

# THÈSE

présentée en vue de  
l'obtention du titre de

**DOCTEUR**

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE  
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

**ÉCOLE DOCTORALE : Sciences de l'univers, de l'environnement et de l'espace**

**SPÉCIALITÉ : Astrophysique, planétologie, sciences et techniques spatiales**

par

**Angélica SICARD**

**Modélisation des ceintures de radiation d'électrons et d'ions de Jupiter**

Soutenue le 4 octobre 2004 devant le jury :

<b>MM.</b>	<b>H.</b>	<b>RÈME</b>	<b>Président</b>
	<b>S.</b>	<b>BOURDARIE</b>	<b>Directeur de thèse</b>
	<b>D.</b>	<b>DEL COURT</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>Mme</b>	<b>R.</b>	<b>PRANGÉ</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>Mlle</b>	<b>M.</b>	<b>ROMÉRO</b>	



## Remerciements

Cette thèse n'aurait jamais pu aboutir sans le soutien et les conseils de plusieurs personnes que je tiens tout particulièrement à remercier :

Tout d'abord Sébastien, qui m'a épaulée tout au long de ces trois années. Le succès de cette thèse est en grande partie grâce à lui car il a su me pousser en avant et me remotiver lorsque les résultats n'étaient pas ceux escomptés. De part ses qualités scientifiques, il a toujours su trouver des nouvelles idées pour aller de l'avant dans nos réflexions et essayer de toujours mieux comprendre le vaste domaine des ceintures de radiation. Ce travail de thèse a réellement été un travail d'équipe où la motivation de l'un entraînait celle de l'autre. A ma grande satisfaction cette collaboration n'est pas encore terminée...

Daniel, que je qualifie de grand sage au DESP qui, de par son expérience, a largement contribué à l'enrichissement de mes connaissances. Je me souviendrai longtemps encore des grandes discussions et débats scientifiques sur le pourquoi du comment des résultats obtenus. Contrairement à quelques données de satellite, je pense que l'encadrement dont j'ai bénéficié grâce à cette équipe de choc, est d'une qualité exemplaire.

Manola Romero et Magdeleine Dinguirard, pour m'avoir accueillie au sein du Département Environnement Spatial et pour m'avoir soutenue tout au long de la thèse.

Renée Prangé et Dominique Delcourt, pour avoir consacré un peu de leur temps à la lecture de mon manuscrit en acceptant d'en être rapporteur. Merci aussi à Henri Rème et Manola Roméro pour avoir accepté de faire partie du jury et apporté un regard critique sur mes travaux.

J'aimerais aussi remercier très sincèrement tous les DESPiens pour leur accueil chaleureux et pour la bonne ambiance qui règne au quotidien. Chacun d'entre eux m'a apporté une petite part de bonheur qui a contribué à la réussite de cette thèse. Je fais un clin d'œil tout particulier à ma collègue de bureau préférée, qui a toujours été présente dans les bons comme dans les moins bons moments. Je pense aussi à mes deux confidents du rez-de-chaussée, qui malgré les apparences sont toujours à l'écoute d'une âme en peine. Je n'oublie pas mes entraîneurs sportifs qui se reconnaîtront, ainsi que notre mère à tous, l'incontournable Jacqueline.

Enfin, un remerciement, beaucoup plus personnel, à ma famille, pour m'avoir soutenue pendant toutes ces années de longues études. Merci à mes parents et à mon petit mari d'avoir été présents et de m'avoir épaulée le jour de la soutenance. Le bonheur perçu dans vos yeux est la plus belle des récompenses.



# Tables des matières

<b>RESUME</b> .....	<b>7</b>
<b>GLOSSAIRE</b> .....	<b>9</b>
<b>INTRODUCTION</b> .....	<b>17</b>
<b>CHAPITRE I : JUPITER ET SON ENVIRONNEMENT</b> .....	<b>21</b>
I.1 JUPITER : PLANETE, SATELLITES ET SYSTEMES D'ANNEAUX .....	21
I.1.1 <i>Jupiter, une planète géante</i> .....	21
I.1.2 <i>Jupiter et ses satellites</i> .....	22
I.1.3 <i>Les anneaux de poussières</i> .....	23
I.2 LA MAGNETOSPHERE JOVIENNE .....	26
I.2.1 <i>Description</i> .....	26
I.2.2 <i>Les ceintures de radiation</i> .....	27
I.2.3 <i>L'ionosphère, la plasmasphère de Jupiter et le tore de Io</i> .....	29
I.3 LE CHAMP MAGNETIQUE.....	30
I.3.1 <i>Modèles de champ magnétique de 1 à 6 R<sub>J</sub></i> .....	30
I.3.2 <i>Modèles de champ magnétique au-delà de 6 R<sub>J</sub></i> .....	33
<b>CHAPITRE II : LES OBSERVATIONS DES CEINTURES DE RADIATION DE JUPITER..</b>	<b>41</b>
II.1 OBSERVATIONS IN-SITU.....	41
II.1.1 <i>Pioneer 10 et 11</i> .....	43
II.1.2 <i>Galileo Probe</i> .....	44
II.1.3 <i>Galileo Orbiter</i> .....	46
II.2 OBSERVATIONS RADIO ASTRONOMIQUES : RAYONNEMENT SYNCHROTRON .....	47
II.2.1 <i>L'émission synchrotron de Jupiter</i> .....	47
II.2.2 <i>Variations de la densité de flux non-thermique avec <math>\lambda_{III}</math>(CML)</i> .....	47
II.2.3 <i>Variations à long terme de la densité de flux de l'émission synchrotron</i> .....	49
II.2.4 <i>Images 2D des ceintures de radiation de Jupiter</i> .....	50
II.2.5 <i>Modèle d'imagerie synchrotron</i> .....	53
II.3 OBSERVATIONS DES RAYONS X.....	63
II.3.1 <i>Formation des rayons X</i> .....	63
II.3.2 <i>Application à Jupiter</i> .....	64
II.4 BILAN SUR LES OBSERVATIONS DES CEINTURES DE RADIATION JOVIENNES.....	64
<b>CHAPITRE III : MODELISATION DES CEINTURES DE RADIATION DE JUPITER.....</b>	<b>67</b>
III.1 THEORIE DU MOUVEMENT, INVARIANTS ADIABATIQUE .....	67
III.1.1 <i>Premier Invariant adiabatique</i> .....	69
III.1.2 <i>Deuxième Invariant adiabatique</i> .....	70
III.1.3 <i>Troisième Invariant adiabatique</i> .....	71

III.2 CODE SALAMMBO ET EQUATIONS DE DIFFUSION .....	74
III.2.1 Equation de diffusion, cas général .....	74
III.2.2 Cas des électrons .....	76
III.2.3 Cas des protons .....	78
III.2.4 Cas des ions lourds .....	80
III.3 DESCRIPTION DES PROCESSUS PHYSIQUES .....	82
III.3.1 Interaction coulombienne avec les milieux denses .....	83
III.3.2 Echange de charge avec l'atmosphère .....	85
III.3.3 Interaction nucléaire inélastique avec l'atmosphère .....	87
III.3.4 Interaction avec les satellites naturels .....	89
III.3.5 Interaction avec les poussières des anneaux .....	94
III.3.6 Interaction ondes-particules .....	106
III.3.7 Le rayonnement synchrotron .....	106
III.3.8 La diffusion radiale .....	107
III.4 SYNTHÈSE DES PROCESSUS PHYSIQUES .....	107
III.4.1 Cas des poussières des anneaux non chargées, faible densité .....	108
III.4.2 Cas des poussières des anneaux non chargées, forte densité .....	109
III.4.3 Cas des poussières des anneaux chargées, forte densité .....	110
<b>CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSIONS .....</b>	<b>113</b>
IV.1 DISCUSSION SUR LES PARAMETRES D'ENTREE DE SALAMMBO .....	113
IV.1.1 Modèle d'anneaux .....	113
IV.1.2 Rôle des satellites Io et Europe .....	118
IV.2 RESULTATS SALAMMBO .....	122
IV.2.1 Résolution numérique de l'équation de diffusion .....	122
IV.2.2 Distribution spatiale des particules des ceintures de radiation .....	124
IV.2.3 Comparaison avec le modèle de Divine et Garrett [1983] .....	128
IV.2.4 Validation du modèle électron .....	129
IV.2.5 Validation de modèles protons et Hélium .....	141
IV.3 ANALYSE DES MESURES EN VOL GRACE A SALAMMBO .....	143
IV.3.1 Pioneer .....	143
IV.3.2 EPI (Galileo Probe) .....	144
IV.4 UN NOUVEAU MODELE : JEREMI .....	146
IV.4.1 Avantages et inconvénients des modèles existants .....	147
IV.4.2 Comparaison avec les observations .....	148
IV.4.3 Estimation du flux d'électrons le long de la trajectoire d'une sonde .....	151
<b>CONCLUSION .....</b>	<b>157</b>
<b>PERSPECTIVES .....</b>	<b>157</b>
<b>ANNEXE .....</b>	<b>159</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>163</b>

## Résumé

Dans les années 50, James Van Allen démontra l'existence de régions de la magnétosphère terrestre constituées de particules énergétiques, piégées par le champ magnétique : les ceintures de radiation. Ces particules provoquent des dégâts considérables et parfois irréversibles sur les systèmes embarqués à bord des satellites qui traversent cette région de la magnétosphère.

Les ceintures de radiation de la Terre ont fait l'objet de nombreux travaux de modélisation et sont étudiées depuis des années au Département Environnement SPatial (DESP) de l'ONERA. En 1998, le DESP a décidé d'adapter le modèle de ceintures de radiation de la Terre, Salammbô, au cas de Jupiter, qui possède également des ceintures de radiation. Une première thèse a donc été effectuée sur le sujet et un premier modèle de ceintures de radiation d'électrons de Jupiter a été développé [Santos-Costa, 2001].

Le but de cette thèse était, dans un premier temps, d'améliorer le modèle de ceintures de radiation d'électrons joviens déjà existant et d'étendre le modèle au cas des protons et des ions énergétiques. Plusieurs améliorations ont tout d'abord été effectuées sur le modèle de ceintures de radiation d'électrons, notamment en ce qui concerne la modélisation du champ magnétique jovien et la condition limite du modèle. De plus ce modèle a été étendu spatialement, de l'orbite du satellite Io jusqu'à l'orbite d'Europe. Puis, sur la base du modèle d'électrons, un modèle de ceintures de radiation de protons et d'ions Hélium a vu le jour.

Afin de valider les modèles (électrons, protons et ions Hélium), les résultats obtenus ont été comparés aux différentes observations disponibles : les mesures in-situ des sondes interplanétaires (Pioneer, Galileo) ainsi que les observations radio-astronomiques (images du rayonnement synchrotron). Les différentes comparaisons montrent un très bon accord entre les résultats de Salammbô et les observations, quel que soit le type de particule considéré (électrons, protons ou ions lourds). De plus, étudier différents types de particules, nous a permis d'affiner le modèle en ajoutant des contraintes et d'obtenir ainsi de meilleurs résultats comparés aux différentes observations disponibles.



# Glossaire

$\vec{A}$	potentiel vecteur
$A_j$	masse atomique de l'élément j
$A_{Al}$	masse atomique de l'Aluminium
a	rayon des particules constituant les poussières des anneaux
$a_0$	rayon minimum des particules constituant les poussières des anneaux
$a_1, a_2$	paramètres permettant de calculer les fonctions d'Euler du modèle de champ magnétique de Khurana
$\alpha, \alpha_{eq}, \alpha_l$	angle d'attaque, angle d'attaque équatorial, angle d'attaque local
$\alpha_m$	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
$\alpha_G$	ascension droite du point G (méridien 0 de Jupiter : $\lambda_{III} = 0^\circ$ )
$\alpha_S$	ascension droite du Soleil
$\vec{B}$	champ magnétique
$\hat{B}$	vecteur unité dans la direction de $\vec{B}$
$\vec{B}_{int}, \vec{B}_{ext}$	champ magnétique interne et champ magnétique externe
$\vec{B}_{magnetodisque}$	champ magnétique dû au disque de courant
$B = \ \vec{B}\ $	intensité du champ magnétique local
$B_0$	intensité du champ magnétique à l'équateur à 1 rayon jovien
$B_{eq}$	intensité du champ magnétique équatorial
$B_H, B_V$	composantes verticale et horizontale du champ magnétique
$B_m$	intensité du champ magnétique au point miroir
$B_{\rho inf}, B_{z inf}$	composantes cylindriques du champ magnétique externe dans le cas d'un feuillet de courant infini (modèle de Connerney)

$B_{\rho \text{ fini}}, B_{z \text{ fini}}$	composantes cylindriques du champ magnétique externe dans le cas d'un feuillet de courant fini (modèle de Connerney)
$B_{\rho \text{ ext}}, B_{\phi \text{ ext}}, B_{z \text{ ext}}$	composantes cylindriques du champ magnétique externe dans le cas du modèle de Khurana
$(B_r, B_{\theta}, B_{\phi})$	composantes sphériques du champ magnétique
$\beta_i^2 = \frac{\alpha_i(\alpha_i + 2)}{(\alpha_i + 1)^2}$	variable définie en fonction de $\alpha_i$
$C_1, C_2, C_3, C_4$	paramètres permettant de calculer les fonctions d'Euler du modèle de champ magnétique de Khurana
$c$	célérité de la lumière
$D$	épaisseur des anneaux
$D$	demi-épaisseur du disque de courant dans le modèle de champ magnétique de Connerney
$D_E$	déclinaison magnétique de la Terre par rapport au plan équatorial de Jupiter
$D_{Ji}, D_{Jij}$	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
$D_1, D_2$	paramètres permettant de calculer les fonctions d'Euler du modèle de champ magnétique de Khurana
$\left(\frac{dE}{dl}\right)_{\text{anneaux}}$	pouvoir de ralentissement des particules chargées par interaction avec les poussières des anneaux
$\frac{dE_c}{dt}$	terme général de friction en énergie
$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{synch}}$	terme de friction en énergie induit par le rayonnement synchrotron
$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{coulomb}}$	terme de friction en énergie induit par les collisions élastiques
$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{anneaux}}$	terme de friction en énergie induit par le système d'anneaux

$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{libres}}$	terme de friction en énergie induit par les interactions coulombiennes avec les électrons liés des atomes et molécules de l'atmosphère
$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{liés}}$	terme de friction en énergie induit par les interactions coulombiennes avec les électrons libres des plasmas froids
$\frac{d\phi_m}{dt}$	vitesse de dérive magnétique
$\Delta x$	variation élémentaire du cosinus de l'angle d'attaque
$\vec{E}$	vecteur champ électrique
$E_0$	énergie au repos de la particule
$E_{0e}, E_{0p}, E_{0i}$	énergie au repos d'un électron, d'un proton et d'un ion
$E_x, E_y$	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
$\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi$	vecteurs unités des coordonnées sphériques
$e$	charge élémentaire
$\epsilon_0$	permittivité du vide
$\epsilon_v$	émissivité d'une source radio
$\vec{F}$	force de Lorentz
$f$	fonction de distribution
$f_1, f_2, \dots, f_n$	fonction de distribution liée à l'état de charge de l'ion (de 1 à n)
$f_{\text{He}^+}, f_{\text{He}^{2+}}$	fonction de distribution des ions $\text{He}^+$ et $\text{He}^{2+}$
$f, g$	fonction d'Euler dans le modèle de champ magnétique de Khurana
$f_r$	fraction des particules perdues par unité de temps au cours de la rencontre d'un satellite avec la coquille de dérive ( $\alpha_{\text{eq}}, L$ )
$G$	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

$1/\Gamma_{\text{lunes}}, 1/\Gamma_{\text{anneaux}}$	termes d'absorption liés aux lunes et aux anneaux joviens
$\left(\frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}}\right)_{\text{ioni/exci}}$	terme d'absorption par ionisation et excitation des particules chargées dans les anneaux
$\left(\frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}}\right)_{\text{nucléaire}}$	terme d'absorption par interaction nucléaire des particules chargées avec les poussières des anneaux
$1/\Gamma_{\text{IntNuc}}$	terme d'absorption lié aux interactions nucléaires
$\Gamma_{10}, \Gamma_{12}, \Gamma_{21}, \Gamma_{32}, \Gamma_{n-1,n}$	coefficients d'échange de charge
$\gamma$	facteur relativiste ou facteur de Lorentz
$H_n^m, h_n^m$	coefficient de Schmidt
$\hbar$	constante de Planck réduite
$I$	invariant intégral
$I_{\text{ex}}$	potentiel moyen d'excitation
$I_{\nu}$	intensité de l'émission d'une source radio
$J_0, J_1$	fonction de Bessel
$J_1, J_2, J_3$	invariants associés aux trois mouvements périodiques
$J_y$	jansky
$j_{\alpha}$	flux différentiel unidirectionnel
$k$	constante de Boltzmann
$k$	constante de propagation des ondes
$L$	paramètre de McIlwain
$\lambda_{\text{III}}(\text{CML})$	longitude magnétique dans le système III
$\lambda$	longueur d'onde
$\lambda$	latitude jovigraphique
$\lambda_D$	longueur d'onde de Debye
$\lambda_m$	latitude magnétique
$M$	moment magnétique relativiste

---

$m$	masse totale relativiste de la particule
$m_0, m_{0i}$	masse au repos de la particule $i$
$m_e, m_p, m_{He}$	masse totale relativiste d'un électron, d'un proton et d'un Hélium
$m_{atome}$	masse d'un atome d'Aluminium
$\mu$	moment magnétique
$\mu_0 I_0$	constante utilisée dans le calcul du champ magnétique du modèle de Connerney
$N_A$	nombre d'Avogadro
$N_j, n_j$	densité volumique de l'élément $j$
$N_{Pixel}$	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
$\nu$	fréquence d'observation
$\nu_c$	fréquence de coupure
$\nu_0$	valeur asymptotique de la vitesse des ondes
$\Omega_B$	angle solide sous lequel le rayonnement synchrotron est perçu depuis la Terre
$d\Omega$	angle solide élémentaire
$\Omega_j$	vitesse angulaire de rotation de Jupiter (rad/s)
$\omega_{lune}$	vitesse angulaire de rotation des lunes
$\omega_r$	vitesse relative des particules par rapport au mouvement d'un satellite
$\omega_{rot}, \omega_{rev}$	vitesse angulaire de rotation et de révolution de Jupiter ( $^\circ$ /jour)
$P_n^m$	polynômes de Schmidt
$\langle P \rangle$	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
$p, q, D_2$	paramètres permettant de calculer les fonctions d'Euler du modèle de champ magnétique de Khurana
$\Phi$	flux magnétique ou troisième invariant
$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$	variables angles associées aux trois mouvements périodiques
$\phi, \varphi$	longitude jovigraphique
$\varphi_T$	longitude du tilt du dipôle
$\psi$	angle de déflexion
$q$	charge de la particule
$R_0, R_1$	limite interne et externe du disque de courant dans le modèle de champ magnétique de Connerney
$R_j$	rayon jovien
$\vec{r}$	vecteur position d'un point
$r$	distance radiale
$r_x, r_y, r_z$	composantes cartésiennes de $\vec{r}$
$r_g$	rayon de giration
$r_{01}$	paramètres permettant de calculer les fonctions d'Euler du modèle de champ magnétique de Khurana
$\rho, \varphi, z$	coordonnées cylindriques
$\hat{\rho}, \hat{\varphi}, \hat{z}$	vecteurs unités des coordonnées cylindriques
$\rho_{Al}$	densité massique de l'Aluminium
$\rho_0$	distance effective au-delà de laquelle le délai de propagation des ondes est significatif
$\rho_{02}, \rho_{03}$	paramètres permettant de calculer les fonctions d'Euler du modèle de champ magnétique de Khurana
$S, S_{\text{émission}}$	surface de l'émission synchrotron sur les images 2D

---

$S_{\text{Pixel}}$	surface d'un pixel de l'image synchrotron 2D
$S_v$	flux de densité d'une source radio
$\sigma(\Omega)$	section efficace différentielle de collision élastique
$\sigma_i$	section efficace de l'élément $i$
$T_B$	température de brillance
$(T_B)_H, (T_B)_V$	température de brillance en polarisation horizontale et verticale
$t$	temps
$\tau_b$	période de rebond
$\tau_d$	période de dérive
$\tau_g$	période de giration
$\tau_p$	profondeur « particulière »
$\tau_{\perp}$	épaisseur optique
$\theta$	colatitude jovigraphique
$\theta_0, \varphi_0$	orientation du disque de courant du modèle de champ magnétique de Connerney par rapport au système III
$\theta_m$	colatitude magnétique
$\theta_T$	angle d'inclinaison du tilt du dipôle
UA	unité astronomique
$\vec{V}$	potentiel magnétique
$V_{\text{int}}$	potentiel magnétique du au champ magnétique interne
$V_{\text{ext}}$	potentiel magnétique du 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
$v_p$	vitesse d'un proton

---

$V_{\text{He}}$	vitesse d'un ion Hélium
$V_{\perp}, V_{\parallel}$	composantes perpendiculaire et parallèle au champ magnétique de la vitesse de la particule
$x_{\text{eq}}$	cosinus de l'angle d'attaque équatorial ( $\cos \alpha_{\text{eq}}$ )
$x_0$	distance à partir de laquelle le disque de courant n'est plus parallèle à l'équateur magnétique (modèle de champ magnétique de Khurana)
$x_{\text{III}}, y_{\text{III}}, z_{\text{III}}$	coordonnées jovigraphiques (système III)
$x_{\text{JSO}}, y_{\text{JSO}}, z_{\text{JSO}}$	coordonnées jovicentriques lié au Soleil (JSO)
$y_l, y$	sinus de l'angle d'attaque local ( $\sin \alpha_l$ )
$y_{\text{eq}}$	sinus de l'angle d'attaque équatorial ( $\sin \alpha_{\text{eq}}$ )
$Z_j$	numéro atomique de l'élément j
$z$	état de charge de la particule
$z_{\text{cs}}$	distance entre le disque de courant et l'équateur magnétique dans le modèle de champ magnétique de Khurana
$\langle \dots \rangle$	moyenne sur une coquille de dérive

# Introduction

Depuis les années 60, la conquête spatiale se poursuit et avance à pas de géant. De nombreux satellites sont aujourd'hui en orbite autour de la Terre et plusieurs sondes ont déjà été envoyées vers des planètes plus lointaines, afin d'accroître nos connaissances sur le système solaire. On se souvient notamment des sondes Pioneer et Voyager, lancées dans les années 70, qui sont passées au voisinage de deux planètes géantes du système solaire : Jupiter et Saturne. Cependant, l'Espace ne se laisse pas facilement approcher. L'environnement spatial est un milieu hostile pour l'homme et pour les divers équipements d'un engin spatial. Qu'on se rappelle l'étonnement des pionniers de la recherche spatiale, Van Allen, Ray et McIlwain, lorsqu'ils ont découvert en 1958 que « l'espace était radioactif » selon leur propre expression. Ils venaient de découvrir les ceintures de radiation de la Terre : régions de la magnétosphère terrestre composées de particules chargées très énergétiques, piégées par le champ magnétique. Ces particules peuvent provoquer des dégâts considérables et parfois irréversibles sur les systèmes embarqués à bords des satellites.

Afin de mieux prévoir les risques et les prévenir, les ceintures de radiation de la Terre ont fait l'objet de nombreux travaux de modélisation (développement du code Salammbô) et sont étudiées depuis des années au Département Environnement SPatial (DESP) de l'ONERA. Depuis les années 70, les missions interplanétaires (Pioneer, Voyager, Ulysses, Galileo et Cassini/Huygens) ont permis de recueillir des données relatives à d'autres planètes, notamment Jupiter. En 1998, le DESP a décidé d'étendre le modèle Salammbô aux ceintures de radiation de Jupiter. L'objectif est non seulement de comprendre la physique des ceintures de radiation de Jupiter et de les comparer aux ceintures de radiation terrestres, 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.

En 2001, une première thèse a été soutenue sur les ceintures de radiation d'électrons de Jupiter. Un premier modèle de ceintures d'électrons joviens, de 1 à 6 R<sub>J</sub>, a donc été développé. Les résultats de cette première thèse étant très prometteurs, la présente thèse a été entreprise. Les principaux objectifs de cette thèse sont : (1) de perfectionner le modèle de ceintures de radiation d'électrons et de l'étendre au-delà de l'orbite du satellite Io ; (2) de développer un modèle de ceintures de radiation de protons et d'ions, sur la base du modèle d'électrons.

La modélisation des ceintures de radiation de Jupiter doit tout d'abord commencer par une introduction sur Jupiter et son environnement. La première partie du chapitre I est donc consacrée à la présentation de la planète Jupiter, ses satellites naturels et son système d'anneaux. Dans une deuxième partie, la gigantesque magnétosphère de Jupiter est décrite. Une brève comparaison avec la magnétosphère de la Terre est effectuée afin de faire ressortir les principales similitudes et différences de ces deux structures magnétiques. Les différentes composantes de la magnétosphère interne de Jupiter sont ensuite présentées : les ceintures de radiation, l'ionosphère, la plasmasphère et le tore de Io. La dernière partie de ce premier chapitre est consacrée au champ magnétique de Jupiter. Les différents modèles existants sont décrits, du plus simpliste, le champ dipolaire, aux modèles les plus complexes, composés d'un champ magnétique interne et d'un champ magnétique externe. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux modèles de champ magnétique complexes, indispensables pour étendre le modèle de ceintures de radiation d'électrons au-delà du satellite Io. En effet, au-

delà de 6 R<sub>J</sub> (orbite de Io), le modèle de champ magnétique dipolaire utilisé auparavant n'est plus valable.

Il est important d'avoir à disposition des observations indispensables pour valider tout modèle. Dans le cas de Jupiter, il existe plusieurs moyens d'observer les ceintures de radiation. Parmi ceux-ci, deux ont été particulièrement étudiés pendant la thèse : les observations in-situ, c'est-à-dire les données des différentes sondes qui traversent la magnétosphère interne de Jupiter et les observations radio-astronomiques obtenues depuis la Terre grâce aux différents télescopes. Ces deux types d'observations sont décrits dans le chapitre II. Après un bref récapitulatif des différentes sondes qui ont visité la magnétosphère interne de Jupiter (Pioneer 10 et 11, Voyager 1 et 2, Galileo Orbiter, et Galileo Probe) et de leur trajectoire, les détecteurs de particules énergétiques embarqués à bord des sondes Pioneer 10, Pioneer 11 et de la sonde Galileo sont présentés en détails. Les différentes espèces mesurées et les différentes gammes d'énergie des instruments sont décrites. La fiabilité des mesures disponibles et le problème d'identification des particules mesurées par les instruments sont discutés. Le deuxième moyen d'observer les ceintures de radiation de Jupiter sont les observations radio astronomiques, décrites dans la deuxième partie de ce chapitre. Dans un premier temps, les images à deux dimensions de l'émission synchrotron de Jupiter recueillies par le VLA (Very Large Array : Nouveau Mexique) sont présentées. Ces images radio sont le reflet de la distribution spatiale des électrons de la magnétosphère interne de Jupiter et suggère une distribution très particulière de cette population électronique. Outre les images 2D, les mesures de la densité de flux de l'émission synchrotron sont aussi présentées. Les variations de cette densité de flux, à court terme (en fonction du  $\lambda_{III}(CML)$ ) et à long terme sont décrites en détails. La partie suivante est consacrée au modèle d'imagerie synchrotron développé lors de la première thèse et amélioré au cours des présents travaux. Ce modèle permet la validation de Salammbô par comparaison avec les observations radio astronomiques. La description du modèle commence par la définition de quelques termes essentiels, tels que la densité de flux radio et la température de brillance. La méthode pour obtenir des images à deux dimensions de l'émission synchrotron est ensuite détaillée. Les applications du modèle synchrotron ont été ici étendues. Nous sommes désormais capables d'obtenir et de tracer les variations de la densité de flux de l'émission synchrotron en fonction de la longitude magnétique (« Beaming Curve »), à partir des images à deux dimensions. La méthode de calcul est détaillée dans ce chapitre. Outre les images à deux dimensions en intensité totale, le modèle d'imagerie synchrotron permet à présent d'obtenir des images de l'émission synchrotron à deux dimensions en polarisation linéaire. Dans la dernière partie de ce chapitre, après quelques rappels sur la définition de la polarisation, la méthode de calcul utilisée dans le modèle d'imagerie synchrotron pour obtenir des images en polarisation linéaire horizontale et verticale est décrite. Enfin dans une dernière partie, un troisième type d'observations des ceintures de radiation est présenté : le rayonnement X. Ce type d'observation n'a pas été utilisé pendant la thèse mais pourrait apporter des informations complémentaires dans le futur.

Toutes ces observations peuvent être reproduites si les distributions de particules piégées dans les ceintures de radiation sont connues. Or la physique des ceintures de radiation peut être reproduite en utilisant une théorie statistique. 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 III permet tout d'abord d'introduire les notions fondamentales du formalisme hamiltonien 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 d'une particule piégée dans un champ magnétique sont décrits. L'approche choisie dans le cadre de l'étude des ceintures de radiation de Jupiter à l'ONERA/DESP a été de développer un modèle physique dans un espace à trois dimensions (distance radiale, latitude et énergie), permettant de déterminer l'évolution temporelle de la fonction de distribution de ces particules en fonction de variables jugées déterminantes dans la dynamique des ceintures de radiation de Jupiter. La deuxième partie du chapitre III est consacrée à la description du modèle Salammbô et des équations de diffusion pour chaque type de particules étudié lors de la thèse : électrons, protons et ions Hélium. Le modèle physique des ceintures de radiation de Jupiter doit inclure tous les processus physiques qui vont perturber la distribution des particules énergétiques au cours de leur transport et ainsi donner forme aux ceintures de radiation. Dans une troisième partie, les différents processus physiques introduits dans Salammbô sont présentés de façon détaillée, pour chaque type de particules (électrons, protons et ions) : interaction coulombienne avec les milieux denses, échange de charge et interaction nucléaire avec l'atmosphère, interaction avec les satellites naturels et les poussières des anneaux et diffusion radiale. Le chapitre III se termine par une discussion concernant l'importance relative de ces processus physiques, suivant le type de particules considéré et la région de la magnétosphère interne de Jupiter étudiée.

