuite quantités d'observations et de données pour mener une étude plus approfondie de ces ceintures. Cette thèse débute par l'analyse de la magnétosphère interne de Saturne : anneaux, satellites, nuage de neutres… L'interaction des particules des ceintures de radiations avec ces différents paramètres se traduit par le calcul de coefficients de diffusion. Ces coefficients sont intégrés à l'équation de transport et permettent de comprendre les mécanismes perturbant la distribution des électrons au sein des ceintures de radiation. Les résultats obtenus sont comparés aux mesures faites par les sondes Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini.

Abstract

Radiation belts cause irreversible damages to on-board instrument materials. Studies about radiation belts can be useful for development of materials that will stand such environment. Since the 1990's, ONERA develops models of radiation belts of magnetized planets, such as the Earth or Jupiter. These previous work lead to a physical model, named Salammbô. Salammbô is based on physical processes that dominate the planetary magnetosphere in order to recreate electron populations of radiation belts. ONERA is now able to develop an electron radiation belt model for Saturn's environment, i.e., a new version of Salammbô. Before the 2000's, Pioneer 11 and Voyager 2 did not allow a good development of a Salammbô model in the case of Saturn. Nowadays, the Cassini mission gives a lot of information about Saturn, its magnetosphere and its environment to start a study about radiation belts of Saturn. This thesis begins with the analyze of the kronian magnetosphere: rings, satellites, neutral cloud, etc. Interaction between radiation belt particle and these different parameters lead to diffusion coefficients. Diffusion coefficients are integrated into the Salammbô code and imply a better comprehension of mechanisms that can interfere with the electron distribution of radiation belts. Results have been compared with observations of Pioneer 11, Voyager 2 and Cassini spacecrafts.

Glossaire

$\vec{A}$	potentiel vecteur
A^2	constante de normalisation
A_{Al}	masse atomique de l'Aluminium
a	rayon des particules constituant les poussières des anneaux
a_0, a_{max}	rayon minimum des particules constituant les poussières des anneaux
α, α_{eq}, α_l	angle d'attaque, angle d'attaque équatorial, angle d'attaque local
α_m	angle d'attaque au point miroir
$\alpha_i = \frac{E_c}{m_0 c^2}$	variable définie par rapport entre l'énergie cinétique d'une particule i et sa masse au repos
B_w	amplitude de l'onde
$\vec{B}$	champ magnétique
$\vec{B}_{int}, \vec{B}_{ext}$	champ magnétique interne et champ magnétique externe
$B = \left\|\vec{B}\right\|$	intensité du champ magnétique local
B_0	intensité du champ magnétique à l'équateur à 1 rayon jovien
B_{eq}	intensité du champ magnétique équatorial
B_m	intensité du champ magnétique au point miroir
(B_r, B_θ, B_φ)	composantes sphériques du champ magnétique
$B^2(w)$	puissance du champ magnétique de l'onde par unité de fréquence
$\beta_e^2 = \frac{\alpha_e(\alpha_e+2)}{(\alpha_e+1)^2}$	variable définie en fonction de α_i
c	célérité de la lumière
D	paramètre de Stix
D_0	paramètre libre (diffusion radiale)
D_E	déclinaison magnétique de la Terre par rapport au plan équatorial de Jupiter

D_{Ji}, D_{JiJj}	coefficient de friction dynamique et coefficient de diffusion
D_{xx}, D_{yy}	coefficient de diffusion en angle d'attaque
D_{LL}, D_{MJ}, D_{JJ}	coefficient de diffusion
$\left(\frac{dE}{dl}\right)_{anneaux}$	pouvoir de ralentissement des particules chargées par interaction avec les poussières des anneaux
$\frac{dE_c}{dt}$	terme général de friction en énergie
$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{synch}$	terme de friction en énergie induit par le rayonnement synchrotron
$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{coulomb}$	terme de friction en énergie induit par les collisions élastiques
$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{anneaux}$	terme de friction en énergie induit par le système d'anneaux
$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{atmos}$	terme de friction en énergie induit par l'atmosphère
$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{libres}$	terme de friction en énergie induit par les interactions coulombiennes avec les électrons liés des atomes et molécules de l'atmosphère
$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{liés}$	terme de friction en énergie induit par les interactions coulombiennes avec les électrons libres des plasmas froids
$\left(\frac{dy}{dt}\right)$	terme de friction en angle d'attaque lié à l'émission synchrotron
$\frac{d\varphi_m}{dt}$	vitesse de dérive magnétique
Δx	variation élémentaire du cosinus de l'angle d'attaque
δw	largeur de bande des fréquences
$\vec{E}$	vecteur champ électrique
E_0	énergie au repos de la particule

E_{0e}	énergie au repos d'un électron
E_x, E_y	composantes cartésiennes du champ électrique
E_c	énergie cinétique de la particule
$\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$	vecteurs unités des coordonnées cartésiennes
$\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi$	vecteurs unités des coordonnées sphériques
e	charge élémentaire
ε_0	permittivité du vide
$\vec{F}$	force de Lorentz
f	fonction de distribution
f_r	fraction des particules perdues par unité de temps au cours de la rencontre d'un satellite avec la coquille de dérive (α_{eq},L)
G	jacobien de la transformation de (M,J,L) à (E_c,y,L)
G_n^m, g_n^m	coefficient de Schmidt
$1/\Gamma$, $1/\Gamma_\alpha$	coefficient d'absorption
$1/\Gamma_{lunes}$, $1/\Gamma_{anneaux}$	termes d'absorption liés aux lunes et aux anneaux joviens
$\left(\frac{1}{\Gamma_{anneaux}}\right)_{ioni/exci}$	terme d'absorption par ionisation et excitation des particules chargées dans les anneaux
$\left(\frac{1}{\Gamma_{anneaux}}\right)_{nucléaire}$	terme d'absorption par interaction nucléaire des particules chargées avec les poussières des anneaux
γ	facteur relativiste ou facteur de Lorentz
H	paramètre permettant de définir la densité électronique (nuage de neutres)
H_n^m, h_n^m	coefficient de Schmidt
$\hbar$	constante de Planck réduite
I	invariant intégral
I_{ex}	potentiel moyen d'excitation

I_i, I_n	énergie d'excitation de l'espèce i et n
J_0, J_1	fonction de Bessel
J_1, J_2, J_3	invariants associés aux trois mouvements périodiques
J_y	jansky
k	constante de Boltzmann
k, $k_{//}$	constante de propagation des ondes, vecteur d'onde
L	paramètre de McIlwain
L	paramètre de Stix
λ	longueur d'onde
λ	latitude jovigraphique
λ_D	longueur d'onde de Debye
λ_m	latitude magnétique
M	moment magnétique relativiste
m	masse totale relativiste de la particule
m_0	masse au repos de la particule
m_e	masse totale relativiste d'un électron
n, n_l, n_h	numéro de l'harmonique de la résonance
$N(w_i)$	facteur de normalisation pour les interactions ondes - particules
μ	indice de réfraction
N_A	nombre d'Avogadro
N_j, N_e	densité des atomes et densité des électrons libres définies dans l'interaction avec l'atmosphère et le nuage de neutres
N_{Pixel}	nombre de pixels non nuls de l'image synchrotron 2D
n(a), $n(a_0)$	densité volumique des poussières de rayon a (respectivement a_0) dans les anneaux
n_{atome}	densité volumique d'atome d'Aluminium dans les poussières des anneaux
n_e	densité électronique
n_0	densité électronique à l'équateur

Ω_B	angle solide sous lequel le rayonnement synchrotron est perçu depuis la Terre
$d\Omega$	angle solide élémentaire
Ω_S	vitesse angulaire de rotation de Saturne (rad/s)
Ω_e , f_{ce}	gyrofréquence de l'électron
ω_{rot}, ω_{rev}	vitesse angulaire de rotation et de révolution de Saturne (°/jour)
P	paramètre de Stix
P_n^m	polynômes de Schmidt
$< P >$	parcours moyen effectué par les particules des ceintures au cœur des anneaux au cours de leurs dérives
P_L	probabilité que le satellite naturel rencontre une coquille de dérive en L
$P_{\theta,L}$	probabilité conditionnelle de rencontre entre le satellite et les particules des ceintures qui rebondissent le long des lignes de champ d'apex L.
P_R	probabilité de rencontre d'une particule énergétique et d'une poussière
$\vec{p}$	impulsion de la particule
$p = \|\vec{p}\|$	quantité de mouvement de la particule
$p_\perp$, $p_{//}$	composante perpendiculaire et parallèle au champ magnétique de la quantité de mouvement
Φ	flux magnétique ou troisième invariant
$\|\Phi_{n,k}\|^2$	terme dépendant de l'indice de réfraction
φ_1, φ_2, φ_3	variables angles associées aux trois mouvements périodiques
φ_T	longitude du tilt du dipôle
ψ	angle de déviation après collision
q, q_e	charge de la particule et de l'électron
R_s	rayon kronien
R	paramètre de Stix
$\vec{r}$	vecteur position d'un point
r	distance radiale
r_x, r_y, r_z	composantes cartésiennes de $\vec{r}$

r_g	rayon de giration
ρ, φ, z	coordonnées cylindriques
$\hat{\rho}, \hat{\varphi}, \hat{z}$	vecteurs unités des coordonnées cylindriques
S	paramètre de Stix
S_{Pixel}	surface d'un pixel de l'image synchrotron 2D
S_ν	flux de densité d'une source radio
$\sigma(\Omega)$	section efficace différentielle de collision élastique
σ_i	section efficace de l'élément i
T	énergie cinétique de l'électron incident définie dans l'interaction avec l'atmosphère
T_B	température de brillance
t	temps
τ_b	période de rebond
τ_d	période de dérive
τ_g	période de giration
τ_p	profondeur « particulaire »
$\tau_\perp$	épaisseur optique
θ	colatitude
θ_0, φ_0	orientation du disque de courant du modèle de champ magnétique de Connerney par rapport au système III
θ_m	colatitude magnétique
θ_T	angle d'inclinaison du tilt du dipôle
UA	unité astronomique
$\vec{V}$	potentiel magnétique
V_{int}	potentiel magnétique dû au champ magnétique interne
V_{ext}	potentiel magnétique dû au champ magnétique externe
V_d	vitesse de dérive totale des particules

V_{dc}	vitesse de dérive due à la courbure des lignes de champ
V_{dg}	vitesse de dérive due au gradient du champ magnétique
$\vec{v}$	vecteur vitesse de la particule
$v = \|\vec{v}\|$	norme de la vitesse de la particule
$v_{\perp}$, $v_{//}$	composantes perpendiculaire et parallèle au champ magnétique de la vitesse de la particule
w	fréquence de résonance
w_{lune}	vitesse angulaire de rotation des lunes
w_r	vitesse relative des particules par rapport au mouvement d'un satellite
w_{pe}	fréquence plasma électronique
w_m	fréquence maximum de la puissance d'onde
w_{lc}, w_{uc}	fréquence de coupure basse et haute
x,y,z	coordonnées cartésiennes
x_{eq}	cosinus de l'angle d'attaque équatorial (cos α_{eq})
X	tangente de l'angle de déviation
X_w	largeur de la gaussienne
X_m	hauteur de la gaussienne
y_l, y	sinus de l'angle d'attaque local (sin α_l)
y_{eq}	sinus de l'angle d'attaque équatorial (sin α_{eq})
Y_H	paramètre utilisé dans la définition de L (McIlwain)
Z_i	numéro atomique de l'élément i
z	distance de par et d'autre de l'équateur kronien
<…>	moyenne sur une coquille de dérive

Introduction

Dans les années 50, la conquête spatiale a connu un véritable essor grâce aux premiers satellites dédiés à la découverte scientifique : Spoutnik 1 en 1957 et Explorer 1 en 1958. C'est alors que Van Allen, Ray et McIlwain firent une découverte pour le moins étonnante : celle des ceintures de radiations de la Terre. Ils comprirent que l'environnement spatial, particulièrement les ceintures de radiation, pouvait être un milieu hostile et agressif pour l'Homme et les divers équipements d'une sonde spatiale. Constituées de particules chargées très énergétiques et piégées par le champ magnétique de la planète, les ceintures de radiations peuvent provoquer des dégâts considérables et parfois irréversibles sur les systèmes embarqués à bord des satellites les traversant.

Les premiers satellites à atteindre Saturne furent les satellites Pioneer 11 en 1979, Voyager 1 et 2, respectivement en 1980 et 1981. Ils contribuèrent à la découverte de nouveaux satellites naturels et d'anneaux autour de Saturne et permirent également une étude plus approfondie de l'atmosphère de la planète. Ces satellites furent longtemps les seuls à avoir pénétré la magnétosphère kronienne jusqu'au lacement en 1997 d'une mission dédiée entièrement à Saturne et ses lunes : la mission Cassini – Huygens, qui apporte, depuis qu'elle a atteint la magnétosphère de Saturne en 2004, quantités d'informations sur la planète et son environnement. La mission devait initialement être arrêtée en 2008 mais forte de son succès, elle se voit prolongée jusqu'en 2017.

Le Département d'Environnement Spatial (DESP) de l'ONERA, créé en 1967, s'intéresse à l'étude de l'environnement spatial des planètes et à l'évaluation et la prévention des risques et effets de cet environnement sur les véhicules spatiaux. Etudier l'environnement d'une planète permet la construction de matériaux adaptés plus aptes à y résister, et donc de satellites plus performants. Depuis les années 90, le DESP mène des travaux de modélisation des ceintures de radiations de la Terre ; notamment avec le développement du code Salammbô. Dans les années 2000, le DESP décide d'étendre le modèle Salammbô aux ceintures de radiations de Jupiter, notamment grâce aux données des missions interplanétaires Pioneer Voyager, Ulysses ou Galileo. L'objectif est non seulement de comprendre la physique des ceintures de radiations de Jupiter et de les comparer aux ceintures de radiations terrestre, mais aussi d'utiliser les modèles développés pour prédire les flux de particules énergétiques que vont rencontrer les futures sondes lors de leur passage au voisinage de Jupiter. Le but de cette thèse est d'adapter le modèle des ceintures de radiations de Jupiter existant au cas de Saturne, en particulier pour les électrons. En effet, Saturne est une planète géante possédant un champ magnétique assez fort pour permettre aux ceintures de radiations d'exister. Cette étude des ceintures de radiations de Saturne s'installe dans une époque scientifique orientée vers Saturne et ses satellites grâce à la mission Cassini Huygens.

La modélisation des ceintures de radiations de Saturne doit tout d'abord commencer par une introduction sur Saturne et son environnement. Le chapitre A est par conséquent consacré à l'étude de Saturne et de son environnement. Une première partie présente les caractéristiques physiques principales de la planète en comparaison avec celles de la Terre et de Jupiter. Par la suite sont décrits les anneaux, les satellites, le nuage de neutres et les ondes présentes dans la magnétosphère. La planète Saturne s'étant vue attribuer un nom de dieu célèbre dans la mythologie, quelques parallèles, notamment sur Saturne et ses satellites, seront faits tout au long de cette partie. Une deuxième partie présente la magnétosphère de Saturne,

dont la dynamique est intermédiaire entre celle de la Terre et celle de Jupiter. Les ceintures de radiations et les travaux précédents effectués sur les densités d'électrons dans la magnétosphère kronienne sont ensuite présentés. Enfin cette deuxième partie se termine par une étude du champ magnétique de Saturne : les différents modèles existants sont décrits, du champ dipolaire aux modèles de champ plus complexes, composés d'un champ magnétique interne et d'un champ magnétique externe. Nous nous sommes intéressés particulièrement aux modèles de champ magnétique interne d'ordres supérieurs, suffisant à décrire le champ magnétique de Saturne dans le domaine étudié dans le cadre de ces travaux de thèse.

Des observations sont indispensables afin de valider tout modèle. Dans le cas de Saturne, ces observations sont sous la forme de données in situ mesurées par les sondes Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini, seules sondes ayant pénétré la magnétosphère interne de Saturne dans la région qui nous intéresse ($L < 6$). Le chapitre B est consacré à l'étude des données de chacune de ces sondes. Ainsi, une première partie décrit la sonde Pioneer 11, ses instruments de mesures dont l'instrument GTT mesurant les flux d'électrons pour différentes énergies, sa trajectoire, ainsi que la qualité des données recueillies et le traitement nécessaire à leur utilisation. De même une deuxième partie est consacrée à la sonde Voyager 2 et aux flux d'électrons mesurés par l'instrument LECP. Une troisième partie s'intéresse aux données de la sonde Cassini et plus particulièrement aux flux d'électrons mesurés par les instruments MIMI LEMMS et CAPS ELS. L'instrument RPWS LFR/MFR, utile au développement des interactions ondes - particules intégrée dans Salammbô, est également décrit. Enfin une dernière partie est consacrée à l'observation de la dynamique de la magnétosphère de Saturne. En effet, les données de la sonde Cassini vont permettre la mise en évidence d'une forte dynamique temporelle des flux d'électrons.

La modélisation des ceintures de radiations de Saturne a pour but de reproduire au mieux la magnétosphère interne de Saturne. Une population de particules est alors complètement décrite par une fonction de distribution qui est gouvernée par l'équation générale de transport des particules piégées : l'équation de Fokker Planck. Le chapitre C introduit, dans une première partie, les notions fondamentales permettant de décrire les ceintures de radiation. Après quelques rappels sur la théorie du mouvement, les trois invariants adiabatiques, correspondant aux trois mouvements périodiques élémentaires des particules piégées dans un champ magnétique, sont décrits. Une deuxième partie permet de décrire l'équation de Fokker Planck utilisée dans cette étude et d'identifier les différents processus physiques qui vont perturber la distribution spatiale des électrons énergétiques au cours de leur transport et ainsi donner leur forme aux ceintures de radiation. La résolution de cette équation de diffusion se fait dans un espace des phases en trois dimensions (distance radiale, latitude et énergie). Les différents processus physiques (interaction avec les satellites, les anneaux, le nuage de neutres…) sont décrits dans une troisième partie. Pour chaque processus physique identifié, une description générale est d'abord proposée. Les paramètres utiles liés à l'environnement kronien sont ensuite définis et les coefficients de diffusion obtenus sont étudiés. Enfin, une quatrième et dernière partie présente une synthèse ouvrant sur une discussion concernant l'importance relative de chaque processus physique les uns par rapport aux autres, en fonction de l'énergie ou de l'angle d'attaque des électrons. Cette synthèse permet d'identifier les processus majoritaires gouvernant la dynamique des ceintures de radiation.

Les chapitres précédents ont permis d'étudier l'environnement de Saturne, d'analyser les données in situ utiles à notre étude et de développer le modèle Salammbô des ceintures de radiations de Saturne. Cependant, il convient, afin de valider le modèle construit de comparer

les résultats obtenus avec les observations. Le chapitre D présente l'ensemble des résultats obtenus avec le modèle Salammbô 3D pour les électrons énergétiques. Une première partie est consacrée aux résultats issus de Salammbô en considérant un environnement simple et fondamental. Après la présentation des conditions aux limites utilisées dans cette étude, quelques cartographies de flux schématisant la distribution spatiale des électrons dans les ceintures de radiations permettent de visualiser les résultats Salammbô. Ces résultats sont ensuite comparés aux données in situ des sondes Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini en vue de la validation du modèle. De même, les résultats du modèle Salammbô sont confrontés aux résultats issus des modèles empiriques précédemment développés. Dans une deuxième partie, les paramètres d'entrée, définissant l'environnement de Saturne, sont discutés. Les effets du satellite Encelade et de son nuage de neutres sont étudiés plus en détails. Une étude sur la diffusion radiale, processus difficile à modéliser, est également présentée. Enfin cette deuxième partie se termine par l'étude de l'influence des interactions ondes - particules sur les flux calculés par le modèle Salammbô. Une troisième et dernière partie présente une analyse approfondie des données in situ, permettant la visualisation de la micro signature d'Encelade et de l'éventuel effet du nuage de neutres sur les flux d'électrons dans la magnétosphère de Saturne. Cette étude s'inscrit dans la logique d'un développement en quatre dimensions du modèle Salammbô des ceintures de radiations de Saturne et mène à une description préliminaire du nuage de neutres en fonction de la longitude, dimension non prise en compte dans le modèle Salammbô 3D.

Finalement, nous concluons sur l'avancée de cette étude et sur les éventuels perfectionnements ou améliorations à apporter au modèle Salammbô dans le cas de Saturne.

A. Saturne et son environnement

Afin de mener à bien la modélisation des ceintures de radiations d'électrons de Saturne, une bonne connaissance de l'environnement kronien est nécessaire. Dans cette partie, nous allons décrire la planète ainsi que son environnement : ses anneaux, ses satellites… Nous définirons et examinerons la magnétosphère de Saturne, et étudierons les ceintures de radiations et le champ magnétique.

I. La planète et son environnement

I.1. La planète Saturne

Saturne, planète visible de la Terre à l'œil nu, est contemplée depuis la préhistoire. Observée à travers un télescope pour la première fois en 1610 par Galilée, Saturne ne livre pas tous ces mystères : Galilée donne une description d'une planète qui aurait des « oreilles ». Ce n'est qu'en 1656 que Christian Huygens explique l'étrange anatomie de la planète, établissant l'existence d'un anneau solide autour d'elle. En 1675, Jean Dominique Cassini observe des divisions dans l'anneau de Saturne, la plus large d'entre elles sera appelée plus tard Division de Cassini. Il faut alors attendre 1895 pour que James Keeler démontre que l'hypothèse soumise par James Clerk Maxwell en 1859 est vraie : les anneaux sont multiples et constituées de petites particules indépendantes orbitant autour de Saturne. Les anneaux de Saturne ont longtemps été considérés comme un phénomène unique dans le système solaire jusqu'à la découverte en 1977 des anneaux d'Uranus, puis ceux de Jupiter et Neptune dans les années 1980. En 1656, Christian Huygens découvre un petit astre en orbite autour de Saturne, un satellite qui sera plus tard appelé Titan. D'autres satellites sont peu à peu découverts entre 1656 et aujourd'hui. C'est le cas par exemple d'Encelade, sixième plus gros satellite de Saturne, découvert en 1789.

I.1.1. Saturne dans la mythologie

Les planètes géantes (Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune) se sont vues attribuer un nom de dieu célèbre et imposant dans la mythologie. Uranus, dieu du ciel, engendra Saturne qui succéda à son père. A son tour, Saturne engendra Jupiter, Neptune et Pluton qui se partagèrent l'univers : Jupiter serait le dieu du ciel et de la Terre, Neptune, le dieu des mers et des océans et Pluton le dieu des enfers.

Plus précisément, Saturne est une ancienne divinité romaine, agraire à l'origine mais peu à peu associée au titan grec Cronos. Fils d'Uranus, dieu du Ciel et de Gaia, déesse de la Terre, Saturne détrôna son père au détriment de son frère aîné Titan. Les deux frères firent alors un pacte : Saturne serait le dieu du Ciel et des Titans s'il s'engage à faire périr toute sa postérité mâle afin que la succession au trône soit réservée aux propres fils de Titan. Rhéa, sœur et épouse de Saturne, lui donna plusieurs enfants qu'il dévora un à un pour éviter qu'un d'entre eux ne le détrône et l'empêche de tenir son engagement envers son frère Titan. Certaines légendes disent que Rhéa sauva un de ses fils (Jupiter) qui détrôna Saturne, d'autres qu'elle est parvenue à sauver plusieurs de ses fils à l'insu de Saturne : Jupiter, Neptune et

Pluton. Titan s'apercevant du stratagème, fit emprisonner Saturne. Jupiter décida alors de venger son père, détrôna Titan et rendit le trône à Saturne. Ayant découvert par la suite que Saturne, peu reconnaissant, complotait contre lui, il le détrôna et le chassa du ciel. Saturne était alors devenu un simple mortel ayant trouvé refuge en Italie, à l'endroit où Rome devait s'élever plus tard. Il fut accueilli par Janus avec qui, il inventa l'âge d'or : il enseigna en plus de l'agriculture et la taille de la vigne, les premières lois et l'utilisation de la monnaie pour faciliter les échanges. L'égalité des conditions était rétablie : aucun homme n'était au service d'un autre et toutes choses étaient communes. Il en découla plus tard « Les Saturnales » célébrées à Rome en mémoire de Saturne et de l'âge d'or : quelques jours de grande fête, accompagnée de festins, durant lesquels les esclaves étaient libérés de tout maître et pouvaient parler et agir selon leur bon vouloir.



Figure A.I.1 Illustrations du dieu Saturne le représentant en train de dévorer un de ces enfants. (http://www.noelistique.com; http://biblogotheque.wordpress.com; http://aqua-permanens.blogspot.fr)

Saturne est souvent représenté comme un vieillard courbé avec une faux à la main, pour marquer qu'il préside le temps. Mais la plupart des représentations le montre en train de dévorer un de ces enfants, comme on peut le voir sur la figure A.I.1, en souvenir de sa vie divinatoire.

I.1.2. Caractéristiques principales

Saturne est la sixième planète de notre système solaire (figure A.I.2) : elle se situe entre Jupiter et Uranus à plus de 9 unités astronomiques du Soleil (plus de 1360 millions de km).



Figure A.I.2 Les huit planètes du système solaire: en partant du Soleil, Mercure, Vénus, la Terre, Mars, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. (http://planet-terre.ens-lyon.fr)

Elle est également la deuxième plus grosse planète, derrière Jupiter, et fait partie du groupe des Géantes gazeuses (avec Jupiter, Uranus et Neptune). Il est intéressant de noter que même si les autres planètes géantes gazeuses présentent un aplatissement, celui de Saturne reste le plus marqué. En effet, son rayon équatorial est d'environ 60268 km alors que son rayon polaire ne vaut qu'environ 54300 km. Cet écart, de près de 10%, est dû à la rotation très rapide de la planète autour de son axe. Cette rotation a été définie à 10h39min21s par les sondes Voyager 1 et Voyager 2 dans les années 1980. Cependant, l'approche de Saturne par la sonde Cassini-Huygens (2004) a permis l'observation d'une période de rotation plus importante. La période mesurée est de 10h45min45s avec une incertitude de 1 à 2 %.

Saturne est une planète très massive mais paradoxalement, moins dense que l'eau (0,687 $g.cm^{-3}$). Elle n'est environ que 95 fois plus lourde que la Terre, alors qu'elle est environ 760 fois plus grosse. Le tableau A.I.1 ci-dessous rassemble quelques caractéristiques principales de la planète en comparaison avec la Terre et Jupiter :

	Saturne	Terre	Jupiter
Rayon équatorial (km)	60268	6378	71398
Applatissement	0,098	0,003	0,062
Masse (kg)	$5,68.10^{26}$	$5,98.10^{24}$	$1,9.10^{27}$
Masse volumique ($kg.m^{-2}$)	687	5520	1350
Gravité à la surface ($m.s^{-2}$)	8,96	9,81	25,9
Distance au Soleil (U.A.)	9,53	1	5,2
Période de rotation	10h45mn45s	23h56mn12s	9h55mn (système III)
Période Sidérale	29,45 ans	365,26 jours / 1 an	11,86 ans
Albédo	0,47	0,39	0,7
Excentricité de l'orbite	0,0561	0,0167	0,0485
Champ Magnétique de Surface	0,22G	0,33G	4,2G

Tableau A.I.1 Caractéristiques principales de Saturne en comparaison avec la Terre et Jupiter.

I.1.3. Composition

La géante gazeuse est constituée à 75% d'hydrogène, à 25% d'hélium et de quelques traces d'eau, de méthane et d'ammoniac. A l'inverse des planètes telluriques, elle n'a pas de surface définie. Comme son homologue Jupiter, la planète possède un massif noyau rocheux (9 à 22 fois plus lourd que la Terre) de fer et de silicates, entouré d'une nappe d'hydrogène métallique à l'état liquide, elle-même entouré d'une couche d'hydrogène moléculaire (figure A.I.3). Il faut noter que les courants électriques qui parcourent la couche d'hydrogène métallique sont à l'origine du champ magnétique intense de la planète.

Saturne possède une atmosphère dont la composition est similaire à celle de la planète : elle est composée à 96% d'hydrogène, à 4% d'hélium et de traces d'eau, de méthane et d'ammoniac. Elle présente une structure en bandes parallèles avec des vents atteignant jusqu'à 1800 km/h à l'équateur. Elle est le siège de nombreux orages particulièrement longs qui émettent des ondes radios 10000 fois plus fortes que celles émises lors des orages terrestres (figure A.I.4).

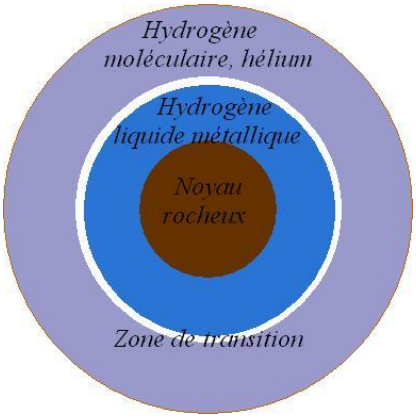


Figure A.I.3 Schéma de la structure interne de la planète. (http://www.astrosurf.com)

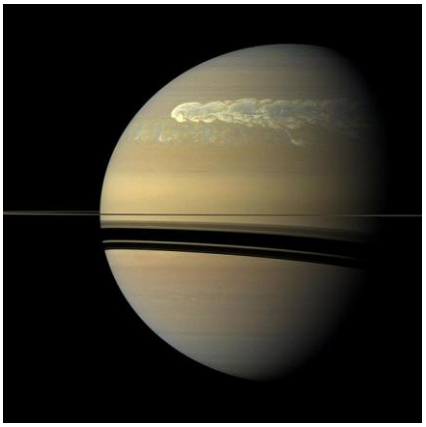


Figure A.I.4 Illustration d'un orage dans l'atmosphère de Saturne. (http://image-cnes.fr)

I.2. L'environnement de Saturne

L'environnement de Saturne est très riche : système d'anneaux complexes, satellites suscitant vivement l'intérêt des scientifiques, cryovolcanisme actif engendrant une population de particules neutres, divers plasmas, présence d'émissions radio d'origine magnétosphérique aurorale, quelques fois associées aux éclairs d'orages atmosphériques, détection d'ondes plasma… Cette partie présente uniquement l'environnement considéré dans notre étude des ceintures de radiations de Saturne.

I.2.1. Les anneaux de Saturne

Les anneaux de Saturne sont les plus connus et les plus remarquables anneaux planétaires de notre système solaire. Leur origine reste encore une énigme pour les scientifiques : deux théories ont vu le jour. Selon la première théorie, proposée par Edouard Roche au XIX^{ème} siècle, les anneaux seraient issus de la désintégration d'une lune dont l'orbite aurait diminué jusqu'à la limite de Roche de la planète, c'est-à-dire jusqu'à ce que les forces de marées générées par la planète soient plus fortes que les forces de cohésion du satellite. Selon la deuxième théorie, les particules des anneaux seraient les restes de la nébuleuse à partir de laquelle Saturne s'est formée. Ces particules étant à l'intérieur de la limite de Roche, elles n'auraient pas pu s'agréger pour former un ou plusieurs satellites.

Le système d'anneaux est majoritairement composé de silicates, d'oxydes de fer et de fragments de glaces allant de quelques micromètres à quelques mètres. Il est constitué de plusieurs anneaux contenant des lacunes, parfois séparés par des divisions. Une lacune n'est pas un espace vide mais une région où la profondeur optique de l'anneau chute de 10 %. Les anneaux sont nommés par ordre de leur découverte par des lettres : ainsi, en partant de la planète, on peut voir les anneaux D, C, B, la Division de Cassini, puis les anneaux A, F, G et enfin l'anneau E. La figure A.I.5 et le tableau A.I.2 présentent le système d'anneaux de Saturne (les distances notés 'bord interne' dans le tableau A.I.2 correspondent à des distances depuis le centre de la planète jusqu'au bord interne des anneaux).

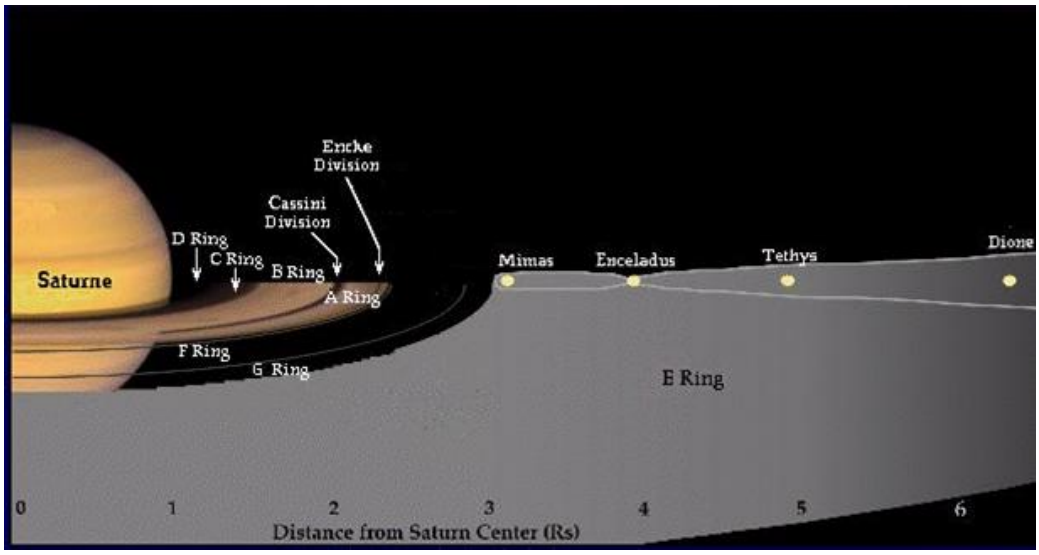


Figure A.I.5 Représentation du système d'anneaux de Saturne. (http://www.techno-science.net)

Anneau	Bord interne (km)	Bord interne (Rs)	Largeur (km)	Largeur (Rs)
D	66970	1,111	7758	0,129
Lacune de Guérin	~	~	~	~
C	74510	1,236	1745	0,029
Lacune de Titan	77840	1,292	140	0,002
Lacune de Maxwel	87500	1,452	270	0,004
B	92000	1,527	25580	0,424
Division de Cassini	117500	1,950	4700	0,078
Lacune de Huygens	117500	1,950	403	0,007
A	122200	2,028	14600	0,242
Lacune de Encke	133570	2,216	325	0,005
Lacune de Keeler	13650	0,226	35	0,001
F	140210	2,326	1000	0,017
G	165800	2,751	8000	0,133
E	180000	2,987	302000	5,011

Tableau A.I.2 Caractéristiques des différents sous anneaux, lacunes et divisions du système d'anneaux de Saturne.

Les anneaux de Saturne sont soumis à une agitation permanente (vagues, collisions, accumulation de matière) étudiée depuis les missions Voyager. La mission Cassini confirme que la dynamique au sein des anneaux serait liée aux interactions gravitationnelles, et phénomènes de résonance, entre les anneaux et les satellites de Saturne. Ainsi, la Division de Cassini serait due à la lune Mimas ou encore, la lacune d'Encke (ou division d'Encke) serait façonnée par la lune Pan.

I.2.1.a. Les anneaux denses

Les anneaux principaux (ou anneaux denses), en deçà de la limite de Roche, c'est-à-dire les anneaux D, C, B, A ainsi que la Division de Cassini (CD) sont des anneaux relativement denses et très fins qui ne dépassent pas un kilomètre d'épaisseur. En effet, les collisions entre particules tendent à réduire les mouvements perpendiculaires au plan équatorial. Dans cette région, la forme naturelle d'un anneau est donc large et plate.

I.2.1.b. Les anneaux diffus

L'anneau E, au-delà de la limite de Roche est un anneau diffus et non confiné à l'équateur : il s'étend radialement sur 240 000 km atteignant une épaisseur de plus de 60 000 km. La mission Cassini (2004) confirme l'hypothèse que l'existence de l'anneau E serait due au satellite Encelade, se trouvant au bord intérieur de l'anneau.

L'anneau G est un anneau très fin et peu visible, il ne s'étend que sur 8000 km pour une épaisseur inférieure à 1000 km. L'origine de l'anneau G serait expliquée grâce à son bord intérieur brillant : on y trouverait des corps assez gros qui seraient érodés par le flux de plasma issu de la magnétosphère de la planète. L'hypothèse la plus probable est celle de micrométéorites qui produiraient ces poussières brillantes après un choc.

I.2.1.c. L'anneau F

L'anneau F se trouve juste à l'extérieur de la limite de Roche. D'une structure très complexe, il pourrait être décrit comme l'état intermédiaire entre un anneau et un satellite. Entouré de deux satellites bergers, Prométhée et Pandore, c'est un anneau très fin qui présente des accumulations de matière. La mission Cassini a également permis de mettre en évidence l'existence de satellites éphémères à l'intérieur de l'anneau qui disparaissent aussi rapidement qu'ils se forment.

I.2.2. Les Satellites

I.2.2.a. Description générale

Saturne possède de nombreux satellites, découverts depuis les années 1650 à aujourd'hui. Actuellement, on dénombre plus de 50 satellites naturels dont l'existence est confirmée. La figure A.I.6 et le tableau A.I.3 présentent les principaux satellites de Saturne et leurs caractéristiques (la localisation en R dans le tableau A.I.3 vaut à partir du centre de la planète).

Les satellites de Saturne ont des tailles et des formes très variées : on note de très petites lunes comme Pan, Téthys ou Calypso et des grosses comme Titan ou Rhéa. On remarque également des lunes presque sphériques comme Pan, Dione ou Titan et des lunes de formes plus allongées, comme Prométhée, Pandore ou Calypso. La forme quasi sphérique de certains satellites est directement liée à la masse du satellite : certaines lunes, comme Titan, Rhéa ou Japet, sont suffisamment massives pour être soumises à leur propre gravité, ce qui

leur confère une forme sphéroïdale. La figure A.I.7 illustre la diversité de forme des satellites kroniens.



Figure A.I.6 Les dix-huit principaux satellites de Saturne. (http://www.techno-science.net)

	R (Rs)	Rayon (km)	Période Orbitale (jours)	Excentricité	Inclinaison (°)	Masse (1020 kg)	Densité (kg.l-1)
PAN	2,2142	10	0,575	-	0	-	-
ATLAS	2,282	18,5 x 17,2 x 13,5	0,6019	0	0,3	-	-
PROMETHEE	2,3098	74 x 50 x 34	0,613	0,0024	0	0,0014	0,27
PANDORE	2,3512	55 x 44 x 31	0,6285	0,0042	0	0,0013	0,42
EPIMETHEE	2,5099	69 x 55 x 55	0,6942	0,009	0,34	0,0054	0,63
JANUS	2,5107	97 x 95 x 77	0,6945	0,007	0,14	0,192	0,65
MIMAS	3,0751	209 x 196 x 191	0,94242	0,0202	1,53	0,375	1,14
ENCELADE	3,9453	256 x 247 x 245 x	1,37022	0,0045	0	0,73	1,12
TETHYS	4,8841	536 x 528 x 526	1,8878	0	7,86	6,22	1
CALYPSO	4,8841	15 x 8 x 8	1,8878	0	0	-	-
TELESTO	4,8841	15 x 12,5 x 7,5	1,8878	0	0	-	-
DIONE	6,2556	560	2,7369	0,0022	0,02	11	1,44
HELENE	6,2556	18 x 16 x 15	2,7369	0,005	0	-	-
RHEA	8,736	764	4,5175	0,001	0,35	23,1	1,24
TITAN	20,253	2575	15,9454	0,292	0,33	1345,5	1,88
HYPERION	24,55	185 x 140 x 113	21,2766	0,1042	0,43	0,2	-
JAPET	59,03	718	79,3302	0,0283	14,72	15,9	1,02
PHOEBE	214,69	115 x 110 x 105	550,48	0,1633	175,3	0,004	-

Tableau A.I.3 Caractéristiques des principaux satellites naturels de Saturne.

Il est intéressant de noter que les principaux satellites de Saturne, à l'exception de Phoebe et Hypérion, sont des satellites synchrones : la période de rotation du satellite est synchronisée avec sa période de révolution de sorte que le satellite présente toujours la même face à la planète. De plus, certains satellites sont en résonance les uns avec les autres. C'est le cas par exemple d'Encelade et Dione en résonance 1:2 : la période de révolution (période orbitale dans le tableau A.I.3) de Dione est deux fois supérieure à celle d'Encelade. Par conséquent, lorsque Dione effectue une révolution autour de Saturne, Encelade en effectue deux. On note aussi la résonance 1:2 de Mimas et Téthys et la résonance 3:4 de Titan et Hypérion.

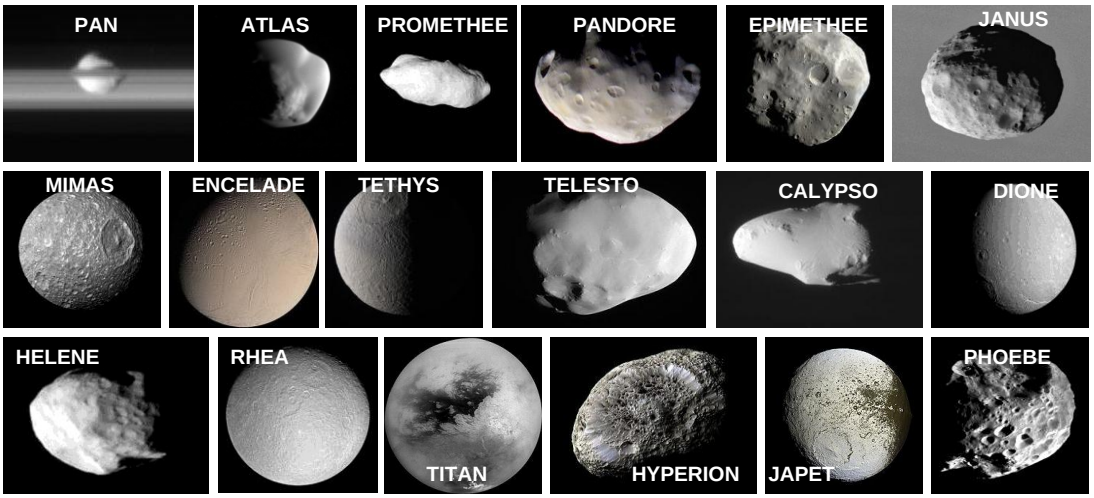


Figure A.I.7 Une grande diversité de formes parmi les satellites principaux de Saturne. (http://www.le-systeme-solaire.net/)

I.2.2.b. Satellites : découverte et mythologie

Dans cette partie sont décrites les découvertes, les caractéristiques et les appellations mythologiques des principaux satellites de Saturne.

Pan a été découvert en 1990 par Mark R. Showalter sur des images prises par Voyager 2. Il évolue au sein de l'anneau A et est en réalité un satellite berger de la division de Encke (ou lacune de Encke, tableau A.I.3). Un satellite berger est un satellite naturel d'une planète qui limite l'étendue d'un anneau. Dans ce cas, Pan maintient la division d'Encke ouverte en ratissant les particules sur son passage. Dans la mythologie grecque, il est le fils de Zeus (Jupiter), lui-même fils de Cronos (Saturne). Il est dieu de la Totalité, de la Nature et est associé à la Fécondité. Il est également le protecteur des bergers et des troupeaux et est souvent représenté comme un homme aux pieds de bouc et avec des cornes.

Atlas a été découvert en 1980 par Richard J. Terrile sur des photographies de Voyager 1. Il est le satellite berger externe de l'anneau A. Dans la mythologie grecque, il est le fils de Japet et frère de Prométhée et Epiméthée. Il fut condamné par Zeus (Jupiter) à soutenir les cieux sur ses épaules, allusion à sa fonction de marquer la limite extérieure de l'anneau A, principal anneau de Saturne.

Prométhée a été découvert en 1980 par Stewart A. Collins et D. Carlson grâce à la mission Voyager 1. C'est un astre de glace très poreux, satellite berger interne de l'anneau F, associé à Pandore, lui-même satellite berger externe de ce même anneau. Son champ de gravité crée de fortes perturbations (vagues, chenaux et nœuds) à l'intérieur de l'anneau F, jusqu'à attirer de la matière de l'anneau vers lui. Dans la mythologie grecque, il est le fils de Japet et frère d'Atlas et Epiméthée. Il est le protecteur et le bienfaiteur des hommes et leur apporta le feu et la métallurgie.

Pandore a été découvert en 1980 par Stewart A. Collins sur des images prises par Voyager 1. Astre glacé très poreux, il est le satellite berger externe de l'anneau F, associé à Prométhée, lui-même satellite berger interne de ce même anneau. Dans la mythologie grecque, Pandore est la première femme, créée par Zeus (Jupiter). Elle fut donnée à

Epiméthée comme épouse, avec la boîte de Pandore contenant les maux de l'humanité. Pandore succomba à sa curiosité et ouvrit la boite, laissant ainsi s'échapper les maux. Elle la referma aussitôt, laissant emprisonnée à l'intérieur l'espérance.

Epiméthée a été découvert en 1980 par Richard L. Walter grâce à la mission Voyager 1. Epiméthée forme un couple de satellites co-orbitaux avec Janus, provoquant des échanges d'orbites environ tous les quatre ans. Dans la mythologie grecque, Epiméthée est fils de Japet, frère de Prométhée et d'Atlas, et époux de Pandore. Il est le créateur des animaux.

Janus a été découvert en 1966 par Audouin Dolfus. Astre de glace très poreux, il est associé à Epiméthée (satellites co-orbitaux). Dans la mythologie grecque, Janus est le gardien des passages et des croisements. Il est souvent représenté avec une tête à deux visages opposés. Dieu de la paix, Janus accueille Cronos (Saturne) en Italie quand il est chassé des cieux.

Mimas a été découvert en 1789 par William Herschel. Ce dernier donna son nom au cratère présent sur la surface de Mimas : le cratère de Herschel. Les caractéristiques de ce cratère en font un exemple quasi parfait de cratère d'impact. Mimas permet de maintenir une faible densité de particules dans la Division de Cassini, et assure la cohésion de l'anneau G, par des phénomènes de résonance. Mimas est également en résonance 1:2 avec le satellite Téthys. Dans la mythologie grecque, Mimas est un Géant, fils d'Uranus et de Gaia, frère de Saturne. Il fut tué par Hercule.

Encelade a été découvert en 1789 par William Herschel. Il évolue au sein de l'anneau E et est en résonance 1:2 avec le satellite Dione. Encelade est soumis à un cryovolcanisme actif, c'est-à-dire sujet à des éruptions d'eau et d'ammoniac (voir section A.I.2.3), ce qui crée autour de lui un nuage de particules neutres et alimente également une partie de l'anneau E. Dans la mythologie grecque, Encelade est un Géant, fils d'Uranus et de Gaia. Il est tué par Athéna et enterré sous le mont Etna. Les éruptions volcaniques de l'Etna sont quelque fois présentées comme la respiration du Géant Encelade.

Téthys a été découvert en 1684 par Jean Dominique Cassini. C'est un corps glacé évoluant dans l'anneau E. Il est associé à Télesto et Calypso, des satellites co-orbitaux correspondant aux points de Lagrange L4 et L5 respectivement en avant et en arrière de Téthys sur son orbite. Dans la mythologie grecque, Téthys est une titanide, fille d'Uranus et de Gaia, et déesse de la marine.

Télesto a été découvert en 1980 par Bradford A. Smith, Harold J. Reitsema, Stephen M. Larson et John W. Fountain grâce à des observations depuis la Terre. Télesto, satellite co-orbital de Téthys, évolue dans l'anneau E. Il correspond au point de Lagrange avant de Téthys sur son orbite. Dans la mythologie grecque, Télesto est le fils de Téthys.

Calypso a été découvert en 1980 par Dan Pascu, P. Kenneth Seidelmann, William A. Baum, et Douglas G. Currie. Associé à Téthys et Télesto, il évolue dans l'anneau E. Il correspond au point de Lagrange arrière de Téthys sur son orbite. Dans la mythologie grecque, Calypso est une nymphe, fille d'Atlas. C'est elle qui retint Ulysse prisonnier pendant sept ans sur son île.

Dione a été découvert en 1684 par Jean Dominique Cassini. Astre glacé, Dione se trouve dans l'anneau E. Dans la mythologie grecque, Dione est la fille de Téthys et une des épouses de Zeus (Jupiter).

Hélène a été découverte en 1980 par Pierre Laques, Raymond Despiau et Jean Lecacheux à l'observatoire de Meudon grâce à l'observatoire du Pic du Midi. Helene correspond au point de Lagrange avant de Dione sur son orbite. Dans la mythologie grecque, Helene est la fille de Zeus (Jupiter). Elle est aussi connue sous le nom d'Hélène de Troie, enjeu majeur dans la guerre de Troie.

Rhéa a été découvert en 1672 par Jean Dominique Cassini. Corps glacé, il présente deux bassins d'impact sur la surface opposé à Saturne. Dans la mythologie grecque, Rhéa est une titanide, épouse et sœur de Cronos (Saturne) et mère de Zeus (Jupiter). Rhéa serait appelée Pandore par certains.

Titan a été découvert en 1655 par Christian Huygens. Il possède une atmosphère conséquente et des caractéristiques qui le présentent comme analogue à la Terre primitive. Il est en résonance 4:3 avec Hypérion et est sujet au cryovolcanisme comme Encelade. Dans la mythologie grecque, Titan est le frère de Cronos (Saturne).

Hypérion a été découvert en 1848 par William Cranch Bond et Georges Phillips Bond. Hypérion est le plus grand corps irrégulier du système solaire et le seul dont la rotation est chaotique. Il est en résonance 3:4 avec Titan. Dans la mythologie grecque, Hypérion est le titan de la lumière, père d'Hélios (le Soleil), de Séléné (la Lune) et d'Eos (l'Aurore).

Japet a été découvert en 1671 par Jean Dominique Cassini. Sa caractéristique principale est la différence de couleur de ces hémisphères : il possède un hémisphère brillant et l'autre sombre. Dans la mythologie grecque, il est le père de Prométhée, Epiméthée et Atlas. C'est un Titan ancêtre de la race humaine.

I.2.3. Encelade et son nuage de neutres

Avant les années 1980, avant donc tout passage de sonde près d'Encelade, le satellite était considéré comme un petit point blanc orbitant autour de Saturne. Quelques unes de ces caractéristiques orbitales étaient connues, ainsi qu'une estimation de sa masse, sa densité ou encore son albédo. La sonde Voyager 1 a permis l'observation plus précise du satellite, révélant plusieurs types de surface : certaines régions étaient cratérisées alors que d'autres présentaient une surface beaucoup plus lisse. La mission Voyager 2 confirme l'existence d'une surface plus lisse, plus brillante et donc plus jeune. Le satellite est alors soupçonné, dès les années 1980, d'avoir une activité géologique active. La mission Cassini, dès 2004, effectua plusieurs survols rapprochés d'Encelade, certains à moins de 1500 kilomètres de sa surface. Des geysers de particules très fines de glace sont alors mis en évidence autour du pôle Sud du satellite et des composés organiques, voire de l'eau liquide, sont détectés dans l'atmosphère d'Encelade [*Porco et al*. 2006].

Le pôle Sud d'Encelade est parsemé de fractures tectoniques et de failles mais ne présente aucun cratère. Les quatre plus grandes failles (visibles sur la figure A.I.8 en bleu au pole Sud du satellite) sont quasi parallèles et ont été surnommées les quatre « rayures de

tigre ». Elles sont longues d'environ 130 kilomètres, larges de 2 km et d'une profondeur d'environ 500 mètres.



Figure A.I.8 Le satellite Encelade et ses rayures de tigre. (Image en fausses couleurs, obtenue à partir de clichés à différentes longueurs d'ondes ; http://fr.wikipedia.org)

Certains instruments de la sonde Cassini ont permis des observations complémentaires corroborant l'hypothèse des geysers de particules. L'instrument VIMS (*Visibe and Infrared Mapping Spectrometer*) [*Brown et al.*, 2004] permet l'identification de cristaux de glace à l'intérieur des rayures de tigre. En effet, l'eau liquide (ou la vapeur d'eau) se condense en formant de la glace cristalline qui se transforme en glace amorphe sous l'action de rayonnement UV émis par le Soleil ou de rayonnement cosmique. Cependant cette transformation de la structure de la glace nécessite quelques dizaines d'années : la formation de la glace à l'intérieur des failles est donc récente. De plus, l'instrument embarqué CIRS (*Composite Infrared Spectrometer*) [*Flasar et al.*, 2004] mesure des points chauds improbables près des rayures de tigre, allant jusqu'à des températures supérieures à 140 kelvins. Par ailleurs, l'instrument INMS (*Ion and Neutral Mass Spectrometer*) [*Waite et al.*, 2004] mesure une augmentation de la quantité de vapeur d'eau au passage de la sonde près du pôle Sud d'Encelade. Il est important de noter également la présence d'ammoniac, indispensable à l'existence d'eau à l'état liquide. L'instrument CDA (*Cosmic Dust Analyser*) [*Srama et al.*, 2004] calcule quant à lui un nombre plus élevé de particules et notamment de microcristaux de givre.

Les observations de la sonde Cassini, laissent à penser que les rayures de tigre sont sources d'émission de matière, alimentant l'anneau E de Saturne et formant un nuage de neutre autour du satellite, nuage parfaitement conducteur et donc repérable (et repéré) par le magnétomètre MAG (*dual technique MAGnetometer*) [*Dougherty et al.*, 2004] de Cassini. La figure A.I.9 montre des images des émissions de matières ou geysers d'Encelade autour du pôle Sud et au delà.

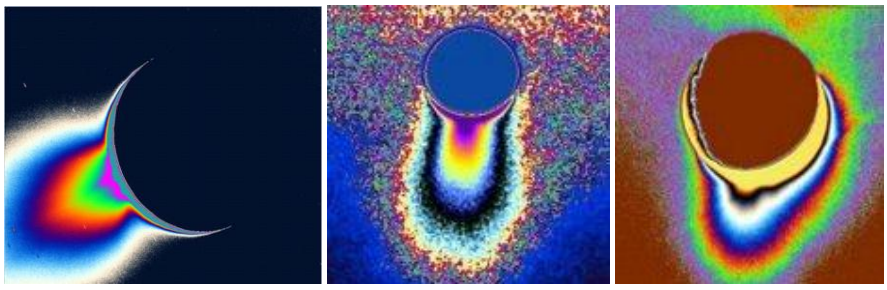


Figure A.I.9 Images (en fausses couleurs) du geyser d'Encelade autour du pôle Sud. (http://www.windows2universe.org; http://planet-terre.ens-lyon.fr; http://www.jpl.nasa.gov)

La figure A.I.10 présente le modèle de geyser froid d'Encelade proposé par l'équipe scientifique d'imagerie de Cassini en mars 2006. Les particules d'eau éjectées dans la magnétosphère de Saturne proviendraient d'une nappe d'eau liquide sous pression à quelques dizaines de mètres sous la surface du satellite. La source de chaleur provoquant la fusion de l'eau et l'éjection de vapeur d'eau n'est encore pas bien connue. Les frictions provoquées par les forces de marée dues à Saturne et Dione (en résonance avec Encelade) ainsi que les silicates du noyau rocheux du satellite contribueraient au réchauffement mais cependant de façon insuffisante pour atteindre une telle température.

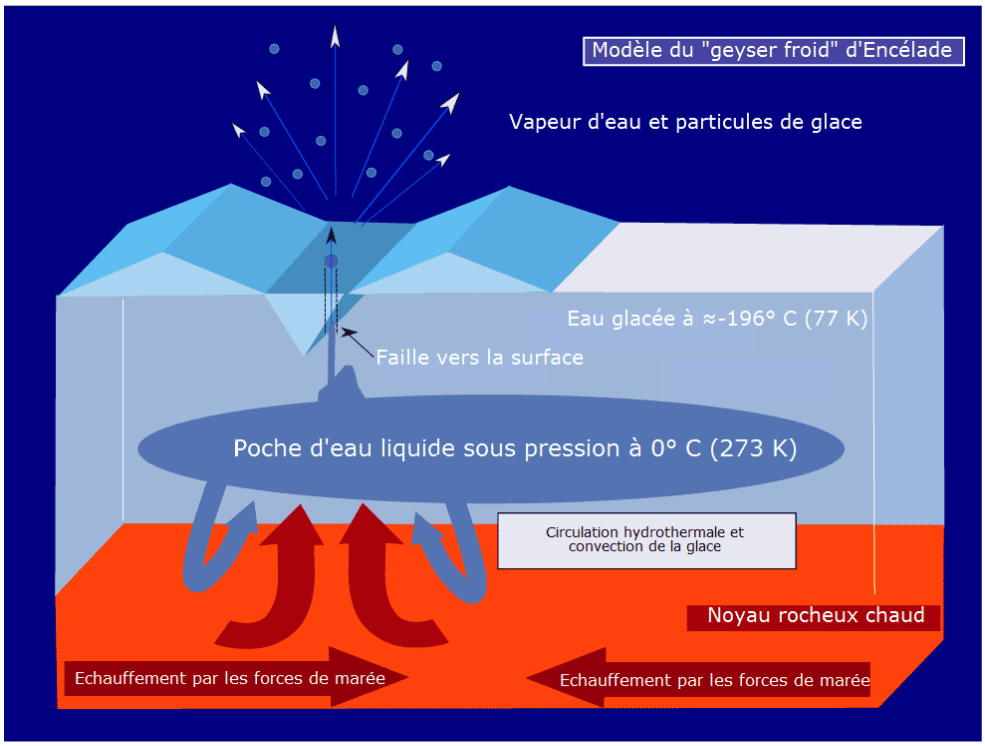


Figure A.I.10 Modèle du geyser d'Encelade proposé par l'équipe scientifique d'imagerie de Cassini. (http://www.exobiologie.fr)

Un cryovolcanisme actif est présent sur le satellite Encelade, dû à la présence d'un océan liquide sous sa surface. La quantité d'eau sous la surface et les mécanismes d'éjection restent cependant encore inconnus. Encelade regorge encore de mystères alors que certains scientifiques admettent déjà qu'Encelade renforce la promesse de contenir des environnements habitables potentiels grâce à la présence d'eau liquide et de produits organiques.

I.2.4. Les ondes dans la magnétosphère de Saturne

Dans les années 1980, les missions Voyager ont permis de mettre en évidence la présence d'ondes dans l'environnement de Saturne. Grâce aux mesures de l'instrument PWS (*Plasma Waves System*) [*Scarff et al.*, 1982] de la sonde Voyager 2, plusieurs types d'ondes (ondes radio et ondes plasma) ont pu être détectés dans l'environnement proche de la planète (jusqu'à 6 rayons kroniens). De nos jours, la mission Cassini confirme la présence d'ondes dans l'environnement kronien grâce aux mesures effectuées par l'instrument RPWS (*Radio Plasma Waves Science*) [*Gurnett et al.*, 2004]. Les multiples orbites de Cassini autour de

Saturne et la technologie plus avancée de l'instrument RPWS permettent une étude plus approfondie des ondes radio et plasma.

Les ondes radio se distinguent des ondes plasma grâce à leurs fréquences. En effet, toute onde dont la fréquence sera supérieure à la fréquence du plasma ambiant sera une onde radio. A l'inverse, toute onde dont la fréquence avoisinera ou sera inférieure à la fréquence du plasma ambiant, sera une onde plasma. Les émissions radio incluent par exemple le rayonnement kilométrique auroral SKR (*Saturn Kilometric Radiation*) [*Lamy et al.*, 2008 *; Zarka*, 2004 *; Zarka et Kurth*, 2005] utile à l'étude des aurores polaires ou encore le rayonnement lumineux SEDs (*Saturn Electrostatic Discharges*) [*Burns et al.*, 1983 ; *Kaiser et al.*, 1983 ; *Zarka et Pedersen*, 1983] utile à l'étude des orages. Les ondes plasma englobent entre autres, les émissions ECH (*Electron Cyclotron Harmonic*) [*Gurnett et al.*, 1981 ; *Menietty et al.*, 2007 ; *Tao et al.*, 2010], les émissions UHR (*Upper Hybrid Resonance*) [*Gurnett et al.*, 1981 ; *Persoon et al.*, 2005 ; *Tokar et al.*, 2006] ou les ondes de type Chorus et Hiss [*Akalin et al.*, 2006 ; *Hospodarsky et al.*, 2008 ; *Kopf et al.*, 2010 ; *Kurth et al.*, 1983 ; *Menietty et al.*, 2008]. La figure A.I.11 illustre la variété des ondes pouvant être détectées dans l'environnement de Saturne : elle présente les mesures effectuées par l'instrument RPWS de la sonde Cassini pour le 30/10/2005.

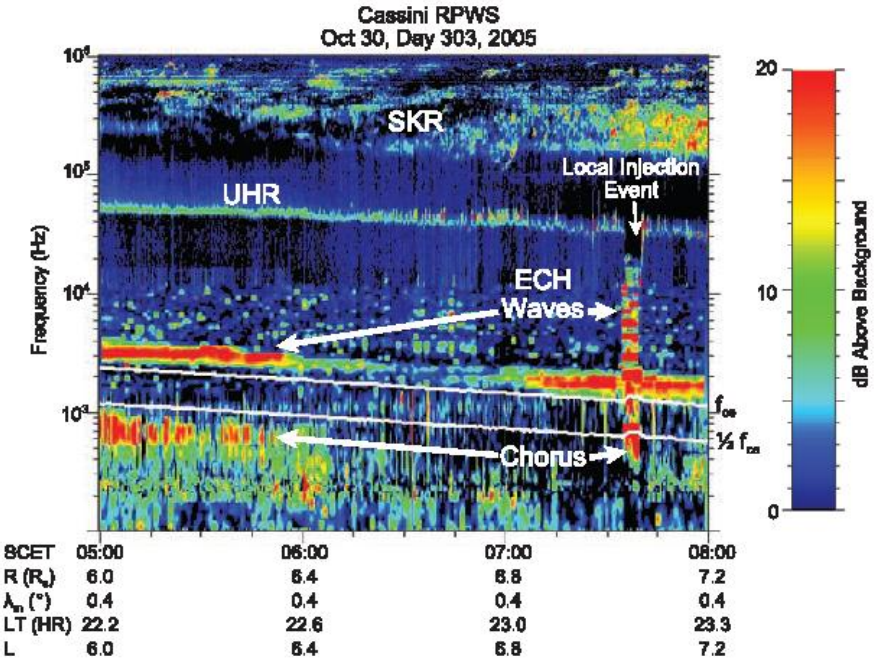


Figure A.I.11 Exemple de détection de diverses ondes dans la magnétosphère de Saturne. [Hospodarsky et al, 2008]

Il est important de noter que contrairement aux ondes plasma, les ondes radio, de fréquence plus élevée, n'interagissent pas avec le milieu : elles peuvent se propager dans l'environnement kronien comme dans le vide.

II. La magnétosphère de Saturne

II.1. Magnétosphère

Une magnétosphère est une cavité magnétique creusée dans le vent solaire, résultante de l'interaction du champ magnétique d'une planète avec le vent solaire. Sa taille dépend essentiellement de l'intensité du champ magnétique de la planète, des sources de plasma à l'intérieur et de la pression dynamique du vent solaire. Sa forme est asymétrique, de sorte qu'elle est comprimée du côté jour et allongée du côté nuit. Deux populations de particules se distinguent à l'intérieur de la cavité magnétique: des particules de faible énergie (électrons, protons) qui constituent un plasma thermique, et des particules très énergétiques qui peuvent être piégées par le champ magnétique pour former les ceintures de radiations (électrons, protons, ions).

La magnétosphère de Saturne possède une dynamique intermédiaire entre celles de la Terre et de Jupiter (figure A.II.1) : l'intensité du champ magnétique de Saturne est proche de l'intensité du champ magnétique de la Terre (tableau A.I.1) alors que la taille de la planète et sa distance au Soleil se rapproche des caractéristiques de Jupiter. L'étendue de la magnétosphère kronienne, due à la taille de la planète, est relativement plus importante que celle de la Terre mais reste faible comparée à celle de Jupiter. En effet, côté nuit, la magnétosphère terrestre s'étend à plus de 3 millions de kilomètres (500 rayons terrestres) alors que celle de Saturne s'étend à plus 6 millions de kilomètres (100 rayons kroniens). La magnétosphère jovienne serait quant à elle 100 fois plus étendue que celle de la Terre : la queue magnétosphérique pourrait s'étendre bien au-delà de l'orbite de Saturne. De plus, Jupiter et Saturne sont des planètes à rotation rapide qui génère un disque de courant dans le plan équatorial inexistant dans le cas de la Terre. Ce disque de courant modifie de façon non négligeable le champ magnétique dans la magnétosphère externe.

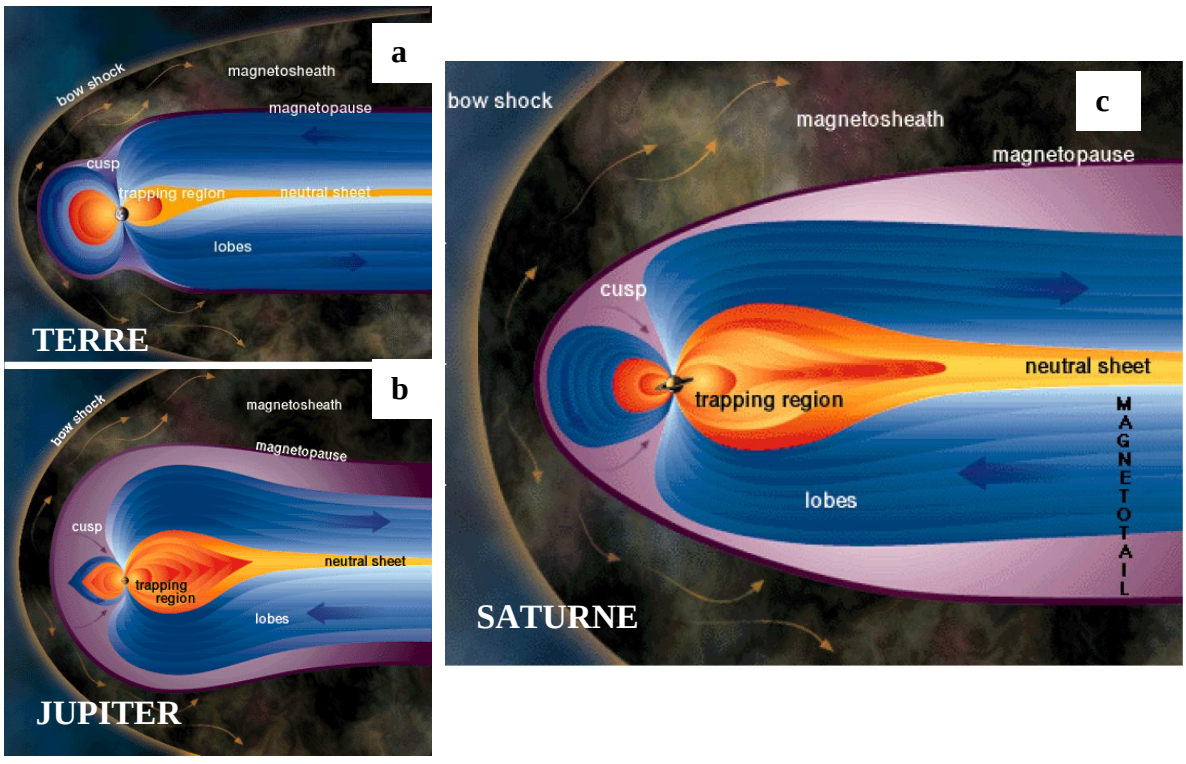


Figure A.II.1 La magnétosphère de Saturne (c) en comparaison avec celle de la Terre (a) et de Jupiter (b). (http://www.windows2universe.org, http://www.odyssespace.fr)

La figure A.II.2 montre la complexité de la magnétosphère kronienne. Entre 18 et 25 rayons kroniens côté jour, le vent solaire forme une onde de choc (*bow shock*) en arrivant sur

le champ magnétique de la planète créant ainsi la magnétosphère et définissant la magnétopause (*magnétopause* ; limite entre le vent solaire et la magnétosphère). Côté nuit, les lignes de champ magnétique sont entrainées par le vent solaire (*Solar Wind*) et forment une queue magnétosphérique (qui s'étend à plus de 100 rayons kroniens). Dans la région polaire, les cornets polaires laissent les particules solaires pénétrer la magnétosphère (*Cusp*) tandis que le vent polaire (*Polar Wind*) est dirigé vers la queue de la magnétosphère à haute latitude (*Tail Lobe*). Autour de la planète, sont visibles les anneaux de poussière (*Dust*), les satellites et les particules neutres rejetées par Encelade (*Satellite & Ring Neutrals*) (voir section A.I.2.3), Titan avec son tore de gaz neutre (*Titan Neutral Torus*), ainsi que l'anneau de courant (*Ring Current*) produit par les courants azimutaux dus aux gradients de pression dans le plasma magnétosphérique. En s'éloignant de la planète, on observe une région de plasma chaud (*Hot Plasma*) qui s'étend jusque dans la queue magnétosphérique pour former le feuillet de plasma (*Plasma Sheet*). Les émissions SKR (*Saturn Kilometric Radiation*) sont également représentées sur la figure A.II.2, ainsi que les ENAs (*Energetic Neutral Atom*) créés par échange de charge entre un ion énergétique et un atome neutre lors d'une collision.

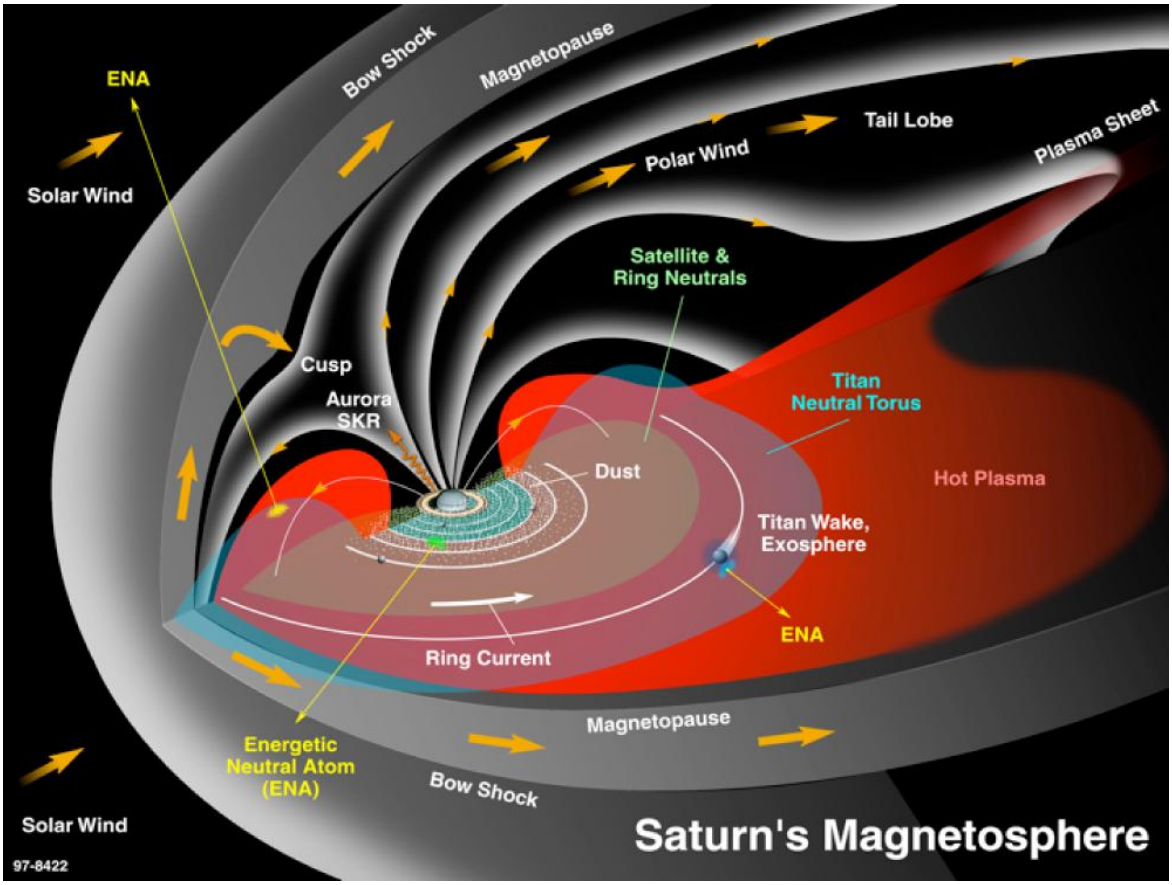


Figure A.II.2 Dynamique et complexité de la magnétosphère de Saturne. (http://opfm.jpl.nasa.gov)

Ainsi, la magnétosphère kronienne est un milieu complexe où coexistent satellites, poussières, neutres, plasmas et ondes, qui interagissent entre eux et régissent sa dynamique.