Le chapitre IV présente, dans une première partie, l'ensemble des résultats des ceintures de radiation de Jupiter obtenus par le modèle Salammbô-3D pour les trois types de particules étudiés au cours de la thèse (électrons, protons et ions Hélium). Après la présentation de quelques cartographies de flux schématisant la distribution spatiale des particules énergétiques dans les ceintures de radiation, les résultats de Salammbô sont comparés aux différentes observations disponibles, en vue de la validation du modèle (mesures in-situ et observations radio astronomiques). Dans une deuxième partie, les paramètres d'entrée du modèle sont discutés. L'influence du modèle d'anneaux sur les résultats de Salammbô est tout d'abord analysée puis le rôle des satellites Io et Europe est présenté en détails. La troisième partie du chapitre IV est consacrée à l'analyse des mesures en vol grâce au modèle Salammbô. En effet, les résultats obtenus à partir de Salammbô vont permettre d'identifier plus précisément les particules mesurées par les différentes sondes lors de leurs passages dans les ceintures de radiation de Jupiter. Pour finir, les travaux de cette thèse ont permis de développer un modèle d'ingénierie des ceintures d'électrons de Jupiter destiné à fournir des spécifications d'environnement pour des missions futures. Ainsi, la dernière partie du chapitre IV présente ce modèle : JEREMI (Jovian Electron Radiation Environment Model for mission Investigation). Après une description de ce modèle, des comparaisons entre les résultats de JEREMI et les observations (mesures en vols et observations radio astronomiques) sont effectuées.

Finalement, une conclusion résume les avancées réalisées dans ce domaine et des perspectives pour le futur sont proposées.



# Chapitre I :

## Jupiter et son environnement

Nous allons ici rappeler les principales caractéristiques de l'environnement jovien. Celles-ci ont été largement décrites dans la thèse de Daniel Santos-Costa [2001]. Aussi, dans certains cas, elles seront rappelées brièvement. Quand cela s'avère crucial pour la suite des travaux, alors la description de l'environnement jovien sera détaillée.

### I.1 Jupiter : Planète, Satellites et système d'anneaux

#### I.1.1 Jupiter, une planète géante

Jupiter est la cinquième planète de notre système solaire, située entre Mars et Saturne (Figure I.1-1). Elle est la plus imposante planète, de par son volume, 1300 fois celui de la Terre, et de par sa masse, 318 fois plus élevée que celle de la Terre (Tableau I.1-1). Jupiter fait partie du groupe des Géantes (avec Saturne, Uranus et Neptune), c'est donc tout naturellement qu'elle s'est vue attribuer le nom du chef des dieux romains, dieu du ciel et de la lumière.

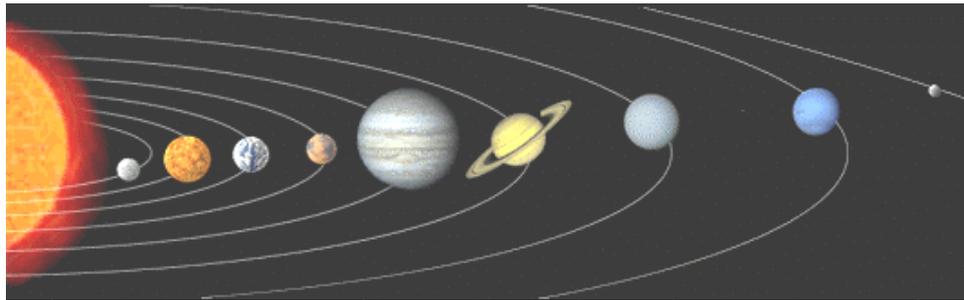


Figure I.1-1: Les neuf planètes de notre système solaire : Mercure, Vénus, la Terre, Mars, Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune et Pluton.

Située à environ 778 millions de kilomètres du Soleil (5,2 UA), elle met 11,86 années terrestres pour accomplir une révolution complète autour du Soleil, sur une orbite légèrement elliptique (excentricité  $e = 0,0483$ ) et inclinée de  $1,19^\circ$  sur le plan de l'écliptique. De plus, la rotation de Jupiter sur elle-même est si rapide, compte tenu de sa taille, (9h55 dans le système III) que la planète est aplatie au niveau des pôles. En effet son diamètre polaire est inférieur d'environ 6% à son diamètre équatorial : 142800 km à l'équateur contre 133500 km aux pôles.

Très différente des planètes telluriques, Jupiter est une planète gazeuse, essentiellement composée d'hydrogène et d'hélium. Le noyau jovien est rocheux, 10 à 15 fois plus lourd que la Terre, et recouvert d'une très épaisse nappe d'hydrogène métallique, qui est une forme d'hydrogène liquide. La température au centre de Jupiter pourrait avoisiner les  $20000^\circ\text{C}$ . C'est probablement la cause de l'intense champ magnétique entourant Jupiter, puisque l'hydrogène à l'état liquide est un excellent conducteur électrique.

Une des principales caractéristiques visibles de Jupiter est la structure des couches nuageuses de sa haute atmosphère. En effet, les couches nuageuses forment des bandes

multicolores, parallèles à l'équateur de la planète. Ces bandes, plus ou moins sombres suivant l'altitude à laquelle elles se déplacent, s'allongent en raison de la rotation très rapide de la planète. Cette structure en bandes s'interrompt au-delà de 50° de latitude, les régions polaires ayant une structure différente dominée par des tourbillons.

La haute atmosphère jovienne, extrêmement ténue, a été largement étudiée grâce aux sondes Voyager 1 et Voyager 2 [Festou et al., 1981 ; Atreya et al., 1979] et plus récemment grâce à la sonde Galileo Probe [Seiff et al., 1998]. Les résultats obtenus par les différentes missions ont permis d'identifier les différents composants de l'atmosphère jovienne jusqu'à environ 2000 km d'épaisseur et d'estimer leurs proportions. L'atmosphère est composée essentiellement d'hydrogène (H<sub>2</sub>) et d'hélium (He) mais des petites quantités de méthane (CH<sub>4</sub>) et des quantités encore plus faibles d'acétylène (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>) et d'éthane (C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>) ont été mesurées.

L'atmosphère jovienne peut être modélisée à partir des profils de température et de densité issus des résultats de la sonde Galileo Probe [Seiff et al., 1997, 1998]. Ce modèle est détaillé dans les travaux de thèse de Daniel Santos-Costa [2001].

Caractéristiques physiques	Jupiter	Terre
Diamètre équatorial (km)	142796	12756
Aplatissement	0,062	0,003353
Masse (kg)	1,90.10 <sup>27</sup>	5,98.10 <sup>24</sup>
Densité (kg/m <sup>3</sup> )	1350	5520
Pesanteur (m/s <sup>2</sup> )	25,9	9,81
Distance au Soleil (U.A.)	5,203	1
Période de rotation	9h55mn (Système III)	23h56mn
Période sidérale	11,86 années terrestres	365,25 jours
Excentricité de l'orbite	0,0485	0,0167
Albédo	0,7	0,39
Champ magnétique à l'équateur à 1 rayon planétaire (Gauss)	4,2	0,3

Tableau I.1-1: Principales caractéristiques physiques de Jupiter et de la Terre

## I.1.2 Jupiter et ses satellites

Comme toutes les planètes géantes, Jupiter possède des satellites (Tableau I.1-2). Les plus remarquables sont sans aucun doute les quatre satellites galiléens : Io, Europe, Ganymède et Callisto (Figure I.1-2).

Satellites de Jupiter	Demi-grand axe (R <sub>J</sub> )	Rayon (km)	Période (jour)	Inclinaison (°)
Métis	1,79	20	0,295	~ 0
Adrastée	1,81	13×10×8	0,298	~ 0
Amalthée	2,54	131×73×67	0,498	0,40
Thébé	3,11	55×45	0,675	0,80
Io	5,91	1821	1,769	0,04
Europe	9,40	1565	3,552	0,47
Ganymède	14,99	2634	7,155	0,21
Callisto	26,37	2403	16,689	0,51

Tableau I.1-2 : Principales caractéristiques physiques des satellites Joviens

Ce sont les plus anciens corps connus non visibles directement à l'œil nu autour de Jupiter, ils ont des tailles comparables à notre Lune et forment, en tournant autour de Jupiter, un système solaire miniature où tous les problèmes de mécanique céleste sont représentés. Les satellites galiléens se distinguent nettement des autres satellites de Jupiter qui ne sont que des petits corps rocheux semblables à des astéroïdes communs. Tout cela en fait des objets très étudiés [Whitten et al., 1978 ; Buratti, 1995 ; Schenk, 1995 ; Tamparri, 1995 ; Williams et al., 1997 ; Johnson et al., 1998].



Figure I.1-2: Image représentant les quatre satellites galiléens de Jupiter : Io, Europe, Ganymède et Callisto. La Lune est aussi représentée, comme référence. [[www.astronomynotes.com/solarsys/](http://www.astronomynotes.com/solarsys/)]

### I.1.3 Les anneaux de poussières

Le 4 mars 1979, une des premières surprises réservées aux astronomes suivant la mission Voyager fut la découverte d'anneaux autour de Jupiter [Owen et al., 1979 ; Jewitt et Danielson, 1981 ; Showalter et al., 1985]. On en avait supposé l'existence en 1974 lorsque la sonde Pioneer 11 avait mesuré une chute de densité des particules chargées de la magnétosphère jovienne entre 50000 et 55000 km d'altitude (1,7 –1,8 R<sub>j</sub>) [Fillius et al., 1975].

Au fil des années, la connaissance des anneaux joviens s'est accrue grâce notamment aux images prises par les sondes Voyager [Owen et al., 1979 ; Jewitt et Danielson, 1981] mais également grâce aux observations effectuées depuis la Terre dans le domaine du visible [Jewitt et al., 1981] et de l'infrarouge [Neugebauer et al., 1981 ; de Pater et al., 1999] ainsi qu'aux observations plus récentes de la sonde Galileo [Ockert-Bell et al., 1999] (Figure I.1-3).

Le système d'anneaux se divise en trois sous-ensembles (Figure I.1-3) :

- L'Anneau Principal (« Main Ring ») est la composante la plus brillante du système d'anneaux. Composé de particules n'excédant pas quelques centimètres de diamètre, il s'étend sur 7000 km de large (de 1,71 à 1,81 R<sub>j</sub>). Il est relativement plat et n'excède pas 300 km d'épaisseur [Showalter et al., 1987].
- Le Halo, de forme toroïdale, est constitué de très fines poussières et de glace sur une largeur d'environ 33000 km. Il s'étend de 1,2 à 1,7 R<sub>j</sub> environ. Son extension totale en latitude peut atteindre 20000 km [Ockert-Bell et al., 1999].
- Les Anneaux Secondaires (« Gossamer Rings ») sont des sous anneaux beaucoup plus fins que le précédent et se décomposent en deux zones dont la frontière est délimitée par l'orbite d'Amalthée (2,6 R<sub>j</sub>). Ils s'étendent sur près de 92000 km (de 1,81 à 3,10 R<sub>j</sub>). Les anneaux secondaires liés à Amalthée ont une épaisseur d'environ 4000 km alors que les anneaux

secondaires liés au satellite Thébé ont une épaisseur supérieure à 8000 km [Ockert-Bell et al., 1999].

L'hypothèse la plus probable pour expliquer la formation d'anneaux autour de Jupiter est la dégradation en poussières des satellites naturels bombardés continuellement par des météorites et astéroïdes. Les débris engendrés par ces collisions échappent à l'attraction des satellites et vont dériver autour de la planète [Ockert-Bell et al., 1999]. Initialement, ces débris suivent une trajectoire proche de celle du satellite qui leur a donné naissance. La pression de radiation solaire, associée à d'autres phénomènes tels que les potentiels lunaires et la vitesse initiale des débris, vont ensuite progressivement modifier les trajectoires des débris et ainsi contribuer à former un anneau interne à l'orbite du satellite.

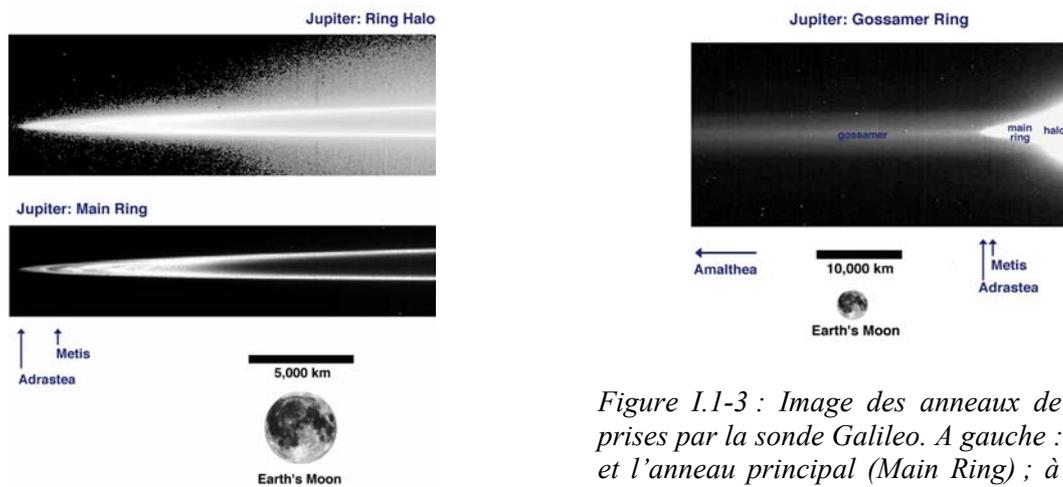


Figure I.1-3 : Image des anneaux de Jupiter prises par la sonde Galileo. A gauche : le Halo et l'anneau principal (Main Ring) ; à droite : les anneaux secondaires (Gossamer Ring). [<http://ringmaster.arc.nasa.gov>].

Dans le cas précis de Jupiter où quatre satellites orbitent très près de la planète (Métis, Adrasteé, Amalthée et Thébé), quatre systèmes de sous anneaux vont être créés pour finalement former le Halo (interne à l'orbite de Métis), l'Anneau Principal (interne à l'orbite d'Adrasteé) et les Anneaux Secondaires (Gossamer Rings) dont une partie est interne à l'orbite d'Amalthée et une autre beaucoup moins dense, interne à l'orbite de Thébé. La Figure I.1-4 représente, de façon schématisée, le système d'anneaux, en relation avec Jupiter et les quatre petits satellites internes.

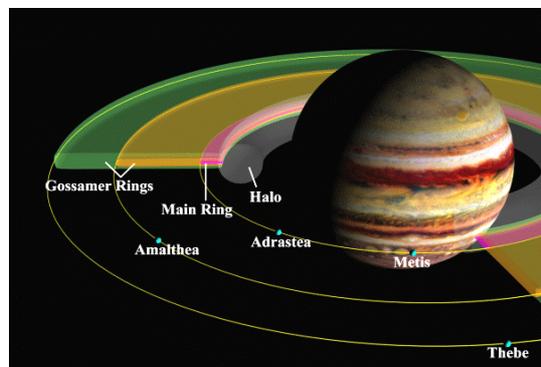


Figure I.1-4 : Jupiter et son système d'anneaux, lié aux quatre petits satellites internes de Jupiter (Métis, Adrasteé, Amalthée et Thébé).

En tenant compte des différentes études effectuées sur les anneaux de Jupiter [Showalter et al., 1987 ; de Pater et al., 1999 ; Ockert-Bell et al., 1999], nous avons opté pour une description relativement simple du système d’anneaux mais un peu plus réaliste que le modèle utilisé dans les travaux précédents [Santos-Costa, 2001]. La grande différence réside dans le fait que l’ensemble ‘Halo + Anneau principal’ n’est plus représenté par une section rectangulaire unique mais par un empilement de sous structures. La Figure I.1-5 représente une coupe méridienne du modèle défini pour notre étude. L’ensemble ‘Halo + Anneau principal’ est formé de plusieurs sous-ensembles de taille différente ayant des densités optiques différentes (la densité optique ( $\tau_{\perp}$ ) est l’une des grandeurs physiques fondamentales qui permet de caractériser les anneaux de poussières).

En ce qui concerne les anneaux secondaires, ils sont modélisés de façon très simple par une section rectangulaire ayant une densité optique homogène.

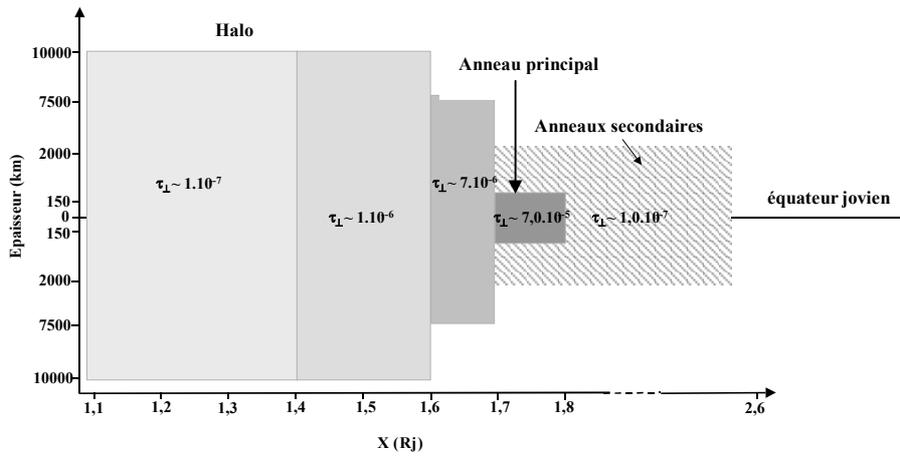


Figure I.1-5 : Coupe méridienne représentant les principales caractéristiques du modèle d’anneaux utilisé dans ces travaux de thèse. ( $\tau_{\perp}$  représente l’épaisseur optique pour une particule d’environ  $1 \mu\text{m}$ ).

Cependant, la définition de ce modèle d’anneaux fait appel à plusieurs hypothèses :

- Le modèle est symétrique Nord-Sud par rapport à l’équateur jovien et possède aussi une symétrie de révolution.
- La partie externe des Anneaux Secondaires est négligée ( $>2,6 R_j$ ).
- Les anneaux sont constitués de poussières de Silice, dont le comportement est assimilé à celui de l’aluminium [Hamilton, 1993].
- Les poussières sont considérées comme des sphères de rayon  $a$ .
- La distribution en taille des poussières suit une loi du type [Canup et al., 1993 ; Zebker et al., 1985] :

$$n(a > a_0 = 1\mu\text{m}) = n(a_0) \cdot \left[ \frac{a}{a_0} \right]^{-q} \quad \text{avec } q = 2,3 \pm 0,5$$

avec  $a$  la taille des poussières et  $a_0$  la plus petite taille de poussière considérée dans le modèle ( $1\mu\text{m}$ ).

## I.2 La magnétosphère jovienne

### I.2.1 Description

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 (Figure I.2-1 et Figure I.2-2). Côté jour, sa frontière, la magnétopause, se déplace et se déforme en fonction des variations du vent solaire [Gurnett et al., 2002]. En avant de la magnétopause se trouve une onde de choc ; entre les deux se situe la magnétogaine, où le champ magnétique varie fortement en intensité comme en direction. Côté nuit, l'entraînement des lignes de champ magnétique par le vent solaire conduit à la formation d'une queue magnétosphérique.

A l'intérieur de la cavité magnétosphérique, il existe différentes régions constituées de plasma (Figure I.2-1) : *les lobes* à l'intérieur desquels le plasma y est froid (de l'ordre de quelques dizaines d'eV) et très peu dense ; *le feuillet de plasma* (ou couche neutre), compris entre les lobes, où le plasma y est légèrement plus dense et plus énergétique ; *les ceintures de radiation*, constituées de particules très énergétiques (de quelques centaines de keV à plusieurs centaines de MeV) piégées par le champ magnétique.

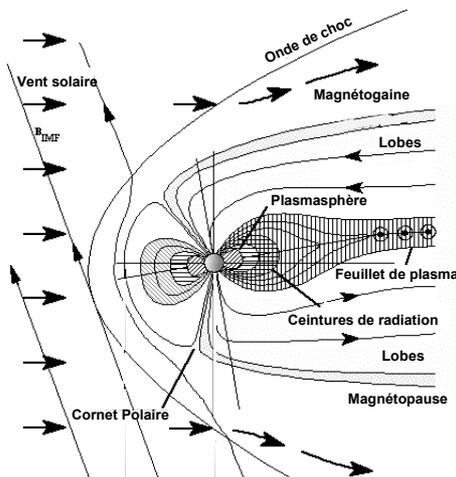


Figure I.2-1 : Caractéristiques générales de l'environnement spatial d'une planète magnétisée [<http://sprg.ssl.berkeley.edu>].

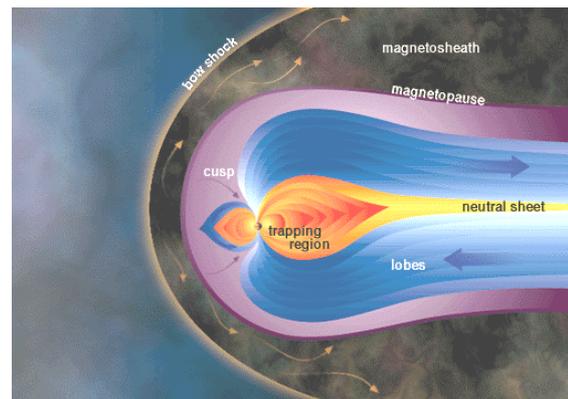


Figure I.2-2 : Structure de la magnétosphère de Jupiter [[www.windows.ucar.edu](http://www.windows.ucar.edu)].

Bien que les champs magnétiques terrestre et jovien soient tous deux des champs dipolaires en première approximation, la magnétosphère de Jupiter est assez différente de celle de la Terre. Tout d'abord, le dipôle de Jupiter est inversé par rapport à celui de la Terre : le Nord magnétique de Jupiter est dans la même direction que le Nord jovigraphique. Puis, le champ magnétique de Jupiter est beaucoup plus intense que celui de la Terre, environ 10 fois, ensuite, Jupiter est environ 5 fois plus éloignée du Soleil que la Terre (d'où une pression dynamique du vent solaire plus faible), il en résulte une magnétosphère beaucoup plus grande. La magnétosphère de Jupiter est environ cent fois plus étendue que la magnétosphère terrestre : si sa surface était lumineuse, elle serait vue de la Terre comme un astre de dimension supérieure à la Lune ou au Soleil et présenterait une queue beaucoup plus longue que celle des plus belles comètes. Les limites de cette magnétosphère varient considérablement avec les fluctuations de pression du vent solaire et l'extension de la queue n'est pas connue : certaines observations indiquent qu'elle s'étendrait au moins jusqu'à l'orbite de Saturne.

La magnétosphère de Jupiter diffère aussi beaucoup de celle de la Terre dans sa partie interne. La planète géante tournant sur elle-même deux fois plus vite que notre planète avec un rayon environ onze fois plus grand, les particules de la magnétosphère interne subissent une force centrifuge très importante. Ainsi, les particules chargées ont tendance à se concentrer au voisinage du plan équatorial magnétique, où elles forment un disque de plasma. Il en résulte des courants électriques intenses qui eux-mêmes modifient le champ magnétique jovien [Connerney et al., 1981]. Ce disque de courant, pratiquement inexistant dans le cas de la Terre, n'est pas parfaitement plat. En effet, près de la planète, là où les forces centrifuges dominent les forces magnétiques, il est situé dans le plan de l'équateur jovien. En revanche, plus on s'éloigne de la planète ( $> 10 R_j$ ) et plus les forces magnétiques deviennent prédominantes et le disque s'infléchit pour devenir parallèle au plan magnétique de la planète [Khurana, 1997].

Une autre différence importante entre la magnétosphère jovienne et la magnétosphère terrestre est la présence d'une source de particules chargées dans la partie interne de la première. Alors que la magnétosphère terrestre est peuplée essentiellement de particules d'origine solaire, accélérées sous l'effet de l'activité magnétique (sous-orages et orages magnétiques) et de celles issues de l'échappement atmosphérique, Jupiter possède, avec Io et son tore de plasma, une source très importante d'ions et d'électrons. Les espèces les plus nombreuses constituant le tore de plasma sont les électrons et les ions  $S^{n+}$  et  $O^{n+}$ .

La magnétosphère de Jupiter est donc une immense structure très dynamique, en rotation rapide, soutenue par un disque de plasma et un champ magnétique très intense.

### **I.2.2 Les ceintures de radiation**

Les ceintures de radiation de Jupiter, équivalentes aux ceintures de Van Allen dans le cas de la Terre, sont formées de particules chargées (électrons, protons et ions lourds) de très haute énergie, de quelques centaines de keV à quelques centaines de MeV. Ces ceintures de radiation s'étendent depuis 1 rayon jovien ( $R_j$ ) jusqu'à plusieurs dizaines de rayons joviens.

La principale source de particules énergétiques peuplant les ceintures de radiation est l'injection à partir de la queue de la magnétosphère. Ces particules chargées subissent, au cours de leur transport, des modifications de vitesse liées aux champs magnétique et électrique [Beutier et al., 1995 ; Boscher, 1996]. En raison du fort champ magnétique dans cette région de la magnétosphère, les particules sont piégées par celui-ci et leurs trajectoires peuvent alors être considérées comme stables sous certaines conditions. Le mouvement des particules peut alors être décomposé en trois mouvements périodiques élémentaires : le mouvement de giration autour d'une ligne de champ, le mouvement de rebond entre deux points miroirs et le mouvement de dérive autour de la planète.

La distribution spatiale des particules des ceintures de radiation est régie par un ensemble de processus physiques, comprenant des mécanismes de sources (injection de particules issues de la queue de la magnétosphère, désintégration des neutrons, tore de plasma,...), de pertes (échange de charge, diffusion angulaire suite aux interactions coulombiennes,...) et de transport (diffusion radiale). Dans le cas des planètes géantes comme Jupiter, d'autres processus physiques primordiaux, liés à la présence de satellites naturels et d'anneaux autour de la planète, ou liés à la présence d'un champ magnétique intense, sont à prendre en compte.

La modélisation de la distribution spatiale des particules chargées énergétiques de la magnétosphère interne et médiane de Jupiter a fait l'objet de nombreux travaux théoriques et empiriques. Des modèles théoriques, ne tenant compte que des particules équatoriales ont été élaborés dans les années 1970 [Brice and McDonough, 1973 ; Mead et Hess, 1973 ; Birmingham et al., 1974 ; Barbosa et Coroniti, 1976 ; Goertz et al., 1979 ; Hood, 1993b]. Puis, des modèles plus récents semi-empiriques [de Pater, 1981b,c ; de Pater et Goertz, 1990, 1994 ; de Pater et al., 1997] ont permis de prendre en compte les particules non équatoriales à partir d'une loi empirique de distribution en angle d'attaque des particules (angle entre le vecteur vitesse et le champ magnétique). Grâce aux différentes missions spatiales et notamment aux sondes Pioneer et Voyager, des modèles empiriques ont été élaborés [Divine et Garrett, 1983].

Le modèle empirique de Divine et Garrett [1983] permet de modéliser la distribution spatiale des particules chargées, entre 1 eV et plusieurs MeV, jusqu'à 16 Rj dans le cas des électrons et jusqu'à 12 Rj dans le cas des protons. Ce modèle est basé principalement sur les mesures in-situ des sondes Pioneer et Voyager, mais aussi sur des observations depuis la Terre ainsi que sur des formules théoriques.

La distribution spatiale des électrons d'énergie supérieure à 5 et 21 MeV dans un plan méridien magnétique, obtenue à partir du modèle de Divine et Garrett [1983], est représentée sur la Figure I.2-3 (a) et (b), respectivement.

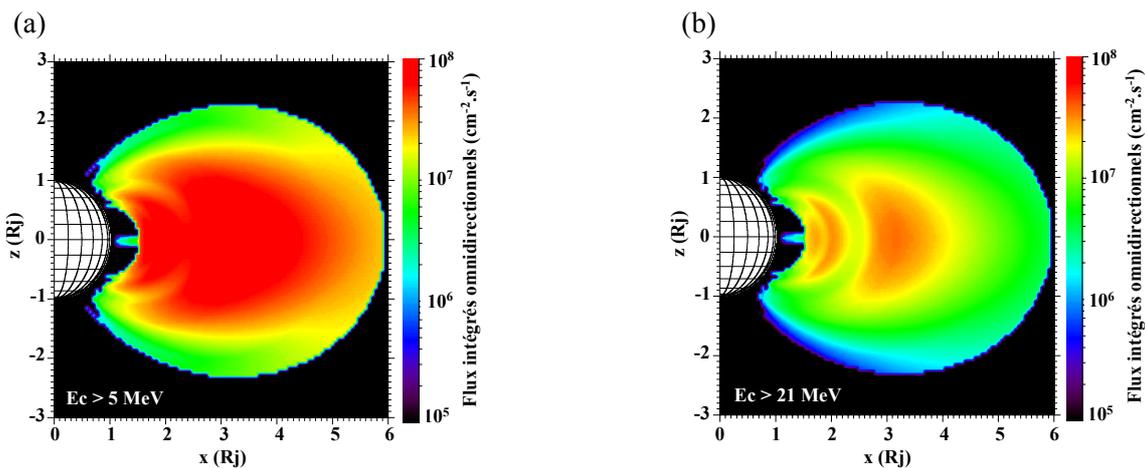


Figure I.2-3 : Coupes méridiennes des flux intégrés omnidirectionnels ( $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) d'électrons d'énergie supérieure à 5 MeV (a) et 21 MeV (b) déduites du modèle empirique de ceintures de radiation de Divine et Garrett [1983].