II.2. Ceintures de radiations et précédents modèles

Les ceintures de radiations se situent dans une région interne de la magnétosphère près de la planète (« *trapping region* » sur la figure A.II.1). Elles s'étendent de la surface de la planète jusqu'à, parfois, plusieurs dizaines de rayons planétaires. Elles sont constituées de particules chargées très énergétiques (pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de MeV) comme les électrons, les protons ou encore les ions lourds. Ces particules sont injectées par la queue magnétosphérique ou quelquefois produites à l'intérieur de la magnétosphère. Elles sont ensuite acheminées vers la planète et subissent, au cours de leur transport, des variations de vitesse liées aux perturbations de champs magnétiques et électriques [*Beutier et al.*, 1995 ; *Boscher*, 1996].

Près de la planète, le champ magnétique est assez fort pour conduire à des points miroirs élevés. Leurs trajectoires peuvent alors être considérées comme stables sous certaines conditions. En effet, les particules au sein des ceintures de radiations sont soumises à 3 mouvements élémentaires : un mouvement de giration autour d'une ligne de champ, un mouvement de rebond entre deux points miroirs et un mouvement de dérive autour de la planète (voir section C.I).

Les ceintures de radiations sont régies par un ensemble de processus physiques liés à l'environnement magnétosphérique. Des mécanismes de source (injection par la queue magnétosphérique ou création de particules) permettent de peupler les ceintures de radiations et de renouveler en continu les populations énergétiques affaiblies par des mécanismes de perte (liés aux anneaux, lunes, etc.).

Plusieurs études ont été réalisées afin de comprendre les mécanismes régissant les ceintures de radiations de Saturne. Les premières missions spatiales Pioneer 11 (1979) et Voyager (1980-1981) ont permis une étude préliminaire des ceintures de radiations d'électrons, de protons et d'ions de Saturne [*Fillius et al.*, 1980 ; *McDonald et al.*, 1980 ; *Randball*, 1994 ; *Simpson et al.*, 1980 ; *Thomsen et Van Allen*, 1980 ; *Van Allen*, 1983 ; *Van Allen et al.*, 1980]. La mission Cassini (en orbite autour de Saturne depuis juin 2004) a permis d'approfondir les connaissances sur la magnétosphère de Saturne et les ceintures de radiations [*Armstrong et al.*, 2009 ; *Krupp et al.*, 2009 ; *Paranicas et al.*, 2008, 2010 ; *Roussos et al.*, 2007, 2008, 2011].

Des modèles des ceintures de radiations d'électrons de Saturne ont déjà été développés : *Santos Costa et al.* [2003] développe un premier modèle physique des ceintures de radiations de Saturne ; *Garrett et al.* [2005] enrichit le modèle empirique de *Divine* [1990] grâce au modèle SATRAD (*SATurn RADiation belts*) ; *Mauk et Fox* [2010] font une analyse des ceintures de radiations de différentes planètes comme la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. Il est intéressant de rajouter que les modèles physiques [*Lorenzato et al.*, 2012 ; *Santos Costa et al*, 2003) et les empiriques développés [*Divine*, 1990 ; *Garrett et al.*, 2005 ; *Mauk et Fox*, 2010] ne présentent pas la même logique de développement. En effet, les modèles empiriques tendent à reproduire directement les observations tandis que les modèles physiques recréent l'environnement de la planète (champ magnétique, satellites, anneaux,…) afin d'obtenir des flux de particules similaires aux observations. Par conséquent, les modèles physiques et empiriques permettront de reproduire des observations mais un modèle physique apportera également des éléments de réponse sur la compréhension des phénomènes qui régissent la magnétosphère de la planète.

Dans leur étude, *Santos Costa et al*. [2003] précisent que leur modèle physique est préliminaire, basé sur les données de Voyager 2 afin de prédire l'importance que peuvent

avoir les anneaux, les lunes, etc., sur la population des ceintures de radiation. La figure A.II.3 et la figure A.II.4 présentent les résultats principaux de cette étude.

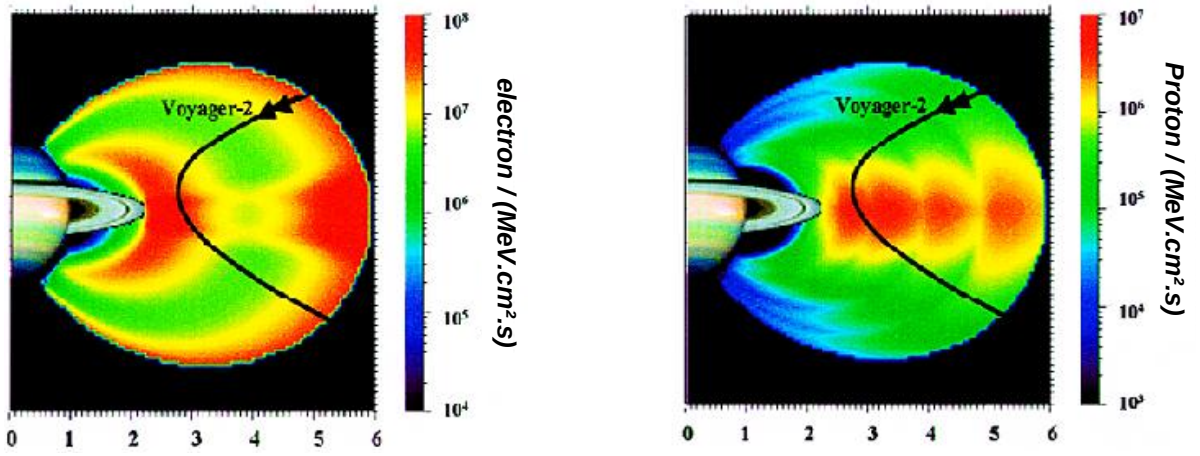


Figure A.II.3 Cartographies en plan méridien des flux omnidirectionnels différentiels d'électrons et de protons de 0,310 MeV, calculés par le modèle de Santos Costa et al. [2003].

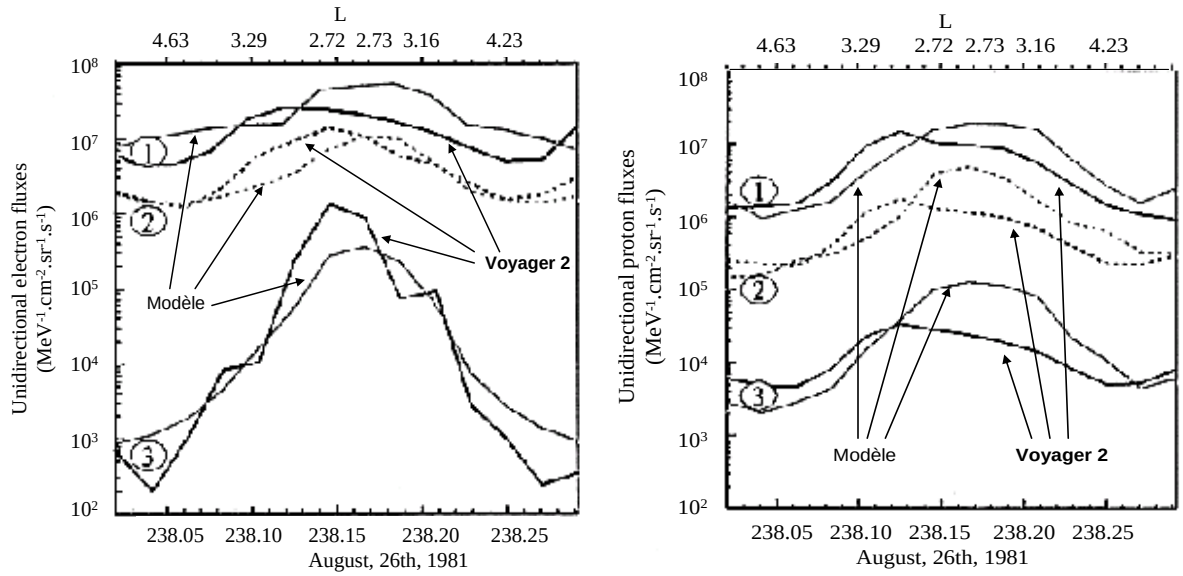


Figure A.II.4 Comparaison des résultats du modèle de Santos Costa et al. [2003] avec les données de la sonde Voyager 2 pour des électrons et des protons de différentes énergies (pour les électrons : (1) 0,047 (2) 0,310 (3) 0,320 MeV; pour les protons (1) 0,037 (2) 0,107 (3) 0,350 MeV).

La figure A.II.5 présente les flux d'électrons et de protons issus du modèle SATRAD dans la région interne de la magnétosphère (de 0 à 14 rayons kroniens).

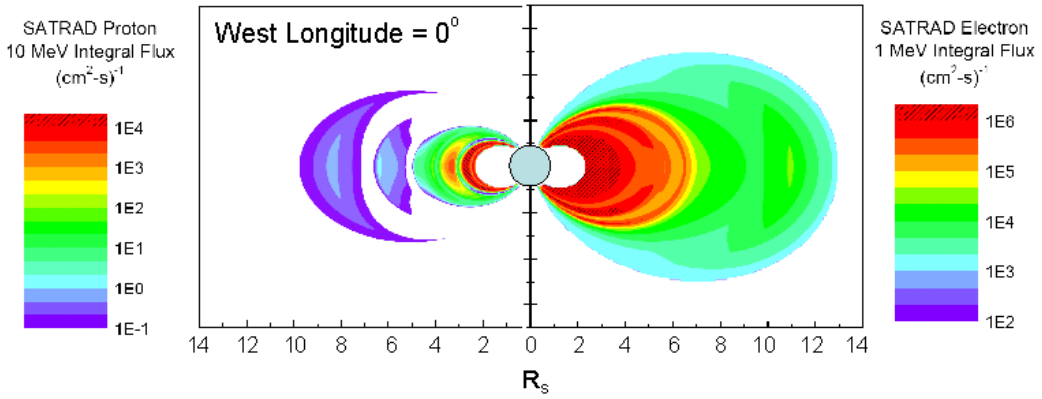


Figure A.II.5 Cartographies en plan méridien des flux omnidirectionnels d'électrons de 1 MeV et de protons de 10 MeV, issus du modèle empirique SATRAD [Garrett et al., 2005].

La figure A.II.6 présente deux comparaisons des flux issus du modèle SATRAD avec les mesures des sondes Pioneer 11 et Voyager 2, respectivement dans le cas d'un flux intégré (E > 0,56 MeV) et différentiel (0,48 < E < 0,853 MeV). Les auteurs admettent que ce modèle reproduit avec une bonne fidélité les mesures recueillies par les sondes Pioneer 11 et Voyager 2 mais qu'il devra cependant être corrigé grâce aux mesures de la sonde Cassini. Ils estiment que la principale limitation à leur modèle est la difficulté de modéliser le champ magnétique correctement, les modèles existant ne prenant pas en compte la dépendance en temps.

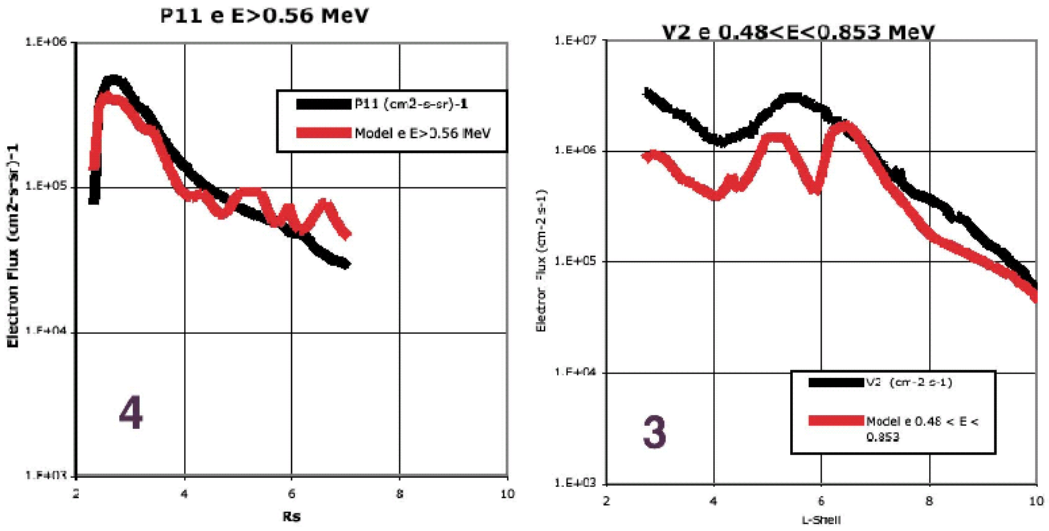


Figure A.II.6 Comparaison du modèle SATRAD [Garrett et al., 2005] avec les données des sondes Pioneer 11 (E > 0,56 MeV) et Voyager 2 (0,48 < E < 0,853 MeV). Les traits rouges correspondent aux résultats du modèle tandis que les traits noirs correspondent aux mesures des sondes.

Ces deux modèles de ceintures de radiations [*Garrett et al.*, 2005 ; *Santos Costa et al.*, 2003] présentent quelques différences, dont la principale se situe près de la planète pour des distances inférieures à 2,5 rayons kroniens. Dans cette région se trouvent les sous anneaux les plus denses du système d'anneaux de Saturne. Le modèle empirique SATRAD assume une absence totale de flux d'électrons comme de protons dans cette région de la magnétosphère interne (pour des électrons de 1 MeV et des protons de 10 MeV): une forte variation est observée autour de 2,5 rayons kroniens. Dans le cas du modèle physique de *Santos Costa et al.* [2003], l'absence de flux près de la planète n'est pas aussi marquée et se trouve autour de 1,5 rayons kroniens pour les électrons et autour de 2 rayons kroniens pour les protons (pour des particules de 0,310 MeV). Il faut noter la différence d'énergie des électrons entre les deux

modèles : 1 MeV pour le modèle SATRAD et 0,310 MeV pour le modèle issu des travaux de *Santos Costa et al.* [2003]. En effet, cette différence en énergie peut être la cause des divergences observées quant à l'absence de flux engendrée par les anneaux denses. Cependant, des électrons de plus faible énergie (électrons de 0,310 MeV [*Santos Costa et al.*, 2003]), devraient être également absorbés par les anneaux denses si des électrons de 1 MeV le sont : l'absence de flux devrait être effective dès le bord externe de l'anneau le plus dense (voir section A.I.2.1), comme le montre le modèle SATRAD [*Garrett et al.*, 2005].

Ces deux précédents modèles ont pu être développés grâce aux données à la fois de Pioneer 11 et Voyager 2 (SATRAD) ou de Voyager 2 uniquement (modèle de *Santos Costa et al.* [2003]). Les mesures issues de ces deux missions proviennent de leurs seuls survols respectifs de Saturne, c'est-à-dire quelques jours de mesure. Le modèle développé durant ces travaux de thèse est basé sur les données des sondes Pioneer 11 et Voyager 2 mais également sur les données de la sonde Cassini, en orbite autour de Saturne depuis 2004. Cette dernière mission apporte d'importantes et nombreuses nouvelles informations sur la magnétosphère de Saturne et ses secrets, dont la confirmation du cryovolcanisme d'Encelade et la présence d'ondes.

Les travaux de *Mauk et Fox* [2010] mènent à des représentations de flux des ceintures de radiations planétaires grâce à une unique équation dont les paramètres sont variables et propres aux différentes planètes. Dans le cas de Saturne, les données utilisées sont celles des sondes Voyager 2 et Cassini. La figure A.II.7 présente les flux obtenus ($keV^{-1}.cm^{-2}.sr^{-1}.s^{-1}$) dans le cas de Saturne en fonction de l'énergie des électrons (keV). Deux périodes ont été distinguées : l'époque Voyager 2 (1981) (flux représenté en gris pour L = 3,3) et l'époque Cassini (2009) (flux représenté en noir pour L = 3,6). Le flux Cassini est construit suivant plusieurs orbites de la sonde Cassini autour de Saturne en 2009. Pour justifier la séparation en deux époques et expliquer les différences observées entre les deux flux, *Mauk et Fox* [2010] soumettent l'hypothèse que l'activité du satellite Encelade n'est pas la même au passage des sondes Voyager 2 et Cassini. Par la suite, ce modèle sera appelé modèle MAUK.

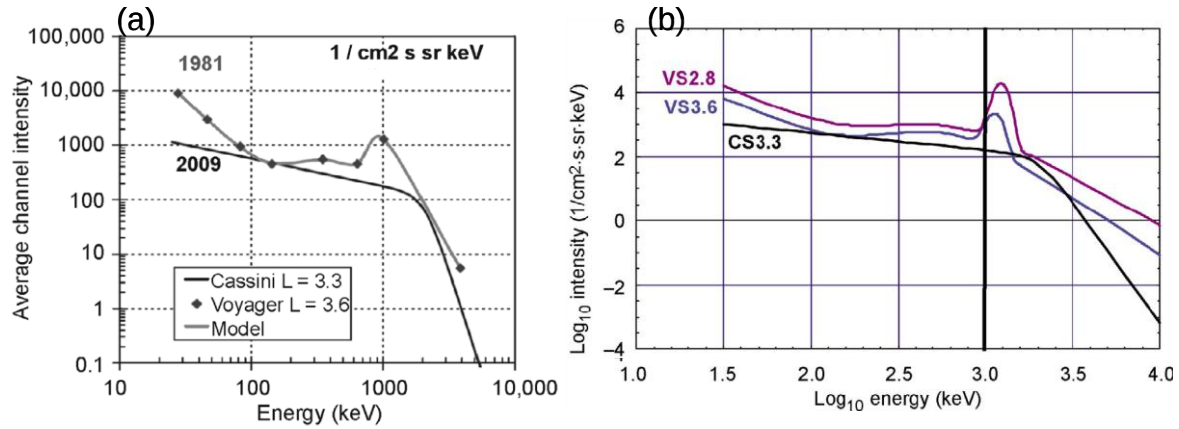


Figure A.II.7 Les différents flux ($keV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) des travaux de Mauk et Fox [2010] dans le cas des ceintures de radiations de Saturne pour différentes valeurs en L (L= 2,8 ; L=3,3 et L = 3,6) en fonction de l'énergie des électrons (keV). (a) Intensités moyennées illustrant les deux époques décrites (flux de Voyager 2 et de Cassini). (b) Flux calculés par le modèle pour les deux époques (Voyager 2 à L = 2,8 et à L = 3,6 ; Cassini à L = 3,3) à comparer avec les flux Voyager 2 et Cassini du graphique (a).

Notre étude se porte essentiellement sur les ceintures de radiations d'électrons de Saturne de 1 à 6 rayons kroniens (voir section D.I.1), avec pour seule source l'injection de

particules par la queue de la magnétosphère. Le modèle développé sera donc un modèle physique, contrairement aux modèles empiriques SATRAD et MAUK, et permettra une meilleure compréhension de la dynamique des ceintures de radiations. Le modèle sera validé par les données mesurées par les sondes Pioneer 11 et Voyager 2 mais également par celles mesurées par la sonde Cassini, nouvelles données dans l'étude des ceintures de radiations de Saturne et par conséquent non utilisées par les modèles existants présentés. La mission Cassini est une véritable source d'informations et de données, nécessaires à la validation du modèle des ceintures de radiations de Saturne.

II.3. Champ magnétique

Le champ magnétique est le premier paramètre indispensable à la modélisation des ceintures de radiation. Il dimensionne la grandeur des énergies mises en jeu et donne leur forme aux ceintures de radiations en guidant les particules chargées le long des lignes de champ. Un bon choix du modèle de champ magnétique est donc essentiel pour une bonne modélisation des ceintures de radiations de Saturne.

Le champ magnétique de Saturne est la somme d'un champ d'origine interne (intrinsèque à la planète) et d'un champ d'origine externe (lié à la présence de courant circulant dans la magnétosphère (voir section A.II.1)) Dans sa forme analytique, le champ magnétique est représenté comme dérivant d'un potentiel scalaire décomposé en harmoniques sphériques [*Mead*, 1964]:

$$V = V_{\text{int}} + V_{ext}$$

tel que :

$$V_{\text{int}} = Rs\sum_{n=1}^{+\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{Rs}{r}\right)^{n+1}\left(g_n^m\cos(m\varphi) + g_n^m h_n^m \sin(m\varphi)\right)P_n^m\cos(\theta)$$

$$V_{ext} = Rs\sum_{n=1}^{+\infty}\sum_{m=0}^{n}\left(\frac{r}{Rs}\right)^{n}\left(G_n^m\cos(m\varphi) + g_n^m H_n^m \sin(m\varphi)\right)P_n^m\cos(\theta)$$

où r est la distance radiale à la planète, θ et φ sont les angles de colatitude et de longitude dans le repère sphérique. $P_n^m\cos(\theta)$ sont les polynômes de Schmidt associés aux fonctions de Legendre de degré n et d'ordre m. g_n^m, h_n^m, G_n^m et H_n^m sont les coefficients de Schmidt pour les sources internes et externes respectivement.

II.3.1. Champ magnétique interne

Les premières observations du champ magnétique interne de Saturne (de 1 à ~ 8 Rs) ont permis d'avoir une description assez précise : le champ magnétique peut être facilement décrit par un dipôle décentré relativement aligné à l'axe de rotation de la planète (incliné de moins de 1° par rapport à l'axe du dipôle) [*Smith et al.*, 1980 ; *Connerney et al.*, 1982].

II.3.1.a. Champ dipolaire pur

Le champ magnétique d'une planète peut être représenté, en première approximation, par à un champ dipolaire pur. Pour un dipôle, les coefficients de Schmidt sont tous nuls à l'exception du coefficient g_1^0 qui prend la valeur de B_0, intensité du champ magnétique à un rayon kronien et à l'équateur. L'approximation du champ dipolaire implique une symétrie autour de l'axe du dipôle engendrant ainsi une composante longitudinale nulle. Il est possible de décrire le champ magnétique dipolaire à l'aide de coordonnées sphériques :

$$B_r = -\frac{\partial V}{\partial r} = B_0\left(\frac{Rs}{r}\right)^3 \cdot 2\cos\theta_m$$

$$B_\theta = -\frac{1}{r}\frac{\partial V}{\partial \theta} = B_0\left(\frac{Rs}{r}\right)^3 \cdot \sin\theta_m$$

$$B_\varphi = 0$$

avec r la distance radiale entre le point considéré et le centre du dipôle, θm la colatitude magnétique du point d'observation et φ la longitude magnétique.

II.3.1.b. Modèles d'ordre supérieur

Dans la région interne de la magnétosphère, la contribution externe du champ magnétique est faible comparée à celle du champ magnétique interne. Ainsi, on peut faire l'approximation $V_{ext} = 0$. Le champ magnétique peut alors s'exprimer :

$$B = -\overrightarrow{grad}(V_{\text{int}}).$$

Plusieurs modèles de champ magnétique ont été développés dès les premières observations des sondes Pioneer 11 et Voyager 1 et 2. La sonde Cassini a également permis l'étude de nouveaux modèles de champ magnétique interne dès les premières mesures effectuées. Deux types de modèles sont développés : des modèles de champ magnétique axisymétriques (Z3 [*Acuna et al.*, 1983], P11_84 [*Davis et Smith*, 1986], SPV [*Davis et Smith*, 1990], ZMP [*Beard et Gast*, 1987], Cassini SOI [*Dougherty et al.*, 2005] et Cassini Zonal [*Burton et al.* , 2009]) ainsi que des modèles non axisymétriques (C82 [*Connerney et al.*, 1982], et GD04 [*Giampery et Dougherty*, 2004]. Le tableau A.II.1 présente les coefficients de Schmidt de ces différents modèles. Cependant, dans le cas des modèles de champ magnétique non axisymétrique, la définition des coefficients de Schmidt reste discutable du fait de l'incertitude sur la période de rotation de la planète [*Dougherty et al. (a)*, 2009].

Pour cette étude, nous avons choisi le modèle de champ magnétique SPV [*Davis et Smith*, 1990] pour cette étude. En effet, modéliser le champ magnétique uniquement à partir de ce champ magnétique interne est acceptable jusqu'à environ 8 rayons kroniens [*Davis et Smith*, 1990]. Notre modèle s'étendant jusqu'à 6 rayons kroniens, le choix d'un champ magnétique interne seul reste pertinent.

	Modèles axisymétriques						Modèles non-axisymétriques	
	Pioneer 11, Voyager 1 & 2				Cassini		Pioneer 11, Voyager 1 & 2	
	Z3	P11_84	SPV	ZMP	Cassini SOI	Cassini Zonal	C82	GD04
g_1^0	21535	21140	21160	21431	21084	21162	21439	21232
g_1^1	-	-	-	-	-	-	-143	23
h_1^1	-	-	-	-	-	-	143	60
g_2^0	1642	1600	1560	2403	1544	1514	1882	1563
g_2^1	-	-	-	-	-	-	-515	-132
g_2^2	-	-	-	-	-	-	500	5
h_2^1	-	-	-	-	-	-	-433	51
h_2^2	-	-	-	-	-	-	-36	-112
g_3^0	2743	2260	2320	2173	2150	2283	-	2821
g_3^1	-	-	-	-	-	-	-	-209
g_3^2	-	-	-	-	-	-	-	282
g_3^3	-	-	-	-	-	-	-	-156
h_3^1	-	-	-	-	-	-	-	1365
h_3^2	-	-	-	-	-	-	-	-80
h_3^3	-	-	-	-	-	-	-	192

Tableau A.II.1 Coefficients de Schmidt des divers modèles de champ magnétique interne de Saturne.

La figure A.II.8 représente les lignes de champ magnétique de divers modèles. La figure A.II.8a compare un modèle de champ dipolaire pur avec le modèle de champ SPV : les lignes de champ des deux modèles se confondent lorsqu'on se rapproche de la planète (pour x ≤ 3 Rs). La figure A.II.8b présente les lignes de champ de quatre différents modèles de champ magnétique de Saturne (hors champ dipolaire) près de l'apex d'une ligne de champ proche de la planète (x ~ 4 Rs). Ceci permet de vérifier que dans la région qui nous intéresse, les modèles de champ magnétique issus de la littérature sont difficilement différentiables.

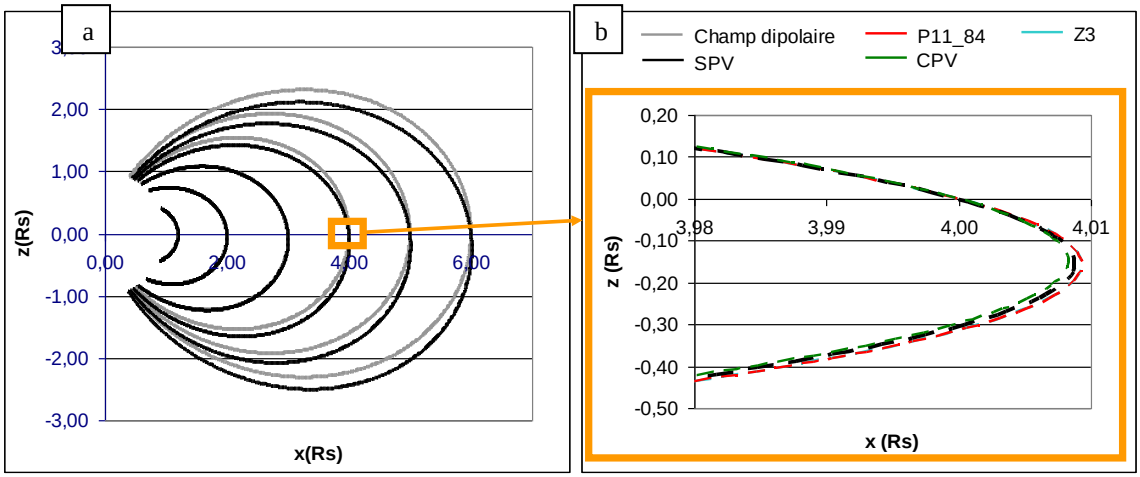


Figure A II.8 (a) Comparaison du modèle de champ interne SPV avec un champ dipolaire pur (b) Comparaison des lignes de champ de divers modèles de champ magnétique interne (x = 4 Rs).

Afin de faciliter les calculs liés au champ magnétique de Saturne, une librairie regroupant les programmes utiles à la modélisation a été construite. Elle regroupe tous les programmes nécessaires au calcul du champ magnétique (calcul du paramètre de McIlwain, calcul de la position des points miroir, calcul des champs magnétiques locaux et équatoriaux, changements de coordonnées (entre repères kronographique et magnétique, entre coordonnées

cartésiennes et sphériques), etc.) et permet un choix ou un changement facile entre les différents modèles de champ magnétique (champ dipolaire pur ou modèles d'ordre supérieur).

II.3.2. Champ magnétique externe

Un simple champ magnétique interne ne suffit plus au-delà de 8 rayons kroniens : des contributions externes apparaissent. D'une part, des gradients de pression dans le plasma de la magnétosphère créent des courants azimutaux, circulant de par et d'autre du plan équatorial. Ces courants produisent un anneau de courant (*Ring Current*) qui déforme les lignes de champ magnétique [*Connerney et al.*, 1983]. De plus, d'autres courants peuvent être créés par les interactions de la magnétosphère avec les satellites ou le nuage de neutres [*Khurana et al.*, 2007]. D'autre part, des courants sont générés par interaction entre le vent solaire et le champ magnétosphérique.

Quelques modèles de champ magnétique externe ont vu le jour, comme le modèle de *Maurice et al.* [1996] basé sur les données des sondes Pioneer 11 et Voyager, ou comme le modèle de *Alexeev et al.* [2006], basé sur les données des sondes Pioneer 11, Voyager et Cassini. *Maurice et al.* [1996] utilise le modèle de champ interne Z3 [*Connerney et al.*, 1982] pour décrire le champ interne de Saturne et le modèle d'anneau de courant de *Connerney et al.* [1983] pour ajouter la contribution du feuillet de plasma (*plasma sheet*). Cependant, ce modèle présente plusieurs faiblesses (figure A.II.9), notamment dans la région de la queue de la magnétosphère. *Alexeev et al.* [2006] utilise le modèle de champ interne Cassini SOI [*Dougherty et al.*, 2005] et également le modèle d'anneau de courant de *Connerney et al.* [1983]. Ce modèle est plus abouti que celui de *Maurice et al.* [1996], toutefois il ne prend en compte ni certains courants radiaux du plasma magnétosphérique ni la déformation du champ magnétique côté jour de la magnétosphère.

D'autres modèles ont été développés plus récemment, basés sur les travaux de *Tsyganenko* [1998, 2002a, 2002b] ayant pour but de modéliser la magnétosphère terrestre. Ces derniers modèles présentent de bonnes comparaisons avec les observations [*Dougherty et al. (a)*, 2009]. Malgré leurs quelques limitations, ils s'avèrent être de bons candidats pour décrire le champ magnétique de Saturne. La figure A.II.9 présente les principales faiblesses du modèle de *Alexeev et al.* [2006] en comparaison avec le modèle basé sur les travaux de *Tsyganenko* [*Dougherty et al. (a)*, 2009].

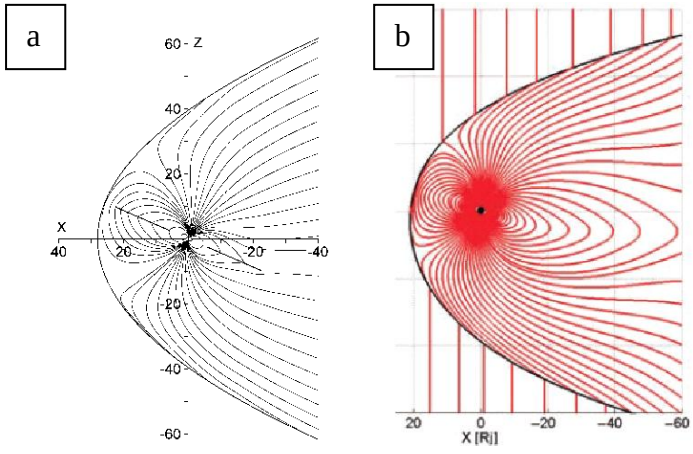


Figure A.II.9 Comparaison de deux modèles de champ magnétique (contributions interne et externe) : (a) le modèle de Alexeev [2006] et (b) les travaux de Tsyganenko [Dougherty et al. (a), 2009].

Aucun champ magnétique externe n’a été intégré à notre modèle de ceintures de radiations de Saturne.

B. Données

Les missions spatiales apportent de précieuses informations pour l'étude de l'environnement des planètes géantes. Les sondes permettent de mesurer les populations de particules, de prendre des photos, de relever la température, d'étudier la composition d'une atmosphère, de mesurer les champs magnétiques et/ou électriques, etc. Les données mesurées sont indispensables pour l'étude des ceintures de radiations : elles sont nécessaires à l'élaboration et à la validation des modèles physiques Salammbô, développés à l'ONERA (voir section C).

Plusieurs sondes spatiales ont visité la magnétosphère de Saturne. C'est le cas des sondes Pioneer 11 en 1979, Voyager 1 en 1980 et Voyager 2 en 1981, et de la sonde Cassini Huygens, dont le module Cassini est en orbite autour de Saturne depuis 2004. Les données in situ utilisées dans cette étude sont issues des instruments embarqués à bord des sondes Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini. La sonde Voyager 1 est restée à des distances trop grandes de Saturne pour être prise en compte dans cette étude.

L'ONERA-DESP possède une base de données recueillant les données des divers satellites et sondes spatiales ayant traversé les magnétosphères de la Terre, Jupiter ou Saturne. Cette base de données est un outil précieux pour les études des environnements de la Terre et des planètes géantes. Une des premières étapes dans ces travaux de thèse a été de mettre en place la base de données relative à Saturne en intégrant les données des sondes Pioneer 11 (GTT), Voyager 2 (LECP) et Cassini (MIMI LEMMS) (création de fichiers CDF).

Dans cette partie, nous allons décrire rapidement les différentes sondes et procéder à l'analyse des diverses données. Deux types de données seront utilisés : des mesures de particules mais également des mesures d'ondes. Les données dites « Particules » sont les données de comptage de particules des instruments GTT de la sonde Pioneer 11, LECP de la sonde Voyager 2 ainsi que MIMI LEMMS et CAPS ELS de la sonde Cassini, lors de leurs passages dans les ceintures de radiations de Saturne. Ces données sont utiles à la construction d'une condition aux limites du modèle (voir section D.I.1) et permettent de valider les résultats obtenus (voir section D). Les données dites « Ondes » sont les mesures d'ondes effectuées par l'instrument RPWS MFR/LFR de la sonde Cassini, en orbite autour de Saturne. Ces mesures permettent de définir les interactions ondes - particules à prendre en considération dans le modèle Salammbô (voir section C.III.5). Il s'agit dans cette partie de faire un point sur toutes les données nécessaires à la construction du modèle Salammbô (leur utilité, leur provenance, leur intégration à la base de données) et d'estimer leur qualité.

I. La sonde Pioneer 11

I.1. Description

La sonde Pioneer 11, issue du programme Pioneer de la NASA, fut la première sonde à entrer dans la magnétosphère de Saturne : lancée le 05 avril 1973, elle atteignit Saturne le 01 septembre 1979. Cette mission permit les premières photos de près de la planète et les premiers clichés des satellites naturels gravitant autour d'elle. Les découvertes furent nombreuses, notamment concernant les anneaux et les satellites. L'anneau F fut identifié et

des particules de poussière constituant les anneaux furent détectées dans la division de Cassini (et autres divisions) jusque là considérée comme vide. Le satellite Epiméthée (2,51 Rs) fut découvert et la température du satellite Titan (20,25 Rs) est trop basse pour qu'une quelconque forme de vie n'existe, malgré les traces de méthane et de composés organiques.

La figure B.I.1 présente la trajectoire de Pioneer 11 : la sonde s'est approchée à près de 1,36 Rs soit environ à 22000 km de la planète, avec une trajectoire inclinée de 17° par rapport à l'écliptique. Elle est passée dans la région des anneaux denses (L < 2,3).

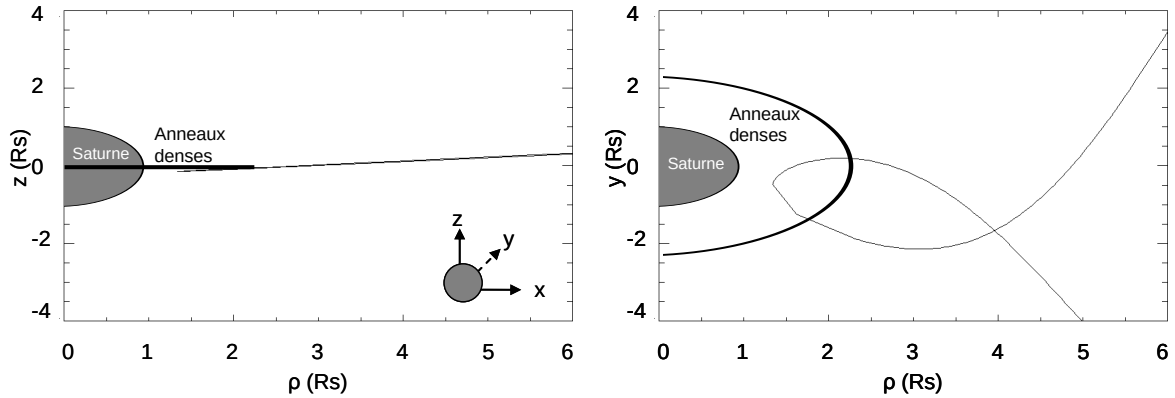


Figure B.I.1 Trajectoire de la sonde Pioneer 11 lors de son survol de Saturne, dans les plans (x, z) et (x, y).

La figure B.I.2 présente la sonde Pioneer 11 et les différents instruments embarqués à son bord. D'une masse totale de 258 kg, elle est constituée d'une antenne principale parabolique de 2,74 mètres de diamètre accueillant derrière elle de nombreux instruments, comme un analyseur plasma ou un radiomètre infrarouge (figure B.I.2). Deux armatures supportent des générateurs thermoélectriques utiles à l'alimentation de la sonde : ils fournissent une puissance totale de 165 W. Enfin, une longue perche soutient un magnétomètre, servant à mesurer le champ magnétique. Il est intéressant de noter que la sonde Pioneer 11, comme son homologue Pioneer 10, porte une plaque métallique destinée à délivrer un message (figure B.I.2): un homme et une femme, représentés nus et plusieurs symboles (raie d'émission de l'hydrogène, position relative du Soleil au centre de la galaxie, système solaire, schéma de la sonde) fournissent des informations sur l'origine des sondes.

Parmi les divers instruments (au nombre de 12), le compteur Geiger sera très utile dans cette étude. Aussi appelé *Geiger Tube Telescope* (GTT), cet instrument mesure les flux de particules dans la magnétosphère de Saturne [*Van Allen et Randall*, 1985 ; *Van Allen et al.*, 1980]. D'une masse d'environ 30 kg, il nécessite une puissance de 25 W à lui seul. Il est composé de plusieurs détecteurs : six détecteurs de type Geiger, appelés A, B, C, D, E et F, et un détecteur plus mince (28 microns d'épaisseur) appelé G, dont les différentes combinaisons (par exemple B+C ou A+C) permettent de mesurer les différentes particules (électrons, protons) à différentes énergies. Ainsi, la combinaison A+C est destinée à mesurer des électrons d'énergie comprise entre 0,04 et 21 MeV et des protons d'énergie comprise entre 0,61 et 80 MeV [*Van Allen et al.*, 1980]. Le tableau B.I.1 présente les différents canaux de mesures de l'instrument GTT.

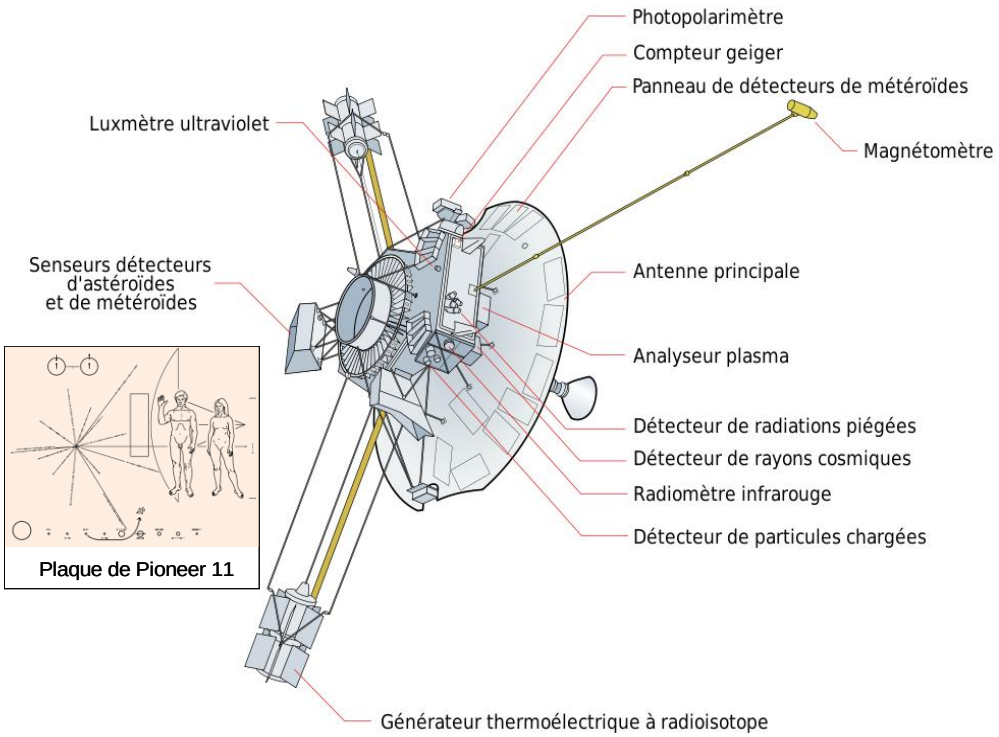


Figure B.I.2 Description de la sonde Pioneer 11 et de ces divers instruments de mesure. (http://fr.wikipedia.org/wiki/Pioneer_11 ; http://fr.wikipedia.org/wiki/Plaque_de_Pioneer)

Détecteur(s)	Energie (MeV)	
	Electrons	Protons
A - C	0,04 < E < 21	0,61 < E < 80
B - C	0,56 < E < 21	9 < E < 80
G	-	0,61 < E < 3,41
C	E > 21	E > 80
D	E > 31	E > 80

Tableau B.I.1 Canaux de mesures de l'instrument GTT de la sonde Pioneer 11.

Il est important de noter que la principale difficulté dans l'exploitation des données réside dans l'identification de l'espèce majoritaire mesurée. Par exemple, pour la combinaison A+C de l'instrument GTT, il a été démontré que les détecteurs mesuraient uniquement des électrons d'énergie supérieure à 0,04 MeV [*Van Allen et al.*, 1980]. Plusieurs études ont montré que les comptages mesurés par les détecteurs GTT, à l'exception du détecteur G, sont majoritairement des électrons énergétiques [*Baker et Van Allen*, 1977 ; *Sicard*, 2004 ; *Van Allen et al.*, 1980].

I.2. Données

Dans cette étude, les mesures se présentent sous forme de flux d'électrons omnidirectionnels intégrés ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) pour différentes gammes d'énergie : E > 0,04 MeV ; E > 0,56 MeV ; E > 21 MeV ; E > 31 MeV. Les valeurs de flux sont étalées dans le temps entre le 29 août 1979 (23:46:09 UT) et le 04 septembre 1979 (17:44:25 UT) avec une résolution temporelle de 115 secondes.

Les données brutes sont issues du site public de téléchargement de données en ligne : http://ppi.pds.nasa.gov/. Les données traitées et intégrées à la base de données se présentent sous la forme d'un fichier CDF (*Common Data Format*). Ce fichier CDF regroupe les valeurs explicitées dans le tableau B.I.2 Ainsi, un fichier CDF contient les valeurs de flux mesurés pour chaque canal en énergie, mais aussi les positions de la sonde, les lignes de champ rencontrées, les valeurs de champ magnétique local et équatorial, les valeurs d'angle d'attaque local et équatorial mais aussi des commentaires utiles à l'utilisation des données.

Il est important de noter que des doutes existent quant à la mesure du canal E > 0,04 MeV. *Van Allen et al.* [1980] affirme que pour des valeurs en L inférieures à environ 5, aucun électron entre 0,04 et 0,56 MeV n'est détecté. La figure B.I.3 illustre ce phénomène en présentant les flux mesurés par la sonde Pioneer 11 pour les canaux en énergie E > 0,04 MeV et E > 0,56 MeV.

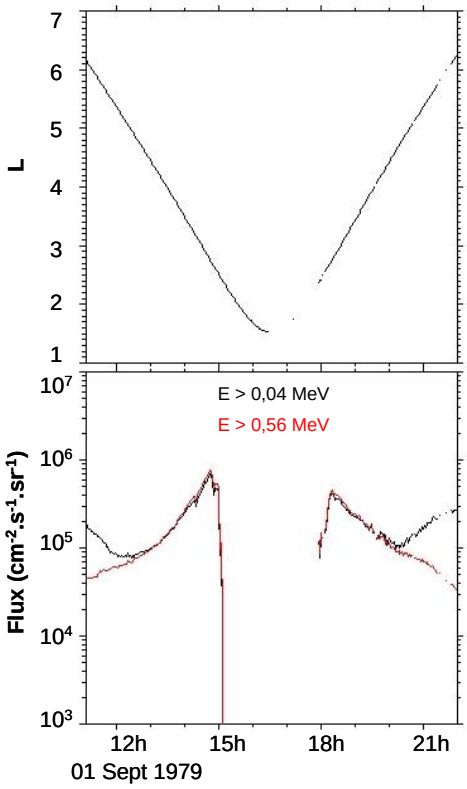


Figure B.I.3 Flux mesurés par les canaux E > 0,04 MeV (en noir) et E > 0,56 MeV (en rouge) de la sonde Pioneer 11 en fonction du temps. Les valeurs en L en fonction du temps sont également représentées sur le haut de la figure.

Il est facile de remarquer que pour des valeurs en L < 5 les flux mesurés par le canal E > 0,04 MeV sont identiques à ceux mesurés par le canal E > 0,56 MeV. Par conséquent, la figure B.I.3 confirme les doutes émis par *Van Allen et al.* [1980] : le canal de mesure E > 0,04 MeV ne mesure pas les électrons ayant une énergie comprise entre 0,04 et 0,56 MeV pour des valeurs en L inférieures à 5. Notre modèle étant construit pour des L < 6, ce canal en énergie ne sera donc pas utilisé. Il est important de garder à l'esprit que ces données ne représentent qu'un seul passage dans les ceintures de radiations de Saturne.

Nom	Grandeur	Détails des tableaux
Epoch	Temps (ms)	Temps écoulé en milli secondes depuis le 01 janvier 0000 à 00:00:00.000
Position	Distance (km)	Coordonnées cartésiennes (x,y,z) dans le repère kronographique KGLH (Kronographic Left Handed).
B_calc	Champ Magnétique (nT)	Champ magnétique local.
B_Eq	Champ magnétique (nT)	Champ magnétique à l'équateur (sur une même ligne de champ).
L	Ligne de Champ	Paramètre de McIlwain caractérisant la ligne de champ.
MLT	Magnetic Local Time (h)	Définit le côté jour ou nuit.
I	Invariant Intégral	Invariant intégral issu du deuxième invariant.
Alpha	Angle (rad)	Angle d'attaque local.
Alpha_Eq	Angle (rad)	Angle d'attaque équatorial.
FEIO	Flux ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$)	Valeur de Flux. (F: flux ; E: electron (P: protons ; A: hélium ; I: ions lourds) ; I: intégré (D: différentiel) ; O: Omnidirectionnel (U: unidirectionnel)).
FEIO_Quality	Nombre entier	Entier de 0 à 5 où 0 correspond à une bonne mesure de flux et 5 à une mesure de flux dans le bruit de fond.
FEIO_Energy	Energie (MeV)	Energie des différents canaux.
FEIO_LABL	Ligne de caractères	Description de la sonde, de l'instrument, commentaires divers sur les flux, les énergies,etc.

Tableau B.I.2 Grandeurs disponibles en sortie d'un fichier CDF pour des données "Particules".

II. La sonde Voyager 2

II.1. Description

Initialement prévue en cas d'échec de la mission Voyager 1, la sonde Voyager 2, issue du programme Voyager de la NASA, fut lancée le 20 août 1977 et atteignit Saturne le 26 août 1981. La mission Voyager 1 étant un succès, la sonde Voyager 2 se concentra sur l'étude des couches externes de l'atmosphère de Saturne grâce à des instruments embarqués plus performants. Elle fournit également des photographies de meilleure résolution des satellites de Saturne.

La figure B.II.1 présente la trajectoire de Voyager 2 : la sonde s'est approchée à environ 2,67 Rs, soit environ à 101000 km de la planète, avec une trajectoire inclinée de ±30° par rapport à l'écliptique. Elle n'est pas passée dans la région des anneaux denses (L < 2,3).

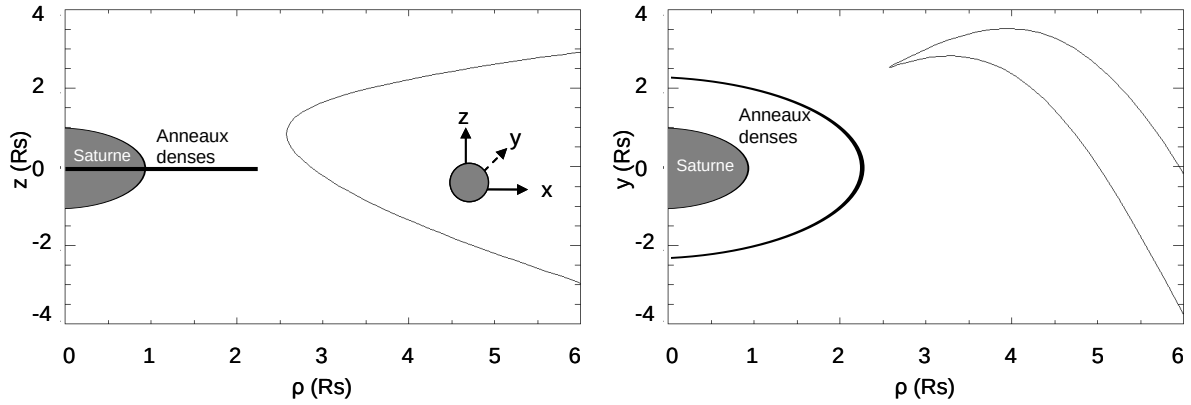


Figure B.II.1 Trajectoire de la sonde Voyager 2 lors de son survol de Saturne, dans les plans (x, z) et (x, y).

La figure B.II.2 présente la sonde Voyager 2 et les différents instruments embarqués à son bord. D'une masse de plus de 700 kilos, la sonde Voyager 2 est environ trois fois plus lourde que la sonde Pioneer 11. De plus, elle nécessite une puissance totale bien supérieure à celle de Pioneer 11(420 W pour Voyager 2 contre 165 W pour Pioneer 11). La composition de la sonde Voyager 2 est similaire à celle de Pioneer 11 : la sonde est constituée d'une antenne parabolique de 3,66 mètres de diamètre accueillant derrière elle quelques instruments de mesure comme un analyseur plasma (PWS pour *Plasma Wave System* [*Scarf et al.*, 1982]). Un premier bras, de 2,5 mètres de long, soutient la majorité des instruments de mesure, comme un spectromètre ultraviolet (UVS pour *UltraViolet Spectrometer* [*Broadfoot et al.*, 1977]) ou un détecteur de rayons cosmiques (CRS pour *Cosmic Ray System* [*Stone et al.*, 1977]) ainsi que les caméras nécessaires à la prise de photos de la planète et des satellites. Un deuxième bras supporte les générateurs thermoélectriques et une perche de 13 mètres de long accueille un magnétomètre. Tout comme les sondes Pioneer, les sondes Voyager transportent un message (figure B.II.2): un disque de cuivre est gravé de quelques symboles de l'humanité (position de la Terre dans le système solaire, pierre de rosette et autres grandeurs physiques) et contient également des photographies de différents lieux sur Terre et des extraits sonores et enregistrements reflétant l'activité humaine.

Parmi les nombreux instruments, le détecteur de particules de faible énergie, communément appelé LECP (*Low Energy Charged Particles*) mesure les flux de particules dans la magnétosphère de Saturne [*Krimigis et al.*, 1977, 1983 ; *Peletier et al.*, 1977] : les données de cet instrument seront donc utiles à notre étude. D'une masse de 7,5 kg, il nécessite une puissance moyenne de 3,8 W. Il est composé de deux sous systèmes de détecteurs LEMPA (pour *Low Energy Magnetospheric Particle Analyzer*) et LEPT (pour *Low Energy Charged Particle Telescope*) ayant chacun plusieurs détecteurs. Le sous-système LEMPA est destiné à séparer les espèces grâce à un alliage magnétique qui dévie les électrons, de façon à ce que les détecteurs de LEMPA mesurent un seul type de particule, soit des électrons, soit des protons. Le sous-système LEPT permet quant à lui de mesurer les distributions en énergies. Le tableau B.II.1 présente les différents canaux de mesure de l'instrument LECP.

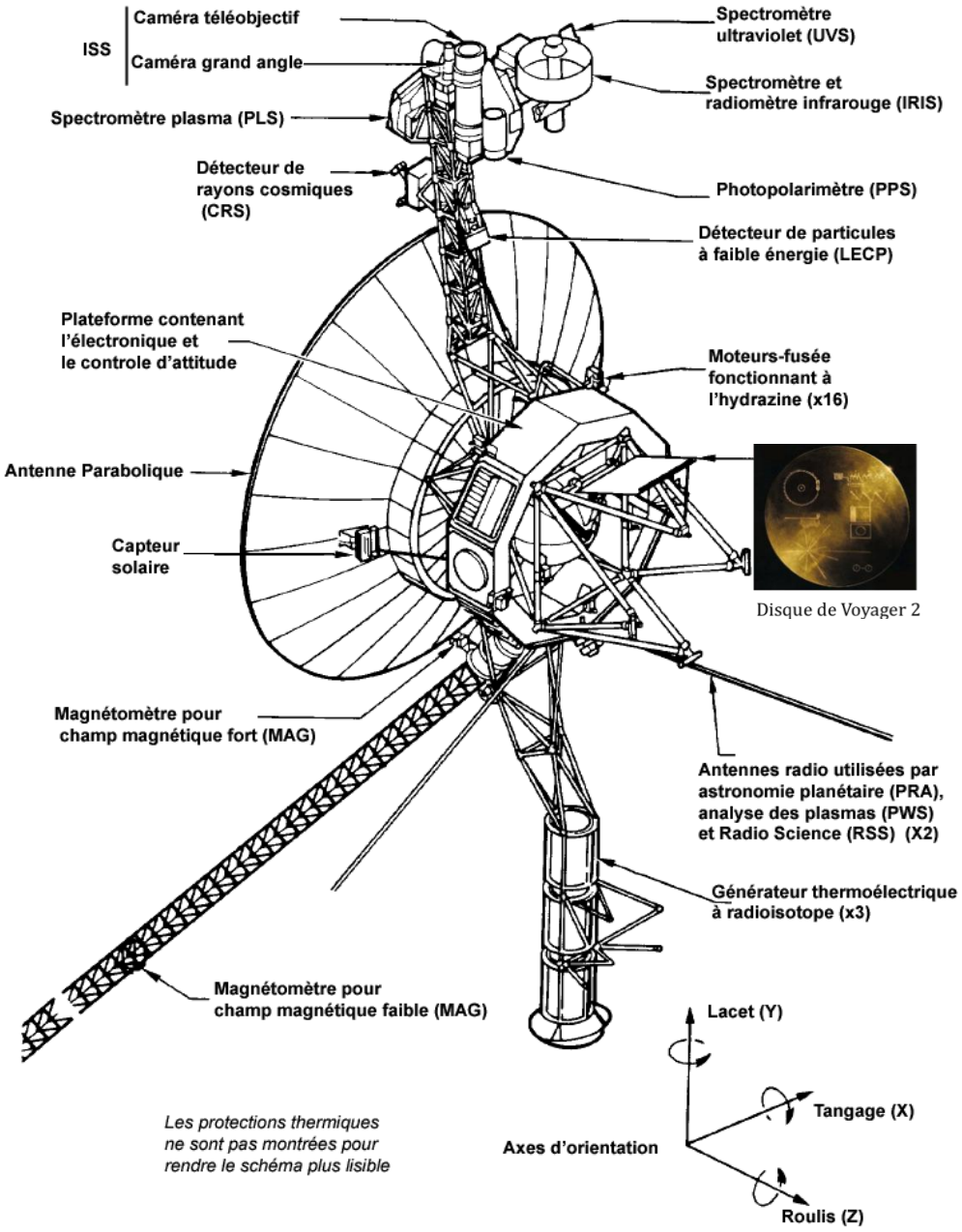


Figure B.II.2 Description de la sonde Voyager 2 et de ces divers instruments de mesure. (http://fr.wikipedia.org/wiki/Programme_Voyager ; http://fr.wikipedia.org/wiki/Voyager_Golden_Record)

Electrons		Protons	
Détecteur	Energie (MeV)	Détecteur	Energie (MeV)
Eβ01			
			0,540 < E < 0,99
Eβ07			

Tableau B.II.1 Canaux en énergie de l'instrument LECP de la sonde Voyager 2.

II.2. Données

Dans cette étude, les mesures se présentent sous forme de flux omnidirectionnels différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) pour différentes gammes d'énergie : (MeV) 0,022 < E < 0,035 ; 0,035 < E < 0,061 ; 0,061 < E < 0,112 ; 0,112 < E < 0,183 ; 0,250 < E < 0,480 ; 0,480 < E < 0,853 ; 0,850 < E < 1,2.

Les données brutes sont issues du site public de téléchargement de données en ligne : http://ppi.pds.nasa.gov/. Elles se présentent sous la forme de deux fichiers différents : un fichier « flux » (.ascii) et un fichier « éphéméride » (.CSV). Le fichier « flux » regroupe les valeurs de temps, de champ magnétique local et équatorial, les valeurs d'énergies minimales et maximales et les valeurs de flux différentiels omnidirectionnels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) correspondant aux différents canaux de l'instrument LECP (0,022 < E < 0,035 MeV ; 0,035 < E < 0,061 MeV ; 0,061 < E < 0,112 MeV ; 0,112 < E < 0,183 MeV ; 0,250 < E < 0,480 MeV ; 0,480 < E < 0,853 MeV ; 0,850 < E < 1,2 MeV). La résolution temporelle est de 900 secondes entre le 25 août 1981 (00:00:00 UT) et le 26 aout 1981 (23:31:20 UT). Le fichier « éphéméride » contient les valeurs de temps et les coordonnées sphériques de la sonde dans le repère kronographique KGRH (r (km), latitude (°), longitude (°)).

A partir de ces deux fichiers, des fichiers CDF ont été créés afin d'intégrer les données de la sonde Voyager 2 (LECP) dans la base de données de l'ONERA-DESP. Ces données ne présentent pas de doutes connus quant à leur validité : aucune contamination n'a été justifiée pour les canaux de mesure des flux d'électrons de l'instrument LECP. Cependant, il convient de rester prudent quant à leur utilisation : ces données sont issues d'un seul passage de la sonde Voyager 2 autour de Saturne.

III. La sonde Cassini - Huygens

La mission Cassini-Huygens est une mission commune à la NASA, à l'Agence Spatiale Européenne (ESA) et à l'Agence Spatiale Italienne (ISA). La sonde Cassini-Huygens, lancée le 15 octobre 1997, est formée de deux modules différents : l'orbiteur Cassini destiné à l'étude de Saturne et de son environnement et le module Huygens destiné à explorer l'atmosphère et la surface du satellite Titan (20,25 Rs). La sonde atteignit la

magnétosphère de Saturne le 1er juillet 2004. Le module Huygens fut libéré par Cassini le 25 décembre 2004 et commença son acheminement vers Titan pour s'y poser le 14 janvier 2005. Les objectifs de la sonde Cassini sont multiples : déterminer la structure tridimensionnelle des anneaux de Saturne ; déterminer la composition de surface des satellites et ainsi fournir des informations sur l'histoire géologique des diverses lunes, avec une attention particulière pour Titan et pour le matériau sombre présent sur la surface de Japet ; étudier la structure et la dynamique de la magnétosphère kronienne ; étudier l'atmosphère de Saturne ou encore caractériser la variabilité dans le temps des nuages et des brumes de Titan. Les objectifs de la sonde Huygens sont axés sur Titan : mesurer l'abondance des constituants atmosphériques ; caractériser la météorologie de Titan (par rapport à la physique des nuages, des éclairs et de la circulation générale) ou encore examiner la topologie, la composition et l'état physique de la surface de Titan. Forte de son succès, la mission qui devait initialement être arrêtée en 2008, se voit prolongée jusqu'en 2017.

La figure B.III.1 présente la trajectoire du module Cassini orbitant autour de Saturne entre juin 2004 et décembre 2010. En juillet 2004, la sonde s'est approchée à une altitude de près de 1,3 Rs, soit environ 18000 km de la planète, dans la région des anneaux denses. Lors de ses nombreux passages près de la planète, la sonde Cassini ne s'est plus jamais approchée à une telle distance de la planète (L < 2,3) à cause des anneaux et de diverses collisions et endommagements possibles. Les inclinaisons de la sonde sont variées : la trajectoire a pu être équatoriale comme inclinée à ±30° (voire plus) par rapport à l'écliptique.

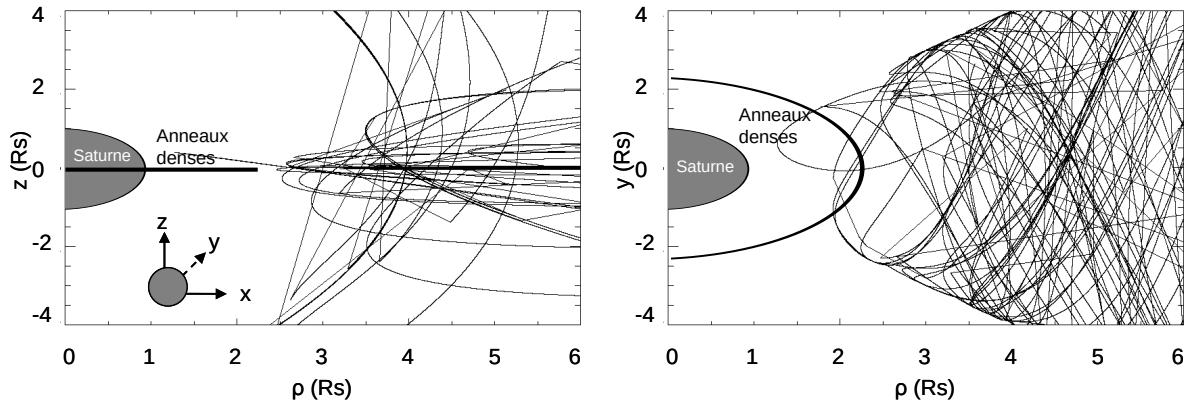


Figure B.III.1 Trajectoire de la sonde Cassini lors de ses diverses orbites autour de Saturne dans les plans (x, z) et (x, y).

La figure B.III.2 présente la sonde Cassini et son module Huygens, ainsi que tous les instruments embarqués à leurs bords. La sonde Cassini Huygens est la plus lourde des sondes envoyées vers Saturne : le module Cassini a une masse à lui seul de plus de 2150 kg contre 350 kg pour le module Huygens. Cette sonde est considérablement plus lourde que les précédentes sondes Pioneer 11 et Voyager 2 mais elle ne nécessite qu'une puissance de 640 W. D'une hauteur de 6,8 mètres, elle est constituée d'une antenne parabolique de 4 mètres de diamètre, de multiples instruments de mesures, comme un spectromètre de masse pour les ions et les particules neutres (INMS pour *Ion and Neutral Mass Spectrometer* [*Waite et al.*,2004]), de diverses caméras, du module Huygens (*Huygens Probe*), libéré par la suite, et d'une perche de 11 mètres de long accueillant un magnétomètre (*Magnetometer boom*) et de trois antennes électriques et un magnétomètre alternatif tri axial pour la mesure d'ondes dans la magnétosphère de Saturne (*Radio Plasma Wave Science* (*RPWS) Antenna* [*Gurnett et al.,* 2004]).

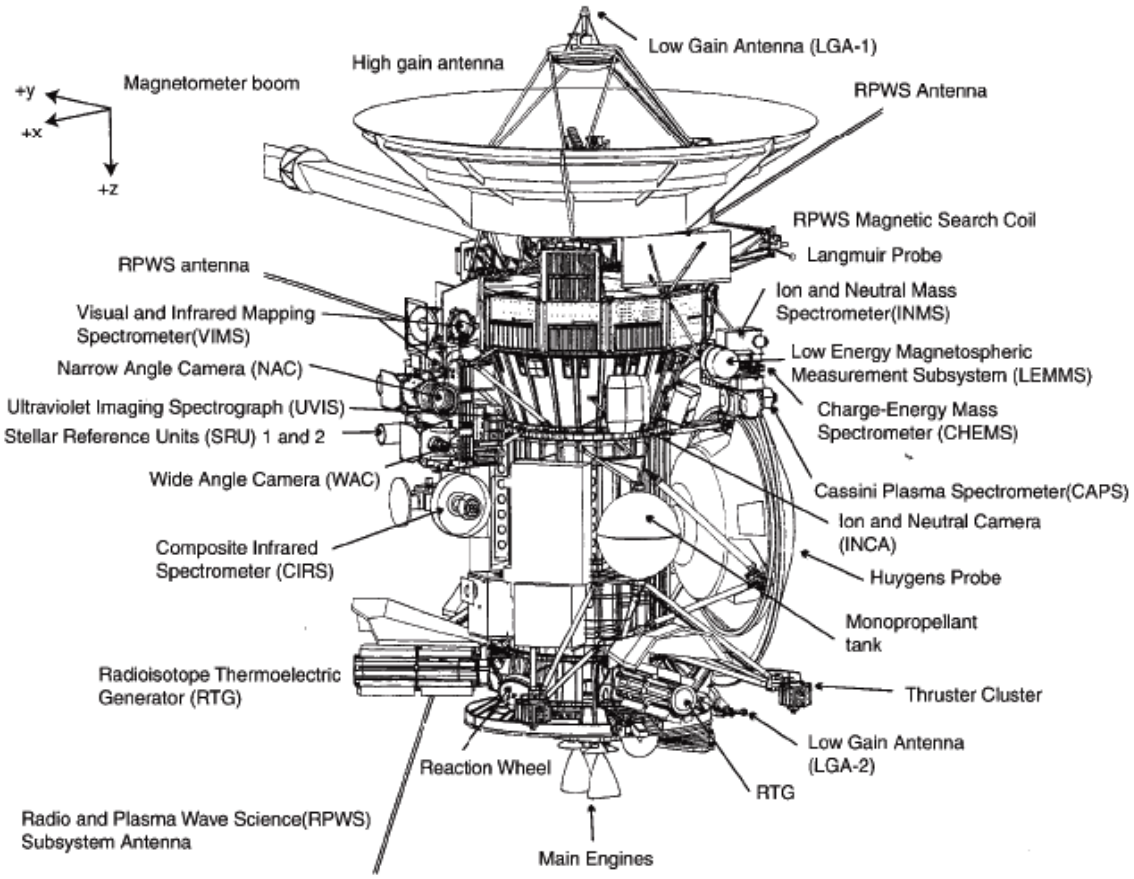


Figure B.III.2 La sonde Cassini et ses divers instruments de mesure. [Schippers, 2009]

Les mesures de plusieurs instruments de la sonde Cassini vont être utilisées dans cette étude : celles de l'instrument MIMI (pour *Magnetospheric Imaging Instrument* [*Krimigis et al.,* 2004]), de l'instrument CAPS (pour *Cassini Plasma Spectrometer* [*Young et al.,* 2004]) pour les comptages de particules et celles de l'instrument RPWS (pour *Radio Plasma Wave Science*) pour les mesures d'ondes.

Dans le cadre de cette étude, pour chaque instrument de mesure, la totalité des données recueillies représente 50 jours. Un jour de mesure est défini depuis 00:00:01.000 UT jusqu'à 23:59:55.000 UT avec une résolution temporelle de 4 secondes. Le tableau B.III.1 regroupe les jours utilisés dans ces travaux en date et en jour de l'année correspondant. Les jours choisis correspondent aux jours pour lesquels la sonde a traversé les lignes de champs $L < 6$ (région du modèle Salammbô).

Année 2004 - 2005		Année 2006 - 2007 - 2008		Année 2009 - 2010	
Date	Jour	Date	Jour	Date	Jour
30/06/2004	2004182	09/09/2006	2006252	26/07/2009	2009207
01/07/2004	2004183	21/11/2006	2006325	13/10/2009	2009286
14/12/2004	2004349	26/05/2007	2007146	14/10/2009	2009287
15/12/2004	2004350	27/06/2007	2007178	01/11/2009	2009305
12/02/2005	2005048	28/06/2007	2007179	02/11/2009	2009306
09/03/2005	2005068	29/08/2007	2007241	21/11/2009	2009325
29/03/2005	2005088	30/09/2007	2007273	26/12/2009	2009360
15/04/2005	2005105	03/12/2007	2007337	26/01/2010	2010026
02/05/2005	2005122	11/03/2008	2008072	27/01/2010	2010027
21/05/2005	2005141	11/04/2008	2008102	14/02/2010	2010045
14/07/2005	2005195	11/08/2008	2008224	07/04/2010	2010097
02/08/2005	2005214	08/10/2008	2008282	27/04/2010	2010117
24/09/2005	2005267	09/10/2008	2008283	28/04/2010	2010118
11/10/2005	2005284	31/10/2008	2008305	18/05/2010	2010138
12/10/2005	2005285	16/11/2008	2008321	13/08/2010	2010225
		24/11/2008	2008329	14/08/2010	2010226
				30/11/2010	2010334
				21/12/2010	2010355

Tableau B.III.1 Jours de mesure de la sonde Cassini utilisés dans cette étude (jours pour lesquels la sonde Cassini a rencontré des valeurs de L inférieures à 6).

III.1. L'instrument MIMI LEMMS du module Cassini

III.1.1. Description

L'instrument MIMI (16 kg ; 14 W) est composé de trois capteurs : le capteur LEMMS (pour *Low Energy Magnetospheric Measurement Subsystem*), le capteur CHEMMS (pour *Charge-Energy Mass Spectrometer*) et le capteur INCA (pour *Ion and Neutral Camera*). Dans cette étude, nous nous intéressons uniquement au capteur LEMMS qui mesure le flux de particules dans la magnétosphère de Saturne pour des particules ayant des énergies comprises entre 0,018 et 21 MeV [*Krimigis et al.*, 2004 ; *Roussos et al.*, 2007].

Le capteur LEMMS (figure B.III.3) est équipé d'un détecteur à double ouverture destiné à mesurer ions et électrons énergétiques: la première extrémité du détecteur mesure des électrons d'énergie de 0,015 à 0,884 MeV (LET pour *Low Energy Telescope*) et la deuxième extrémité mesure des électrons d'énergie de 0,1 à quelques dizaines de MeV (HET pour *High Energy Telescope*). Onze capteurs (appelés E1, E2, F1, F2, A, B, D1, D2, D3a, D3b, D4) permettent ensuite d'avoir des distributions en énergie plus fines et définissent ainsi des canaux en énergie (tableau B.III.2). Les espèces sont séparées à l'intérieur de l'instrument grâce à un champ magnétique non uniforme, crée par un aimant permanent.



Figure B.III.3 L'instrument MIMI LEMMS. (http://www.mps.mpg.de/de/projekte/cassini/mimi/index_print.html)

L'instrument est monté sur une plateforme tournante (figure B.III.3) afin de mesurer les particules provenant de toutes directions : le mouvement de la sonde, combiné à la rotation de la plate-forme, devait originellement couvrir la sphère 3D du champ de mesure. Cependant, il faut noter que cette plateforme a du être bloquée suite à un problème technique survenu quelques mois après l'arrivée de Cassini dans la magnétosphère de Saturne. La position choisie le fut pour éviter les effets d'écrantage des antennes et les perturbations dues aux générateurs et propulseurs. Ceci empêche d'avoir une bonne couverture spatiale dans les mesures [*Roussos et al.*, 2007].

III.1.2. Données

Dans cette étude, les données utilisées se présentent sous la forme de flux omnidirectionnels différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) pour différentes gammes d'énergie. Le tableau B.III.2 présente les canaux utilisés.

Canal	Energie (Mev)	Canal	Energie (Mev)
C0	0,018 < E < 0,040	E0	0,110 < E < 0,365
C1	0,027 < E < 0,048	E1	0,220 < E < 0,485
C2	0,041 < E < 0,060	E2	0,340 < E < 1,350
C3	0,056 < E < 0,100	E3	0,600 < E < 4,950
C4	0,092 < E < 0,183	E4	0,790 < E < 4,750
C5	0,175 < E < 0,300	E6	1,600 < E < 21
C6	0,265 < E < 0,550	E7	7 < E < 20
C7	0,510 < E < 0,832		

Tableau B.III.2 Canaux en énergie de l'instrument MIMI LEMMS de la sonde Cassini.

Les données de l'instrument MIMI LEMMS de la sonde Cassini sont des données très précieuses dans cette étude de par la quantité de mesures qu'elles apportent. Ces données permettent non seulement de construire la condition aux limites du modèle (voir section D.I.1), de valider les résultats obtenus (voir section D) mais aussi de faire une analyse plus approfondie de l'effet d'Encelade sur les particules des ceintures de radiations et de son nuage de particules neutres (voir section D.III).

Les données brutes sont issues du logiciel de téléchargement MIDL (http://sd-www.jphuapl.edu/MIMI/MIDL) dont l'accès est règlementé. Les données recueillies

regroupent les valeurs de temps, de L (paramètre de McIlwain), les coordonnées sphériques dans le repère kronographique (r (km), latitude (°), longitude (°)) et les flux différentiels omnidirectionnels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) des différents canaux en énergie de 0,018 à 21 MeV (voir tableau B.III.2). Les données sont générées jour par jour, impliquant un fichier ASCII (.dat) par jour de mesure regroupant tous les canaux en énergie.

Les données brutes ont été intégrées dans la base de données de l'ONERA-DESP. Plusieurs fichiers CDF ont du être construits : un par jour de mesure. Chaque fichier CDF regroupe les informations listées dans le tableau B.I.2. Les données ont ensuite été analysées en termes de contamination, de saturation ou tout autre problème dans les mesures. Cette analyse a permis de montrer que les données peuvent parfois être contaminées par les photons : cette contamination serait due à des réflexions de lumière solaire sur le corps du satellite [*Roussos et al.*, 2007]. De même, des flux de valeurs anormalement élevées sont mesurés de façon sporadique [*Roussos et al.*, 2007]. La figure B.III.4 montre un exemple de flux d'électrons mesurés par la gamme C0 de Cassini MIMI LEMMS le 21/12/2010 (2010355). La contamination par les photons ainsi que les mauvaises mesures sporadiques sont clairement visibles sur cette figure. Un nettoyage des données a été effectué pour chaque fichier CDF (pour chaque jour et chaque canal) et les mauvaises mesures ont été écartées.

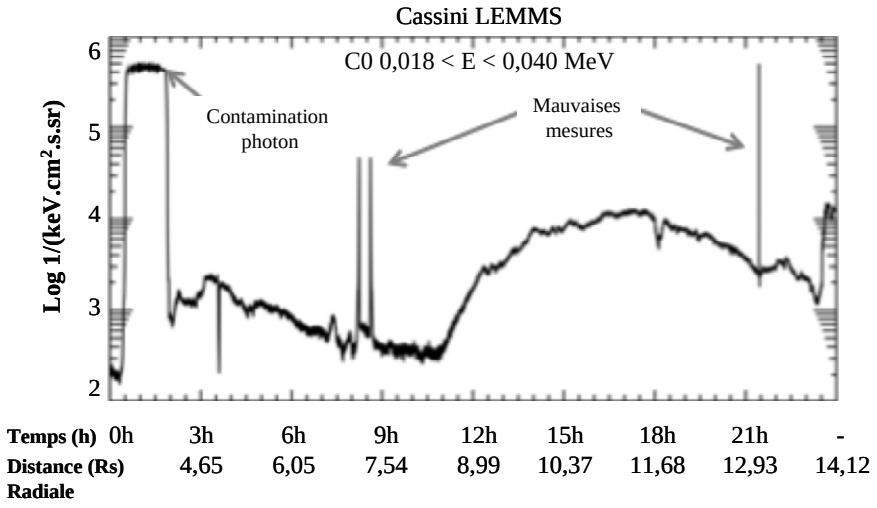


Figure B.III.4 Exemple de contamination photon et de mauvaises mesures dans les flux mesurés par l'instrument MIMI LEMMS de la sonde Cassini pour le 21/12/2010 (2010355).

Tout comme pour les instruments GTT (Pioneer 11) ou LECP (Voyager 2), il est important de comprendre la complexité de séparer correctement les espèces (électrons et ions) et de collecter les électrons d'énergie voulue dans les bons canaux en énergie. Il est admis que les détecteurs d'électrons de l'instrument MIMI LEMMS mesurent effectivement des électrons, sans contamination autre que celles des photons [*Armstrong et al.*, 2009 ; *Krimigis et al.*, 2004 ; *Krupp et al.*, 2009 ; *Roussos et al.*, 2011].

Cependant, des incertitudes sur les énergies des électrons mesurés perdurent (communication personnelle avec E. Roussos du Max Planck Institute, Allemagne) [*Roussos et al.*, 2007]. Ainsi, des doutes existent sur les mesures de basse énergie de l'instrument MIMI LEMMS. Par exemple, le canal E0, destiné à mesurer des électrons entre 0,110 et 0,365 MeV, pourrait détecter également des électrons d'énergie supérieure à 2 MeV [*Krupp et al.*, 2009] (communication personnelle avec E. Roussos du Max Planck Institute, Allemagne). De même, les canaux C de faible énergie (C0 à C3) sont incertains : les flux mesurés seraient

corrects pour des valeurs de L supérieures à 3 [*Paranicas et al.*, 2011] (communication personnelle avec E. Roussos du Max Planck Institute, Allemagne).

III.2. L'instrument CAPS ELS du module Cassini

III.2.1. Description

L'instrument CAPS (12,5 kg ; 14,5 W) est composé de plusieurs détecteurs : le spectromètre ELS (pour *Electron Spectrometer*), le spectromètre IBM (pour *Ion Beam Spectrometer*) et le spectromètre IMS (pour *Ion Mass Spectrometer*) (figure B.III.5). Dans cette étude, seules les données du spectromètre ELS seront utilisées : le détecteur ELS mesure les flux d'électrons de très faible énergie, comprise entre 0,58 eV et 0,028 MeV [*Young et al.*, 2004].

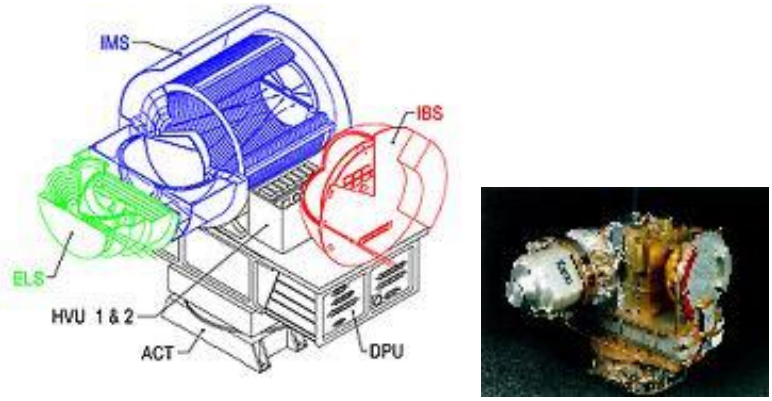


Figure B.III.5 L'instrument CAPS et ses différents capteurs, dont le capteur ELS. (http://spaceweb.oulu.fi/projects/cassini/large_caps.html; http://www.mssl.ucl.ac.uk/planetary/missions/Cassini/cassini_inst.php)

Le capteur ELS (en vert sur la figure B.III.5) est équipé d'un collimateur par lequel les particules pénètrent dans le détecteur, d'un analyseur électrostatique pour déterminer la charge des particules et de galettes à micro canaux qui jouent le rôle de collecteur. Le capteur ELS couvre 63 canaux en énergie dont le dernier mesure des électrons entre 0,024 et 0,028 MeV. Ce canal sera considéré comparable au canal de plus faible énergie de l'instrument MIMI LEMMS (C0), collectant des électrons entre 0,018 et 0,040 MeV en énergie (voir section B.III.1).

III.2.2. Données

Dans cette étude, les données sont sous la forme de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) dans différentes gammes d'énergie. Seuls 21 canaux de mesure de l'instrument CAPS ELS sont utiles à notre étude de par les conditions aux limites choisies : nous nous intéressons aux électrons piégés ayant une énergie comprise entre 1 keV et 10 MeV. Le tableau B.III.3 présente les canaux utilisés.

N°	Energie (keV)	N°	Energie (keV)	N°	Energie (keV)
1	23,971 < E < 28,253	8	7,991 < E < 9,346	15	2,663 < E < 3,116
2	20,470 < E < 23,971	9	6,830 < E < 7,991	16	2,276 < E < 2,663
3	17,507< E < 20,470	10	5,837 < E < 6,830	17	1,945 < E < 2,276
4	14,965 < E < 17,507	11	4,990 < E < 5,837	18	1,663 < E < 1,945
5	12,786 < E < 14,965	12	4,264 < E < 4,990	19	1,422 < E < 1,663
6	10,932 < E < 12,786	13	3,645 < E < 4,264	20	1,215 < E < 1,422
7	9,346 < E < 10,932	14	3,116 < E < 3,645	21	1,039 < E < 1,215

Tableau B.III.3 Canaux en énergie de l'instrument CAPS ELS de la sonde Cassini.

Dans cette étude, les données de l'instrument CAPS ELS de la sonde Cassini sont utilisées uniquement pour la construction d'une condition aux limites du modèle (voir section D.I.1).

Les données brutes sont issues du logiciel MIDL, qui a servi à générer les données de l'instrument MIMI LEMMS (voir section B.III.1). Les données de l'instrument CAPS ELS recueillies regroupent les valeurs de temps, de L (paramètre de McIlwain), les latitudes (°) rencontrées par la sonde ainsi que les huit valeurs de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) mesurés par huit anodes différentes pour un canal en énergie donné. Les données se présentent sous la forme de plusieurs fichiers ASCII (.dat) au nombre de 21 par jour de mesure.

Ces données n'ont pas été intégrées à la base de données de l'ONERA-DESP du fait qu'elles n'ont pas été utilisées pour valider les résultats obtenus par le modèle Salammbô développé. Pour s'assurer de la validité de ces données, elles ont été comparées aux données MIMI LEMMS. En effet, le canal de plus forte énergie de l'instrument CAPS ELS (canal N°1 ; 23,971 < E < 28,253 keV) d'énergie moyenne 26,040 keV peut être considéré comme comparable au canal de plus faible énergie de l'instrument MIMI LEMMS (canal C0 ; 18 < E < 40 keV) d'énergie moyenne 26,80 keV. Le résultat est décrit ci-dessous.

La figure B.III.6 représente le flux moyen ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) des données MIMI LEMMS (en noir) et CAPS ELS (en gris clair) en fonction de l'énergie des électrons mesurés. Le canal N°1 (CAPS ELS) présente des valeurs de flux supérieures à celles du canal C0 (MIMI LEMMS) : une différence d'environ une décade est visible (voir figure B.III.6). Cet écart entre les deux spectres (CAPS ELS et MIMI LEMMS) est majoritairement dû à une contamination par les particules pénétrantes des ceintures de radiations [*Schippers*, 2009]. Il convient d'ajuster les valeurs de flux du canal N°1 (CAPS ELS) afin de les accorder avec les valeurs de flux du canal C0 (MIMI LEMMS) [*Schippers*, 2009] (communication personnelle avec P. Garnier de l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, France) (CAPS ELS corrigé en gris foncé sur la figure B.III.6). Ainsi, toutes les mesures de l'instrument CAPS ELS (pour toutes les énergies) ont été rabaissées.

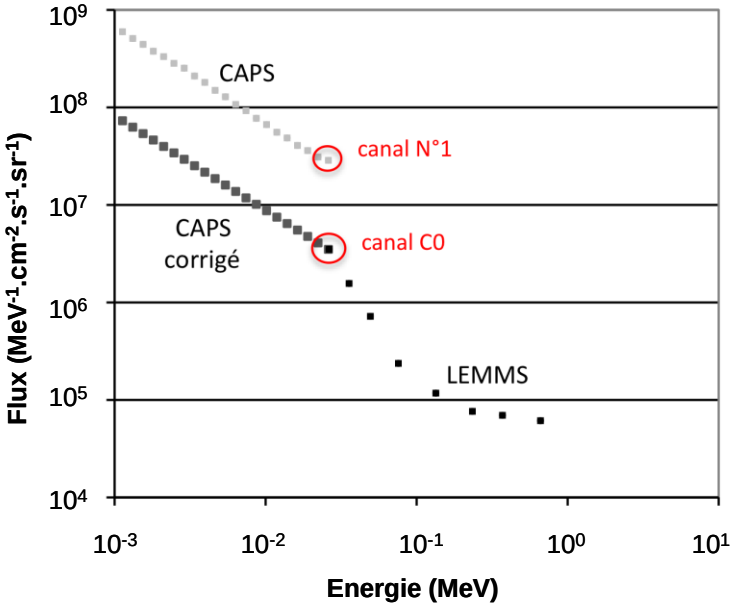


Figure B.III.6 Correction de données CAPS ELS en fonction des données MIMI LEMMS : les flux utilisés ici (en noir et gris) correspondent aux moyennes logarithmiques des flux mesurés par chaque instrument.

III.3. L'instrument RPWS MFR-LFR du module Cassini

III.3.1. Description

L'instrument RPWS (6,8 kg ; 7 W) (figure B.III.7) est composé de trois capteurs (antennes magnétiques triaxiales, antennes électriques triaxiales et sonde de Langmuir) et de cinq récepteurs différents : un récepteur haute fréquence (HFR pour *High Frequency Receiver*), un récepteur de moyenne fréquence (MFR pour *Medium Frequency Receiver*), un récepteur basse fréquence (LFR pour *Low Frequency Receiver*), un récepteur à large bande (WBR pur *Wideband Receiver*) et un récepteur à forme d'onde (WFR pour *Waveform Receiver*). Dans cette étude, seules les mesures des récepteurs LFR et MFR seront utilisées : elles fournissent les intensités des champs magnétiques et électriques des ondes présentes dans la magnétosphère [*Gurnett et al.*, 2004].

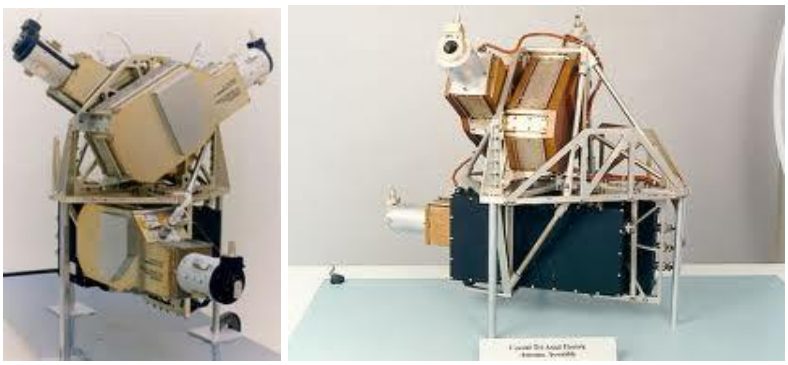


Figure B.III.7 L'instrument RPWS de la sonde Cassini. (http://mapsview.engin.umich.edu/data_descriptions/RPWS.php ; http://fr.wikipedia.org/wiki/Cassini_(sonde_spatiale))

Les récepteurs LFR et MFR utilisent chacun une antenne électrique et une antenne magnétique (ayant des directions différentes selon le récepteur) afin de fournir des mesures d'intensité des champs électriques et magnétiques des ondes sur une plage de fréquence respectivement de 1 Hz à 26 Hz et de 24 Hz à 12 kHz.

III.3.2. Données

Dans cette étude, les mesures se présentent sous la forme d'intensités magnétiques ($nT^2.Hz^{-1}$) et d'intensités électriques ($V^2.m^{-2}.Hz^{-1}$) pour différentes fréquences (42 pas en fréquence de 1 Hz à 12590 Hz).

Les données brutes sont issues du site public de téléchargement de données en ligne : http://ppi.pds.nasa.gov/. Les données de l'instrument RPWS recueillies correspondent aux valeurs d'intensité des champs électrique ($V^2.m^2.Hz^{-1}$) et magnétique ($nT^2.Hz^{-1}$) des ondes. Seules les valeurs d'intensités de champ magnétique sont considérées dans cette étude. L'intensité du champ magnétique est mesurée pour 42 fréquences de 1 Hz à 12590 Hz décrites dans le tableau B.III.4. Tout comme les données des instruments MIMI LEMMS et CAPS ELS de la sonde Cassini, la totalité des données issues de l'instrument RPWS représente 50 jours de mesure (voir tableau B.III.1). Un jour de mesure est défini depuis 00:00:30.000 UT jusqu'à 23:59:30.000 UT avec une résolution temporelle de 60 secondes.

42 valeurs de fréquence									
1	1,259	1,585	1,995	2,512	3,162	3,981	5,012	6,31	7,943
10	12,59	15,85	19,95	25,12	31,62	39,81	50,12	63,1	79,43
100	125,9	158,5	199,5	251,2	316,2	398,1	501,2	631	794,3
1000	1259	1585	1995	2512	3162	3981	5012	8310	7943
10000	12590								

Tableau B.III.4 Canaux en fréquence de l'instrument RPWS MFR-LFR utilisés dans cette étude.

Les données « Ondes » de l'instrument RPWS ont été intégrées à la base de données de l'ONERA-DESP et mises sous forme de fichiers CDF. Plusieurs fichiers CDF ont du être construits : un par jour de mesure, comme pour les données MIMI LEMMS issues de Cassini. Le tableau B.III.5 regroupe les grandeurs disponibles en sortie du fichier CDF.

Nom	Grandeur	Détails des tableaux
Epoch	Temps (ms)	Temps écoulé en milli secondes depuis le 01 janvier 0000 à 00:00:00.000.
Position	Distance (km)	Coordonnées cartésiennes (x,y,z) dans le repère kronographique KGLH (Kronographic Left Handed).
B_calc	Champ Magnétique (nT)	Champ magnétique local.
B_Eq	Champ magnétique (nT)	Champ magnétique à l'équateur (sur une même ligne de champ).
L	Ligne de Champ	Paramètre de McIlwain caractérisant la ligne de champ.
MLT	Magnetic Local Time (h)	Définit le côté jour ou nuit.
Alpha	Angle (rad)	Angle d'attaque local.
Alpha_Eq	Angle (rad)	Angle d'attaque équatorial.
f_{ce}	Fréquence (Hz)	Gyrofréquence de l'électron ou fréquence cyclotron.
Ndens	Densité(cm^{-3})	Densité de plasma électronique.
Propag_angle	Angle (rad)	Angle de propagation (par rapport au champ magnétique).
Bwave	Intensité ($nT^2.Hz^{-1}$)	Intensité du champ magnétique.
Frequency	Fréquence (Hz)	Fréquences associées aux intensités de champ magnétique mesurées.

Tableau B.III.5 Valeurs disponibles en sortie d'un fichier CDF pour les données "Ondes".

Aucun doute ou incertitude sur les intensités de champ magnétique mesurées n'a été formulé à notre connaissance.

IV. Dynamique de la magnétosphère

La sonde Cassini est un orbiteur : elle évolue autour de Saturne depuis l'année 2004 et les instruments MIMI LEMMS et CAPS ELS effectuent des mesures de comptage de particules en continu. Les données utilisées (MIMI LEMMS et CAPS ELS) proviennent de 50 jours de mesures pour lesquels la sonde est passée à des valeurs de L inférieures ou égales à 6. Il devient alors intéressant d'observer la dynamique des mesures, ce qui était impossible avec les données de Pioneer 11 ou de Voyager 2. La figure B.IV.1 présente les données mesurées par les instruments MIMI LEMMS et CAPS ELS (sans correction) autour de L = 6 (5,8 < L < 6,2) à l'équateur kronien en fonction de l'énergie des canaux (pour un canal, l'énergie considérée est la moyenne géométrique entre les énergies minimale et maximale du canal). Les données des sondes Pioneer 11 et Voyager 2 pour les mêmes valeurs de L apparaissent également sur la figure. Chaque point de mesure est représenté par un losange de couleur.

La figure B.IV.1 montre que les données issues de la sonde Cassini présentent une forte dispersion dans les flux mesurés. En effet, les données de CAPS ELS (en losanges noirs) ou les données de MIMI LEMMS (en losanges gris) peuvent avoir des mesures de trois à quatre décades d'écart pour une même valeur de L à l'équateur. Une telle dispersion ne peut être observée dans les données Pioneer 11 ou Voyager 2. En effet, les données Pioneer 11 et Voyager 2 pour une même valeur de L (ici L = 6) sont mesurées lors de l'entrée et la sortie de la magnétosphère kronienne à quelques heures d'intervalle. Les données Cassini sont quant à elles, représentatives de plusieurs années de mesure : plusieurs mois et/ou années s'écoulent entre chaque mesure pour une même valeur de L. Par conséquent, une telle dispersion dans les données est révélatrice de la dynamique temporelle de la magnétosphère de Saturne.

De plus, la figure B.IV.1 précise que les flux mesurés par les sondes Pioneer 11 et Voyager 2 se situent dans l'enveloppe créée par les flux mesurés par la sonde Cassini. Par exemple, les données de la sonde Voyager 2 sont dans la limite haute des données de la sonde Cassini, ce qui pourrait correspondre à un état « haut » de la magnétosphère. Le survol de Saturne par la sonde Pioneer 11 aurait été effectué lors d'un état « moyen » de la magnétosphère.

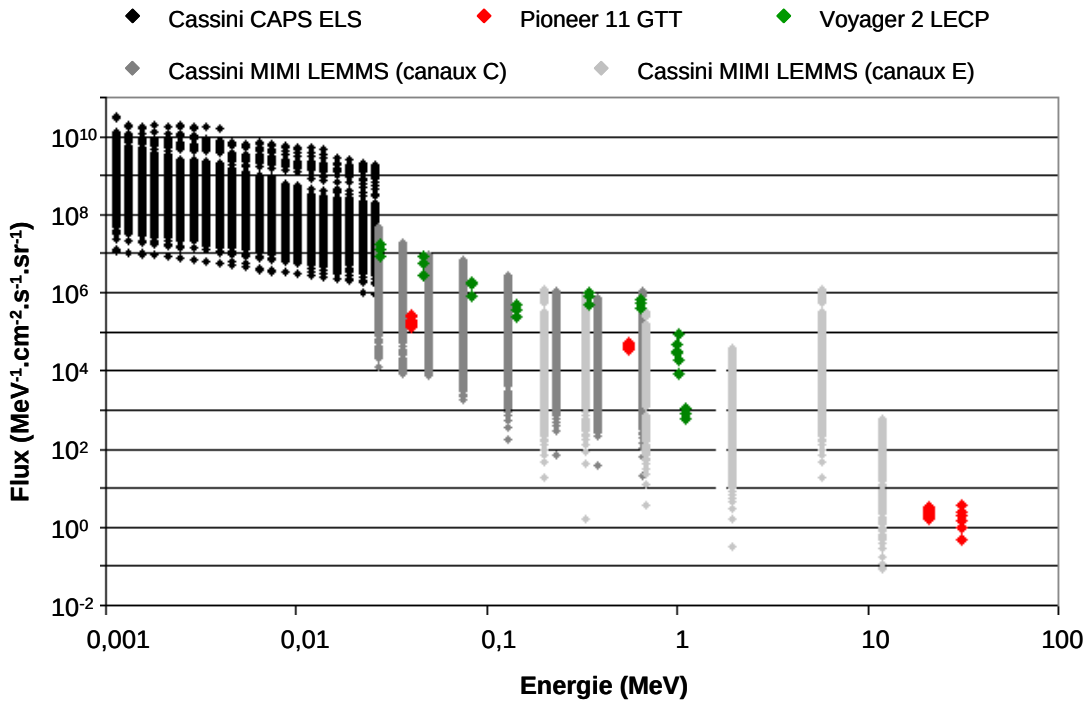


Figure B.IV.1 Dispersion observée dans les données MIMI LEMMS et CAPS ELS de la sonde Cassini. Les données CAPS ELS présentes sur ce graphe sont les données avant correction. Les données des sondes Pioneer 11 et Voyager 2 sont aussi représentées.

La figure B.IV.2 présente les données mesurées par l'instrument MIMI LEMMS à l'équateur ($B_l/B_{eq} < 1,2$) entre juin 2004 et décembre 2010, pour toutes les valeurs de L pour les canaux C4 (0,092 < E < 0,183 MeV) et E4 (0,790 < E < 4,750 MeV).

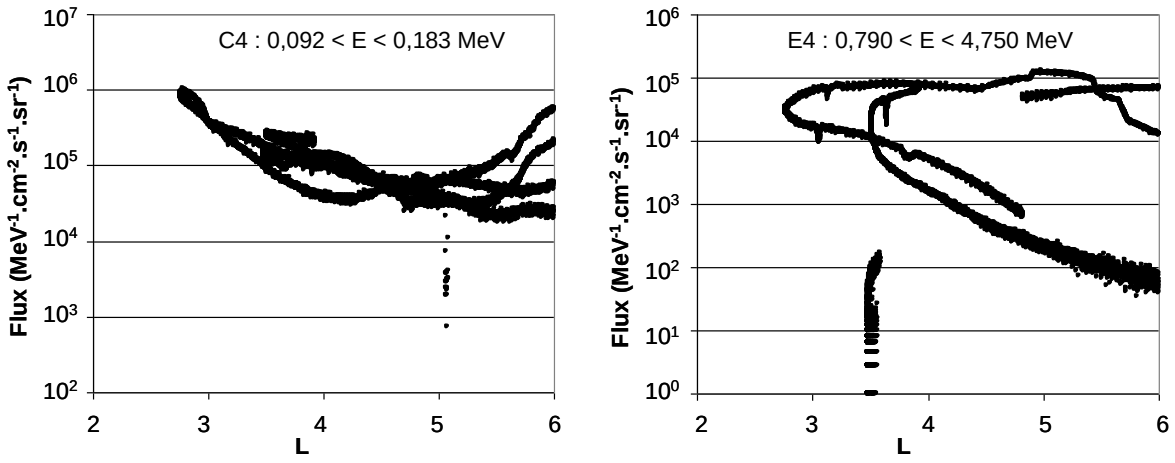


Figure B.IV.2 Flux mesurés par les canaux C4 et E4 de l'instrument MIMI LEMMS en fonction des valeurs de L rencontrés par la sonde.

Il est intéressant de noter que la dynamique semble plus forte pour des valeurs de L plus grandes quelle que soit l'énergie des électrons mesurés : l'écart entre les différentes mesures de flux (flux minimum et flux maximum mesurés) pour un même L est plus important pour les valeurs de L plus grandes. En effet, plus on se rapproche de la planète, plus le champ magnétique est fort et plus les particules des ceintures de radiations sont piégées et stables, impliquant une dynamique moins forte. De plus, dans le cas des électrons de plus faible énergie (canal C4), une plus forte dynamique est notée autour de L ~ 4 près du satellite Encelade (L = 3,94).

L'étude des données, de la magnétosphère et de l'environnement de Saturne (voir section D.III) laisse à penser que l'activité variable du satellite Encelade [*Saur et al.*, 2008 ; *Smith et al.*, 2010] pourrait être la cause de la dynamique de la magnétosphère [*Kivelson*, 2006 ; *Tokar et al.*, 2006].

C. Modélisation des ceintures de radiations

La modélisation des ceintures de radiations d'électrons de Saturne a été réalisée à partir du code Salammbô 3D, modèle de diffusion à trois dimensions, développé à l'ONERA. Utilisé dans le cas de la Terre, il a ensuite été étendu au cas de Jupiter dans le cadre de plusieurs thèses [*Santos Costa*, 2001 ; *Sicard*, 2004] pour les ceintures de radiations d'électrons, de protons et d'ions. Il s'agit ici d'adapter ce modèle aux ceintures de radiations d'électrons de Saturne.

La modélisation des ceintures de radiations de Saturne avec le code Salammbô 3D passe par l'identification et la bonne modélisation de tous les processus physiques existant dans la magnétosphère interne de la planète. Ces différents processus physiques seront ensuite assimilés à des coefficients de diffusion qui permettront de calculer le flux d'électrons des ceintures de radiations de Saturne.

I. Théorie du mouvement

Une particule chargée plongée dans un champ électromagnétique est soumis à la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q\left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}\right)$$

avec q la charge de la particule, v sa vitesse, E et B les champs électrique et magnétique dans lesquels la particule est plongée. Cette équation peut être simplifiée dans l'hypothèse d'un champ magnétique intense et d'une vitesse des particules importante. Dans ce cas, le champ électrique n'influe pas sur le mouvement des particules : on parlera de particules piégées par le champ magnétique. De plus, la rotation de la planète entraîne la corotation des plasmas, anneaux, etc., ce qui crée alors un champ électrique de corotation. Dans le cas de Saturne, ce champ électrique de corotation ne peut être négligé à moins de se placer dans un repère lié au champ magnétique, c'est-à-dire un repère qui tourne avec la planète. La force de Lorentz devient alors :

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$$

où p est le moment de la particule et t le temps. Cette équation permet d'obtenir le mouvement d'une particule chargée piégée dans un champ dit purement magnétique, c'est-à-dire en négligeant la contribution du champ électrique. Dans un tel champ, le mouvement d'une particule peut alors être décrit en trois mouvements élémentaires (figure C.I.1) : le mouvement de giration le long de la ligne de champ magnétique, le mouvement de rebond entre deux points miroirs et le mouvement de dérive autour de la planète.

Les trois mouvements élémentaires de la particule définissent une coquille de dérive, c'est-à-dire une surface fictive sur laquelle les particules se déplacent. Celle-ci est définie en fonction de deux paramètres importants : le paramètre de McIlwain L, caractérisant la ligne de

champ et l'angle d'attaque équatorial α_{eq} de la particule, angle entre le vecteur vitesse et le vecteur champ magnétique à l'équateur (figure C.I.1).

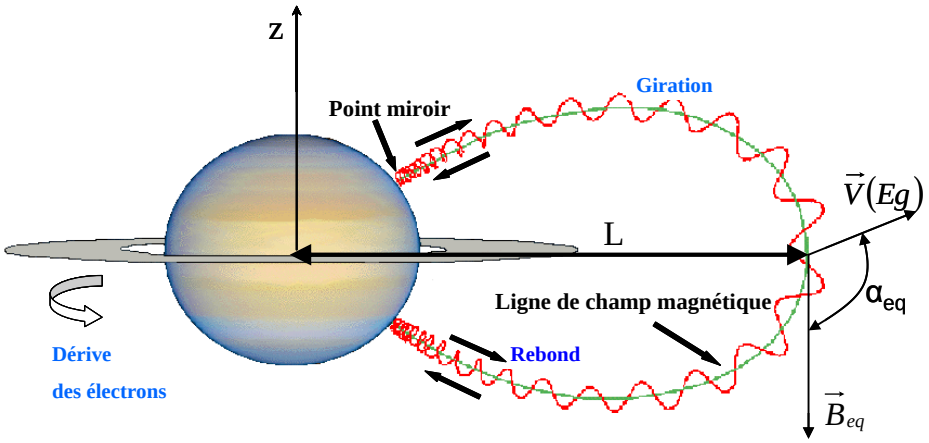


Figure C.I.1 Les trois mouvements élémentaires d'un électron piégé.

Il est important de noter que la particule reste piégée uniquement si son rayon de giration est petit par rapport au rayon de courbure de la ligne de champ. Si ce n'est pas le cas, la particule ne peut rester piégée entre deux points miroirs le long d'une ligne de champ.

Il reste cependant difficile de reproduire la dynamique des ceintures de radiations en intégrant l'équation du mouvement. Il faudrait pour cela connaître le champ magnétique en tout point de l'espace et pouvoir intégrer sur des millions de particules. Reproduire la physique des ceintures de radiations est toutefois possible par une théorie statistique, qui utilise une fonction de distribution f gouvernée par l'équation de Boltzmann. Dans l'espace des phases « position-moment », cette équation peut s'écrire [*Wu*, 1966] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$$

Dans cette équation, le terme de gauche décrit les trajectoires des particules tandis que celui de droite décrit les variations de la fonction de distribution dues à tous les processus physiques non inclus dans le membre de gauche (sources, pertes). Pour faciliter la résolution de cette équation, un changement judicieux est de se placer dans l'espace des phases « action-angle », basé sur la décomposition du mouvement des particules en trois mouvements élémentaires [*Santos Costa*, 2001]. Plusieurs variables associées aux mouvements périodiques de giration, rebond et dérive sont alors introduites : trois variables d'action (J_1, J_2, J_3), appelées invariants adiabatiques et trois variables angles (φ_1, φ_2, φ_3) [*Bourdarie*, 1996]. Ces grandeurs, définissent le nouvel espace des phases.

I.1. Premier invariant adiabatique

Le premier invariant est associé au mouvement de giration de la particule autour d'une ligne de champ, tel que :

$$J_1 = \frac{p_\perp^2}{2qB} = \frac{p^2 y^2}{2qB} \quad \text{avec } y=\sin\alpha$$

où α est l'angle d'attaque local de l'électron et q la charge de l'électron. En considérant que le champ magnétique équatorial est constant le long de la dérive, le premier invariant est de la forme :

$$J_1 = \frac{p^2 y_{eq}^2}{2qB_{eq}} \quad \text{avec } y_{eq}=\sin\alpha_{eq}$$

où α_{eq} est l'angle d'attaque équatorial de l'électron et B_{eq} la magnitude du champ magnétique à l'équateur. Il faut noter cependant que le premier invariant est couramment défini par le moment magnétique relativiste :

$$M = J_1 \frac{q}{m_0} = \frac{p^2 y_{eq}^2}{2m_0 B_{eq}} \quad \text{avec } m_0 \text{ la masse au repos de l'électron.}$$

La période de giration, directement liée à cet invariant, est calculée dans les travaux de *Santos Costa et al.* [2003], telle que:

$$\tau_g = \frac{2\pi m}{qB}$$

I.2. Deuxième invariant adiabatique

Le deuxième invariant adiabatique est lié au mouvement de rebond de la particule entre deux points miroirs de la ligne de champ, tel que :

$$J_2 = \frac{1}{2\pi} \oint p_{//} dl$$

Cependant, il est possible d'écrire le deuxième invariant sous une forme plus appropriée. On sait que : $p_{//} = p\cos\alpha = p\sqrt{1-\sin^2\alpha}$. En utilisant la loi de conservation du premier invariant : $\frac{\sin^2\alpha}{B} = \frac{\sin^2\alpha_m}{B_m} = \frac{1}{B_m}$ avec α_m l'angle d'attaque au point miroir, tel que $\sin(\alpha_m)= 1$ et B_m, la magnitude du champ magnétique au point miroir. Le deuxième invariant adiabatique peut donc s'exprimer :

$$J_2 = \frac{1}{2\pi} pI \text{ avec } I = \oint \sqrt{1-\frac{B}{B_m}} ds \quad \text{appelé invariant Intégral.}$$

La période de rebond de la particule peut être déduite du deuxième invariant adiabatique [*Santos Costa*, 2001] :

$$\tau_b = \oint \frac{ds}{v_{//}} = \frac{2}{v} \oint \left(1 - \frac{B}{B_m}\right)^{\frac{-1}{2}} ds$$

I.3. Troisième invariant adiabatique

Le troisième invariant adiabatique est associé au mouvement de dérive des particules autour de la planète, tel que :

$$J_3 = \frac{q}{2\pi} \oint \vec{A} d\vec{l} = \frac{q\Phi}{2\pi}$$

avec Φ le flux magnétique enfermé dans la coquille de dérive et $\vec{A}$ le potentiel vecteur.

Le troisième invariant J_3 est communément écarté : le paramètre *L*, défini comme l'apex de la ligne de champ, est utilisé. Dans le cas d'un champ dipolaire, il se calcule facilement avec la formule suivante :

$$L = \frac{r}{R_s \sin^2 \theta_m}$$

avec *r* la distance radiale entre le point considéré et le centre du dipôle, θ_m la colatitude magnétique et R_s le rayon de la planète. Toutefois, la définition utilisée pour cette étude est celle de McIlwain [*Schultz et Lanzerotti*, 1974] :

$$L = \left(\frac{B_0}{{Y_H}^2 B_m}\right)^{1/3}$$

avec B_0 la magnitude du champ magnétique à l'équateur et à 1 rayon kronien, B_m la magnitude du champ magnétique au point miroir et Y_H un paramètre calculé à partir de la relation empirique suivante [*Hilton*, 1971] :

$$Y_H = 1 + 1{,}350474 R^{1/3} + 0{,}465380 R^{2/3} + 0{,}047546 R \qquad \text{avec} \qquad R = \frac{I^3 B_m}{R_s^3 B_0}$$

où *I* est l'invariant Intégral défini en section C.I.2. Le paramètre Y_H permet une approximation du paramètre L et son utilisation se justifie par une réduction du temps de calcul.

En présence d'un champ électrique de corotation, la période de dérive associée au troisième invariant adiabatique peut s'écrire [*Santos Costa*, 2001] :

$$\tau_d = \frac{2\pi}{\left|\Omega_s + \left\langle \frac{d\varphi_m}{dt} \right\rangle\right|}$$

avec Ω_s la vitesse de rotation de la planète et $\left\langle \frac{d\varphi_m}{dt} \right\rangle$ la dérive longitudinal due au champ magnétique au cours d'un rebond complet de la particule. Dans le cas d'un champ magnétique complexe (et non plus dipolaire), la dérive longitudinale est telle que :

$$\frac{d\varphi_m}{dt} = \frac{\overrightarrow{V_d}}{r \sin\theta_m} \cdot \overrightarrow{e_\varphi}$$

avec r la distance radiale et θ_m la colatitude dans le repère magnétique, et V_d la vitesse de dérive, pouvant s'exprimer comme la somme de la vitesse de dérive due à la courbure des lignes de champ $\vec{V}_{dc}$ et de la vitesse de dérive due au gradient du champ magnétique $\vec{V}_{dg}$, telle que :

$$\vec{V}_d = \vec{V}_{dc} + \vec{V}_{dg} = \frac{mv_{//}^2}{qB^3}\left[\vec{B} \wedge \vec{\nabla}B - \vec{B} \wedge \left(\vec{B} \wedge \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{B}\right)\right)\right] + \frac{mv_{/\perp}^2}{2qB^3}\left[\vec{B} \wedge \vec{\nabla}B\right] = \frac{m}{2qB^3}\left(2v_{//}^2 + v_{/\perp}^2\right)\left(\vec{B} \wedge \vec{\nabla}B\right)$$

avec $\left(\vec{\nabla} \wedge \vec{B}\right) = 0$. Ainsi :

$$\overrightarrow{V_d} = \frac{J_1}{mB^2}\left[\left(1 + 2\cot^2\alpha\right)\left(\vec{B} \wedge \vec{\nabla}B\right)\right]$$

avec J_1 le premier invariant adiabatique et α l'angle d'attaque local.

La dérive longitudinale et la période de dérive s'écrivent alors respectivement :

$$\frac{d\varphi_m}{dt} = \frac{J_1}{m}\left(1 + 2\cot^2\alpha\right)\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\vec{B} \wedge \vec{\nabla}B}{B^2} \cdot \overrightarrow{e_\varphi}$$

$$\tau_d = \frac{2\pi}{\left|\Omega_s + \left\langle \frac{J_1}{m}\left(1 + 2\cot^2\alpha\right)\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\vec{B} \cdot \vec{\nabla}B}{B^2} \cdot \overrightarrow{e_\varphi} \right\rangle\right|}$$

Il est important de noter que le sens de dérive autour de la planète dépend de la nature de la particule. Dans le cas des électrons, tant que la vitesse de dérive magnétique est inférieure à la vitesse de corotation de la planète Ω_s, ils dérivent autour de Saturne dans le sens de rotation de la planète (sens trigonométrique). Dans le cas contraire, les électrons dérivent dans le sens opposé.

I.4. Temps caractéristiques

Chaque invariant adiabatique est associé à un mouvement élémentaire des particules piégées : le premier au mouvement de giration, le second au mouvement de rebond et le troisième au mouvement de dérive.

Le tableau C.I.1 compare les temps caractéristiques des périodes de giration, rebond et dérive de la Terre, Jupiter et Saturne [*Santos Costa*, 2001 ; *Sicard* 2004] dans les cas d'électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°) de 20 MeV. Comme vu précédemment, la magnétosphère de Saturne possède une dynamique intermédiaire entre la dynamique de la magnétosphère terrestre et celle de la magnétosphère jovienne. Les résultats présentés dans le tableau C.I.1 confirme cette constatation : les périodes de rebond et dérive calculées pour Saturne sont généralement comprises entre les valeurs calculées pour la Terre et Jupiter.

Le tableau C.I.2 présente les temps caractéristiques de chaque mouvement pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°) de 1 MeV, plus fréquemment rencontrés dans les ceintures de radiations de Saturne.

L	Période de Giration (s)		
	TERRE	SATURNE	JUPITER
1,1	4,60E-05	9,00E-05	3,50E-06
3	1,30E-03	1,80E-03	9,00E-05
5	5,80E-03	8,50E-03	4,20E-04

L	Période de Rebond (s)		
	TERRE	SATURNE	JUPITER
1,1	0,06	0,91	0,7
3	0,19	1,62	1,9
5	0,32	2,8	3,1

L	Dérive		
	TERRE	SATURNE	JUPITER
1,1	260 s	~ 4,5 h	~ 11 h
3	86 s	~ 2,2 h	~ 13 h
5	52 s	~ 1,5 h	~ 16 h

Tableau C.I.1 Comparaison des temps caractéristiques de giration, rebond et dérive pour des électrons de 20 MeV et d'angle d'attaque équatorial α_{eq} = 80°, piégés dans les ceintures de radiations de la Terre, de Saturne et de Jupiter.

L	Période de Giration (s)	Période de Rebond (s)	Dérive (h)
1,1	6,66E-06	0,97	9,9
2	4,00E-05	1,17	9,2
3	1,35E-04	1,72	8,6
4	3,20E-04	2,33	8,1
5	6,26E-04	2,98	7,7
6	1,08E-03	3,41	7,2

Tableau C. I.2 Temps caractéristiques de giration, rebond et dérive pour des électrons de 1 MeV et d'angle d'attaque équatorial α_{eq} = 80°, piégés dans les ceintures de radiations de Saturne.

II. Equation de Diffusion

Nous avons vu précédemment qu'une théorie statistique suffit à décrire la physique des ceintures de radiations : une fonction de distribution *f* gouvernée par l'équation de Boltzmann permet de décrire une population de particules (voir section C.I).

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$$

Dans cette équation, le terme de gauche décrit les trajectoires des particules tandis que celui de droite décrit les variations de la fonction de distribution dues à tous les processus physiques non inclus dans le membre de gauche (sources, pertes). Ainsi, afin de correctement modéliser les ceintures de radiations d'électrons de Saturne, les différents processus physiques gouvernant la distribution des électrons dans les ceintures de radiation, doivent être identifiés et intégrés à l'équation de diffusion dans l'espace des phases (E_c, y, L) [*Sicard*, 2004]. Les travaux précédents sur les ceintures de Jupiter [*Santos Costa*, 2001 ; *Sicard*, 2004] ont permis de mettre en évidence plusieurs phénomènes majeurs qui perturbent la distribution des électrons et qui existent également dans le cas de Saturne. Ainsi, l'équation de diffusion doit exprimer aussi bien les sources de particules que les phénomènes de pertes, diffusions ou frictions de particules présents dans la magnétosphère afin de correctement modéliser les ceintures de radiations. Une expression généraliste pourrait être exprimée telle que :

$$\left(\frac{df}{dt} \right) = Sources + Pertes + Diffusions + Frictions$$

La figure C.II.1 regroupe ces phénomènes dans le cas des ceintures de radiations de Saturne. Les sources (en vert) alimentent les ceintures de radiations dont la dynamique est gouvernée par le champ magnétique et ses fluctuations (en gris). Les électrons piégés par le champ magnétique sont soumis à plusieurs phénomènes de diffusion (en rose), de friction (bleu) ou de perte (en noir). L'intensité de ces différents processus physiques est liée aux différents paramètres (en jaune) comme les satellites orbitant autour de Saturne, ou encore les anneaux planétaires. Ainsi, les interactions des électrons avec l'atmosphère, l'ionosphère ou les plasmas froids ambiants conduisent à des dégradations en énergie et diffusions en angle d'attaque des électrons piégés. Il en va de même pour les interactions des électrons avec les poussières des anneaux planétaires. Le rayonnement synchrotron produit des dégradations en énergie ainsi que des frictions en angle d'attaque. Les interactions des électrons avec les satellites orbitant autour de Saturne mènent à des pertes par absorption. Les interactions ondes - particules conduisent quant à elle à des diffusions en énergie et en angle d'attaque. Tous ces différents processus doivent être pris en compte pour mener à bien la modélisation des ceintures de radiations de Saturne.

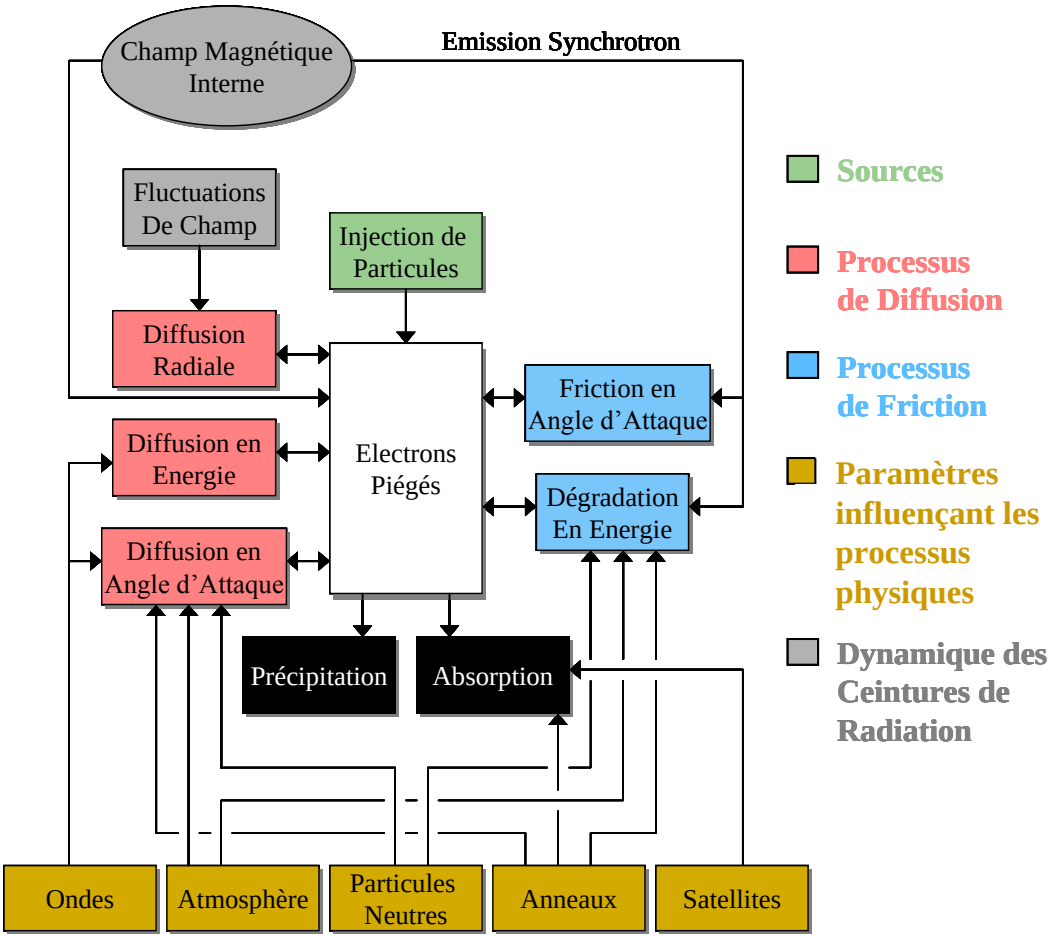


Figure C.II.1 Schéma simplifié du modèle tridimensionnel des ceintures de radiations de Saturne.

Les processus physiques décrits sur la figure C.II.1 sont intégrés à l'équation de diffusion. Par exemple, le terme *Pertes* de l'équation généraliste se décompose suivant les pertes issues des interactions avec les satellites naturels et les anneaux tels que : $Pertes = -\left(\frac{1}{\Gamma_{lunes}} + \frac{1}{\Gamma_{anneaux}}\right) \cdot f$.

De même, le terme *Diffusions* peut s'écrire en fonction des diffusions en angle d'attaque D_{yy}, en énergie D_{EE}, et de la diffusion radiale D_{LL} tel que :

$$Diffusions = D_{EE}\frac{\partial^2 f}{\partial {E_c}^2} + \left[\frac{1}{G}\frac{\partial G}{\partial E_c}D_{EE} + \frac{\partial D_{EE}}{\partial E_c}\right]\cdot\frac{\partial f}{\partial E_c} + D_{yy}\frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + + \left[\frac{1}{G}\frac{\partial G}{\partial y}D_{yy} + \frac{\partial D_{yy}}{\partial y}\right]\cdot\frac{\partial f}{\partial y}$$

$$+ L^2\frac{\partial}{\partial L}\left[\frac{1}{L^2}D_{LL}\frac{\partial f}{\partial L}\right]_{M,J} .$$

Ainsi, en ajoutant toutes les contributions nécessaires correspondant aux différents processus physiques identifiés dans la magnétosphère de Saturne, l'équation de diffusion peut s'écrire telle que :

$$\frac{df}{dt} = -\left(\frac{1}{\Gamma_{lunes}} + \frac{1}{\Gamma_{anneaux}} \right) \cdot f + Sources + D_{yy} \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + D_{EE} \frac{\partial^2 f}{\partial {E_c}^2}$$
$$+ \left[-\frac{1}{G}\frac{\partial G}{\partial E_c}\frac{dE_c}{dt} - \frac{\partial}{\partial E_c}\left(\frac{dE_c}{dt}\right) - \frac{1}{G}\frac{\partial G}{\partial y}\frac{dy}{dt} - \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{dy}{dt}\right) \right] \cdot f + \left[-\frac{dE_c}{dt} + \frac{1}{G}\frac{\partial G}{\partial E_c} D_{EE} + \frac{\partial D_{EE}}{\partial E_c} \right] \cdot \frac{\partial f}{\partial E_c}$$
$$+ \left[-\frac{dy}{dt} + \frac{1}{G}\frac{\partial G}{\partial y} D_{yy} + \frac{\partial D_{yy}}{\partial y} \right] \cdot \frac{\partial f}{\partial y} + L^2 \frac{\partial}{\partial L}\left[\frac{1}{L^2} D_{LL} \frac{\partial f}{\partial L} \right]_{M,J}$$

où : - (dE_c/dt) est le terme de friction en énergie due aux interactions coulombiennes avec les milieux denses (atmosphère, ionosphère, plasmas froids) et au rayonnement synchrotron de sorte que $\left(\frac{dE_c}{dt}\right) = \left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{coulomb} + \left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{synch}$

- (dy/dt) le terme de friction en angle d'attaque lié à l'émission synchrotron
- D_{yy} le terme de diffusion en angle d'attaque issue des interactions coulombiennes et des interactions avec les anneaux
- D_{EE} le terme de diffusion en énergie issue des interactions ondes - particules.
- D_{LL} le terme de diffusion radiale
- ($1/\Gamma_{lunes}$) le terme représentant le taux de perte par absorption due aux satellites
- ($1/\Gamma_{anneaux}$) le terme représentant le taux de perte par absorption due aux anneaux
- *Sources* le terme représentant l'injection de particules par la queue de la magnétosphère.

avec : $G = \frac{y_{eq}}{B_{eq}} \frac{B_0 R_s^2}{L^2} \frac{(E_c + E_0)}{c^2} \left(y_{eq} \frac{\partial J_2}{\partial y} - p \frac{\partial J_2}{\partial p} \right)$ le jacobien et $J_2 = \frac{1}{2\pi} pI$ le deuxième invariant.

III. Description des Processus Physiques

Dans cette partie, nous allons décrire les calculs des coefficients de diffusion des processus physiques issus de différentes interactions identifiées dans la section C.II.2. Ces calculs sont, pour la plupart, extraits des ou établis à partir des travaux précédents (*Santos Costa*, 2001 ; *Sicard*, 2004), à l'exception des interactions ondes - particules [*Boscher et al.*, 2007] qui n'a jamais été intégré dans Salammbô (à l'exception du cas de la Terre). Chaque interaction sera décrite et les paramètres nécessaires aux calculs seront détaillés.

III.1. Interaction avec l'atmosphère

III.1.1. Description de l'interaction

Les interactions coulombiennes avec les milieux denses, dont l'atmosphère, se divisent en deux termes : un terme de friction en énergie et un terme de diffusion en angle d'attaque (figure C.II.1). La figure C.III.1 illustre cette interaction : un électron d'énergie E et d'angle

d'attaque α entrant en collision avec une cible possède une énergie moindre (E-ΔE) et un angle d'attaque différent (α-Δα) après la collision.

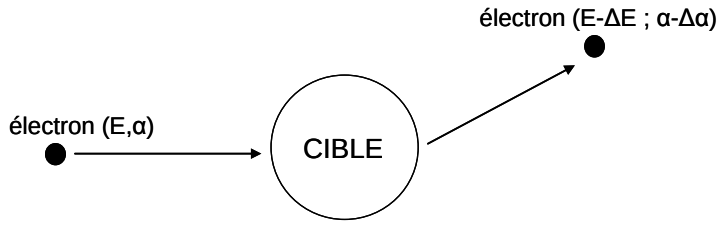


Figure C.III.1 Schéma d'interaction entre les électrons chargés des ceintures de radiations et les particules cibles de l'atmosphère.

Le terme de friction en énergie provient des collisions coulombiennes avec les électrons libres des plasmas froids ambiants ainsi qu'avec les électrons liés des atomes et molécules d'une atmosphère. Il s'exprime de la façon suivante :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{atmos} = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{liés} + \left(\frac{dE}{dt}\right)_{libres} = \frac{4\pi}{m_0 v}\left(\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \times \left[\chi_{liés} + \chi_{libres}\right] \qquad (\text{J. s}^{-1})$$

avec :

$$\chi_{liés} = \sum_i Z_i \langle N_i \rangle \left[\frac{1}{16} - \frac{1}{8\gamma} + \frac{9}{16\gamma^2} - \left(3 - \frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2}\right) - \frac{1}{2}\ln(\gamma+1) - \ln\left(\frac{2m_0c^2(\gamma^2-1)}{I_i}\right)\right]$$

[*Farley et Walt*, 1970 ; *Farley et al.*, 1971]

$$\chi_{libres} = \langle N_e \rangle \left[1 - \frac{1}{\gamma^2} - \ln\left(\frac{\lambda_D m_0 v}{\hbar}\right)\right] \text{ [*Blanc*, 1980]}$$

où - m_0 et q sont la masse et la charge élémentaire de l'électron ($m_0 \sim 511$ keV).
- v et γ la vitesse de l'électron incident et le facteur de Lorentz associé .
- ε_0 la permittivité du vide.
- c la célérité de la lumière.
- $\langle N_e \rangle$ la densité des électrons libres (moyenne sur une coquille de dérive) (m^{-3}).
- $\langle N_i \rangle$ la densité des atomes du milieu (moyenne sur une coquille de dérive) (m^{-3}), de numéro atomique Z_i et d'énergie d'excitation I_i. Pour les molécules, l'énergie d'excitation est calculée avec la relation de type Braggs: $I_i = \frac{\sum_n X_n I_n}{\sum_n X_n}$ à partir des concentrations atomiques X_n des divers constituants et de leurs énergies d'excitation moyenne respectives I_n.
- λ_D la longueur de Debye définie par la relation : $\lambda_D \cong 7430 \times \sqrt{\frac{(kT)}{\langle N_e \rangle}}$ avec kT en eV et Ne en m^{-3}.

Le terme de diffusion en angle d'attaque décrit la déviation de l'électron après collision. Cependant, plusieurs collisions sont nécessaires afin de dévier sensiblement l'électron. Le terme de diffusion s'écrit :

$$\left(D_{yy}\right)_{atmos} = \frac{1}{2}\sum_j \left\langle \int_{4\pi} N_j v(\Delta x)^2 \sigma_j(\Omega) d\Omega \right\rangle \qquad (s^{-1})$$

où : - N_j est la densité de particules cibles (en m^{-3}).
- v la vitesse de l'électron incident ($m.s^{-1}$).
- Δx la variation du cosinus de l'angle d'attaque équatorial au cours d'une diffusion telle que :

$$(\Delta x)^2 = \frac{1}{2x^2}\left(x^2 - 1 + \frac{B_{eq}}{B_l}\right)(1-\cos\psi)^2 + (1-x^2)\sin^2\psi$$

avec ψ l'angle de déviation après collision, B_{eq} le champ magnétique équatorial et B_l le champ magnétique local.
- $\sigma_j(\Omega)$ la section efficace différentielle de collision élastique telle que :

$$\sigma(\Omega) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4(T+E_0)^2 Z^2 q^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2\left[\frac{\hbar^2 c^2}{r_0^2} + 4T(T+2E_0)\sin^2\frac{\psi}{2}\right]^2}$$

avec T l'énergie cinétique de l'électron incident et r_0 la portée limite du potentiel, prise égale à 10^{-10}m comme dans les travaux précédents.

En tenant compte des expressions de variation du cosinus de l'angle d'attaque équatorial et de section efficace, le terme de diffusion en angle d'attaque (s^{-1}) peut alors s'écrire :

$$\left(D_{yy}\right)_{atmos} = \sum_j \left\langle \pi N_j \frac{v}{2x^2}\left(x^2 - 1 + \frac{B_{eq}}{B_l}\right)\int_0^{\pi}\left[2\left(x^2 - 1 + \frac{B_{eq}}{B_l}\right)(1-\cos\psi)^2 + (1-x^2)\sin^2\psi\right]\sigma_j(\Omega)\sin\psi d\psi \right\rangle$$

III.1.2. Paramètres

Les précédents travaux sur les ceintures de radiations des planètes géantes utilisant le code Salammbô 3D [*Santos Costa*, 2001 ; *Santos Costa et al.*, 2003 ; *Sicard*, 2004] ont montré que les interactions avec l'atmosphère ont un effet sur la distribution des électrons des ceintures de radiations à très faibles valeurs de L.

Les paramètres nécessaires au calcul sont la densité des électrons $\langle N_e \rangle$ présents dans le milieu ainsi que la densité $\langle N_i \rangle$, le numéro atomique Z et les énergies d'excitations I des espèces présentes dans l'atmosphère, ce qui implique l'identification a priori des espèces.

De plus, pour effectuer le calcul des coefficients liés à l'interaction entre les électrons des ceintures et l'atmosphère de Saturne, plusieurs hypothèses ont été prises en compte :

- Les densités d'espèces et d'électrons composant l'atmosphère de Saturne sont considérées équivalentes tout autour de la planète, quelle que soit la latitude ou la longitude à laquelle elles se trouvent.
- La composition de l'atmosphère de Saturne se limite à 5 espèces, à savoir H_2, He, CH_4, C_2H_2 et C_2H_4 [*Shemansky et Liu*, 2009].
- La densité de la population électronique de l'atmosphère doit également être connue.
- Il est suffisant que le modèle d'atmosphère soit défini uniquement pour une altitude comprise entre 0 et 2000 km de la surface fictive de la planète.

Le tableau C.III.1 présente les caractéristiques des espèces prises en considération dans le modèle et utiles à la modélisation de l'interaction.

	H_2	He	CH_4	C_2H_2	C_2H_4	électron
Numéro atomique Zi	2	2	10	14	16	1
Energies d'excitation Ii (eV)	19	42	31	49	39	1,00E-30

Tableau C.III.1 Caractéristiques des espèces chimiques prises en compte dans le modèle d'atmosphère.

La figure C.III.2 représente les densités des espèces utilisées pour définir le modèle d'atmosphère [*Dougherty et al. (b)*, 2009 ; *Kliore et al.*, 2009 ; *Shemansky et Liu*, 2009] : la figure C.III.2a montre les densités des espèces chimiques et la figure C.III.2.b la densité des électrons utilisée.

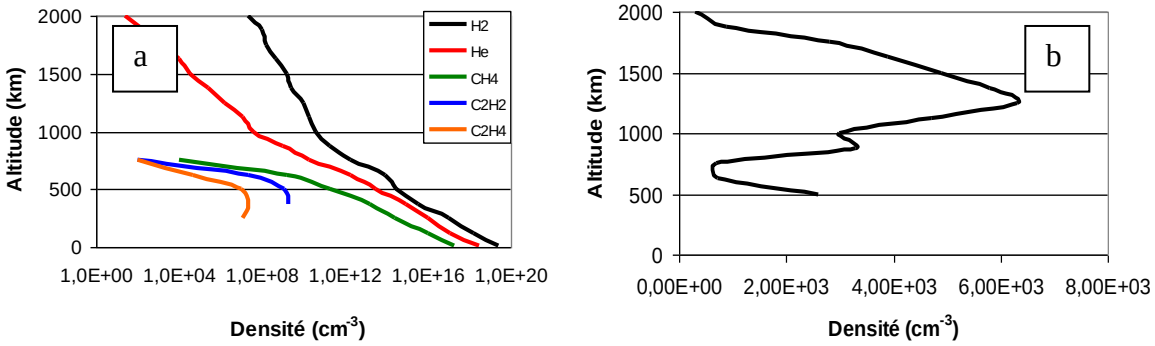


Figure C.III.2 (a) Densités des espèces chimiques et (b) densités des électrons utilisées dans le modèle d'atmosphère. [Dougherty et al. (b), 2009 ; Kliore et al., 2009 ; Shemansky et Liu, 2009]]

III.1.3. Coefficients

Les coefficients de friction en énergie et de diffusion en angle d'attaque liés à l'interaction des électrons avec l'atmosphère ont été calculés. Les figures C.III.3, C.III.4 et C.III.5 montrent l'évolution de ces coefficients en fonction du paramètre L, de l'énergie et de l'angle d'attaque équatorial des particules.

L'évolution des coefficients en fonction du paramètre L (figure C.III.3) est justifiée : l'interaction des électrons avec l'atmosphère se passe près de la planète où se situe l'atmosphère. En s'éloignant de la planète, la valeur des coefficients diminue rapidement jusqu'à atteindre une valeur constante. La figure C.III.4 permet d'observer que les coefficients liés à l'atmosphère décroissent lorsque l'énergie des électrons augmente. En effet, un électron

de faible énergie cèdera plus facilement son énergie (friction en énergie) ou sera plus facile dévié (diffusion en angle d'attaque).

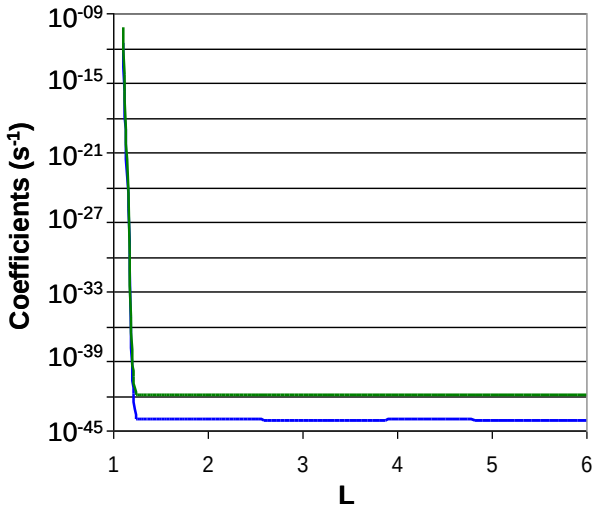


Figure C.III.3 Evolution des coefficients de friction en énergie (en vert) et de diffusion en angle d'attaque (en bleu) résultant de l'interaction avec l'atmosphère en fonction du paramètre L pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80 °) de 1 MeV.

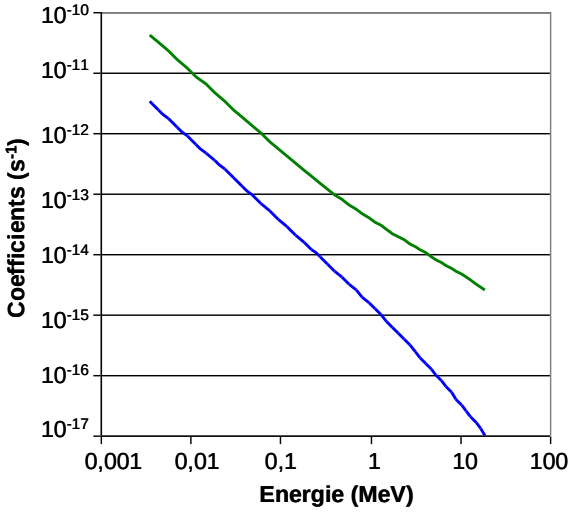


Figure C.III.4 Evolution des coefficients de friction en énergie (en vert) et de diffusion en angle d'attaque (en bleu) résultant de l'interaction avec l'atmosphère en fonction de l'énergie des particules pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80 °) à L = 1,12.

La figure C.III.5 indique qu'à L = 1,12, les électrons ayant un angle d'attaque inférieur à 65° sont injectés dans le cône de perte et précipitent dans l'atmosphère. Pour les électrons ayant un angle d'attaque supérieur, les coefficients diminuent lorsque l'angle d'attaque augmente. Cette évolution s'explique grâce au rebond des particules piégées : à L=1,12, un électron qui va rebondir loin de l'équateur, c'est-à-dire pour des angles d'attaque équatoriaux faibles, sera plus proche de la planète et pourra ainsi interagir avec les particules de l'atmosphère. Plus l'angle d'attaque équatorial de l'électron sera fort, plus il rebondira près de l'équateur et par conséquent plus loin de la planète donnant des coefficients de friction en énergie et de diffusion en angle d'attaque plus faibles.

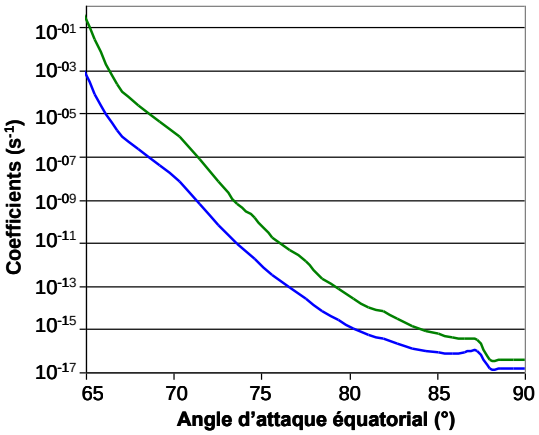


Figure C.III.5 Evolution des coefficients de friction en énergie (en vert) et de diffusion en angle d'attaque (en bleu) résultant de l'interaction avec l'atmosphère en fonction de l'angle d'attaque équatorial des particules pour des électrons de 1 MeV à L=1,12.

III.2. Interaction avec les poussières des anneaux

III.2.1. Description de l'interaction

Comme vu précédemment (voir section A.I.2.1), les anneaux de Saturne sont composés de plusieurs sous anneaux, divisions ou lacunes. Ils sont constitués de particules de poussières qui peuvent entrer en collisions avec les électrons des ceintures de radiations et provoquer des frictions en énergie, déviations en angle d'attaque ou encore des pertes par absorption (figure C.II.1).

Les collisions inélastiques avec les électrons du milieu dense que constituent les poussières, provoquent une dégradation en énergie des électrons des ceintures de radiation. La perte d'énergie des électrons s'exprime :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{anneaux} = \frac{1}{\tau_b} \times \sum_j 2a_j \cdot \left(\frac{dE}{dl}\right) \cdot P_R\left(a_j\right) \quad \text{(MeV.s}^{-1}\text{)}$$

avec : - τ_b la période de rebond de l'électron (voir section C.I.2) (s).
- $2a_j$ l'épaisseur de la poussière j (m).
- (dE/dl) le pouvoir de ralentissement du milieu.
- $P_R(a_j)$ la probabilité de rencontre entre électrons énergétiques et poussières j.

Etudié dans les travaux de thèse de *Santos Costa* [2001], le pouvoir de ralentissement du milieu dépend de l'énergie de la particule et de la densité du milieu traversé et s'exprime en fonction de la nature des poussières. Ainsi, dans le cadre des travaux sur Jupiter [*Santos Costa*, 2001 ; *Sicard*, 2004], plusieurs hypothèses ont du être définies dont celle de l'assimilation des poussières à des sphères de rayon a (sphères d'aluminium) (voir section C.III.2.2). Dans ce cas, le pouvoir de ralentissement s'écrit alors :

$$\left(\frac{dE}{dl}\right) \approx \left(1 + \frac{Z_{Al} \cdot E_c}{800}\right) \cdot \left[2{,}70 \times \frac{0{,}15}{\beta_e^2} \cdot \frac{Z_{Al}}{A_{Al}} \ln\left(\frac{\alpha_e^2\left(\alpha_e + 2\right)}{2\left[\frac{I_{ex}}{m_0 c^2}\right]^2}\right)\right] \quad \text{(MeV.cm}^{-1}\text{)}$$

avec :
- Z_{Al} = 13 le numéro atomique de l'aluminium et A_{Al} = 27 le nombre de nucléon de l'aluminium.
- E_c l'énergie cinétique d'un électron énergétique.
- $\beta_e^2 = \frac{\alpha_e\left(\alpha_e + 2\right)}{\left(\alpha_e + 1\right)^2}$.
- $\alpha_e = \frac{E_c}{m_0 c^2}$ où m_0 est la masse de l'électron au repos et c la célérité de la lumière.
- I_{ex} le potentiel moyen d'excitation relatif au milieu traversé. Pour Z>10, $I_{ex} = 16 * Z^{0,9}$.

La probabilité de rencontre $P_R(a)$ s'exprime en fonction de la population de poussières $n(a)$:

$$P_R(a) = 1 - e^{-\tau_e(a)} \quad \text{avec} \quad \tau_e(a) = n(a)\pi a^2 \left\langle \sum \left(\varphi_m, \theta_{in}, \theta_{out}, L, \alpha_{eq} \right) \right\rangle_{Coquille\,de\,Dérive}$$

avec $n(a) = n(a_0) \cdot \left[\frac{a}{a_0} \right]^{-q}$ [*Canup et al.*, 1993 ; *Zebker et al.*, 1985] où a_0 est la plus petite taille de poussière considérée et q un paramètre à déterminer.

Les électrons interagissent aussi par diffusion élastique avec les noyaux des poussières. Il en découle une déviation de leur trajectoire. Le coefficient de diffusion en angle d'attaque s'écrit :

$$\left(D_{yy}\right)_{anneaux} = \pi \sum_j \left\langle \int_0^{\pi} n(a_j) \cdot v \cdot (\Delta x)^2 \cdot \sigma_j \cdot \sin(\psi) \cdot e^{\frac{\ln 2 \cdot \psi^2}{\langle \theta \rangle^2}} d\psi \right\rangle_{Coquille\,de\,Dérive} \quad (s^{-1})$$

avec : - $n(a_j)$ la densité des poussières de rayon $2a_j$ (en m^{-3}).
- σ_j la section efficace différentielle de collision élastique.
- v la vitesse des particules relativistes ($m.s^{-1}$).
- ψ l'angle de déviation.
- Δx la variation du cosinus de l'angle d'attaque équatorial au cours d'une collision (voir section C.III.1.1).

Les électrons ayant une énergie trop faible pour traverser la particule de poussière sont absorbés par celle-ci. Le calcul du taux d'absorption est simple :

$$\frac{1}{\Gamma_{anneaux}} = \frac{1}{\tau_b} \sum_j \left(1 - e^{-\tau_e(a_j)}\right) \quad (s^{-1})$$

III.2.2. Paramètres

Pour prendre en compte l'interaction entre les électrons des ceintures et les poussières des anneaux, un modèle d'anneaux a du être construit. Une étude bibliographique sur les anneaux a permis de regrouper certains paramètres essentiels au calcul des coefficients de friction en énergie, diffusion en angle d'attaque et absorption : la localisation des anneaux et des sous anneaux, leurs épaisseurs ($2a_j$), la nature des poussières (Z, A), la taille des poussières (a, a_0)… et bien d'autres.

Plusieurs hypothèses, dues à la définition des coefficients, permettent de définir le modèle d'anneaux :

- Le modèle est symétrique par rapport à l'équateur kronien et possède une symétrie de révolution.
- Les anneaux sont constitués majoritairement de glace.
- Les poussières sont considérées comme des sphères de rayon a.
- Les différentes distributions en taille suivent la loi suivante [*Canup et al.*, 1993 ; *Zebker et al.*, 1985] :

$$n(a > a_0) = n(a_0) \cdot \left[\frac{a}{a_0} \right]^{-q}$$

Anneau	Densité Optique	Position (R_S)	Epaisseur (m)	a_0 (m)	a_{max} (m)	q	Références
D	10^{-3}	1.10 – 1.24	0.1	10^{-6}	10^{-4}	3	(c) (d)
C	0.1	1.24 – 1.53	4	10^{-2}	4.5	3.11	(c) (h)
B1	1.1	1.53 – 1.64	50	10^{-2}	10	3	(c) (h)
B2	2.0	1.64 – 1.73	50	10^{-2}	10	3	(c) (h)
B3	3.6	1.73 – 1.83	50	10^{-2}	10	3	(c) (h)
B4	2.2	1.83 – 1.93	50	10^{-2}	10	3	(c) (h)
B5	0.5	1.93 – 1.96	50	10^{-2}	10	3	(c) (h)
CD	0.2	1.96 – 2.03	8	10^{-2}	7.5	2.79	(c) (h)
A1	1.0	2.03 – 2.08	17	10^{-2}	8.9	3.03	(c) (h)
A2	0.6	2.08 – 2.27	17	10^{-2}	8.9	3.03	(c) (h)
F	0.3	2.33	13.10^3	10^{-7}	2	3	(a) (c)
G	10^{-6}	2.75 – 2.87	$5.\ 10^5$	3.10^{-8}	25.10^{-2}	4.5	(b) (c)
E	10^{-5}	2.99 – 7.47	10^7	3.10^{-7}	3.10^{-6}	3	(c) (e) (f) (g)

Tableau C.III.2 Caractéristiques des sous anneaux définissant le modèle d'anneaux de Saturne construit. (a) [Bosch et al., 2002] (b) [Canup et Esposito, 1997] (c) [Dougherty et al. (c), 2009] (d) [Hedman et al., 2007] (e) [Jurac et al., 2001] (f) [Nicholson et al., 1996] (g) [Santos Costa et al., 2003] (h) [Zebker et al., 1985.