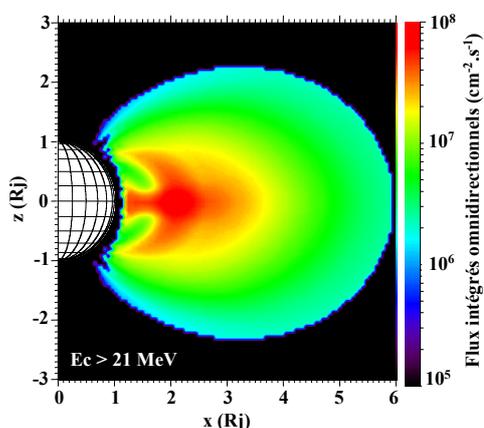


Figure I.2-4 : Coupe méridienne des flux intégrés omnidirectionnels ( $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) d'électrons d'énergie supérieure à 21 MeV déduite du modèle Salammbô de Daniel Santos-Costa [2001].

L'allure générale d'un spectre en énergie explique la différence des niveaux de flux entre la population d'électrons d'énergie supérieure à 5 MeV et celle d'énergie supérieure à 21 MeV. Ces deux cartographies mettent aussi en avant l'effet des satellites joviens sur la population électronique de haute énergie. En effet, on peut observer des diminutions des flux au voisinage des satellites Métis et Adrasteé ( $r = 1,8 R_j$ ) et du satellite Amalthée ( $r = 2,6 R_j$ ). L'échelle de couleur nous permet de voir cet effet principalement sur la cartographie de flux d'électrons d'énergie supérieure à 21 MeV (Figure I.2-3(b)). Très près de la planète ( $r < 1,5 R_j$ ), le processus de rayonnement synchrotron est en partie responsable de la diminution des flux.

Cependant, le modèle empirique de Divine et Garrett possède des lacunes, il souffre notamment de la faible couverture spatiale des mesures in-situ et ne permet donc pas de modéliser avec précision la distribution spatiale des particules des ceintures de radiation.

Afin de mieux comprendre les phénomènes physiques responsables de la structure particulière des ceintures de radiation joviennes et de faire progresser les modèles empiriques de ceintures de radiation déjà existants, le Département Environnement SPatial de l'ONERA développe, depuis 1998, un modèle de ceintures de radiation de Jupiter : Salammbô. Le modèle Salammbô, à deux puis à trois dimensions, initialement développé dans le cas des ceintures de radiation terrestres, a été adapté au cas des ceintures de radiation de Jupiter. Dans un premier temps, seules les ceintures de radiation d'électrons joviens entre 1 et 6  $R_j$  ont été modélisées [Santos-Costa, 2001]. La Figure I.2-4 représente une cartographie de flux intégrés omnidirectionnels d'électrons d'énergie supérieure à 21 MeV dans un plan méridien magnétique. Cette cartographie est issue des résultats de Salammbô-3D obtenus lors de la thèse de Daniel Santos-Costa [2001]. Si l'on compare cette cartographie avec celle obtenue à partir du modèle de Divine et Garrett pour les mêmes énergies (Figure I.2-3 (b)), des différences non négligeables sont à noter. Tout d'abord, les résultats issus de Salammbô montre un maximum de flux au voisinage de l'équateur vers  $L \sim 2,3$ , alors que d'après le modèle de Divine et Garrett, cette zone correspond à une dépression dans les flux. Puis, on remarque que l'effet des satellites Adrasteé et Métis ( $L \sim 1,8$ ) est beaucoup plus marqué dans les résultats de Salammbô. Une des principales conclusions de la thèse de Daniel Santos-Costa [2001] sur la modélisation des ceintures de radiation d'électrons joviens est que le modèle Salammbô-3D apparaît comme un modèle plus complet et plus réaliste des ceintures de radiation d'électrons de Jupiter. Alors que le modèle empirique de Divine et Garrett est limité par la couverture spatiale des mesures in-situ dont il est issu, le modèle physique Salammbô-3D permet d'obtenir la distribution spatiale des électrons des ceintures quels que soient leur angle d'attaque, leur énergie et leur localisation.

### **I.2.3 L'ionosphère, la plasmasphère de Jupiter et le tore de Io**

L'ionosphère est définie comme la partie supérieure de la haute atmosphère où des électrons 'libres' se retrouvent en quantité suffisante pour créer des perturbations sur la propagation d'ondes électromagnétiques. Ces électrons sont issus de l'ionisation des atomes et molécules atmosphériques.

Ce processus d'ionisation engendre un plasma sensible au cycle solaire, aux effets saisonniers, à l'effet diurne, à la position jovigraphique (zones polaires, aurorales, équatoriales ou de latitudes moyennes) et à certaines perturbations issues de l'activité sporadique du Soleil (éjection de masse coronale, trous coronaux, événements à protons). La plus grande partie de l'ionisation est produite par les rayons X, les radiations UV et les radiations corpusculaires venant du Soleil.

La présence d'une plasmasphère jovienne est aujourd'hui encore controversée. Divine et Garrett [1983] proposent un modèle qui donne la distribution spatiale des particules chargées entre 1 eV et plusieurs MeV dans la magnétosphère jovienne. Leurs travaux utilisent les données expérimentales de Pioneer et Voyager. Dans des régions proches de la planète, les profils du plasma froid sont définis successivement dans la 'plasmasphère interne' ( $r < 3,8 R_j$ ), dans le 'tore froid de Io' ( $3,8 < r < 5,5 R_j$ ), le 'tore chaud de Io' ( $5,5 < r < 7,9 R_j$ ) et le 'disque interne' ( $7,9 < r < 20 R_j$ ) [Divine et Garrett, 1983].

Il existe un modèle plus précis du tore de Io [Bagenal et al., 1981, 1994 ; Mei et al., 1995] que celui de Divine et Garrett [1983], entre 5 et 10  $R_j$ . Ce modèle est basé sur les observations de Voyager 1 obtenues en mars 1979. Les caractéristiques du plasma observées le long de la trajectoire du satellite ont été extrapolées afin d'obtenir le profil radial à l'équateur jovien de chaque espèce constituant le tore de Io. Ces profils équatoriaux ont ensuite été extrapolés afin d'obtenir des cartes 2D de la densité des espèces majoritaires dans un plan méridien.

### I.3 Le champ magnétique

Le premier paramètre indispensable à la modélisation des ceintures de radiation est le champ magnétique : il dimensionne la gamme d'énergie des particules chargées présentes dans l'environnement jovien et contribue par sa topologie à donner forme à leur répartition spatiale. Jusqu'à présent, le seul type de champs pris en compte par les modèles physiques des ceintures de radiation développés à l'ONERA/DESP était le modèle de champ dipolaire décentré et incliné. Dans le cas de la magnétosphère jovienne, cette hypothèse est acceptable entre 1 et 6  $R_j$  mais devient irréaliste au-delà de 6  $R_j$ .

Afin d'étendre l'étude des ceintures de radiation au-delà de 6  $R_j$ , l'utilisation de nouveaux modèles de champ magnétique, plus réalistes que le champ dipolaire, est nécessaire. Il existe deux principaux modèles de champ magnétique applicable au-delà de l'orbite de Io (5,9  $R_j$ ) : le modèle de Connerney [Connerney et al., 1981, 1982, Connerney, 1981], défini dans la région allant de 1 à 30  $R_j$  et le modèle de Khurana [Khurana, 1992, 1997], défini dans une région plus étendue, de 1 à 100  $R_j$ . Dans les deux modèles cités, le champ magnétique est représenté comme la somme de deux composantes : un champ magnétique interne, intrinsèque à la planète et un champ magnétique externe, du au disque de courant présent dans la magnétosphère.

#### I.3.1 Modèles de champ magnétique de 1 à 6 $R_j$

##### a) Les modèles d'ordre supérieur

Le champ magnétique de Jupiter 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). La forte intensité du champ magnétique interne de Jupiter fait que le champ intrinsèque prédomine très largement sur l'effet des courants magnétosphériques jusqu'à 6  $R_j$ .

La solution la plus courante pour représenter un champ magnétique (plus ou moins complexe) est une représentation en une série d'harmoniques sphériques. Le potentiel magnétique scalaire d'où dérive le champ magnétique est de la forme [Mead, 1964] :

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

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

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

Dans ces expressions,  $r$ ,  $\theta$  et  $\phi$  correspondent respectivement à la distance radiale, à la colatitude et à la longitude jovigraphiques.  $P_n^m \cos(\theta)$  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 magnétiques internes et externes respectivement. Dans la région interne de la magnétosphère, zone où  $V_{\text{ext}} \ll V_{\text{int}}$ , on peut faire l'approximation  $V_{\text{ext}} = 0$ . On a alors dans ces conditions :

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

De nombreux modèles de champ magnétique ont été développés dès les premières observations des sondes Pioneer 10 et Pioneer 11. Nous pouvons citer notamment les modèles d'ordre 3 comme le modèle  $O_4$  [Acuna et Ness, 1976], le modèle  $O_6$  [Connerney, 1993] ainsi que le modèle Ulysses 17eV [Connerney et al., 1996] mais aussi les modèles d'ordre 4 tels que le modèle H4 [Dulk et al., 1997], version préliminaire du modèle VIP4 [Connerney et al., 1998]. La différence entre ces cinq modèles est uniquement liée aux données utilisées et à la solution choisie pour les coefficients de Schmidt. Le modèle  $O_4$  utilise uniquement les données de la sonde Pioneer 11 tandis que le modèle  $O_6$  utilise les données des sondes Pioneer 11 et Voyager 1. L'intégration des données d'Ulysses dans le modèle Ulysses 17eV a permis d'augmenter la couverture en longitude et d'avoir à disposition des données à haute latitude utiles pour déterminer les termes d'ordre élevé. Quant à VIP4 et H4, ils ont été construits à partir des mesures des sondes Pioneer 11 et Voyager 1, auxquelles se sont rajoutées une série de mesures de positions du pied de la ligne de champ 'connectée' à Io.

Nous nous intéresserons particulièrement au modèle  $O_4$  et au modèle  $O_6$ , qui sont considérés comme les modèles de champ magnétique de base en terme de champ complexe d'ordre 3. Ces modèles de champ magnétique seront utilisés comme référence dans nos simulations pour représenter le champ magnétique interne, intrinsèque à la planète. Les coefficients de Schmidt définissant ces modèles de champ magnétique sont les suivants :

$O_4 :$			$O_6 :$		
$g_1^0 = 4,218$	$g_2^2 = 0,513$	$g_3^2 = 0,168$	$g_1^0 = 4,242$	$g_2^2 = 0,487$	$g_3^2 = 0,198$
$g_1^1 = -0,664$	$h_2^1 = -0,469$	$g_3^3 = -0,231$	$g_1^1 = -0,659$	$h_2^1 = -0,403$	$g_3^3 = -0,180$
$h_1^1 = 0,264$	$h_2^2 = 0,088$	$h_3^1 = -0,580$	$h_1^1 = 0,241$	$h_2^2 = 0,072$	$h_3^1 = -0,388$
$g_2^0 = -0,203$	$g_3^0 = -0,233$	$h_3^2 = 0,487$	$g_2^0 = -0,022$	$g_3^0 = 0,075$	$h_3^2 = 0,342$
$g_2^1 = -0,735$	$g_3^1 = -0,076$	$h_3^3 = -0,294$	$g_2^1 = -0,711$	$g_3^1 = -0,155$	$h_3^3 = -0,224$

### ***b) Le champ dipolaire pur***

Le champ dipolaire pur, souvent utilisé en première approximation, est le modèle le plus simple pour représenter la composante interne du champ magnétique d'une planète. Dans le cas d'un dipôle, les coefficients de Schmidt cités précédemment sont tous nuls excepté le

premier, tel que  $g_1^0 = B_0$ , avec  $B_0$  la magnitude du champ magnétique à l'équateur et à un rayon jovien. Le champ magnétique dipolaire étant symétrique en longitude, contrairement au champ magnétique d'ordre supérieur, il n'a pas de composante longitudinale et peut alors être décrit, en coordonnées sphériques, à l'aide de formules simples telles que :

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

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

$$B_\varphi = 0$$

avec  $r$  la distance radiale entre le point considéré et le centre du dipôle et  $\theta_m$  la colatitude magnétique du point d'observation.

Dans le cas du champ dipolaire, le paramètre de McIlwain noté  $L$ , définissant la distance équatoriale de l'apex de la ligne de champ considérée, est calculé de façon très simple par  $L = r/\sin\theta_m$ .

### c) Le champ dipolaire décentré et incliné

Plus réaliste que le champ dipolaire pur, le champ dipolaire décentré et incliné résulte de l'inclinaison et du décentrement du dipôle par rapport à l'axe de rotation et le centre de la planète. Les paramètres définissant les caractéristiques d'un tel dipôle sont la magnitude  $B_0$ , l'angle d'inclinaison  $\theta_T$ , la longitude  $\varphi_T$  à laquelle l'axe est incliné et la position du centre du dipôle ( $r_x$ ,  $r_y$ ,  $r_z$ ). Pour chaque modèle de champ magnétique d'ordre supérieur, cités précédemment ( $O_4$ ,  $O_6$ , Ulysses 17eV, VIP4 et H4), il est possible de définir un modèle de champ dipolaire incliné et décentré qui se rapproche au mieux du modèle de champ magnétique d'ordre supérieur. Les paramètres définissant le champ dipolaire incliné et décentré, différents d'un modèle à un autre, sont calculés à l'aide des coefficients de Schmidt. Les deux modèles de champ magnétique interne les plus utilisés sont le modèle  $O_4$  et le modèle  $O_6$ , dont les paramètres sont les suivants [Dessler, 1983] :

**$O_4$ :**

Magnitude (G) :

$$B_0 = 4,28$$

Axe dipolaire :

$$\begin{aligned} \text{Inclinaison } \theta_T &= 9,6^\circ \\ \text{Longitude } \varphi_T &= 202^\circ \\ &(\text{longitude ouest}) \end{aligned}$$

Décentrement (R<sub>j</sub>):

$$\begin{aligned} r_x &= -0,111 \\ r_y &= -0,067 \\ r_z &= -0,018 \end{aligned}$$

**$O_6$ :**

Magnitude (G) :

$$B_0 = 4,30$$

Axe dipolaire :

$$\begin{aligned} \text{Inclinaison } \theta_T &= 9,4^\circ \\ \text{Longitude } \varphi_T &= 200^\circ \\ &(\text{longitude ouest}) \end{aligned}$$

Décentrement (R<sub>j</sub>):

$$\begin{aligned} r_x &= -0,103 \\ r_y &= -0,058 \\ r_z &= 0,003 \end{aligned}$$

### I.3.2 Modèles de champ magnétique au-delà de 6 R<sub>j</sub>

Si l'on s'éloigne un peu de la planète, au-delà de 6R<sub>j</sub>, le champ intrinsèque ne prédomine plus sur l'effet des courants magnétosphériques, notamment ceux induits par la présence du tore de Io. Un modèle de champ interne ne suffit plus à de telles distances pour reproduire le champ magnétique réel. Ainsi, le champ magnétique de Jupiter est représenté comme une somme de deux composantes, un champ magnétique interne B<sub>int</sub> et un champ magnétique externe B<sub>ext</sub>, tels que :

$$\vec{B} = \vec{B}_{\text{int}} + \vec{B}_{\text{ext}}$$

Le champ magnétique externe est du essentiellement à l'existence d'un « magnétodisque », disque de plasma ténu et de particules chargées, de forme annulaire, qui encercle la planète jusqu'à des distances de l'ordre de 100 R<sub>j</sub>. Les premières observations de ce magnétodisque ont été effectuées par Pioneer 10 en décembre 1973 lors de son approche de Jupiter à environ 2,8 R<sub>j</sub> [Smith et al., 1974, Van Allen et al., 1974]. Ce disque transporte des courants azimutaux qui tendent à étirer les lignes de champ de la planète. Les origines de ce disque de plasma sont encore à l'étude. Cependant, le volcanisme actif de Io ainsi que l'existence, près de l'orbite de Io, d'un tore de plasma dense contenant des ions lourds, pourraient expliquer la présence de ce disque de plasma [Connerney et al., 1981]. Il est important de préciser que, dans la région étudiée pendant ces travaux (< 15 R<sub>j</sub>), la contribution des courants de la magnétopause est supposée négligeable. Afin de représenter le champ magnétique externe de Jupiter, deux modèles sont disponibles : le modèle de Connerney [Connerney, 1981, Connerney et al., 1981, 1982] et le modèle de Khurana [1992, 1997].

#### a) *Le modèle de champ magnétique externe de Connerney (de 1 à 30 R<sub>j</sub>)*

##### i) Présentation du modèle

Le modèle de champ magnétique de Connerney est basé sur les données des satellites Voyager 1 et Voyager 2. La limite extérieure de validité du modèle, 30 R<sub>j</sub>, est choisie de telle sorte que dans cette région, seuls le champ interne et le champ provenant du disque de courant sont importants. Ce dernier, schématisé sur la Figure I.3-1, est défini par un ensemble de paramètres : sa demi-épaisseur D, sa limite interne R<sub>0</sub> et sa limite externe R<sub>1</sub> si l'on considère un disque de courant fini. En effet, il sera possible de calculer le champ magnétique externe pour un feuillet de courant semi-fini (R<sub>0</sub> => ∞) ou pour un feuillet de courant fini (R<sub>0</sub> => R<sub>1</sub>). Deux autres paramètres, θ<sub>0</sub> et φ<sub>0</sub>, spécifient l'orientation du disque de courant par rapport à Jupiter (Système III) ; la normale au disque de courant fait un angle θ<sub>0</sub> avec l'axe de rotation de Jupiter et se trouve sur le méridien de longitude φ<sub>0</sub>.

Le système de coordonnées choisi pour le calcul du champ est un système de coordonnées cylindriques (ρ, φ, z) avec  $\hat{\rho}$  et  $\hat{\phi}$  dans le plan de l'équateur magnétique (déterminé par les paramètres caractéristiques du champ dipolaire décentré et incliné du modèle O<sub>4</sub>) et  $\hat{z}$  parallèle à l'axe du dipôle. En introduisant un potentiel vecteur  $\vec{A}$ , le champ magnétique externe peut alors s'écrire :  $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ . Si l'on considère seulement des courants azimutaux, le potentiel vecteur n'a qu'une composante selon  $\hat{\phi}$  tel que :  $\vec{A} = A(\rho, z)\vec{\phi}$

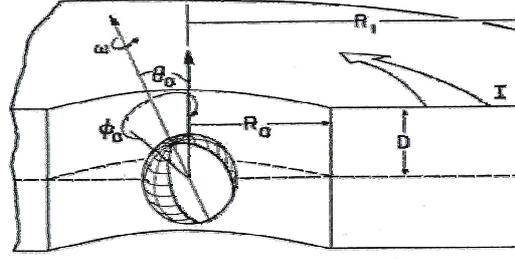


Figure I.3-1 : Coupe transversale du modèle de disque de courant [Connerney et al., 1982]

Le potentiel vecteur  $\vec{A}$  peut s'écrire sous la forme [Connerney et al., 1981] :

$$A^+ = J_1(\lambda\rho)e^{-\lambda z} \quad (z < 0) \quad \text{et} \quad A^- = J_1(\lambda\rho)e^{+\lambda z} \quad (z > 0)$$

où  $J_1$  est une fonction de Bessel.

Les composantes du champ magnétique externe peuvent finalement s'écrire [Connerney et al., 1981] :

Cas d'un feuillet de courant semi-fini (de  $R_0$  à  $l'\infty$ ) :

$ z  > D$ et $a = R_0$	$ z  < D$ (à l'intérieur du feuillet) et $a = R_0$
$\begin{cases} B_{\rho_{\text{inf}}} = \frac{ z }{z} \mu_0 I_0 \int_0^\infty J_1(\lambda\rho) J_0(\lambda a) \sinh(\lambda D) e^{-\lambda z } \frac{d\lambda}{\lambda} \\ B_{z_{\text{inf}}} = \mu_0 I_0 \int_0^\infty J_0(\lambda\rho) J_0(\lambda a) \sinh(\lambda D) e^{-\lambda z } \frac{d\lambda}{\lambda} \end{cases}$	$\begin{cases} B_{\rho_{\text{inf}}} = \mu_0 I_0 \int_0^\infty J_1(\lambda\rho) J_1(\lambda a) \sinh(\lambda z) e^{-\lambda D} \frac{d\lambda}{\lambda} \\ B_{z_{\text{inf}}} = \mu_0 I_0 \int_0^\infty J_0(\lambda\rho) J_0(\lambda a) [1 - e^{-\lambda D} \cosh(\lambda z)] \frac{d\lambda}{\lambda} \end{cases}$

Cas d'un feuillet de courant fini (de  $R_0$  à  $R_1$ ) :

$$\begin{cases} B_{\rho_{\text{fini}}} = B_{\rho_{\text{inf}}}(a = R_0) - B_{\rho_{\text{inf}}}(a = R_1) \\ B_{z_{\text{fini}}} = B_{z_{\text{inf}}}(a = R_0) - B_{z_{\text{inf}}}(a = R_1) \end{cases}$$

Les paramètres utilisés pour le calcul des composantes du champ magnétique externe  $B_\rho$  et  $B_z$  sont les suivants :

$$\begin{aligned} R_0 &= 5 R_j & \mu_0 I_0 / 2 &= 225 \text{ nT (d'après les données de Voyager 1)} \\ R_1 &= 50 R_j & \mu_0 I_0 / 2 &= 150 \text{ nT (d'après les données de Voyager 2)} \\ D &= 2,5 R_j \end{aligned}$$

Dans toutes nos simulations, nous avons choisi d'utiliser le modèle de champ magnétique construit à partir des données de Voyager 1 pour un feuillet de courant fini (de  $R_0$  à  $R_1$ ). Il est important de signaler ici que les paramètres du champ externe ont été définis pour représenter au mieux les observations de Voyager 1 en utilisant le modèle de champ interne  $O_4$ . Ceci signifie que si l'on est tenté de sélectionner un autre modèle de champ interne (plus récent par exemple), il faut absolument changer la valeur de  $\mu_0 I_0 / 2$  en fonction. En

conclusion, le modèle de Connerney, tel qu'il est publié impose la considération du modèle  $O_4$  pour représenter le champ interne.

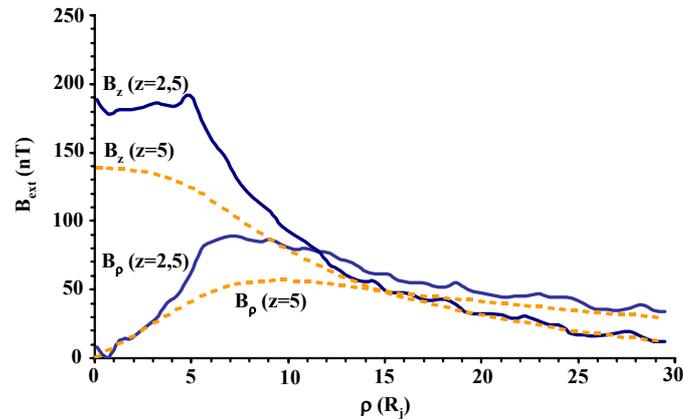


Figure I.3-2 : Composantes radiale  $B_\rho$  et verticale  $B_z$  du champ magnétique externe de Connerney.

La Figure I.3-2, représentant les composantes radiale  $B_\rho$  et verticale  $B_z$  du champ magnétique externe, illustre les formules énoncées précédemment. Deux valeurs de  $z$  sont représentées sur cette figure :  $z = 2,5 R_j$ , en traits pleins (juste au-dessus du feuillet) et  $z = 5 R_j$  en pointillés. Cette figure montre ainsi que pour les faibles valeurs de  $\rho$  ( $\rho < 5 R_j$ ), la composante radiale  $B_\rho$  du champ magnétique externe est négligeable devant la composante verticale  $B_z$ . Par contre, plus on s'éloigne de la planète et plus la composante radiale  $B_\rho$  devient non négligeable par rapport à la composante verticale  $B_z$  jusqu'à devenir supérieure à cette dernière (à partir de  $\rho = 11 R_j$  pour  $z = 2,5 R_j$  et à partir de  $\rho = 14 R_j$  pour  $z = 5 R_j$ ). De plus, il est important de noter que ces courbes sont tracées dans le cas d'un feuillet de courant fini (de  $5$  à  $50 R_j$ ). Si l'on considère un feuillet de courant semi-fini (de  $5 R_j$  à l'infini), les variations des courbes restent les mêmes, seule l'intensité de la composante verticale  $B_z$  est modifiée, alors que la composante radiale  $B_\rho$  reste inchangée.

## ii) Approximations analytiques

Afin de faciliter et de réduire les temps de calculs du champ magnétique externe de Connerney, des approximations analytiques ont été mises en place [Connerney et al., 1981]. Ces approximations consistent à remplacer les fonctions de Bessel par des polynômes approchant. Ainsi  $J_1(\lambda\rho)$  et  $J_0(\lambda\rho)$  seront remplacés par  $\lambda\rho/2$  et  $(1 - \lambda^2\rho^2/4)$ , respectivement.

Pour calculer le champ magnétique externe à partir des formules analytiques, quatre zones de calculs sont définies comme indiqué sur la Figure I.3-3.

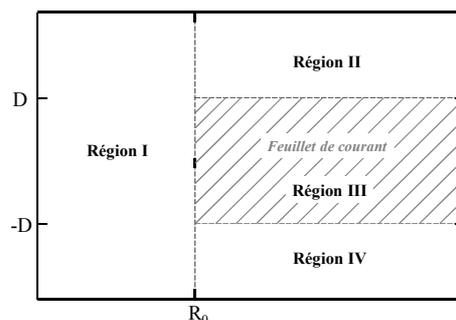


Figure I.3-3: Schéma des quatre régions de calcul du champ magnétique externe de Connerney

Les formules analytiques utilisées pour calculer les composantes du champ magnétique dans chaque zone sont donc les suivantes :

*Le feuillet de courant semi-fini :*

- Région I :  $\rho < R_0$  :

$$F_1 = \sqrt{(z-D)^2 + R_0^2} \quad F_2 = \sqrt{(z+D)^2 + R_0^2}$$

$$B_{\rho_{\text{inf}}}(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0 \rho}{2} \left( \frac{1}{F_1} - \frac{1}{F_2} \right)$$

$$B_{z_{\text{inf}}}(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left[ \frac{2D}{\sqrt{z^2 + R_0^2}} - \frac{\rho^2}{4} \left( \frac{z-D}{F_1^3} - \frac{z+D}{F_2^3} \right) \right]$$

- Région II, III, IV :  $\rho > R_0$  :

$$F_1 = \sqrt{(z-D)^2 + \rho^2} \quad F_2 = \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}$$

$$B_{z_{\text{inf}}}(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left[ \frac{2D}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} - \frac{R_0^2}{4} \left( \frac{z-D}{F_1^3} - \frac{z+D}{F_2^3} \right) \right]$$

$$B_{\rho_{\text{inf}}}(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left[ \frac{1}{\rho} (F_1 - F_2) - \frac{R_0^2 \rho}{4} \left( \frac{1}{F_1^3} - \frac{1}{F_2^3} \right) + \frac{2}{\rho} \left\{ \begin{array}{l} D \quad \text{pour } z \geq D \text{ (région II)} \\ z \quad \text{pour } |z| \leq D \text{ (région III)} \\ -D \quad \text{pour } z \leq -D \text{ (région IV)} \end{array} \right\} \right]$$

*Le feuillet de courant fini :*

Si l'on considère maintenant un feuillet de courant fini, c'est à dire avec une limite externe  $R_1$ , les composantes du champ magnétique résultent de la soustraction entre les composantes du champ dans le cas d'un feuillet de courant infini et celles calculées à partir des formules valables dans la région I en remplaçant  $R_0$  par  $R_1$ . Le champ magnétique,  $B_{\text{fini}}$ , se calcule alors à partir du champ dans le cas d'un feuillet semi-fini de la façon suivante :

$$B_{\rho_{\text{fini}}}(\rho, z) = B_{\rho_{\text{inf}}}(\rho, z) - \frac{\mu_0 I_0 \rho}{2} \left( \frac{1}{F_1} - \frac{1}{F_2} \right)$$

$$B_{z_{\text{fini}}}(\rho, z) = B_{z_{\text{inf}}}(\rho, z) - \frac{\mu_0 I_0}{2} \left[ \frac{2D}{\sqrt{z^2 + R_1^2}} - \frac{\rho^2}{4} \left( \frac{z-D}{F_1^3} - \frac{z+D}{F_2^3} \right) \right]$$

$$\text{avec} \quad F_1 = \sqrt{(z-D)^2 + R_1^2} \quad F_2 = \sqrt{(z+D)^2 + R_1^2}$$

Afin de limiter les temps de calcul, nous avons choisi d'utiliser, dans toutes nos simulations, les approximations analytiques énoncées ci-dessus pour calculer les composantes du champ magnétique externe de Connerney. Cependant, il est important de noter que ces approximations impliquent des instabilités dans la région  $\rho = R_0$ . En effet, il existe une discontinuité dans le calcul de la composante radiale  $B_\rho$  à  $\rho = R_0$  [Appendix : Connerney et al., 1981]. Cependant, cette discontinuité n'a pas de conséquence majeure sur le calcul du champ magnétique total de Jupiter dans la mesure où elle est maîtrisée. Pour ce faire, il suffit de calculer le champ magnétique à  $\rho = R_0 - \varepsilon$  et à  $\rho = R_0 + \varepsilon$  avec  $\varepsilon$  petit puis d'interpoler entre les deux valeurs.

A partir de ces formules analytiques, il est désormais possible de tracer la topologie du champ magnétique externe de Connerney. La Figure I.3-4 représente donc les lignes de champ du champ magnétique externe sur un plan méridien magnétique.

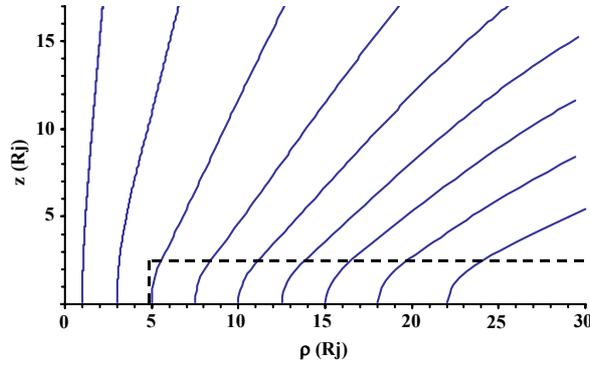


Figure I.3-4: Topologie du champ magnétique externe sur un plan méridien magnétique (le feuillet de courant est représenté par les lignes pointillées).

### b) Le modèle de champ magnétique externe de Khurana (de 1 à 100 Rj)

Comme dans le cas du modèle de Connerney, le modèle de Khurana [1992, 1997] est basé sur les données de plusieurs satellites : Pioneer 10, Voyager 1 et Voyager 2. Cependant, contrairement au modèle de Connerney, il n'est pas limité à la région  $r < 30 R_j$  mais jusqu'à  $100 R_j$  environ. Le système de coordonnées choisi pour calculer les composantes du champ magnétique externe est un système de coordonnées cylindriques  $(\rho, \varphi, z)$  avec  $\hat{\rho}$  et  $\hat{\varphi}$  dans le plan de l'équateur magnétique (déterminés par les paramètres du champ dipolaire décentré et incliné du modèle  $O_6$ ) et  $\hat{z}$  parallèle à l'axe du dipôle. Dans ce système de coordonnées, le disque de courant est initialement aligné avec l'équateur de Jupiter, jusqu'à  $10 R_j$ , puis s'en écarte et se rapproche de l'équateur magnétique au-delà [Khurana, 1997].

Dans le cas du modèle de Khurana, le champ magnétique externe s'écrit à l'aide de deux fonctions scalaires, connues sous le nom de « potentiels d'Euler », de la façon suivante [Khurana, 1997]:

$$\vec{B}_{\text{ext}} = \nabla f(\rho, \varphi, z) \times \nabla g(\rho, \varphi, z) \quad \text{tel que} \quad \begin{cases} B_{\rho_{\text{ext}}} = \frac{\partial f}{\rho \partial \varphi} \frac{\partial g}{\partial z} - \frac{\partial f}{\partial z} \frac{\partial g}{\rho \partial \varphi} \\ B_{\varphi_{\text{ext}}} = \frac{\partial f}{\partial z} \frac{\partial g}{\partial \rho} - \frac{\partial f}{\partial \rho} \frac{\partial g}{\partial z} \\ B_{z_{\text{ext}}} = \frac{\partial f}{\partial \rho} \frac{\partial g}{\rho \partial \varphi} - \frac{\partial f}{\rho \partial \varphi} \frac{\partial g}{\partial \rho} \end{cases}$$

avec les fonctions d'Euler suivantes :

$$f = -C_1 \rho \left[ \tanh\left(\frac{r_{01}}{r}\right) \right]^{a_1} \ln \cosh \frac{z - z_{cs}}{D_1} + \int \rho \left\{ C_2 \left[ \tanh\left(\frac{\rho_{02}}{\rho}\right) \right]^{a_2} + C_3 \left[ \tanh\left(\frac{\rho_{03}}{\rho}\right) \right]^{a_3} + C_4 \right\} d\rho$$

$$g = \varphi + p \left( 1 + q \tanh^2 \frac{z - z_{cs}}{D_2} \right) \cdot \rho \quad [\text{Khurana, 1997}]$$

où la fonction  $f$  dépend de 11 paramètres ( $C_1, C_2, C_3, C_4, a_1, a_2, r_{01}, \rho_{02}, \rho_{03}, D_1$  et  $D_2$ ) et la fonction  $g$  dépend de 3 paramètres ( $p, q, D_2$ ). Ces paramètres d'entrée, réunis dans le Tableau I-1, ont été déduits des mesures des sondes Pioneer 10, Voyager 1 et Voyager 2. La dernière colonne du tableau représente les différents paramètres obtenus en utilisant les paramètres de toutes les sondes, c'est ce qui est appelé ici le « modèle commun ».

Paramètres	P10	V1	V2	Modèle commun
$C_1$	70,2	100,8	84,8	80,3
$C_2$	1369,9	916,4	1034,7	690,4
$C_3$	33,4	70,6	39,3	101,3
$C_4$	-1,1	-1,3	-1,5	-1,7
$a_1$	3,27	2,61	2,04	2,49
$a_2$	2,06	1,62	1,75	1,80
$a_3$	7,55	9,56	4,43	2,64
$r_{01}$ (Rj)	44,1	35,6	36,7	38,0
$\rho_{02}$ (Rj)	2,55	1,78	1,99	2,14
$\rho_{03}$ (Rj)	32,8	27,9	19,7	12,5
$D_1$ (Rj)	1,83	2,16	2,21	2,01
$D_2$ (Rj)	20,60	19,23	16,81	13,27
$p$	$6,66 \times 10^{-3}$	$7,48 \times 10^{-3}$	$5,73 \times 10^{-3}$	$6,26 \times 10^{-3}$
$q$	0,32	0,33	0,35	0,35
RMS error, nT	3,67	3,5	2,64	4,01

Tableau I.3-1 : Paramètre d'entrée du modèle de champ magnétique externe

Comme nous l'avons mentionné dans le cas du modèle de champ magnétique de Connerney, les paramètres d'entrées du modèle de champ magnétique externe de Khurana ont été définis en utilisant un modèle de champ interne donné : le modèle  $O_6$ . En aucun cas, les paramètres cités ci dessus ne peuvent être utilisés avec un autre champ magnétique interne. Dans toutes nos simulations nous avons choisi arbitrairement le modèle de Khurana défini à partir des paramètres utilisant les données de Voyager 2.

Le paramètre  $z_{cs}$ , présent dans les fonctions  $f$  et  $g$ , représente, quant à lui, la distance entre le disque de courant et l'équateur magnétique pour des valeurs de  $\rho$  et  $\varphi$  données. Dans le système de coordonnées choisi, défini précédemment, cette distance  $z_{cs}$  s'écrit comme suit :

$$z_{cs} = \rho \tan(9.6^\circ) \left[ \frac{x_0}{x} \tanh\left(\frac{x}{x_0}\right) \cos(\varphi - \delta) - \cos(\varphi - \pi) \right]$$

$$\delta = \pi - \frac{\Omega_j \rho_0}{v_0} \ln \cosh \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) \quad [\text{Khurana, 1997}]$$

avec :

- $x$  : la distance du satellite en coordonnées JSO (Jupiter-Sun-orbital plane), tel que  $x$  est parallèle à la ligne Jupiter-Soleil, positif vers le Soleil et  $y$  est perpendiculaire à  $x$  et se trouve dans le plan orbital de Jupiter.
- $x_0$  : distance à partir de laquelle le disque de courant n'est plus parallèle à l'équateur magnétique ( $x_0 = -33,5 R_j$ ).
- $v_0$  : valeur asymptotique de la vitesse des ondes ( $v_0 = 37,4 R_j/h$ ).
- $\rho_0$  : distance effective au-delà de laquelle le délai de propagation des ondes est significatif ( $\rho_0 = 33.2 R_j$ ) [Khurana, 1992].
- $\Omega_j$  : vitesse angulaire de Jupiter.

Ainsi, afin de calculer les composantes du champ magnétique externe d'après le modèle de Khurana, un changement de repère du système III au système de coordonnées JSO est nécessaire (Annexe A).

### c) Modèles de champ magnétique total (*B<sub>int</sub>* + *B<sub>ext</sub>*)

Après avoir décrit le champ interne (modèle  $O_4$  et modèle  $O_6$ ) et le champ externe (modèle du feuillet de courant), il est désormais possible d'ajouter ces deux composantes pour obtenir le champ total que nous utiliserons ultérieurement, tel que :

$$\vec{B} = \vec{B}_{\text{int}} + \vec{B}_{\text{"magnétodisque"}}$$

La Figure I.3-5 et la Figure I.3-6 représentent la topologie du champ magnétique total (interne + externe) dans un plan méridien magnétique, dans le cas du modèle de Connerney et de Khurana respectivement. Sur la Figure I.3-5, nous avons comparé les lignes de champ magnétique résultantes du modèle de champ interne  $O_4$  ajouté au modèle de champ magnétique externe de Connerney [Connerney et al., 1981] (en foncé) avec celles résultantes du champ interne ( $O_4$ ) seulement (en clair). Les valeurs indiquées sur les lignes de champ sont les valeurs de la colatitude magnétique  $\theta_m$  du pied de la ligne de champ à la surface de la planète. Nous pouvons constater que le champ externe du feuillet de courant (le magnétodisque) tend à étirer les lignes de champ. Par exemple si on se place à une colatitude  $\theta_m$  égale à  $18^\circ$ , la ligne de champ provenant du champ interne seulement coupe l'équateur magnétique à  $\rho = 10 R_j$ , alors que la ligne de champ résultant du champ total coupe l'équateur à  $\rho = 14 R_j$ . L'étirement des lignes de champ magnétique est tel que l'on obtient des lignes de champ ouvertes, ce qui est impossible avec un champ interne seul. En effet d'après la Figure I.3-5, pour une colatitude magnétique d'une valeur de  $16^\circ$ , la ligne de champ résultante du champ total ( $O_4$  + Connerney) est ouverte ce qui n'est jamais le cas pour une ligne de champ issue du champ interne  $O_4$ .

Sur la Figure I.3-6, nous avons comparé les lignes de champ magnétique résultantes du modèle de champ interne  $O_6$  ajouté au modèle de champ externe de Khurana (en foncé) avec les lignes de champ magnétique obtenues à partir du modèle de champ interne  $O_6$  seulement (en clair). Comme sur la Figure I.3-5, on observe un étirement des lignes de champ magnétique du champ externe par rapport aux lignes de champ magnétique résultantes du champ interne seulement. Il est clair dans les deux cas que pour représenter le champ

magnétique jovien dans des régions internes à l'orbite de Io, l'utilisation d'un modèle de champ magnétique interne est suffisante.

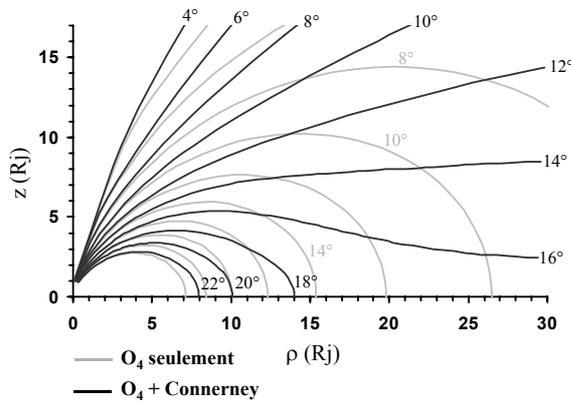


Figure I.3-5 : Comparaison entre la topologie du champ magnétique résultant du modèle «  $O_4$  + Connerney » (en foncé) et la topologie du champ résultant du modèle  $O_4$  seulement (en clair). Les valeurs sur les lignes de champ représentent la colatitude magnétique.

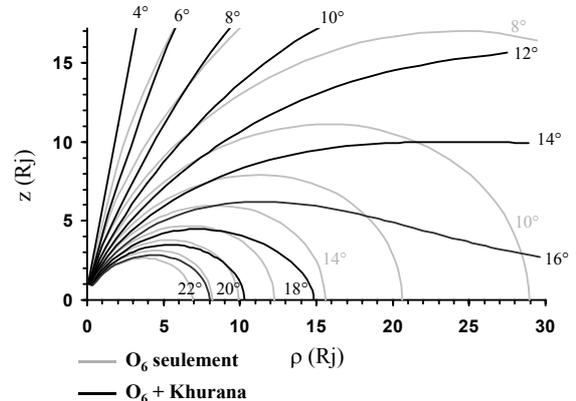


Figure I.3-6 : Comparaison entre la topologie du champ magnétique résultant du modèle «  $O_6$  + Khurana » (en foncé) et la topologie du champ résultant du modèle  $O_6$  seulement (en clair). Les valeurs sur les lignes de champ représentent la colatitude magnétique.

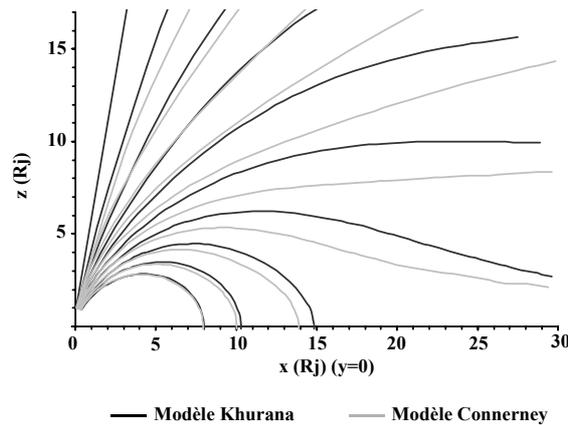


Figure I.3-7 : Comparaison entre les lignes du champ magnétique résultantes du modèle ' $O_4$  + Connerney' (en clair) celles résultantes du modèle ' $O_6$  + Khurana' (en foncé).

La topologie du champ magnétique total obtenue avec le modèle de Connerney et celle obtenue avec le modèle de Khurana est comparée sur la Figure I.3-7. Des différences entre le modèle ' $O_4$  + Connerney' (en clair) et le modèle ' $O_6$  + Khurana' (en foncé) sont visibles. Ces différences augmentent avec la valeur du paramètre  $L$  (paramètre de MacIlwain). Cependant, il est important de noter que dans notre région d'étude ( $L < 10$ ), les différences entre les deux modèles de champ magnétique ne sont pas significatives.

Dans le modèle Salammbô, les deux modèles de champ magnétique peuvent être utilisés. Par la suite, nous nous sommes limités à l'utilisation du modèle de champ magnétique «  $O_6$  + Khurana ».

## Chapitre II : Les observations des ceintures de radiation de Jupiter

Il existe deux principaux moyens d'observer les ceintures de radiation de Jupiter : les observations in-situ, c'est-à-dire les mesures de flux de particules énergétiques recueillies par les différentes sondes qui traversent la magnétosphère interne, et les observations radio-astronomiques depuis la Terre grâce aux différents radio-télescopes. Ces deux types d'observations vont être décrits tour à tour dans ce chapitre. Nous mentionnerons aussi brièvement un troisième type d'observations des ceintures de radiation de Jupiter: le rayonnement X.

### II.1 Observations in-situ : les sondes spatiales

Parmi toutes les sondes qui ont visité la magnétosphère de Jupiter : Pioneer 10 et 11, Voyager 1 et 2, Ulysses, Galileo et Cassini/Huygens, peu d'entre elles ont exploré la magnétosphère interne de Jupiter ( $r < 10 R_j$ ). Les premières mesures in-situ des ceintures de radiation de Jupiter ont été obtenues par les différents détecteurs de particules énergétiques à bord des sondes Pioneer 10 et 11 (1973-1974). Depuis, les données de la sonde Galileo et de son module de descente, 'Galileo Probe', ont permis d'enrichir le panel de mesures de particules énergétiques constituant les ceintures de radiation de Jupiter. La Figure II.1-1 représente la projection des trajectoires des différentes sondes lors de leur passage dans les ceintures de radiation internes de Jupiter, dans un plan méridien magnétique. Les sondes Ulysses et Cassini/Huygens ne sont pas présentes sur cette figure car le périapsis de leur trajectoire se situe vers  $100 R_j$ . La sonde Voyager 2 est passé au plus proche de Jupiter à environ  $10,1 R_j$  et se situe donc à la limite de la région représentée sur la Figure II.1-1. Pour la sonde Galileo, qui était en orbite autour de Jupiter, seul un passage dans les ceintures de radiation a été représenté, lors de l'orbite I24.

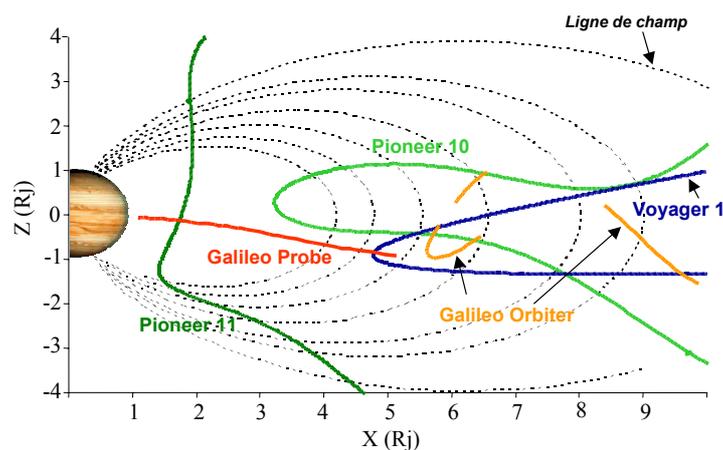


Figure II.1-1 : Projection des trajectoires des différentes sondes lors de leur passage dans les ceintures de radiation internes de Jupiter, dans un plan méridien magnétique

Le Tableau II.1-1 regroupe les différentes sondes et leurs instruments de mesures de particules énergétiques, qui ont traversé les ceintures de radiation interne de Jupiter. Chaque

série de mesures répertoriée dans le Tableau II.1-1 est limitée, que ce soit spatialement, par rapport à la trajectoire de la sonde ou encore en énergie, suivant l'instrument considéré. Une grande diversité et complémentarité des mesures permet de palier à ces limitations et d'obtenir une couverture en énergie et spatiale plus importante. Cependant, malgré la diversité des mesures répertoriées dans le Tableau II.1-1, peu sont facilement exploitables. Plusieurs problèmes rendent difficile l'utilisation de ces données : capacité de l'instrument à bien séparer les espèces lors de la mesure (problème de contamination) et saturations de certaines gammes d'énergie dans notre région d'intérêt.

La grande difficulté quant à la mesure des flux de particules dans les ceintures de radiation de Jupiter est d'éviter toute contamination par les électrons très énergétiques et très pénétrants.

Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter les différentes sondes et les instruments embarqués dont nous avons étudié les mesures. Les problèmes rencontrés lors de l'exploitation de ces données seront évoqués et les mesures réellement utilisables dans le cadre de notre étude seront identifiées.

Instruments	Données	Gammes d'énergie	Références
<u>Pioneer 10 et 11</u>			
Geiger Tube Telescope	électrons	>0.06, 0.55, 5, 21, 31 MeV	Van Allen et al. [1974, 1975], Van Allen, [1976] Baker and Van Allen [1977]
	protons	0.61-3.41 MeV	
Trapped Radiation Detector	électrons	>0.16, .26, .46, 5, 8, 12, 35 MeV	Fillius and McIlwain [1974] Fillius et al. [1975], Fillius [1976]
	protons	> 80 MeV	
Low Energy Telescope	protons	1.2, 2.15, 14.8, 21.2 MeV	Trainor et al. [1974,1975], McDonalds and Trainor [1976]
Electron Current Detector	électrons	> 3.4 MeV	Simpson et al. [1974, 1975]
Fission cell	protons	> 35 MeV	Simpson and McKibben [1976]
<u>Voyager 1</u>			
Low Energy Charged Particle	électrons Ions/protons	> 0.252, > 0.48, >1.2 MeV 0.028 à 1.45 MeV/nucléon	Krimigis et al., [1979]
<u>Galileo Probe</u>			
Energetic Particle Instrument	électrons	> 3.2 MeV, > 8 MeV	Fischer et al. [1992, 1996] Mihalov et al. [1998]
	protons	42-131, 62-131, 62-92 MeV/nuc	
	alphas heavy particles	62-136 MeV/nuc <sup>12</sup> C : 110-910 MeV <sup>32</sup> S : > 210 MeV	
<u>Galileo Orbiter</u>			
Heavy element monitor	Heavy ions	6 à 200 MeV/nuc	Garrard et al. [1992]
Energetic Particle Detector	électrons	15 keV à > 11 MeV	Williams et al. [1992]
	ions	20 keV à 55 MeV	
	heavy ions	10 keV/nuc à 15 MeV/nuc	

Tableau II.1-1 : Sondes et instruments de mesures de particules énergétiques ayant traversé les ceintures de radiation interne de Jupiter.

Les mesures de Voyager 1 n'ont pas été utilisées dans notre étude car les particules détectées ont des énergies trop faibles,  $< 1$  MeV, et donc en deçà de la gamme d'énergie qui nous intéresse ici (Tableau II.1-1). Nous ne détaillerons donc pas ici les mesures de cette sonde.

### II.1.1 Pioneer 10 et 11

Les sondes Pioneer 10 et 11, lancées respectivement en décembre 1973 et décembre 1974, ont été les premières à explorer les ceintures de radiation internes de Jupiter. La sonde Pioneer 10 s'est approchée de Jupiter dans un plan incliné de  $13,8^\circ$ , par l'hémisphère sud, a traversé le plan équatorial de la planète avant d'atteindre son périapsis à  $2,85 R_j$ , puis est repartie par l'hémisphère nord. La sonde Pioneer 11 a suivi, quant à elle, une trajectoire beaucoup plus inclinée et a traversé le cœur des ceintures de radiation internes, atteignant son périapsis à  $1,6 R_j$ . Les trajectoires de ces deux sondes sont donc complémentaires : la première a balayé des latitudes relativement faibles ( $< 20^\circ$ ) alors que la deuxième a balayé des plus hautes latitudes ( $> 40^\circ$ ) (Figure II.1-1).

De nombreux articles ont été consacrés à l'étude des mesures des sondes Pioneer, et plus particulièrement celles obtenues grâce à l'instrument GTT (Geiger Tube Telescope) qui mesure les électrons et protons énergétiques des ceintures de radiation [Van Allen et al., 1974, 1975, 1976 ; Baker et Van Allen 1977]. Ce sont les mesures de cet instrument que nous avons utilisées lors de ces travaux de thèse.

Cet instrument est composé de plusieurs détecteurs (A, B, C, D et G) correspondant chacun à une gamme d'énergie différente suivant la particule mesurée (Tableau II.1-2). Malheureusement, chaque détecteur individuel n'est pas capable de séparer complètement les électrons des protons. La principale difficulté dans l'exploitation de ces données réside donc dans l'identification de l'espèce majoritaire mesurée.

Détecteur	Gamme d'énergie (MeV) <i>Electrons</i>	Gamme d'énergie (MeV) <i>Protons</i>
(G - C)	$0,06 < E_e < 21$	$25 < E_p < 77,5$
(B - C)	$0,55 < E_e < 21$	$6,6 < E_p < 77,5$
(A - C)	$5 < E_e < 21$	$30 < E_p < 77,5$
C	$E_e > 21$	$E_p > 77,5$
D	$E_e > 31$	$E_p > 77,5$

Tableau II.1-2 : Gammes d'énergie de chaque espèce de particules (électrons et protons) suivant le détecteur considéré

Des méthodes empiriques d'identification des particules ont été mises en place dans le cas des mesures de GTT [Baker et Van Allen, 1977] et ont révélé que les comptages mesurés par ces détecteurs sont majoritairement des électrons énergétiques. Nous validerons cette affirmation ultérieurement grâce à notre modèle Salammbô (cf IV.3).

Les données du « Geiger Tube Telescope » embarqués sur les sondes Pioneer nous informent donc seulement sur les flux et la distribution spatiale des électrons dans les ceintures de radiation mais ne nous donne aucune indication en ce qui concerne les protons énergétiques.

Les Figures II.1-2 et II.1-3 représentent respectivement un exemple de flux d'électrons énergétiques mesurés par la sonde Pioneer 10 (Figure II.1-2) et par la sonde Pioneer 11 (Figure II.1-3) lors de leur passage dans les ceintures de radiation internes de Jupiter, pour

deux gammes d'énergie  $E_c > 21$  MeV et  $E_c > 31$  MeV. Les variations du flux d'électrons mesurés par les sondes et plus particulièrement par Pioneer 11, qui est passée plus près de la planète, sont principalement dues à la présence des lunes joviennes ainsi que du système d'anneaux qui engendrent des pertes locales de particules [Santos-Costa, 2001 ; Van Allen et al., 1974, 1975, 1976 ; Baker et Van Allen 1977].

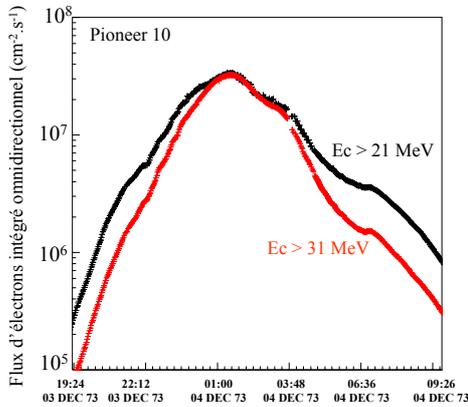


Figure II.1-2 : Flux intégré omnidirectionnel d'électrons mesurés par Pioneer 10 ( $E_c > 21$  MeV et  $E_c > 31$  MeV).

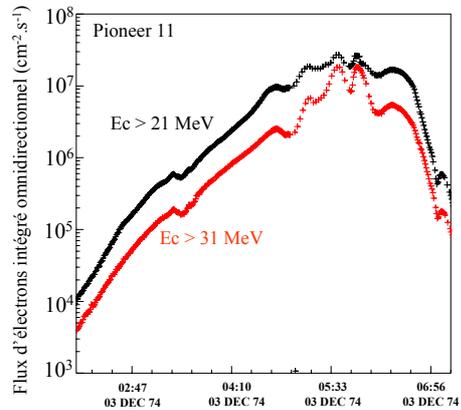


Figure II.1-3 : Flux intégré omnidirectionnel d'électrons mesurés par Pioneer 11 ( $E_c > 21$  MeV et  $E_c > 31$  MeV).

## II.1.2 Galileo Probe

Le 7 décembre 1995, le module de descente de la sonde Galileo, 'Galileo Probe', a renvoyé avec succès des mesures in-situ de l'atmosphère de Jupiter. Depuis l'orbite de Io ( $r \sim 6R_j$ ) jusqu'à sa pénétration dans l'atmosphère jovienne, des flux de particules énergétiques ont été mesurés grâce à un instrument embarqué à bord de Galileo Probe, EPI (Energetic Particle Instrument) [Fischer et al., 1992, 1996 ; Mihalov et al., 2000]. Trois échantillons de mesures ont été acquis près de l'équateur jovigraphique à environ 5, 4 et 3  $R_j$ , puis une série continue de mesures à été effectuée entre 2,4 et 1,25  $R_j$ . Galileo Probe est donc la première sonde à obtenir des mesures de particules énergétiques dans la région la plus interne de la magnétosphère ( $r < 1,5 R_j$ ).

La Figure II.1-4 montre la localisation des mesures de EPI par rapport au satellite Io et à son tore de plasma ainsi que par rapport aux lunes internes, Thébé, Amalthée, Métis et Adrastée et au système d'anneaux.

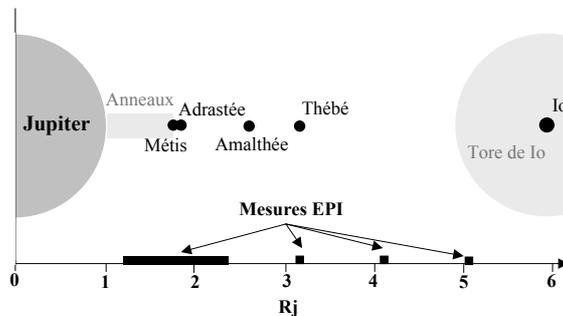


Figure II.1-4 : Schéma représentant la localisation des mesures de EPI par rapport aux lunes joviennes et au système d'anneaux.

Quatre espèces différentes de particules énergétiques ont été mesurées par EPI : les électrons, les protons, les particules alpha ( $\text{He}^{2+}$ ) et les ions lourds ( $Z > 2$ ). La résolution de EPI conduit à 8 canaux en énergie différents : E1, E2, E3, P1, P2, P3, He, HV [Fischer et al., 1996]. Chacun des canaux en énergie ne sépare pas complètement les espèces excepté le dernier (HV), comme le montre le Tableau II.1-3. Toutefois, les canaux E1, E2, E3 sont, à priori, associés aux électrons, P1, P2, P3 aux protons, He aux particules alpha et HV aux ions lourds.