Le tableau C.III.2 regroupe les différents sous anneaux et divisions pris en compte dans le modèle d'anneaux ainsi que leurs épaisseurs et les rayons minimums et maximums des poussières. Il faut noter la diversité des différentes distributions en taille et des épaisseurs. Les valeurs de q, issues de la littérature (voir tableau C.III.2), sont liées au rayon des particules pris en compte dans les distributions en taille des poussières. Ainsi, des poussières dont le rayon sera inférieur à dix mètres (a_{max} < 10 m), auront une valeur de q voisine de 3 alors que des poussières ayant un rayon supérieur à dix mètres (a_{max} > 10 m) pourront avoir des valeurs de q comprises entre 5 et 11 [*Dougherty et al. (d),* 2009 ; *Tiscareno et al.*, 2006 ; *Sremčević et al.*, 2007]. De plus, une valeur de q autour de 3,5 est représentative d'une population de particules de ceintures d'astéroïdes ou d'anneaux planétaires : ceci est dû aux processus de fragmentation qui sont probablement à l'origine de leur création [*Dougherty et al. (d),* 2009].

La figure C.III.6 schématise le modèle d'anneaux construit avec les densités optiques de chaque anneau, sous anneau ou division et donne une projection de l'épaisseur des anneaux.

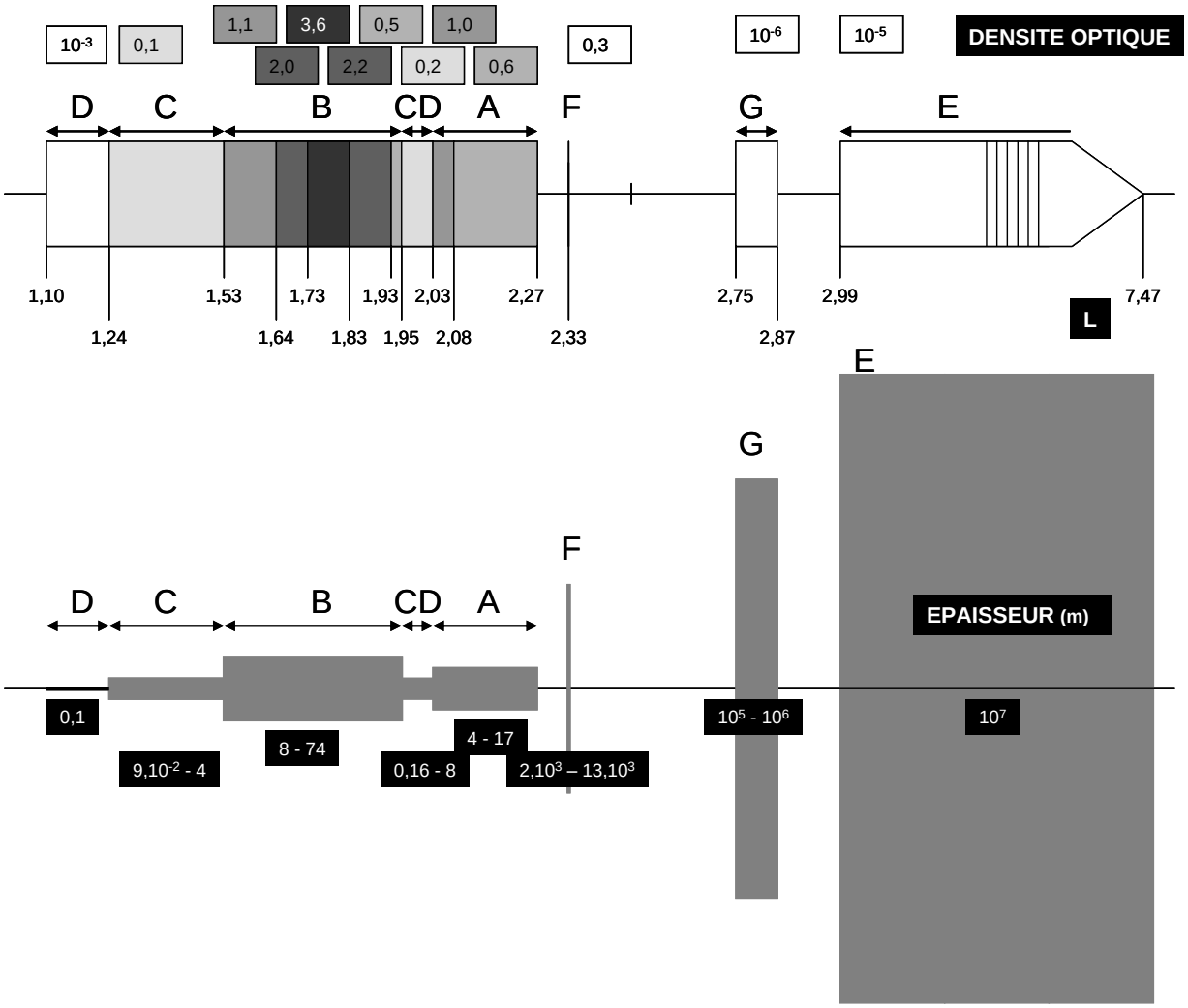


Figure C.III.6 Vue schématique du modèle d'anneaux construit et introduit dans le modèle des ceintures de radiations de Saturne.

Dans le cas des anneaux de Jupiter, il a été supposé une seule interaction entre un électron des ceintures et les poussières des anneaux au cours d'un rebond. Cette hypothèse est applicable pour Saturne dans le cas des anneaux peu denses mais ne peut plus être appliquée pour des anneaux denses, puisque l'électron va subir une multitude d'interaction le long du rebond. Par exemple, l'anneau A est si dense qu'un électron est finalement absorbé après les diverses collisions qu'il subit le long du rebond et ce quelle que soit son énergie. Par conséquent, il a été considéré comme perdu tout électron énergétique passant par l'anneau A, impliquant une absence de particules depuis le bord externe de l'anneau A jusqu'à la planète. Cette hypothèse de perte de particules due aux anneaux denses près de la planète est vérifiée par plusieurs travaux [*Garrett et al.*, 2005 ; *Santos Costa et al.*, 2003, *Kollman et al.* 2010].

III.2.3. Coefficients

Les coefficients de friction en énergie, diffusion en angle d'attaque et absorption liés aux anneaux ont été calculés. Les figures C.III.7 et C.III.8 et C.III.9 présentent ces coefficients en fonction du paramètre L, de l'énergie et de l'angle d'attaque équatorial des particules.

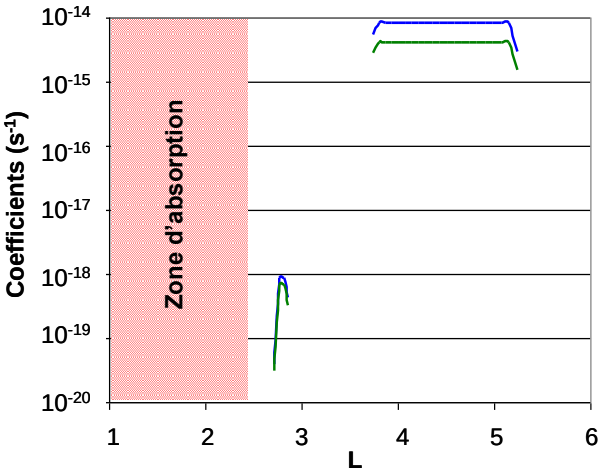


Figure C. III.7 Evolution des coefficients de friction en énergie (en vert) et de diffusion en angle d'attaque (en bleu) dus aux anneaux en fonction d paramètre L pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°) de 1 MeV. Le coefficient d'absorption est représenté par une zone d'absorption (en rouge) depuis la limite externe de l'anneau dense A (L ~ 2,3).

Sur la figure C.III.7, le coefficient d'absorption est représenté par une zone d'absorption près de la planète (L < 2,3) représentant l'absorption des électrons énergétiques par les anneaux denses. Pour des valeurs en L supérieures, aucun coefficient d'absorption n'a été calculé :les anneaux G et E (L < 2,3) sont des anneaux peu denses qui n'impliquent pas d'absorption mais uniquement des frictions en énergie ou diffusions en angle d'attaque. Il est intéressant de remarquer que les coefficients de friction en énergie et diffusion en angle d'attaque dus aux poussières de l'anneau G sont moins forts que ceux dus aux poussières de l'anneau E. En effet, l'anneau G, malgré une valeur plus importante du rayon maximal des poussières (a_{max} dans le tableau C.III.2), a une densité optique plus faible que celle de l'anneau E. Par conséquent, les coefficients calculés pour des L correspondants à l'anneau G (2,75 < L < 2,87) sont moins forts.

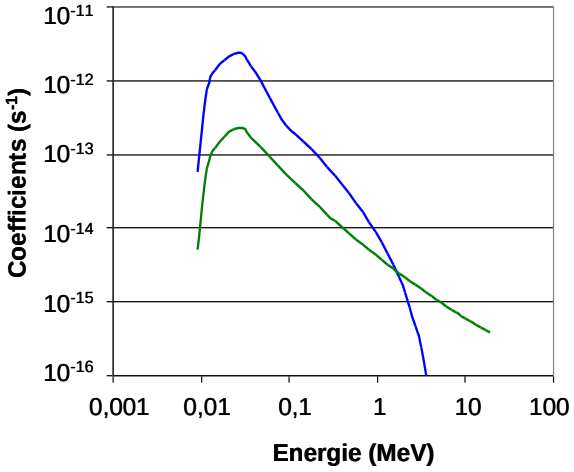


Figure C.III.8 Evolution des coefficients de friction en énergie (en vert) et de diffusion en angle d'attaque (en bleu) dus aux anneaux pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°) à L = 3,94.

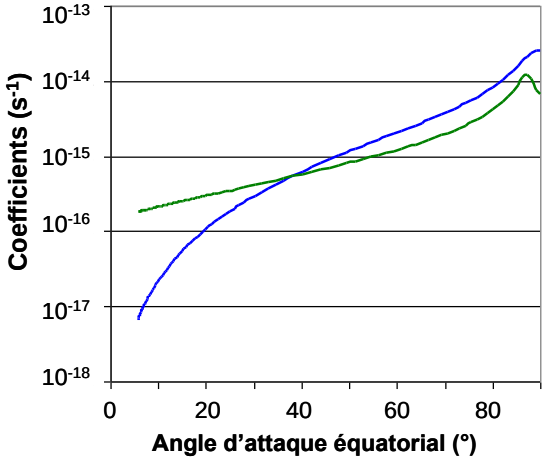


Figure C.III.9 Evolution des coefficients, de friction en énergie (en vert) et de diffusion en angle d'attaque (en bleu) dus aux anneaux en fonction de l'angle d'attaque équatorial des particules pour des électrons de 1 MeV à L= 3,94.

La figure C.III.8 permet d'observer que lorsque l'énergie des électrons diminue, les coefficients liés aux anneaux augmentent jusqu'à une valeur limite puis diminuent de nouveau. Cette valeur limite se situe autour de 0,020 MeV dans le cas d'électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80 °) à L = 3,94. La figure C.III.9 indique que les électrons de plus fort angle d'attaque (dont le point miroir associé au mouvement de rebond se situe près de l'équateur) seront particulièrement concernés par les interactions avec les anneaux : en effet, les anneaux sont majoritairement confinés à l'équateur, en raison de la rotation rapide de la planète.

III.3. Interaction avec les satellites naturels

III.3.1. Description de l'interaction

Des travaux précédents [*Simpson et al.*, 1980 ; *Hood*, 1983 ; *Paonessa et Cheng*, 1985] utilisent la modélisation des pertes par absorption induites par les satellites naturels kroniens pour expliquer la distribution des particules énergétiques de Saturne. Leur hypothèse commune est de considérer les satellites comme des corps absorbants. Ce sera également l'approche suivie dans cette partie (figure C.II.1).

Dans l'équation de diffusion, le terme dû aux pertes induites par les satellites kroniens s'exprime [*Santos Costa*, 2001]:

$$\frac{1}{\Gamma_{lunes}} = f_r\left(q, \alpha_{eq}, L\right) \cdot P_L\left(L\right) \cdot P_{\theta,L}\left(\theta_m, L\right) \qquad (\mathrm{s}^{-1})$$

où - $P_L(L)$ est la probabilité que le satellite intercepte une coquille de dérive en L.

- $P_{\theta,L}(\theta_m, L)$ la probabilité que le satellite de colatitude θ_m intercepte des électrons énergétiques d'angles d'attaques équatoriaux α_{eq} au cours de leurs rebonds le long de la ligne de champ d'apex L.

- $f_r(q, \alpha_{eq}, L)$ la fraction de particules de charge q perdue par unité de temps au cours de la rencontre avec une coquille de dérive (α_{eq}, L) telle que :

$$f_r = \frac{w_r}{2\pi} \quad \text{avec} \quad w_r = \left| \Omega_s + \left\langle \frac{d\varphi_m}{dt} \right\rangle - w_{lunes} \right|$$

où - w_r est la vitesse angulaire relative des particules par rapport au mouvement du satellite.

- Ω_s est la vitesse de rotation de la planète.

- $\left\langle \frac{d\varphi_m}{dt} \right\rangle$ est la dérive longitudinale due au champ magnétique.

- w_{lunes} est la vitesse de rotation des lunes autour de Saturne.

Les calculs de P_L et $P_{\theta,L}$ sont détaillés dans les travaux de thèse de *Santos Costa* [2001].

III.3.2. Paramètres

Les paramètres nécessaires pour calculer les coefficients d'absorption liés aux satellites naturels sont les caractéristiques physiques des satellites et de leurs orbites.

Plusieurs hypothèses permettent le calcul du taux de perte :

- les satellites sont supposés être des objets sphériques.
- les satellites sont considérés comme des objets neutres, en aucun cas magnétiques ou conducteurs.
- le rayon de giration des électrons est supposé petit face aux dimensions des satellites, ce qui implique une zone d'absorption accolée à la planète. Si le centre guide de l'électron se trouve dans cette zone, il est absorbé et donc perdu (figure C.III.10)

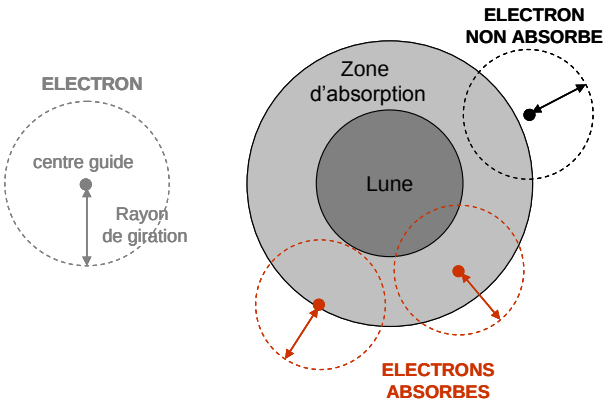


Figure C.III.10 Illustration de la zone d'absorption par rapport au centre guide de l'électron.

Saturne possède de nombreux satellites (voir section A.I.2.2). Dans la région qui nous intéresse (interne à 6 rayons kroniens), on dénombre 11 satellites (figure C.III.11) : Pan, à l'intérieur de l'anneau A ; Atlas, bordant l'anneau F; Prométhée et Pandore à l'intérieur de l'anneau F ; les satellites Epiméthée et Janus ; Mimas, Encelade, et les satellites co-orbitaux (se trouvant sur la même orbite) Calypso, Téthys et Télesto à l'intérieur de l'anneau E. Le tableau C.III.3 rappelle les caractéristiques des satellites utilisés pour calculer les coefficients de diffusion dus à l'interaction entre les électrons des ceintures et les satellites naturels.

	ORBITE			SATELLITE
	Rayon (Rs)	Période (jours)	Inclinaison (°)	Diamètre (km)
PAN	2,2142	0,575	0	26
ATLAS	2,282	0,6019	0,3	37
PROMETHEE	2,3098	0,613	0	148
PANDORE	2,3512	0,6285	0	110
EPIMETHEE	2,5099	0,6942	0,34	138
JANUS	2,5107	0,6945	0,14	194
MIMAS	3,0751	0,94242	1,53	418
ENCELADE	3,9453	1,37022	0	512
TETHYS	4,8841	1,8878	7,86	1072
CALYPSO	4,8841	1,8878	0	30
TELESTO	4,8841	1,8878	0	30

Tableau C.III.3 Caractéristiques physiques (nécessaires au calcul des coefficients d'absorption) des satellites et de leurs orbites.

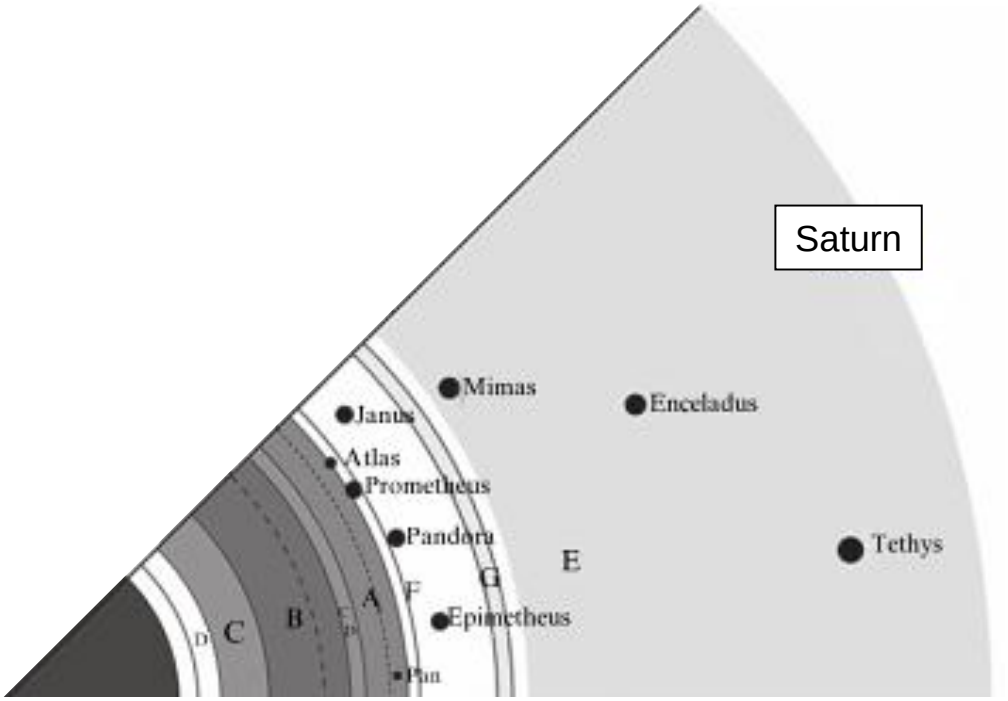


Figure C.III.11 Les principaux satellites de Saturne dans le système d'anneaux.

III.3.3. Coefficients

Le coefficient de perte dû aux lunes a été calculé. Les figures C.III.12, C.III.13 et C.III.15 présentent les variations du coefficient d'absorption respectivement en fonction du paramètre L et de l'énergie des particules et de l'angle d'attaque équatorial des particules.

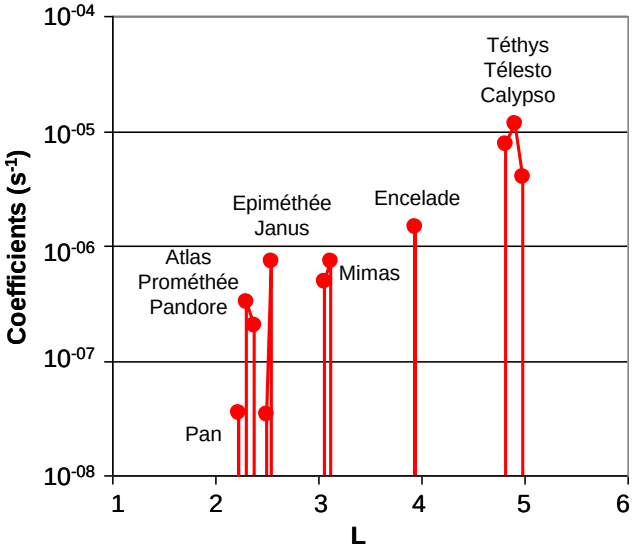


Figure C.III.12 Evolution du taux de perte (en rouge) dû aux satellites en fonction du paramètre L pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°) de 1 MeV. Les satellites responsables des taux de perte observé sont également notés sur la figure.

Les positions des divers satellites pris en compte dans notre modèle Salammbô se retrouvent sur la figure C.III.12 : chaque trait vertical correspond à un satellite ou groupe de satellites. Il faut noter que chaque satellite engendre un taux de perte différent : pour des électrons quasi équatoriaux de 1 MeV, ce sont les satellites Téthys, Calypso et Télesto (L = 4,88) qui engendrent les plus importants taux de perte.

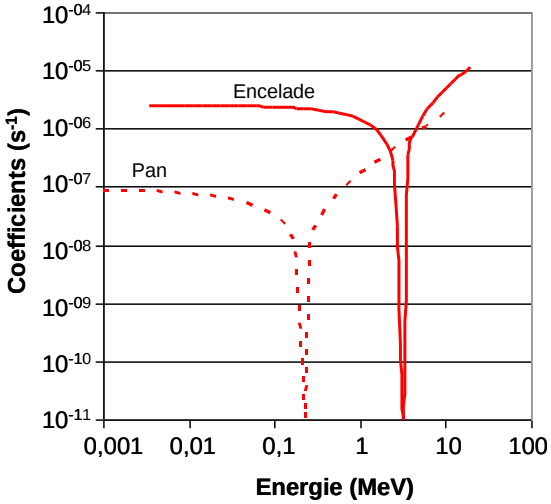


Figure C.III.13 Evolution du taux de perte (en rouge) dû aux satellites en fonction de l'énergie de la particule dans le cas des satellites Pan (L = 2,21 ; traits pointillé) et Encelade (L = 3,94 ; trait plein) pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°).

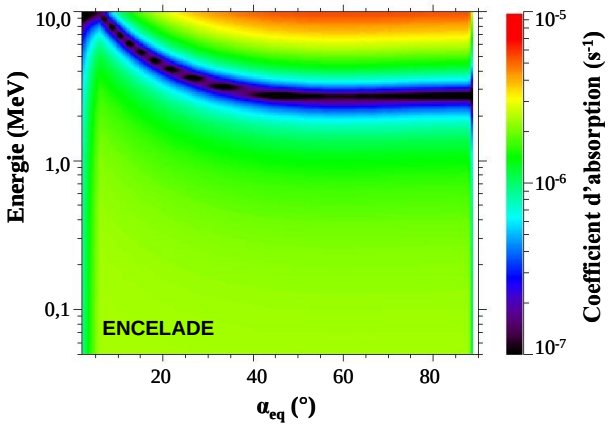


Figure C.III.14 Illustration du phénomène de synchronisation entre le satellite Encelade (L = 3,94) et les électrons énergétiques des ceintures de radiation.

La figure C.III.13 représentent les coefficients d'absorption dus aux lunes pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°) à proximité de deux satellites naturels : Pan (L = 2,21) et Encelade (L = 3,94). Elle permet de mettre en évidence une rupture dans les variations du taux de perte en fonction de l'énergie: par exemple pour le satellite Encelade (figure C.III.13), cette rupture se situe autour de 3 MeV, contre 0,2 MeV pour le satellite Pan. Ce phénomène est appelé « phénomène de synchronisation » : un électron d'une énergie donnée dérivant près de l'orbite d'un satellite dans le même sens et à la même vitesse ne sera jamais absorbé. C'est le cas pour des électrons d'environ 3 MeV dérivant près de l'orbite d'Encelade. La figure C.III.14 illustre ce phénomène en fonction de l'énergie et de l'angle d'attaque des électrons pour le satellite Encelade (L = 3,94) : la trace bleue foncée correspond aux électrons dérivant à la même vitesse et dans le même sens que le satellite.

La figure C.III.15 montre l'évolution du coefficient lié aux lunes en fonction de l'angle d'attaque équatorial des électrons pour des électrons de 1 MeV. Pour des angles d'attaque équatoriaux supérieurs à 5°, le coefficient est quasi constant : les particules possèdent toutes la même probabilité de traverser les plans orbitaux des lunes puisque l'équateur kronien et l'équateur magnétique sont quasi confondu (légèrement décalé en z). Pour des angles d'attaque équatoriaux encore plus faibles (α_{eq} < 5°), les électrons sont injectés dans le cône de perte et précipitent dans l'atmosphère.

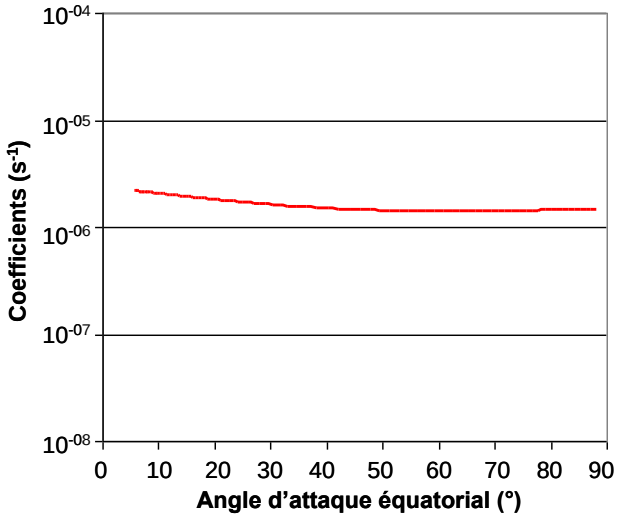


Figure C.III.15 Evolution du taux de perte (en rouge) dû aux satellites de Saturne en fonction de l'angle d'attaque équatorial des particules pour des électrons de 1 MeV à L=3,94.

III.4. Interaction avec le nuage de neutres

III.4.1. Description de l'interaction

Les particules neutres prises en compte dans cette partie sont les particules éjectées par le satellite Encelade (voir section A.I.2.3). L'interaction entre les électrons des ceintures de radiations avec ces particules neutres est une interaction qui n'a jamais été intégrée dans les précédents travaux sur le code Salammbô 3D.

Les électrons des ceintures de radiations entrent en collision avec les électrons des molécules ou des atomes constituant le nuage de neutres. Un parallèle a été fait avec l'interaction entre les électrons des ceintures et les milieux denses de l'atmosphère constitués de molécules, atomes et électrons. Les collisions coulombiennes issues de cette interaction (avec les électrons liés et libres, voir section C.III.1.1) engendrent des coefficients de friction et de diffusion en angle d'attaque. Dans le cas de l'interaction avec les particules neutres, il convient de prendre en compte des collisions coulombiennes uniquement avec les électrons liés aux molécules et atomes non chargés du nuage de neutres, engendrant coefficients de friction et de diffusion en angle d'attaque.

Par conséquent, le terme de friction découle de celui issu de l'interaction avec l'atmosphère. Cependant, il convient de supprimer le terme résultant des collisions avec les électrons libres des plasmas froids ambiants. Le terme de friction s'écrit alors :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{neutres} = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{liés} = \frac{4\pi}{m_0 v}\left(\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \times \chi_{liés} \qquad (\mathrm{J.\,s^{-1}})$$

avec :

$$\chi_{liés} = \sum_i Z_i \langle N_i \rangle \left[\frac{1}{16} - \frac{1}{8\gamma} + \frac{9}{16\gamma^2} - \left(3 - \frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2} \right) - \frac{1}{2} \ln(\gamma + 1) - \ln\left(\frac{2m_0 c^2 (\gamma^2 - 1)}{I_i} \right) \right]$$

Le coefficient de diffusion en angle d'attaque reste le même que celui calculé pour l'interaction des électrons avec les milieux denses :

$$(D_{yy})_{neutres} = \sum_j \left\langle \pi N_j \frac{v}{2x^2} \left(x^2 - 1 + \frac{B_{eq}}{B_l} \right) \int_0^{\pi} \left[2 \left(x^2 - 1 + \frac{B_{eq}}{B_l} \right) (1 - \cos\psi)^2 + (1 - x^2) \sin^2\psi \right] \sigma_j(\Omega) \sin\psi d\psi \right\rangle$$

III.4.2. Paramètres

Le calcul des coefficients de diffusion liés à l'interaction des électrons avec les particules neutres nécessitent plusieurs paramètres, notamment la densité des espèces $\langle N_i \rangle$, leurs numéros atomiques *Z* et leurs énergies d'excitation *I*.

La principale hypothèse pour définir le nuage de neutres est de le considérer présent sur toute la dérive, ce qui n'est pas le cas en réalité : le nuage de neutres est localisé autour du satellite Encelade (figure C.III.16). Notre modèle 3D ne permet pas de prendre en compte la position du nuage de neutres sur la dérive.

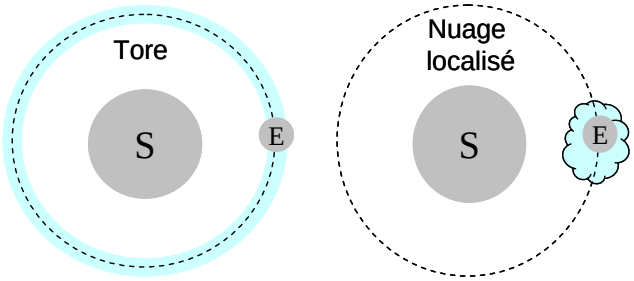


Figure C.III.16 Tore de neutres pris en compte dans le modèle Salammbô 3D. Le nuage localisé autour d'Encelade pourrait être modélisé dans le cas d'un modèle 4D.

Le modèle de nuage de particules neutres utilisé est un modèle récemment développé par *Cassidy et Johnson* [2010] qui met en jeu trois espèces, H_2O, OH et O. La figure C.III.17a présente les densités à l'équateur des différentes espèces entre 1 et 6 rayons kroniens [*Cassidy et Johnson*, 2010]. Il faut noter un pic de densité de l'espèce H_2O aux alentours de 3,5 Rs, dû à la présence du satellite Encelade tout près (3,94 Rs).

Les profils de densité hors équateur sont obtenus par une seule et même équation pour chaque espèce [*Cassidy et Johnson*, 2010 ; *Persoon et al.*,2009] :

$$n_i = n_{0_i} \exp\left[\frac{-1}{3} \frac{L^2}{H^2} \left(1 - \cos^6(\lambda) \right) \right] \text{ (cm}^{-3}\text{)} \qquad \text{avec} \qquad H = 0.045 L^{1.5} \text{ (Rs)}$$

où n_i est la densité de l'espèce *i*, n_{oi} la densité de l'espèce *i* à l'équateur, *L* le paramètre de McIlwain et λ la latitude. La figure C.III.17b présente les profils de densités hors équateur des trois espèces pris en compte pour le modèle de nuage de particules neutres en fonction de

la latitude λ. Il est important de noter que la majorité des particules neutres sont confinées à l'équateur : la figure C.III.17b montre qu'au delà de 6° en latitude les densités de particules neutres sont inférieures à 1000 cm^{-3} et deviennent rapidement négligeables.

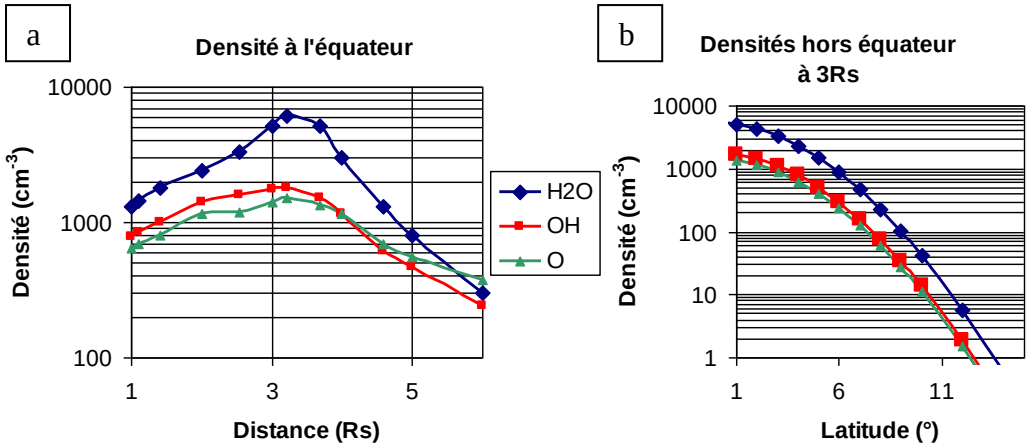


Figure C.III.17 Densités des espèces neutres prises en compte dans le modèle du nuage de neutres de Cassidy et Johnson [2010] (a) à l'équateur kronien (en fonction de r) (b) hors équateur (à 3Rs en fonction de la latitude).

Le tableau C.III.4 présente les numéros atomiques et énergies d'excitations des trois espèces prises en compte.

	H2O	HO	O
Numéro atomique Z	10	9	8
Energies d'excitation I (eV)	~ 13	~ 13	~ 13

Tableau C.III.4 Caractéristiques des espèces neutres prises en compte dans le modèle du nuage de neutres.

La figure C.III.18 montre l'évolution de la densité de l'espèce H_2O hors équateur en fonction de la latitude pour différentes distances à la planète (Rs).

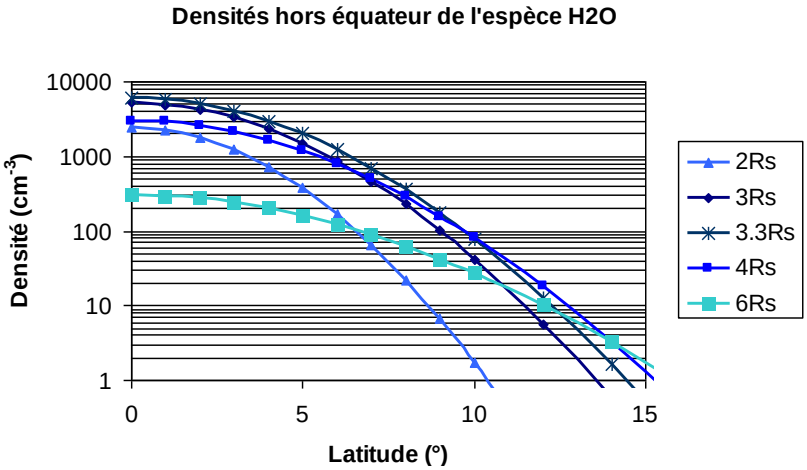


Figure C.III.18 Evolution de la densité de l'espèce H_2O hors équateur pour différents L.

III.4.3. Coefficients

Les coefficients de diffusion en angle d'attaque et de friction en énergie liés aux particules constituant le nuage de neutres ont été calculés. Les figures C.III.19, C.III.20 et C.III.21 présentent l'évolution des coefficients en fonction du paramètre L, de l'énergie et de l'angle d'attaque équatorial des particules.

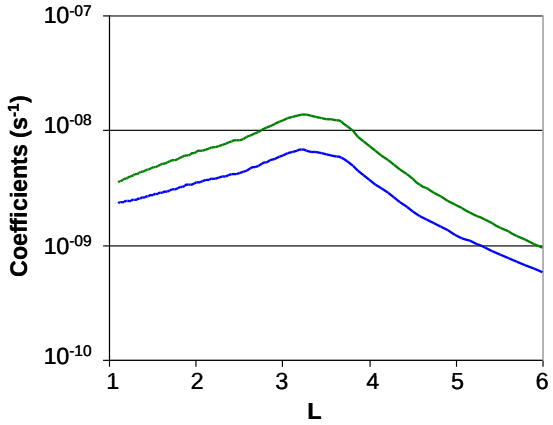


Figure C.III.19 Evolution des coefficients de friction en énergie (en vert) et de diffusion en angle d'attaque (en bleu) dus au nuage neutre en fonction du paramètre L pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°) de 1 MeV.

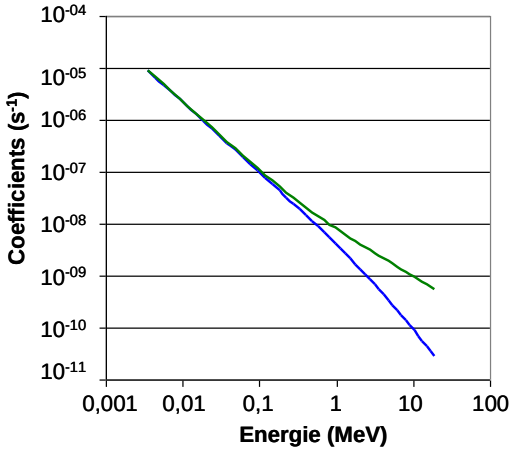


Figure C.III.20 Evolution des coefficients de friction en énergie (en vert) et de diffusion en angle d'attaque (en bleu) dus au nuage neutre en fonction de l'énergie des particules pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°) à L = 3,94.

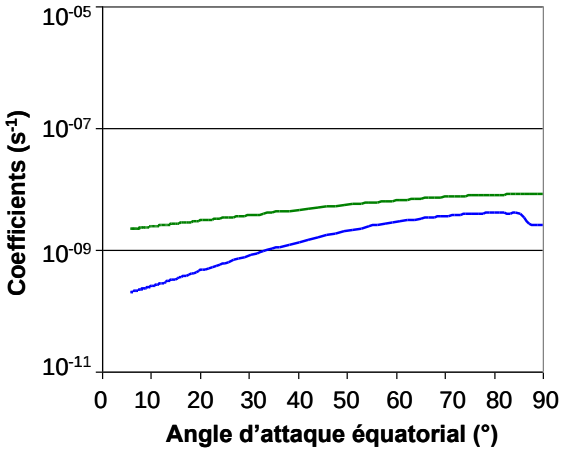


Figure C.III.21 Evolution des coefficients de friction en énergie (en vert) et de diffusion en angle d'attaque (en bleu) dus au nuage neutre en fonction de l'angle d'attaque équatorial des particules pour des électrons de 1 MeV à L = 3,94.

L'évolution des coefficients en fonction du paramètre L pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°) de 1 MeV (figure C.III.19) montre des coefficients plus élevés pour des valeurs de L comprises entre 3 et 4. Cette évolution est cohérente avec les densités du modèle de nuage de neutres [*Cassidy et Johnson*, 2010] qui sont plus élevées autour de L = 3,5 pour des particules neutres équatoriales (figure C.III.19). La figure C.III.20 permet d'observer que les coefficients liés aux particules neutres augmentent lorsque l'énergie des

électrons diminue. En effet, un électron de faible énergie cèdera plus facilement son énergie (friction en énergie) ou sera plus facile dévié (diffusion en angle d'attaque). La figure C.III.21 indique que les coefficients dus au nuage de neutres sont plus forts pour des électrons ayant un angle d'attaque équatorial important (dont le point miroir associé au mouvement de rebond est proche de l'équateur). Le modèle de *Cassidy et Jonhson* [2010] confine les particules neutres à l'équateur : les électrons rebondissant près de l'équateur ont alors plus de chance d'être concernés par l'interaction avec le nuage de neutres.

III.5. Interactions ondes - particules

III.5.1. Description du code WAPI

Les interactions ondes - particules induisent des diffusions en énergie et en angle d'attaque (figure C.II.1). Les calculs de ces coefficients se font à l'aide d'un code d'interactions ondes - particules nommé WAPI (*WAve Particle Interaction*). WAPI a été développé à l'ONERA-DESP dans le cadre de l'étude des ceintures de radiations de la Terre (*Boscher et al., 2007*) et a été adapté au cas de Saturne. Le code de calcul ne prend en compte que les mesures magnétiques des ondes présentes dans la magnétosphère. Il est intéressant de rajouter que cette interaction n'a jamais été intégrée auparavant au code Salammbô 3D dans le cas des planètes géantes.

III.5.1.a. Hypothèses de calcul

Le code WAPI est basé sur la théorie quasi linéaire, dans le cas d'un plasma froid [*Kennel et Petschek*, 1966 ; *Kennel et Engelmann*, 1966]. Il est construit autour de trois principes liés à la gyrofréquence de l'électron, à la condition de résonance et à la relation de dispersion [*Lyons*, 1974].

Dans cette étude, nous ne nous intéressons qu'aux ondes dont la fréquence est inférieure à la gyrofréquence de l'électron ; seules ondes pour lesquelles le code WAPI est utilisable. La gyrofréquence de l'électron (Ω_e ou f_{ce}) est définie comme suit :

$$\Omega_e = \frac{q_e B}{m_{oe}} \quad \text{(Hz)}$$

avec q_e la charge de la particule, B le champ magnétique local et m_{0e} la masse de l'électron au repos.

Dans un second temps, la fréquence des ondes (en tenant compte de l'effet Doppler) doit être en résonance avec la gyrofréquence de l'électron pour que l'électron puisse 'voir' l'onde. Cette condition appelée condition de résonance s'exprime [*Lyons*,1974] :

$$w - k_{//} v_{//} = \frac{-n\Omega_e}{\gamma}$$

avec w la fréquence de résonance, $k_{//}$ et $v_{//}$ les composantes parallèles au champ magnétique respectivement du vecteur d'onde et du vecteur vitesse, Ω_e la gyrofréquence de l'électron, γ le facteur de Lorentz et n le numéro de l'harmonique de la résonance.

Dans un troisième et dernier temps, la relation de dispersion, qui dépend de l'angle ψ entre le vecteur d'onde k et le champ magnétique local B_l, doit être nulle [*Lyons*, 1974] :

$$D(w,k,X) = \left(SX^2 + P\right)\mu^4 - \left(RLX^2 + PS\left(2 + X^2\right)\right)\mu^2 + PRL\left(1 + X^2\right) = 0$$

avec X=tan(ψ), μ l'indice de réfraction de l'onde (μ=$c|k|/w$) et D, R, L, S, P les paramètres de Stix [*Stix*, 1962 ; *Lyons*, 1974] tels que:

$$\left.\begin{matrix} R(w) \\ L(w) \end{matrix}\right\} = 1 - \sum \frac{w_{pe}^2}{w} \frac{1}{(w \pm \Omega_e)} \qquad \left.\begin{matrix} S(w) \\ D(w) \end{matrix}\right\} = \frac{1}{2}(R \pm L) \qquad P(w) = 1 - \sum \left(\frac{w_{pe}}{w}\right)^2$$

avec w_{pe} la fréquence plasma électronique. Ainsi la relation de dispersion relie l'angle ψ (entre la direction de propagation de l'onde et le champ magnétique local), la fréquence de résonance w, la gyrofréquence de l'électron Ω_e et la fréquence plasma w_{pe} en un point de l'espace.

Ainsi, lorsque la fréquence des ondes est inférieure à la gyrofréquence de l'électron, que la condition de résonance est satisfaite, les valeurs de μ^2 obtenues en posant la relation de dispersion égale à zéro, permettent de trouver les fréquences de résonance qui conduiront à définir les coefficients de diffusion.

III.5.1.b. Calcul des coefficients de diffusion

Dans l'équation de diffusion, le coefficient de diffusion en angle d'attaque D_{yy} s'exprime (il faut diviser le coefficient par $p^2=(\gamma\text{-}1).m_{0\sigma}{}^2.c^2$ pour l'exprimer en s^{-1}) [*Boscher et al.*, 2007]:

$$\left(D_{yy}\right)_{ondes} = \sum_{n=nl}^{nh} \int_{X_{\min}}^{X_{\max}} X dX D_{yy}^{nX} \qquad (\text{moment}^2.\text{s}^{-1})$$

où la somme sur n, de nl à nh, représente la somme sur les différentes harmoniques de la fréquence de résonance et D_{yy}^{nX} le coefficient de diffusion pour une harmonique n et un angle de propagation ψ donnés. Le coefficient D_{yy}^{nX} peut s'écrire [*Albert*, 1999 ; *Boscher et al.*, 2007 ; *Glauert et Horne*, 2005]:

$$D_{yy}^{nX} = \sum_i \frac{q_e^2 w_i^2}{4\pi\left(1 + X^2\right)N(w_i)} \left[\frac{n\Omega_e/(\gamma w_i) - \sin^2\alpha}{\cos\alpha}\right] \cdot B^2(w_i) g(X) \left.\frac{\left|\Phi_{n,k}\right|^2}{\left|v_{//}\right|\left|1 - \frac{1}{v_{//}}\frac{\partial w_i}{\partial k_{//}}\right|}\right|_{k_{//i}}$$

avec q_e la charge de l'électron, w_i la fréquence de résonance, α l'angle d'attaque local, γ le facteur de Lorentz ($\gamma = (1-v^2)/c^2$), Ω_e la gyrofréquence de l'électron, $k_{//}$ et $v_{//}$ les composantes parallèle au champ magnétique du vecteur d'ondes et du vecteur vitesse de l'électron, μ l'indice de réfraction. Les termes $B^2(w_i)$, $g(X)$, $N(w_i)$ et $|\Phi_{n,k}|^2$ sont définis ci-après.

La distribution des ondes en fréquence w est considérée comme une gaussienne où $B^2(w_i)$ est la puissance du champ magnétique de l'onde par unité de fréquence ($T^2.Hz^{-1}$) définie telle que [*Lyons*, 1974]:

$$B^2(w) = \begin{cases} A^2 \exp\left[-\left(\dfrac{w - w_m}{\delta w}\right)^2\right] & w\text{lc} \le w \le w_{uc} \\ 0 & \text{autrement} \end{cases}$$

avec w la fréquence de résonance, w_m la fréquence du maximum de la puissance de l'onde, δw la largeur de bande des fréquences, w_{lc} et w_{uc} les fréquences de coupure respectivement basse et haute au-delà desquelles la puissance de l'onde est nulle. A^2 est la constante de normalisation définie de la façon suivante [*Boscher et al.*, 2007]:

$$A^2 = \frac{|B_w|^2}{\delta w}\frac{2}{\sqrt{\pi}}\left[erf\left(\frac{w_m - w_{lc}}{\delta w}\right) + erf\left(\frac{w_{uc} - w_m}{\delta w}\right)\right]^{-1} \approx \frac{|B_w|^2}{\delta w}\frac{1}{\sqrt{\pi}}$$

avec B_w l'amplitude de l'onde (T). Le terme *erf* est considéré équivalent à la valeur 1/2.

La distribution des ondes en angle ψ est également considérée comme une Gaussienne telle que [*Boscher et al.*, 2007]:

$$g(X) = \begin{cases} \exp\left[-\left(\dfrac{X - X_m}{X_w}\right)^2\right] & X_{min} < X < X_{max} \\ 0 & \text{autrement} \end{cases}$$

avec $X = \tan(\psi)$, X_w la largeur de la gaussienne et X_m le pic.

$N(w_i)$ est un facteur de normalisation qui permet de garantir que l'énergie de l'onde par unité de fréquence est donnée par $B^2(w)$. Ce facteur est défini tel que [*Albert*, 1999] :

$$N(w_i) = \left|-\frac{1}{2\pi^2}\, g(X)\frac{k^2}{c}\right|\mu + w_i \frac{\partial \mu}{\partial w}\left|\sin\psi \cos^2\psi\right|$$

$|\Phi_{n,k}|^2$ est un terme dépendant de l'indice de réfraction, défini tel que [*Boscher et al.*, 2007]:

$$\left|\Phi_{n,k}\right|^2 = \left[\left(\left(\frac{\mu^2 - L}{\mu^2 - S}\right)J_{n+1} + \left(\frac{\mu^2 - R}{\mu^2 - S}\right)J_{n-1}\right)\left(\frac{\mu^2 \sin^2\psi - P}{2\mu^2}\right) + \cot\alpha \sin\psi \cos\psi J_n\right]^2$$
$$\cdot\left[\left(\frac{R - L}{2\left(\mu^2 - S\right)}\right)^2\left(\frac{P - \mu^2 \sin^2\psi}{\mu^2}\right)^2 + \left(\frac{P\cos\psi}{\mu^2}\right)^2\right]^{-1}$$

avec J_n, J_{n-1}, J_{n+1} les fonctions de Bessel ayant pour argument $-X\tan\alpha\left(\frac{w - n\Omega_e/\gamma}{\Omega_e/\gamma}\right)$ [*Albert*, 2005].

Dans l'équation de diffusion, le coefficient de diffusion en énergie D_{EE} s'exprime [*Boscher et al.*, 2007] :

$$\left(D_{EE}\right)_{ondes} = \frac{\left(E_c + 2E_{0e}\right)^2}{\left(E_c + E_{0e}\right)^2} D_{pp} \qquad (s^{-1})$$

avec E_c, l'énergie de l'électron, E_{0e} l'énergie de l'électron au repos et D_{pp} est le coefficient de diffusion en moment (s^{-1}), défini tel que [*Boscher et al., 2007]*:

$$D_{pp} = \sum_{n=nl}^{nh} \int_{X_{\min}}^{X_{\max}} X dX D_{pp}^{nX}$$

où D_{pp}^{nX} est, de même que pour D_{yy}^{nX}, le coefficient de diffusion pour une harmonique n et un angle de propagation ψ donnés. Le coefficient D_{pp}^{nX} peut se décrire en fonction du coefficient D_{yy}^{nX} [*Albert*, 1999 ; *Boscher et al.*, 2007 ; *Glauert et Horne*, 2005]:

$$D_{pp}^{nX} = D_{yy}^{nX}\left[\frac{\sin\alpha\cos\alpha}{n\Omega_e/(\gamma w_i) - \sin^2\alpha}\right]_{k_{//i}}^2$$

III.5.2. Paramètres

Afin de calculer les coefficients de diffusion dus aux interactions ondes - particules, plusieurs paramètres d'entrée sont nécessaires. :

- le numéro min et max (respectivement *nl* et *nh*) des harmoniques
- la gaussienne en angle (X_m et X_w)
- la gaussienne en fréquence (w_m, δ_w et B_w)
- la densité électronique n_e qui permet de définir la fréquence de plasma électronique w_{pe}.

Certains paramètres se basent sur d'autres études liées aux interactions ondes - particules dans le cas de la Terre [*Boscher et al.*, 2005 ; *Glauert et Horne*, 2005 ; *Horne et al.*, 2005] En effet, plusieurs informations manquent dans le cas particulier de Saturne, comme le numéro min et max des harmoniques ou les paramètres permettant de définir la gaussienne en

angle. Par conséquent, ces valeurs sont issues de travaux précédents dans le cas de la Terre [*Boscher et al.*, 2007 ; *Horne et al.*, 2005] :

$$nl = -5$$
$$nh = 5$$
$$X_m = tan(\psi_m) \text{ avec } (\psi_m) = 0°$$
$$X_w = tan(\psi_w) \text{ avec } (\psi_w) = 30°$$
$$X_{min} = -2tan(\psi_w)$$
$$X_{max} = 2tan(\psi_w)$$

Les autres paramètres d'entrée, les grandeurs permettant de définir la gaussienne en fréquence et la densité électronique du milieu n_e permettant de calculer la fréquence de plasma électronique w_{pe}, sont liés à la planète.

Le modèle de densité électronique introduit dans le calcul est le modèle de *Persoon et al.* [2006]. La densité électronique n_e (cm^{-3}) est définie telle que [*Persoon et al.*, 2006 ; *Hill et Michel*, 1976] :

$$n_e = n_0 \exp\left[-\left(\frac{z}{H}\right)^2\right]$$

où $n_0 = (51{,}880)L^{-4.1}$ (cm^{-3}) et $H = (0{,}047)L^{1.8}$ (Rs) [*Persoon et al.*, 2006]. n_0 est la densité électronique à l'équateur, z la distance de par et d'autre de l'équateur kronien (Rs) et L le paramètre de McIlwain. La figure C.III.22 illustre les densités électroniques en fonction de L pour z = 0. La fréquence de plasma électronique w_{pe} se définit comme suit :

$$w_{pe} = \sqrt{\frac{n_e q_e^{\,2}}{m_{0e}\varepsilon_0}}$$

où q_e est la charge électronique, m_{0e} est la masse de l'électron au repos, ε_0 est la permittivité du vide et n_e la densité électronique.

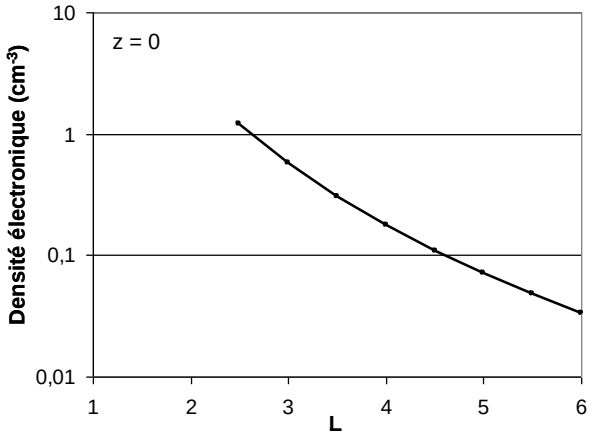


Figure C.III.22 Densité électronique issue du modèle de Persoon et al. [2006] en fonction de L pour z = 0..

Les paramètres définissant la gaussienne en fréquence ont pu être définis grâce aux données de l'instrument RPWS embarqué sur la sonde Cassini (voir section B.III.3). Les

données RPWS ont fournies les valeurs de la puissance du champ magnétique de l'onde $B(w)$ (en $nT^2.Hz^{-1}$). La figure C.III.23 présente ces valeurs en fonction de la fréquence de l'onde pour différentes valeurs de L (7 régions en L). La gamme en fréquence choisie correspond à des fréquences inférieures à la gyrofréquence de l'électron (Ω_e ~ 17000 Hz à L = 6 et à l'équateur). La valeur minimale de L (L = 2,3) correspond au bord externe de l'anneau A à partir duquel il est considérée une zone d'absorption totale des électrons jusqu'à la planète.

Pour calculer les coefficients de diffusion liés aux interactions ondes - particules, le code WAPI requiert les paramètres B_w (en pT), w_m (en Hz) et δ_w (en Hz) qui définissent la distribution en fréquence de type gaussienne de l'amplitude de l'onde $B^2(w)$. Il s'agit donc d'approximer les données RPWS (figure C.III.23) par une ou plusieurs gaussiennes, c'est-à-dire un ou plusieurs jeux de paramètres (B_w, w_m, δ_w). B_w est la valeur maximale de la puissance du champ magnétique de l'onde, w_m est la fréquence correspondant à B_w et δ_w est la largeur à mi-hauteur de la gaussienne (en fréquence). Les figures C.III.24 et C.III.25 illustrent l'approximation des données à l'aide de 4 gaussiennes pour deux régions en L ($4 < L < 4,5$ et $5 < L < 5,5$). Les courbes en noir représentent l'intensité de l'onde ($nT^2.Hz^{-1}$) issue des données RPWS, les courbes violettes et bleues correspondent aux quatre gaussiennes et les courbes rouges sont issues de la somme des quatre gaussiennes. Il est important de noter que d'une région en L à une autre, les paramètres w_m et δ_w sont conservés pour les 4 gaussiennes : w_{m1} et δ_{w1} pour la première gaussienne sont les mêmes pour les 7 régions en L, w_{m2} et δ_{w2} pour la deuxième gaussienne sont les mêmes pour les 7 régions en L, etc. Seule l'intensité de chaque gaussienne A^2 change en fonction de L.

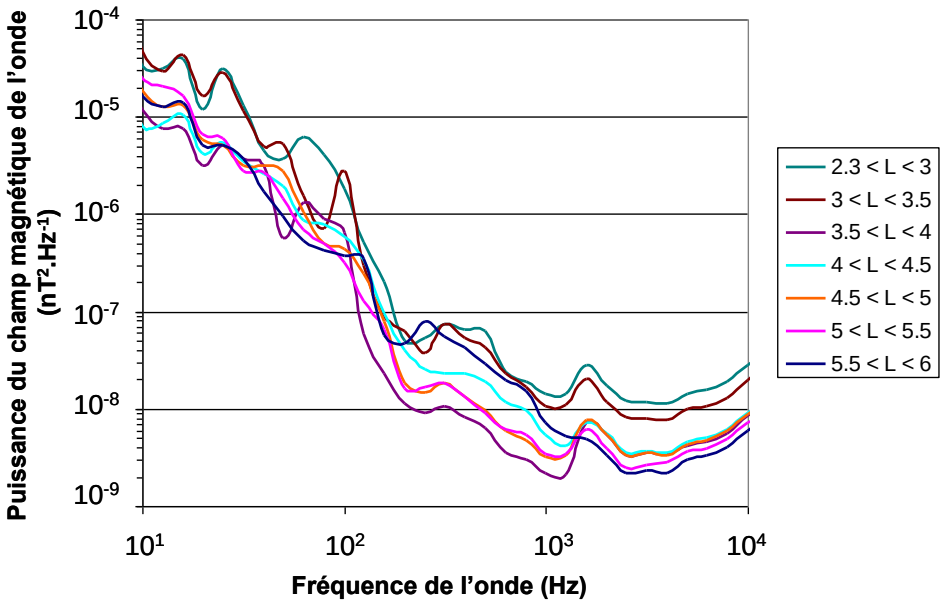


Figure C.III.23 Puissance du champ magnétique de l'onde par unité de fréquence en fonction de la fréquence de l'onde pour différentes valeurs de L (différentes couleurs). Ces valeurs sont issues de l'étude des données mesurées par RPWS.

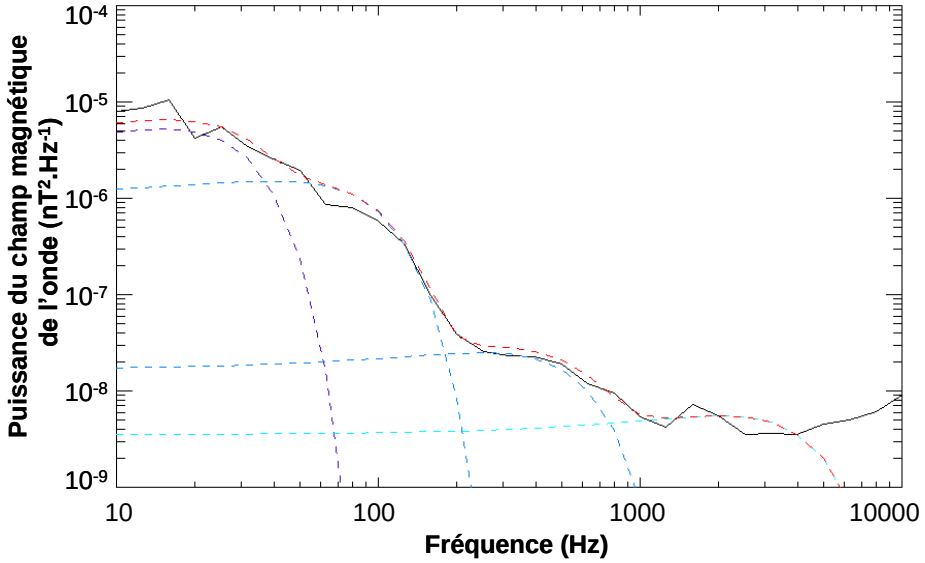


Figure C.III.24 Approximation de l'intensité des ondes par 4 gaussiennes pour des valeurs de L comprises entre 4 et 4,5. La courbe en noir représente l'intensité de l'onde ($nT^2.Hz^{-1}$) issue des données RPWS, les courbes violettes et bleues correspondent aux quatre gaussiennes et la courbe rouge est issue de la somme des quatre gaussiennes.

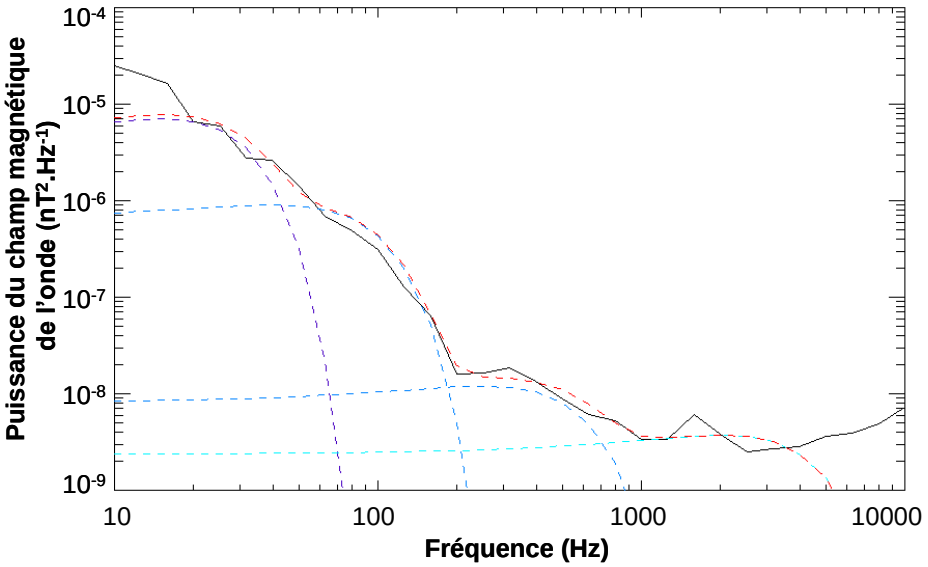


Figure C.III.25 Approximation de l'intensité des ondes par 4 gaussiennes pour des valeurs de L comprises entre 5 et 5,5. La courbe en noir représente l'intensité de l'onde ($nT^2.Hz^{-1}$) issue des données RPWS, les courbes violettes et bleues correspondent aux quatre gaussiennes et la courbe rouge est issue de la somme des quatre gaussiennes.

Le tableau C.III.6 regroupe les paramètres B_w, w_m et δw définissant les gaussiennes de chaque région en L.

		Gaussienne 1	Gaussienne 2	Gaussienne 3	Gaussienne 4
w_m (Hz)		15	40	250	2000
δw (Hz)		20	70	400	3000
B(w) (pT)	2,5 < L < 3,0	24,5	23,6	6,52	8,93
	3,0 < L < 3,5	26,6	15,8	5,64	7,65
	3,5 < L < 4,0	13,3	10,3	2,22	3,99
	4,0 < L < 4,5	13,6	13,6	4,21	5,41
	4,5 < L < 5,0	14	11,1	2,92	4,61
	5,0 < L < 5,5	15,7	10,6	2,92	4,44
	5,5 < L < 6,0	16,3	9,65	5,33	4,61

Tableau C.III.5 Paramètres permettant de définir la distribution des ondes en fréquence dans le code d'interactions ondes - particules WAPI.

III.5.3. Coefficients

Les coefficients de diffusion en angle d'attaque et de diffusion en énergie ont été calculés. Les figures C.III.26 à C.III.31 présentent ces coefficients en fonction du paramètre L, de l'énergie et de l'angle d'attaque équatorial des particules. Sur chaque figure sont représentés les coefficients calculés pour chaque gaussienne (gaussienne 1 en bleu foncé, gaussienne 2 en rose, gaussienne 3 en vert et gaussienne 4 en turquoise) ainsi que la somme des coefficients de chaque gaussienne en rouge). Sur les figures C.III.26 à C.III.31, les artefacts présents sur les gaussiennes 1 et 2 (en bleu foncé et en rose) sont dus à des problèmes numériques. A de telles fréquences (entre 10 et 200 Hz, voir figures C.III.24 et C.III.25), nous touchons à la limite de validité du code de calcul WAPI.

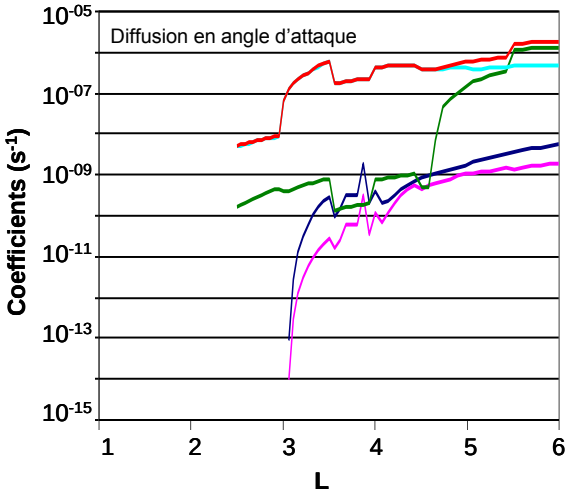


Figure C.III.26 Evolution des coefficients de diffusion en angle d'attaque dus aux interactions ondes - particules en fonction du paramètre L pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°) de 1 MeV. Les coefficients dus à la gaussienne 1 sont en bleu foncé, à la gaussienne 2 en rose, à la gaussienne 3 en vert, à la gaussienne 4 en turquoise et à la somme des gaussiennes en rouge.

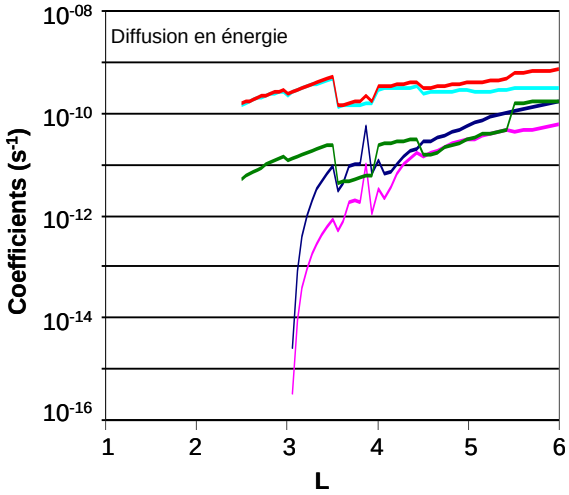


Figure C.III.27 Evolution des coefficients de diffusion en énergie dus aux interactions ondes - particules en fonction du paramètre L pour des électrons quasi équatoriaux (αeq = 80°) de 1 MeV. Les coefficients dus à la gaussienne 1 sont en bleu foncé, à la gaussienne 2 en rose, à la gaussienne 3 en vert, à la gaussienne 4 en turquoise et à la somme des gaussiennes en rouge.

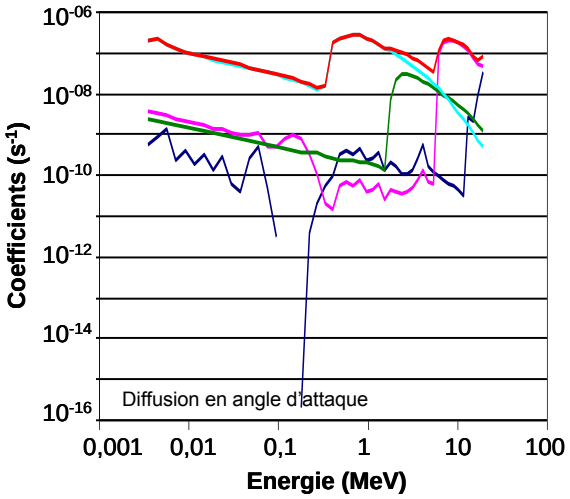


Figure C.III.28 Evolution des coefficients de diffusion en angle d'attaque dus aux interactions ondes - particules en fonction due l'angle d'attaque équatorial des particules pour des électrons de 1 MeV à L = 3,94. Les coefficients dus à la gaussienne 1 sont en bleu foncé, à la gaussienne 2 en rose, à la gaussienne 3 en vert, à la gaussienne 4 en turquoise et à la somme des gaussiennes en rouge.

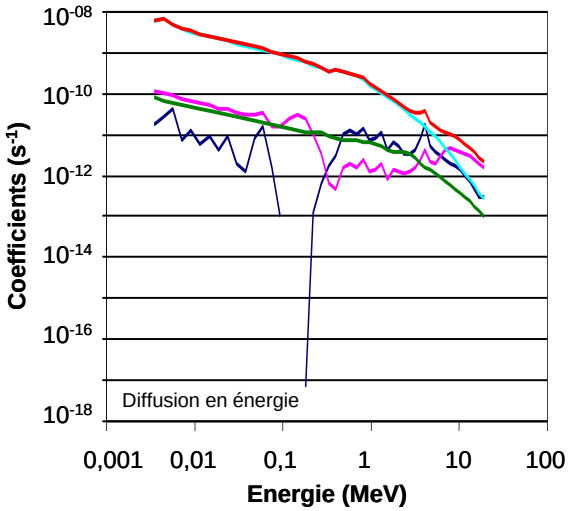


Figure C.III.29 Evolution des coefficients de diffusion en énergie dus aux interactions ondes - particules en fonction due l'angle d'attaque équatorial des particules pour des électrons de 1 MeV à L = 3,94. Les coefficients dus à la gaussienne 1 sont en bleu foncé, à la gaussienne 2 en rose, à la gaussienne 3 en vert, à la gaussienne 4 en turquoise et à la somme des gaussiennes en rouge.

Sur les figures C.III.26 et C.III.27, il est important de remarquer que la gaussienne 4, correspondant à des fréquences d'environ 1000 à 10000 Hz (voir figures C.III.24 et C.III.25), est prépondérante. Par conséquent, on peut en déduire que ce sont ces hautes fréquences qui résonnent le plus avec les électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°) de 1 MeV. De plus, sur les figures C.III.25 et C.III.26, l'allure générale des courbes montre que les coefficients augmentent en fonction de L. Rappelons que l'élément principal du calcul est la densité électronique. Dans ce cas, les coefficients semblent inversement proportionnels à la densité électronique : plus la densité électronique est forte, plus les coefficients sont faibles.

Sur les figures C.III.28 et C.III.29, la gaussienne 4 est prépondérante jusqu'à environ 5 MeV, puis la gaussienne 3 est prépondérante au-delà de 5 MeV. Ainsi à L=3,94 pour des électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°), ce sont les hautes et moyennes fréquences (entre 200 et 10000 Hz, voir figure C.III.24 et C.III.25) qui résonnent le plus avec les électrons énergétiques.

Sur la figure C.III.28, les courbes représentant chaque gaussienne ont un profil similaire : lorsque l'énergie augmente, le coefficient de diffusion en angle d'attaque diminue puis augmente rapidement jusqu'à atteindre un maximum (un à plusieurs décades à une énergie donnée) et diminue de nouveau. Ce maximum se passe à différentes énergies suivant la gaussienne : par exemple, le maximum de la gaussienne 1 est à environ 20 MeV, le maximum de la gaussienne 2 est à environ 7 MeV, celui de la gaussienne 3 à environ 2 MeV et celui de la gaussienne 4 à environ 0,5 MeV. Ainsi, plus la fréquence des ondes est élevée, plus elles résonnent avec des électrons de faible énergie.

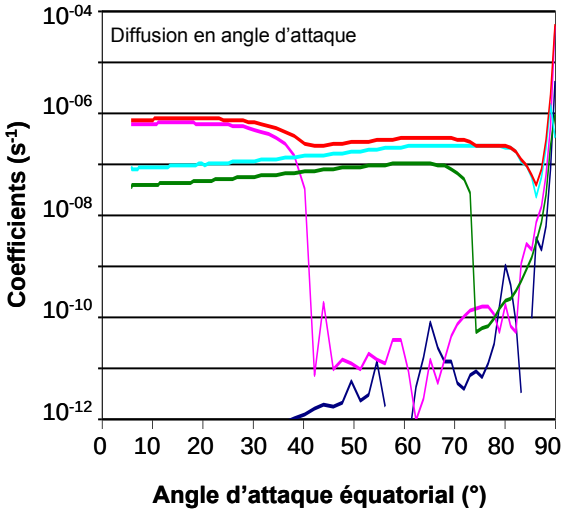


Figure C.III.30 Evolution des coefficients de diffusion en angle d'attaque dus aux interactions ondes - particules en fonction de l'angle d'attaque équatorial des électrons pour des électrons de 1MeV à L=3,94. Les coefficients dus à la gaussienne 1 sont en bleu foncé, à la gaussienne 2 en rose, à la gaussienne 3 en vert, à la gaussienne 4 en turquoise et à la somme des gaussiennes en rouge.

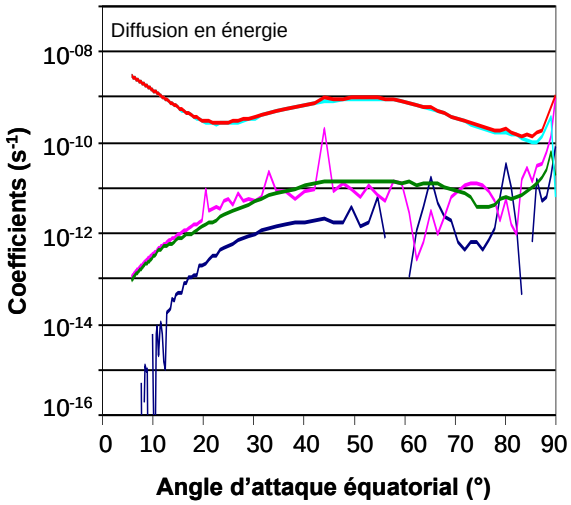


Figure C.III.31 Evolution des coefficients de diffusion en énergie due aux interactions ondes - particules en fonction de l'angle d'attaque équatorial des électrons pour des électrons de 1MeV à L=3,94. Les coefficients dus à la gaussienne 1 sont en bleu foncé, à la gaussienne 2 en rose, à la gaussienne 3 en vert, à la gaussienne 4 en turquoise et à la somme des gaussiennes en rouge.

Sur la figure C.III.30, le profil de chaque gaussienne semble identique. Il semblerait que lorsque l'angle d'attaque équatorial des particules augmente, les valeurs des coefficients présentent un plateau, puis un décrochement de un à plusieurs décades à un certain angle d'attaque équatorial et enfin une augmentation brutale de plusieurs décades pour des angles d'attaque équatoriaux supérieurs à 88°. Il est facile de remarquer que selon la gaussienne, le décrochement se produit à différents angles d'attaque. Par exemple, pour la deuxième gaussienne, l'angle d'attaque équatorial de décrochement est d'environ 40° (décrochement d'environ 5 décades) ; pour la troisième gaussienne, l'angle est d'environ 70° (décrochement de 3 décades) et pour la quatrième gaussienne, l'angle est d'environ 80° (décrochement de un décade). Le décrochement entre les deux 'régimes' se produit à des angles d'attaque équatoriaux différents selon la gaussienne et par conséquent selon la fréquence des ondes.

La figure C.III.32 présente le profil des courbes représentant le coefficient de diffusion en angle d'attaque. Le plateau serait dû à la prépondérance des harmoniques $n \neq 0$ (probablement $n = -1$, venant du fait que l'on considère des ondes parallèles au champ magnétique). Le décrochement proviendrait des disparitions progressives des harmoniques $n = -1$ puis $n > |1|$, laissant alors apparaître les contributions des autres harmoniques (qui sont plus faibles et qui créent par conséquent des coefficients moins forts). Enfin, l'augmentation brutale des coefficients pour des angles d'attaque équatoriaux élevés est due à la résonance de Landau qui correspond à l'harmonique $n = 0$.

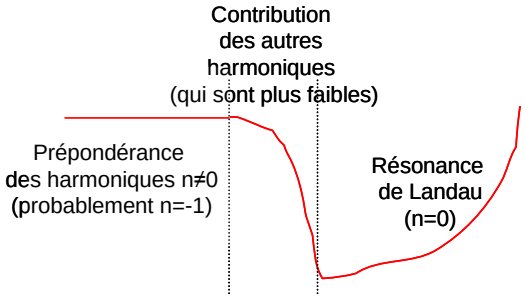


Figure C. III.32 Profil des gaussiennes liés au coefficient de diffusion en angle d'attaque dus aux interactions ondes - particules.

Sur la figure C.III.31, la gaussienne 4 est prépondérante sur tout le domaine en angle d'attaque équatorial : ceci signifie, comme sur les figures C.III.26, C.III.27 et C.III.29, que ce sont les hautes fréquences qui résonnent le plus avec les électrons de 1 MeV à L=3,94. L'évolution des courbes reste difficile à expliquer car le coefficient de diffusion en énergie, dépend à la fois de l'angle d'attaque local, des harmoniques, ainsi que de l'énergie (entre autres). Sur la figure C.III.31, les coefficients de diffusion en énergie ne semble pas présenter de forte dépendance en angle d'attaque équatorial.

L'observation des coefficients de diffusion liés aux ondes nous permet d'affirmer que ce sont les ondes de fréquence supérieure à environ 1000 Hz qui résonnent le plus avec les électrons des ceintures de radiations (d'énergie comprise entre 10 keV et quelques MeV)

III.6. Rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron correspond à l'émission de photons émis par des électrons en rotation très rapide autour des lignes de champ magnétique. Il engendre des frictions en énergie et en angle d'attaque (figure C.II.1).

Le terme de friction en énergie peut s'écrire en fonction de l'énergie cinétique E_c et de l'énergie de masse au repos E_0 de l'électron [*Santos Costa*, 2001]:

$$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{synch} = -\frac{e^4}{6\pi\varepsilon_0 m_0^2 c}\frac{E_c\left(E_c+2E_0\right)}{E_0^2}\left\langle B^2\sin^2(\alpha)\right\rangle \qquad (\text{J. s}^{-1})$$

Le terme de friction en angle d'attaque peut s'écrire [*Santos Costa*, 2001]:

$$\left(\frac{dy}{dt}\right)_{synch} = -\frac{e^4}{6\pi\varepsilon_0 m_0^2 c}\frac{\left(E_c+E_0\right)}{E_0^2}\left\langle\left(1-\sin^2(\alpha)\right)\times\sin(\alpha)\times B^2\times\sqrt{\frac{B_{eq}}{B}}\right\rangle \qquad (\text{s}^{-1})$$

Les travaux de *Santos Costa et al.* [2003] sur les ceintures de radiations de Saturne, prennent en compte le rayonnement synchrotron. Son effet est faible par rapport aux autres interactions gouvernant la magnétosphère. Par conséquent, nous avons choisi de ne pas tenir compte des interactions dues au rayonnement synchrotron dans cette étude.

Aucune mesure du rayonnement synchrotron n'existe pour Saturne. En effet, le rayonnement semble être trop faible pour pouvoir être mesuré [*Van Allen et Grosskreutz*,

1989]. De ce fait, les estimations de l'émission synchrotron peuvent être des outils précieux. Une estimation du rayonnement synchrotron émis par les électrons dans la magnétosphère de Saturne est présentée en Annexe.

III.7. Diffusion radiale

Les particules sont amenées de la queue de la magnétosphère vers la planète par le phénomène de diffusion radiale : les particules piégées sont transportées d'une ligne de champ à l'autre, de la condition aux limites du modèle (6 Rs) (voir section D.I.1) vers la planète.

De façon générale, la diffusion radiale correspond à un transport radial issu de perturbations stochastiques [*Walt*, 1971, 1994] ou périodiques [*Brice et McDonough*, 1973] des champs électromagnétiques. Ces perturbations interviennent sur des échelles de temps inférieures à la période de dérive mais supérieures à celle du rebond. Ainsi, le phénomène entraîne la violation du troisième invariant alors que les deux premiers invariants sont conservés. Ceci permet l'accélération progressive des particules : les électrons gagnent de l'énergie en diffusant vers la planète.

Afin de modéliser correctement le phénomène de diffusion radiale, il faudrait connaître toutes les variations du champ magnétique en tout point de l'espace. Pour simplifier le problème, il est d'usage d'admettre que le coefficient de diffusion radiale puisse se mettre sous la forme suivante :

$$D_{LL} = D_0 \cdot L^n \qquad \text{où } D_0 \text{ et } n \text{ sont des paramètres libres.}$$

Plusieurs études ont mené à diverses expressions du coefficient de diffusion radiale D_{LL} avec des valeurs de *n* différentes [*Paranicas et al.*, 2005, *Randall*, 1994 ; *Roussos et al.*, 2007 ; *Santos Costa et al.*, 2003]. *Santos Costa et al.* [2003] utilise une valeur de *n* égale à 3, caractéristique d'un transport généré par des perturbations ionosphériques. Avec une valeur de *n* égale à 3, le paramètre D_0 est fixé à 1.10^{-08} d'où une expression du coefficient de diffusion radiale:

$$D_{LL}=1.10^{-08}.L^3.$$

D'autres études utilisent des valeurs de *n* comprises entre 6 et 10 [*Paranicas et al.*, 2005 ; *Roussos et al.*, 2007]. Une valeur de *n* égale à 10 implique que les sources de particules sont dues aux impulsions du champ magnétique tandis qu'une valeur de *n* égale à 6 implique un transport généré par des perturbations du champ électrique [*Roussos et al.*, 2007]. Les travaux issus de *Roussos et al.* [2007] mènent à des expressions telles que:

$$D_{LL}=4.10^{-09}.L^{10}.$$

La figure C.III.33 présente le coefficient de diffusion radiale calculé à partir des deux expressions précédentes [*Santos Costa et al.*, 2003 ; *Roussos et al.*, 2007].

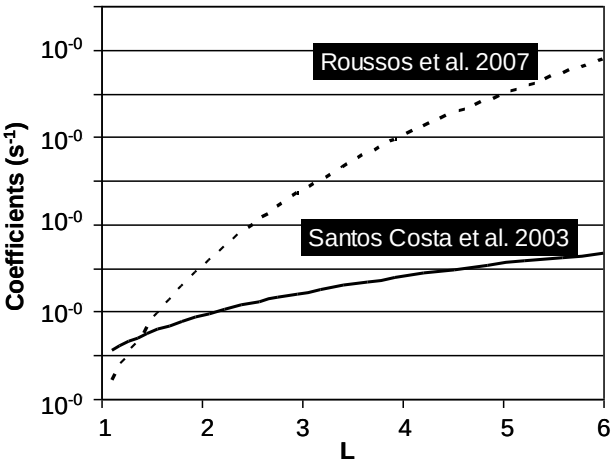


Figure C.III.33 Evolution du coefficient de diffusion radiale (en violet) en fonction du paramètre L: en trait plein, les valeurs du coefficient calculées avec l'expression utilisée par Santos Costa et al. [2003]; en trait pointillé, celles issues de l'expression utilisée par Roussos et al. [2007].

L'expression utilisée dans ce modèle est l'expression basée sur les travaux de *Santos Costa et al.* [2003] où $D_0 = 1.10^{-08}$ et $n = 3$, plus adaptée au développement de notre modèle moyen (voir section D.II.2).

IV. Synthèse des Processus Physiques

Tous les processus physiques décrits en section C.III ont été intégrés dans le modèle des ceintures de radiations de Saturne, à l'exception de l'interaction due au rayonnement synchrotron. Cette synthèse permet d'estimer l'importance de chaque processus physique les uns par rapport aux autres : tous les coefficients de diffusion calculés et issus des différentes interactions décrites en section C.III sont ramenés à la même unité (s^{-1}) pour pouvoir les comparer.

Pour des raisons de clarté dans les figures comparatives, les coefficients issus de l'interaction entre les électrons des ceintures et les particules de l'atmosphère ont été écartés. En effet, la comparaison avec les autres coefficients est simple : ces coefficients sont secondaires par rapport aux autres car beaucoup plus faibles. Il en est de même pour les coefficients de friction, de diffusion en angle d'attaque et d'absorption dues aux interactions entre les électrons des ceintures et les poussières des anneaux. Nous considèrerons uniquement une zone d'absorption près de la planète due aux anneaux denses (L < 2,3) (voir section C.III.2.3). Par conséquent, les comparaisons des coefficients de diffusion incluent :

- le coefficient de diffusion radiale (en trait plein noir)
- les coefficients de perte dus aux satellites naturels (représentés par des points rouges)
- les coefficients de friction en énergie et de diffusion en angle d'attaque dus à l'interaction entre les électrons et les particules neutres éjectées par Encelade (respectivement en trait plein vert et trait plein bleu foncé)
- les coefficients de diffusion en énergie et en angle d'attaque due aux interactions ondes - particules (respectivement en trait pointillé turquoise et en trait pointillé bleu foncé)

- une région de perte due aux anneaux denses (zone hachurée en rouge)

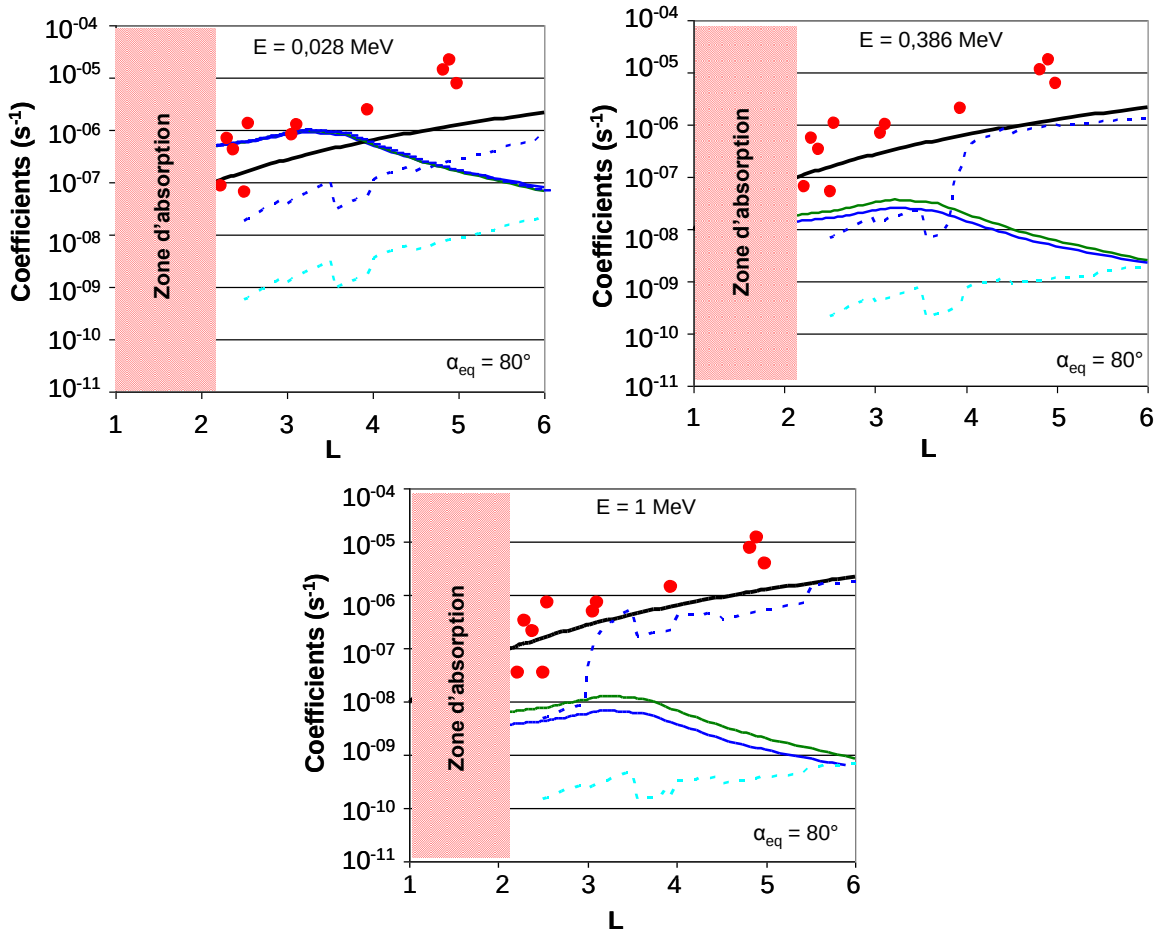


Figure C. IV.1 Comparaison des coefficients de diffusion pour des électrons d'angle d'attaque équatorial α_{eq} = 80° et d'énergie 0,028 MeV, 0,386 MeV et 1 MeV. La diffusion radiale est représentée par le coefficient en trait plein noir. Les coefficients de perte dus aux satellites naturels sont représentés par les points rouges (voir figure C.III.12 pour la correspondance avec les satellites). Les coefficients de friction en énergie et de diffusion en angle d'attaque dus aux particules neutres sont respectivement représentés par un trait plein vert et un trait plein bleu foncé. Les coefficients de diffusion en angle d'attaque et en énergie dus aux interactions ondes - particules sont respectivement représentés par un trait pointillé bleu foncé et un trait pointillé turquoise. La région de perte due aux anneaux denses est délimitée par la zone hachurée en rouge.

La figure C.IV.1 présente l'évolution des coefficients de diffusion (s^{-1}) en fonction de *L* pour des électrons d'angle d'attaque équatorial α_{eq} = 80° de différentes énergies : E = 0,028 MeV, E = 0,386 MeV et E = 1 MeV. Les choix d'énergie et d'angle d'attaque équatorial sont arbitraires mais représentatifs de la dynamique des ceintures de radiations de Saturne. La diffusion radiale est représentée par le coefficient en trait plein noir. Les coefficients de perte dus aux satellites naturels sont représentés par les points rouges (voir figure C.III.12 pour la correspondance avec les satellites). Les coefficients de friction en énergie et de diffusion en angle d'attaque dus aux particules neutres sont respectivement représentés par un trait plein vert et un trait plein bleu foncé. Les coefficients de diffusion en angle d'attaque et en énergie dus aux interactions ondes - particules sont respectivement représentés par un trait pointillé bleu foncé et un trait pointillé turquoise. La région de perte due aux anneaux denses est délimitée par la zone hachurée en rouge.

De façon générale (pour les différentes énergies), dans le cas d'électrons quasi équatoriaux (α_{eq} = 80°), l'absorption par les anneaux denses est le processus majoritaire pour des valeurs de L inférieures à 2,3. De même, pour des *L* compris entre 2,3 et 6, la diffusion radiale et localement l'absorption due aux satellites sont les processus majoritaires. Il est intéressant de noter que suivant l'énergie des électrons, les mêmes lunes ont une influence plus ou moins forte. De plus, dans le cas des électrons de faible énergie (0,028 MeV), il apparaît que les coefficients de friction en énergie dus à l'interaction avec le nuage de neutres sont plus importants que celui de la diffusion radiale pour des *L* inférieurs à 3,7. Ainsi, pour les électrons quasi équatoriaux de faible énergie, l'interaction avec les neutres devient un processus physique majoritaire.

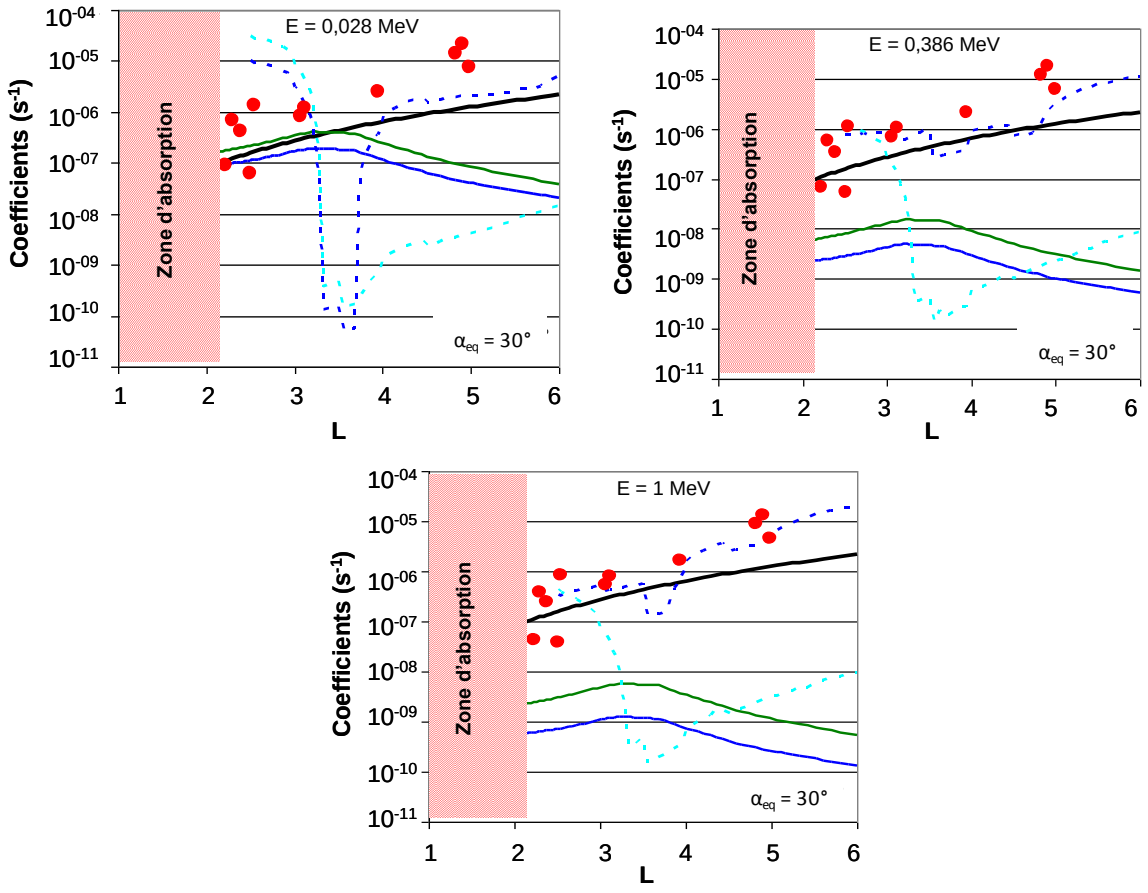


Figure C. IV.2 Comparaison des coefficients de diffusion pour des électrons d'angle d'attaque équatorial α_{eq} = 30° et d'énergie 0,028 MeV, 0,386 MeV et 1 MeV. La diffusion radiale est représentée par le coefficient en trait plein noir. Les coefficients de perte dus aux satellites naturels sont représentés par les points rouges (voir figure C.III.12 pour la correspondance avec les satellites). Les coefficients de friction en énergie et de diffusion en angle d'attaque dus aux particules neutres sont respectivement représentés par un trait plein vert et un trait plein bleu foncé. Les coefficients de diffusion en angle d'attaque et en énergie dus aux interactions ondes - particules sont respectivement représentés par un trait pointillé bleu foncé et un trait pointillé turquoise. La région de perte due aux anneaux denses est délimitée par la zone hachurée en rouge.

La figure C.IV.2 présente l'évolution des coefficients de diffusion (s^{-1}) en fonction de *L* pour des électrons d'angle d'attaque équatorial α_{eq} = 30° de différentes énergies : E = 0,028 MeV, E = 0,386 MeV et E = 1 MeV.

Dans le cas des électrons non équatoriaux (α_{eq} = 30°) (pour toutes énergies : 0,028, 0,386 et 1 MeV), l'absorption par les anneaux denses est également le processus majoritaire pour des valeurs de L inférieures à 2,3. Pour des valeurs de L comprises entre 2,3 et 6, le coefficient de diffusion en angle d'attaque lié aux interactions ondes - particules et le taux de perte dû aux lunes sont supérieurs au coefficient de diffusion radiale : les interactions ondes - particules et localement l'absorption due aux satellites sont les processus majoritaires.

En conclusion, ces comparaisons ont permis de mettre en évidence les processus majoritaires régissant la dynamique des ceintures de radiations d'électrons de Saturne à différentes énergies et à différents angles d'attaque :

- l'absorption due aux anneaux denses (L < 2,3)
- l'effet local des lunes
- la diffusion radiale (pour des électrons quasi équatoriaux)
- les interactions ondes - particules (pour des électrons non équatoriaux)
- les interactions avec les neutres (pour des électrons quasi équatoriaux de faible énergie pour L < 4)

D. Résultats et Discussions

Le modèle Salammbô 3D des ceintures de radiations de Saturne a été construit en prenant en compte diverses interactions entre les électrons énergétiques des ceintures et les éléments de l'environnement, comme les anneaux, les satellites, le nuage de neutres et les ondes. La validation du modèle ainsi construit, passe par la comparaison des flux Salammbô obtenus avec les flux mesurés par les sondes (Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini) mais également par la comparaison du modèle Salammbô avec les modèles empiriques tels que SATRAD [*Garrett et al.*, 2005] et MAUK [*Mauk et Fox*, 2010] (voir section A.II.2).

Dans cette partie, nous allons présenter tout d'abord les résultats obtenus grâce au modèle Salammbô développé, en tenant compte simplement d'un environnement kronien simple, c'est-à-dire avec lunes, anneaux, atmosphère, nuage de neutres et transport des électrons des ceintures de radiation. Cet environnement est similaire à celui utilisé dans le cadre du modèle Salammbô décrivant les ceintures de radiations de Jupiter [*Santos Costa*, 2001 ; *Sicard*, 2004], excepté concernant le nuage de neutres qui est propre à Saturne. Ce modèle des ceintures de radiations constitue un premier modèle Salammbô suffisant à décrire les populations d'électrons au sein des ceintures de radiations de Saturne.

Cependant, le modèle repose sur différents paramètres, liés aux processus physiques engendrés par l'environnement de Saturne considéré. D'autres études vont alors consister à faire évoluer l'environnement défini. Ainsi, une première étude va permettre d'analyser plus en détail l'influence du satellite Encelade et de son nuage de neutres. Une réflexion sera également présentée sur le transport de particules par diffusion radiale dans le cas de Saturne. Un dernier travail consistera à observer l'influence des ondes présentes dans la magnétosphère de Saturne.

Les résultats Salammbô et l'observation des données Cassini ont finalement mené à la question suivante : un modèle en quatre dimensions serait-il nécessaire afin de représenter au mieux les ceintures de radiations de Saturne ? Une étude préliminaire au développement du modèle en quatre dimensions est présentée en fin de ce chapitre.

I. Résultats Salammbô

I.1. Conditions aux limites et résolution

La méthode utilisée pour résoudre l'équation de diffusion est la méthode aux différences finies [*Beutier*, 1993 ; *Bourdarie*, 1996 ; *Santos-Costa*, 2001 ; *Vacaresse*, 1999]. De manière plus concrète, l'équation de diffusion est résolue dans un espace rectangulaire de l'espace E_c, $y=\sin(\alpha_{eq})$, L. Chaque intervalle en E_c, α_{eq} et L est séparé en un certain nombre de pas logarithmiques (E_c, L) ou linéaires (α_{eq}). L'étendue de l'espace des phases du modèle est le suivant :

$$1{,}1 < L < 6$$
(137 pas logarithmiques)

$$2° < \alpha_{eq} < 90°$$
(49 pas linéaires)

$$1 \text{ keV} < E_c < 10 \text{ MeV}$$
(137 pas logarithmiques)

La limite haute en L (L = 6) correspond à une limite raisonnable au modèle, tenant compte du fait que seul un champ magnétique interne a été intégré au modèle. En effet, le modèle de champ magnétique choisi dans cette étude, le modèle SPV [*Davis et Smith*, 1990], est suffisant pour décrire le champ magnétique de Saturne pour des valeurs en L allant jusqu'à L = 8. Au delà de ces valeurs, un champ magnétique externe prenant en compte les perturbations créées par l'anneau de courant, doit être rajouté au modèle pour avoir une bonne reproduction du champ magnétique (voir section A.II.3.2). De plus, cet anneau de courant aurait son rayon intérieur autour de L = 8 [*Connerney et al.*, 1983] mais pourrait s'approcher quelquefois de valeurs en L proches de L = 6,5 [*Bunce et Cowley*, 2003]. Le choix de la condition aux limites du modèle à L = 6 permet de s'affranchir de perturbations liées à cet anneau de courant et donc à un éventuel champ magnétique externe. La limite basse de 2° en angle d'attaque équatorial (α_{eq}) correspond à une valeur raisonnable en dessous de laquelle on peut admettre que tous les électrons précipitent dans la haute atmosphère.

Les calculs débutent dans une magnétosphère vide que l'on remplit en appliquant les conditions aux limites suivantes avec f la fonction de distribution définie en section C.II :

$$f(E_{c\,min}) = 0 \qquad f(y_{min}) = 0 \qquad f(L_{min}) = 0$$

$$f(E_{c\,max}) = 0 \qquad (\partial f/\partial y)_{ymax} = 0 \qquad f(L_{max}) = f_{lim}(y, E_c)$$

Afin de remplir la magnétosphère, une condition aux limites à L = 6 modélise une injection continue et constante de particules dans la région interne des ceintures de radiations de Saturne : elle représente le flux d'électrons en borne du modèle qui sera transporté vers la planète par diffusion radiale. La construction de la condition aux limites est une étape essentielle dans le développement du modèle Salammbô. Une condition aux limites réaliste, c'est à dire proche des flux mesurés, est nécessaire afin d'obtenir par la suite de bons résultats dans les flux calculés. La figure D.I.1 représente la condition aux limites utilisée dans le modèle Salammbô à L =6, c'est-à-dire les flux d'électrons en fonction de l'énergie des particules à L = 6 et à l'équateur. Cette condition aux limites a été construite à partir des données de la sonde Cassini (MIMI LEMMS et CAPS ELS). La condition aux limites construite à l'équateur a été étendue hors équateur, en supposant une distribution en angle d'attaque isotrope : quel que soit l'angle d'attaque des électrons, la condition aux limites est la même qu'à l'équateur. Les données Cassini permettent de définir la condition aux limites jusqu'à environ 3 MeV (figure D.I.1). Au-delà de cette énergie, la condition aux limites est extrapolée jusqu'à 10 MeV (extrapolation logarithmique) pour couvrir le domaine en énergie définie dans le modèle Salammbô. Cette condition aux limites est en accord avec les travaux récents de *Tang et Summers* [2012] sur les données MIMI LEMMS.

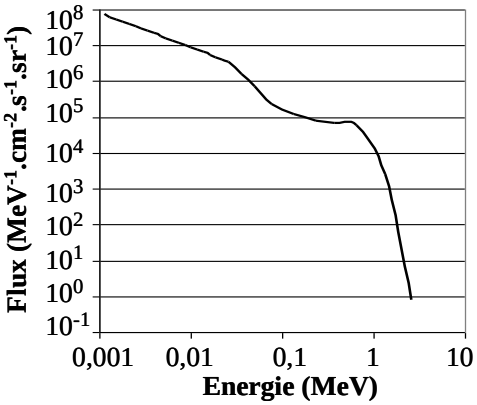


Figure D.I.1 Condition aux limites intégrée au modèle Salammbô, calculée à partir des données de la sonde Cassini. Il s'agit du flux ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction de l'énergie(MeV) des électrons à l'équateur à L = 6.

Plusieurs étapes ont mené à la condition aux limites présentée sur la figure D.I.1. Dans un premier temps, les mesures Cassini des canaux dont les énergies minimales et maximales sont proches, ont été moyennées (moyenne linéaire entre les mesures des canaux C5 et E0 ; C6 et E1, C7 et E2). De plus, le canal E7 n'a pas été pris en compte dans l'étude de la condition aux limites du modèle. La figure D.I.2 montre un exemple de flux mesuré par le canal E7 pour un jour de mesure donné (17/02/2005) (à gauche) ainsi que le flux moyen mesuré à l'équateur par le canal E7 (à droite) (le flux moyen est construit à partir des données Cassini, voir section D.I.3.2.a).

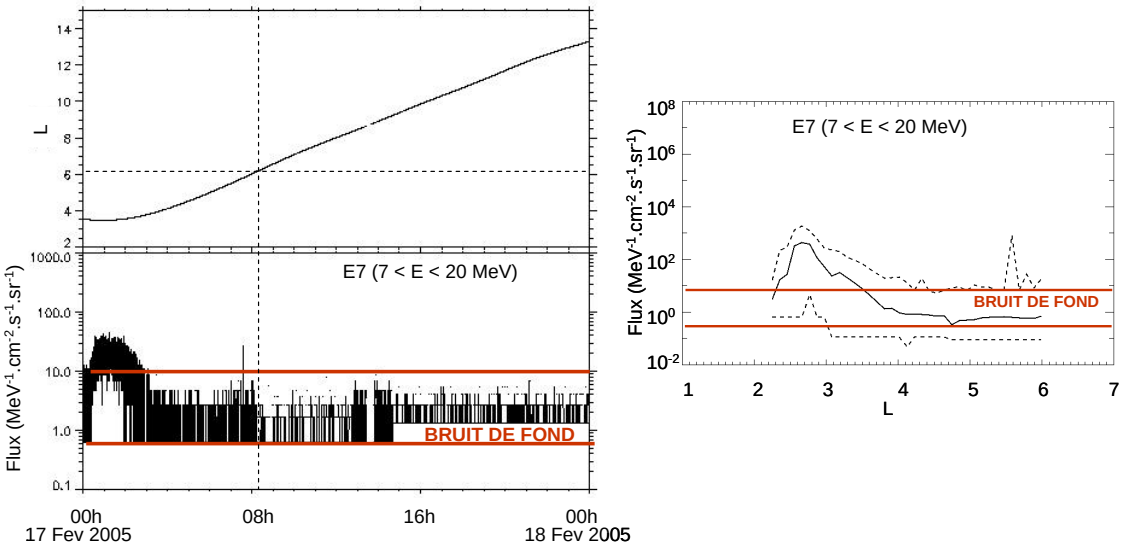


Figure D.I.2 A gauche :Flux mesurés par le canal E7 (en bas) pour les L rencontrés par la sonde Cassini (en haut) pour un jour de mesure donné (17/02/2005). A droite : Flux moyen (en trait plein noir) mesuré par le canal E7 à l'équateur entre Juin 2004 et Décembre 2010 ; les traits pointillés représentent les mesures minimales et maximales du canal E7 à l'équateur.

Les données mesurées par le canal E7 le 17/02/2005 à L = 6 (traits pointillés) représentent le bruit de fond de l'instrument, c'est-à-dire les flux minimum mesurable par l'instrument. Cette observation permet d'estimer le bruit de fond de l'instrument entre 0,6 et 9 $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$. En reportant cette estimation sur le flux moyen mesuré par le canal E7 à l'équateur (à droite sur la figure D.I.2), il apparait que les données mesurées à L = 6 par le canal E7 à l'équateur se situent en grande majorité dans le bruit de fond de l'instrument. Il

convient alors d'écarter les flux mesurés par le canal E7 pour la construction de la condition aux limites afin de prévenir d'éventuelles erreurs dans les résultats. En effet, prendre les flux de ce canal E7 entraînerait une surestimation du flux d'électrons à haute énergie.

Dans un deuxième temps, une analyse plus approfondie des canaux haute énergie a permis d'affiner la condition limite. Une attention particulière a été portée sur plusieurs canaux de mesure des sondes, notamment sur les canaux « large gamme » de l'instrument MIMI LEMMS de la sonde Cassini (canaux E3, E4 et E6 dont la limite haute en énergie est très supérieure à la limite basse). L'énergie représentative de ces canaux ne correspond pas à la moyenne logarithmique des énergies minimale et maximale. Les énergies représentatives sont proches de l'énergie minimale. La figure D.I.3 représente la condition aux limites ainsi que les données Cassini à partir de laquelle elle a été construite, illustrant la largeur des gammes en énergie E3, E4 et E6.

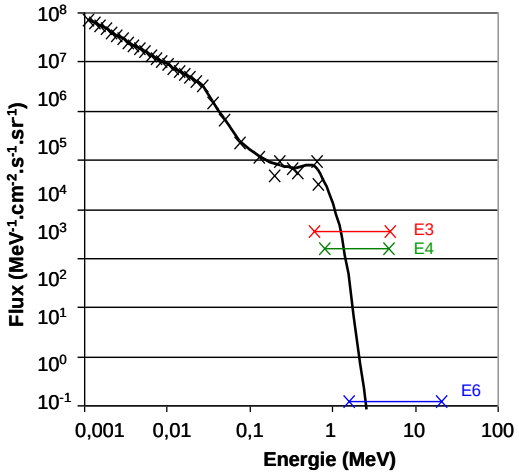


Figure D.I.3 Délimitation des canaux E3 (0,600 < E < 4,950 MeV), E4 (0,790 < E < 4,750 MeV) et E6 (1,600 < E < 21000 MeV) sur la condition aux limites du modèle.

De plus, l'étude de la condition aux limites du modèle a conduit à émettre des doutes quant aux mesures hautes énergies de la sonde Pioneer 11. La figure D.I.4 présente la condition aux limites (en noir) ainsi que les données de la sonde Pioneer 11 (en rouge).

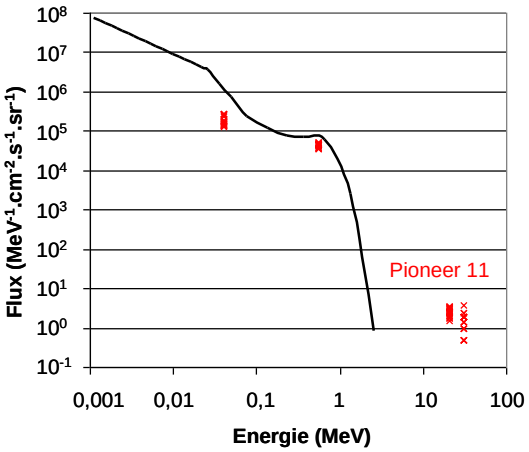


Figure D.I.4 Les données Pioneer 11 comparées à la condition aux limites (MeV-1.cm-2.s-1.sr-1), construite à partir des données de Cassini, en fonction de l'énergie (MeV) des électrons.

Les flux mesurés par la sonde Pioneer 11 pour les gammes hautes énergies (E > 21 MeV et E > 31 MeV) sont relativement forts par rapport à la condition aux limites construite. De plus, inclure ces données dans la condition aux limites conduit à des flux Salammbô calculés largement supérieurs aux observations. La condition aux limites n'est donc pas en accord avec les mesures hautes énergies de la sonde Pioneer 11. Cependant, il nous paraît plus pertinent de valider les mesures Cassini de haute énergie de par leur abondance et leur reproductibilité et d'émettre de ce fait des doutes sur les données hautes énergies mesurées par la sonde Pioneer 11.

I.2. Distribution spatiale des électrons

La condition aux limites permet l'injection des particules dans la magnétosphère. La diffusion radiale va permettre ensuite de transporter progressivement les électrons au cœur des ceintures de radiation, transport pendant lequel ces électrons vont subir différentes interactions modélisées par les autres processus physiques (voir section C.III). La magnétosphère se peuplant en électrons, il est alors possible de déterminer la distribution spatiale locale des particules des ceintures de radiations en fonction des variables de l'espace des phases utilisé (E_c, y, L).

Les figures présentées dans ce paragraphe sont des cartographies de flux différentiels omnidirectionnels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$) résultantes des simulations Salammbô. Chaque cartographie représente une coupe transversale (plan méridien magnétique) des ceintures de radiations représentant la distribution spatiale locale des électrons d'une énergie donnée. Les flux ont été calculés à partir des valeurs de la fonction de distribution grâce à la relation suivante :

$$Flux = f \times p^2 = f \times \frac{E_c\left(E_c + 2E_0\right)}{c^2}$$

avec *f* la fonction de distribution, *p* le moment de la particule, E_c l'énergie de la particule et E_0 l'énergie de l'électron au repos (E_0 = 511 MeV pour l'électron).

La figure D.I.5 présente des cartographies de flux différentiels omnidirectionnels pour des électrons de trois énergies: 0,028 MeV ; 0,380 MeV et 1 MeV. Pour une meilleure comparaison, les cartographies sont représentées avec la même échelle de couleur (5.10^5 – 8.10^6 $MeV^{-1}.cm^{-2}.s\text{-}1.sr^{-1}$). Ces cartographies permettent d'observer la caractéristique majeure des flux dans les ceintures de radiations : les flux d'électrons augmentent lorsque l'énergie des électrons diminue, passant de 9.10^5 $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$ à L = 4 pour des électrons de 1MeV à un flux supérieur ou égal à 8.10^6 $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$ pour des électrons de 0,028 MeV. .

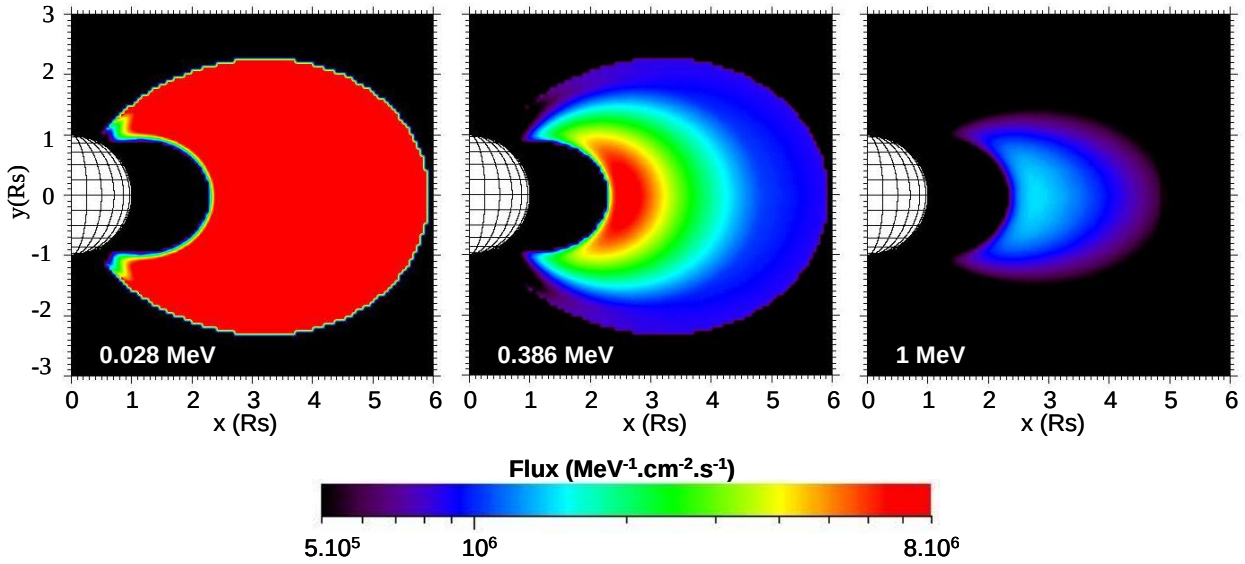


Figure D.I.5 Cartographies des ceintures de radiations de Saturne présentant les flux d'électrons ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$) en fonction de trois énergies différentes : 0,028 MeV ; 0,386 MeV et 1MeV.

La figure D.I.6 présente des cartographies de flux différentiels omnidirectionnels pour trois énergies données : 0,028 MeV ; 0,386 MeV et 1 MeV et trois échelles de couleur différentes (une par énergie). Les premières cartographies, notées (a) (colonne de gauche), représentent les flux d'électrons calculés par Salammbô en prenant en compte uniquement la diffusion radiale (D_{LL}). Les cartographies notées (b) (colonne du milieu) prennent en compte la diffusion radiale et l'interaction des électrons avec les poussières des anneaux. Les cartographies notées (c) (colonne de droite) prennent en compte la diffusion radiale et tous les autres processus physiques à l'exception des interactions ondes - particules (interactions des électrons avec les anneaux, les satellites, le nuage de neutres et les particules de l'atmosphère). Ces cartographies permettent d'observer l'influence des différents processus physiques intégrés dans le modèle Salammbô sur les flux d'électrons résultants.

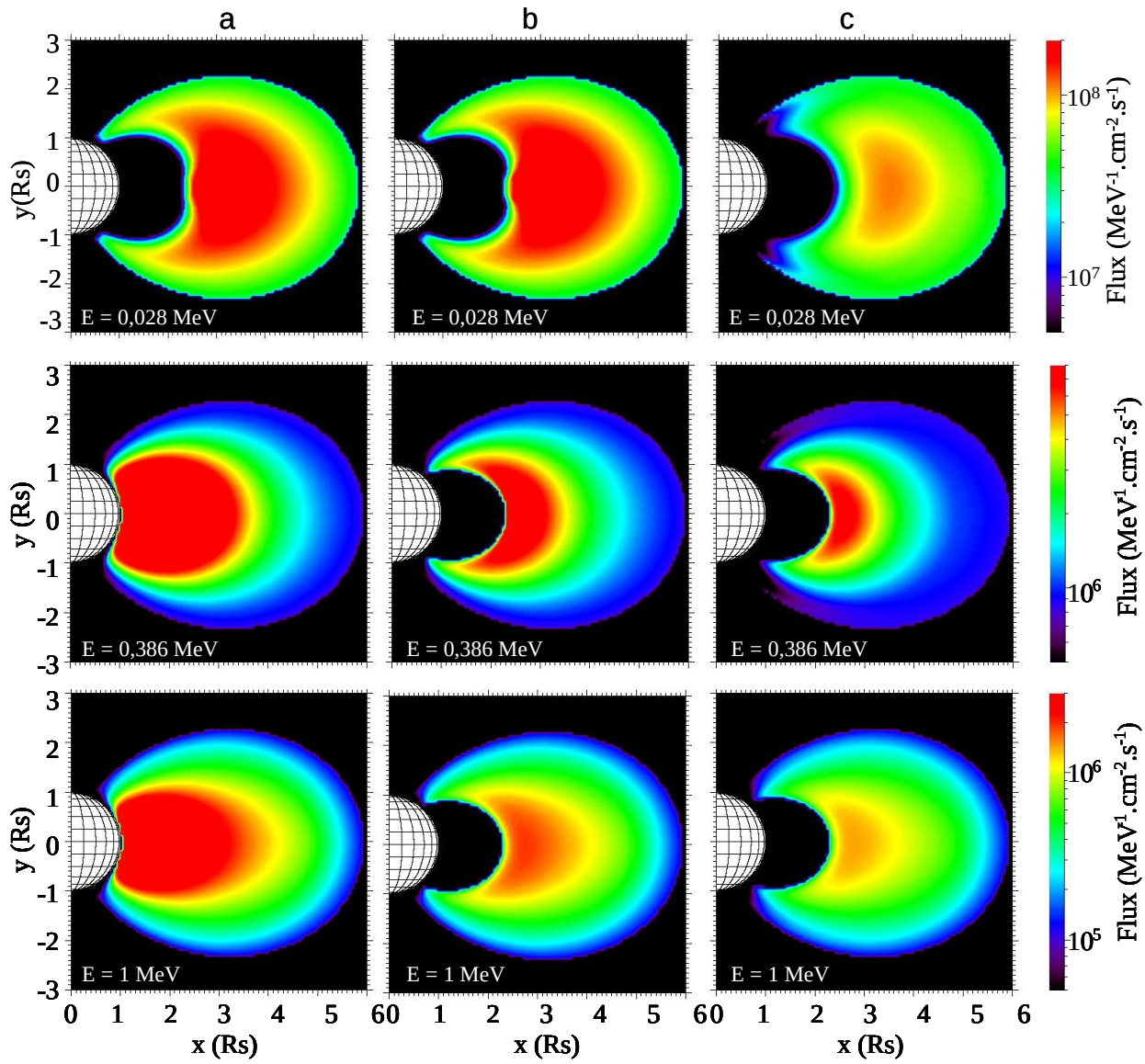


Figure D.I.6 Cartographies des ceintures de radiations de Saturne, illustrant les flux d'électrons ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$) en fonction de trois énergies différentes dans trois cas de figure : les cartographies notées (a) représentent les flux d'électrons calculés par Salammbô en prenant en compte uniquement la diffusion radiale (D_{LL}). Les cartographies notées (b) prennent en compte la diffusion radiale et l'interaction des électrons avec les poussières des anneaux. Les cartographies notées (c) prennent en compte la diffusion radiale et tous les autres processus physiques à l'exception des interactions ondes - particules (interactions des électrons avec les anneaux, les satellites, le nuage de neutres et les particules de l'atmosphère).

La comparaison des cartographies (a) (D_{LL}) et (b) (D_{LL} + Anneaux) pour les énergies 0,386 MeV et 1 MeV met en évidence une absence de flux près de la planète (x < ~2,3Rs) correspondant à la zone d'absorption due aux anneaux denses définie en section C.IV. Les absences de flux sur les cartographies (a) et (b) de plus faible énergie (E = 0,028 MeV) ne représentent pas l'absorption due aux anneaux denses : ces absences sont dues aux conditions limites en énergie choisies pour le modèle. Notons que la borne inférieure en énergie définie dans le modèle est de 1 keV à L = 6. Sachant que la diffusion radiale transporte et accélère les particules à l'intérieur des ceintures, une particule de 1 keV à L = 6 (point A sur les figures D.I.7 et D.I.8) aura une énergie bien supérieure à des L plus faibles. La figure D.I.7 représente ainsi l'énergie des électrons en fonction de L et de l'énergie initiale à L = 6 (en condition

limite). Plus précisément, la figure D.I.8 représente l'énergie minimale considérée dans le modèle Salammbô en fonction de L. Cette figure montre que l'énergie 28 keV est prise en compte dans Salammbô jusqu'à L= 2,3 (point B sur les figues D.I.7 et D.I.8) et est à l'extérieur des limites du modèles pour des L plus faibles. Ainsi, l'absence de flux à l'intérieur de L = 2,3 sur les cartographies (a) et (b) à 28 keV correspondent à une non couverture du modèle Salammbô.

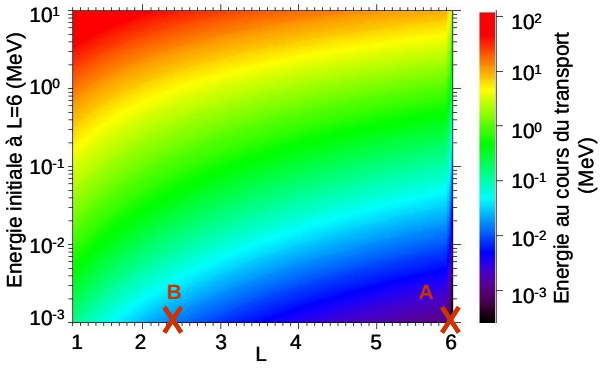


Figure D.I.7 Illustration du phénomène de diffusion radiale représentant l'énergie acquise par les électrons lors de leur transport vers la planète. Les point A et B correspondent à des électrons de 1 keV à L = 6

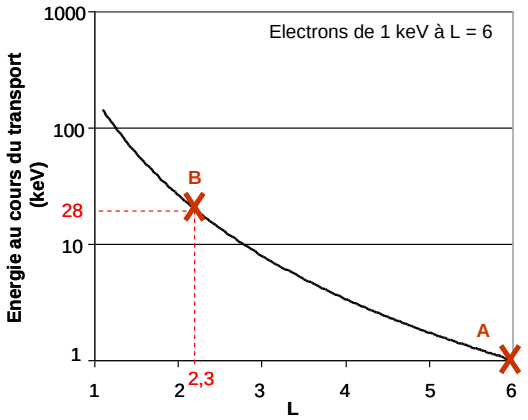


Figure D.I.8 Energie minimale prise en compte dans Salammbô (keV) en fonction du paramètre L. Cette énergie correspond à l'énergie gagnée par un électron, initialement de 1 keV à L = 6, au cours de son transport par diffusion radiale vers la planète.

Les cartographies (b) (D_{LL} + Anneaux) et (c) (D_{LL} + Anneaux + Lunes + Nuage Neutre + Atmosphère) de la figure D.I.6 pour les électrons de 0.386 MeV et 1 MeV mettent en évidence l'influence des satellites sur les flux d'électrons des ceintures de radiations (voir synthèse des processus physiques, section C.IV) : les électrons, absorbés par les satellites, impliquent des réductions visibles sur les cartographies, notamment à l'équateur. Les réductions les plus facilement observables sont celles créées sur la cartographie à 0,386 MeV par les satellites Calypso, Téthys et Télesto qui partagent la même orbite à environ 4,8 Rs : la couleur bleue claire (correspondant à un flux d'environ $1{,}2.10^{6}$ $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$) apparaît autour de 5,2 Rs sur la cartographie (b) et seulement autour de 4,6 Rs sur la cartographie (c). La comparaison des cartographies (b) et (c) de plus faible énergie (E = 0,028 MeV) montrent également les réductions liées aux satellites Tethys, Telesto et Calypso (4,8 Rs) : environ 8.10^{7} $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$ à x ≈ 5,1 Rs sur la cartographie (b) contre x ≈ 4,7 Rs sur la cartographie (c). Les cartographies (b) et (c) pour des électrons de 1 MeV montrent des réductions dans les flux liées au satellite Encelade ($1{,}5.10^{6}$ $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$ à 3,8 Rs sur la cartographie (b) contre 3,3 Rs sur la cartographie (c)). L'influence du nuage de particules neutres sur les électrons de faible énergie (voir synthèse des processus physiques, section C.IV) est aussi perceptible. Rappelons que les densités des espèces neutres composant le nuage sont maximales autour de L = 3,5 non loin de l'orbite du satellite Encelade. L'influence de ce nuage se traduit sur la cartographie (c) de plus faible énergie (E = 0,028 MeV) par une baisse de flux autour de L = 3,5 et une diminution des flux pour des L plus faibles (2.10^{8} $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$ à L = 3 sur la cartographie (b), ne prenant pas en compte l'influence des particules neutres, contre 9.10^{7} $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$ à L = 3 sur la cartographie (c), prenant en compte l'influence des particules neutres).

La figure D.I.9 présente une comparaison des cartographies illustrant les flux d'électrons calculés par les modèles Salammbô et SATRAD pour deux énergie différentes

0,386 MeV et 1,0 MeV. Les échelles de couleur sont les mêmes pour les deux modèles pour une énergie considérée.

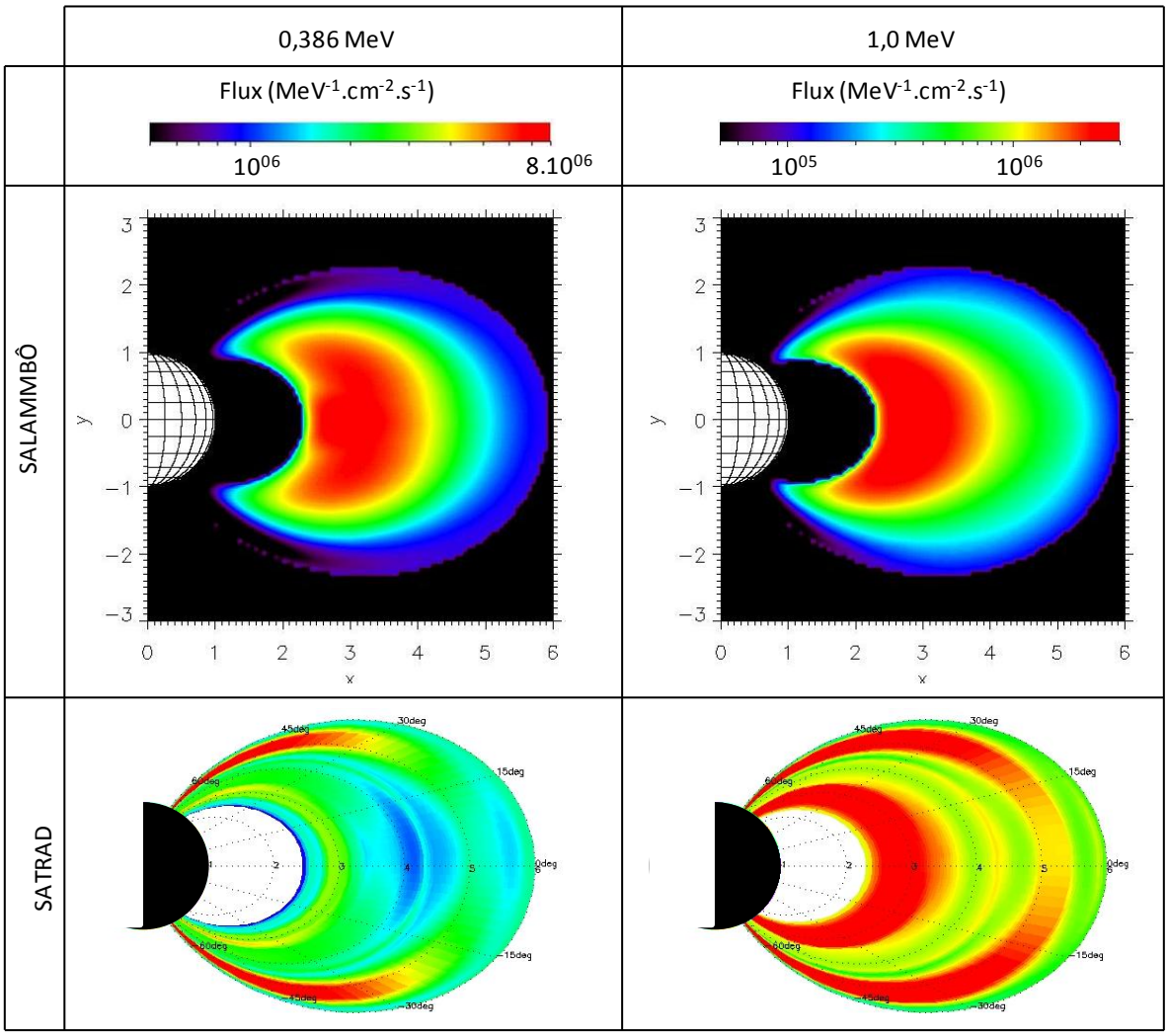


Figure D.I.9 Comparaisons des cartographies des ceintures de radiations de Saturne, illustrant les flux d'électrons ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$) calculés par les modèles Salammbô (en haut) et SATRAD (en bas) en fonction de deux énergies différentes : 0,386 MeV (à gauche) et 1,0 MeV (à droite).

La figure D.I.9 montre les similitudes et les différences notables entre les deux modèles. En effet, quelle que soit l'énergie des électrons considérée, les flux calculés présentent une absence totale d'électrons près de la planète (L < 2,3), due à l'absorption par les anneaux denses. Cependant, les ordres de grandeur des flux sont différents, excepté pour les cartographies de 1 MeV pour L < 4 où les flux calculés sont similaires. De plus, il est facile de remarquer que les cartographies illustrant les flux calculés par le modèle SATRAD présentent des régions où les flux augmentent fortement le long de la ligne de champ à haute latitude (« bandes rouges »). C'est le cas par exemple pour 5 < L < 5,5, quelle que soit l'énergie considérée. Le modèle Salammbô diffère en calculant des flux inférieurs hors équateur, quelle que soit l'énergie considérée.

I.3. Validation du modèle électron

Afin de valider le modèle Salammbô, les résultats obtenus sont comparés avec les données in situ des sondes mais également avec les modèles empiriques SATRAD [*Garrett et al.*, 2005] et MAUK [*Mauk et Fox*, 2010]. Dans un premier temps, les flux issus de Salammbô et des modèles empiriques seront comparés avec les données de sondes Pioneer 11 et Voyager 2, puis dans un second temps avec les données Cassini.

I.3.1. Comparaisons avec les données des sondes Pioneer 11 et Voyager 2

Les flux issus du modèle Salammbô vont être comparés en premier lieu, aux données de la sonde Pioneer 11. Les mesures de la sonde Pioneer 11 se présentent sous forme de flux intégrés pour différentes gammes en énergie : E > 0,04 MeV, E > 0,56 MeV, E > 21 MeV et E > 31 MeV (voir section B.I). Le canal E > 0,04 MeV semble être contaminé par des électrons de la magnétopause [*Van Allen et al.*, 1980] tandis que l'étude de la condition aux limites nous a permis d'émettre des doutes sur les gammes E > 21 MeV et E > 31 MeV (voir section D.I.1). Par conséquent, les flux Salammbô seront comparés aux flux issus d'une seule gamme en énergie de la sonde Pioneer : la gamme E > 0,56 MeV.

La figure D.I.10 présente la comparaison des flux Salammbô, SATRAD et Pioneer 11 : il s'agit des flux intégrés en énergie ($cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du temps en année décimale. Pour une meilleure compréhension les valeurs de L rencontrées par la sonde ont été placées sur la figure. Les flux mesurés par la sonde Pioneer 11 sont en noirs, les flux issus du modèle SATRAD sont en vert, les flux issus du modèle Salammbô sont en rouge. Les traits fins de couleur rouge représentent les flux Salammbô minimum et maximum : ces flux illustrent la dispersion observée dans les données Cassini qui nous ont permis de construire la condition aux limites (voir section B.IV). Il s'agit de flux calculés à partir d'une condition aux limites basse représentative des flux minimums mesurés et d'une condition aux limites haute représentative des flux maximum mesurés.

Une première observation importante est la perte totale de flux observée pour des L inférieurs à 2,3: elle correspond à la zone d'absorption des électrons due aux anneaux denses. La sonde Pioneer 11 étant passée à l'intérieur des anneaux denses, aucun flux n'est mesuré dans cette région. La perte observée sur les flux Salammbô est cohérente avec celle observée sur les flux mesurés par Pioneer 11 : le modèle d'anneaux construit et l'hypothèse d'absorption des anneaux denses (voir section C.III.2) semblent être en accord avec les observations de Pioneer 11.

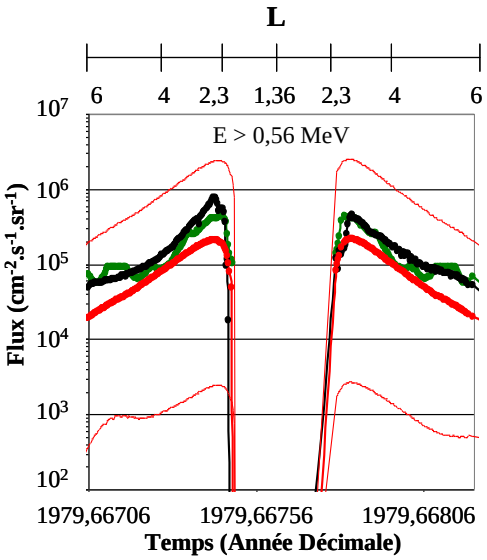


Figure D.I.10 Comparaison des flux intégrés en énergie ($cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô (en rouge) avec les flux du modèle SATRAD (en vert) et les flux mesurés par la sonde Pioneer 11 (en noir) en fonction du temps (année décimale). Les L rencontrés par la sonde sont aussi représentés en haut de la figure. Les traits fins de couleur rouge représentent les flux Salammbô minimum et maximum.

Il faut noter que la valeur en condition aux limites du flux Salammbô (L = 6, aux extrémités des courbes) est légèrement inférieure à celle du flux mesuré par Pioneer 11 d'environ un facteur 3. Cependant, les flux Pioneer 11 se situent dans l'enveloppe de flux de Salammbô créée par la dispersion des données Cassini en condition aux limites (traits fins de couleur rouge). Notons que la différence entre les flux de Pioneer 11 et Salammbô moyen reste faible par rapport à la dynamique pouvant exister, notamment à L = 6. Il est important de rappeler que la condition aux limites a été construite à partir des données de Cassini, et utilisée pour le modèle Salammbô quelle que soit la sonde choisie pour comparer les résultats. Le but est de créer un modèle moyen tenant compte de toutes les observations (Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini) et non pas d'ajuster pour chaque cas la condition aux limites afin de recréer parfaitement l'environnement au moment du passage de la sonde. Il est facile de remarquer qu'ajuster la condition aux limites (l'augmenter d'un facteur 3) permettrait une comparaison relativement correcte entre les flux Salammbô et ceux mesurés par la sonde Pioneer 11. En effet, l'allure générale des flux Salammbô est similaire à celle observée sur les flux mesurés par la sonde Pioneer 11. Les données Pioneer 11 se trouvant dans la moitié supérieure de la dispersion des données en condition aux limites (figure B.IV.1, à L = 6), il est juste de trouver un flux Salammbô calculé inférieur au flux Pioneer 11 mesuré.

Il est intéressant de rajouter que le modèle empirique SATRAD (en vert sur la figure D.I.10) présente de bonnes comparaisons avec les flux mesurés par la sonde Pioneer 11 pour cette gamme en énergie, reproduisant la perte totale due aux anneaux denses et une allure de flux satisfaisante.

Les flux issus de Salammbô vont à présent être comparés aux flux mesurés par la sonde Voyager 2. Les mesures de la sonde Voyager 2 se présentent sous la forme de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s\text{-}1.sr^{-1}$) pour différentes gammes en énergie : (MeV) 0,022 < E < 0,035 ; 0,035 < E < 0,061 ; 0,061 < E < 0,112 ; 0,112 < E < 0,183 ; 0,250 < E < 0,480 ; 0,480 < E < 0,853 ; 0,850 < E < 1,2. Les comparaisons avec les gammes 0,035 < E < 0,061 MeV, 0,250 < E < 0,480 MeV et 0,853 < E < 1,20 MeV seront présentées, correspondant à des gammes de faible, moyenne et haute énergies dans le panel des gammes proposées.

La figure D.I.11 présente les comparaisons des flux Salammbô, SATRAD et Voyager 2 : il s'agit des flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du temps en année décimale. Pour une meilleure compréhension les valeurs de L rencontrées par la sonde ont été placées sur la figure. Les flux mesurés par la sonde Voyager 2 sont en noirs, les flux issus du modèle SATRAD sont en vert, les flux issus du modèle Salammbô sont en rouge. Les traits fins de couleur rouge représentent les flux Salammbô minimum et maximum.

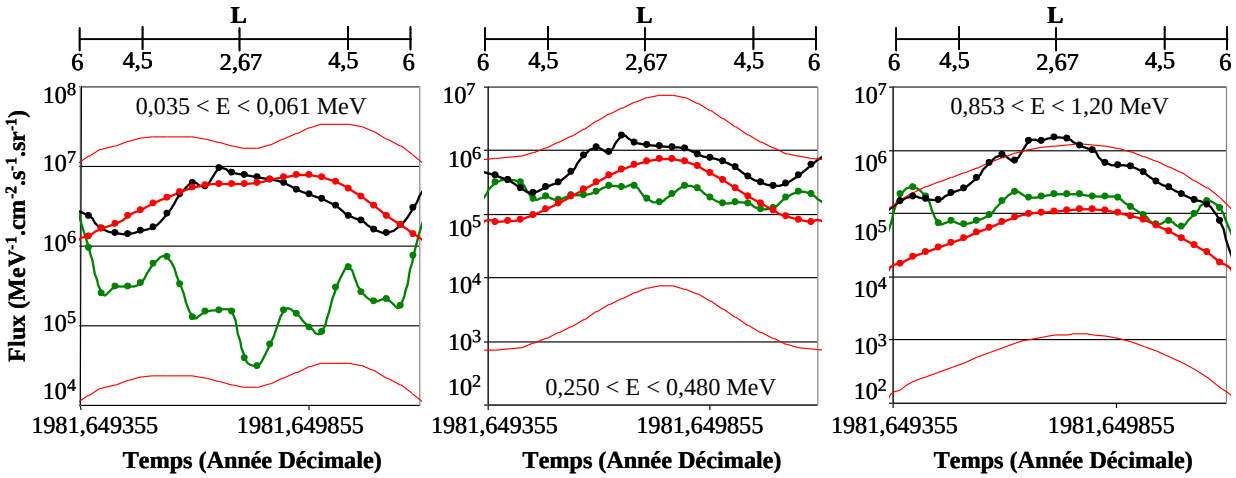


Figure D.I.11 Comparaison des flux différentiels en énergie ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô (en rouge) avec les flux du modèle SATRAD (en gris clair) et les flux mesurés par la sonde Voyager 2 (en noir) en fonction du temps (année décimale). Les L rencontrés par la sonde sont aussi représentés en haut de la figure. Les traits fins de couleur rouge représentent les flux Salammbô minimum et maximum.

La sonde Voyager 2 n'ayant pas traversé les anneaux denses (L < 2,3), les flux sur la figure D.I.11 ne présentent pas de perte comme les flux de la sonde Pioneer 11.

La figure D.I.11 montre que les valeurs en condition aux limites des flux Salammbô (L = 6 aux extrémités des courbes) sont légèrement inférieures à celles des flux Voyager 2 quelle que soit l'énergie considérée. Comme dans le cas de Pioneer 11, les données Voyager 2 se trouvent dans la moitié supérieure de la dispersion observée dans les données (voir figure B.IV.1). Par conséquent l'écart entre les valeurs des flux en condition aux limites est cohérent et reste faible par rapport à la dispersion constatée. De plus, quelle que soit la valeur en L, les flux Voyager 2 se situent dans l'enveloppe de flux de Salammbô créée par la dispersion des données Cassini en condition limite. Pour la gamme 0,853 < E < 1,20 MeV, les flux Salammbô calculés reproduisent l'allure des flux mesurés par la sonde Voyager 2. Dans le cas des gammes de plus faible énergie (0,035 < E < 0,061 MeV et 0,250 < E < 0,480 MeV), une nouvelle observation apparaît : l'ordre de grandeur des flux Salammbô est bon par rapport aux flux Voyager 2 mais les flux mesurés se réduisent autour de L = 4,5. Cette réduction, d'environ 70% des flux d'énergie comprise entre 0,035 et 0,061 MeV dans le domaine des L ~ 4.5 ±1, est non reproduite par les flux Salammbô calculés. Par exemple, pour la gamme 0,250 < E < 0,480 MeV, les flux Salammbô calculés sont légèrement incurvés mais ne présentent pas les réductions caractéristiques des flux mesurés par la sonde Voyager 2 autour de L = 4,5. Les fluctuations observées semblent légèrement plus marquées pour la gamme de plus faible énergie (0,035 < E < 0,061 MeV).

Il est intéressant d'observer les flux issus du modèle empirique SATRAD [*Garrett et al.*, 2005]. Ces flux présentent un bon ordre de grandeur pour les gammes 0,250 < E < 0,480 MeV et 0,853 < E < 1,20 MeV à fort L et environ un facteur 10 d'écart à faible L. Il est

intéressant de rajouter que les augmentations de flux observés pour L > 5 correspondent aux augmentations déjà observées sur les cartographies du modèle SATRAD à haute latitude (figure D.I.9, « bandes rouges »). En effet, la sonde Voyager 2 est entrée dans et sortie de la magnétosphère avec une trajectoire inclinée de ±30° par rapport à l'écliptique (voir section B.II.1). La comparaison avec les flux mesurés de Voyager 2 reste très discutable pour la gamme de plus faible énergie 0,035 < E < 0,061 MeV.

La figure D.I.12 présente les comparaisons des flux Salammbô, MAUK et Voyager 2 : il s'agit de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction de l'énergie des électrons (MeV) pour des L donnés (L = 2,8 ; L = 3,6 ; et L = 4,4). L'échelle en énergie a été ajustée afin de comparer plus facilement avec les données Voyager 2 utilisée dans notre étude (les flux issus du modèle empirique de MAUK sont également calculés pour de plus hautes énergies). Les flux mesurés par la sonde Voyager 2 sont en noirs, les flux issus du modèle MAUK sont en bleu, les flux issus du modèle Salammbô sont en rouge.

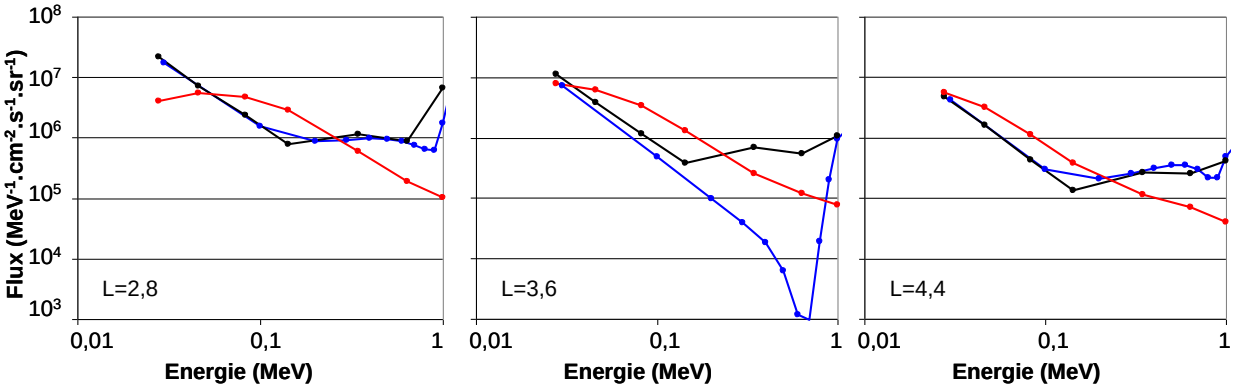


Figure D.I.12 Comparaison des flux différentiels en énergie ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô (en rouge) avec les flux du modèle MAUK (en bleu) et les flux mesurés par la sonde Voyager 2 (en noir) en fonction de l'énergie des particules (MeV) pour trois valeurs de L (L=2,8, L=3,6 et L=4,4).

Rappelons que *Mauk et Fox* [2010] utilise une équation dont les paramètres varient suivant le cas interprété (voir section A.II.2). En effet, pour la planète Saturne, ils définissent plusieurs équations, reliées pour la première, au passage de la sonde Voyager 2 et pour la seconde, au passage de la sonde Cassini dans les ceintures de radiation. Dans le cas présent, c'est-à-dire dans le cas de la sonde Voyager 2, les paramètres différent également suivant le L étudié afin de reproduire avec la meilleure exactitude possible les flux mesurés par la sonde. La figure D.I.12 montre que le modèle empirique MAUK est cohérent avec les données de la sonde Voyager 2 dans les gammes en énergie étudiées et reproduit les observations grâce à plusieurs paramètres variables d'un cas à l'autre (en L). Il faut noter cependant une baisse des flux de trois décades autour de 0,8 MeV dans le cas L = 3,6 qui n'apparaît pas sur les flux mesurés par la sonde Voyager 2.

Les comparaisons en fonction de l'énergie montrent que les flux Salammbô calculés (en rouge) présentent une allure différente des flux mesurés par la sonde Voyager 2. En effet, les valeurs de flux mesurés par la sonde Voyager 2 remontent pour des énergies supérieures à 100 keV, ce qui n'est pas le cas dans le flux Salammbô. Ceci est cohérent avec la comparaison précédente regroupant les flux Salammbô, SATRAD et Voyager 2 (figure D.I.11) : les flux Salammbô calculés pour les gammes en énergie 0,250 < E < 0,480 MeV et 0,853 < E < 1,20 MeV sont inférieurs aux flux mesurés par la sonde.