Canaux	Gamme d'énergie ( $\text{MeV} \cdot \text{Nucléon}^{-1}$ )				
	Électrons	Protons	Hélium	Carbone	Soufre
E1	> 3,2	> 42	> 42	75	125
E2	> 8	> 62	> 62	110	210
E3	> 8	> 62	> 62	110	210
P1	> 66	42 – 131	> 42	75	125
P2	> 100	62 – 131	> 62	110	210
P3	> 203	62 – 92	62 – 530	110	210
He	> 450	-	62 – 136	110	210
HV	-	-	-	110 – 168	210

Tableau II.1-3 : Gamme d'énergie de chaque espèce pour les différents canaux en énergie de EPI.

La Figure II.1-5 représente les flux mesurés par EPI lors de sa trajectoire vers Jupiter. Les canaux choisis montrent les flux de particules pour les électrons énergétiques (E1), les protons énergétiques (P1), les particules alpha (He) et les ions lourds (HV). Cette Figure montre que les flux de particules énergétiques augmentent alors que la distance radiale diminue, et atteignent un pic vers 2,2 Rj. Les flux diminuent ensuite vers 2 Rj avant d'atteindre un pic secondaire vers 1,5 Rj, très marqués sur les mesures des canaux He et HV. La diminution brutale des flux entre 1,8 et 2 Rj est probablement due à l'effet cumulé des deux premiers satellites (Métis et Adrastée) et du système d'anneaux de Jupiter. Quand à la présence du pic secondaire dans les mesures d'ions (He et HV), son origine n'est pas encore clairement expliquée et reste dans le domaine de la spéculation. Fischer et al. [1996] évoque par exemple le phénomène de spallation des poussières des anneaux par les protons énergétiques piégés dans les ceintures.

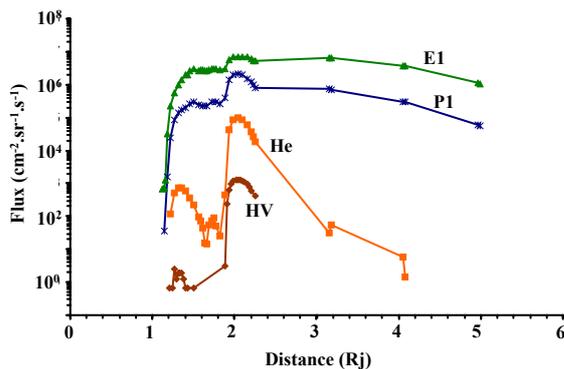


Figure II.1-5 : Flux ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) mesurés par EPI pour les électrons (E1), les protons (P1), les particules alpha (He) et les ions lourds (HV).

Compte tenu de l'expérience des mesures Pioneer complètement dominées par des électrons énergétiques et la faible résolution en espèce de EPI, une question peut se poser : comment peut-on être sûr que les mesures ne sont pas toutes contaminées par des électrons énergétiques ? Par exemple, le canal P1, associé aux protons d'énergie comprise entre 42 et 131 MeV, ne mesure-t-il pas majoritairement des électrons d'énergie supérieure à 66 MeV (Tableau II.1-3) ?

Comme dans le cas des données des sondes Pioneer, la question de l'identification des particules mesurées se pose. Les ceintures de radiation internes de Jupiter étant composées principalement d'électrons très énergétiques, il est fortement probable que les canaux E1, E2 et E3 associés aux électrons mesurent essentiellement des électrons énergétiques. Par contre, il est difficile d'être aussi catégorique pour les autres canaux (P1, P2, P3, He, HV).

Nous reviendrons sur ce problème d'identification des particules énergétiques mesurées par EPI dans un chapitre ultérieur, à l'aide de notre modèle de ceintures de radiation, Salammbô (cf IV.3).

### II.1.3 Galileo Orbiter

La mission Galileo était constituée de deux modules, la sonde de descente dont nous venons de parler et le satellite lui-même, en orbite autour de Jupiter ('Galileo Orbiter'). La mission première du satellite Galileo était d'étudier Jupiter, ses satellites et sa magnétosphère pendant deux ans, qui se transformèrent en sept années au vu du succès des résultats et à la bonne résistance aux radiations des équipements. L'orbite hautement elliptique de la sonde a permis de couvrir une grande partie de la magnétosphère jovienne, de 5 rayons joviens environs à quelques centaines de rayons joviens, avant de finir sa course dans l'atmosphère de Jupiter. Lors de ses différentes orbites autour de la planète, Galileo a survolé à plusieurs reprises, les différents satellites galiléens de Jupiter (Callisto, Ganymède, Europe et Io). Lors de sa plongée vers Jupiter, la sonde a aussi survolé le satellite Amalthée situé à 2,6 R<sub>J</sub>.

Particules	Energie (MeV.nuc <sup>-1</sup> )
Electrons	0,015 – > 11
Z >= 1	0,02 – 55
Hélium	0,025 – 15,5
Oxygène	0,012 – 10,7
Sulfur	0,01 – 13
Fer	0,01 – 15

Tableau II.1-4 : Gammes d'énergie des différentes particules détectées par l'instrument EPD à bord de la sonde Galileo.

Parmi les différents instruments de mesures embarqués, un d'entre eux nous intéresse particulièrement : EPD (Energetic Particle Detector) [Williams et al., 1992]. Cet instrument a permis d'obtenir des mesures de plusieurs espèces de particules énergétiques de la magnétosphère de Jupiter : électrons, protons et ions. Le Tableau II.1-4 représente la gamme d'énergie des particules mesurées par le détecteur. Par comparaison avec les sondes Pioneer et Galileo Probe, Galileo Orbiter détecte des particules d'énergie plus faible, de l'ordre de la dizaine de keV.

Dans le contexte de notre étude de la magnétosphère interne de Jupiter, les données de Galileo EPD semble à première vue pouvoir nous apporter des informations complémentaires sur les particules énergétiques de la magnétosphère jovienne. Cependant, l'exploitation de ces données lors de mes travaux de thèse a été relativement difficile, pour plusieurs raisons. Tout d'abord, malgré le grand nombre d'orbites autour de Jupiter, seulement 5 d'entre elles ont traversé la région interne à l'orbite de Io, région qui nous intéresse particulièrement dans notre étude. De plus, il s'est avéré que les données recueillies dans cette région ne sont pas utilisables, notamment dans le cas des électrons, car les mesures sont saturées. Nous n'avons donc pas pu utiliser les données de Galileo EPD pour effectuer des comparaisons avec notre modèle, contrairement aux données des sondes Pioneer et Galileo Probe.

## II.2 Observations radio astronomiques : rayonnement synchrotron

### II.2.1 L'émission synchrotron de Jupiter

Jupiter est connue pour être un émetteur radio très puissant dans plusieurs domaines de longueurs d'onde : le spectre d'émission s'étale du domaine des ondes millimétriques jusqu'à celui des ondes kilométriques. Les sources de ces rayonnements se situent principalement dans la magnétosphère interne et médiane. Nous nous intéresserons ici seulement aux rayonnements décimétriques et centimétriques.

Les rayonnements décimétriques et centimétriques sont composées de l'émission thermique de la planète et d'une émission non-thermique, découverte en 1955 [Burke and Franklin, 1955 ; Carr et al., 1983], dont la source se situe dans la magnétosphère interne de Jupiter et dans la haute ionosphère. Depuis sa découverte, cette émission non-thermique est étudiée en détails. En particulier, dans les années 1960, il a été prouvé que l'émission non-thermique de Jupiter était due au rayonnement synchrotron des électrons relativistes piégés dans le champ magnétique jovien, les ceintures de radiation [Drake et Hvatum, 1959 ; Carr et Gulkis, 1969 ; Berge et Gulkis, 1976]. De plus, plusieurs campagnes d'observations ont montré que des variations temporelles de l'émission synchrotron de Jupiter existent à l'échelle de la période de rotation de la planète [de Pater, 1980] mais aussi à l'échelle du mois et de l'année [Roberts et Komesaroff, 1965 ; Robert et Ekers, 1968 ; Gerard, 1970, 1976 ; Gulkis et al., 1971 ; Klein et al., 1972, 1989].

Ainsi, les observations de l'émission non-thermique de Jupiter sont une opportunité pour essayer de mieux comprendre la structure de la magnétosphère interne de Jupiter [de Pater, 1981a,b,c, 1983, 1991 ; Leblanc et al., 1997 ; Dulk et al., 1999a,b] d'autant plus que cette émission n'est issue que d'un seul type de particule, les électrons. En 1994, l'impact de la comète P/Shoemaker-Levy 9 a fait l'objet de plusieurs campagnes d'observations et des études approfondies sur l'importante perturbation engendrée dans les ceintures de radiation ont été effectuées [de Pater et Brecht, 2001 ; Brecht et al., 2001].

### II.2.2 Variations de la densité de flux non-thermique avec $\lambda_{III}$ (CML)

La plus ancienne façon d'observer le rayonnement synchrotron de Jupiter est de mesurer la densité de flux non-thermique de l'émission. Des campagnes d'observations ont permis de démontrer que la densité de flux de l'émission synchrotron varie avec une rotation de la planète sur elle-même [Roberts and Komesaroff, 1965 ; Roberts and Ekers, 1968 ; Gulkis et al., 1971 ; de Pater, 1980, 1981a,b,c]. Afin de mieux comprendre ces variations, il est indispensable de définir deux paramètres géométriques :  $D_E$ , la déclinaison de la Terre par rapport à l'équateur jovigraphique (Figure II.2-1) et  $\lambda_{III}$ (CML), la longitude dans le système III telle qu'elle est définie sur la Figure II.2-2.

Les variations de la densité totale de flux non-thermique,  $S_v$  [ $\text{W}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ ], en fonction de la rotation de la planète, c'est-à-dire en fonction de la longitude  $\lambda_{III}$ (CML), sont appelées « Beaming Curve ». Cette densité de flux est communément calculée en Jansky (Jy), tel que  $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ . Pour une configuration géométrique donnée ( $D_E$  fixé), l'angle entre l'axe magnétique et l'axe de rotation de la planète (appelé en général « tilt du dipôle ») est la cause principale des variations de la densité de flux de l'émission synchrotron des électrons des ceintures [Dulk et al., 1997].

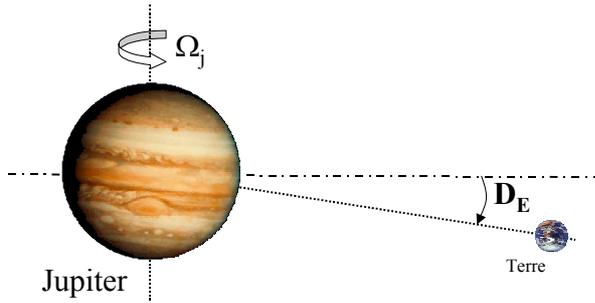


Figure II.2-1: Définition du paramètre géométrique  $D_E$  qui varie de  $\sim -3^\circ$  à  $\sim +3^\circ$  au cours de la révolution totale de Jupiter (11,86 ans) [Hood, 1993a].

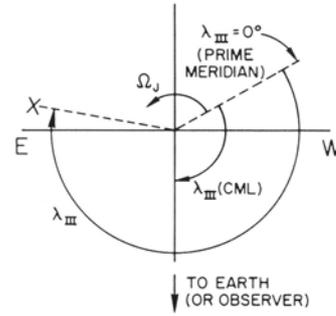


Figure II.2-2: Définition de la longitude  $\lambda_{III}(\text{CML})$  dans le système III [Dessler, 1983].

La Figure II.2-3 montre un exemple de ‘beaming curve’ de l’émission synchrotron de Jupiter à 2295 MHz déduite des observations effectuées du 7 au 12 mai 1996 à Goldstone [Klein et al., 1997]. A cette époque le  $D_E$  était de  $-1,75^\circ$ .

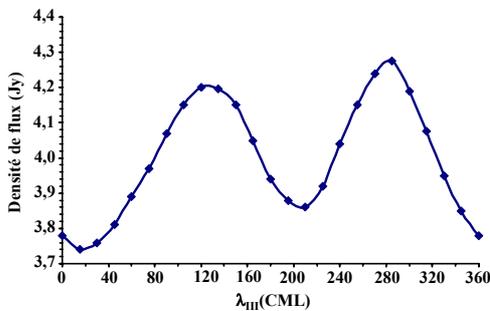


Figure II.2-3 : ‘Beaming curve’ déduite des observations effectuées au Goldstone du 7 au 12 mai 1996 à 2295 MHz [Klein et al., 1997].

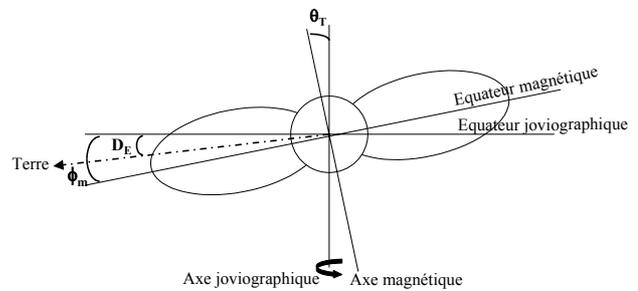


Figure II.2-4 : Relation géométrique entre le tilt du dipôle  $\theta_T$ , la déclinaison de la Terre  $D_E$  et la latitude magnétique de l’observateur  $\lambda_m$ .

Une ‘beaming curve’ est typiquement composée de deux maxima et de deux minima. Les deux maxima sont généralement centrés sur des valeurs de  $\lambda_{III}(\text{CML})$  telles que  $\lambda_m = 0^\circ$ , où  $\lambda_m$ , la latitude magnétique de l’observateur (Figure II.2-4) est définie par :

$$\lambda_m = D_E + \theta_T \cos(\lambda_{III}(\text{CML}) - \varphi_T) \quad [\text{Carr et al., 1983}]$$

avec  $D_E$  la déclinaison de la Terre dans le repère jovicentrique,  $\theta_T$  l’angle entre l’axe magnétique et l’axe de rotation de la planète ( $\theta_T = 9,6^\circ$ ) et  $\varphi_T$  la longitude à laquelle l’axe est incliné ( $\varphi_T = 202^\circ$ ).

Ainsi d’après cette formule, pour un  $D_E$  de  $-1,75^\circ$ , la longitude des maxima de la ‘beaming curve’ devraient se trouver à  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 123^\circ$  et  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 282^\circ$ . Expérimentalement, les valeurs de  $\lambda_{III}(\text{CML})$  pour lesquelles la densité de flux non-thermique est maximale sont  $120^\circ$  et  $290^\circ$  environ, ce qui est cohérent avec les valeurs trouvées empiriquement. La Figure II.2-3 montre également que les deux maxima ont des intensités différentes (4,2 Jy et 4,28 Jy). En ce qui concerne les minima de la ‘beaming curve’, localisés à  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 20^\circ$  et  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 210^\circ$ , ils ont eux aussi des intensités différentes (3,74 Jy et 3,85 Jy).

### II.2.3 Variations à long terme de la densité de flux de l'émission synchrotron

Depuis 1971, un programme d'observation à long terme de l'émission synchrotron de Jupiter, le « Deep Space Network Jupiter Patrol », est mis en place pour étudier les variations de la densité de flux de l'émission synchrotron à 2295 MHz [Klein et al., 1989]. Ces données, ajoutées à des mesures antérieures [Roberts and Komesaroff, 1965 ; Robert and Ekers, 1968 ; Gerard, 1970 ; Gulkis et al., 1971], révèlent l'évolution à long terme de l'émission synchrotron de Jupiter. Toutes ces données, moyennées sur la longitude ( $\lambda_{III}(CML)$ ) sont regroupées sur la Figure II.2-5 [Bolton et al., 2002] de 1962 à 2002. Pour une question d'homogénéité, toutes les données ont été normalisées à 4,04 UA (unité astronomique). Sur cette figure, les variations à long terme de la densité de flux sont clairement visibles.

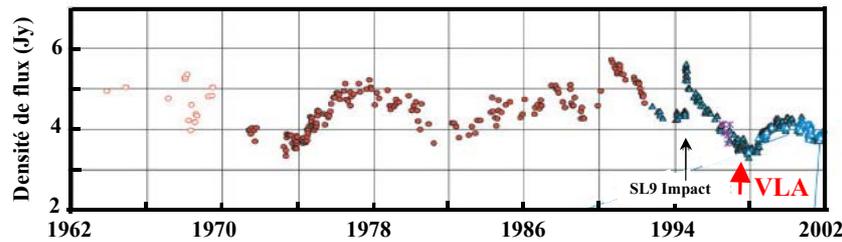


Figure II.2-5 : Variations à long terme de l'émission synchrotron de Jupiter (Jy) normalisées à 4,04 UA observées à 2295 MHz [Bolton et al., 2002].

L'origine de ces variations étant encore inconnue, plusieurs hypothèses ont été proposées pour expliquer cette dynamique. L'une d'entre elle préconise un effet purement géométrique du paramètre  $D_E$  [Hood, 1993a].  $D_E$  variant de  $-3^\circ$  à  $+3^\circ$ , avec une périodicité de 11 ans (Figure II.2-6), pourrait entraîner un changement de configuration géométrique responsable de ces fluctuations. En effet, les variations de  $D_E$  et celles de la densité de flux de l'émission synchrotron présentent des similitudes. Cependant, le rôle de  $D_E$  dans les variations à long terme de l'émission synchrotron reste encore une hypothèse à ce jour et doit être vérifiée.

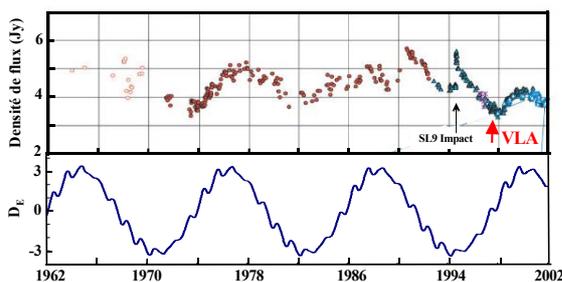


Figure II.2-6 : Variations à long terme de l'émission synchrotron à 2295 MHz (en haut)[Bolton et al., 2002]. Evolution de  $D_E$  en fonction du temps (en bas).

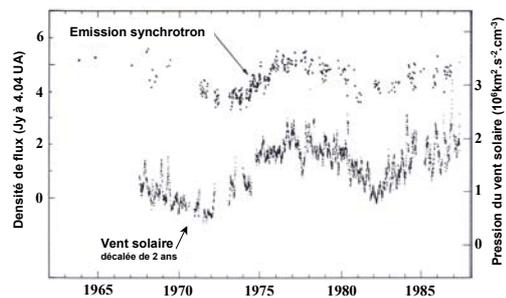


Figure II.2-7 : Pression du vent solaire (moyennée sur 27 jours) comparée à la densité de flux de l'émission synchrotron de Jupiter. Les données du vent solaire ont été décalées de 2 ans.[Bolton et al., 1989].

La deuxième hypothèse pour expliquer ces variations préconise une origine dynamique. Des corrélations entre certains paramètres du vent solaire et l'émission synchrotron de Jupiter ont été calculées [Bolton et al., 1989 ; de Pater et Goertz, 1994 ; Galopeau et Gerard, 2001]. Les paramètres du vent solaire examinés dans cette étude sont la

densité d'ions du vent solaire, la température des ions, la pression du vent solaire, le champ magnétique interplanétaire ou encore la densité de flux solaire (10.7-cm). Il est quand même important de noter que les mesures du vent solaire proviennent de satellites à 1 UA (au niveau de l'orbite de la Terre) et non à 5,2 UA (orbite de Jupiter). La meilleure corrélation issue de cette étude est obtenue avec la pression du vent solaire, avec un décalage en temps de deux ans (Figure II.2-7). Si toutefois cette hypothèse est vraie, le décalage de deux ans est à l'heure actuelle inexécuté.

La difficulté majeure de cet exercice provient du fait qu'une année jovienne est très voisine d'un cycle solaire. Ainsi, personne n'a pu encore trancher entre l'une ou l'autre hypothèse. Les études des ceintures de radiation terrestres faites au DESP montrent que la dynamique des ceintures est d'autant plus importante que l'on s'éloigne de la planète (d'autant plus facile que le champ magnétique est faible). Ainsi par analogie, on peut s'attendre à ce que si dynamique il y a, alors elle se produit sûrement dans la région externe des ceintures de radiation de Jupiter. Dans ce sens là, il est intéressant d'analyser les images synchrotron à deux dimensions en détails.

#### II.2.4 Images 2D des ceintures de radiation de Jupiter

Au fil des années, des campagnes d'observations ont été menées, notamment avec les interféromètres américain (Very Large Array) et australien (Australian Telescope Compact Array), afin d'obtenir des cartographies à deux dimensions de l'émission synchrotron de Jupiter, appelées communément « images synchrotron ». Plusieurs longueurs d'ondes ont été étudiées : 6, 13, 21 et 90 cm, respectivement 5000, 2295, 1424 et 333 MHz.

Les images synchrotron, reflet de la distribution spatiale des électrons des ceintures de radiation, ont depuis toujours surpris par la répartition spatiale de l'intensité du rayonnement synchrotron autour de la planète : un maximum en intensité se situe près de l'équateur magnétique alors que deux maxima apparaissent à de plus hautes latitudes magnétiques [Leblanc et al., 1997] (Figure II.2-8).

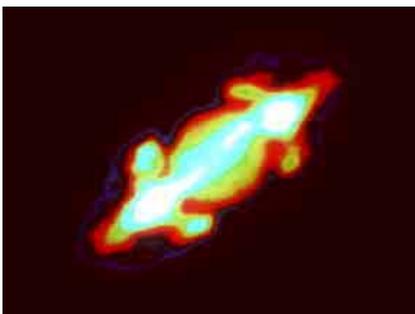


Figure II.2-8: Répartition spatiale de l'émission synchrotron des ceintures de radiation de Jupiter de part et d'autre de l'émission thermique de la planète (émission centrale) à la fréquence de 1424 MHz (21 cm). [<http://www.windows.ucar.edu/>]

A cette répartition originale, s'ajoutent différents paramètres qui contribuent à nuancer l'image reconstruite à partir des mesures astronomiques : la longueur d'onde d'observation  $\lambda$ , la déclinaison de la Terre  $D_E$ , la longitude  $\lambda_{III}$ (CML) et la résolution de l'interféromètre [Leblanc et al., 1997 ; Dulk et al., 1997]. Les différences sur la répartition spatiale de l'intensité du rayonnement synchrotron en fonction de ces paramètres peuvent se traduire sur l'image 2D par une extension différente des maxima de brillance à l'équateur et à hautes latitudes ou encore par la fluctuation du rapport entre l'intensité du maximum de brillance à l'équateur et l'intensité des émissions à hautes latitudes.

### a) Images synchrotron 2D du VLA

Lors de l'étude des ceintures de radiation, nous nous sommes principalement intéressés aux images 2D provenant d'observations effectuées en mai 1997 par le VLA (Very Large Array), à 1424 MHz (21 cm) et à 5000 MHz (6 cm) [Santos-Costa, 2001]. Lors de ces observations, le paramètre géométrique  $D_E$  était égal à  $0^\circ$ . D'autres images synchrotron existent, notamment celles obtenus en 2000 par le VLA à 1424 MHz et à 333 MHz (90 cm) mais la mauvaise résolution de ces images a limité notre choix aux images synchrotron résultantes des observations du VLA en 1997.

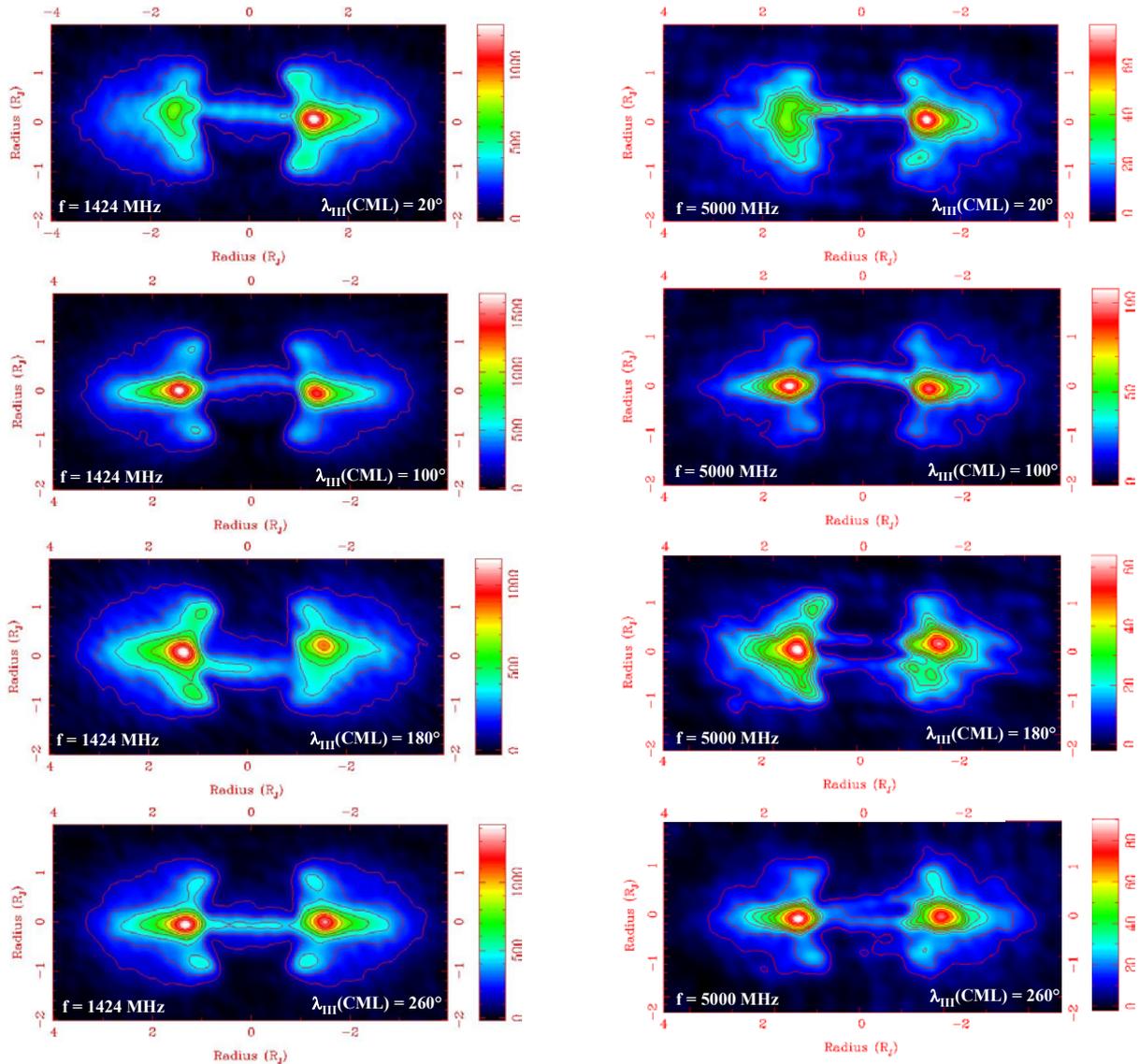


Figure II.2-9 : Evolution des ceintures de radiation de Jupiter en fonction de  $\lambda_{III}(CML)$  à 1424 MHz (21 cm) et à  $D_E = 0^\circ$ . Images du VLA en intensité totale convertie en température de brillance (Kelvin).

Figure II.2-10 : Evolution des ceintures de radiation de Jupiter en fonction de  $\lambda_{III}(CML)$  à 5000 MHz (6 cm) et à  $D_E = 0^\circ$ . Images du VLA en intensité totale convertie en température de brillance (Kelvin).

Toutes les images synchrotron du VLA à 1424 MHz et à 5000 MHz, présentées dans les prochains chapitres, correspondent à l'émission totale du rayonnement exprimée en

température de brillance (Kelvin). L'émission thermique de la planète est retirée des images en utilisant l'approche du « disque noir » : l'émission provenant de la planète est assimilée à celle d'un corps noir de forme circulaire possédant une température de 350K à 1424 MHz et 240K à 5000 MHz. Les images sont composées de 200×100 pixels et couvrent 8 rayons joviens en largeur et 4 rayons joviens en hauteur. Pour toutes les images, l'axe vertical correspond à l'axe magnétique. Sur toutes les images synchrotron du VLA en intensité totale (paramètres de Stokes I), présentées dans ce rapport, les valeurs des isocontours représentent un pourcentage du maximum de brillance de l'image : 10%, 20%, 30%, 35%, 40%, 45%, 50%, 60%, 70%, 80%, 90%.