I.3.2. Comparaisons avec les données de la sonde Cassini

I.3.2.a. Comparaisons équatoriales

Les flux Salammbô obtenus vont être comparés aux flux mesurés par la sonde Cassini. Les données utilisées sont celles de l'instrument MIMI LEMMS et se présentent sous la forme de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) pour différentes gammes en énergie : les canaux C de 0,018 à 0,832 MeV et les canaux E de 0,110 à 21 MeV (voir tableau B.III.2).

La figure D.I.13 présente des comparaisons des flux Salammbô et Cassini : il s'agit de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du temps (heures) pour trois jours de mesures différents : le 09/03/2005, le 02/11/2009 et le 15/05/2010. Les flux présentés sont ceux mesurés par les canaux C5 (0,175 < E < 0,300 MeV) et E2 (0,340 < E < 1,350 MeV) de la sonde Cassini (en noirs) et les flux Salammbô calculés pour les mêmes énergies (en rouge). La figure D.I.13 présente également les L rencontrés par la sonde Cassini pour ces jours de mesure (courbes noires en haut).

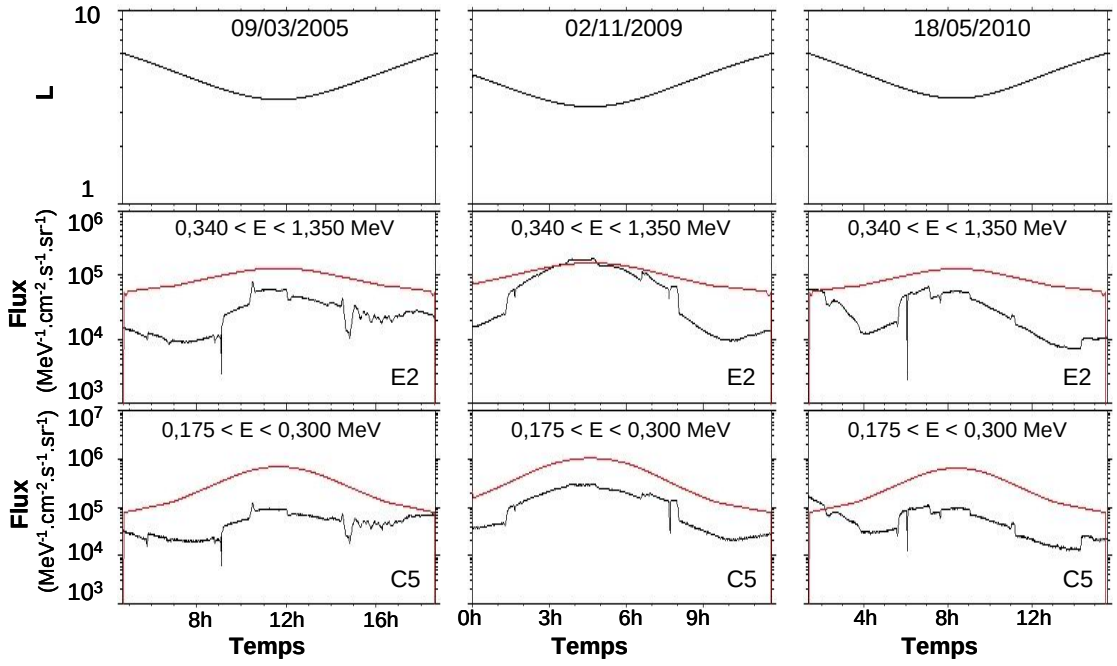


Figure D.I.13 Comparaison des flux différentiels en énergie ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô (en rouge) avec les flux mesurés par la sonde Cassini (en noir) pour trois jours de mesures (09/03/2005, 02/11/2009 et 18/05/2010) et deux canaux en énergie (E2 : 0,340 < E < 1,350 MeV et C2 : 0,175 < E < 0,300 MeV) en fonction du temps. Les L rencontrés par la sonde sont aussi représentés en haut de la figure.

Il faut noter que pour ces jours de mesure, la sonde Cassini n'a rencontré que des L supérieurs à 3, la perte de flux due à l'absorption des électrons par les anneaux denses (L < 2,3) n'est donc pas observée.

Les valeurs en condition aux limites des flux Salammbô (L = 6, aux extrémités des courbes, figure D.I.13) sont en majorité supérieures aux flux mesurés Cassini, mais peuvent être inférieures (pour le 18/05/2010 canal C5) ou similaires (pour le 09/03/2005 canal C5 et pour le 18/05/2010 canal E2). Dans la majorité des cas, cela implique des flux Salammbô trop forts le long de la trajectoire de la sonde, supérieurs aux flux Cassini d'un facteur 3 à 10.

De plus, pour les jours sélectionnés, les flux mesurés par la sonde Cassini (en noir) présentent légèrement la réduction déjà observée sur les flux mesurés par la sonde Voyager 2 autour de L = 4,5 (voir section D.I.3.1). Les flux Salammbô calculés restent incurvés mais ne reproduisent pas les fluctuations observées.

Rappelons que la condition aux limites a été construite grâce aux données mesurées par la sonde Cassini en faisant une moyenne logarithmique englobant toutes les données, qui présentaient une dispersion conséquente. Les comparaisons en fonction du temps, comme celles de la figure D.I.12, prennent en compte uniquement les données mesurées pour un passage donné de la sonde en deçà de L = 6. Il est important de retenir que notre étude vise à développer un modèle moyen des ceintures de radiations de Saturne. Ainsi, pour optimiser l'utilisation des données mesurées par la sonde Cassini, il convient de construire un flux moyen. Le flux moyen est construit en calculant une moyenne logarithmique sur toutes les données utilisées (voir tableau B.III.1) pour chaque L rencontré. Ainsi, ce flux moyen permettra une compréhension globale des flux mesurés et pourra être comparé au flux Salammbô calculé. La figure D.I.14 présente un exemple de flux moyen de Cassini ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) à l'équateur pour le canal de mesure E2 (0,340 < E < 1,350 MeV) en fonction de L. La courbe noir en trait plein représente le flux moyen calculé à l'équateur et les courbes noires en pointillés représentent les mesures minimales et maximales effectuées à l'équateur par ce canal de mesure.

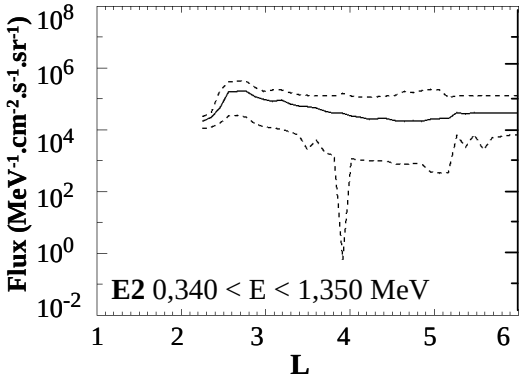


Figure D.I.14 Exemple de flux moyen (en trait plein) calculé à partir des données de la sonde Cassini à l'équateur pour le canal E2 (0,340 < E < 1,350 MeV). Les traits pointillés représentent les mesures minimales et maximales effectuées à l'équateur par ce canal de mesure.

Il est intéressant de remarquer sur la courbe des mesures minimales une perte du flux autour de L = 4. Cette perte de flux soudaine dans les mesures correspond à la micro signature du satellite Encelade qui a été observée dans les données Cassini [*Farrell et al.*, 2009 ; *Jones et al.*, 2006 ; *Krupp et al.*, 2012]. Les courbes de mesures maximales et de flux moyen ne présentent pas cette caractéristique. En effet, les flux mesurés par Cassini présentent cette signature uniquement lorsque la trajectoire de la sonde passe à proximité du satellite. Dans les jours utilisés pour construire le flux moyen (voir tableau B.III.1), la sonde Cassini n'est pas toujours passée près du satellite et ainsi la moyenne logarithmique de données (flux moyen) ne reproduit pas cette micro signature.

De plus, il faut noter une différence d'allure entre les courbes de la figure D.I.14. La courbe représentant les mesures minimales présente la réduction observée précédemment dans les flux Voyager 2 (figure D.I.11) autour de L = 4,5 et les flux Cassini (figure D.I.13, canal E2) : la courbe minimale présente une réduction d'environ 80% des flux à L = 4,5 ± 1. Cette réduction est moins prononcée mais présente sur la courbe représentant le flux moyen et

inexistante sur la courbe représentant les mesures maximales. Ces différences laissent à penser que la réduction observée dans les flux autour de L = 4,5 peut être plus ou moins présente suivant les jours de mesure.

Les figures D.I.15 et D.I.16 présentent des comparaisons des flux Salammbô, SATRAD et Cassini moyen : il s'agit de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du paramètre L pour différents canaux de mesure à l'équateur. La figure D.I.15 présente les flux pour les canaux de mesure C (C0 : 0,018 < E < 0,040 MeV ; C1 : 0,027 < E < 0,048 MeV ; C2 : 0,041 < E < 0,060 MeV et C6 : 0,265 < E < 0,550 MeV) et la figure D.I.16 présente les flux pour les canaux de mesure E de l'instrument MIMI LEMMS de la sonde Cassini (E0 : 0,110 < E < 0,365 MeV ; E3 : 0,600 < E < 4,950 MeV ; E4 : 0,790 < E < 4,750 MeV et E6 : 1,600 < E < 21 MeV). Les flux moyens de la sonde Cassini sont en noirs, les flux issus du modèle SATRAD sont en vert, les flux issus du modèle Salammbô sont en rouge. Les traits fins de couleur rouge représentent les flux Salammbô minimum et maximum.

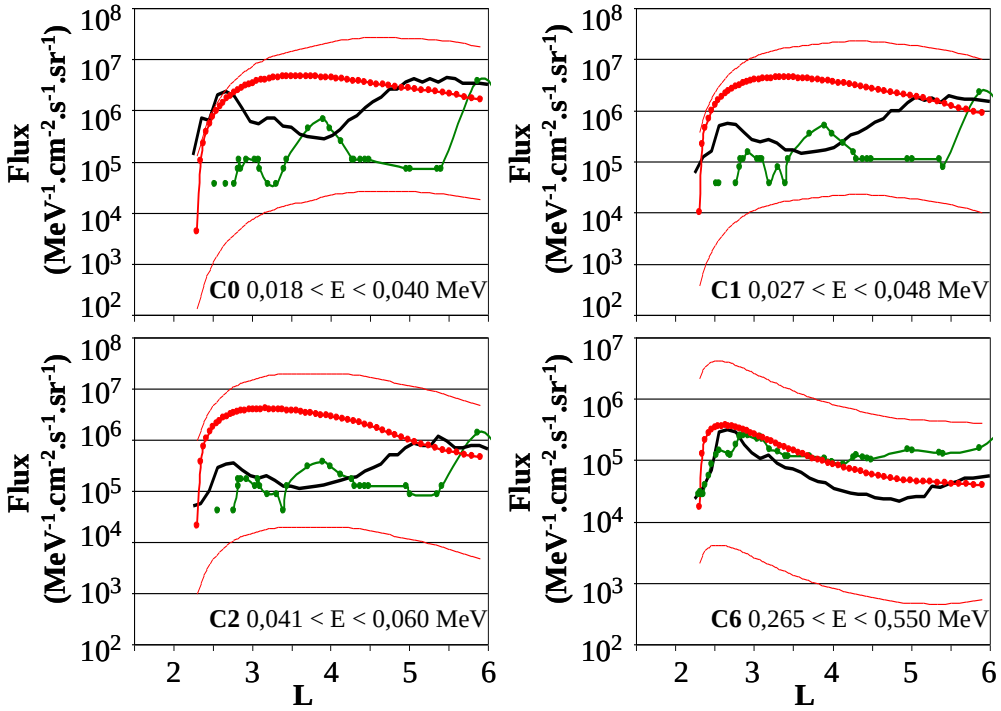


Figure D.I.15 Comparaison à l'équateur des flux Salammbô (en rouge), SATRAD (en vert) et Cassini (en noir) ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du paramètre L pour différents canaux de mesure (C0 : 0,018 < E < 0,040 MeV, C1 : 0,027 < E < 0,048 MeV, C2 : 0,041 < E < 0,060 MeV et C6 : 0,265 < E < 0,550 MeV). Les traits fins de couleur grise représentent les flux Salammbô minimum et maximum.

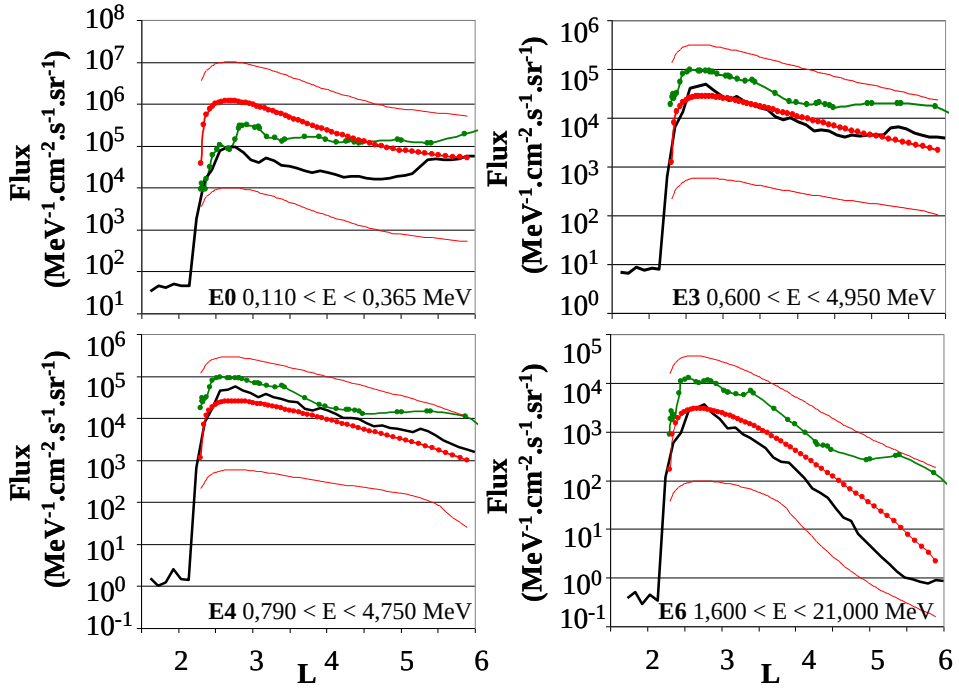


Figure D.I.16 Comparaison à l'équateur des flux Salammbô (en rouge), SATRAD (en vert) et Cassini (en noir) ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du paramètre L pour différents canaux de mesure (E0 : 0,110 < E < 0,365 MeV, E3 : 0,600 < E < 4,950 MeV, E4 : 0,790 < E < 4,750 MeV et E6 : 1,600 < E < 21,000 MeV). Les traits fins de couleur grise représentent les flux Salammbô minimum et maximum.

Les flux sur les figures D.I.15 et D.I.16 présentent la baisse de flux caractéristique de l'absorption des électrons due aux anneaux denses (L < 2,3). Les flux moyens de la sonde Cassini (en noir) pour des L inférieurs à 2,3 correspondent au bruit de fond de l'instrument. Quelle que soit l'énergie considérée, les pertes de flux observées sur les flux Salammbô sont cohérentes avec les flux moyens de Cassini.

De plus, les figures D.I.15 et D.I.16 montrent que les valeurs en condition aux limites des flux Salammbô calculés (L = 6) sont similaires aux valeurs de flux mesurés par la sonde Cassini et ce quelle que soit l'énergie du canal considérée, ce qui est rassurant étant donné que la condition aux limites est basée sur le flux moyen de Cassini. La comparaison des flux Salammbô et Cassini mène à séparer les canaux de mesure en deux catégories en fonction de leurs énergies : les flux basse énergie pour des canaux ayant une énergie centrale inférieure à 300 keV (C0, C1, C2 et E0) et les flux haute énergie pour des canaux ayant une énergie centrale supérieure à 300 keV (C6, E3, E4 et E6).

Les flux Salammbô calculés à haute énergie présentent un ordre de grandeur et une allure de courbe similaires à ceux des flux moyens Cassini. Les figures D.I.15 et D.I.16 permettent d'affirmer que pour les électrons d'énergie supérieure à 300 keV, les flux Salammbô calculés reproduisent de façon satisfaisante les flux moyens de Cassini.

Les flux de plus faible énergie issus de Salammbô (< 300 keV) présentent un bon ordre de grandeur de flux entre L = 5 et L = 6. Cependant, les flux Salammbô ne reproduisent pas fidèlement les flux moyens de Cassini pour de L < 5. En effet, les flux moyens de Cassini d'énergie inférieure à 300 keV présentent une réduction d'environ 70 à 80 % des flux, réduction déjà observée sur les flux Voyager 2 autour de L = 4,5. Les fluctuations observées sur ces flux (C0, C1, C2, E0) semblent être centrées autour de L = 4 ± 1. Autour de cette valeur en L, les flux Salammbô calculés sont supérieurs aux flux moyens de Cassini malgré de bonnes valeurs en condition limite. Les raisons possibles de cette différence entre Salammbô et Cassini sont discutées dans la section D.II.

Les flux issus du modèle empirique SATRAD (construit à partir des données des sondes Voyager 2 et Pioneer 11 [*Garrett et al.*, 2005]) présentent une diminution cohérente avec celle observée sur les flux moyens de Cassini au niveau des anneaux denses (L < 2,3). Comme dans le cas de Salammbô, ce modèle empirique présente de meilleures comparaisons pour les gammes haute énergie (C6, E0, E3, E4) malgré des flux SATRAD supérieurs aux flux moyens de Cassini pour la gamme de plus haute énergie (E6). Les flux calculés pour les gammes basse énergie, comme C0, C1 et C2, ont un ordre de grandeur légèrement inférieur à celui des flux moyens de Cassini et l'allure des flux observée est différente. Par conséquent, le modèle empirique SATRAD apporte des comparaisons satisfaisantes avec les données de la sonde Cassini (MIMI LEMMS) pour des énergies comprises entre 0,2 MeV (C0) et environ 1,5 MeV (E4, voir section D.I.1).

La figure D.I.17 présente les comparaisons des flux Salammbô, MAUK, et Cassini : il s'agit de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction de l'énergie des électrons à L = 3,25 à l'équateur. Les données de la sonde Cassini sont représentées par les points noirs (un point correspond à un canal de mesure), les flux issus du modèle empirique MAUK sont représentés en gris clair et les flux issus de Salammbô sont représentés en rouge.

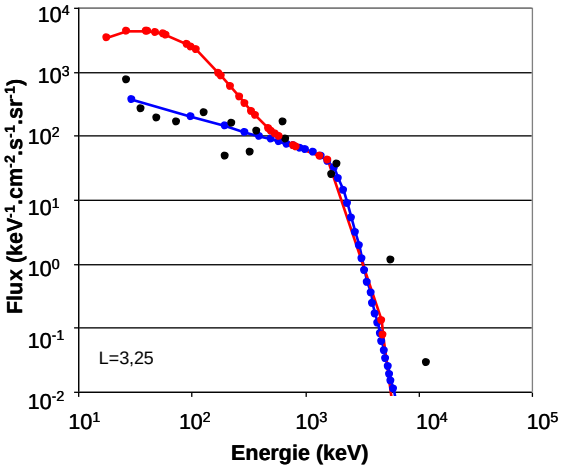


Figure D.I.17 Comparaison des flux Salammbô (en rouge), MAUK (en bleu) et Cassini (en points noirs) ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction de l'énergie des électrons (MeV) à l'équateur à L=3,25.

Il est important de noter que le modèle empirique MAUK est construit à partir des données de la sonde Cassini mesurées au cours de l'année 2009 [*Mauk et Fox*, 2010]. Les données représentées sur la figure D.I.16 de la sonde Cassini sont des données moyennées sur les 50 jours de mesure utilisés dans notre étude (voir tableau B.III.1), depuis l'année 2004 jusqu'à l'année 2010.

La figure D.I.17 confirme les résultats obtenus précédemment : le modèle Salammbô est satisfaisant pour des électrons d'énergie supérieure à 300 keV et discutable pour les électrons d'énergie inférieure à 300 keV, du fait de la réduction des flux autour de L=4,5 non reproduite par les flux Salammbô. Les flux Salammbô sont 90% plus forts que les flux Cassini ou MAUK pour des électrons de 100 keV. L'augmentation du flux Salammbô sur la figure D.I.16 pour des énergies inférieures à 300 keV (flux calculé à L = 3,25) coïncide avec l'écart observé avec les flux moyens faible énergie de Cassini autour de L = 4 sur la figure D.I.15.

Le modèle empirique de *Mauk et Fox* [2010] pour l'époque de Cassini, est cohérent avec les observations et reproduit de façon satisfaisante les flux observés.

I.3.2.b. Comparaisons hors équateur

Les comparaisons précédentes entre les flux issus du modèle Salammbô et les flux moyens de Cassini ont permis de valider Salammbô à l'équateur (voir section D I.3.2.a).

Dans le modèle Salammbô, la condition aux limites a été étendue de manière isotrope hors équateur, c'est-à-dire qu'elle est la même quelle que soit les angles d'attaques des électrons étudiés. Il s'agit ici d'observer les flux issus du modèle Salammbô par rapport à ceux de la sonde Cassini pour d'autres valeurs en latitude malgré l'isotropie de la condition limite.

Les figures D.I.18 et D.I.19 présentent des comparaisons entre les flux Salammbô et les flux moyens de Cassini pour une latitude de 30° : il s'agit de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du paramètre L. La figure D.I.18 présente les flux issus de certains canaux C de l'instrument MIMI LEMMS (C0 : 0,018 < E < 0,010 MeV ; C6 : 0,265 < E < 0,550 MeV et C7 : 0,510 < E < 0,832 MeV) et la figure D.I.19 présente les flux issus des canaux E (E1 : 0,220 < E < 0,485 MeV ; E3 : 0,600 < E < 4,950 MeV et E4 : 0,790 < E < 4,750 MeV). Les flux moyens de la sonde Cassini sont représentés en noirs et les flux issus de Salammbô sont représentés en rouge. Les courbes en traits pointillés correspondent aux mesures minimales et maximales de la sonde Cassini. Il est important de noter que notre modèle calcule les flux quelle que soit la valeur de L, cependant les mesures Cassini pour une latitude de 30° ne couvrent pas tout le domaine en L étudié (L < 6) : dans les figures D.I.18 et D.I.19, les flux moyens de Cassini n'ont pu être calculés que pour L > 3,4.

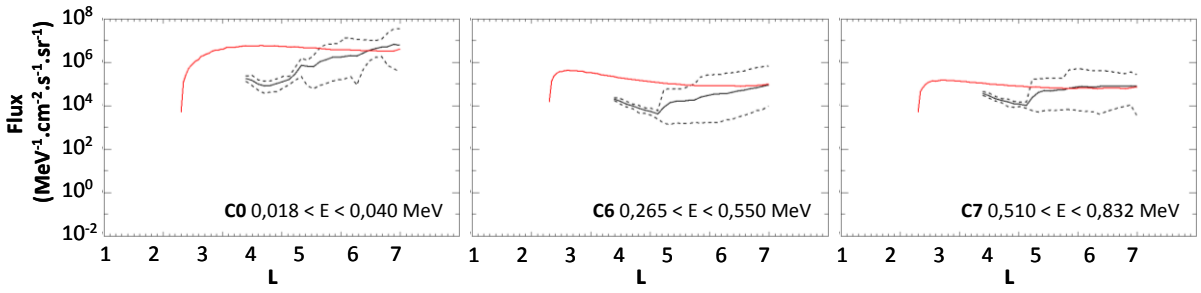


Figure D.I.18 Comparaison hors équateur entre les flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô (en rouge) et les flux moyen de la sonde Cassini (en noir ; les courbes en pointillés correspondent au flux moyen minimum et maximum calculés par Salammbô) pour 3 canaux en énergie (C0 : 0,018 < E < 0,040 MeV, C6 : 0,265 < E < 0,550 MeV et C7 : 0,510 < E < 0,832 MeV) en fonction du paramètre L.

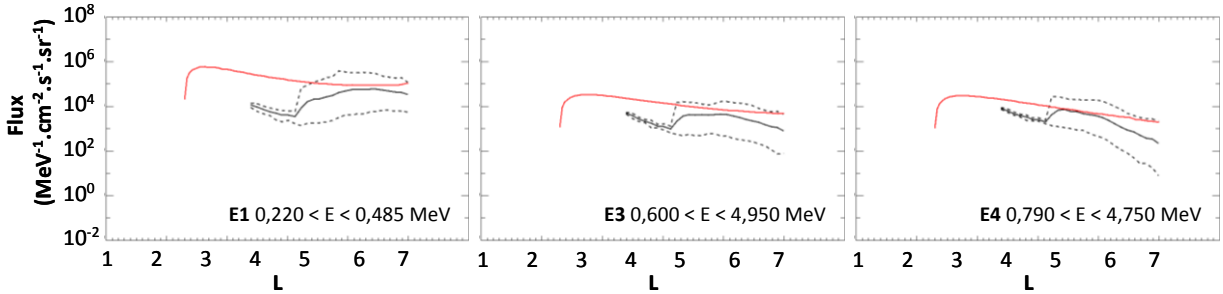


Figure D.I.19 Comparaison hors équateur entre les flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô (en rouge) et les flux moyen de la sonde Cassini (en noir ; les courbes en pointillés correspondent au flux moyen minimum et maximum calculés par Salammbô) pour 3 canaux en énergie (E1 : 0,220 < E < 0,485 MeV, E3 : 0,600 < E < 4,950 MeV et E4 : 0,790 < E < 4,750 MeV) en fonction du paramètre L.

Les figures D.I.18 et D.I.19 ne permettent pas de vérifier que pour une latitude de 30°, l'absorption au niveau des anneaux denses dans le modèle Salammbô est conforme aux mesures in situ puisque la couverture en L des mesures à cette latitude ne le permet pas.

Il est intéressant d'observer que les valeurs en condition aux limites (L = 6) des flux Salammbô sont similaires à celles des mesures in situ des canaux C (figure D.I.18) et supérieures d'un facteur 5 à 10 à celles des mesures des canaux E (figure D.I.19). Toutefois, les flux Salammbô, malgré un ordre de grandeur de flux correct entre L = 4,5 et L = 6, ne reproduisent pas l'allure générale observée dans les flux mesurés par la sonde Cassini à des latitudes de près de 30°. Les flux moyens de Cassini, quelle que soit l'énergie des électrons considérée, présentent un décrochement autour de L = 4,1 qui est absent des flux Salammbô calculés.

Comme pour les comparaisons à l'équateur, les comparaisons hors équateur des flux Salammbô avec les flux moyens de Cassini sont meilleures pour les électrons d'énergie supérieure à 300 keV (C6, C7, E1, E3, E4) que pour les électrons d'énergie inférieure à 300 keV (C0). Les comparaisons hors équateur montrent qu'il est essentiel de développer une condition aux limites non isotrope. Pour ce faire, de nombreuses données hors équateur sont nécessaires pour la construire.

II. Modifier l'environnement

II.1. Effet d'Encelade

Les comparaisons des résultats Salammbô avec les données in situ des sondes Voyager 2 et Cassini ont permis de mettre en évidence des fluctuations dans les flux autour de L ~ 4,5. Plusieurs hypothèses ont été formulées et étudiées pour expliquer ces observations, notamment par rapport au satellite Encelade situé à L = 3,94. Ainsi, des études sur le diamètre apparent du satellite, sur un éventuel anneau supplémentaire, sur la densité de la population neutre ont été faites. Les études effectuées pour découvrir l'origine des fluctuations sont présentées dans cette partie.

II.1.1. Diamètre apparent d'Encelade

Cette étude consiste à considérer un diamètre apparent du satellite Encelade supérieur à son diamètre réel. Cette hypothèse provient de l'observation des flux mesurés par l'instrument MIMI LEMMS : au passage de la sonde Cassini près d'Encelade, les flux présentent un « trou » dans les mesures, correspondant au satellite Encelade (communication personnelle avec Sandrine Grimald, IRAP Toulouse). La figure D.II.1 illustre ce phénomène pour le jour de mesure 11/03/08 (2008072) : il s'agit d'un spectrogramme illustrant les flux mesurés par les canaux d'électrons de l'instrument MIMI LEMMS.

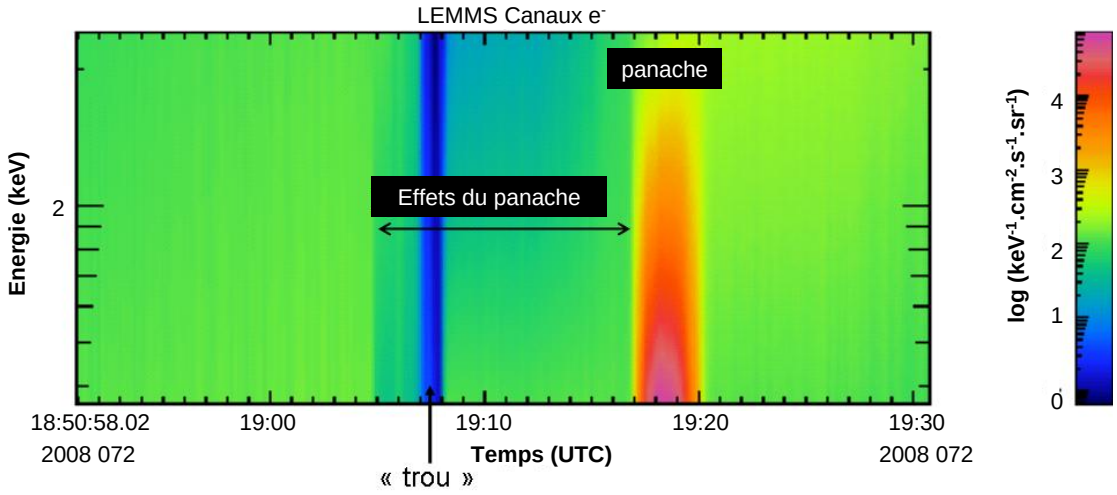


Figure D.II.1 Spectrogramme du flux d'électron mesurés par Cassini le jour 2008072 permettant l'observation du « trou » engendré par Encelade.

La figure D.II.1 montre le trou de particules correspondant à la micro signature d'Encelade (en bleu), le panache (en rouge) et l'effet du panache. Le panache correspond aux photoélectrons et électrons secondaires produits à l'intérieur du nuage de neutres par photo-ionisation, collision entre molécules neutres ou échange de charge. Les travaux de *Ozak et al.* [2012] confirment que ces électrons possèdent une énergie comprise entre 0,5 et 200 eV, comme on peut le voir sur la figure D.II.1.

Il s'agit alors de vérifier que les pertes de flux (en bleu) associées à la micro signature d'Encelade correspondent au diamètre du satellite. Des estimations ont pu être faites (communication personnelle Sandrine Grimald, IRAP Toulouse) à partir de deux jours de mesures correspondant à deux orbites différentes : le jour 09/03/2005 (2005068 ; orbite E1) pour lequel la sonde Cassini est passée à 500 km d'altitude du satellite Encelade avec une orbite quasi équatoriale et le jour 12/03/2008 (2008072 ; orbite E3) pour lequel la sonde Cassini est passée à une altitude d'environ 50 km avec une orbite plus polaire. Les figures D.II.2 et D.II.3 illustrent les deux jours de mesure choisis pour ce calcul, respectivement l'orbite E1 et l'orbite E3.

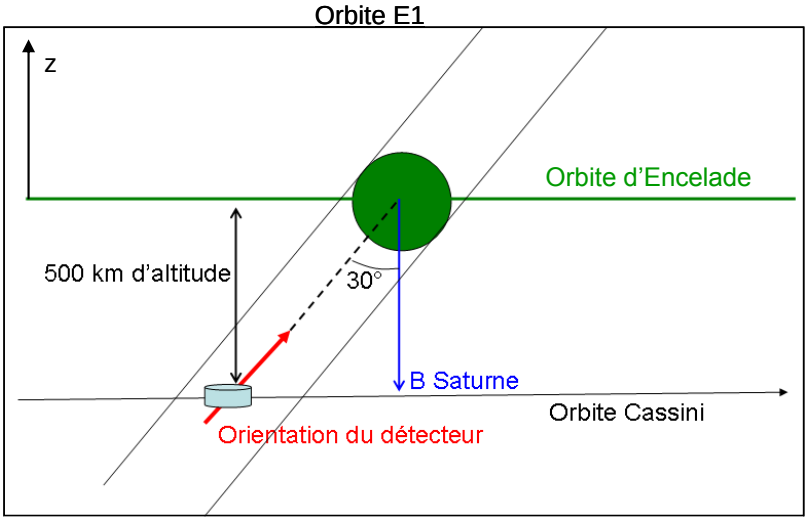


Figure D.II.2 Configuration de l'orbite E1.

Dans le cas de l'orbite E1 (figure D.II.2), l'orbite de la sonde Cassini (en noir) est parallèle à l'équateur magnétique de Saturne et l'orbite d'Encelade (en vert) se trouve à l'équateur magnétique. Le détecteur a une orientation de 30 ° par rapport au champ magnétique (en bleu) de Saturne.

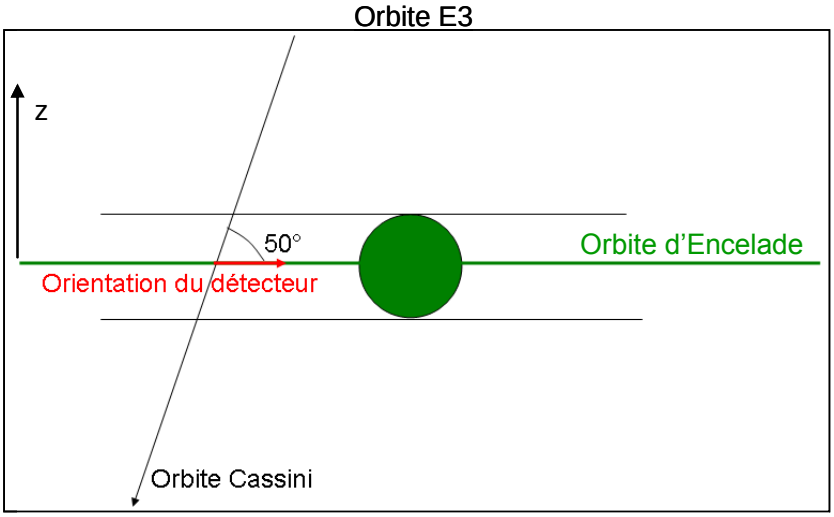


Figure D.II.3 Configuration de l'orbite E3.

Dans le cas de l'orbite E3 (figure D.II.3), l'orbite de la sonde Cassini (en noir) est inclinée de 50 ° par rapport à l'équateur magnétique et le détecteur regarde à 90° lorsque la sonde coupe l'orbite d'Encelade.

Les calculs du diamètre apparent $D_{apparent}$ utilisent la vitesse v de la sonde et le temps t d'absence de flux. Dans les configurations décrites dans les figures D.II.2 et D.II.3, les diamètres apparents peuvent alors s'exprimer :

- pour le cas de l'orbite E1 : $D_{apparent} = v.t.\cos(30)$ où v = 6.6 km.s^{-1}
- pour le cas de l'orbite E3 : $D_{apparent} = v.t.\sin(50)$ où v = 14.4 km.s^{-1}

Le tableau D.II.1 regroupe les données nécessaires au calcul des diamètres apparents et les résultats obtenus. Dans le cas de l'orbite E1, les calculs sont effectués en considérant que le diamètre apparent du satellite correspond uniquement au « trou » vu dans les mesures de flux (figure D.II.1). Dans le cas de l'orbite E3, les calculs sont effectués en considérant que le diamètre apparent du satellite correspond en premier lieu au « trou » observé, puis à « l'effet de la plume » et enfin à « l'effet de la plume + la plume ».

Date	2005_03_09	2008_03_12	2008_03_12	2008_03_12
Jour	2005068	2008072	2008072	2008072
Orbite	E1	E3	E3	E3
Altitude (km)	500	50	50	50
Inclinaison de l'orbite	0°	50°	50°	50°
Orientation du détecteur (par rapport à B)	30°	90°	90°	90°
Temps d'absence de flux (s)	90 (trou)	120 (trou)	720 (effet de la plume)	900 (effet de la plume + plume)
Diamètre du trou (km)	594	864	10368	12959
Diamètre apparent (km)	514,4	661,9	7942	9927
Diamètre apparent (%)	~ 103	~ 132	~ 1588	~ 1985

Tableau D. II.1 Données nécessaires au calcul du diamètre apparent d'Encelade et résultats obtenus.

Les résultats obtenus (communication personnelle avec Sandrine Grimald, IRAP Toulouse) présentés dans le tableau D.II.1, démontrent que le satellite Encelade a effectivement un diamètre apparent supérieur à son diamètre réel (512 km). Il faut noter que le diamètre apparent est certainement différent en fonction de l'altitude ou de l'angle de traversée par rapport au plan de l'orbite, mais il reste intéressant dans cette étude d'étudier l'influence d'un plus ou moins grand diamètre apparent du satellite Encelade sur les flux issus de Salammbô.

Différents diamètres apparents ont été intégrés dans le modèle Salammbô développé : un premier test a été effectué en considérant d'abord un diamètre apparent égal à 500% du diamètre réel puis en considérant un diamètre apparent égal à 2000% du diamètre réel. Les figures D.II.4, D.II.5 et D.II.6 présentent les comparaisons avec les sondes Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini dans les trois cas de diamètre ($D_{réel}$, $5.D_{réel}$ et $20.D_{réel}$) pour différentes énergies : respectivement E > 0,56 MeV pour les données Pioneer 11, 0,035 < E < 0,061 MeV pour les données Voyager 2 et les canaux C0 (0,018 < E < 0,040 MeV), E0 (0,110 < E < 0,365 MeV) et E3 (0,600 < E < 4,950 MeV) pour les données Cassini. Il s'agit pour la figure D.II.4 de flux intégrés ($cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du temps, pour la figure D.II.5, de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du temps et pour la figure D.II.6, de flux moyens différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du paramètre L.

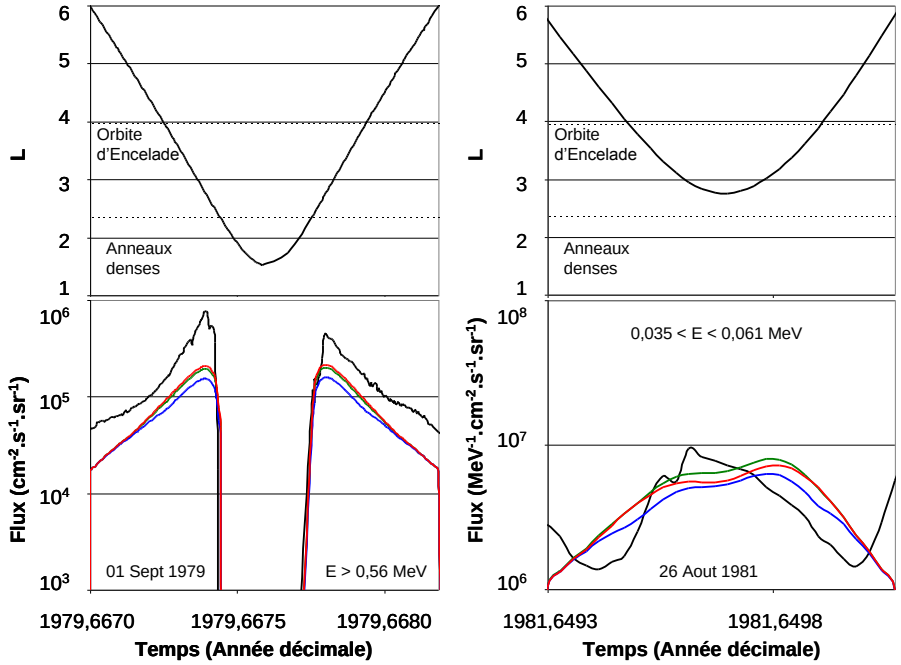


Figure D. II.4 Comparaison des flux Salammbô calculés dans les trois cas de figure illustrant les tests effectués sur le diamètre apparent d'Encelade : $D_{réel}$ (en rouge), $5D_{réel}$ (en vert) et 20 $D_{réel}$ (en bleu). Les flux mesurés par les sondes Pioneer 11 (à gauche) et Voyager 2 (à droite) sont en noirs. Il s'agit de flux intégrés (Pioneer 11, $cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) ou différentiels (Voyager 2, $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du temps pour une énergie donnée (E < 0,56 MeV pour Pioneer 11 et 0,035 < E < 0,061 MeV pour Voyager 2). Les L rencontrés par les sondes sont aussi représentés en haut de la figure, ainsi que l'orbite d'Encelade et la limite haute des anneaux denses.

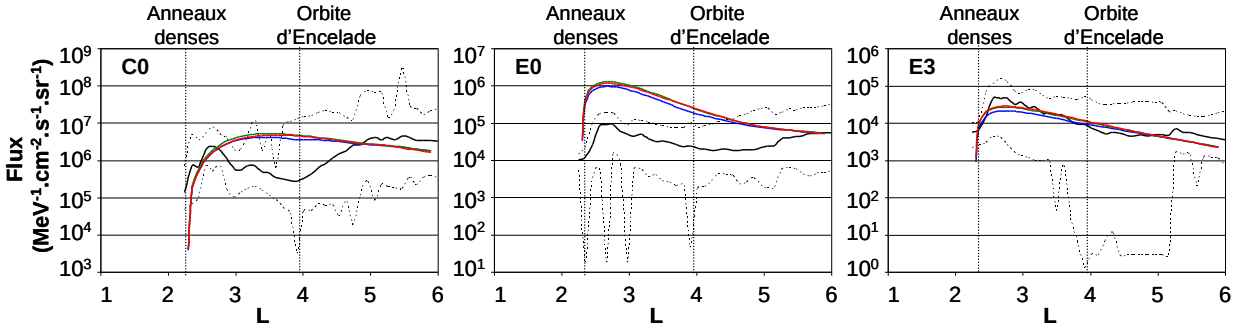


Figure D.II.5 Comparaison entre les flux différentiels en énergie ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô et les flux moyens de la sonde Cassini (en noir) pour trois canaux de mesure (C0 : 0,018 < E < 0,040 MeV, E0 : 0,110 < E < 0,365 MeV et E3 : 0,600 < E < 4,950 MeV) dans trois cas de figure illustrant les tests effectués sur le diamètre apparent d'Encelade : $D_{réel}$ (en rouge), $5D_{réel}$ (en vert) et 20 $D_{réel}$ (en bleu), en fonction du paramètre L. L'orbite d'Encelade ainsi que la limite haute des anneaux sont aussi représentées.

Les comparaisons présentées sur les figures D.II.4 et D.II.5 ne montrent aucune différence significative dans les flux Salammbô calculés suivant les trois cas présentés ($D_{réel}$, $5.D_{réel}$ et $20.D_{réel}$).

Par conséquent, cette analyse permet d'éliminer l'hypothèse qu'un diamètre apparent d'Encelade supérieur à son diamètre réel, pourrait engendrer des fluctuations dans les flux

calculés par le modèle Salammbô. Le diamètre du satellite ne semble pas être à l'origine des fluctuations observées.

II.1.2. Anneau Supplémentaire

Cette étude consiste à modifier le système d'anneaux construit et intégré dans le modèle Salammbô, de sorte à rajouter un sous anneau supplémentaire, dû à Encelade, à l'intérieur de l'anneau E, visant à absorber les électrons énergétiques des ceintures et créer par conséquent des fluctuations dans les flux Salammbô calculés.

Le système d'anneaux utilisé dans le modèle Salammbô (voir section C.III.2.2) considère l'anneau E comme un pavé de 10000 km d'épaisseur [*Santos et al.*, 2003], de densité optique 10^{-5} [*Dougherty et al. (d)*, 2009] s'étendant de 2,99 Rs à 6 Rs avec des particules dont le rayon est compris entre 0,3 et 3 µm (voir tableau C.III.3). Il s'agit ici de créer, à l'intérieur de l'anneau E, un sous anneau de densité supérieure. Cette analyse se base sur une étude précédente de *Farrel et al.* [2009] prédisant que les divergences de flux sont uniquement dues à l'absorption des électrons par les poussières des anneaux. La création d'un sous anneau permettrait alors d'observer sur les flux Salammbô les fluctuations observées sur les flux faible énergie mesurés par Voyager 2 ou Cassini.

D'autres travaux [*Horanyi et al.*, 2008] prennent en compte l'existence de ce sous anneau. La figure D.II.6 présente la distribution de densité de l'anneau E en fonction du rayon des poussières définie par *Horanyi et al.* [2008]. Chaque graphique (a), (b) ou (c) présente la densité de particule en fonction de z (Rs) et r (Rs) pour des tailles de particules différentes. Les échelles de couleur (en log) sont normalisées à 100 et représentent respectivement des maximums de densité de 7 (a) ; 1,2 (b) et 0,3 (c) m^{-3}.

Un sous anneau a été défini pour le modèle Salammbô à partir des travaux de *Horanyi et al.* [2008]. Le tableau D.II.2 répertorie les paramètres nécessaires à la construction du sous anneau supplémentaire en comparaison avec l'anneau E existant dans notre système d'anneaux.

	Localisation (Rs)		Rayons des poussières (m)		Epaisseur (m)	Densité optique
	Bord interne	Bord externe	Rmin	Rmax		
Anneau E	2,99	6	3,0E-07	3,0E-06	10000000	1,0E-05
Sous-anneau E	3,9	4,5	4,0E-04	5,0E-04	33750	6,6E-06

Tableau D. II.2 Définition du sous anneau à intégrer dans le modèle Salammbô.

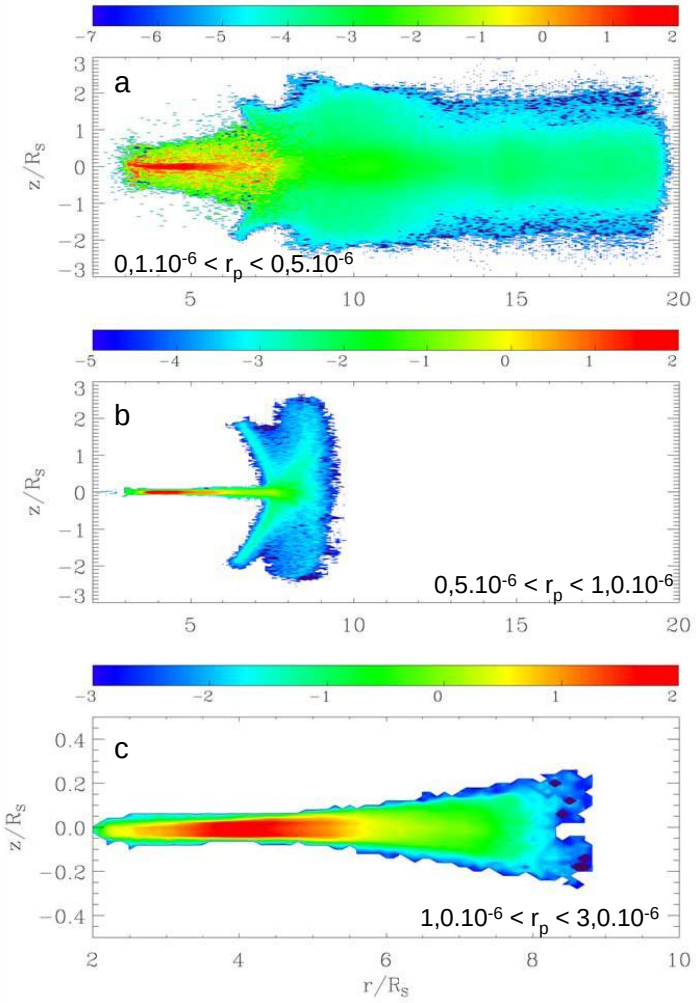


Figure D.II.6 Distribution en densités de l'anneau E en fonction du rayon des poussières définie par Horanyi et al. [2008] suivant trois tailles de poussières différentes.

Le sous anneau créé a été intégré au système d'anneaux existant et au modèle Salammbô. La figure D.II.7 présente les flux Salammbô calculés en intégrant cet anneau supplémentaire (E suppl) dans le cas de comparaisons avec les flux Pioneer 11 et avec les flux de Voyager 2. Il s'agit dans le cas de Pioneer 11 de flux intégrés ($cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du temps et dans le cas de Voyager 2 de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du paramètre L. De même, la figure D.II.8 présente les comparaisons avec les flux mesurés par les canaux C0, C1 et C2 de Cassini ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du paramètre L.

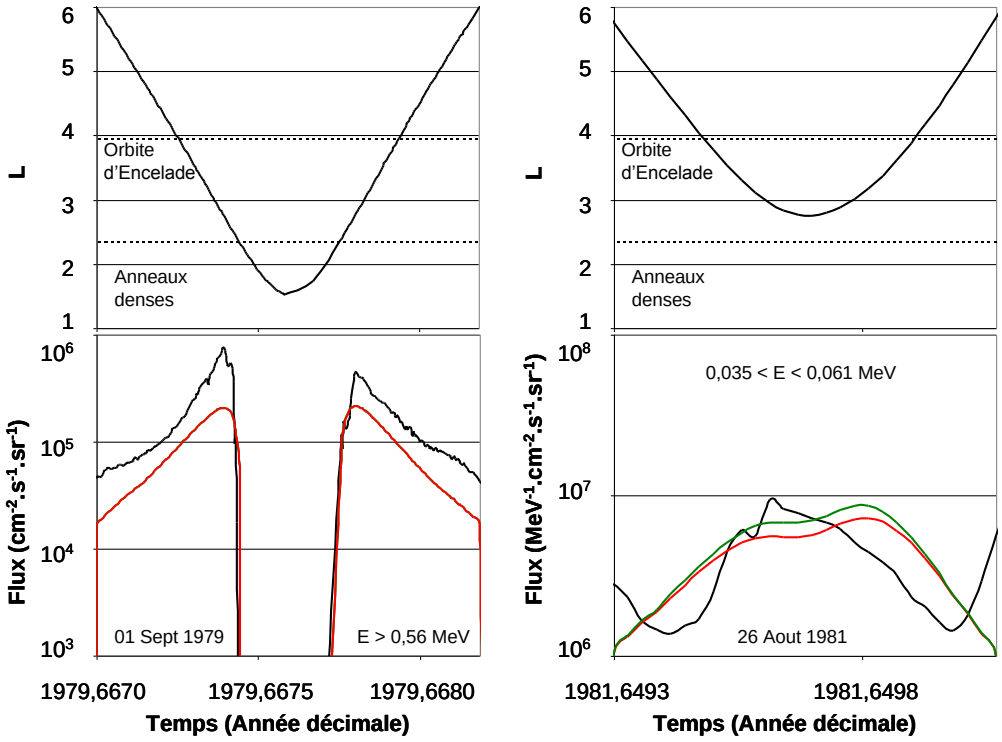


Figure D.II.7 Comparaison des flux Salammbô calculés en intégrant l'anneau supplémentaire (en vert) ou non (en rouge) avec les flux mesurés (en noir) par les sondes Pioneer 11 (à gauche) et Voyager 2 (à droite) . Il s'agit de flux intégrés (Pioneer 11, $cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) ou différentiels (Voyager 2, $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du temps pour une énergie donnée (E < 0,56 MeV pour Pioneer 11 et 0,035 < E < 0,061 MeV pour Voyager 2). Les L rencontrés par les sondes sont aussi représentés en haut de la figure, ainsi que l'orbite d'Encelade et la limite haute des anneaux denses.

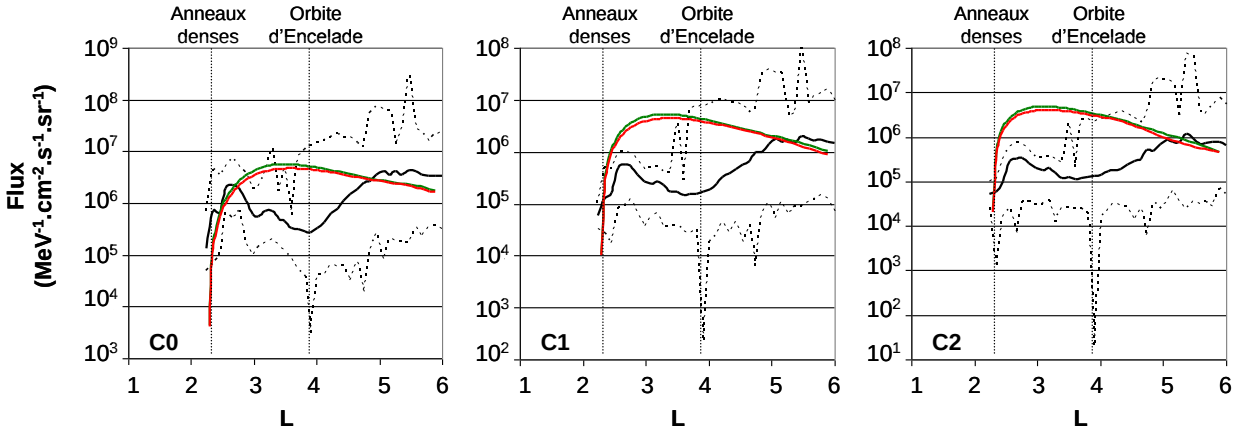


Figure D.II.8 Comparaison des flux Salammbô calculés en intégrant l'anneau supplémentaire (en vert) ou non (en rouge) avec les flux mesurés par la sonde Cassini (en noir) pour trois canaux de mesures (C0 : 0,018 < E < 0,040 MeV, C1 : 0,027 < E < 0,048 MeV et C2 : 0,041 < E < 0,060 MeV). Il s'agit de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du paramètre L. L'orbite d'Encelade ainsi que la limite haute des anneaux sont aussi représentées.

Les figures D.II.7 et D.II .8 montrent que quelle que soit l'énergie des électrons considérée et quelle que soit la sonde ayant effectuée les mesures (Pioneer11, Voyager 2 ou Cassini), l'intégration d'un anneau supplémentaire ne suffit pas à creuser les flux calculés par Salammbô.

Au vue de l'étude effectuée ici, l'ajout d'un anneau supplémentaire dans le modèle Salammbô ne permet pas de reproduire sur les flux Salammbô les fluctuations observées (autour de L = 4,5) sur les flux Voyager 2 et Cassini.

II.1.3. Densités d'espèces neutres

Les études précédentes ont permis d'écarter les hypothèses d'un diamètre apparent plus grand que le diamètre réel et d'un sous anneau supplémentaire à l'intérieur de l'anneau E. Il s'agit ici d'augmenter les densités de particules neutres pouvant se trouver dans le nuage neutre généré par Encelade (voir section A.I.2.3).

Le modèle de nuage neutre utilisé dans cette étude est le modèle de *Cassidy et Johnson* [2010] (voir section C.III.4) considérant que la population du nuage peut être définie par trois espèces neutres différentes : H_2O, OH et O. Ce modèle définit des densités de particules en fonction du paramètre L et de la latitude à laquelle se trouvent les particules. Cependant, plusieurs travaux précisent que la source des particules neutres est variable dans le temps [*Saur et al.*, 2008 ; *Smith et al.*, 2010], menant ainsi à un nuage neutre ayant des densités différentes suivant la période de temps étudié, pouvant varier d'un facteur 4. Dans notre modèle moyen, aucune échelle de temps n'est prise en considération, mais il ne faut pas oublier que les données in situ avec lesquelles notre modèle est comparé prennent en compte cette variabilité temporelle.

Il convient alors de faire varier les densités du modèle du nuage utilisé pour observer l'influence des densités de particules neutres sur les flux Salammbô étudiés. Pour ce faire, les densités des espèces H_2O, OH et O ont été modifiées : un premier test a consisté à multiplier par 4 les densités des espèces sur tout le domaine en L étudié ($1,1 < L < 6$); un deuxième test a permis de réduire le domaine en L autour du satellite Encelade ($3,7 < L\ 4,6$) dans lequel les densités ont été multipliées par 4 ; un troisième test (non réaliste) a consisté à augmenter les densités d'un facteur 10 pour un même domaine restreint en L.

Les figures D.II.9 et D.II.10 présentent les comparaisons entre les flux Salammbô calculés pour les différents tests effectués et les données des sondes Voyager 2 et Cassini respectivement : il s'agit des flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction respectivement du temps et du paramètre L. Seuls des canaux de faible énergie ($0,035 < E < 0,061$ MeV dans le cas de Voyager 2 et $0,018 < E < 0,040$ MeV dans le cas de Cassini) sont présentés. En effet, l'interaction des électrons des ceintures avec les particules neutres est un processus majoritaire à basse énergie (voir synthèse des processus physique section C.IV) : les éventuelles modifications des flux Salammbô dues aux différents tests en densités ne seront visibles que sur les flux d'électrons de faible énergie. De plus, les fluctuations observées dans les flux mesurés par Voyager 2 ou Cassini ne sont présentes que sur les canaux de faible énergie. Quatre comparaisons sur chaque figure, montrent les flux calculés en utilisant les densités du modèle de *Cassidy et Johnson* [2010] (comparaisons notées Densités), puis utilisant les densités multipliées par 4 sur tout le domaine en L (Densités*4), puis sur un domaine restreint en L (Densités*4 (L restreint)) et enfin en utilisant les densités multipliées par 10 sur le même domaine restreint en L (Densités*10 (L restreint)).

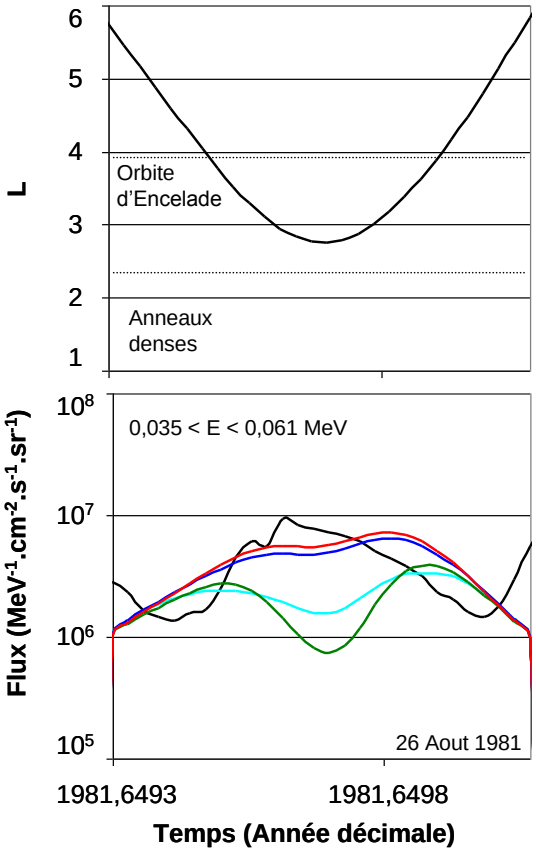


*Figure D.II.9 Comparaison des flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô dans le cas des tests liés à la densité des espèces neutres ('Densités' en rouge, 'Densités*4' en vert,' Densités*4 (L restreint)' en bleu foncé, 'Densités*10 (L restreint)' en turquoise) avec les flux mesurés par la sonde Voyager 2 (en noir) en fonction du temps pour une énergie donnée (0,035 < E < 0,061 MeV). Les valeurs de L rencontrées par la sonde sont aussi représentées en haut de la figure, ainsi que l'orbite d'Encelade et la limite haute des anneaux denses.*

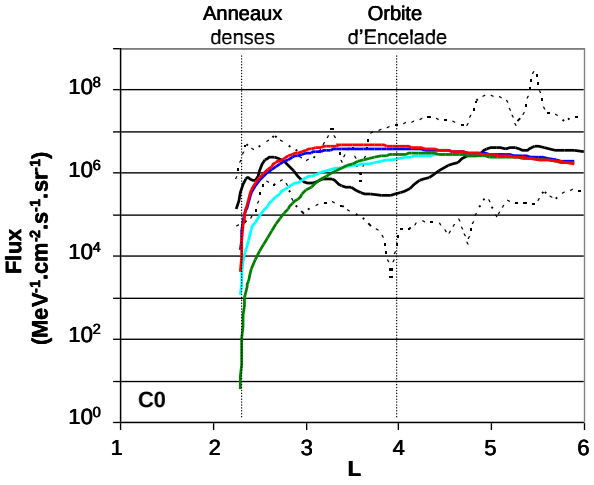


*Figure D.II.10 Comparaison des flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô dans le cas des test liés à la densité des espèces neutres ('Densités' en rouge, 'Densités*4' en vert,' Densités*4 (L restreint)' en bleu foncé, 'Densités*10 (L restreint)' en turquoise) avec les flux moyens de Cassini (en noir) en fonction du paramètre L pour une énergie donnée (C0 : 0,018< E < 0,040 MeV). L'orbite d'Encelade ainsi que la limite haute des anneaux sont aussi représentées.*

Les flux calculés sur les comparaisons notées 'Densités*4' sur les figures D.II.9 et D.II.10, présentent une baisse conséquente pour L < 4. L'augmentation des densités d'espèces neutres sur tout le domaine en L mènent effectivement à des flux Salammbô différents. Cependant, les modifications apportées ne permettent pas de reproduire les fluctuations observées autour de L = 4,5 mais creusent les flux pour L < 4. Les observations effectuées grâce à ce premier test ont conduit à réduire le domaine en L et augmenter les densités d'espèces neutres uniquement dans la région des fluctuations (3,7 < L < 4,6) (Densités*4 (L restreint)). Ce deuxième test ne suffit pas à modifier les flux de sorte à obtenir des fluctuations dans la région concernée : les flux sont très légèrement diminués (figure D.II.9 et D.II.10 : Densités*4 (L restreint)) mais ne montrent pas les fluctuations souhaitées. Ces observations ont soulevé la question suivante : ne faut-il pas augmenter un peu plus les densités pour voir les flux se creuser ? Un troisième test, non réaliste par rapport aux estimations de *Smith et al.* [2010], consiste à augmenter les densités d'un facteur 10 sur le même domaine restreint en L. Les résultats obtenus (figure D.II.9 et D.II.10 : Densités*10 (L restreint)) montrent des flux creusés similaires aux flux obtenus avec le premier test noté Densités*4 et ne présentent pas les fluctuations observées dans les flux Voyager 2 et Cassini.

Les trois études précédentes (diamètre apparent, anneau supplémentaire et densités des espèces neutres) ont permis de comprendre que les flux calculés par Salammbô restent inchangés lorsqu'on modifie les paramètres d'entrée des processus physiques de manière réaliste, c'est à dire appuyée sur de précédents travaux. Que ce soit des modifications liées au diamètre apparent d'un satellite, à un sous anneau supplémentaire ou à la densité des espèces neutres, les changements tangibles des paramètres d'entrée ne permettent pas de recréer les fluctuations observées dans les flux Voyager 2 et Cassini dans le modèle tel que nous l'avons développé.

II.2. Diffusion Radiale

La diffusion radiale est un mécanisme important dans la magnétosphère de Saturne permettant de transporter les électrons injectés en condition aux limites vers la planète. L'expression de la diffusion radiale utilisée dans ce modèle est issue des travaux de *Santos Costa et al.* [2003]. La synthèse des processus physiques (voir section C.IV) montre que la diffusion radiale est un processus majoritaire gouvernant la dynamique des ceintures de radiations de Saturne.

La diffusion radiale, dans l'étude des ceintures de radiation, est un phénomène difficile à modéliser, et l'expression simplifiée utilisée dans cette étude (voir section C.III.7) mène à des expressions dont les paramètres peuvent être fortement différent (voir section C.III.7). Dans cette partie, il s'agit de comparer les résultats obtenus avec les diverses expressions trouvées dans la littérature [*Santos Costa et al.*, 2003 ; *Roussos et al.*, 2007] et ainsi de vérifier que l'expression de diffusion radiale choisie initialement est appropriée au modèle développé.

Les figures D.II.11, D.II.12 et D.II.13 présentent les résultats Salammbô obtenus en utilisant l'expression de diffusion radiale développée dans les travaux de *Roussos et al.*, [2007] en comparaison avec les résultats Salammbô obtenu grâce à l'expression utilisée dans les travaux de *Santos Costa et al.* [2003].

La figure D.II.11 présente une comparaison des flux Salammbô calculés et des flux Pioneer 11 mesurés pour des électrons d'énergie supérieure à 0,56 MeV. Les flux mesurés par Pioneer 11 sont représentés en noir, les flux calculés par Salammbô sont représentés en rouge.

Les L rencontrés par la sonde lors de son passage dans la magnétosphère sont aussi représentés sur la figure (en haut).

La figure D.II.12 présente une comparaison des flux Salammbô calculés et des flux Voyager 2 mesurés pour différentes énergies : 0,035 < E < 0,061 MeV ; 0,250 < E < 0,480 MeV et 0,850 < E < 1,200 MeV. Les flux mesurés par Voyager 2 sont représentés en noir, les flux calculés par Salammbô sont représentés en rouge. Les L rencontrés par la sonde lors de son passage dans la magnétosphère sont aussi représentés sur la figure (en haut).

La figure D.II.13 présente les comparaisons des flux Salammbô calculés et des flux moyens de Cassini pour différents canaux : C0, C2, E3 et E6. Les flux moyens de Cassini sont représentés en noir, les flux calculés de Salammbô sont représentés en rouge. Les traits pointillés représentent les données minimales et maximales mesurées par la sonde Cassini.

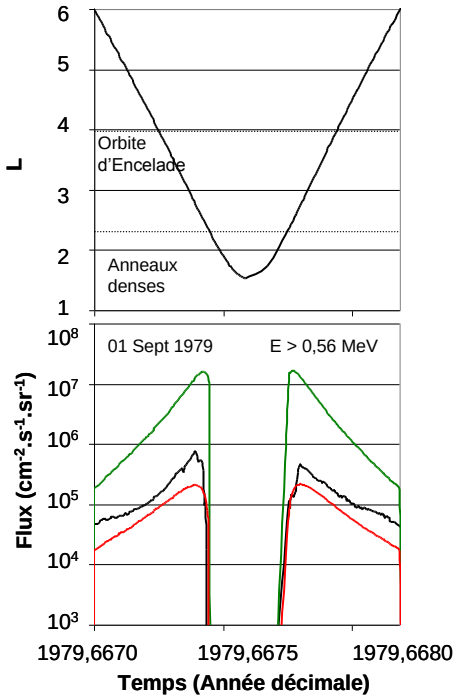


Figure D II.11 Comparaison des flux intégrés en énergie ($cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô en considérant la diffusion radiale définie par Santos Costa et al. [2003] (en rouge) et celle défini par Roussos et al. [2007] (en vert) et des flux mesurés par la sonde Pioneer 11 (en noir) pour des électrons d'énergie supérieure à 0,56 MeV, en fonction du temps. L'orbite d'Encelade ainsi que la limite haute des anneaux denses sont aussi représentées.

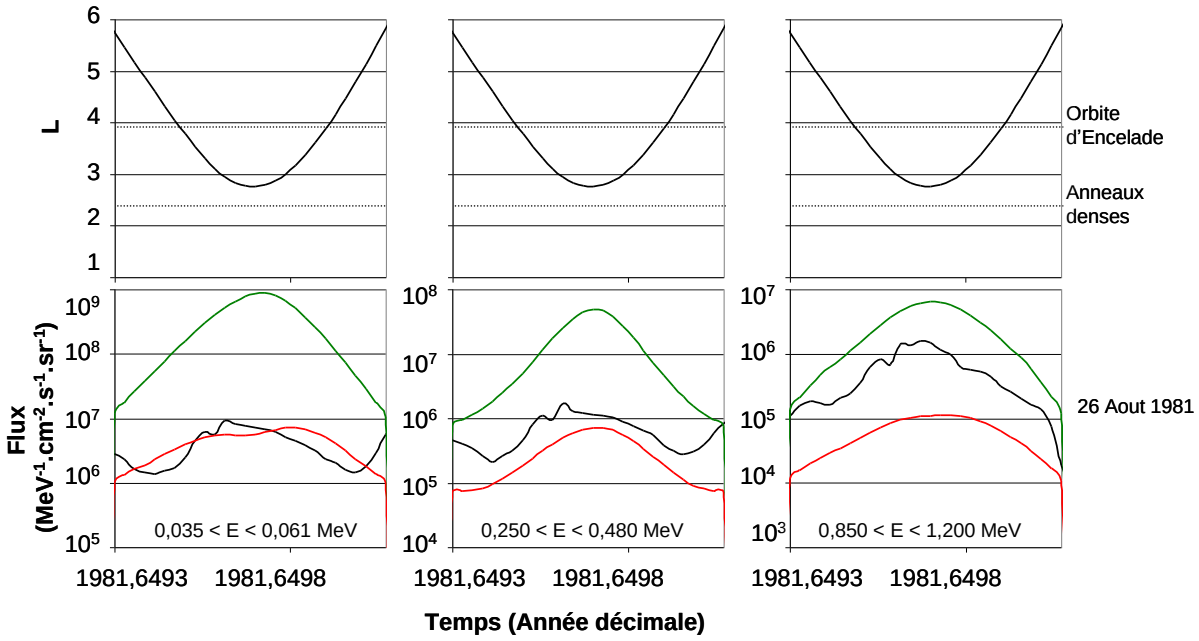


Figure D.II.12 Comparaison des flux différentiels en énergie ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô en considérant la diffusion radiale définie par Santos Costa et al. [2003] (en rouge) et celle défini par Roussos et al. [2007] (en vert) et des flux mesurés par la sonde Voyager 2 (en noir) pour trois énergies différentes (0,035 < E < 0,061 MeV, 0,250 < E < 0,480 MeV et 0,850 < E < 1,200 MeV), en fonction du paramètre L. L'orbite d'Encelade ainsi que la limite haute des anneaux denses sont aussi représentées.

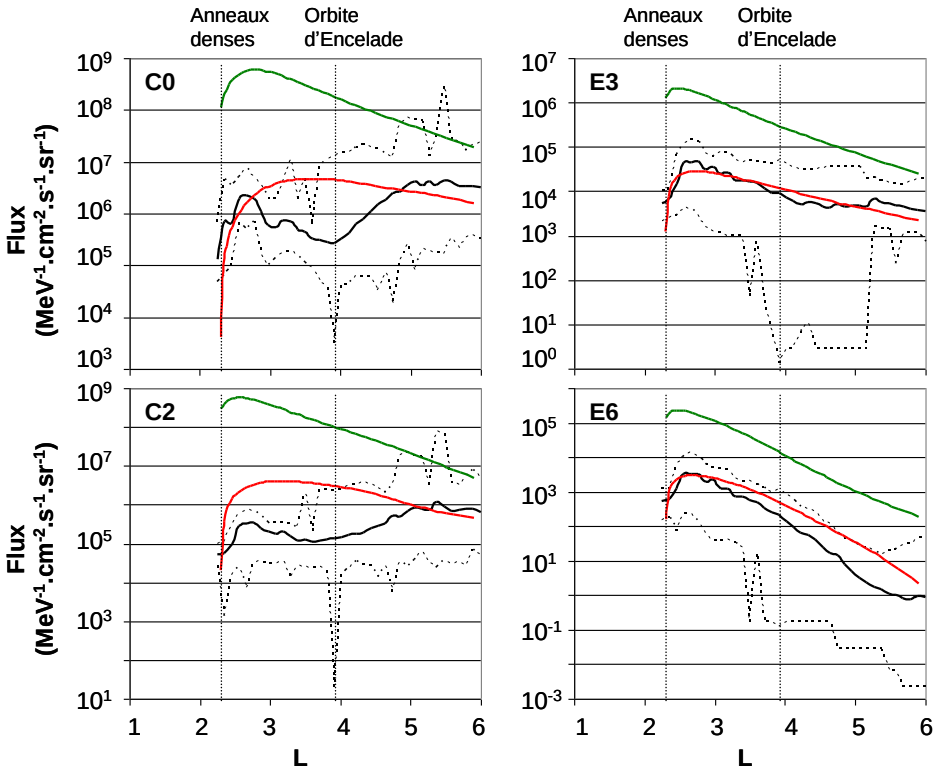


Figure D.II.13 Comparaison des flux différentiels en énergie ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô en considérant la diffusion radiale définie par Santos Costa et al. [2003] (en rouge) et celle défini par Roussos et al. [2007] (en vert) et des flux moyens de la sonde Cassini (en noir) pour quatre canaux différents (C0, C2, E3 et E6). Il s'agit de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du paramètre L. Les courbes en pointillés représentent les mesures minimales et maximales des canaux considérés. L'orbite d'Encelade ainsi que la limite haute des anneaux denses sont aussi représentées.

Les figures D.II.11, D.II.12 et D.II.13 montrent que les résultats Salammbô calculés en utilisant l'expression de diffusion radiale décrite par *Roussos et al.* [2007] sont fortement supérieurs aux données in situ des sondes Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini, parfois d'un facteur 100. Par conséquent, l'expression développée par *Roussos et al.* [2007] ne semble pas être adaptée au modèle moyen des ceintures de radiations tel qu'il a été construit.