Des images à différents  $\lambda_{III}(\text{CML})$  ( $0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, \dots, 340^\circ$ ) ont été construites pour représenter l'évolution des ceintures de radiation à 1424 MHz (21 cm) et à 5000 MHz (6 cm) au cours de la rotation de la planète. Afin d'augmenter la qualité des images et compléter les données recueillies pour chacune des longitudes, l'image produite pour chaque  $\lambda_{III}(\text{CML})$  englobe les données recueillies pour les longitudes comprises dans l'intervalle  $[\lambda_{III}(\text{CML}) - 10^\circ; \lambda_{III}(\text{CML}) + 10^\circ]$  [de Pater, 1980b ; Leblanc et al., 1997]. La Figure II.2-9 et la Figure II.2-10 montrent en quatre images cette évolution pour 1424 MHz (21 cm) et 5000 MHz (6 cm), respectivement. Pour une configuration géométrique donnée ( $D_E$ ) et une longueur d'onde fixée, l'angle entre l'axe magnétique et l'axe de rotation de la planète (communément appelé « tilt du dipôle ») est la cause principale des variations des ceintures de radiation de Jupiter en fonction de  $\lambda_{III}(\text{CML})$  [Dulk et al., 1997]. Cela se traduit sur les images par une alternance, de part et d'autre de la planète, des zones de radiation très intenses : la zone équatoriale d'émission maximale se situe soit à gauche (Est astronomique) soit à droite (Ouest astronomique) ainsi que par la disparition partielle ou totale des émissions secondaires à hautes latitudes suivant le  $\lambda_{III}(\text{CML})$  ([Santos-Costa, 2001] pour plus de détails).

### ***b) Importance relative de la zone 'externe' des images synchrotron***

A partir des images synchrotron 2D du VLA, nous sommes capables de calculer la densité de flux totale de l'émission pour un  $\lambda_{III}(\text{CML})$  donné. Prenons l'exemple de l'image synchrotron du VLA à  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 20^\circ$  (Figure II.2-11), la densité de flux totale de l'émission synchrotron est de 3,89 Jy.

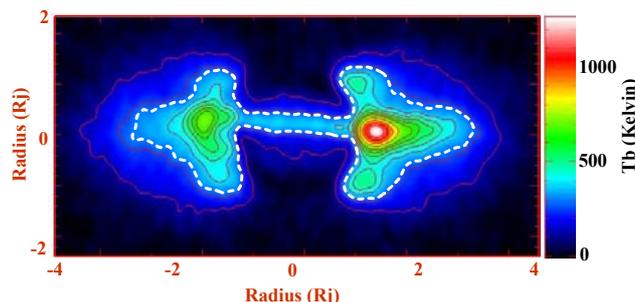


Figure II.2-11 : Image synchrotron du VLA à 1424 MHz pour  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 20^\circ$ . La densité de flux (Jy) est calculée dans deux zones délimitées par des pointillés blancs.

Afin de mieux analyser la distribution spatiale du rayonnement synchrotron dans les images 2D, nous avons divisé l'image en deux zones d'émission : une zone interne, où l'intensité des pixels de l'image est supérieure à 23% du maximum de brillance et une zone externe, où l'intensité des pixels de l'image est inférieure à 23% du maximum de brillance. Sur la Figure II.2-11, les deux zones sont délimitées par des pointillés blancs. Nous avons

donc calculé la densité de flux de l'émission synchrotron dans chacune des zones de l'image. Il en résulte que la zone externe de l'image (à l'extérieur des pointillés blancs) est responsable de 50% de la densité totale de flux de l'image. En effet, la densité de flux calculée dans la zone interne est égale à 1,95 Jy contre 1,94 Jy pour la zone externe. L'addition de ces deux densités de flux permet de retrouver la densité de flux totale de l'émission synchrotron, citée précédemment (3,89 Jy). La zone interne de l'image est certes constituée de pixels ayant une température de brillance plus forte que ceux de la zone externe mais cette dernière est beaucoup plus étendue. Ainsi, même si la zone interne semble être la partie principale du rayonnement synchrotron, la zone externe, correspondant à des lignes de champ plus éloignées ne doit pas être négligée.

### c) Images 2D obtenues par Cassini, en polarisation linéaire

Le 2 et 3 janvier 2001, l'instrument radar embarqué à bord de Cassini a mesuré l'émission synchrotron de Jupiter à 13,8 GHz (2,2 cm) [Bolton et al., 2002]. Les images synchrotron obtenues ne sont pas des images de l'intensité totale de l'émission, contrairement aux images du VLA, décrites ci-dessus. En effet, Cassini a mesuré le rayonnement synchrotron de Jupiter en polarisation linéaire horizontale et en polarisation linéaire verticale, comme le montre la Figure II.2-12 pour une configuration géométrique donnée ( $D_E = -1,2^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 105^\circ$ ). De telles images montrent que l'émission à l'équateur est polarisée dans la direction horizontale et les émissions à hautes latitudes dans la direction verticale. Nous reviendrons plus en détails sur la définition de la polarisation linéaire dans le paragraphe suivant consacré au modèle d'imagerie synchrotron.

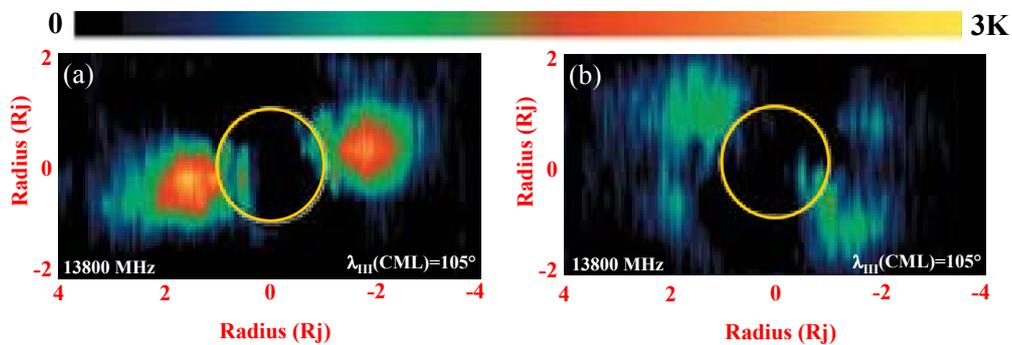


Figure II.2-12 : Images 2D de l'émission synchrotron de Jupiter à 13800 MHz (2,2 cm) observées par Cassini pour  $D_E = -1,2^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 105^\circ$ . (a) : polarisation linéaire horizontale. (b) : polarisation linéaire verticale [Bolton et al., 2002].

## II.2.5 Modèle d'imagerie synchrotron

Le rayonnement synchrotron est une source de renseignements très intéressants sur les électrons relativistes des ceintures de radiation de Jupiter. Afin de mieux comprendre ce processus d'émission et d'aboutir à une meilleure interprétation des observations radio astronomiques, un modèle d'imagerie synchrotron pour les ceintures de radiation de Jupiter a été mis en place [Santos-Costa, 2001]. Ce modèle d'imagerie synchrotron, appliqué aux résultats issus de Salammbô, va permettre d'obtenir des cartographies à deux dimensions de l'émission synchrotron de Jupiter, directement comparable à celles obtenues par les interféromètres, notamment l'interféromètre américain, le VLA (Very Large Array).

Alors que des cartographies à deux dimensions de l'émission synchrotron en intensité totale (Paramètre de Stokes I) étaient d'ores et déjà réalisable, ce modèle a été étendu pour générer des cartes à deux dimensions de l'émission synchrotron en polarisation linéaire horizontale et verticale. Nous proposons donc dans ce chapitre de décrire en quelques lignes ce modèle d'imagerie synchrotron.

### a) Image 2D de l'émission synchrotron en intensité totale

Tout point de la magnétosphère interne de Jupiter peut être assimilé à une source radio ponctuelle dont la densité de flux associée est définie par :

$$(S_v)_{\text{Ponctuel}} = \int I_v d\Omega \quad [\text{W.Hz}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}]$$

avec  $I_v$  l'intensité en  $\text{W.Hz}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ .

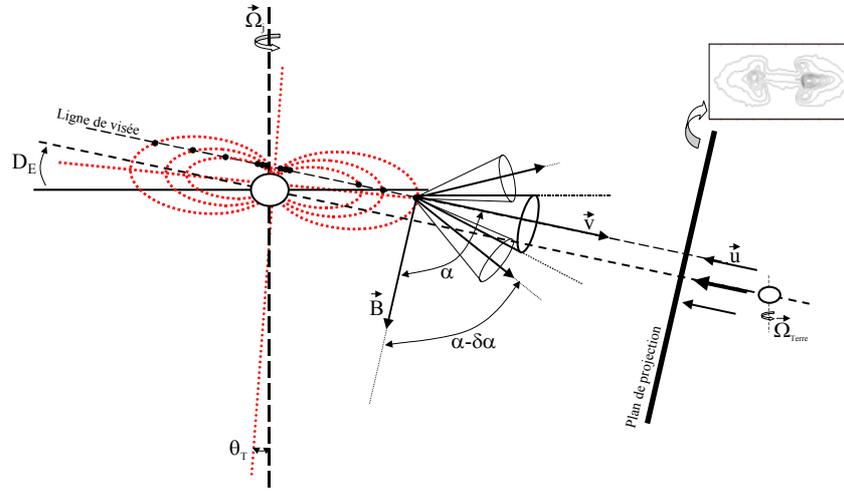


Figure II.2-13 : Configuration géométrique qu'il est nécessaire de considérer afin de pouvoir simuler l'émission synchrotron à un instant donné ( $D_E$  et  $\lambda_{III}$ (CML) fixés).

Par contre, l'image synchrotron 2D reconstruite à partir des observations (image VLA par exemple) est constituée d'une multitude de pixels. Chaque pixel fournit l'intensité totale émise par l'ensemble des sources radio situées sur la ligne de visée qui traverse ce pixel (Figure II.2-13). Ainsi, pour un observateur terrien, chaque pixel constitue une source ponctuelle. Dans le domaine des ondes décimétriques et centimétriques ( $h\nu \ll 1$  et  $\tau_\nu \ll 1$  [Dulk et al., 1985]), la densité de flux de cette source ponctuelle s'écrit de la façon suivante :

$$(S_v)_{\text{Pixel}} = \frac{2kT_B\Omega_B}{\lambda^2} \quad [\text{W.Hz}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}]$$

avec  $k$  la constante de Boltzman,  $T_B$  la température de brillance de chaque pixel,  $\Omega_B$  l'angle solide sous lequel l'émission est perçue depuis la Terre et  $\lambda$  la longueur d'onde.

Comme nous l'avons précisé précédemment (II.2.4), les images du VLA présentées dans les prochains chapitres représentent l'émission totale du rayonnement exprimée en température de brillance, en Kelvin. Jusqu'à présent, les images simulées à partir du modèle d'imagerie synchrotron étaient tracées en intensité relative et non en température de brillance

comme le sont les images du VLA [Santos-Costa, 2001]. Afin de comparer les images déduites des observations VLA et les images simulées grâce au modèle d'imagerie synchrotron en valeurs absolues, nous avons amélioré le modèle pour obtenir des images simulées exprimées en température de brillance  $T_B$  (Kelvin).

La température de brillance de chaque pixel d'une image synchrotron peut être calculée à partir de l'expression suivante :

$$T_{B(\text{Pixel})} = \int_{\text{lignedevisée}} \varepsilon(\nu, \alpha, E) dS \quad [\text{Kelvin}]$$

avec  $\varepsilon$  l'émissivité volumique (puissance émise par unité de fréquence, de volume et d'angle solide) produite par une population d'électrons d'énergie  $E$  et d'angle d'attaque  $\alpha$  (angle entre le vecteur vitesse et le vecteur champ magnétique), piégés dans les ceintures de radiation.

En remplaçant  $\varepsilon(\nu, \alpha, E)$  par son expression [Santos-Costa, 2001], la température de brillance peut être calculée de la façon suivante:

$$T_{B(\text{Pixel})} = \frac{\lambda^2 R_j}{2k} \frac{\sqrt{3}e^3}{(4\pi\varepsilon_0)m_0c} \int_{\text{lignedevisée}} \left( \int_E B(s) \sin(\alpha(s)) \times F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \times N(\alpha(s), E) dE \right) dS$$

avec  $N(\alpha(s), E)$  la densité volumique d'électrons par stéradian rayonnant dans la direction de l'observateur (ligne de visée) et possédant une énergie comprise entre  $E-dE$  et  $E+dE$  ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$ ),  $B$  le module du champ magnétique et  $\alpha$  l'angle d'attaque.  $F(x = \nu/\nu_c)$  est, quant à elle, la fonction permettant de définir la distribution spectrale du rayonnement synchrotron [Longair, 1994] (Figure II.2-14), avec  $\nu_c$  la fréquence critique définie telle que :

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \frac{eB}{m_0} \gamma^2 \sin(\alpha(s)) \quad [\text{Hz}] \quad \text{avec } \gamma = (E_c + E_0)/E_0$$

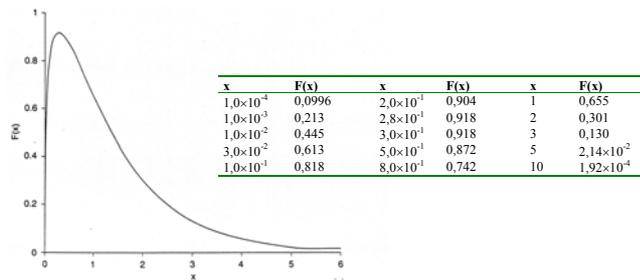


Figure II.2-14 : Caractéristiques de la fonction  $F(x = \nu/\nu_c)$  permettant de définir la distribution spectrale du rayonnement synchrotron [Longair, 1994].

Rappelons que la densité volumique d'électrons  $N(\alpha(s), E)$  est liée au flux différentiel unidirectionnel  $j_\alpha$  ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) et par conséquent à la fonction de distribution  $f$  des électrons ( $\text{MeV}^{-3} \cdot \text{s}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) telle que :

$$N(\alpha, E) = \frac{\gamma m_0}{p} j_\alpha(\alpha, E) = \gamma m_0 p \cdot f \quad [\text{MeV}^{-1} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}].$$

L'expression de la température de brillance d'un pixel définie ci-dessus, ne tient pas compte des électrons ayant un angle d'attaque compris entre  $\alpha - \Delta\alpha$  et  $\alpha + \Delta\alpha$  ( $\Delta\alpha = 1/\gamma$ ), dont le rayonnement contribue à l'intensité du pixel (Figure II.2-13). Afin d'intégrer cette population, il est nécessaire de supposer que la densité volumique d'électrons varie peu sur l'intervalle  $[\alpha - \Delta\alpha, \alpha + \Delta\alpha]$  et de définir une nouvelle fréquence critique  $\nu_c'$  qui tient compte des électrons rayonnant dans une direction légèrement différente de la ligne de visée. L'expression de la nouvelle fréquence critique est donnée par la relation [Hess, 1968] :

$$\nu_c'(\gamma, \psi) = \nu_c \cdot (1 + (\gamma\psi)^2)^{\frac{3}{2}} \quad [\text{Hz}]$$

avec  $\psi$  l'angle d'attaque de la particule dans l'intervalle  $[\alpha - \Delta\alpha, \alpha + \Delta\alpha]$ .

La température de brillance d'un pixel de l'image s'écrit alors :

$$T_{B(\text{Pixel})} = \frac{\lambda^2 R_j}{2k} \frac{\sqrt{3}e^3}{(4\pi\epsilon_0)m_0c} \int_{s-E-\Delta}^{s+E+\Delta} \int_{-\Delta}^{+\Delta} B(s) \sin(\alpha(s)) \times F\left(\frac{\nu}{\nu_c'(\gamma, \psi)}\right) \times N(\alpha(s), E) d\psi dE ds \quad [\text{K}]$$

Cette formule nous permet donc de calculer la température de brillance pour chaque pixel d'une image. Une image synchrotron à deux dimensions simulée à partir des résultats de Salammbô est ainsi construite. Ces images 2D simulées, pour une configuration géométrique donnée ( $\lambda_{III}(\text{CML})$  et  $D_E$  fixés), vont ainsi pouvoir être directement comparées aux images synchrotron à deux dimensions du VLA.

### ***b) Variation de la densité de flux avec $\lambda_{III}(\text{CML})$ : Beaming Curve***

Le rayonnement synchrotron perçu depuis la Terre varie au cours d'une rotation de Jupiter sur elle-même. Cela se traduit sur les images par une alternance, de part et d'autre de la planète, des zones de rayonnement très intenses. Ces variations à cours terme, dues à la géométrie du champ magnétique par rapport à l'axe de rotation de la planète, sont souvent représentées par des courbes appelées « Beaming curves », c'est-à-dire la densité de flux non-thermique ( $S_\nu$ ) en fonction de  $\lambda_{III}(\text{CML})$ .

A partir du modèle d'imagerie synchrotron décrit ci-dessus, et des images à deux dimensions pour un  $D_E$  et un  $\lambda_{III}(\text{CML})$  fixés, nous sommes désormais capables de calculer la densité de flux  $S_\nu$  d'une image synchrotron telle que :

$$(S_\nu)_{\text{image}} = \frac{2kT_{B(\text{image})}\Omega_B}{\lambda^2} \quad [\text{W} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}]$$

A partir d'une image à deux dimensions, nous allons tout d'abord calculer la température de brillance moyenne de cette image de telle sorte que :

$$T_B(\text{K})_{\text{moyenne}} = \frac{\sum (T_B)_{\text{Pixel}}}{N_{\text{pixels}}}$$

avec  $N_{\text{pixels}}$  le nombre de pixels de l'image qui rayonnent ( $(T_B)_{\text{pixel}} > 0$ ).

Après avoir calculé la température moyenne de l'image synchrotron, il est indispensable de calculer l'angle solide  $\Omega_B$  sous lequel l'émission est perçue depuis la Terre. D'après la définition d'un angle solide, on peut écrire :

$$\Omega_B = \frac{S \cos \theta}{r^2}$$

avec, dans notre cas, S la surface de l'émission synchrotron sur les images, r la distance de l'observateur à l'objet et  $\theta$ , l'angle entre la normale au plan de projection (l'image) et l'observateur. Dans le cas des images synchrotron, l'observateur se trouve dans le plan perpendiculaire au plan de projection, il en résulte que l'angle  $\theta$  est nul (Figure II.2-13).

Pour calculer la surface de l'émission synchrotron  $S_{\text{émission}}$ , il suffit de multiplier la surface d'un pixel ( $S_{\text{pixel}}$ ) par le nombre de pixels qui ont une température de brillance non nulle ( $N_{\text{pixel}}$ ). La densité de flux s'écrit alors :

$$(S_v)_{\text{image}} = \frac{2kT_B(K)_{\text{moyenne}}}{\lambda^2} \cdot \frac{S_{\text{pixel}} N_{\text{pixel}}}{r^2} \quad [\text{W} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}]$$

Par commodité, la densité de flux  $S_v$  est communément exprimée en Jansky, (Jy), tel que  $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \cdot \text{W} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ .

Pour illustrer ces formules, nous allons prendre l'exemple des images synchrotron du VLA de mai 1997. A partir de ces images, la densité de flux va pouvoir être calculée pour chaque  $\lambda_{\text{III}}$ (CML) disponible et la 'beaming curve' va ainsi pouvoir être déduite.

Prenons tout d'abord l'exemple de l'image du VLA à 1424 MHz pour  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{\text{III}}$ (CML) =  $0^\circ$  (Figure II.2-15). A partir de cette image, la température de brillance moyenne, la surface d'un pixel, le nombre de pixels ainsi que la distance entre la source d'émission et le lieu d'observation vont être calculés. Il faut rappeler que les images synchrotron du VLA sont composées de  $200 \times 100$  pixels et couvrent 8 Rj dans le sens de la longueur et 4 Rj dans le sens de la largeur. De plus les images du VLA sont normalisées à une distance de 4,04 UA (unité astronomique).

Les résultats obtenus sont les suivants :

$$N_{\text{pixels}} = 18804 \quad T_B(K)_{\text{moyenne}} = \frac{\sum T_B(K)_{\text{pixels} \neq 0}}{N_{\text{pixels} \neq 0}} = 151,77 \text{ K}$$

$$S_{\text{pixel}} = \frac{8 \times \text{Rj}}{200} \cdot \frac{4 \times \text{Rj}}{100} = 8,157 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$$

$$r = 4,04 \text{ UA} = 6,04 \cdot 10^{11} \text{ m}$$

La densité de flux,  $S_v$ , à 1424 MHz (21 cm), pour  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{\text{III}}$ (CML) =  $0^\circ$  calculée à partir de l'image à deux dimensions du VLA est alors égale à :  $S_v = 3,97 \text{ Jy}$

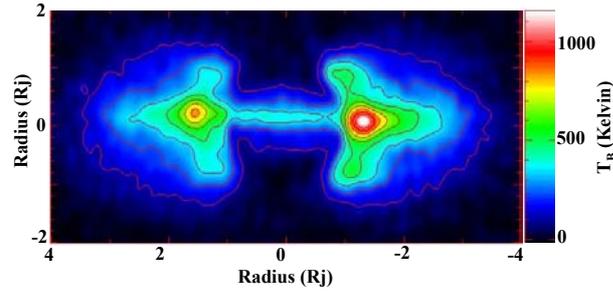


Figure II.2-15 : Image déduite des observations du VLA à 1424 MHz pour  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 0^\circ$ .

En procédant de la même façon pour chaque  $\lambda_{III}(CML)$  disponible dans les observations du VLA, il est possible de tracer la 'beaming curve', correspondant au rayonnement synchrotron à 1424 MHz pour  $D_E = 0^\circ$ . La Figure II.2-16 représente donc la densité de flux  $S_\nu$ , en jansky, en fonction de la longitude magnétique,  $\lambda_{III}(CML)$  (système III 1965.0).

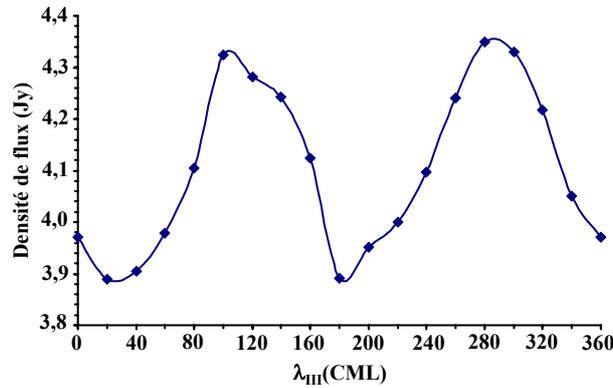


Figure II.2-16 : 'Beaming curve' déduite des observations du VLA en mai 1997 à 1424 MHz pour un  $D_E$  égal à  $0^\circ$ .

La courbe obtenue a la forme typique d'une beaming curve. En effet, elle présente deux maxima, vers  $\lambda_{III}(CML) = 110^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 290^\circ$ , et deux minima à  $\lambda_{III}(CML) = 20^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 180^\circ$ .

Pour valider le calcul de la densité de flux à partir des images 2D, nous pouvons vérifier si les maxima et minima de cette courbe se trouvent aux bonnes valeurs de  $\lambda_{III}(CML)$ . Rappelons la formule qui relie le  $\lambda_{III}(CML)$ , le  $D_E$  et la latitude magnétique  $\lambda_m$  (voir II.2.2) :

$$\lambda_m = D_E + \theta_T \cos(\lambda_{III}(CML) - \varphi_T) \quad [\text{Carr et al, 1983}]$$

Dans le cas général, les maxima d'une beaming curve sont centrés sur des valeurs de  $\lambda_{III}(CML)$  telles que la latitude magnétique  $\lambda_m$  est nulle alors que les minima correspondent à des valeurs maximales de la latitude magnétique ( $\cos(\lambda_{III}(CML) - \varphi_T) = 1$ ).

Dans le cas défini ci-dessus, où  $D_E$  est égal à  $0^\circ$ , les maxima empiriques se situent à  $\lambda_{III}(CML) = 112^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 292^\circ$ . Quant aux minima empiriques, ils se situent à

$\lambda_{III}(CML) = 22^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 202^\circ$ . Les valeurs de  $\lambda_{III}(CML)$  empiriques, pour lesquelles la densité de flux est maximale ou minimale sont très proches de celles de la ‘beaming curve’ de la Figure II.2-16. De plus, dans le cas où le  $D_E$  est égal à  $0^\circ$ , les deux minima de la densité de flux ont la même valeur (3,9 Jy) quant aux deux maxima, ils ont aussi la même valeur (4,35 Jy) et sont séparées de  $180^\circ$ .

Cette vérification nous permet de valider la méthode de calcul de la densité de flux  $S_V$  à partir des images synchrotron à deux dimensions.

Comme dans le cas de l’exemple des observations du VLA, nous allons pouvoir construire des ‘beaming curves’ à partir des images synchrotron simulées grâce aux résultats de Salammbô et au modèle d’imagerie synchrotron présenté ci-dessus. Les ‘beaming curves’ ainsi obtenues pourront ensuite être comparées aux mesures obtenues par différents radio télescopes (Nancay Radio Telescope, NASA Deep Space Network antennas, National Radio Astronomy Observatory,...).

### ***c) Densité de flux en fonction de $D_E$***

Dans le paragraphe précédent nous avons calculé la densité de flux de l’émission synchrotron en fonction de  $\lambda_{III}(CML)$  pour un  $D_E$  donné. De la même façon nous pouvons calculer la densité de flux en fonction de  $D_E$ . Pour ce faire, nous utilisons les ‘beaming curves’ calculées à partir de la méthode définie ci-dessus. Il existe deux façons de représenter la densité de flux en fonction de  $D_E$ . La première est de calculer la densité de flux moyenne : c’est-à-dire, faire une moyenne des ‘beaming curves’ pour chaque  $D_E$ . Dans le cas de l’exemple du paragraphe précédent (Figure II.2-16), à  $D_E = 0^\circ$  la valeur moyenne de la densité de flux est égale à 4,11 Jy à 4,04 UA.

La deuxième méthode est de calculer la valeur maximale de la densité de flux de chaque ‘beaming curve’ correspondant à chaque  $D_E$  considéré, c’est ce qui est communément appelé « peak flux density ». Reprenons l’exemple de la ‘beaming curve’ de la Figure II.2-16, la valeur maximale de la densité de flux est égale à 4,35 Jy.

### ***d) Image 2D de l’émission synchrotron en polarisation linéaire***

Jusqu’ici, nous n’avons présenté que des images synchrotron à deux dimensions en intensité totale (paramètre de Stokes I). Cependant, le modèle synchrotron développé lors de la thèse précédente [Santos-Costa, 2001] a été ici étendu afin de construire des images 2D de l’émission synchrotron polarisée. A l’heure actuelle, seule la polarisation linéaire a été étudiée, mais il pourrait être envisageable d’adapter le modèle pour construire des images en polarisation circulaire.

#### **(i) Rappels sur la polarisation**

Les ondes électromagnétiques émises par une source radio sont des ondes sphériques. Mais, loin de la source, ces ondes peuvent être considérées en première approximation comme des ondes planes. Ainsi, les rayonnements radio sont assimilés à des ondes électromagnétiques transversales : le vecteur champ électrique  $\vec{E}$  et le vecteur champ magnétique  $\vec{B}$ , perpendiculaires entre eux, vibrent normalement à la direction de propagation. Considérant une onde monochromatique se propageant suivant la direction  $z$ , son expression est de la forme :

$$\vec{E}(z, t) = (E_{0x} e^{i\phi_x} \vec{e}_x + E_{0y} e^{i\phi_y} \vec{e}_y) \cdot e^{i(kz - \omega t)}$$

avec  $k$  la constante de propagation.

Une onde est polarisée si le vecteur champ électrique ne vibre (ou n'oscille) que dans une direction au cours de la propagation. Une onde peut être totalement ou partiellement polarisée.

Il existe plusieurs types de polarisation : la polarisation linéaire (ou rectiligne), circulaire et elliptique, les deux premiers étant des cas particuliers du troisième. Par convention la direction de polarisation fait référence à l'orientation du vecteur  $\vec{E}$ .

Lorsque le champ électrique reste dans le même plan au cours de la propagation, l'onde est à polarisation rectiligne.

Dans les systèmes de transmission utilisant une antenne, on parle de « polarisation horizontale » ou de « polarisation verticale », selon que le champ électrique est parallèle ou perpendiculaire à la surface de la Terre.

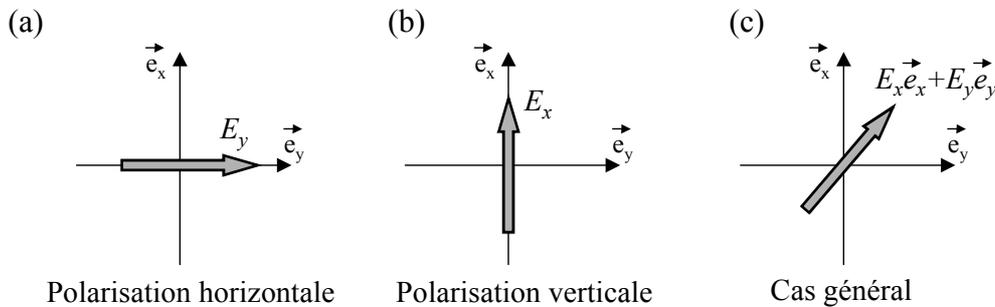


Figure II.2-17 : Définition de la polarisation horizontale (a) et de la polarisation verticale (b). Le cas général (c) est une composition des deux polarisations orthogonales.

Dans le cas général, une direction de polarisation quelconque peut être obtenue en composant deux ondes de polarisations orthogonales, polarisées respectivement suivant les directions  $Ox$  et  $Oy$  (Figure II.2-17(a) et (b)). Le champ électrique résultant étant la somme vectorielle des deux composantes orthogonales (Figure II.2-17(c)). La Figure II.2-18 représente une onde quelconque décomposée en une onde polarisée horizontalement et une onde polarisée verticalement.

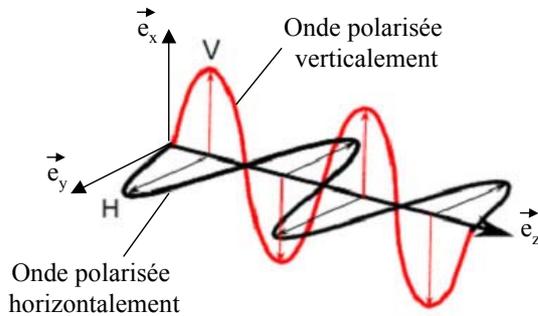


Figure II.2-18 : Exemple de polarisation horizontale et verticale d'une onde électromagnétique. Sur cet exemple, les deux ondes se propagent en phase.

La polarisation est circulaire lorsque l'extrémité du vecteur résultant  $\vec{E}$  décrit un cercle au cours du temps dans le plan transverse  $xOy$ . On obtient une polarisation circulaire lorsque

les deux composantes  $E_x$  et  $E_y$  ont la même amplitude et sont déphasés d'un quart de période. La polarisation circulaire est divisée en deux types de polarisation : la polarisation droite et la polarisation gauche. Dans le premier cas, un observateur placé le long de l'axe  $Oz$  et qui regarde l'onde s'éloigner, verra l'extrémité du vecteur  $\vec{E}$  décrire un cercle en tournant dans le sens horaire et dans l'autre sens dans le deuxième cas (Figure II.2-19(a)).

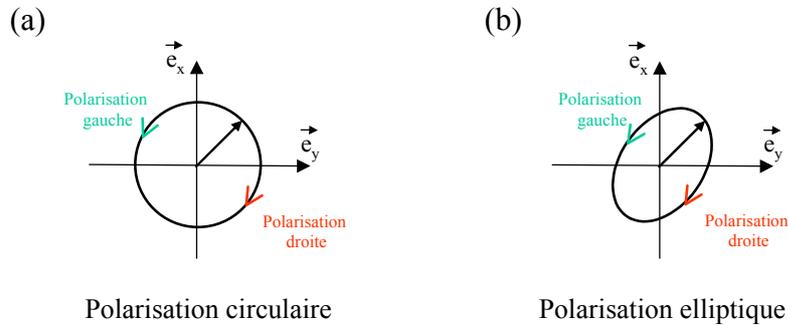


Figure II.2-19 : Définition de la polarisation circulaire et elliptique

Lorsque les deux composantes  $E_x$  et  $E_y$  n'ont pas la même amplitude et ont un déphasage quelconque, on obtient une polarisation elliptique (la polarisation circulaire étant un cas particulier de la polarisation elliptique) (Figure II.2-19(b)).

(ii) Simulation d'image synchrotron en polarisation linéaire

Revenons à notre modèle d'imagerie synchrotron. En se basant sur la méthode qui permet de construire des images 2D en intensité totale, il est possible de construire des images synchrotrons 2D en polarisation linéaire, horizontale et verticale. Nous allons décomposer l'émission synchrotron totale en une émission polarisée horizontalement et une émission polarisée verticalement afin d'obtenir deux images synchrotron, une image en polarisation horizontale et une image en polarisation verticale.

Dans notre modèle, la polarisation horizontale est définie de telle sorte que la direction horizontale du plan de projection des images correspond à la projection sur ce plan de l'équateur jovigraphique. De même, la polarisation verticale correspond à la projection dans le plan de l'image de l'axe de rotation de la planète. La Figure II.2-20 résume cette définition de la polarisation horizontale et verticale.

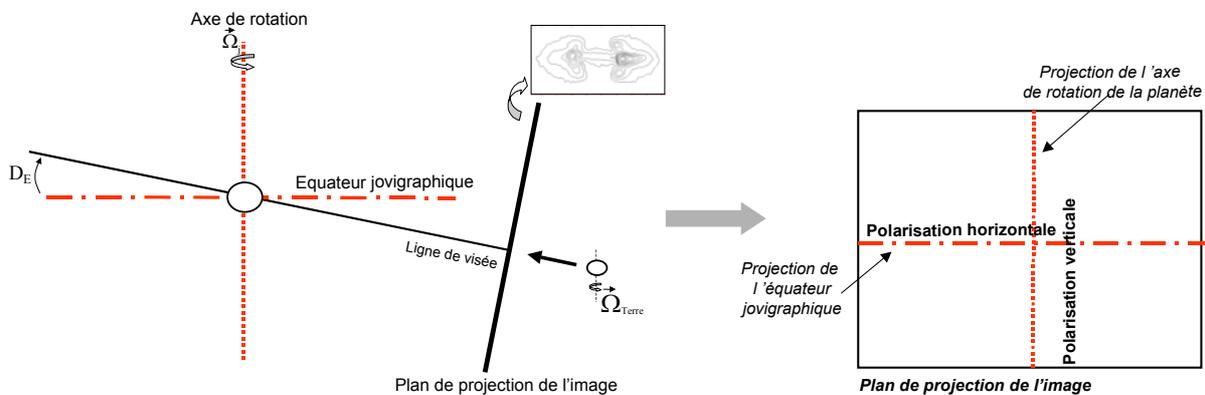


Figure II.2-20 : Schémas définissant la polarisation horizontale et verticale dans notre modèle d'imagerie synchrotron.

Cependant, il est tout à fait possible de modifier dans le modèle la définition de la polarisation verticale ou horizontale. Lorsque que nous simulons des images en polarisation linéaire horizontale et verticale pour les comparer à des images issues d'observations, nous introduisons dans notre modèle la géométrie et la définition de la polarisation utilisées lors de ces mêmes observations.

Le modèle d'imagerie synchrotron, tel qu'il est décrit dans les paragraphes précédents, permet de calculer la température de brillance en chaque point le long de la ligne de visée. Afin d'obtenir une image synchrotron en polarisation linéaire horizontale et une image synchrotron en polarisation linéaire verticale, la température de brillance doit être séparée en une partie correspondant à la polarisation horizontale de l'émission,  $(T_B)_H$ , et une partie correspondant à la polarisation verticale de l'émission,  $(T_B)_V$ , telle que :

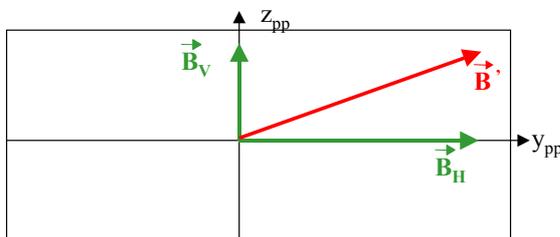
$$(T_B)_{\text{totale}} = (T_B)_H + (T_B)_V$$

D'après la formule de la température de brillance  $T_B$  en un point de la ligne de visée, définie précédemment,  $T_B$  est directement proportionnelle au module du champ magnétique  $B$ , en ce point. Afin de décomposer la température de brillance totale  $(T_B)_{\text{totale}}$  en  $(T_B)_H$  et  $(T_B)_V$ , nous allons calculer la composante du champ magnétique dans la direction de la polarisation horizontale,  $B_H$ , et la composante du champ magnétique dans la direction de la polarisation verticale,  $B_V$  (Figure II.2-21).

Les températures de brillance en polarisation linéaire  $(T_B)_H$  et  $(T_B)_V$  sont alors définies telles que :

$$(T_B)_H = (T_B)_{\text{totale}} \cdot \frac{B_H^2}{B_H^2 + B_V^2} \quad \text{et} \quad (T_B)_V = (T_B)_{\text{totale}} \cdot \frac{B_V^2}{B_H^2 + B_V^2}$$

Pour calculer la composante horizontale  $B_H$  et la composante verticale  $B_V$  du champ magnétique, il suffit de projeter le vecteur champ magnétique  $\vec{B}$  sur le plan de projection de l'image, dans lequel sont définis les directions de polarisation. Pour passer du repère lié à la planète ( $Oxyz$ ) dans lequel se trouve le vecteur  $\vec{B}$  au plan de projection de l'image ( $Oy_{pp}z_{pp}$ ) deux paramètres sont indispensables :  $D_E$  et  $\lambda_{III}(\text{CML})$ , la déclinaison et la longitude de la Terre dans le repère jovicentrique.



Plan de projection de l'image

Figure II.2-21 : Composante horizontale  $B_H$  et composante verticale  $B_V$  du champ magnétique dans le plan de l'image ( $B_H$  dans la direction de la polarisation horizontale et  $B_V$  dans la direction de la polarisation verticale).

Pour chaque point le long de la ligne de visée, deux températures de brillance sont donc calculées, l'une dans la direction de polarisation horizontale,  $(T_B)_H$  et l'autre dans la direction de polarisation verticale,  $(T_B)_V$ . L'intégration de tous les points le long de la ligne de visée donne alors le rayonnement synchrotron en polarisation linéaire horizontale et le

rayonnement synchrotron en polarisation linéaire verticale pour le pixel de l'image considéré. Il en est de même pour chaque pixel de l'image.

Comme pour les images synchrotron en intensité totale, les images en polarisation linéaire simulées grâce au modèle d'imagerie synchrotron, présenté ci-dessus, pourront être comparées aux images en polarisation linéaire issues des observations de Cassini.

## II.3 Observations des rayons X :

Outre le Soleil, les sources de rayons X connues dans notre système solaire sont la Terre, Jupiter et découvertes plus récemment, les comètes. Comparées aux sources cosmiques, les sources planétaires et cométaires sont extrêmement faibles. Néanmoins, les rayons X qui émanent de ces sources sont une intrigante manifestation de l'interaction de ces corps avec le plasma magnétisé environnant.

### II.3.1 Formation des rayons X

Deux mécanismes sont à l'origine de la formation des rayons X : l'émission générale, communément appelée *bremsstrahlung* et l'émission caractéristique. Dans les deux cas, les rayons X sont le fruit de l'interaction d'un flux de particules chargées lancées à grande vitesse sur une cible matérielle.

L'émission générale se produit lorsqu'un électron passe à proximité du noyau de la cible et se trouve attiré par sa charge. L'électron est alors dévié et ralenti. La perte d'énergie engendrée se retrouve sous la forme de l'émission d'un ou plusieurs rayons X (Figure II.3-1). L'énergie des rayons X dépend de trois paramètres : l'énergie cinétique de l'électron, l'attraction du noyau, c'est-à-dire sa charge, et la distance entre l'électron et le noyau, qui est aléatoire. L'énergie de l'émission X ainsi produite est un continuum entre 0 et l'énergie cinétique des électrons incidents.

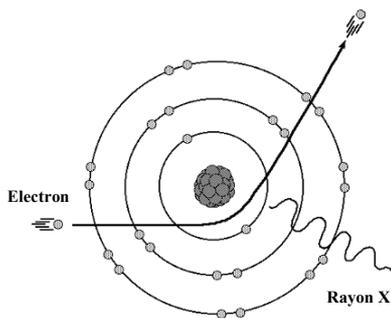


Figure II.3-1 : Formation de rayons X par *bremsstrahlung* : l'électron passant à proximité du noyau est dévié et ralenti. La perte d'énergie de l'électron entraîne la formation d'un rayon X.

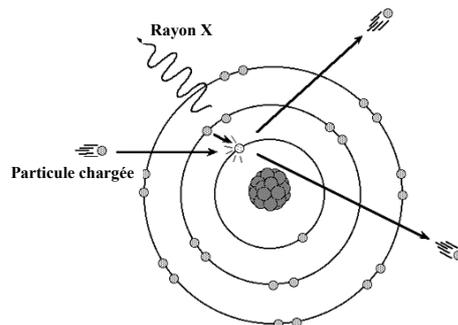


Figure II.3-2 : Formation de rayons X par émission caractéristique : le passage d'un électron périphérique vers la couche plus profonde incomplète entraîne l'émission d'un rayon X.

Lors d'émission caractéristique, la particule chargée incidente vient percuter un électron d'une couche profonde (souvent K) et parvient à l'éjecter. Le 'trou' laissé est très vite comblé par le passage d'un électron d'une couche plus périphérique (L ou M) vers la couche profonde incomplète (Figure II.3-2). Ce déplacement est dû aux différences d'énergie de

liaison entre les deux couches électroniques. La différence d'énergie de liaison entre deux couches se retrouve sous la forme de l'émission d'un rayon X. L'énergie de liaison des électrons étant unique pour chaque couche et chaque atome, le spectre d'énergie des rayons X émis est caractéristique de l'atome en question. Il s'agit d'une raie d'émission dont l'énergie ne dépend que de l'atome constituant la cible.

### II.3.2 Application à Jupiter

Des rayons X provenant de Jupiter ont été détectés pour la première fois en 1979 à l'observatoire Einstein [Metzger et al., 1983] et sont régulièrement observés depuis 1992 par ROSAT (ROentgen SATellite). Dans le cas de Jupiter, comme dans le cas de la Terre, les émissions de rayons X sont générées par la précipitation de particules énergétiques de la magnétosphère dans le gaz neutre dense de l'atmosphère planétaire. Dans le cas de Jupiter, ces émissions pourraient être dues au rayonnement de bremsstrahlung produit par la précipitation des électrons énergétiques. Cependant, ceci n'est pas considéré comme le mécanisme dominant pour expliquer les émissions observées. Une explication plus plausible est que les rayons X joviens sont des raies d'émission provenant de l'interaction des ions énergétiques avec les atomes et molécules de l'atmosphère [Waite et al., 1994]. Cependant, la résolution spectrale et la sensibilité des instruments de Einstein et ROSAT étant limitées, il est impossible d'établir de manière univoque si les rayons X joviens sont du bremsstrahlung ou des raies d'émissions.

Si les ions lourds énergétiques sont désignés à l'origine de l'émission des X joviens, alors des cartographies des émissions pourront fournir des informations sur la répartition spatiale des ions lourds piégés dans les ceintures joviennes.

Même si les observations récentes de Chandra [Cravens et al., 2003] peuvent révéler qui des électrons énergétiques ou des ions lourds sont responsables des émissions X, une compréhension complète des processus magnétosphériques impliqués dans l'accélération, le transport et la précipitation de particules nécessitera un spectre avec un rapport signal sur bruit plus grand. La mission Constellation-X, groupe de puissants télescopes à rayons X, disposera d'une sensibilité et d'une résolution spectrale supérieure, nécessaire pour fournir un bon rapport signal sur bruit du spectre, ce qui permettra d'exploiter pleinement les informations contenues dans les émissions de rayons X de Jupiter.

## II.4 Bilan sur les observations des ceintures de radiations joviennes

Après avoir décrit les différents moyens d'observations des ceintures de radiation internes de Jupiter : les mesures in-situ, les observations radio et l'émission X, nous sommes à même de faire un bilan des différentes mesures disponibles et utilisables dans le cadre de notre étude.

Le but premier de ces travaux de thèse est de développer un modèle de protons et d'ions lourds énergétiques des ceintures de radiation de Jupiter. Une fois ces modèles développés, sur la base du modèle d'électrons énergétiques déjà mis en place, la validation de ces derniers par comparaison des résultats avec des observations est indispensable. Cependant, il est clair qu'aucune mesure de protons et d'ions énergétiques disponibles (Pioneer, Galileo Probe) n'est réellement fiable. En effet, les instruments embarqués sur les sondes ont beaucoup de difficultés à séparer les espèces lors de la mesure (problème de

contamination). La grande difficulté quant à la mesure des flux dans les ceintures de radiation de Jupiter est d'éviter toutes contaminations par les électrons très énergétiques et très pénétrants. Pour pallier à ce problème, une très bonne modélisation des électrons énergétiques des ceintures est indispensable. En effet, un très bon modèle d'électrons permettra de confirmer ou d'infirmer la présence majoritaire de protons ou d'ions dans les mesures in-situ et non d'électrons très énergétiques.

Un premier modèle d'électrons des ceintures de radiation de Jupiter a déjà été développé [Santos-Costa, 2001, Santos-Costa et Bourdarie, 2001, Santos-Costa et al., 2001]. Ce modèle s'étend jusqu'à 6 rayons joviens, au niveau de l'orbite de Io et utilise un modèle de champ magnétique dipolaire excentré et incliné. Les résultats de ce modèle sont très encourageants, que ce soit par comparaison avec les mesures de sondes (Pioneer) ou avec les observations radio (images 2D), mais possèdent quelques lacunes, notamment dans la modélisation des images 2D de l'émission synchrotron des électrons énergétiques.

Lors des précédents travaux de thèse [Santos-Costa, 2001], grâce au modèle Salammbô et au modèle d'imagerie synchrotron, des premières simulations d'images synchrotron 2D ont été obtenues. Un exemple de ces simulations est représenté sur la Figure II.4-2 à 1424 MHz pour un  $D_E$  et un  $\lambda_{III}(CML)$  de  $0^\circ$  et  $20^\circ$  respectivement. Les images sont simulées en intensité relative, cependant, les isocontours sont les mêmes que ceux de l'image du VLA (10%, 20%, 30%, ..., 90% du maximum de brillance de l'image) représentée sur la Figure II.4-1 avec la même configuration géométrique. Sur ces figures, nous avons aussi tracé en pointillés blancs la limite entre la zone externe et la zone interne de l'image du VLA.

Nous pouvons remarquer dans un premier temps que l'image issue de la simulation reproduit les principales caractéristiques de l'image synchrotron du VLA : un maximum de brillance près de l'équateur magnétique vers 1,3 R<sub>J</sub>, une zone d'émission secondaire intense à hautes latitudes et une asymétrie Est-Ouest. Cependant, il est essentiel de faire une remarque sur l'étendue spatiale de l'émission synchrotron sur l'image simulée. L'émission synchrotron de l'image issue des simulations Salammbô (Figure II.4-2) est quasi inexistante dans la zone externe de l'image (à l'extérieur des pointillés blancs) en comparaison avec l'image du VLA. De plus, dans la zone interne, le rayonnement synchrotron dans l'image simulée est beaucoup trop faible à l'équateur entre 2,5 et 3 R<sub>J</sub>.

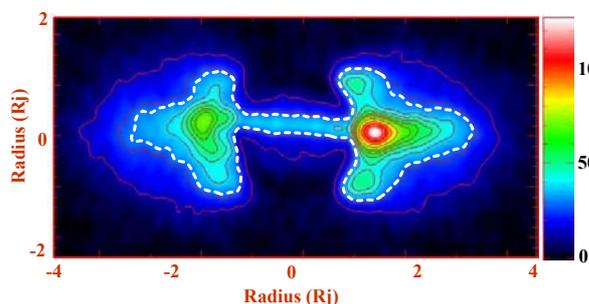


Figure II.4-1 : Image synchrotron du VLA à 1424 MHz pour  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 20^\circ$ . La densité de flux (Jy) est calculée dans deux zones délimitées par des pointillés blancs. La zone externe est responsable de 50% de la densité de flux totale de l'image.

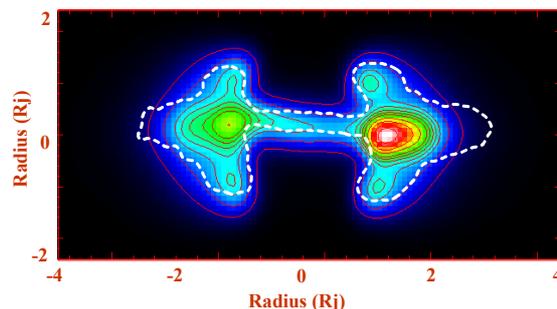


Figure II.4-2 : Image synchrotron simulée lors des précédents travaux de thèse [Santos-Costa, 2001] à 1424 MHz pour  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 20^\circ$ . L'isocontour en pointillés blancs représente la limite entre la zone interne et la zone externe de l'image du VLA (Figure II.4-1).

Le rôle de la zone externe de l'image (aussi important que celui de la zone interne) et le manque d'émission synchrotron dans cette même zone sur l'image issue de la simulation (Figure II.4-2), nous ont permis de comprendre qu'il était indispensable de prendre en compte des lignes de champs plus éloignées (au-delà de  $L = 6$ ) dans notre modèle pour améliorer les simulations.

Le but premier pour la suite sera alors d'améliorer le modèle d'électrons des ceintures de radiation joviennes et donc de l'étendre au-delà de l'orbite du satellite Io. Ce modèle électrons pourra alors être validé tout d'abord grâce aux mesures in-situ mais surtout (et de manière sans équivoque) grâce aux images synchrotron.

Un très bon modèle d'électrons énergétiques des ceintures de radiation de Jupiter, nous permettra ainsi de mieux exploiter les mesures in-situ de protons et d'ions lourds des ceintures, en évitant le problème de contamination de ces mesures par les électrons très énergétiques.

## Chapitre III :

# Modélisation des ceintures de radiation de Jupiter

Salammbô-3D est un modèle de diffusion, à trois dimensions, qui a pour but de rassembler tous les processus physiques nécessaires et suffisants pour reproduire la dynamique des ceintures de radiation d'électrons, de protons et d'ions de Jupiter. Salammbô-3D, tout d'abord utilisé dans le cas de la Terre, a été adapté au cas de Jupiter [Santos-Costa, 2001 ; Santos-Costa et Bourdarie, 2001] dans la région interne de la magnétosphère (1 à 6 R<sub>J</sub>). En se basant sur ces travaux, nous avons non seulement amélioré le modèle de ceintures de radiation d'électrons joviens déjà existant en introduisant un modèle de champ magnétique non dipolaire [Sicard et Bourdarie, 2004], mais nous avons aussi développé un modèle de ceintures de radiation de protons et d'ions énergétiques.

Les résultats obtenus à partir du modèle Salammbô dépendent de la modélisation de chaque processus physique. Certains d'entre eux ne sont pas connus de façon précise et leur paramétrisation comporte de grandes incertitudes. C'est par exemple le cas des anneaux de Jupiter et de leur rôle sur les particules des ceintures de radiation. Il a été démontré dans le cas des électrons, dans les travaux précédents [Santos-Costa, 2001] que si l'on fait varier légèrement la distribution en taille des poussières constituant les anneaux ou encore la densité de ces dernières, les répercussions sur la distribution spatiale des électrons des ceintures sont considérables.

Afin de réduire les barres d'erreur sur les paramètres d'entrée de Salammbô, il est indispensable d'ajouter des contraintes au modèle. Pour ce faire, nous avons décidé de mener en parallèle la modélisation des ceintures de radiation d'électrons, de protons et d'ions. La modélisation de chaque processus physique doit alors conduire à des résultats cohérents, en comparaison avec les observations, non plus pour un seul type de particules mais pour les électrons, protons et ions lourds.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord présenter les principes fondamentaux de la modélisation des ceintures de radiation avec Salammbô. Puis, chaque processus physique jouant un rôle majeur dans la distribution des particules des ceintures de radiation, sera décrit, principalement dans le cas des protons et des ions lourds. Les processus physiques dans le cas des électrons ont déjà été largement développés dans les travaux précédents [Santos-Costa, 2001].

### III.1 Théorie du mouvement

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

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

où  $q$  est la charge de la particule,  $\vec{v}$  sa vitesse,  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  les champs électrique et magnétique. 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 alors de particules piégées par le champ magnétique. Dans le cas de planète à rotation très rapide (cas de Jupiter ou Saturne), le champ électrique de corotation ne peut être négligé à moins de se placer dans un repère lié au champ magnétique, i.e. un repère qui tourne avec la planète. Dans ce cas,

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

où  $\vec{p}$  est le moment de la particule et  $t$  le temps.

Le mouvement d'une particule peut alors être décomposé en trois mouvements périodiques élémentaires : le mouvement de giration autour d'une ligne de champ, le mouvement de rebond entre deux points miroirs le long de la ligne de champ, et le mouvement de dérive autour de la planète (Figure III.1-1).

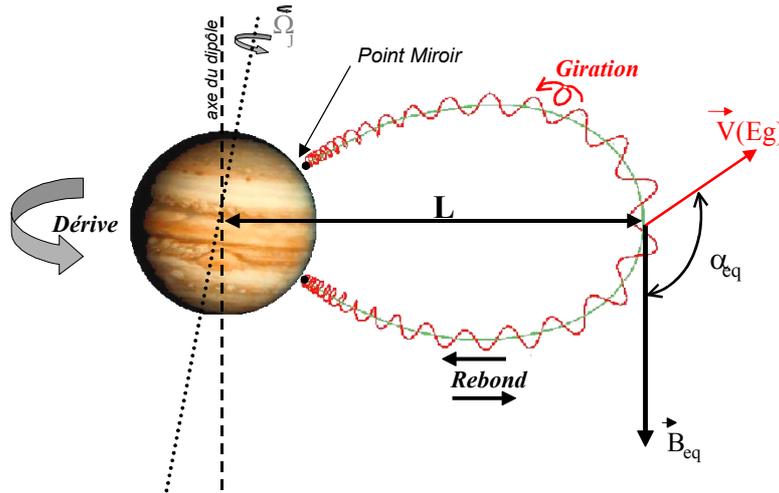


Figure III.1-1: Les trois mouvements élémentaires d'une particule piégée

Il est important de noter que la particule restera piégée, si et seulement si le rayon de giration reste petit devant le rayon de courbure de la ligne de champ. En effet, lorsque le champ magnétique varie peu à l'échelle d'un tour cyclotron (i.e., lorsque le rayon de giration est petit devant le rayon de courbure des lignes de champ), l'approximation du centre guide est valide, le moment magnétique est conservé et la particule reste piégée entre les mêmes points miroirs.

La combinaison de ces trois mouvements nous amène à définir une surface fictive sur laquelle les particules vont se déplacer : la « **coquille de dérive** ». Celle-ci est définie non seulement par le paramètre de McIlwain  $L$ , caractérisant la ligne de champ, mais aussi par l'angle d'attaque équatorial,  $\alpha_{eq}$ , de la particule (angle entre le vecteur vitesse et le champ  $\vec{B}$  à l'équateur) (Figure III.1-1).

Il est toutefois difficile de reproduire la dynamique des ceintures de radiation en intégrant l'équation du mouvement. Il faudrait entre autre connaître parfaitement le champ magnétique en tout point de l'espace et intégrer l'équation du mouvement pour des millions de particules. La physique des ceintures de radiation peut cependant être reproduite en utilisant une théorie statistique. Une population de particules est alors complètement décrite par une fonction de distribution  $f$  dont l'évolution dans le temps est gouvernée par l'équation de Boltzmann.

Dans l'espace des phases position-moment, cette équation s'écrit sous la forme définie par Ta-You 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 membre de gauche décrit les trajectoires des particules. Il prend en compte toutes les forces s'exerçant sur elles, en particulier les forces électromagnétiques. Le membre de droite décrit, quant à lui, les variations de la fonction de distribution dues à tous les processus physiques non inclus dans le membre de gauche (sources et pertes de particules). Une telle équation reste encore difficile à résoudre. Pour en faciliter la résolution, il est judicieux de travailler dans l'espace des phases « **action-angle** ». La possibilité de décomposer le mouvement des particules en trois mouvements quasi-périodiques permet l'introduction de trois variables actions ( $J_1, J_2, J_3$ ), appelées les invariants adiabatiques et de trois variables angles ( $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ ), associées respectivement aux mouvements périodiques de giration, de rebond et de dérive [Bourdarie, 1996]. Ces grandeurs définissent alors le nouvel espace des phases.

Dans le cas d'un champ magnétique complexe, par opposition au champ dipolaire, les invariants adiabatiques ne peuvent plus être formulés analytiquement. En effet les approximations valables en champ dipolaire ne le sont plus, ce qui va considérablement compliquer les calculs et allonger le temps de calcul du code Salammbô.

### III.1.1 Premier invariant adiabatique

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

$$J_1 = \frac{p_{\perp}^2}{2qB} = \frac{p^2 y^2}{2qB} \quad \text{avec } y = \sin \alpha_1$$

$\alpha_1$  étant l'angle d'attaque local de la particule.

Pour simplifier le problème, nous ne prenons pas en compte le phénomène de « shell-splitting » : deux particules initialement sur la même ligne de champ à une longitude donnée, mais ayant des points miroirs à des altitudes différentes, ne sont plus sur la même ligne de champ à une autre longitude [Hess, 1968]. Cet effet est d'autant plus fort que l'on s'éloigne de la planète, c'est-à-dire lorsque le champ magnétique devient de plus en plus asymétrique jour-nuit. Ne pas prendre en compte ce phénomène nous permet de faire l'approximation suivante : le champ magnétique à l'équateur est constant le long de la dérive. Cette approximation reste raisonnable dans le cas présent où le modèle sera limité à des régions où le champ magnétique est relativement de symétrie axiale. On obtient alors :

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

Cependant, on utilise plus couramment le moment magnétique relativiste  $M$  pour définir le premier invariant :

$$M = J_1 \frac{q}{m_0} = \frac{p^2 y_{eq}^2}{2m_0 B_{eq}}$$

Directement lié à cet invariant, on peut définir la période de giration  $\tau_g$  d'une particule piégée, telle que :

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

Le tableau III.1-1 donne l'ordre de grandeur de la période de giration des électrons, des protons et des ions  $\text{He}^{2+}$  ayant un angle d'attaque équatorial proche de  $90^\circ$  et une énergie de 20 MeV. Les électrons, ayant une charge  $q$  négative contrairement aux ions, ne tournent pas dans le même sens autour de la ligne de champ que ces derniers. Les électrons dans le sens horaire alors que les ions tournent autour de la ligne de champ dans le sens trigonométrique. Les données du tableau permettent de constater que les protons et les ions  $\text{He}^{2+}$  ont une période de giration beaucoup plus grande que celle des électrons, la masse de ces derniers étant beaucoup plus faible ( $m_{\text{proton}} \approx 1800 m_{\text{électron}}$ ).