II.3. Influence des ondes

Dans un premier temps, les résultats du modèle Salammbô ont été comparés aux données des diverses sondes (Pioneer 11, Voyager 2, et Cassini) sans tenir compte de l'influence que les ondes présentes dans la magnétosphère pourraient avoir sur les flux de particules. Ces résultats ont mené à un modèle des ceintures de radiations de Saturne satisfaisant pour des électrons d'énergie supérieure à 300 keV.

Dans le modèle Salammbô pour les ceintures de radiations de Jupiter, les interactions ondes - particules n'ont pas été prises en compte car c'est un processus minoritaire. Cependant, dans le cas de Saturne, comparable à celui de la Terre en ce qui concerne la dynamique, l'effet de cette interaction pourrait être non négligeable. Le modèle Salammbô pour les ceintures de radiations terrestres intègre cette interaction qui joue un rôle essentiel.

Dans cette partie, il s'agit d'observer les effets possibles des interactions ondes - particules sur les flux d'électrons calculés par le modèle Salammbô et de déterminer si les ondes présentes dans la magnétosphère de Saturne peuvent être un paramètre important pour la modélisation des ceintures de radiations kroniennes.

II.3.1. Distribution spatiale des électrons

La figure D.II.14 présente des cartographies de flux différentiels omnidirectionnels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$) pour trois énergies différentes : 0,028 MeV (à gauche), 0,386 MeV (au centre) et 1 MeV (à droite). Les cartographies du haut sont les résultats issus de Salammbô observés précédemment et les cartographies du bas (notées RPWS) sont les résultats Salammbô intégrant les interactions ondes - particules comme processus physique.

La comparaison des cartographies avec et sans les interactions ondes - particules (RPWS) permet de comprendre l'influence que les ondes peuvent avoir sur les flux d'électrons calculés par le modèle Salammbô à l'intérieur des ceintures de radiation. La synthèse des processus physiques (voir section C.IV) montre que quelle que soit l'énergie des électrons, les coefficients de diffusion en angle d'attaque liés aux interactions ondes - particules sont supérieurs au coefficient de diffusion radiale pour des électrons non équatoriaux et proche ou similaire au coefficient de diffusion radiale pour des électrons équatoriaux. Les coefficients de diffusion en énergie sont supérieurs à ceux de la diffusion radiale pour des électrons non équatoriaux de faible énergie pour des L proches de la planète (par exemple pour $L < 3$ pour des électrons de 0.028 MeV). Par conséquent, des modifications non négligeables sur les flux calculés par le modèle Salammbô étaient à envisager.

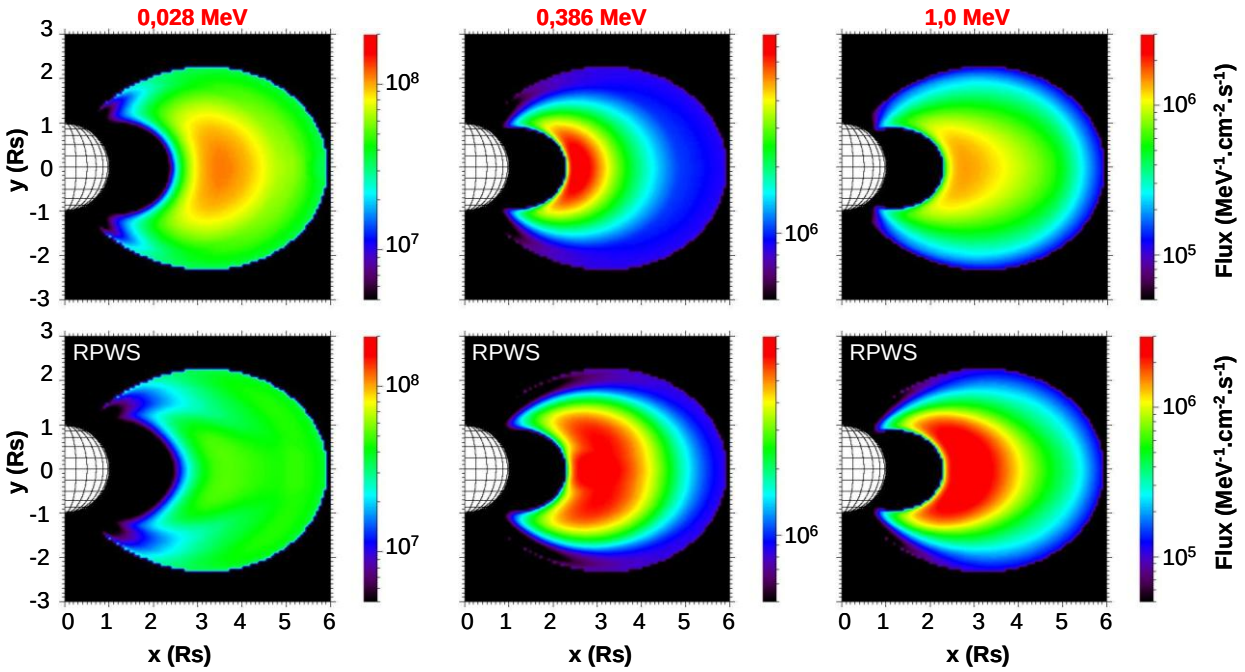


Figure D. II.14 Cartographies de flux différentiels omnidirectionnels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$) pour trois énergies différentes : 0,028 MeV (à gauche), 0,386 MeV (au centre) et 1 MeV (à droite). Les cartographies du bas présentent les flux Salammbô calculés en intégrant les interactions ondes - particules.

La figure D.II.14 permet d'observer les résultats obtenus. Certaines modifications entre les cartographies sans (en haut) et avec (en bas) les interactions ondes - particules se situent hors équateur. Quelle que soit l'énergie des électrons considérée, les flux calculés avec les interactions ondes - particules sont plus faibles en bout de ligne de champ (près de la planète).

Des modifications peuvent également être remarquées sur les flux à l'équateur. En effet, pour les cartographies de plus hautes énergies (0,386 MeV et 1 MeV), les flux équatoriaux sont fortement augmentés en deçà d'une certaine valeur en L, ce qui se traduit sur les cartographies par une augmentation de la région rouge. Par exemple, sur les cartographies pour des électrons de 0,386 MeV, à L = 4, les flux calculés sans l'interaction ondes - particules sont de l'ordre de $1{,}8.10^{6}$ $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$ et ceux calculés avec les interactions ondes - particules sont de l'ordre de 5.10^{6} $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$. Les flux semblent inchangés pour L > 5.

Dans le cas des électrons de plus faible énergie (cartographie à 0,028 MeV), il semblerait que la tendance inverse soit observée : les flux équatoriaux diminuent lorsqu'on rajoute les interactions ondes - particules dans le modèle Salammbô, ce qui se traduit sur les cartographies par la perte de la zone rouge. Par exemple à L = 4, les flux calculés sans les interactions ondes - particules sont de l'ordre de 1.10^{8} $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$ alors que les flux calculés avec les interactions ondes - particules sont de l'ordre de 4.10^{7} $MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}$.

Par conséquent, il convient de remarquer que les interactions ondes - particules accélèrent les particules de basse énergie permettant aux électrons de gagner de l'énergie : les flux basse énergie sont donc diminués et les flux haute énergie augmentés.

Il convient de remarquer que quels que soit l'énergie ou l'angle d'attaque des électrons, les ondes ont une influence importante sur les flux calculés par Salammbô. Il s'agit maintenant de comparer les résultats obtenus avec les données in situ des sondes afin de

vérifier si l'intégration de les interactions ondes - particules dans le modèle Salammbô permet une amélioration ou non des flux calculés.

II.3.2. Comparaisons avec les données in situ

La distribution spatiale des électrons, résultante du modèle Salammbô, a permis de comparer les résultats du modèle Salammbô sans et avec les interactions ondes – particules.

Dans cette partie, les résultats obtenus vont être comparés avec les données in situ des sondes Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini ainsi qu'avec les modèles empiriques SATRAD et MAUK.

II.3.2.a. Comparaisons avec les données des sondes Pioneer 11 et Voyager 2

La figure D.II.15 présente la comparaison des flux Salammbô, SATRAD et Pioneer 11 : il s'agit des flux intégrés ($cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du temps en année décimale pour des électrons d'énergie supérieure à 0,56 MeV. Les flux mesurés par la sonde Pioneer 11 sont en noirs et les flux issus du modèle Salammbô sont en vert (traits épais). Les traits fins de couleur verte représentent les flux Salammbô minimum et maximum. Les flux Salammbô observés précédemment, calculés sans tenir compte des interaction ondes - particules sont représentés en rouge.

Il est intéressant de comparer le nouveau flux Salammbô calculé (avec les interactions ondes - particules en trait vert épais) avec l'ancien (sans les interactions ondes - particules en traits rouge épais) : les deux flux semblent similaires pour $L > 4,5$ tandis que les flux calculés avec les interactions ondes - particules sont plus forts pour $L < 4,5$. Ces observations sont cohérentes avec celles faites lors des comparaisons des distributions spatiales des électrons (figure D.II.14, 0,386 et 1,0 MeV) : pour ces énergies, les flux augmentent à partir d'une certaine valeur en L. Il en résulte des flux Salammbô, calculés avec les interactions ondes - particules, semblables aux flux mesurés par la sonde Pioneer 11 pour $L < 4,5$ dans cette gamme d'énergie.

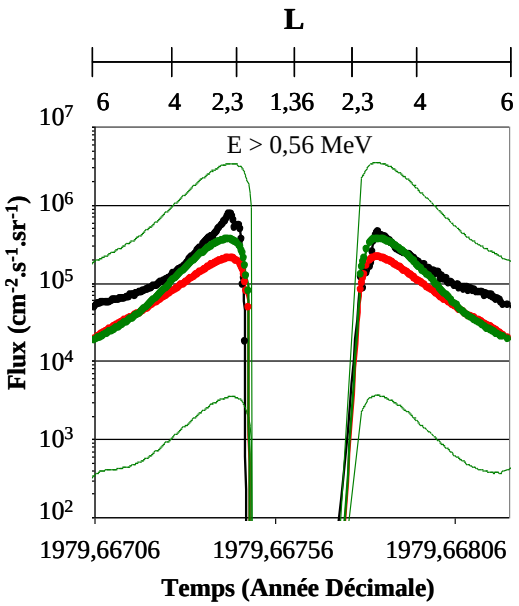


Figure D.II.15 Comparaison des flux intégrés en énergie ($cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô en intégrant les interactions ondes – particules (en vert) avec les flux mesurés par la sonde Pioneer 11 (en noir) en fonction du temps (année décimale). Les L rencontrés par la sonde sont aussi représentés en haut de la figure. Les traits fins de couleur verte représentent les flux Salammbô minimum et maximum. Les flux Salammbô observés précédemment, calculés sans tenir compte des interactions ondes - particules sont représentés en rouge.

La figure D.II.16 présente la comparaison des flux Salammbô et Voyager 2 : il s'agit des flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du temps en année décimale pour des électrons de différentes énergies (0,035 < E < 0,061 MeV ; 0,250 < E < 0,480 MeV et 0,853 < E < 1,20 MeV). Les flux mesurés par la sonde Voyager 2 sont en noirs et les flux issus du modèle Salammbô sont en vert (traits épais). Les traits fins de couleur verte représentent les flux Salammbô minimum et maximum. Les flux Salammbô observés précédemment, calculés sans tenir compte des interactions ondes - particules sont représentés en rouge.

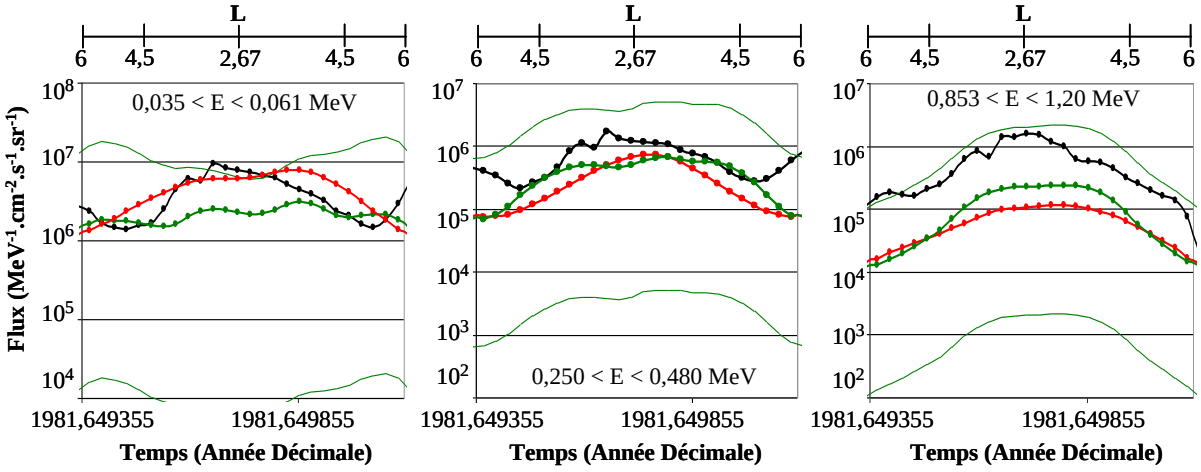


Figure D.II.16 Comparaison des flux différentiels en énergie ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) calculés par Salammbô en intégrant les interactions ondes - particules (en vert) avec les flux mesurés par la sonde Voyager 2 (en noir) pour trois énergies différentes,, en fonction du temps (année décimale). Les L rencontrés par la sonde sont aussi représentés en haut de la figure. Les traits fins de couleur vertes représentent les flux Salammbô minimum et maximum. Les flux Salammbô observés précédemment, calculés sans tenir compte des interactions ondes - particules sont représentés en rouge.

Dans le cas des électrons d'énergie comprise entre 0,035 et 0,061 MeV (à gauche sur la figure D.II.16), les flux Salammbô obtenus en considérant les interactions ondes - particules sont plus faibles comparés aux anciens résultats Salammbô (sans les interactions ondes - particules) pour L < 5,2 environ. Ces observations sont cohérentes avec celles faites lors des comparaisons des distributions spatiales des électrons à ces énergies là (figure D.II.14, 0,028 MeV). Les flux Salammbô calculés présentent des oscillations plus marquées que précédemment, sans pour autant qu'elles soient en accord avec les fluctuations observées sur les flux mesurés par la sonde Voyager 2.

Dans le cas des électrons d'énergie supérieure (0,250 < E < 0,480 MeV, au centre et 0,853 < E < 1,20 MeV, à droite de la figure D.II.16), les flux Salammbô obtenus (avec les interactions ondes - particules) sont plus forts que les anciens flux Salammbô (sans les interactions ondes - particules) à partir d'une certaine valeur en L. Il est important de noter que les fluctuations présentes sur les flux Voyager 2 (en noirs) d'énergie comprise entre 0,250 et 0,480 MeV, ne sont pas reproduites sur les flux Salammbô calculés avec les interactions ondes - particules (en vert). Dans le dernier cas, l'allure de la courbe est bonne et les flux maximum de Salammbô reproduisent bien les flux mesurés par Voyager 2.

II.3.2.b. Comparaisons avec les données de la sonde Cassini

La figure D.II.17 présente la comparaison des flux Salammbô et Cassini : il s'agit de flux différentiels ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$) en fonction du paramètre L pour différents canaux de mesures correspondant à différentes énergies (C2 : 0,041 < E < 0,060 MeV ; C6 : 0,265 < E < 0,550 MeV ; E3 : 0 ,600 < E < 4,950 MeV et E6 : 1,600 < E < 21 MeV). Les flux mesurés par la sonde Voyager 2 sont en noirs et les flux issus du modèle Salammbô sont en rouge (traits épais). Les traits fins de couleur rouge représentent les flux Salammbô minimum et maximum. Les flux Salammbô observés précédemment, calculés sans tenir compte des interactions ondes - particules sont représentés en gris foncé.

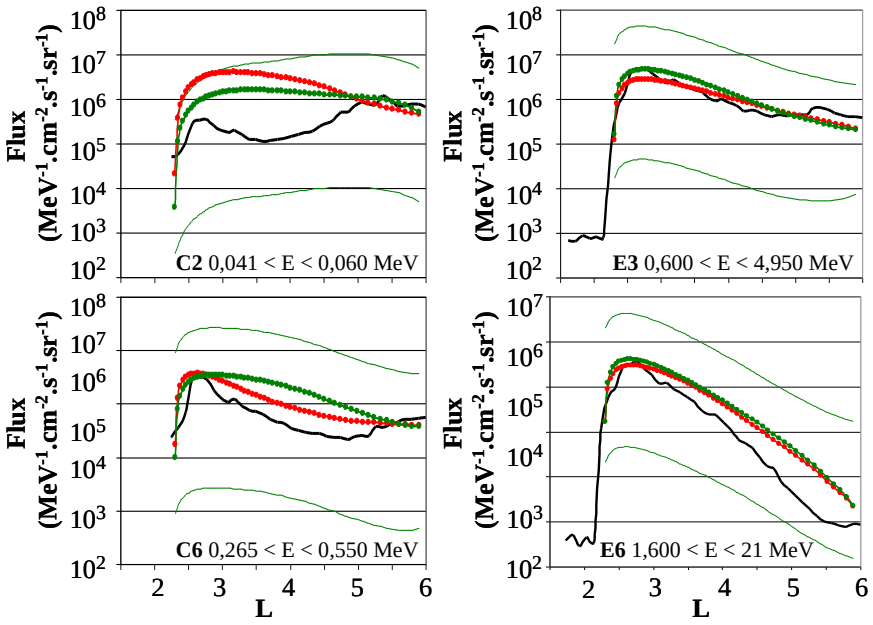


Figure D.II.17 Comparaison à l'équateur des flux différentiels en énergie ($MeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$)calculés par Salammbô en intégrant les interactions ondes - particules (en vert) avec les flux Cassini (en noir) en fonction du paramètre L pour différents canaux de mesure (C2 : 0,041 < E < 0,060 MeV, C6 : 0,265 < E < 0,550 MeV, E3 : 0,600 < E < 4,950 MeV et E6 : 1,600 < E < 21 MeV). Les traits fins de couleur verte représentent les flux

Salammbô minimum et maximum. Les flux Salammbô observés précédemment, calculés sans tenir compte des interactions ondes - particules sont représentés en rouge.

Dans le cas du canal C2 (0,041 < E < 0,060 MeV), les flux Salammbô obtenus en intégrant les interactions ondes - particules au modèle sont diminués pour des L < 4,5 et présentent par conséquent une légère amélioration, notamment à faible L (L < 3). Les fluctuations présentes sur les flux basse énergie de la sonde Cassini (C2, en noir), ne sont cependant pas reproduites sur les flux Salammbô calculés en intégrant les interactions ondes - particules.

Dans le cas du canal C6 (0,250 < E < 0,550 MeV), les flux Salammbô calculés se « bombent » : ils perdent l'infléchissement (tendance concave) observée sur les anciens flux Salammbô calculés sans les interactions ondes - particules. Ceci mène à des comparaisons cohérentes mais un peu moins bonnes.

Dans le cas des canaux E3 (0,600 < E < 4,950 MeV) et E6 (1,600 < E < 21 MeV), les flux Salammbô calculés sont très légèrement augmentés, de sorte à conserver de bonnes comparaisons avec les flux mesurés par la sonde Cassini.

II.4. Bilan

Le modèle Salammbô intègre plusieurs processus physiques caractéristiques de la magnétosphère de Saturne : l'interaction des électrons énergétiques avec les poussières des anneaux, avec les satellites, avec les particules du nuage de neutres, avec les particules de l'atmosphère, avec les ondes du milieu et le transport par diffusion radiale. Le modèle est basé sur une condition aux limites construite à L = 6 grâce aux données in situ de la sonde Cassini (MIMI LEMMS et CAPS ELS) à l'équateur et étendue aux autres angles d'attaques de façon isotrope. Les résultats obtenus ont été validés grâce aux données in situ de plusieurs sondes : Pioneer 11 (GTT), Voyager 2 (LECP) et Cassini (MIMI LEMMS). Rappelons que les données de la sonde Cassini n'ont pas été utilisées par les modèles déjà existants, car elles étaient inexistantes au moment de leurs développements. Plusieurs comparaisons entre les flux calculés de Salammbô et les flux mesurés par les sondes ont été faites, notamment pour des électrons équatoriaux, non équatoriaux, de faible (E < 300 keV) ou de forte énergie (E > 300 keV), intégrant les interactions ondes - particules ou non.

Une étude sur la diffusion radiale a été faite afin de vérifier que l'hypothèse de départ, à savoir considérer la diffusion radiale décrite par *Santos Costa et al.* [2003], permet de meilleures comparaisons. Cette étude a confirmé que la diffusion radiale est un paramètre important dans la modélisation des ceintures de radiations de Saturne et l'utilisation de la diffusion radiale décrite par *Santos Costa et al.* [2003] a été approuvée.

Une étude sur les interactions ondes - particules a également été réalisée. Cette interaction est un processus physique important dans la dynamique des ceintures de radiations de la Terre [*Boscher et al.*, 2007]. Par conséquent, pour vérifier son influence dans le cas de Saturne, cette interaction a été étudiée à l'aide du code d'interaction ondes - particules WAPI [*Boscher et al.*, 2007] et intégrée au modèle Salammbô développé. La synthèse des processus physiques (voir section C.IV) présente des coefficients de diffusion (diffusion en angle d'attaque) de l'ordre de grandeur de ceux de la diffusion radiale dans le plupart des cas (quelle que soit l'énergie des électrons, quel que soit l'angle d'attaque).

Les distributions spatiales des électrons (voir section D.II.3.1) ont permis d'observer les effets des coefficients de diffusion liés aux interactions ondes - particules sur les flux calculés par le modèle Salammbô. Dans le cas d'électrons équatoriaux, les interactions ondes - particules accélèrent les électrons de faible énergie, permettant ainsi une augmentation des flux haute énergie et une diminution des flux basse énergie. Dans le cas d'électrons non équatoriaux, elle précipite les électrons dans le cône de perte créant des diminutions de flux en bout de ligne de champ.

Les comparaisons avec les données in situ des sondes (voir section D.II.3.2) conduisent aux mêmes observations que celle faites grâce aux cartographies de distribution spatiale des électrons. Il est important de noter que les comparaisons des flux Salammbô calculés avec les flux mesurés par la sonde Pioneer 11 sont meilleures pour la gamme en énergie considérée ($E > 0,56$ MeV). De même, les comparaisons des flux Salammbô avec les flux mesurés par la sonde Voyager 2 sont meilleures pour la gamme de plus forte énergie ($0,853 < E < 1,2$ MeV), de qualités égales pour la gamme d'énergie moyenne ($0,250 < E < 0,480$ MeV) et moins bonnes pour la gamme d'énergie plus faible ($0,035 < E < 0,061$ MeV). Enfin, les comparaisons des flux Salammbô avec les flux mesurés par la sonde Cassini sont meilleures pour les gammes basse énergie considérées (C2 : $0,041 < E$ 0,060 MeV), moins bonnes pour les gammes moyenne énergie considérées (C6 : $0,265 < E < 0,550$ MeV) et de qualités égales (bonnes) pour les gammes haute énergie considérées (E3 : $0,600 < E < 4,950$ MeV et E6 :1,600 et 21 MeV).

En résumé, cette étude démontre que les ondes présentes dans la magnétosphère de Saturne ont une influence non négligeable sur les flux d'électrons des ceintures de radiation. Par conséquent, l'interaction entre les électrons des ceintures et les ondes de la magnétosphère doit être prise en compte dans la modélisation des ceintures de radiations de Saturne. Les interactions ondes - particules telle que nous l'avons modélisée, impliquent plusieurs effets (décrits précédemment) sur les flux calculés par le modèle Salammbô qui apportent plus ou moins d'améliorations dans les comparaisons du modèle avec les données in situ. La plupart du temps, l'intégration des interactions ondes - particules telle que nous l'avons définie dans le modèle Salammbô mène à de meilleures comparaisons avec les données in situ des sondes utilisées. Rappelons que cette étude est la première à intégrer les interactions ondes - particules.

De plus, la validation du modèle avec les données in situ a permis de mettre en évidence des fluctuations autour de $L = 4,5$ dans les flux mesurés par les sondes Voyager 2 et Cassini pour des électrons de faibles énergies (< 300 keV) non reproduites sur les flux de Salammbô. Les comparaisons à plus forte énergie (> 300 keV) sont donc bien meilleures. Plusieurs études ont été effectuées afin de comprendre l'origine des fluctuations observées autour de $L = 4,5$. En résumé, les fluctuations observées sur les flux mesurés par les sondes Voyager 2 et Cassini ne sont pas reproduites sur les flux calculés par Salammbô lors de divers changements dans les paramètres d'entrée (liés au diamètre apparent d'Encelade, à un éventuel anneau supplémentaire ou à l'augmentation des densités des espèces du nuage de particules neutres). Cependant, il est important de prendre en compte plusieurs considérations. En effet, le modèle Salammbô est un modèle à trois dimensions, à savoir l'énergie et l'angle d'attaque des particules ainsi que le paramètre L. Ces trois dimensions conduisent à un modèle moyen ayant une symétrie par rapport à l'équateur magnétique et possédant également une symétrie de révolution : quelle que soit la longitude voulue, les résultats seront toujours les mêmes. Cette symétrie de révolution impose de considérer les interactions des électrons avec les satellites ou le nuage de neutres tout le long de la dérive de façon similaire, i.e. quelle que soit la longitude. Or, les satellites, ainsi que le nuage de particules neutres, sont

localisés en longitude. Par conséquent, pour observer l'effet réel des satellites et du nuage de neutres sur les flux, il faudrait pouvoir définir et/ou choisir leurs positions en longitude. Ceci n'est pas possible avec le modèle Salammbô en trois dimensions développé dans le cadre de cette thèse, il faudrait pour cela définir une quatrième dimension : la longitude.

L'engouement communautaire pour le nuage de neutres, laisse à penser que ces particules ont un rôle important et primordial dans la magnétosphère de Saturne.

III. Vers un modèle en quatre dimensions

Les résultats Salammbô obtenus ont conduit à la conclusion suivante : un éventuel développement en quatre dimensions du modèle permettrait de l'améliorer.

Une analyse des données en terme de longitude (Pioneer 11 GTT, Voyager 2 LECP et Cassini MIMI LEMMS) apportera une meilleure compréhension de la magnétosphère de Saturne, notamment par rapport au satellite Encelade et son nuage de particules neutres (voir section A.I.2.3) et devrait permettre l'identification de la micro signature du satellite ainsi que les effets possibles du nuage de particules neutres sur les mesures de flux.

Dans cette partie sont présentées les différentes observations faites grâce à l'analyse des données et les études réalisées menant à la constatation suivante : un développement en quatre dimensions du modèle Salammbô pourrait permettre une meilleure description du nuage de particules neutres associé à Encelade.

III.1. Observation des flux

III.1.1. Données utiles

Afin d'examiner correctement les flux mesurés par les différentes sondes, des données supplémentaires sont nécessaires à l'étude, notamment la position du satellite Encelade par rapport aux diverses sondes.

Le site de téléchargement de données «http://pds-rings.seti.org» a permis de générer les éphémérides des sondes et du satellite Encelade dans un même référentiel. Les données recueillies pour les sondes et pour le satellite sont les valeurs de temps (jour julien, date, heure) ainsi que les coordonnées cartésiennes (x, y, z) dans le repère *Earth Mean Equator* (EME) centré sur Saturne. Le repère EME a son plan (x, y) dans le plan de l'équateur planétaire, et l'axe z vers le pôle nord de la planète. Les coordonnées (x, y, z) sont les composantes du vecteur de position en km. La résolution choisie entre chaque mesure est d'une minute. Ces données, générées pour chaque jour de mesure ont permis de calculer la colatitude et la longitude à la fois des sondes Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini, et d'Encelade afin de connaître la position des sondes par rapport au satellite. Elles ont également permis de calculer la distance sonde - Encelade.

Ainsi, les données des sondes ont été analysées en fonction de la distance sonde - Encelade lors des périodes de temps correspondant au passage des sondes sur la ligne de champ croisant Encelade (L = 3,94).

III.1.2. Les sondes Pioneer 11 et Voyager 2

Les données des sondes Pioneer 11 et Voyager 2 ont permis une première réflexion quant à la position du nuage de particules neutres et l'allure des flux mesurés.

III.1.2.a. Analyse des distances Sonde - Encelade

Les figures D.III.1 et D.III.2 montrent les distances sonde – Encelade lorsque les sondes croisent la ligne de champ accueillant le satellite à L = 3,94, dans le cas de Pioneer 11 et Voyager 2 respectivement. Les traits verts correspondent aux L rencontrés par les sondes le long de leur orbite et au L d'Encelade (axe des ordonnées à droite). Les traits noirs correspondent à la distance sonde - Encelade le long de la trajectoire des sondes (axe des ordonnées à gauche). Il convient donc de noter la distance sonde - Encelade (traits rouges) lorsque les sondes croisent le L d'Encelade, c'est à dire lorsque les traits verts se croisent.

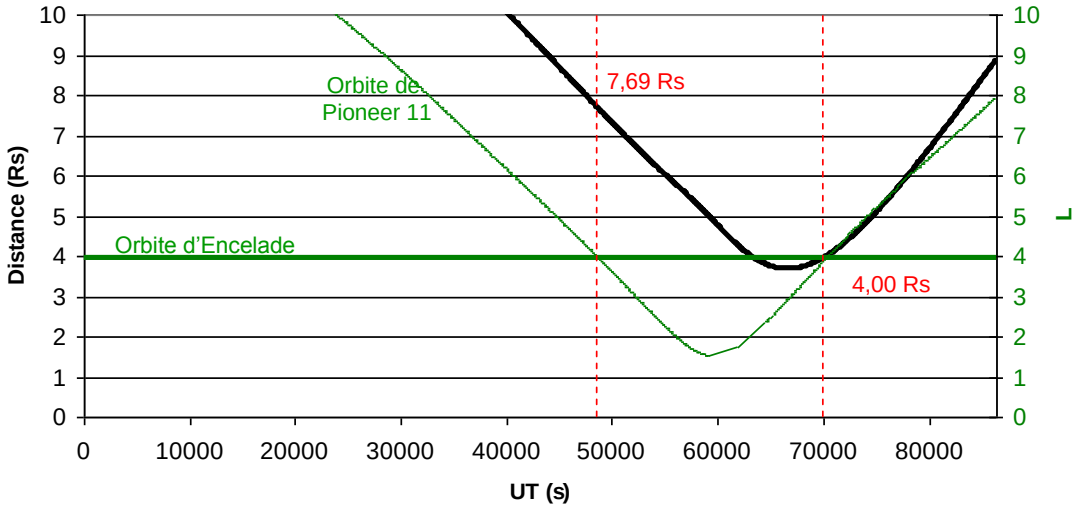


Figure D.III.1 Distances sonde - Encelade (courbe noire, valeurs en rouge) lorsque la sonde Pioneer 11 rencontre la ligne de champ accueillant Encelade (L = 3,94) (orbites vertes).

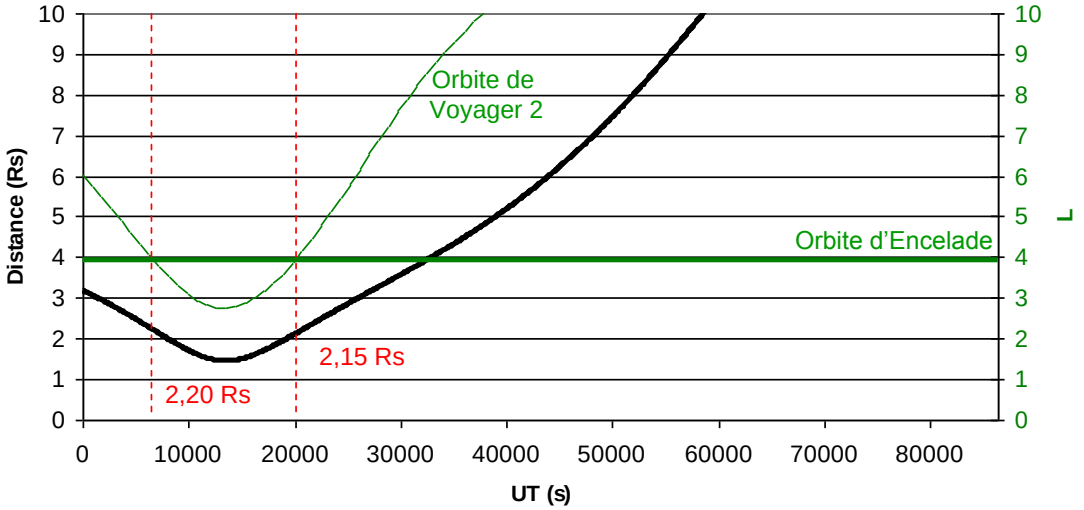


Figure D.III.2 Distances sonde - Encelade (courbe noire, valeurs en rouge) lorsque la sonde Voyager 2 rencontre la ligne de champ accueillant Encelade (L = 3,94) (orbites vertes).

Cette étude des distances sonde – Encelade montre que la sonde Pioneer 11 est passée plus loin d'Encelade que la sonde Voyager 2 aux croisements de la ligne de champ L = 3,94, autant lors de son entrée dans la magnétosphère que de sa sortie.

III.1.2.b. Analyse des flux

La figure D.III.3 présente les flux des sondes Pioneer 11 et Voyager 2 pour des énergies similaires : sont présentés les flux d'électrons mesurés par la sonde Pioneer 11 (à gauche) pour une énergie supérieure à 0,560 MeV et les flux d'électrons mesurés par la sonde Voyager 2 (à droite) pour une énergie comprise ente 0,480 et 0,853 MeV. Rappelons que la sonde Pioneer 11 est arrivée dans la magnétosphère de Saturne avec une trajectoire inclinée de 17° par rapport à l'écliptique et la sonde Voyager 2 avec une trajectoire inclinée de 30° par rapport à l'écliptique. La sonde Pioneer 11 s'est approchée à environ 1,3 Rs de la surface fictive de la planète et la sonde Voyager 2 à environ 2,7 Rs. La sonde Pioneer 11 est par conséquent entrée dans la région des anneaux denses (L < 2,3) : sur la figure D.III.3, la chute brutale des flux correspond au passage de la sonde Pioneer 11 dans cette région. Aucune mesure de flux n'a été enregistrée (excepté le bruit de fond de l'instrument).

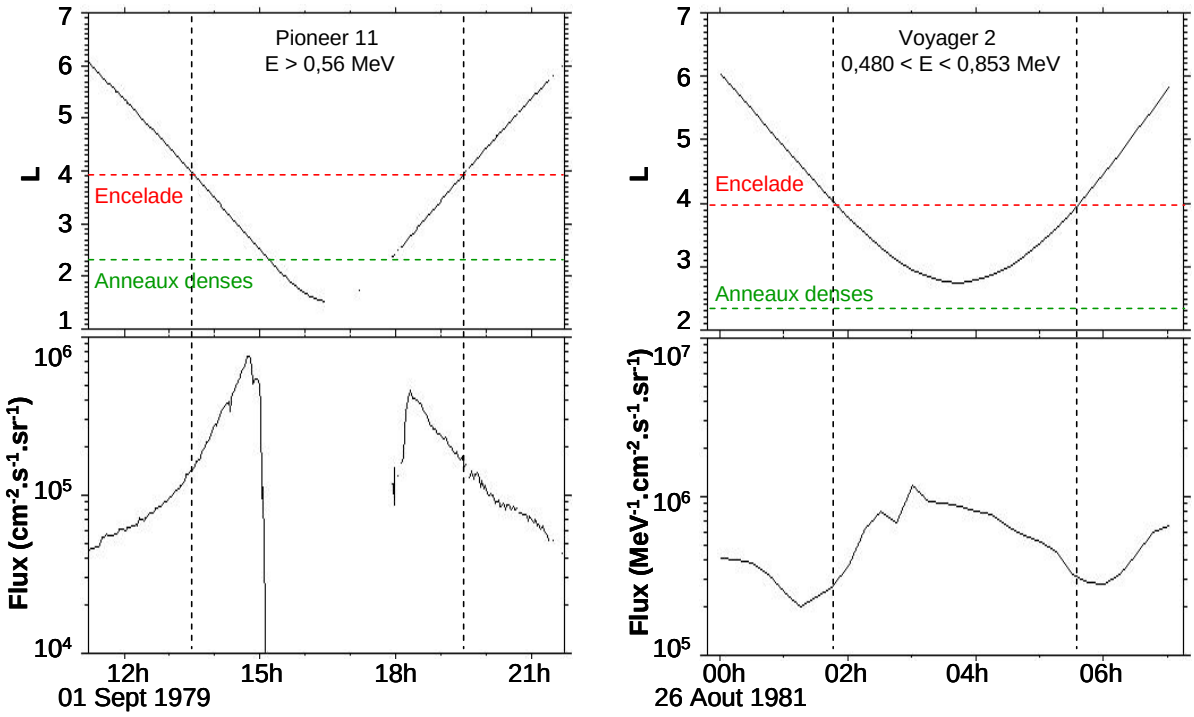


Figure D.III.3 Flux mesurés par les sondes Pioneer 11 (GTT ; E > 0,56 MeV) et Voyager 2 (LECP ; 0,480 < E < 0,853 MeV). Les panels supérieurs présentent les valeurs de L rencontrés par les sondes lors des mesures des flux.

Comme on peut le voir sur la figure D.III.3, les allures générales de ces flux sont différentes : les flux mesurés par la sonde Voyager 2 (à droite) présentent une réduction d'environ 70 à 80 % des flux, non loin de l'orbite d'Encelade (vers 01h et 06h), non retrouvée sur les flux mesurés par la sonde Pioneer 11 (à gauche). En effet, comme vu précédemment, la sonde Voyager 2 est passée à des distances d'Encelade inférieures à celles de Pioneer 11

quand elles rencontrent la ligne de champ accueillant le satellite (voir section D.III.1.2.a). Il a été supposé alors que cette réduction des flux autour de L = 4,5 était peut être due au nuage de particules neutres : ces particules pourraient créer des pertes d'électrons par collision et abaisser ainsi les flux mesurés dans la région du nuage. La sonde Pioneer 11, passée plus loin d'Encelade que la sonde Voyager 2, n'aurait alors pas rencontré les particules neutres du nuage. Ainsi les flux d'électrons mesurés ne présentent pas de réduction similaire à celle observée sur les flux de la sonde Voyager 2.

III.1.3. La sonde Cassini

Les données de la sonde Cassini (MIMI LEMMS) ont permis une analyse plus approfondie par rapport aux éventuels effets du satellite Encelade et de son nuage de particules neutres : un effet très localisé est apparu (micro signature d'Encelade) et une réduction des flux similaire à celle observée dans les flux mesurés par Voyager 2 a été retrouvée.

III.1.3.a. Analyse des distances Sonde – Encelade

Le tableau D.III.1 répertorie les jours étudiés pour lesquels la sonde Cassini a croisé la ligne de champ accueillant Encelade (L = 3,94) entre 2005 et 2010. Dans ce tableau sont également notées les orbites de Cassini, la distance sonde - Encelade, la latitude et la longitude de la sonde Cassini par rapport à Encelade pour les différents passages de la sonde sur la ligne de champ : vers la planète (*Inbound)* et vers l'extérieur (*Outbound*). Le tableau D.III.2 explique les différents symboles utilisés pour définir la latitude et la longitude dans le tableau D.III.1.

De plus, les différents jours ont été classés suivant leurs distances sonde – Encelade définissant ainsi plusieurs groupes : le groupe 7+, le groupe 3-7, le groupe 1-3 et le groupe 1-. Le premier regroupe les jours pour lesquels la distance sonde - Encelade est supérieure à 7 Rs, similaire au cas Pioneer 11. Le deuxième regroupe ceux pour lesquels elle est comprise entre 3 et 7 Rs ; le troisième entre 1 et 3 Rs, similaire au cas Voyager 2. Le dernier groupe correspond aux jours pour lesquels la distance sonde - Encelade est inférieure à 1 Rs.

	Date	DOY	Orbite	Inbound	Outbound	Distance (Rs)	Latitude	Longitude
Groupe 7+	29/03/05	2005088		•		9.34	↓	→
	12/03/08	2008072	E3		•	7.11	↓	=
Groupe 3-7	29/03/05	2005088			•	4.63	↓	→
	17/02/05	2005048				4.12	↓=	=
	12/03/08	2008072	E3	•		3.94	=	=
Groupe 1-3	09/09/06	2006252		•		2.94	↓	←
	21/11/09	2009325	E8		•	2.80	↓	→
	02/11/09	2009306	E7	•		2.79	↑	←
	28/06/07	2007179				2.62	↓	→
	21/05/05	2005141		•		2.46	=	←
	30/06/08	2008182			•	2.30	↓	=
	30/06/08	2008182		•		2.14	↑	→=
	09/03/05	2005068		•		2.03	=	=
	14/08/10	2010226				1.98	↑	→
	09/03/05	2005068			•	1.89	↑	→
	27/04/10	2010117				1.83	↑	←
	18/05/10	2010138	E10		•	1.82	↓	→
	21/05/05	2005141			•	1.75	↑	←
	30/11/10	2010334		•		1.67	↑	←
	20/12/10	2010354		•		1.63	↑	←
	14/07/05	2005195	E2	•		1.50	=	=
	14/07/05	2005195			•	1.39	↑	→
	12/10/05	2005285				1.05	↑	→
Groupe 1-	09/09/06	2006252			•	0.764	↑	=
	13/08/10	2010225	E11			0.048	↓	=
	28/04/10	2010118	E9			0.045	=	=
	21/11/09	2009325	E8	•		0.038	↓	=
	21/12/10	2010355	E13			0.026	=	=
	30/11/10	2010334	E12		•	0.023	=	=
	02/11/09	2009306	E7		•	0.020	=	=
	18/05/10	2010138	E10	•		0.012	↑=	=

Tableau D.III.1 Position de la sonde Cassini par rapport à Encelade pour les jours de mesures utilisés. Les jours ont été classés par rapport aux distances sonde - Encelade.

Latitude		Longitude	
↓	Cassini est en dessous d'Encelade	→	Cassini est devant Encelade
↑	Cassini est au dessus d'Encelade	←	Cassini est derrière Encelade
=	Cassini et Encelade ont des latitudes similaires	=	Cassini et Encelade ont des longitudes similaires
↓=	Cassini est très près d'Encelade mais légèrement en dessous	→=	Cassini est très près d'Encelade mais légèrement en avant

Tableau D.III.2 Explication des différents symboles utilisés dans le tableau D.III.1.

La figure D.III.4 permet d'avoir un aperçu du panel des distances pour tous les jours de mesure de Cassini mais aussi pour Pioneer 11 et Voyager 2.

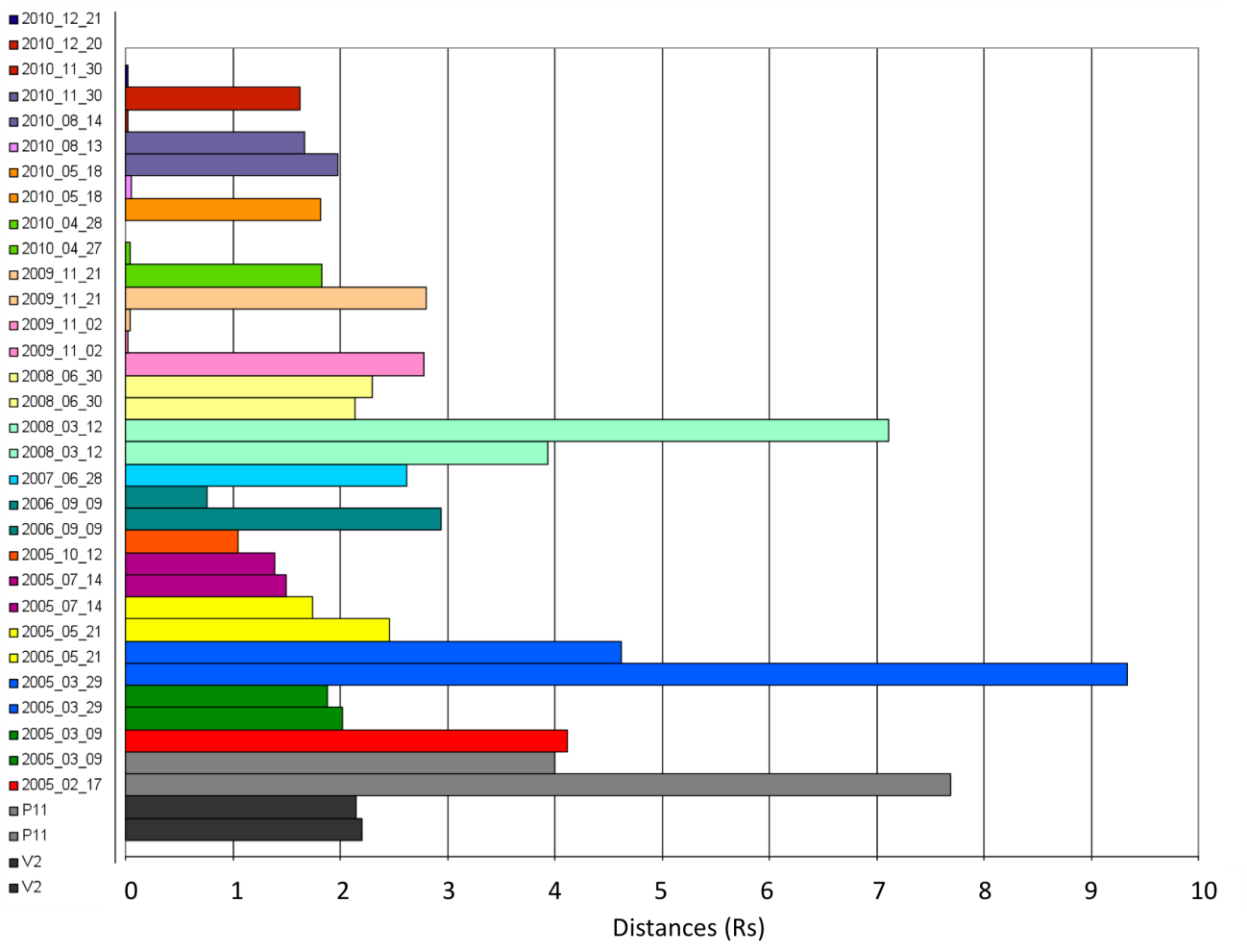


Figure D.III.4 Aperçu des distances sonde - Encelade pour les jours de mesure de la sonde Cassini et pour les sondes Pioneer 11 et Voyager 2.

III.1.3.b. Analyse des flux

Pour une meilleure comparaison avec les sondes Pioneer 11 et Voyager 2, les flux mesurés par le canal C7 de l'instrument MIMI LEMMS ont été choisis : l'énergie du canal C7 (0,510 < E < 0,832 MeV) est similaire aux énergies des canaux des sondes Pioneer 11 (E > 0,560 MeV) et Voyager 2 (0,480 < E < 0,853 MeV).

Comme vu précédemment, les différents jours ont été répartis en 4 groupes, différenciés par la distance sonde – Encelade. De par un manque de données pour le groupe 7+ et 3-7 et l'imprécision des positions de la sonde Cassini par rapport à Encelade pour le groupe 1- (tableau D.III.1), l'observation des flux s'est réduite aux jours du groupe 1-3, dont la distance Cassini - Encelade est considérée similaire à la distance Voyager 2 - Encelade.

Dans ce même groupe, les différents jours ont été classés suivant la position de la sonde par rapport à Encelade. La figure D.III.5 présente cette répartition : les précisions (In) et (Out) correspondent respectivement au premier passage (*Inbound*) et deuxième passage (*Outbound*) de la sonde près d'Encelade ; le symbole V2 signifie que la position est similaire à la position d'un passage de la sonde Voyager 2 près d'Encelade. Les positions sont représentées le long de l'orbite d'Encelade, le sens de corotation étant vers la droite.

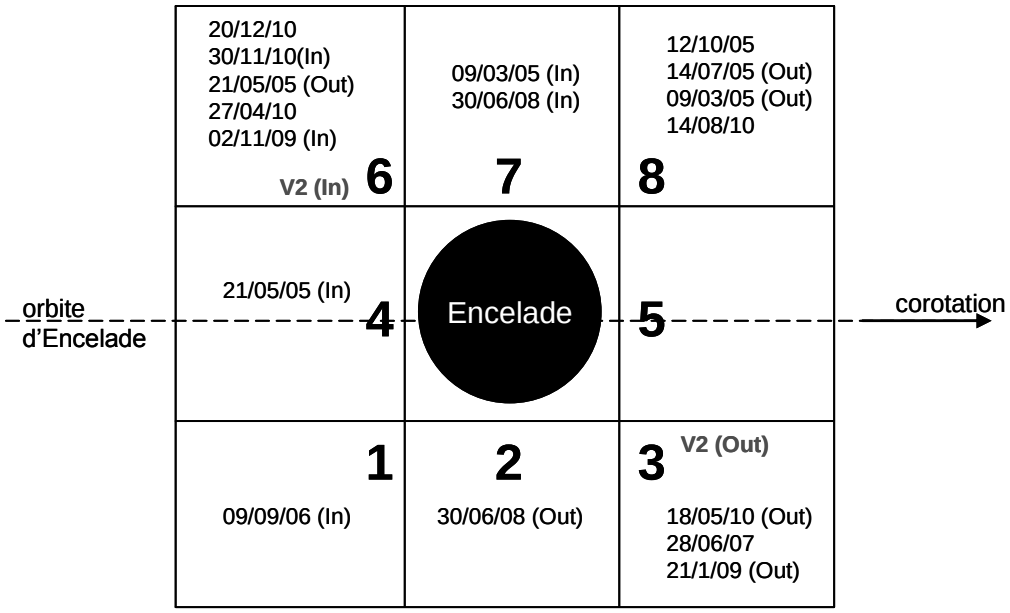


Figure D.III.5 Répartition des jours de mesures appartenant au groupe 1-3 suivant différentes positions définies par rapport au satellite Encelade et à son orbite (sens de corotation vers la droite).

La figure D.III.6 présente un exemple de flux mesurés par la sonde Cassini : les jours 27/04/10 et 28/04/10, respectivement dans le groupe 1-3 pour une distance sonde – Encelade de 1,83 Rs et dans le groupe 1- pour une distance sonde – Encelade de 0,045 Rs. Les flux d'électrons mesurés présentent les deux caractéristiques principales observées dans cette analyse : l'effet local d'Encelade (micro signature) [*Persoon et al.*, 2006] et la réduction des flux autour de L = 4,5, déjà observée sur les flux de Voyager 2 (voir figure B.III.3). La figure D.III.6 montre que pour le premier passage (27/04/10), l'effet local d'Encelade, caractérisé par une diminution rapide du flux avant de retrouver un niveau normal, est moins fort que pour le second passage (28/04/10). En parallèle, la distance sonde - Encelade est plus importante pour le premier passage. Tandis que l'effet local semble être plus important lorsque la sonde est plus proche du satellite, la réduction observée dans les flux (vague) semble être équivalente pour les deux passages.

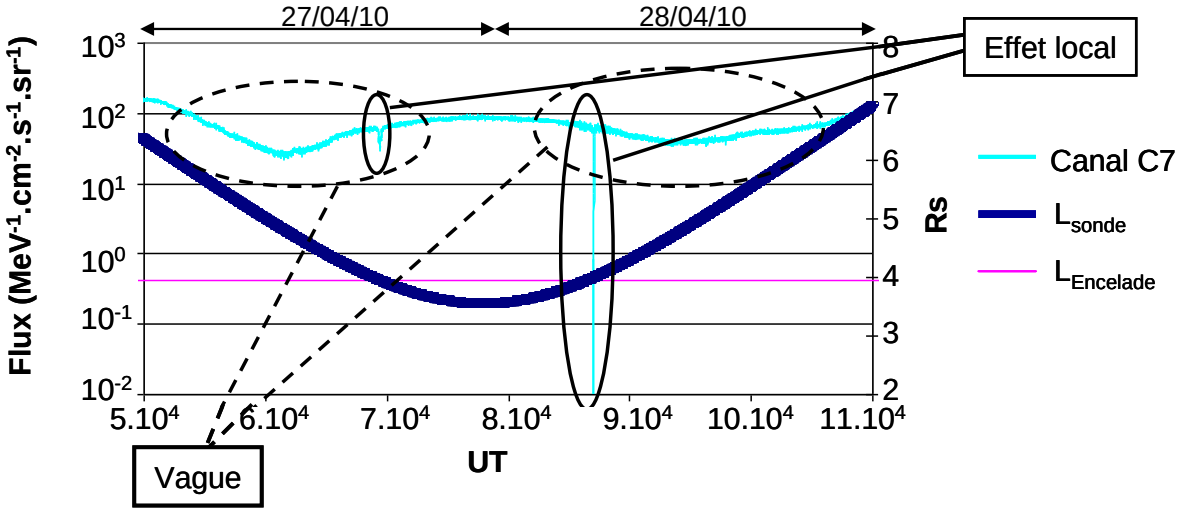


Figure D.III.6 Exemple de flux mesurés par l'instrument MIMI LEMMS présentant les deux caractéristiques principales étudiées dans cette analyse: l'effet local d'Encelade et la réduction des flux autour de L = 4,5 (vague).

Le tableau D.III.3 expose les remarques issues de l'analyse des flux, pour chaque position et chaque jour différent.

	Jour	Distance	Remarques	
			Effet local dEncelade	Allure en vague
Position 1	09/09/06 (In)	2.94	Non	Oui
Position 2	30/06/08 (Out)	2.3	Bruit de fond	Bruit de fond
Position 3	18/05/10 (Out)	1.82	Oui	Oui
	28/06/07	2.62	Léger	Oui
	21/11/09 (Out)	2.8	Oui	Légère
Position 4	21/05/05	2.46	Très léger	Très légère
Position 5				
Position 6	20/12/10	1.63	Large	Oui
	30/11/10 (In)	1.67	Oui	Oui
	21/05/05 (Out)	1.75	Non	Oui
	27/04/10	1.83	Léger	Oui
	02/11/09 (Out)	2.79	Très léger	Oui
Position 7	09/03/05 (In)	2.03	Oui	Légère
	30/06/08 (In)	2.14	Bruit de fond	Bruit de fond
Position 8	12/10/05	1.05	Non	Oui
	14/07/05 (Out)	1.39	Oui	Légère
	09/03/05 (Out)	1.89	Non	Oui
	14/08/10	1.98	Non	Très légère

Tableau D.III.3 Remarques résultant de l'analyse des flux concernant la présence ou non des caractéristiques "effet local d'Encelade" et la réduction des flux autour de L = 4,5("allure en vague").

Les différents flux correspondant aux différents jours du groupe 1-3 ont été classés et étudiés par position, par année et plusieurs cas ont été définis liés à la présence ou non de l'effet local d'Encelade et de la vague sur les flux observés : le cas 'Vague + Effet local' correspondant à un flux présentant l'allure en vague et l'effet local au niveau d'Encelade, et les cas 'Vague + Pas d'Effet local', 'Pas de Vague + Effet local' et 'Pas de Vague + Pas d'Effet local'. La figure D.III.7 montre la répartition des différents cas définis.

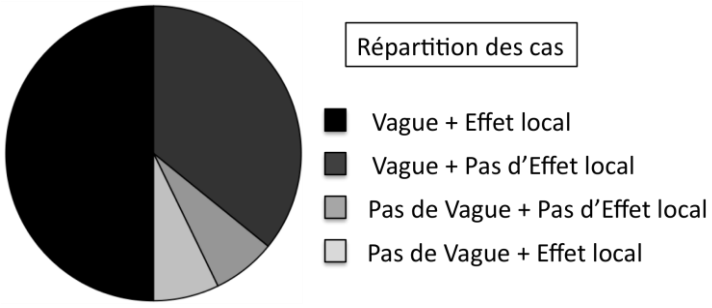


Figure D.III.7 Répartition des différents cas définis concernant les caractéristiques principales observées dans les flux.

La figure D.III.7 permet de montrer que pour la majorité des jours étudiés du groupe 1-3, les flux mesurés présentent la réduction des flux autour de L =4,5 (allure en vague) et que l'effet local d'Encelade n'est visible seulement que pour une grosse moitié des jours.

La figure D.III.8 illustre les observations générales liées aux classements par année et position. Sur la figure D.III.8, le cas ‘Année 2005’ par exemple, se traduit par une absence d’effet local causé par Encelade et une légère réduction des flux autour de L = 4,5. De même, le cas ‘Position 3’ se traduit par la présence d’un effet local et d’une réduction des flux autour de L = 4,5. Il est intéressant de noter que le classement en année révèle une évolution particulière. En admettant que les caractéristiques des flux observées (effet local + allure en vague) soient effectivement des conséquences de l’activité du satellite Encelade, la figure D.III.8 laisse à penser à un réveil progressif du satellite depuis l’année 2005 (augmentation progressive de l’activité du satellite). Cependant, cette étude est basée sur trop peu de données (quelques jours de mesures) pour confirmer ou infirmer cette hypothèse.

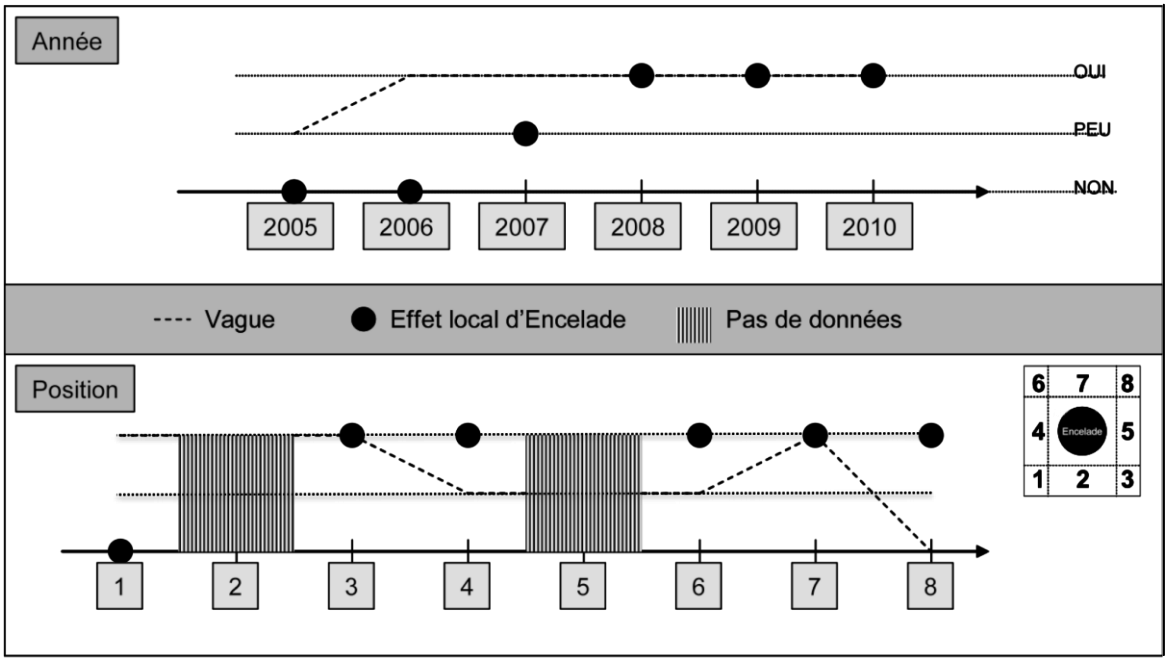


Figure D.III.8 Bilan d'analyse des flux suivant l'année de mesure (en haut) et la position par rapport à Encelade (en bas).

De plus, la découverte des rayures de tigre au pôle Sud d’Encelade, considérées comme les sources de particules neutres rejetées dans la magnétosphère (voir section A.I.2.3) laisse à supposer que le nuage neutre serait majoritairement situé en dessous du satellite (voir figure A.I.9). Toutefois, le classement en position ne permet pas d’établir un lien entre la position supposée du nuage et les caractéristiques principales des flux : l’effet local d’Encelade ainsi que la réduction des flux autour de L = 4,5 (allure en vague) se retrouvent dans les diverses positions définies. Une étude plus étendue, avec une quantité de données plus importante, permettrait éventuellement de confirmer ou non l’existence d’un lien entre les caractéristiques des flux mesurés et la position du nuage de particules neutres.

En résumé, il est important de garder à l’esprit que le nuage de particules neutres est localisé autour du satellite Encelade, comme les données des sondes Pioneer 11 et Voyager 2 l’ont démontré. Cependant à plus faible échelle, près du satellite, les données de la sonde Cassini n’ont pas permis de situer le nuage de neutre au pôle Sud d’Encelade. En admettant toujours que les caractéristiques des flux décrites dans cette partie sont des conséquences de l’activité d’Encelade, les flux mesurés semblent être affectés par le nuage quelle que soit la position relative de la sonde par rapport au satellite (pôle Sud, pôle Nord) au moment de la

mesure. De plus, plusieurs études démontrent la variabilité de la source de particules neutres dans le temps [*Saur et al.*, 2008 ; *Smith et al.*, 2010], cependant à des échelles plus petites (quelques mois) que celle observée ici (quelques années).

III.2. Etude préliminaire au modèle Salammbô 4D

L'étude des données Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini et les résultats obtenus grâce au modèle Salammbô 3D développé (voir section C et D) mènent à la conclusion suivante : seul un modèle à quatre dimensions, Salammbô 4D, permettrait de décrire correctement le nuage de particules neutres et son influence sur les flux d'électrons et pourrait éventuellement améliorer les comparaisons Salammbô avec les données in situ. En effet, le modèle Salammbô développé est un modèle physique à trois dimensions (voir section C) à savoir l'énergie, l'angle d'attaque équatorial des électrons et le paramètre de McIlwain L caractérisant les lignes de champ. Par conséquent, une bonne description du nuage de neutres nécessiterait une quatrième dimension, la longitude, afin de définir le nuage autour du satellite Encelade.

Une étude préliminaire au développement du modèle Salammbô 4D a permis de relier l'effet local d'Encelade aux densités de particules (H_2O) qui définissent le nuage de neutres.

En premier lieu, la densité de l'espèce H_2O [*Smith et al.*, 2010] a permis de reproduire une toile en distances/densités pour des distances au satellite Encelade faibles (distance < 60 rayons d'Encelade (Re) ~ 0,25 Rs) (figure D.III.9).

En deuxième lieu, les distances observées sur la toile ont permis de faire un parallèle avec les distances sonde – Encelade du groupe 1- défini dans l'analyse des données Cassini (distances majoritairement inférieures à 0,1 Rs) (voir section D.III.1.3.a). Les flux mesurés pour les jours du groupe 1- présentent des effets locaux (signatures d'Encelade) avec une baisse de flux de l'ordre de un à quatre décades.

Dans un autre temps, les distances sonde – Encelade du groupe 1-3 ont été rajoutées sur la toile en distances/densités (figure D.III.10). Les flux mesurés du groupe 1-3 présentent un effet local dont la baisse est de l'ordre de 0,2 à 2 décades. Il a été supposé alors que la densité de l'espèce H_20 devrait être plus faible pour impliquer un effet local moins important. De là, un ordre de grandeur de la densité de l'espèce H_2O peut être défini grâce à la corrélation des distances avec les densités sur la figure D.III.9 [*Smith et al.*, 2010]. Ainsi, sur la figure D.III.10, la couleur orange correspondrait à une densité de l'espèce H_2O d'environ 9.10^{06} cm^{-3}, la couleur verte à une densité autour de 3.10^{06} cm^{-3}, la couleur bleue claire à une densité d'environ 1.10^{04} cm^{-3} et la couleur bleue foncée à une densité inférieure.

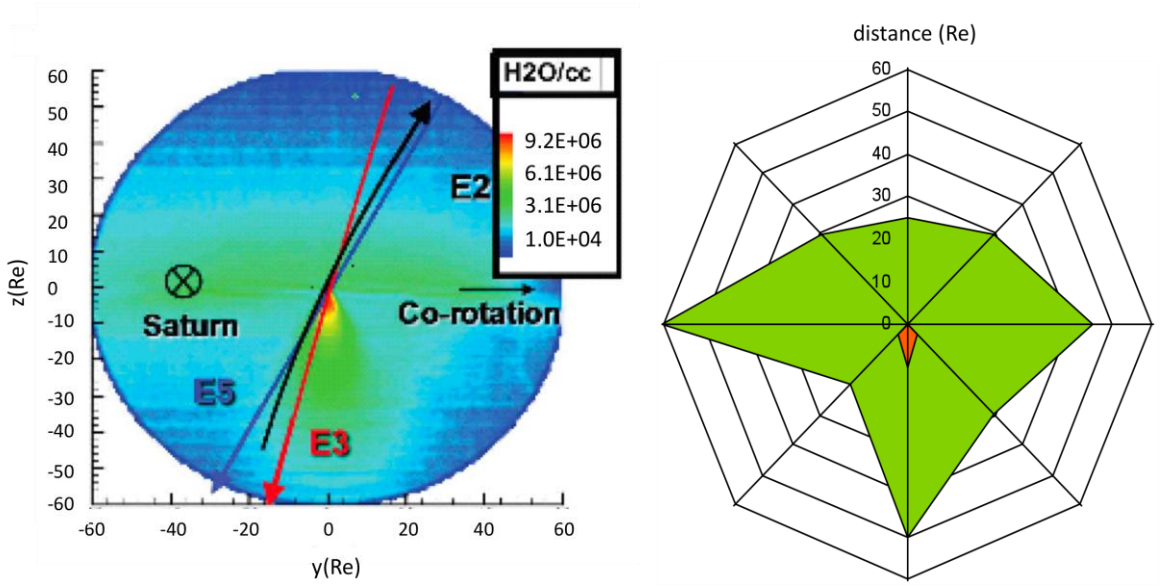


Figure D.III.9 Densité de l'espèce H20 autour du satellite Encelade [Smith et al., 2010] et toile en distances/densités définie. Les distances sont exprimées en rayons d'Encelade (Re).

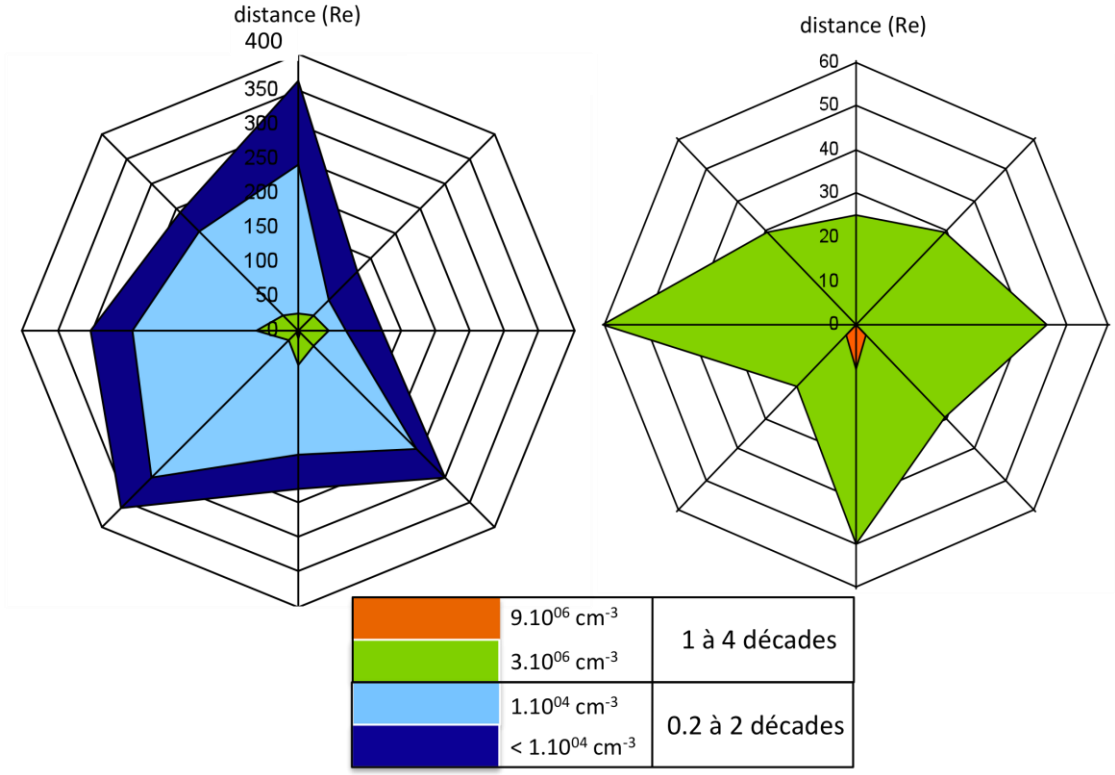


Figure D.III.10 Toile en distances/densités en fonction de la baisse des flux due à la micro signature d'Encelade.

Cette première approximation de la densité de l'espèce H_2O du nuage neutre en fonction des distances autour du satellite Encelade est une première étude essentielle au développement d'un modèle Salammbô 4D. Un modèle en quatre dimensions ne sera pas étudié dans le cadre de ces travaux de thèse. Cependant, l'observation des données et l'étude approfondie des données de Cassini autour d'Encelade ont été bénéfiques pour l'interprétation des résultats obtenus grâce au modèle Salammbô 3D (voir section D.I).

Conclusions et Perspectives

Ces travaux de thèse ont permis de construire un premier modèle Salammbô 3D des ceintures de radiations d'électrons de Saturne. Ce modèle se base sur les modèles existants des ceintures de radiations de la Terre [*Beutier*, 1993 ; *Bourdarie*, 1996 ; *Vacaresse*, 1999] et de Jupiter [*Santos Costa*, 2001 ; *Sicard*, 2004], développés depuis les années 1990 à l'ONERA-DESP. Le modèle Salammbô est un modèle physique et statistique, basé sur la théorie des invariants adiabatiques, eux mêmes liés aux mouvements périodiques des particules piégées dans un champ magnétique. L'équation de diffusion ainsi définie, appelée équation de Fokker Planck, est ensuite résolue par la méthode explicite des différences finies.

L'adaptation du modèle Salammbô au cas des ceintures de radiations kroniennes a nécessité une étude approfondie de l'environnement de Saturne : se familiariser avec sa magnétosphère, son champ magnétique, ses satellites, ses anneaux, etc., était indispensable. Dans un premier temps, une librairie regroupant les programmes utiles à la modélisation a été construite. Elle regroupe tous les programmes nécessaires au calcul du champ magnétique (calcul du paramètre de McIlwain, calcul de la position des points miroir, calcul des champs magnétiques locaux et équatoriaux, changements de coordonnées, etc.) et permet un choix ou un changement facile entre les différents modèles de champ magnétique issus de la littérature (champ dipolaire pur ou modèles d'ordre supérieur). Parallèlement, les processus physiques régissant la magnétosphère de Saturne ont pu être identifiés et intégrés à l'équation de Fokker Planck sous forme de coefficients de diffusion. A ce jour, les différentes interactions prises en compte dans le modèle des ceintures de radiations de Saturne et pouvant jouer un rôle sur la distribution des électrons, sont les suivantes :

- la diffusion radiale.
- les interactions avec les anneaux (pertes par absorption, frictions en énergie, diffusions en angle d'attaque).
- les interactions avec les satellites naturels (pertes par absorption).
- les interactions avec les particules neutres du nuage engendré par Encelade (frictions en énergie et diffusions en angle d'attaque).
- les interactions avec les particules de l'atmosphère (frictions en énergie et diffusions en angle d'attaque).
- les interactions ondes - particules (diffusions en angle d'attaque et en énergie).

Parmi les diverses interactions citées, deux n'avaient jamais été prise en compte dans le modèle Salammbô des ceintures de radiations de Jupiter, point de départ de notre modèle : l'interaction avec les particules neutres et les interactions ondes - particules. Toutefois, le calcul des coefficients de diffusion liés à l'interaction avec les particules neutres est fondé sur l'interaction avec les particules de l'atmosphère : seuls les électrons liés des atomes et/ou molécules neutres sont pris en compte dans les collisions envisagées avec les électrons des ceintures. De même, les interactions ondes - particules se basent sur un code de calcul développé à l'ONERA-DESP, appelé WAPI (*WAve Particle Interaction*) et a été adapté au cas de Saturne avec des données d'entrée propre à son environnement. Les interactions ondes - particules ont dans un premier temps été ignorées car non présentes dans le cas du modèle des ceintures de radiations de Jupiter. Puis, cette interaction, jouant un rôle majoritaire dans le cas de la Terre, a été intégrée dans notre modèle Salammbô et ses effets ont été étudiés en détails.

La synthèse des processus physiques et les résultats obtenus ont permis de mettre en évidence les processus ayant un rôle majoritaire sur les flux d'électrons à l'équateur et hors équateur. Les processus majeurs de la magnétosphère kronienne sont la diffusion radiale, la perte locale induite par les satellites et les anneaux denses, les frictions en énergie dues aux particules neutres (à faible énergie) ainsi que les diffusions en angle d'attaque et en énergie dues aux interactions ondes - particules.

Une étape essentielle, dans le développement du modèle, a été la construction de la condition limite, basée sur les données mesurées par la sonde Cassini (MIMI LEMMS et CAPS ELS) à L = 6 à l'équateur. Dans le modèle Salammbô, cette condition, considérée comme isotrope en angle d'attaque, permet une injection d'électrons en borne du modèle. De par la dynamique observée dans les données in situ (3 décades à L = 6), des conditions limites minimum et maximum, correspondant aux données minimales et maximales mesurées par Cassini, ont été construites et ont permis de considérer plusieurs états (plus ou moins forts) de la magnétosphère. Rappelons que cette étude nous a conduits à émettre des doutes sur les données mesurés par la sonde Pioneer 11 à haute énergie (E > 21 MeV et E > 31 MeV).

Pour valider le modèle des ceintures de radiations d'électrons de Saturne, des comparaisons entre les résultats issus de Salammbô 3D et les observations disponibles ont été entreprises. Les mesures in situ utilisées sont celles des sondes Pioneer 11, Voyager 2 et Cassini. Plusieurs comparaisons entre les flux Salammbô et les flux mesurés par ces sondes ont été faites, tout d'abord avec un modèle Salammbô « de base » (sans les interactions ondes - particules), puis avec un modèle plus complet (avec les interactions ondes - particules). Ces validations mènent à un modèle Salammbô satisfaisant pour des électrons équatoriaux d'énergie supérieure à 300 keV, reproduisant fidèlement les flux moyens mesurés par la sonde Cassini dans la magnétosphère de Saturne. Rappelons qu'intégrer les interactions ondes - particules dans le modèle Salammbô mène à des meilleures comparaisons dans la plupart des cas. De plus, les comparaisons avec les flux mesurés par les sondes Pioneer 11 et Voyager 2 mènent à des résultats cohérents tenant compte de la dynamique observée. Les comparaisons pour des électrons équatoriaux d'énergie inférieure à 300 keV restent discutables à faible L de par la réduction des flux autour de L = 4,5 observée sur les flux mesurés (Voyager 2 et Cassini) et non reproduite sur les flux Salammbô. Afin d'améliorer le modèle à faible énergie, une discussion sur l'effet d'Encelade a été entreprise en terme de diamètre apparent, anneau supplémentaire et densités de neutres. En effet, il faut noter que si les pertes locales dues aux satellites naturels ou aux anneaux sont des phénomènes physiques considérés comme stables, les densités de particules neutres sont variables, ce qui implique une dynamique changeante de la magnétosphère kronienne.

Parallèlement à la comparaison des flux de Salammbô avec les mesures des sondes, les résultats du modèle ont été comparés à ceux des modèles empiriques existants. La confrontation avec les modèles SATRAD [*Garrett et al.*, 2005] et MAUK [*Mauk et Fox*, 2010] a permis d'affirmer que le modèle Salammbô est un bon modèle moyen des ceintures de radiations pour des électrons d'énergie supérieure à 300 keV entre 1 et 6 rayons kroniens.

Une fois le code Salammbô développé et confronté aux observations, les résultats obtenus ont permis de faire une estimation du rayonnement synchrotron émis par les électrons des ceintures de radiations de Saturne (en annexe). Cette estimation, basée sur un code de calcul développé à l'ONERA-DESP dans le cadre des études des ceintures de radiations joviennes mène à une densité de flux beaucoup plus faible que celle obtenue dans le cas de

Jupiter, confirmant ainsi l'hypothèse de *Van Allen et Grosskreutz* [1989], à savoir que le rayonnement synchrotron dans le cas de Saturne est trop faible pour pouvoir être mesuré. Cette estimation, d'autant plus importante, permet d'avoir une idée globale de l'émission synchrotron dans le cas de Saturne.

Afin d'améliorer le modèle Salammbô développé, plusieurs études ont été entreprises notamment pour expliquer l'origine des fluctuations observées à faible énergie sur les flux mesurés par les sondes Voyager 2 et Cassini. Ces fluctuations ont été attribuées au satellite Encelade et à son nuage de neutres, en dépit du fait qu'aucune modification de l'environnement kronien considéré dans le modèle (lié à Encelade) ne mène à des changements significatifs dans les flux calculés par Salammbô. Cependant, les trois dimensions définies dans Salammbô (Ec, y, L) impliquent que l'influence des satellites ou du nuage de neutres soit considérée tout le long de la dérive, ce qui n'est pas le cas en réalité. Une question s'est alors posée : serait-il possible de recréer ces fluctuations à l'aide d'un modèle Salammbô 4D, intégrant la longitude comme quatrième dimension ? Le développement d'un tel modèle permettrait de localiser le nuage de neutres autour du satellite Encelade et donc de concentrer les effets possibles sur les flux afin d'observer si cela suffit à recréer les fluctuations observées. De même, il pourrait être envisagé de recréer la micro signature d'Encelade observée sur les flux.

En conclusion générale, les comparaisons pour des électrons de haute énergie (E > 300 keV) laissent à penser que les principaux processus physiques nécessaires pour reproduire la dynamique des électrons kroniens dans la magnétosphère de Saturne ont été intégrés dans le code. Des interrogations subsistent encore à faible énergie E < 300 keV. Cependant, il est essentiel de rappeler que d'un côté, des doutes subsistent sur les données Cassini MIMI LEMMS à faible énergie (C0 à C3, communication personnelle avec E. Roussos du Max Planck Institute, Allemagne) et d'un autre côté, des particules de si faible énergie pourraient ne pas être piégées par le champ magnétique et donc ne pas être bien reproduites par Salammbô de par les hypothèses utilisées dans la conception du modèle.

Afin de perfectionner le modèle des ceintures de radiations de Saturne développé dans le cadre de ces travaux de thèse, plusieurs améliorations sont envisageables :

- Tout d'abord, la construction d'une condition aux limites non isotrope en angle d'attaque permettrait de meilleures comparaisons entre les flux Salammbô calculés et les données in situ mesurées hors équateur et augmenterait la couverture des résultats de Salammbô. Dans ces travaux de thèse, seules les données de la sonde Cassini entre Juin 2004 et Décembre 2010 ont été prises en compte, ce qui équivaut à 50 jours de mesure. La sonde Cassini, toujours en orbite autour de Saturne, fournit quotidiennement de nouvelles données. Ainsi, prendre en compte les données mesurées de ces deux dernières années (ou plus) dans l'étude de la condition aux limites permettrait une couverture spatiale en angle d'attaque plus importante et augmenterait la probabilité d'avoir une condition aux limites correcte, représentative des flux à L = 6 quel que soit l'angle d'attaque des électrons.

- Ensuite, le développement en quatre dimensions du modèle permettrait une étude plus approfondie du nuage de neutres engendré par Encelade et de ces effets sur les flux d'électrons. Cela permettrait de localiser le nuage de neutres dans la magnétosphère et de mieux comprendre les mécanismes de perte liés à l'interaction des électrons des ceintures avec les atomes ou molécules neutres du nuage considéré. Ce développement demande une

adaptation importante du code Salammbô 3D existant mais également une étude plus poussée du nuage de neutres que l'étude préliminaire présentée en section D. Il faudrait définir les densités d'espèces neutres en fonction de la longitude et de l'angle d'attaque pour une énergie donnée aux L entourant Encelade. De plus, il pourrait être envisagé de considérer plusieurs sources de particules neutres similaires à Encelade, comme Dione (L ~ 6,25) par exemple, en étendant le modèle au-delà de L = 6.

Dans un premier temps, seule l'étude de l'interaction avec les particules neutres devrait être étudiée afin de différencier l'effet du satellite Encelade en lui-même et du nuage de neutres résiduel. Dans un deuxième temps, il pourrait être intéressant de définir la longitude des satellites naturels de Saturne. Cependant, ceci implique de connaître la position de tous les satellites au passage d'une sonde dans la magnétosphère et de ce fait de ne plus comparer les résultats obtenus avec un flux moyen mesuré (comme pour Cassini) mais au cas par cas, comme dans le cas des comparaisons avec les flux mesurés par les sondes Pioneer 11 ou Voyager 2. L'intégration d'une quatrième dimension au modèle devra nécessairement s'accompagner d'un paramètre d'entrée supplémentaire, à savoir la longitude, afin de calculer les flux à la longitude voulue, ce qui reviendra à choisir de prendre en compte ou non les effets éventuels du nuage de particules neutres.

• De plus, les électrons énergétiques ne sont pas les seules particules piégées venant peupler les ceintures de radiation. La présence de protons énergétiques contribue à intensifier l'agressivité de cet environnement sur les matériaux des sondes pénétrant les ceintures de radiations de Saturne. Ainsi, dans le but de mieux connaître les répartitions et les énergies des particules piégées, la modélisation des ceintures de radiations de protons est nécessaire pour compléter le travail réalisé dans le cadre de ces travaux de thèse. De plus, cette modélisation pourrait être très précieuse concernant l'interaction avec les particules neutres. En effet, les protons vont interagir différemment des électrons aves les atomes et particules neutres, provoquant diverses réactions chimiques, contribuant à alimenter le nuage de neutres. La modélisation des ceintures de radiations de protons de Saturne pourrait de ce fait apporter des réponses quant au nuage de neutres et par conséquent pourrait conduire à une amélioration du modèle des ceintures de radiations d'électrons de faible énergie.

Des perspectives plus lointaines peuvent être imaginées. D'une part, il est intéressant d'évoquer un éventuel développement du code Salammbô Saturne en fonction du temps. L'intérêt serait de pouvoir observer l'évolution du nuage en fonction du temps, l'évolution de la dynamique et d'en comprendre les secrets restés cachés. Cependant, cela signifierait avoir une confiance absolue dans les données mesurées par les satellites ou émettre des profonds doutes sur les résultats obtenus par un tel code. Il serait sage et recommandé d'avoir plusieurs jeux de données in situ pour pouvoir juger d'une évolution correcte en fonction du temps, en éliminant autant que possible l'incertitude issue des flux mesurés.
D'autre part, après Jupiter et Saturne, la progression des codes Salammbô pour les planètes géantes voudrait tendre au développement d'un modèle des ceintures de radiations d'Uranus. Cependant, trop peu de données permettent à l'heure actuelle d'envisager d'un tel modèle. La mission Uranus Pathfinger [*Arridge et al.*, 2012] apportera de précieuses données quant aux ceintures de radiations d'Uranus, utiles à un éventuel développement d'un code Salammbô Uranus, et permettant à l'ONERA-DESP d'enrichir ces connaissances des ceintures de radiations planétaires.

Annexe - Prévisions Synchrotron

Dans le cas de Saturne, aucune observation du rayonnement synchrotron émis par les électrons des ceintures de radiations n'a pu être faite. En effet, le rayonnement synchrotron des électrons kroniens serait trop faible pour pouvoir être mesuré [*Van Allen et Grosskreutz*, 1989]. Ce n'est pas le cas pour le rayonnement synchrotron de Jupiter : de nombreuses observations ont pu être accomplies [*de Pater*, 1980 ; *Leblanc et al.*, 1997 ; *Dulk et al.*, 1999] et ont permis le développement de modèles d'imagerie [*Leblanc et al.*, 1997 ; *Santos Costa et al.*, 2001] afin d'obtenir des cartographies à deux dimensions de l'émission synchrotron.

Les prévisions synchrotron présentées dans cette partie, ont été réalisées grâce à un modèle d'imagerie développé à l'ONERA-DESP [*Santos Costa et al.*, 2001 ; *Sicard*, 2004 ; *Sicard et al.*, 2004] dans le cadre de l'étude des ceintures de radiations de Jupiter. Ce code synchrotron permet de transformer les flux d'électrons issus de Salammbô en température de brillance (en Kelvin) pour former des images en deux dimensions. Les images ainsi produites permettent de calculer la densité de flux de l'émission synchrotron des électrons des ceintures de radiation.

Adapté au cas kronien, ce modèle a permis d'obtenir des cartographies de l'émission synchrotron dans la magnétosphère interne de Saturne ($L < 6$) à partir des flux d'électrons calculés par le modèle Salammbô développé. Les densités de flux de l'émission synchrotron ont ensuite été calculées pour des fréquences allant de 110 à 300 MHz.

• Modèle d'imagerie

Rappel sur l'émission synchrotron

Le rayonnement synchrotron est un rayonnement électromagnétique émis par une particule chargée qui évolue dans un champ magnétique. Les électrons des ceintures de radiation, piégés par le champ magnétique de la planète, tournent autour des lignes de champ et émettent ainsi un rayonnement synchrotron (figure 1).

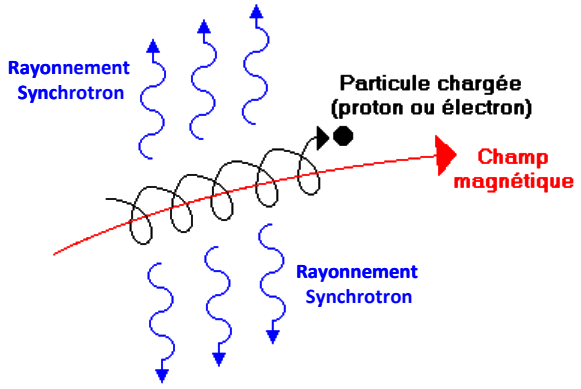


Figure 1 Illustration de l'émission synchrotron d'un électron piégé dans un champ magnétique. (http://nrumiano.free.fr)

Par conséquent, le rayonnement synchrotron d'une planète est fortement relié à l'intensité de son champ magnétique mais aussi à l'énergie et au flux des électrons des ceintures de radiation. Dans le cas de Saturne, le champ magnétique est dix fois plus faible

que celui de Jupiter et les énergies des électrons résidant dans les ceintures d'électrons sont également plus faibles (très peu d'électrons au delà de quelques dizaines de MeV dans le cas de Saturne alors que les électrons dans le cas des ceintures de radiations de Jupiter ne sont pas rares pour des énergies de l'ordre de la centaine de MeV [*Sicard*, 2004 ; *Sicard et Bourdarie*, 2004]). Le rayonnement synchrotron généré dans le cas de Saturne grâce au modèle d'imagerie sera donc beaucoup plus faible que celui généré par Jupiter.

Modèle d'imagerie

Le modèle d'imagerie utilisé [*Santos Costa et al.*, 2001 ; *Sicard*, 2004 ; *Sicard et al.*, 2004] se base sur deux paramètres géométriques importants : la déclinaison de la Terre par rapport à l'équateur kronien D_E et le tilt du dipôle θ_T (figure 2). La figure 2 présente la configuration géométrique à considérer afin de pouvoir simuler le rayonnement synchrotron à partir du modèle d'imagerie. Dans le cas de Saturne, le tilt du dipôle est nul. Par conséquent, quelle que soit la longitude de l'observateur, le rayonnement synchrotron sera le même. Seul le paramètre D_E va avoir un rôle sur les images 2D du rayonnement synchrotron. Dans le cas de Saturne, D_E varie entre -26° et 26° en passant par 0°.

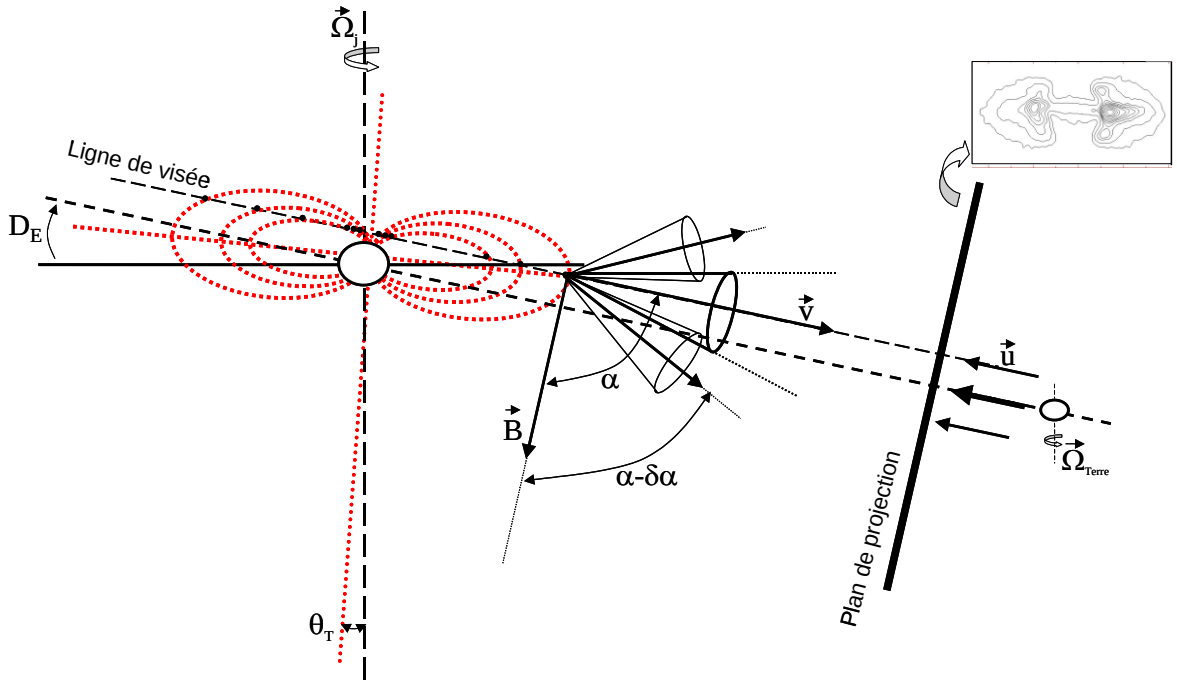


Figure 2 Configuration géométrique qu'il est nécessaire de considérer afin de pouvoir simuler l'émission synchrotron à un instant donné.

Les images 2D produites sont constituées d'une multitude de pixels et chaque pixel fournit l'intensité totale émise par l'ensemble des sources radio situées sur la ligne de visée qui traverse ce pixel (figure 2). Ainsi pour un observateur terrien, chaque pixel constitue une source ponctuelle. Sur les images 2D, la valeur de chaque pixel représente la température de brillance (Kelvin) à 8.8 UA (distance entre Saturne et la Terre) générée par le rayonnement synchrotron des électrons des ceintures de radiation. Plus de détails sur la relation entre le flux des électrons des ceintures et la température de brillance d'un pixel de l'image sont présentés dans les travaux de thèses effectuées sur le rayonnement synchrotron de Jupiter [*Santos-Costa, 2001; Sicard, 2004*].

• Images 2D

Les images 2D présentées dans cette partie prennent en compte un tilt du dipôle θ_T nul, une distance Terre - Saturne de 8.8 UA et une déclinaison D_E de plus ou moins 26 °.

Les figures 3 et 4 représentent des exemples d'image 2D du rayonnement synchrotron de Saturne pour deux fréquences d'observations: 110 MHz (figure 3) et 300 MHz (figure 4). Pour chacune des figures, les températures de brillance sont représentées pour deux D_E différents: D_E = 0° (à gauche) et D_E = 26° (à droite).

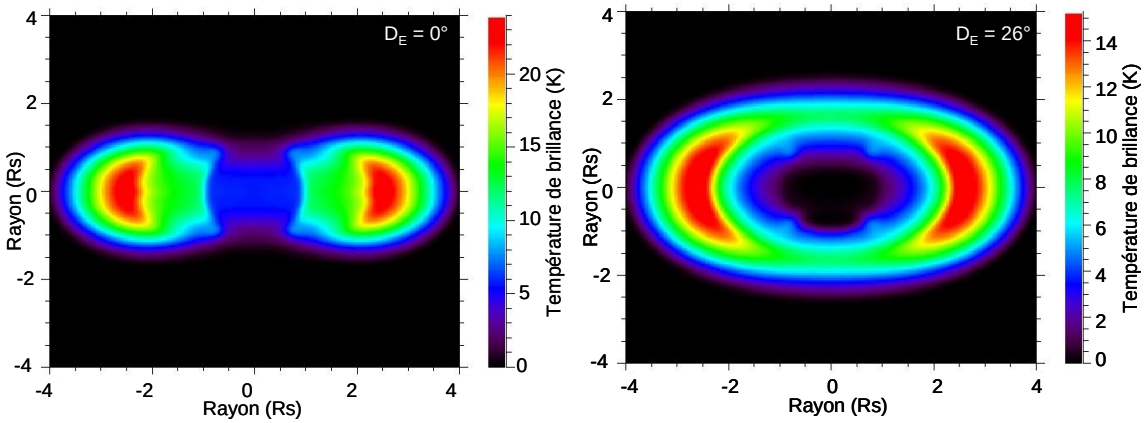


Figure 3 Images 2D du rayonnement synchrotron de Saturne à 110 MHz obtenues à partir des résultats de Salammbô 3D et du code synchrotron, pour deux configurations géométriques: D_E=0° à gauche et D_E=26° à droite.

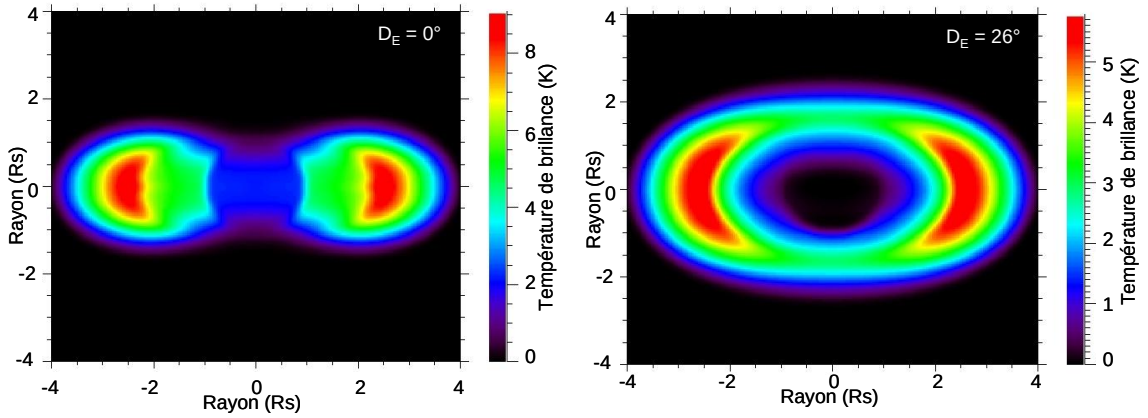


Figure 4 Images 2D du rayonnement synchrotron de Saturne à 300 MHz obtenues à partir des résultats de Salammbô 3D et du code synchrotron, pour deux configurations géométriques: D_E=0° à gauche et D_E=26° à droite.

Dans un premier temps, il est facile de remarquer que l'image synchrotron dépend clairement de la configuration géométrique, c'est-à-dire de la valeur de la déclinaison D_E, que ce soit dans la forme de l'image ou dans la valeur de la température de brillance. La température de brillance semble diminuer légèrement lorsque D_E augmente (différence d'échelle entre D_E = 0° et D_E = 26°). Sur chacune des figures, l'emplacement de la planète est distinguable (sphère de 1Rs au centre des figures) ainsi que la région des anneaux denses (x < 2,3 Rs) qui entraîne une diminution de la température de brillance près de la planète. Pour les

deux configurations géométriques et les deux fréquences présentées sur les figures 3 et 4, un maximum de brillance, plus ou moins étalé selon l'axe des z suivant la configuration géométrique, est observé entre 2,3 et 3 Rs,. De plus, il faut noter que les images 2D sont, en relatif, similaires pour les deux valeurs en fréquence (110 MHz et 300 MHz) : seule la valeur absolue de la température de brillance change. En effet, la température de brillance diminue lorsque la fréquence augmente pour une configuration géométrique donnée.

Seuls deux cas de déclinaison, correspondant au cas extrêmes, ont été représentés ici. Dans le cas d'une déclinaison D_E égale à -26°, les résultats sont très sensiblement les mêmes que ceux obtenus pour la configuration géométrique opposée (D_E = 26°).

• Densités de flux

Le code synchrotron [*Santos-Costa, 2001; Sicard, 2004*] a permis l'élaboration de cartographies 2D de l'émission synchrotron. Il est alors possible, à partir de la température de brillance de calculer la densité de flux S_ν (Jy) d'une image synchrotron pour une configuration géométrique donnée. Le résultat, obtenu en intégrant la totalité des pixels d'une image 2D représente la densité de flux S_ν à 8,8 UA. La méthode pour transformer l'image 2D en densité de flux est exactement la même que celle utilisée dans le cas de Jupiter [*Sicard, 2004*]. La température de brillance moyenne de l'image est tout d'abord calculée, puis tenant compte de la taille de l'image (en Rs), de la taille d'un pixel de l'image et de la distance entre l'observateur et Saturne, la densité de flux S_ν est calculée telle que:

$$(S_\nu)_{image} = \frac{2kT_{B_{moyenne}}}{\lambda^2} . \frac{S_{pixel} N_{pixel}}{r^2} \ [\text{W.Hz}^{-1}.\text{m}^{-2}] \qquad \text{avec 1 Jy} = 10^{-26} \ \text{W.Hz}^{-1}.\text{m}^{-2}$$

avec k la constante de Boltzmann, $T_{Bmoyenne}$ la température de brillance moyenne de l'image, S_{pixel} la surface d'un pixel, N_{pixel} le nombre de pixel ayant une température de brillance non nulle, λ la longueur d'onde et r la distance observateur - Saturne.

La figure 5 représente les résultats obtenus en intégrant les images 2D. La densité des flux (mJy) est représentée en fonction de la fréquence d'observation (MHz) pour les deux configurations géométriques étudiées, D_E = 0° (en bleu) et D_E = 26° (en rouge).

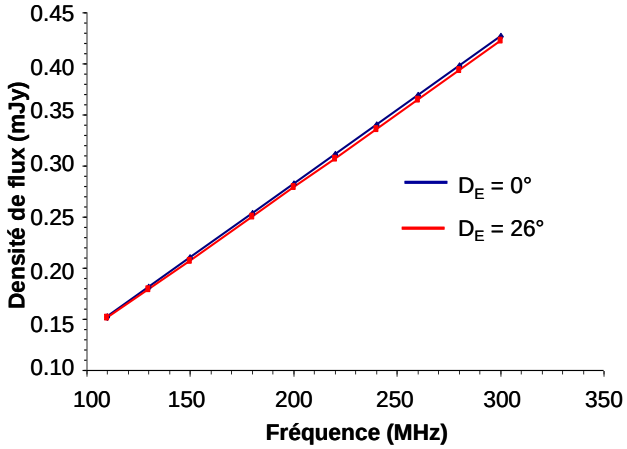


Figure 5 *Densité de flux à 8.8 UA (mJy) en fonction de la fréquence d'observation et de la configuration géométrique (D_E).*

Il faut noter que la densité de flux augmente avec la fréquence et ne dépend sensiblement pas de la configuration géométrique (ce qui était aussi le cas dans le cas de Jupiter). Il est important de rajouter que la densité de flux obtenue ici, de l'ordre de quelques dixièmes de milli Jansky, est, comme nous le prévoyions, beaucoup plus faible que celle obtenue dans le cas de Jupiter (4 Jy à 1424 MHz, à 4.04 UA [*Sicard*, 2004]).

Bibliographie

A

Acuna et al., 1983
Acuña M. H., J. E. P. Connerney, et N. F. Ness (1983), "The Z3 Zonal Harmonic Model of Saturn's Magnetic Field: Analyses and Implications", *J. Geophys. Res.*, 88(A11), 8771-8778, doi:10.1029/JA088iA11p08771

Akalin et al., 2006
Akalin F., D.A. Gurnett, T.F. Averkamp, A.M. Persoon, O. Santolik, W.S. Furth, et G.B. Hospodarsky (2006), "The first whistler observed in the magnetosphere of Saturn.", *Geophys. Res. Lett.*, 33:L20107, doi:10.1029/2006GL027019.

Albert, 1999
Albert J.M. (1999), "Analysis of quasi-linear diffusion coefficients", *J. Geophys. Res.*, 104(A2), 2429-2441, doi:10.1029/1998JA900113.

Albert, 2005
Albert J.M. (2005), "Evaluation of quasi-linear diffusion coefficients for whistler mode waves in a plasma with arbitrary density ratio", *J. Geophys. Res.*, 110, A03218, doi:10.1029/2004JA010844.

Alexeev et al., 2006
Alexeev I. I., V.V. Kalegaev, E.S. Belenkaya, S.Y. Bobrovnikov, E.J. Bunce, S.W.H. Cowley et J.D. Nichols (2006), "A global magnetic model of Saturn's magnetosphere and a comparison with Cassini SOI data", *Geophys. Res. Lett.*, 33, L08101, doi:10.1029/2006GL025896.

Armstrong et al., 2009
Armstrong T.P., S. Taherion, J.W. Manweiler, S.M. Krimigis, C. Paranicas, D.G. Mitchell et N. Krupp (2009), "Energetic ions trapped in Saturn's inner magnetosphere", *Planet. Space Sci*, 57(14-15), 1723-1731, doi:10.1016/J.PSS.2009.03.008.

Arridge et al. 2012
Arridge C.S., C.B. Agnor, N. André, K.H. Baines, L.N. Fletcher, D. Gautier, M.D. Hofstadter ,G.H. Jones, L.Lamy, Y. Langevin, O. Mousis, N. Nettelmann, C. T. Russell, T. Stallard, M.S. Tiscareno, G. Tobie, A. Bacon, C. Chaloner, M. Guest, S. Kemble, L. Peacocke, N. Achilleos, T.P. Andert, D. Banfield, S. Barabash, M. Barthelemy, C. Bertucci, P. Brandt, B. Cecconi, S. Chakrabarti, A.F. Cheng, U. Christensen, A. Christou, A.J. Coates, G. Collinson, J.F. Cooper, R. Courtin, M.K. Dougherty, R.W. Ebert, M.Entradas, A.N. Fazakerley, J.J. Fortney, M.Galand, J. Gustin, M. Hedman, R. Helled, P. Henri, S. Hess, R. Holme, Ö. Karatekin, N. Krupp, J. Leisner, J. Martin-Torres, A. Masters, H. Melin, S. Miller, I. Müller-Wodarg, B. Noyelles, C. Paranicas, I. de Pater, M. Pätzold, R. Prangé, E. Quémerais, E. Roussos, A.M. Rymer, A. Sánchez-Lavega, J. Saur, K.M. Sayanagi, P. Schenk, G. Schubert, N. Sergis, F. Sohl, E.C. Sittler Jr., N.A. Teanby, S. Tellmann, E.P. Turtle, S. Vinatier, J.E. Wahlund et P. Zarka (2012), *Experimental Astronomy*, Volume 33, Numbers 2-3, Pages 753-791, doi:10.1007/s10686-011-9251-4.

B

Baker et Van Allen, 1977
Baker D.N. et J.A. Van Allen (1977), "Revised Pioneer 10 electron intensities in the inner Jovian magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, 82(4), 681–683, doi:10.1029/JA082i004p00681.

Beard et Gast, 1987

Beard D.B. et M.A. Gast (1987), "The magnetosphere of Saturn", *J. Geophys. Res.*, 92(A6), 5763–5767, doi:10.1029/JA092iA06p05763.

Beutier, 1993
Beutier, T. (1993), "Modélisation tridimensionnelle pour l'étude de la dynamique des ceintures de radiation", Manuscrit de Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France.

Beutier et al., 1995
Beutier T., et D. Boscher (1995), "A three-dimensional analysis of the electron radiation belt by the Salammbô code", *J. Geophys. Res.*, 100(A8), 14,853–14,861, doi:10.1029/94JA03066.

Blanc, 1980
Blanc D., "Physique Nucléaire", Edition Masson, 1980

Bosch et al., 2002
Bosch A.S., C.B. Olkin, R.G. French, et P.D. Nicholson (2002), "Saturn's F Ring: Kinematics and Particle Sizes from Stellar Occultation Studies", *Icarus*, 157, 57-75, doi:10.1006/icar.2002.6791.

Boscher, 1996
Boscher D. (1996), "Etude du transport de particules dans les ceintures de radiations à partir de données satellitaires", RI 4515/01 ONERA/DESP.

Boscher et al., 2007
Boscher D., S. Bourdarie, D. Lazaro et A. Sicard-Piet (2007), "Modélisation et mesures de l'environnement radiatif", RF 2/12841 ONERA/DESP.

Bourdarie, 1996
Bourdarie S. (1996),"Modélisation de la dynamique des ceintures de radiations à l'échelle de l'orage magnétique", Manuscrit de Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France.

Brice et McDonough, 1973
Brice N. et T.R. McDonough (1973), "Jupiter's radiation belts", *Icarus*, 18(2), 206-219.

Broadfoot et al., 1977
Broadfoot A. L., B.R. Sandel, D.E. Shemansky, S.K. Atreya, T.M. Donahue, H.W. Moos, J.L. Bertaux, J.E. Blamont, J.M. Ajello et D.F. Strobel (1977), "Ultraviolet spectrometer experiment for the Voyager mission", *Space Sci. Rev.*, 21(2), 183-205, doi: 10.1007/BF00200850.

Brown et al., 2004
Brown R.H., K. H. Baines, G. Bellucci, J.-P. Bibring, B. J. Buratti, F. Capaccioni, P. Cerroni, R. N. Clark, A. Coradini, D. P. Cruikshank, P. Drossart, V. Formisano, R. Jaumann, Y. Langevin, D. L. Matson, T. B. Mccord, V. Mennella, E. Miller, R. M. Nelson, P. D. Nicholson, B. Sicardy et C. Sotin (2004), "The Cassini Visual and Infrared Mapping Spectrometer (VIMS) Investigation", *Space Sci. Rev.*, 115, 111–168, doi: 10.1007/s11214-004-1453-x.

Bunce et Cowley, 2003
Bunce E.J., et S.W.H. Cowley (2003), "A note on the ring current in Saturn's magnetosphere : Comparison of magnetic field data obtained during Pioneer-11 and Voyager-1 and -2 flybys", *Ann. Geophys.*, 21, 661-669, doi:10.5194/angeo-21-661-2003.

Burns et al., 1983
Burns J.A., M.R. Showalter, J.N. Cuzzi et R.H. Durisen (1983), "Saturn's electrostatic discharges : Could lightning be the cause ?", *Icarus*, 54, 280-295, doi:10.1016/0019-1035(83)90198-7.

***Burton et al. ,* 2009**
Burton M.E., M.K. Dougherty et C.T. Russell (2009), "Model of Saturn's internal planetary magnetic field based on Cassini observations", *Planet. Space Sci.*, 55, 1706-1713, doi:10.1016/j.pss.2009.04.008.

C

***Canup et al.*, 1993**
Canup R.M., J.E. Colwell et M. Horanyi (1993), "Size distribution of satellite dust ejecta : effects of radiation pressure and planetary oblateness", *Icarus*, 105, 363-369, doi: 10.1006/icar.1993.1133.

***Canup et Esposito.*, 1997**
Canup R.M., et L.W. Esposito (1997), "Evolution of the G ring and the population of Macroscopic Ring Particles", *Icarus*, 126, 28-41, doi: 10.1006/icar.1996.5634.

***Cassidy et Johnson*, 2010**
Cassidy T.A. et R.E. Johnson (2010), "Collisional Spreading of Enceladus' Neutral Cloud", *Icarus*, 209, 696-703, doi:10.1016/j.icarus.2010.04.010.

***Connerney et al.*, 1982**
Connerney J.E.P., N.F. Ness et M.H. Acuña (1982), "Zonal harmonic model of Saturn's magnetic field from Voyager 1 and 2 observations", *Nature*, 298, 44-46, doi:10.1038/298044a0.

***Connerney et al.*, 1983**
Connerney J.E.P., M.H. Acuña et N.F. Ness (1983), "Currents in Saturn's magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, 88(A11), 8779–8789, doi:10.1029/JA088iA11p08779.

D

***Davis et Smith*, 1990**
Davis L.J. et E.J. Smith (1990), "A model of Saturn's magnetic field based on all available data", *J. Geophys. Res.*, 95, 15257–15261, doi:10.1029/JA095iA09p15257.

***Davis et Smith.*, 1986**
Davis L.J. et E.J. Smith (1986), "New models of Saturn's magnetic field using Pioneer 11 vector helium magnetometer data", *J. Geophys. Res.*, 91(A2), 1373-1380, doi:10.1029/JA091iA02p01373.

***de Pater*, 1980**
de Pater I. et C.K. Goertz (1990), "Radial diffusion models of energetic electrons and Jupiter's synchrotron radiation : 1. Steady state solution", *J. Geophys. Res.*, 95, 39-50, doi:10.1029/JA095iA01p00039.

***Divine*, 1990**
Divine N. (1990), "Saturn energetic electron and proton spectra for Cassini", JPL IOM 5217-90-023, 1990.

***Dougherty et al.*, 2004**
Dougherty M.K., S. Kellock, D.J. Southwood, A. Balogh, E.J. Smith, B.T. Tsurutani, B. Gerlach, K.-H. Glassmeier, F. Gleim, C.T. Russell, G. Erdos, F.M. Neubauer, et S.W.H. Cowley (2004), "The Cassini Magnetic Field Investigation", *Space Sci. Rev.*, 114, 331–383, doi: 10.1007/s11214-004-1432-2.

***Dougherty et al.*, 2005**
Dougherty M.K., N. Achilleos, N. Andre, C.S. Arridge, A. Balogh, C. Bertucci, M.E. Burton, S.W.H. Cowley, G. Erdos, G. Giampieri, K.-H. Glassmeier, K.K. Khurana, J. Leisner, F.M. Neubauer, C.T. Russell, E.J. Smith,

D.J. Southwood et B.T. Tsurutani (2005), “Cassini Magnetometer Observations During Saturn Orbit Insertion”, *Science*, 307, 1266-1270, doi:10.1126/science.1106098.

Dougherty et al. (a), 2009
Dougherty M. K., L.W. Esposito et S.M. Krimigis, “Chap 9. Saturn’s Magnetospheric Configuration”, dans “Saturn from Cassini Huygens”, Springer, doi :10.1007/978-1-4020-9217-6

Dougherty et al. (b), 2009
Dougherty M. K., L.W. Esposito et S.M. Krimigis, “Chap 8. Upper Atmopshere and Ionosphere at Saturn”, dans “Saturn from Cassini Huygens”, Springer, doi :10.1007/978-1-4020-9217-6

Dougherty et al. (c), 2009
Dougherty M. K., L.W. Esposito et S.M. Krimigis, “Chap 15. Ring Particle Composition and Size Distribution”, dans “Saturn from Cassini Huygens”, Springer, doi :10.1007/978-1-4020-9217-6

Dougherty et al. (d), 2009
Dougherty M. K., L.W. Esposito et S.M. Krimigis, “Chap 17. Origin and Evolution of Saturn’s Ring Sysytem”, dans “Saturn from Cassini Huygens”, Springer, doi :10.1007/978-1-4020-9217-6

Dulk et al., 1999
Dulk G.A., Y. Leblanc, R.J. Sault et S.J. Bolton (1999), “Jupiter’s magnetic field as revealed by the synchrotron radiation belts : II. Change of the 2-D brightness distribution with D_E”, *Astron. Astrophys.*, 347, 1039-1045.

F

Farley et Walt, 1971
Farley T.A. et M. Walt (1971), “Source and loss processes of protons in the inner radiation belt”, *Space Physics*, 76(34), 8223-8240, doi:10.1029/JA076i034p08223.

Farley et al., 1970
Farley T.A, A.D. Tomassian et M. Walt (1970), “Source of high-energy protons in the Van Allen radiation belt”, *Physic Review Letters*, 25, 47-19, doi:10.1103/PhysRevLett.25.47.

Farrell et al., 2009
Farrell W.M., W.S. Kurth, D.A. Gurnett, R.E. Johnson, M.L. Kaiser, J.-E. Wahlund, et J.H. Waite Jr. (2009), “Electron density dropout near Enceladus in the context of water-vapor and water-ice”, Geophys. Res. Lett., L10203, doi:10.1029/2008GL037108.

Fillius et al., 1980
Fillius W., W.H. Ip et C.E. McIlwain (1980), “Trapped radiation belts of Saturn – First look”, *Science*, 207(4429), 425-431, doi: 10.1126/science.207.4429.425.

Flasar et al., 2004
Flasar F.M., V.G. Kunde, M.M. Abbas, R.K. Achterberg, P. Ade, A. Barucci, B.Bézard, G.L. Bjoraker, J.C. Brasunas, S. Calcutt, R. Carlson, C.J. Césarsky, B.J. Conrath, A. Coradini, R. Courtin, A. Coustenis, S. Edberg, S. Edgington, C. Ferrari, T. Fouchet, D. Gautier, P.J. Gierasch, K. Grossman, P. Irwin, D.E. Jennings, E. Lellouch, A.A. Mamoutkine, A. Marten, J.P. Meyer, C.A. Nixon, G.S. Orton, T.C. Owen, J.C. Pearl, R. Prangé, F. Raulin, P.L. Read, P.N. Romani, R.E. Samuelson, M.E. Segura, M.R. Showalter, A.A. Simon-Miller, M.D. Smith, J.R. Spencer, L.J. Spilker et F.W. Taylor (2004), “Exploring the Saturn system in the thermal infrared : The composite Infrared Spestrometer”, *Sapce Sci. Rev.*, 115, 169-297, doi: 10.1007/1-4020-3874-7_4.

G

***Garrett et al.*, 2005**
Garrett H.G., J.M. Ratliff et R.W. Evans (2005), "Saturn radiation (SATRAD) model", JPL Pub. 05-09, NASA Jet Propulsion Laboratory.

***Giampery et Dougherty*, 2004**
Giampieri G. et M.K. Dougherty (2004), "Modeling of the ring current in Saturn's magnetosphere", *Annales Geophys.*, 22 (2), 653, doi: 10.5194/angeo-22-653-2004.

***Glauert et Horne*, 2005**
Glauert S.A., et R. Horne (2005), "Calculation of pitch angle and energy diffusion coefficients with PADIE code", *J. Geophys. Res.*, 110, A04206, doi:10.1029/2004JA010851.

***Gurnett et al.*, 1981**
Gurnett D.A., W.S. Kurth et F.L. Scarf (1981), "Narrowband electromagnetic emissions from Saturn's magnetosphere", *Nature*, 292, 733-737, doi:10.1038/292733a0.

***Gurnett et al.*, 2004**
Gurnett D.A., W.S. Hurth, D.L. Kirchner, G.B. Hospodarsky, T.F. Averkamp, P. Zarka, A. Lecacheux, R. Manning, A. Roux, P. Canu, N. Cornilleau-Wehrlin, P. Galopeau, A. Meyer, R. Bostrom, G. Gustafsson, J.E. Wahlund, L. Ahlen, H.O. Rucker, H.P. Ladreiter, W. Macher, L.J.C. Woolloscroft, H. Alleyne, M.L. Kaiser, M.D. Desch, W.M. Farrell, C.C. Harvey, P. Louarn, P.J. Kellogg, K. Goertz et A. Pedersen (2004), "The Cassini Radio and Plasma Wave Investigation", *Space Sci. Rev.*, 114, 395-463, doi:10.1007/s11214-004-1434-0.

H

***Hedman et al.*, 2007**
Hedman M.M., J.A. Burns, M.R. Showalter, C.C. Porco, P.D. Nicholson, A.S. Bosh, M.S. Tiscareno, R.H. Brown, B.J. Buratti, K.H. Baines et R. Clark (2007), "Saturn's dynamic D ring", *Icarus*, 188, 89-107, doi:10.1016/j.icarus.2006.11.017.

***Hill et Michel*, 1976**
Hill T.W., et F.C. Michel (1976), "Heavy ions from the Galilean satellites and the centrifugal distortion of the Jovian magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, 81, 4561–4565, doi:10.1029/JA081i025p04561.

***Hilton*, 1971**
Hiton H.H. (1971), "L parameter, a new approximation", *J. Geophys. Res.*, 76(28), 6952–6954, doi:10.1029/JA076i028p06952.

***Hood*, 1983**
Hood L.L. (1983), "Radial diffusion in Saturn's radiation belts: a modelling analysis assuming satellite and E ring absorption", *J. Geophys. Res.*, 88, 808-818, doi:10.1029/JA088iA02p00808.

***Horanyi et al.*, 2008**
Horanyi M., A. Juhasz, et G.E. Morfill (2008), "Large scale structure of Saturn's E ring", *Geophys. Res. Lett.*, 35, L04203, doi:10.1029/2007GL032726.

***Horne et al.*, 2005**
Horne R., R.M. Thorne, S.A. Glauert, J.M. Albert, N.P. Meredith et R.R Anderson (2005), "Timescales for radiation belt electron acceleration by whistler mode chorus waves", *J. Geophys. Res.*, 110, A03325, doi:10.1029/2004JA010811.

***Hospodarsky et al.*, 2008**

Hospodarsky G.B., T.F. Averkamp, W.S. Kurth, D.A. Gurnett, J.D. Menietti, O. Santolik et M.K. Dougherty (2008), “Observations of chorus at Saturn using the Cassini Radio and Plasma Wave Science instrument”, *J. Geophys. Res.*, 113, A12206, doi:10.1029/2008JA013237.

J

***Jones et al.*, 2006**
Jones G.H., E. Roussos, N. Krupp, C. Paranicas, J. Woch, A. Lagg, D.G. Mitchell, S.M. Krimigis et M.K. Dougherty (2006), “Enceladus’ Varying Imprint on the Magnetosphere of Saturn”, *Science*, 311, 1412, doi:10.1126/science.1121011.

***Jurac et al.*, 2001**
Jurac S., R.E. Johnson et J.D. Richardson (2001), “Saturn’s E Ring and Production of the Neutral Torus”, *Icarus*, 149, 384-396, doi:10.1006/icar.2000.6528.

K

***Kaiser et al.*, 1983**
Kaiser M.L., J.E.P. Coneerney, et M.D. Desch (1983), “Atmospheric storm explanation of saturnian electrostatics discharges”, *Nature*, 303, 50-53, doi:10.1038/303050a0.

***Kennel et Engelmann*, 1966**
Kennel C.F. et F. Engelmann (1966), “Velocity space diffusion from weak plasma turbulence in a magnetic field”, *Phys. Fluids.*, 9, 2377, doi: 10.1063/1.1761629.

***Kennel et Petschek*, 1966**
Kennel C.F. et H.E. Petschek (1966), “Limit on stably trapped particle fluxes”, *J. Geophys. Res.*, 71(1), 1-28, doi:10.1029/JZ071i001p00001.

***Khurana et al.*, 2007**
Khurana K.K., M.K. Dougherty, C.T. Russel et J.S. Leisner (2007), “Mass loading of Saturn’s magnetosphere near Enceladus”, *J. Geophys. Res.*, 112, A08203, doi:10.1029/2006JA012110.

***Kivelson*, 2006**
Kivelson M.G. (2006), “Does Enceladus Govern Magnetospheric Dynamics at Saturn?”, *Science*, 311, 1391-1392, doi : 10.1126/science.1124494

***Kliore et al.*, 2009**
Kliore A.J., A.F. Nagy, E.A. Marouf, A. Anabtawi, E. Barbinis, D.U. Fleischman et D.S. Kahan (2009), “Midlatitude and high‐latitude electron density profiles in the ionosphere of Saturn obtained by Cassini radio occultation observations”, *J. Geophys. Res.*, 114, A04315, doi:10.1029/2008JA013900.

***Kollman et al.*, 2010**
Kollman P., E. Roussos, C. Paranicas, N. Krupp, C.M. Jackman, E. Kirsch et K.-H. Glassmeier (2011), “Energetic particle phas space densities at Saturn : Cassini observations and interpretations”, *J. Geophys. Res.*, 116, A05222, doi :10.1029/2010JA016221.

***Kopf et al.*, 2010**
Kopf A.J., D.A. Gurnett, J.D. Menietti, P. Schippers, C.S. Arridge, G.B. Hospodarsky, W.S. Kurth, S. Grimald, N. Andre, A.J. Coates et M.K. Dougherty (2010), “Electron beams as the source of whistler-mode auroral hiss at Saturn”, *Geophys. Res. Letter*, 37, L09102, doi:10.1029/2010GL042980.

***Krimigis et al.*, 1977**
Krimigis S.M., C.O. Bostrom, T.P. Armstrong, W.I. Axford, C.Y. Fan, G. Gloeckler et L.J. Lanzerotti (1977), "The low energy charged particle (LECP) experiment on the Voyager spacecraft", *Space Sci. Rev.*, 21(3), 329-354, doi: 10.1007/BF00211545

***Krimigis et al.*, 1983**
Krimigis S.M., J.F. Carbary, E.P. Keath, T.P. Armstrong, L.J. Lanzerotti et G. Gloekler (1983), "General characteritics of hot plasma and energetic particles in the Saturnian magnetosphere : Results from the Voyager spacecraft", *J. Geophys. Res.*, 88(A11), 8871-8892, doi:10.1029/JA088iA11p08871.

***Krimigis et al.*, 2004**
Krimigis S.M., D.G. Mitchell, D.C. Hamilton, S. Livi, J Dandouras, S. Jaskulek, T.P. Armstrong, J.D. Boldt, A.F. Cheng, G. Gloeckler, J.R. Hayes, K.C. Hsieh,W.-H. Ip, E.P. Keath, E. Kirsch, N. Krupp, L.J. Lanzerotti, R. Lundgren, B.H. Mauk, R.W. McEntire, E.C. Roelof, C.E. Schlemm, N.E. Tossman, B. Wilken, and D.J. Williams (2004), "Magnetosphere Imaging Instrument (MIMI) on the Cassini Mission to Saturn/Titan", *Space Sci. Rev.*, 114, 233-329, doi :10.1007/s11214-1410-8.

***Krupp et al.*, 2009**
Krupp N., E. Roussos, A. Lagg, J. Woch, A.L. Müller, S.M. Krimigis, D.G. Mitchell, E.C. Roelof, C. Paranicas, J. Carbary, G.H. Jones, D.C. Hamilton, S. Livi, T.P. Armstrong, M.K. Dougherty, N. Sergis (2009), "Energetic particles in Saturn's magnetosphere during the Cassini nominal mission (July 2004–July 2008)", *Planet.Space Sci.*, 57 (14-15), 1754-1768, doi : 10.1016/j.pss.2009.06.010.

***Krupp et al.*, 2012**
Krupp N., E. Roussos, P. Kollman, C. Paranicas, D.G. Mitchell, S.M. Krimigis, A. Rymer ; G.H.Jones, C.S. Arridge, T.P. Armstrong et K.K Khurana (2012), The Cassini Enceladus encounters 2005-2010 in the view of energetic electron measurements, *Icarus*, 218 (2012), 433–447, doi:10.1016/j.icarus.2011.12.018.

***Kurth et al.*, 1983**
Kurth W.S., F.L. Scarf, D.A. Gurnett et D.D. Barbosa (1983), "A survey of electrostatic waves in Saturn's magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, 88(A11), 8959–8970, doi:10.1029/JA088iA11p08959.

L

***Lamy et al*., 2008**
Lamy L., P. Zarka, B. Cecconi, R. Prange, W.S. Kurth et D.A. Gurnett (2008), "Saturn kilometric radiation : Average and statistical properties", *J. Geophys. Res.*, 113, A07201, doi :10.1029/2007JA012900.

***Leblanc et al.*, 1997**
Leblanc Y., G.A. Dulk, R.J. Sault et R.W. Hunstead (1997), "The radiation belts of Jupiter at 13 cm and 22 cm : I. Observations and 3-D reconstruction", *Astron. Astrophys.*, 319, 274-281.

***Lorenzato et al.*, 2012**
Lorenzato L., A. Sicard, et S. Bourdarie (2012), "A physical model for electron radiation belts of Saturn", *J. Geophys. Res.*, 117, A08214, doi:10.1029/2012JA017560.

***Lyons*, 1974**
Lyons L. R. (1974), "Pitch angle and energy diffusion coefficients from resonant interactions with ion-cyclotron and whistlers waves", *J. Plasma Phy.*, 12,417-432, doi:10.1017/S002237780002537X.

M

***Mauk et Fox*, 2010**
Mauk B.H. et N.J. Fox (2010), "Electron radiation belts of the solar system", *J. Geophys. Res.*, 115, A12220, doi:10.1029/2010JA015660.

***Maurice et al.*, 1996**
Maurice S., I. Engle, M. Blanc et M. Skubis (1996), "Geometry of Saturn's magnetopause model", *J. Geophsys. Res.*, 101(A12), 27053–27059, doi:10.1029/96JA02605.

***McAndrews et al.*, 2009**
McAndrews H.J., M.F. Thomsen, C.S. Arridge, C.M. Jackman, R.J. Wilson, M.G. Henderson, R.L. Tokar, K.K Khurana, E.C. Sittler, A.J. Coates et M.K. Dougherty (2009), "Plasma in Saturn's nightside magnetosphere and the implications for global circulation", *Planet. Space Sci.*, 57, 1714–1722, doi:10.1016/j.pss.2009.03.003

***McDonald et al.*, 1980**
McDonald F.B., A.W. Schardt et J. H. Trainor (1980), "If You've Seen One Magnetosphere, You Haven't Seen Them All: Energetic Particle Observations in the Saturn Magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, 85(A11), 5813–5830, doi:10.1029/JA085iA11p05813.

***Mead*, 1964**
Mead G. D. (1964), "Deformation of the geomagnetic field by solar wind", *J. Geophys. Rev.*, 69(7), 1181–1195, doi:10.1029/JZ069i007p01181.

***Menietty et al.*, 2007**
Menietty J.D., J.B. Groene, T.F. Averkamp, G.B. Hospodarsky, W.S. Kurth, D.A. Gurnett et P. Zarka (2007), "Influence of Saturnian moons on Saturn kilometric radiation", *J. Geophys. Res.*, 112, A08211, doi :10.1029/2007JA012331.

***Menietty et al.*, 2008**
Menietty J.D., O. Santolik, A.M. Rymer, G.B. Hospodarsky, A.M. Persoon, D.A. Gurnett, A.J. Coates et D.T. Young (2008), Analysis of plasma waves observed within local plasma injections seen in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 113, A05213, doi:10.1029/2007JA012856.

N

***Nicholson et al.*, 1996**
Nicholson P.D., M.R. Showalter, L. Dones, R.G. French, S.M. Larson, J.J. Lissauer, C.A. McGhee, P. Seitzer, B. Sicardy et G.E. Danielson (1996), "Observations of Saturn's Ring-Plane Crossings in August and November 1995", *Science*, 272(5261), 509-515, doi:10.1126/science.272.5261.509.

O

Ozak et al., 2012
Ozak, N., T.E. Cravens, G.H. Jones, A.J. Coates et I.P. Robertson (2012), "Modeling of electron fluxes in the Enceladus plume", *J. Geophys. Res.*, 117, A06220, doi:10.1029/2011JA017497.

P

***Paonessa et Cheng*, 1985**
Paonessa M.T. et A.F. Cheng (1985), "A theory of satellite sweeping", *J. Geophys. Res.*, 90(A4), 3428–3434, doi:10.1029/JA090iA04p03428.

***Paranicas et al.*, 2005**

Paranicas C., D.G. Mitchell, S. Livi, S.M. Krimigis, E. Roussos, N. Krupp, J. Woch, A. Lagg, J. Saur et F.S. Turner (2005), "Evidence of Enceladus and Tethys microsignatures", *Geophys. Res. Lett.*, 32, L20101, doi:10.1029/2005GL024072.

Paranicas et al., 2008
Paranicas C., D.G. Mitchell, S.M. Krimigis, D.C. Hamilton, E. Roussos, N. Krupp, G.H. Jones, R.E. Johnson, J.F. Cooper et T.P. Armstrong (2008), "Sources and losses of energetic protons in Saturn's magnetosphere", *Icarus*, 197, 519–525, doi:10.1016/j.icarus.2008.05.01.

Paranicas et al., 2011
Paranicas C. E. Roussos,N. Krupp, P. Kollman, A.R. Hendrix, T. Cassidy, R.E. Johnson, P. Schenk, G. Jones, J. Carbary, D.G. Mitchell et K. Dialynas (2011), "Energetic charged particle weathering of Saturn's inner satellites", *Planet. Space Sci.*, doi :10.1016/j.pss.2011.02.012.

Peletier et al., 1977
Peletier D.P., S.A. Gary etA.F. Hogrefe (1977), "Mariner--Jupiter--Saturn low energy charged particle experiment", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-24, 795.

Persoon et al., 2005
Persoon A.M., D.A. Gurnett, W.S. Kurth, G.B. Hospadarsky, J.B. Groene, P. canu et M.K. Dougherty (2005), "Equatorial electron density measurements in Saturn's inner magnetosphere", *Geophys. Res. Lett.*, 32, L23105, doi :10.1029/2005GL024294.

Persoon et al., 2006
Persoon A.M., D.A. Gurnett, W.S. Kurth et J.B. Groene (2006), "A simple scale height model of the electron density in Saturn's plasma disk", *Geophys. Res. Lett.*, 33, L18106, doi:10.1029/2006GL027090.

Persoon et al.,2009
Persoon A.M., D.A. Gurnett, O. Santolik, W.S. Kurth, J.B. Faden, J.B. Groene, G.R. Lewis, A.J. Coates, R.J. Wilson, R.L. Tokar, J.-E. Wahlund et M. Moncuquet (2009), "A diffusive equilibrium model for the plasma density in Saturn's magnetosphere", *J. Geophys. Res*, *114*, A04211, doi:10.1029/2008JA013912.

Porco et al. 2006
Porco C.C., P. Helfenstein, P.C. Thomas, A.P. Ingersoll, J. Wisdom, R. West, G. Neukum, T. Denk, R. Wagner, T. Roatsch, S. Kieffer, E. Turtle, A. McEwen, T.V. Johnson, J. Rathbun, J. Veverka, D. Wilson, J. Perry, J. Spitale, A. Brahic, J.A. Burns, A.D. DelGenio, L. Dones, C.D. Murray, S. Squyres, "Cassini observes the Active South Pole of Enceladus", *Science*, 311(5766), 1393-1401, doi: 10.1126/science.1123013.

R

Ranball, 1994
Randall, B. A. (1994), "Energetic Electrons in the Magnetosphere of Saturn", *J. Geophys. Res.*, 99(A5), 8771–8785, doi:10.1029/94JA00254.

Roussos et al., 2007
Roussos E., G.H. Jones, N. Krupp, C.P. Paranicas, D.G. Mitchell, A. Lagg, J. Woch, U. Motschmann, S.M. Krimigis et M.K. Dougherty (2007), "Electron microdiffusion in the Saturnian radiation belts: Cassini MIMI/LEMMS observations of energetic electron absorption by the icy moons", *J. Geophys. Res.*, 112, A06214, doi:10.1029/2006JA012027.

Roussos et al., 2011
Roussos E., N. Krupp, C.P. Paranicas, P. Kollmann, D.G. Mitchell, S.M. Krimigis, T.P. Armstrong, D.R. Went, M.K. Dougherty et G.H. Jones (2011), "Long- and short-term variability of Saturn's ionic radiation belts", *J. Geophys. Res.*, 116, A02217, doi:10.1029/2010JA015954.

S

Santos Costa, 2001
Santos Costa, D. (2001), “Modélisation des ceintures de radiations d’électrons de Jupiter interne à Io”, Manuscrit de thèse de l’Ecole Nationale Supérieure de l’Aéronautique et de l’Espace, Toulouse, France.

Santos Costa et al., 2001
Santos Costa D., R. Sault, S. Bourdarie, D. BOscher, S. Bolton, R. Thorne, Y. Leblanc, G. Dulk, S. Levin et S. Gulkis (2001), “Synchrotron emission images from three-dimensional modeling of the Jovian electron radiation belts”, *Adv. Space Res.*, 28(6), 915-918, doi: 10.1016/S0273-1177(01)00527-0.

Santos Costa et al., 2003
Santos Costa D., M. Blanc, S. Maurice et J.S. Bolton (2003), “Modeling the electron and proton radiation belts of Saturn”, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(20), 2059, doi:10.1029/2003GL017972.

Saur et al., 2008
Saur J., N. Schilling, F.M. Neubauer, D.F. Strobel, S. Simon, M.K. Dougherty, C.T. Russell et R.T. Pappalardo (2008), “Evidence for temporal variability of Enceladus' gas jets: Modeling of Cassini observations”, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L20105, doi:10.1029/2008GL035811.

Scarf et al., 1982
Scarf F.L., D.A. Gurnett, W.S. Kurth et R.L. Poynter, “Voyager 2 Plasma Wave Observations at Saturn”, *Science*, 215(4532), 587-1982, doi: 10.1126/science.215.4532.587.

Schippers, 2009
Schippers P. (2009), “Etude de l'équilibre et de la circulation des populations d'électrons dans la magnétosphère de Saturne à l'aide des données multi-instrumentales de la sonde Cassini-Huygens”, Manuscrit de thèse de l’Université de Toulouse, Toulouse, France.

Schultz et Lanzerotti, 1974
Schulz, M. et M.J. Lanzerotti (1974), “Particle diffusion in the radiation belts”, in *Physics and Chemistry in Space*, vol. 7, Springer Verlag, New York.

Shemansky et Liu, 2009
Shemansky D. E. et X. Liu (2009), “Saturn upper atmospheric structure from
Cassini EUV/FUV occultations”, *Planet. Space Sci.*, under review.

Sicard, 2004
Sicard, A. (2004), “Modélisation des ceintures de radiations d’électrons et d’ions de Jupiter”, Manuscrit de these de l’Ecole Nationale Supérieure de l’Aéronautique et de l’Espace, Toulouse, France.

Sicard et Bourdarie, 2004
Sicard A. et S. Bourdarie (2004), “Physical Electron Belt Model from Jupiter’s surface to the orbit of Europa”, *J. Geophys. Res.*, *109*, A02216, doi:10.1029/2003JA010203.

Sicard et al., 2004
Sicard A., S. Bourdarie, N. Krupp, A. Lagg, D. Boscher, D. Santos-Costa, E. Gerard, P. Galopeau, S. Bolton, R. Sault et D.J. Williams (2004), “Long-term dynamics of the inner Jovian electron radiation belts”, *Adv. Space Res.*, 33(11), 2039-2044, doi:10.1016/j.asr.2003.04.053.

Simpson et al., 1980

Simpson J. A., T.S. Bastian, D.L. Chenette, R.B. McKibben et K.R. Pyle (1980), "The trapped radiations of Saturn and their absorption by satellite and rings", *J. Geophys. Res.*, *85*, 5731-5762, doi:10.1029/JA085iA11p05731.

Smith et al., 1980
Smith E.J., L. Davis JR., D.E. Jones, P.J. Coleman JR., D.S. Colburn, P. Dyal et C.P. Sonett (1980), "Saturn's magnetic field and magnetosphere", *Science*, 207(4429), 407-410, doi: 10.1126/science.207.4429.407.

Smith et al., 2010
Smith H.T., R.E. Johnson, M.E. Perry, D.G. Mitchell, R.L. McNutt et D.T. Young (2010), "Enceladus plume variability and the neutral gas densities in Saturn's magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, 115, A10252, doi:10.1029/2009JA015184.

Srama et al., 2004
Srama R., T.J. Ahrens, N. Altobelli, S. Auer, J.G. Bradley, M. Burton, V.V. Dikarev, T. Economou, H. Fechtig, M. Gorlich, M. Grande, A. Graps, E. Grün, O. Havnes, S. Helfert, M. Horanyi, E. Igenbergs, E.K. Jessberger, T.V. Johnson, S. Kempf, A.V. Krivov, H. Kruger, A. Mocker-Ahlreep, G. Moragas-Klostermeyer, P. Lamy, M. Landgraf, D. Linkert, G. Linkert, F. Lura, J.A.M. McDonnell, D. Mohlmann, G.E. Morfill, M. Muller, M. Roy, G. Schafer, G. Schlotzhauer, G.H. Schwehm, F. Spahn, M. Stubig, J. Svestka, V. Tschernjawski, A.J. Tuzzolino, R. Wasch et H.A. Zook (2004). "The Cassini Cosmic Dust Analyzer". *Space Sci. Rev.*, 114(1-4), 465–518, DOI: 10.1007/s11214-004-1435-z.

Sremčević et al., 2007
Sremčević M., J. Schmidt, H. Salo, M. Seiss, F. Spahn et N. Albers (2007), "A belt of moonlets in Saturn's A ring", *Nature*, 449, 1019-1021, doi :10.1038/nature06224.

Stix, 1962
Stix T. (1962), "The Theory of Plasma Waves", McGraw-Hill, New York.

Stone et al., 1977
Stone E.C., R.E. Vogt, F.B. McDonald, B.J. Teegarden, J.H. Trainor, J.R. Jokipii et W.R. Webber (1977), "Cosmic ray investigation for the Voyager missions: Energetic particle studies in the outer heliosphere - and beyond", *Space Sci. Rev.*, 21, 355-376, doi: 10.1007/BF00211546.

T

Tang et Summers, 2012
Tang R. et D. Summers (2012), "Energetic electron fluxes at Saturn from Cassini observations", *J. Geophys. Res.*, 117, A06221, doi:10.1029/2011JA017394.

Tao et al., 2010
Tao X., R.M. Thorne, R.B. Horne, S. Grimald, C.S. Arridge, G.B. Hospodarsky, D.A. Gurnett, A.J. Coates et F.J. Crary (2010), "Excitation of electron cyclotron harmonic waves in the inner Saturn magnetosphere within local plasma injections", *J. Geophys. Res.*, 115, A12204, doi:10.1029/2010JA015598.

Thomsen et Van Allen, 1980
Thomsen M. F. et J.A. Van Allen (1980), "Motion of Trapped Electrons and Protons in Saturn's Inner Magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, 85(A11), 5831–5834, doi:10.1029/JA085iA11p05831.

Tiscareno et al., 2006
Tiscareno M.S., J.A. Burns, M.M. Hedmann, C.C. Porco, J.W. Weiss, L. Dones, D.C. Richardson et C.D. Murray (2006), "100-metre-diameter moonlets in Saturn's A ring from observations of 'propeller' structures", *Nature*, 440, 648-650, doi:10.1038/nature04581.

***Tokar et al.*, 2006**
Tokar R.L., R.E. Johnson, T.W. Hill, D.H. Pontius, W.S. Kurth, J.F. Crary, D.T. Young, M.F. Thomsen, D.B. Reisenfeld, A.J. Coates, G.R. Lewis, E.C. Sittler et D.A. Gurnett (2006), "The Interaction of the Atmosphere, of Enceladus with Saturn's Plasma", *Science*, 311, 1409, doi:10.1126/science.1121061.

***Tsyganenko*, 1998**
Tsyganenko N. A. (1998), "Modeling of twisted/warped magnetospheric configurations using the general deformation method", *J. Geophys. Res.*, 103(A10), 23,551–23,563, doi:10.1029/98JA02292.

***Tsyganenko*, 2002a**
Tsyganenko N. A. (2002a), "A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 1. Mathematical structure", *J. Geophys. Res.*, 107, 1179, doi:10.1029/2001JA000219.

***Tsyganenko*, 2002b**
Tsyganenko N. A. (2002b), "A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 2. Parameterization and fitting to observations", *J. Geophys. Res.*, 107, 1176, doi:10.1029/2001JA000220.

V

***Vacaresse*, 1999**
Vacaresse, A. (1999), "Contribution à l'élaboration de modèles de référence des ceintures de radiations terrestres", Manuscrit de thèse de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France.

***Van Allen*, 1983**
Van Allen J. A. (1983), "Absorption of Energetic Protons by Saturn's Ring G", *J. Geophys. Res.*, 88(A9), 6911–6918, doi:10.1029/JA088iA09p06911.

***Van Allen et Grosskreutz*, 1989**
Van Allen J.A. et C.L. Grosskreutz (1989), "Relativistic Electrons in Saturn's Inner Magnetosphere and an Estimate of Their Synchrotron Emission", J. Geophys. Res., 94(A7), 8731–8738, doi:10.1029/JA094iA07p08731.

***Van Allen et Randall*, 1985**
Van Allen J.A. et B.A. Randall (1985), "Interplanetary Cosmic Ray Intensity: 1972-1984 and Out to 32 AU", *J. Geophys. Res.*, 90(A2), 1399–1412, doi:10.1029/JA090iA02p01399.

***Van Allen et al.*, 1980**
Van Allen J.A., B.A. Randall et M.F. Thomsen (1980), "Sources and sinks of energetic electrons and protons in Saturn's magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, *85*, A11, 5679-5694, doi:10.1029/JA085iA11p05679.

W

***Waite et al.*, 2004**
Waite J.H, W.S. Lewis, W.T. Kasprzak, V.G. Anicich, B.P. Block, T.E. Cravens, G.G Fletcher, W.H. Ip, J ?G ? Luhmann, R.L. McNutt, H.B. Niemann, J.K. Parejko, J.E. Richards, R.L. Thorpe, E.M. Walter et R.V. Yelle (2004), "The Cassini Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS) Investigation", *Space Sci. Rev.*, 114, 113-231, doi :10.1007/s11214-004-1408-2.

***Walt*, 1971**
Walt M. (1971), "Radial diffusion of trapped particles and some of its consequences", *Rev. Geophys.*, 9(1), 11–25, doi:10.1029/RG009i001p00011.

***Walt*, 1994**
Walt M. (1994), "Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation", 1st ed., Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.

***Wu*, 1966**
Wu, T.-Y. (1966), "Kinetic Equations of Gases and Plasma", Addition Wesley Ser. In *Adv. Phys.*,Addison-Wesley-Longman, Reading, Mass.

Y

***Young et al.*, 2004**
Young D. T., J.J. Berthelier, M. Blanc, J.L. Burch, A.J. Coates, R. Goldstein, M. Grande, T.W. Hill, R.E. Johnson, V. Kelha, D.J. McComas, E.C. Sittler, K.R. Svenes, K. Szegö, P. Tanskanen, K. Ahola, D. Anderson, S. Bakshi, R.A. Baragiola, B.L. Barraclough, R.K. Black, S. Bolton, T. Booker, R. Bowman, P. Casey, F.J. Crary, D. Delapp, G. Dirks, N. Eaker, H. Funsten, J.D. Furman, J.T. Gosling, H. Hannula, C. Holmlund, H. Huomo, J.M. Illiano, P. Jensen, M.A. Johnson, D.R. Linder, T. Luntama, S. Maurice, K.P. McCabe, K. Mursula, B.T. Narheim, J.E. Nordholt, A. Preece, J. Rudzki, A. Ruitberg, K. Smith, S. Szalai, M.F. Thomsen, K. Viherkanto, J. Vilppola, T. Vollmer, T.E. Wahl, M. Wüest, T. Ylikorpi et C. Zinsmeyer (2004), "Cassini Plasma Spectrometer Investigation", *Space Sci. Rev.*, 114(1-4), 1-112, doi: 10.1007/s11214-004-1406-4.

Z

Zarka, 2004
Zarka P. (2004), "Radio and plasma waves at the outer planets", Adv. Space Res., 33 (11), 2045-2060, doi:10.1016/j.asr.2003.07.055.

Zarka et Kurth, 2005
Zarka P., et W.S. Kurth (2005), "Radio wave emission from the Outer Planets before Cassini", dans "The Outer Planets and their Moons", T. Encrenaz, R. Kallenbach, T. C. Owen et C. Sotin eds., ISSI *Space Science Series* (reprinted from *Space Sci. Rev.*, 116, 1-2), pp. 371-397, Springer, The Netherlands, doi:10.1007/s11214-005-1962-2.

***Zarka et Pedersen*, 1983**
Zarka P. et B.M. Pedersen (1983), "Statistical Study of Saturn Electrostatic Discharges", *J. Geophys. Res.*, 88(A11), 9007–9018, doi:10.1029/JA088iA11p09007.

***Zebker et al.*, 1985**
Zebker H. A., E.A. Marouf et G.L. Tyler (1985), "Saturn's rings: Particle size distributions for thin layer models", *Icarus, 64*, 531-548, doi:10.1016/0019-1035(85)90074-0.

Références personnelles

Publications

***Lorenzato et al.*, 2012**
Lorenzato L., A. Sicard, et S. Bourdarie (2012), "A physical model for electron radiation belts of Saturn", *J. Geophys. Res.*, 117, A08214, doi:10.1029/2012JA017560.

Présentations

Présentations Orales

Lorenzato L., A. Sicard-Piet, S. Bourdarie (2012), "A Physical Model of Electron Radiation Belts of Saturn", *European Planetary Science Congress (EPSC)*, EPSC Abstract : Vol. 7 EPSC2012-196 2012, **présentation invitée**.

Lorenzato L., A. Sicard-Piet, et S. Bourdarie (2012), "A Physical Model of Electron Radiation Belts of Saturn", *European Geosciences Union (EGU)*, Geophysical Research Abstracts : Vol. 14 EGU2012-2597.

Lorenzato L., A. Sicard-Piet, et S. Bourdarie (2011), "A Physical Model of Electron Radiation Belts of Saturn", *European Planetary Science Congress - Division for Planetary Science (EPSC - DPS Joint Meeting)*, EPSC Abstract : Vol. 6 EPSC-DPS2011-155, **présentation invitée**.

Présentations Posters

Lorenzato L., A. Sicard-Piet, et S. Bourdarie (2010), "Salammbo : A Physical Model for Radiation Belts of Giant Planets", *European Planetary Science Congress (EPSC)*, EPSC Abstract : Vol. 5 EPSC2010-115.