L	Période de giration Electrons (*)	Période de giration Protons (+)	Période de giration $\text{He}^{2+}$ (+)
1	$3,5 \cdot 10^{-6}$ s	$1,7 \cdot 10^{-4}$ s	$3,4 \cdot 10^{-4}$ s
3	$9,0 \cdot 10^{-5}$ s	$4,2 \cdot 10^{-3}$ s	$8,3 \cdot 10^{-3}$ s
5	$4,2 \cdot 10^{-4}$ s	$1,9 \cdot 10^{-2}$ s	$3,8 \cdot 10^{-2}$ s
7	$1,1 \cdot 10^{-3}$ s	$5,3 \cdot 10^{-2}$ s	$1,1 \cdot 10^{-1}$ s
9	$2,4 \cdot 10^{-3}$ s	$1,1 \cdot 10^{-1}$ s	$2,2 \cdot 10^{-1}$ s

Tableau III.1-1 : Période de giration des électrons, des protons et des ions  $\text{He}^{2+}$  ( $E_c = 20$  MeV et  $\alpha_{eq} \sim 90^\circ$ ). (\* : giration dans le sens horaire ; + giration dans le sens trigonométrique)

### III.1.2 Deuxième invariant adiabatique

Le deuxième invariant adiabatique est associé au mouvement de rebond de la particule le long d'une ligne de champ, tel que :

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

Dans le cas d'un champ dipolaire, l'intégration conduisait à une relation analytique moyennant une approximation. Il est toutefois possible d'écrire cet invariant de façon plus appropriée :

On sait que  $p_{\parallel} = p \cos \alpha = p \sqrt{1 - \sin^2 \alpha}$

Et d'après la loi de conservation du premier invariant :  $\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \frac{\sin^2 \alpha_m}{B_m} = \frac{1}{B_m}$

avec  $\alpha_m$  l'angle d'attaque au point miroir, tel que  $\sin(\alpha_m) = 1$  et  $B_m$ , la magnitude du champ magnétique au point miroir.

Nous pouvons donc en déduire que [Schulz et Lamzerotti, 1974] :

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

L'écriture de  $J_2$  sous cette forme est plus simple car si dans le cas d'un champ non dipolaire  $I$  n'est pas analytique,  $I$  est indépendant de l'énergie de la particule considérée.

Comme dans le cas du premier invariant, on peut définir la période liée au second invariant, la période de rebond,  $\tau_b$  :

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

La période de rebond, telle qu'elle est définie ci-dessus, représente un aller-retour de la particule le long de la ligne de champ. Le Tableau III.1-2 donne les valeurs de cette période pour des électrons, des protons et des ions  $\text{He}^{2+}$  ayant un angle d'attaque équatorial d'environ  $80^\circ$  et une énergie de 20 MeV. Comme dans le cas de la période de giration, les protons et les ions  $\text{He}^{2+}$ , beaucoup plus lourds que les électrons, ont une période de rebond plus élevée.

L	Période de rebond Electrons	Période de rebond Protons	Période de rebond $\text{He}^{2+}$
1	0,7 s	3,5 s	7,0 s
3	1,9 s	9,5 s	18,7 s
5	3,1 s	15,0 s	29,6 s
7	3,9 s	18,9 s	37,5 s
9	4,3 s	21,1 s	41,6 s

Tableau III.1-2 : Période de rebond des électrons, des protons et des ions  $\text{He}^{2+}$  ( $E_c = 20$  MeV et  $\alpha_{eq} = 80^\circ$ )

### III.1.3 Troisième invariant adiabatique

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

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

$\Phi$  est le flux magnétique enfermé par la coquille de dérive, également appelé troisième invariant par abus de langage.

La variable L est plus couramment utilisé que  $J_3$ . Dans le cas d'un champ magnétique purement dipolaire, le paramètre L, défini comme l'apex de la ligne de champ se calcule facilement grâce à la formule suivante :

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

avec r la distance radiale entre le point considéré et le centre du dipôle,  $\theta_m$  la colatitude magnétique du point et  $R_j$ , le rayon de la planète ( $\sim 71400$  km).

Dans tous les travaux présentés dans ce manuscrit, nous avons utilisé une autre définition de L, le L selon McIlwain [1966] tel que :

$$L = \left( \frac{B_0}{y^2 B_m} \right)^{1/3} \quad [\text{Schulz et Lanzerotti, 1974}]$$

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

$$y = 1 + 1,350474R^{1/3} + 0,465380R^{2/3} + 0,047546R \quad \text{avec} \quad R = \frac{I^3 B_m}{R_j^3 B_0}$$

où  $I$  l'invariant intégral défini précédemment.

La période de dérive,  $\tau_d$ , associée à ce mouvement peut s'écrire de la façon suivante, en présence d'un champ électrique de corotation, qui agit sur la dérive des particules :

$$\tau_d = \frac{2\pi}{\left| \Omega_j + \left\langle \frac{d\phi_m}{dt} \right\rangle \right|} \quad [\text{Santos-Costa, 2001}]$$

avec  $\Omega_j$  la vitesse de rotation de la planète et  $\left\langle \frac{d\phi_m}{dt} \right\rangle$  la dérive longitudinale due au champ magnétique au cours d'un rebond complet de l'électron dans le repère magnétique, moyennée sur le mouvement de rebond de la particule.

Dans le cas d'un champ magnétique complexe, on ne peut plus utiliser les approximations du champ dipolaire. La dérive longitudinale se calcule donc de façon moins évidente et s'écrit :

$$\frac{d\phi_m}{dt} = \frac{\vec{V}_d}{r \sin \theta_m} \cdot \vec{e}_\phi \quad [\text{Bourdarie, 1996}]$$

avec  $r$  et  $\theta_m$  la distance radiale et la colatitude dans le repère magnétique.

$V_d$  est la vitesse de dérive totale et peut se décomposer en deux termes, la vitesse de dérive  $V_{d_c}$  due à la courbure des lignes de champ et la vitesse de dérive  $V_{d_g}$  due au gradient du champ magnétique telles que :

Vitesse de dérive due à la courbure des lignes de champ :

$$\vec{V}_{d_c} = \frac{mv_{//}^2}{qB^3} \left[ \vec{B} \wedge \vec{\nabla} B - \vec{B} \wedge (\hat{B} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{B})) \right] \quad [\text{Schulz, 1991}]$$

Notons que dans notre cas,  $\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = 0$ , la vitesse de dérive due à la courbure peut alors s'écrire :

$$\vec{V}_{d_c} = \frac{mv_{//}^2}{qB^3} \left[ \vec{B} \wedge \vec{\nabla} B \right]$$

Vitesse de dérive due au gradient du champ magnétique :

$$\vec{V}_{d_g} = \frac{mv_{\perp}^2}{2qB^3} \left[ \vec{B} \wedge \vec{\nabla} B \right] \quad [\text{Schulz, 1991}]$$

Vitesse de dérive totale :

La vitesse de dérive totale est alors la somme des deux termes définis précédemment :

$$\begin{aligned}\vec{V}_d &= \vec{V}_{d_e} + \vec{V}_{d_m} \\ \vec{V}_d &= \frac{m}{2qB^3} (2v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2) (\vec{B} \wedge \vec{\nabla} B) \\ \vec{V}_d &= \frac{J_1}{mB^2} \left[ (1 + 2 \cot \alpha \tan^2 \alpha) (\vec{B} \wedge \vec{\nabla} B) \right]\end{aligned}$$

avec  $J_1$  le premier invariant et  $\alpha$  l'angle d'attaque local.

Il est nécessaire de rappeler que dans l'expression de la vitesse dérive totale définie ci-dessus, la dérive due au champ électrique n'est pas prise incluse (terme en  $(\vec{E} \wedge \vec{B})/B^2$  négligé). La dérive électrique devient significative à grande distance où dans le cas d'une reconfiguration dynamique de la magnétosphère. Dans la région étudiée ( $< 10 R_j$ ), le champ magnétique est stable et beaucoup plus fort que le champ électrique.

En résumé, la dérive longitudinale due au champ magnétique s'écrit :

$$\frac{d\phi_m}{dt} = \frac{J_1}{m} (1 + 2 \cot \alpha \tan^2 \alpha) \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\vec{B} \wedge \vec{\nabla} B}{B^2} \cdot \vec{e}_{\phi}$$

La période de dérive  $\tau_d$  peut alors s'écrire :

$$\tau_d = \frac{2\pi}{\left| \Omega_j + \left\langle \frac{J_1}{m} (1 + 2 \cot \alpha \tan^2 \alpha) \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\vec{B} \wedge \vec{\nabla} B}{B^2} \cdot \vec{e}_{\phi} \right\rangle \right|}$$

La vitesse angulaire de dérive magnétique  $\frac{d\phi_m}{dt}$  est directement proportionnelle au premier invariant  $J_1$ , donc à la charge de la particule considérée. Dans le cas des électrons, la vitesse de dérive magnétique est négative, c'est à dire qu'elle s'oppose à la vitesse de corotation angulaire ( $\Omega_j$ ). Par contre, les protons et les ions lourds ont une vitesse de dérive magnétique positive, qui s'ajoute à  $\Omega_j$ .

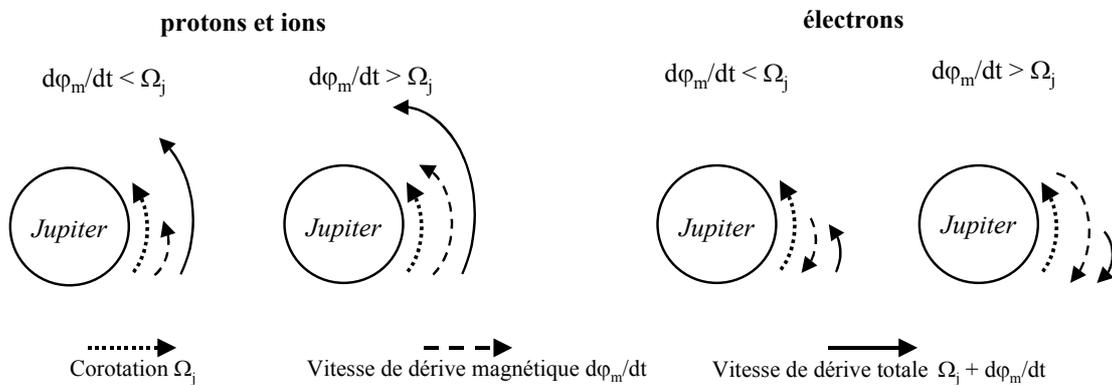


Figure III.1-2 : Schémas résumant la dérive des électrons, protons et ions lourds autour de Jupiter, vu du pôle nord. Le sens de la dérive dépend de la nature de la particule.

Comme cela a déjà été démontré dans les travaux précédents pour les électrons [Santos-Costa, 2001], tant que la vitesse de dérive magnétique des électrons est inférieure à  $\Omega_j$ , ces derniers dérivent autour de Jupiter dans le sens de rotation de la planète (sens trigonométrique), dans le cas contraire, les électrons dérivent dans le sens opposé (sens horaire). Dans le cas des protons et des ions lourds, la vitesse de dérive magnétique s'ajoutant à  $\Omega_j$ , ils dérivent toujours autour de Jupiter dans le sens de rotation de la planète, quelle que soit la valeur de leur dérive magnétique. La Figure III.1-2 résume de façon schématique la dérive des particules autour de Jupiter, vu du pôle nord.

Le tableau III.1-3 donne quelques valeurs de période de dérive totale des électrons, protons et ions  $\text{He}^{2+}$  ayant une énergie de 100 MeV et un angle d'attaque équatorial de  $80^\circ$ . Le symbole '+' signifie que les particules tournent dans le sens de rotation de la planète (sens trigonométrique) et dans le sens contraire pour le symbole '\*'

L	Dérive Electrons	Dérive Protons	Dérive $\text{He}^{2+}$
1	~17 h +	~5,5 h +	~7 h +
3	~44 h *	~3 h +	~4,5 h +
5	~9 h *	~2 h +	~3h +
7	~4,5 h *	~1,4 h +	~2,4 h +
9	~3 h *	~1 h +	~1,8 h +

Tableau III.1-3 : Période de dérive totale des électrons, des protons et des ions  $\text{He}^{2+}$  ( $E_c = 20 \text{ MeV}$  et  $\alpha_{eq} = 80^\circ$ ). (\* :dérive dans le sens horaire ; + dérive dans le sens trigonométrique)

## III.2 Code Salammbô et équations de diffusion

Dans cette partie, nous allons présenter les équations de diffusion utilisées pour modéliser la dynamique des ceintures de radiation de Jupiter, tout d'abord dans le cas général puis pour chaque type de particule étudié : électrons, protons et ions lourds. Les différents processus physiques jouant un rôle dans la distribution spatiale des particules énergétiques des ceintures de radiation seront aussi énoncés.

### III.2.1 Equation de diffusion, cas général

#### a) Equation de diffusion dans l'espace des phases (M,J,L)

Nous venons de voir, dans la partie précédente (III.1), que la physique des ceintures de radiation pouvait être reproduite en utilisant une théorie statistique. Une population de particules est alors complètement décrite par une fonction de distribution  $f$  dont l'évolution dans le temps est gouvernée par l'équation de Boltzmann :

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

Cette équation, définie dans l'espace action-angle à six dimensions, peut être réduite à trois dimensions en supposant le mélange des phases  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  et  $\varphi_3$  [Bourdarie, 1996]. La

description du modèle n'est alors valable que sur des temps supérieurs à la période de dérive. La réduction à trois dimensions aboutit à l'équation de Fokker-Planck, où  $f = f(J_1, J_2, J_3, t)$  :

$$\frac{df}{dt} = -\sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial J_i} (D_{J_i} \cdot f) + \frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial J_i \partial J_j} (D_{J_i J_j} \cdot f) + \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$$

La transformation de l'équation de Boltzman en équation de Fokker-Planck est décrite en détails dans la thèse de Daniel Santos-Costa [2001]. L'analyse des phénomènes physiques œuvrant dans les ceintures de radiation permet de transformer ensuite l'équation de Fokker-Planck en une équation de diffusion dans l'espace des phases (M,J,L).

L'équation de diffusion dans l'espace des phases (M,J,L), la plus générale qui soit, est définie de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \frac{df}{dt} = & -\left[ \frac{\partial}{\partial M} \left( \frac{dM}{dt} \right) + \frac{\partial}{\partial J} \left( \frac{dJ}{dt} \right) \right] \cdot f + \left[ \frac{\partial}{\partial L} D_{LL} - \frac{2}{L} D_{LL} \right] \cdot \frac{\partial f}{\partial L} \\ & + \left[ -\left( \frac{dM}{dt} \right) + \frac{\partial}{\partial M} D_{MM} + \frac{\partial}{\partial J} D_{MJ} \right] \cdot \frac{\partial f}{\partial M} + \left[ -\left( \frac{dJ}{dt} \right) + \frac{\partial}{\partial J} D_{JJ} + M D_{JM} \right] \cdot \frac{\partial f}{\partial J} \\ & + D_{MM} \frac{\partial^2}{\partial M^2} f + D_{JJ} \frac{\partial^2}{\partial J^2} f + D_{LL} \frac{\partial^2}{\partial L^2} f + 2D_{MJ} \frac{\partial^2}{\partial M \partial J} f - \sum_j \frac{f}{\Gamma_j} + \text{Sources} \end{aligned}$$

Les coefficients de diffusion  $D_{MM}$ ,  $D_{MJ}$  et  $D_{JJ}$  sont directement reliés au coefficient de diffusion en angle d'attaque  $D_{XX}$  ( $x_{eq} = \cos(\alpha_{eq})$ ), traduisant la déviation des particules le long des lignes de champ magnétiques. Le coefficient  $D_{LL}$  représente la diffusion radiale des particules et les coefficients  $(dM/dt)$  et  $(dJ/dt)$  sont directement liés aux différents processus de friction. Le terme  $\Gamma_j$  représente, quant à lui, les pertes de particules énergétiques.

### **b) Equation de diffusion dans l'espace des phases ( $E_c, y, L$ )**

Il est toutefois plus approprié de résoudre l'équation de diffusion dans un espace des phases différent de celui évoqué ci dessus : l'espace des phases ( $E_c, y, L$ ) [Santos-Costa, 2001]. Afin d'écrire la nouvelle équation de diffusion dans cet espace des phases ( $E_c, y, L$ ), il est indispensable de définir le jacobien de la transformation :

$$G = \frac{\partial(J_1, J_2, J_3)}{\partial(E_c, y, L)} = \left( \frac{\partial J_1}{\partial p} \cdot \frac{\partial J_2}{\partial y} - \frac{\partial J_2}{\partial p} \cdot \frac{\partial J_1}{\partial y} \right) \cdot \frac{\partial p}{\partial E_c} \cdot \frac{\partial J_3}{\partial L}$$

Contrairement au modèle Salammbô en champ dipolaire [Santos-Costa, 2001],  $G$  ne pourra pas être calculé de façon analytique dans le cas d'un champ complexe. En se référant aux expressions des invariants définies précédemment,  $G$  s'exprime de la façon suivante :

$$G = \frac{y_{eq}}{B_{eq}} \frac{B_0 R_j^2}{L^2} \frac{(E_c + E_0)}{c^2} \left( y_{eq} \frac{\partial J_2}{\partial y} - p \frac{\partial J_2}{\partial p} \right) \quad \text{avec} \quad J_2 = \frac{1}{2\pi} p l$$

L'équation de diffusion associée dans l'espace de phase (Ec,y,L) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & -\sum_{\alpha} \frac{f}{\Gamma_{\alpha}} + \text{Sources} + D_{yy} \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \\ & + \left[ -\frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial E_c} \frac{dE_c}{dt} - \frac{\partial}{\partial E_c} \left( \frac{dE_c}{dt} \right) - \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{dy}{dt} \right) \right] \cdot f \\ & + \left[ -\frac{dE_c}{dt} \right] \cdot \frac{\partial f}{\partial E_c} + \left[ -\frac{dy}{dt} + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial y} D_{yy} + \frac{\partial D_{yy}}{\partial y} \right] \cdot \frac{\partial f}{\partial y} \\ & + L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left[ \frac{1}{L^2} D_{LL} \frac{\partial f}{\partial L} \right]_{M,J} \end{aligned}$$

avec (dEc/dt) le terme de friction en énergie, (dy/dt) le terme de friction en angle d'attaque, D<sub>yy</sub> le coefficient de diffusion en angle d'attaque.

Dans les paragraphes suivant, nous allons appliquer cette équation de diffusion dans l'espace des phases (Ec,y,L) aux différents types de particules modélisés par Salammbô : électrons, protons et ions lourds.

### III.2.2 Cas des électrons

#### a) Les processus physiques

Largement décrits dans les travaux précédents [Santos-Costa, 2001], nous allons faire un bref rappel sur les phénomènes physiques majeurs qui perturbent la distribution des électrons joviens. La Figure III.2-1 présente une vue schématique du modèle actuel des ceintures de radiation d'électrons de Jupiter.

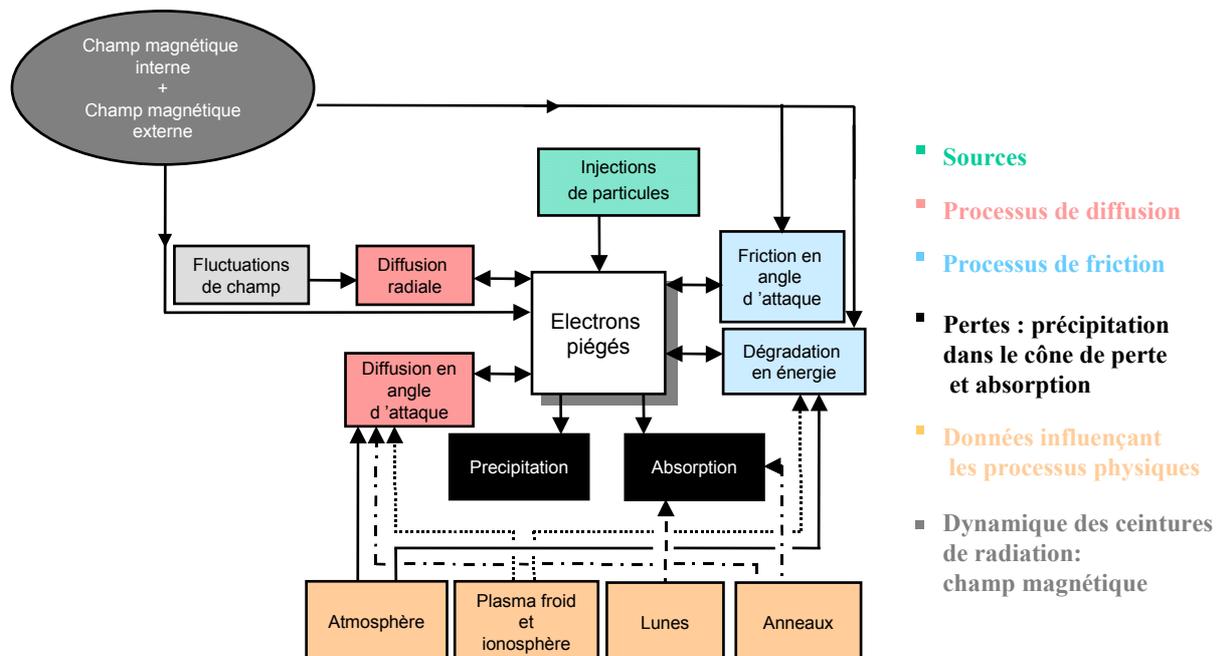


Figure III.2-1 : Description du modèle tridimensionnel des ceintures de radiation d'électrons joviens

Plusieurs niveaux sont nécessaires pour décrire cet organigramme. Le premier niveau correspond aux processus physiques qui jouent un rôle dans la distribution des électrons des ceintures. Les sources, en vert, (injections de particules venant de la queue de la magnétosphère) se trouvent placées en haut ; les pertes, en noir en bas : précipitation dans le cône de perte, pertes par absorption dues aux satellites naturels ; les phénomènes diffusifs en rose : diffusion radiale due aux fluctuations du champ magnétique, diffusion en angle d'attaque due aux collisions coulombiennes avec l'atmosphère et le plasma froid ainsi qu'aux interactions avec les poussières du système d'anneaux ; les phénomènes non diffusifs en bleu : dégradation en énergie due aux interactions avec l'atmosphère et le plasma froid ainsi qu'au rayonnement synchrotron, friction en angle d'attaque engendrée par le rayonnement synchrotron. Le second niveau en orange indique les données qui influent sur l'intensité des processus physiques qui régissent la dynamique des ceintures de radiation : les densités de toutes particules ou molécules autres que les électrons énergétiques et peuplant des milieux denses (atmosphère, plasmasphère et ionosphère), les lunes joviennes et les anneaux de poussières. Enfin, le troisième niveau, en gris, indique ce qui conditionne la dynamique des ceintures de radiation : le champ magnétique.

### ***b) L'équation de diffusion***

Compte tenu des processus physiques jouant un rôle sur la distribution des électrons, l'équation de diffusion dans l'espace des phases ( $E_c, y, L$ ) donnée précédemment dans le cas général peut maintenant être écrite sous la forme suivante :

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

avec :

- $dE_c/dt$  : terme de friction en énergie du au rayonnement synchrotron, aux interactions coulombiennes avec les milieux denses (atmosphère, plasmasphère et ionosphère) :

$$\frac{dE_c}{dt} = \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{synch}} + \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{coulomb}}$$

- $dy/dt$  : terme de friction en angle d'attaque lié à l'émission synchrotron.
- $D_{yy}$  : terme de diffusion en angle d'attaque issue des interactions coulombiennes et des interactions avec les anneaux.
- $1/\Gamma_{\text{lunes}}$  : taux de perte par absorption due aux satellites naturels

- Sources : terme source simulant l'injection de particules depuis la queue de la magnétosphère.

### III.2.3 Cas des protons

En se basant sur le modèle de ceinture de radiation de protons développé dans le cas de la Terre et du modèle de ceintures de radiation d'électrons de Jupiter, décrit ci-dessus, nous avons développé un modèle de ceintures de radiation de protons de Jupiter.

#### a) Les processus physiques

La simulation de la dynamique des particules des ceintures de radiation nécessite l'identification des phénomènes physiques majeurs qui perturbent la distribution des protons joviens. Ceux-ci sont rassemblés sur la Figure III.2-2. Comparé au cas des électrons, le modèle de protons joviens inclut trois nouveaux processus physiques :

- CRAND (Cosmic Ray Albedo Neutron Decay) : source naturelle continue de particules chargées, issue de la désintégration des neutrons provenant de la collision des rayons cosmiques avec les particules de la haute atmosphère. Dans le cas de la Terre, le processus CRAND produit des particules d'énergie supérieure à 1 MeV. Cependant ce phénomène ne devient non négligeable que pour des particules d'énergie supérieure à 30 MeV. Dans le cas de Jupiter, l'énergie des particules produites par CRAND n'est pas réellement définie mais il est probable qu'elle soit supérieure à celle dans le cas de la Terre étant donné le champ magnétique intense.
- L'échange de charge : phénomène de perte de protons par échange de leur charge avec des atomes et molécules de l'atmosphère.
- L'interaction nucléaire : processus de pertes de protons piégés, par collision avec les éléments neutres de la haute atmosphère de Jupiter.

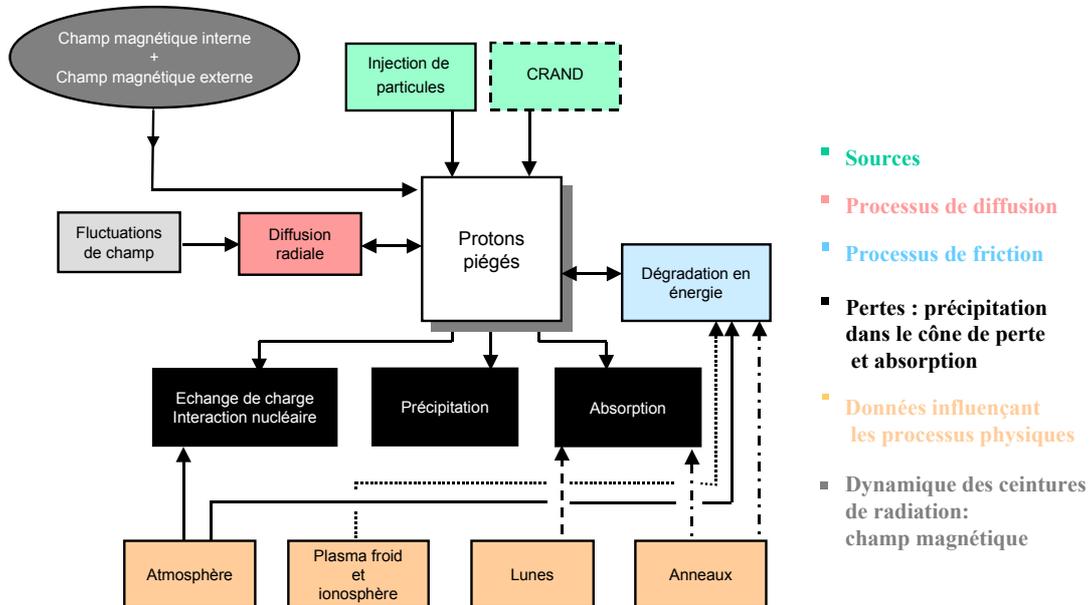


Figure III.2-2 : Description du modèle tridimensionnel des ceintures de radiation de protons joviens

Sur la Figure III.2-2, le phénomène de source de particules CRAND est représenté en pointillé car il n'a pas encore été introduit dans le modèle à ce jour.

Si certains processus physiques, absents dans le cas des électrons, existent dans le cas des protons, le contraire est aussi vrai. En effet, comme le montre la Figure III.2-2, comparée à la Figure III.2-1, certains processus physiques ont disparu dans le cas de l'étude des ceintures de radiation de protons de Jupiter. C'est le cas du rayonnement synchrotron, négligeable dans le cas des protons et de la diffusion en angle d'attaque lors des interactions avec les milieux denses (atmosphère, plasmasphère et ionosphère) et les poussières des anneaux : les protons, particules beaucoup plus lourdes que les électrons, ont une trajectoire quasi rectiligne lors des interactions avec la matière. La Figure III.2-2 montre aussi que, contrairement aux cas des électrons, les protons subissent des dégradations en énergie et sont absorbés lors de leurs interactions avec les poussières des anneaux. Nous reviendrons sur ce point dans un chapitre ultérieur.

Comme pour les électrons, l'organigramme ci-dessus regroupe tous les processus physiques nécessaires à la modélisation des ceintures de radiation de protons de Jupiter : les sources en vert (injection de particules et CRAND), les pertes en noir (précipitation dans le cône de perte, absorption due aux anneaux et aux satellites naturels, échange de charge et interactions nucléaires), les phénomènes diffusifs en rose (diffusion radiale) et les phénomènes non diffusifs en bleu (dégradation en énergie). Tous ces processus physiques sont conditionnés par le champ magnétique, en gris.

### ***b) L'équation de diffusion***

Les différents processus physiques intervenant dans la distribution des protons des ceintures de radiation de Jupiter étant définis, l'équation de diffusion générale (III.2.1) peut être appliquée au cas des protons.

L'équation de diffusion dans le cas du modèle de ceintures de radiation de protons joviens va s'écrire de façon beaucoup plus simple que dans le cas des électrons, étant donné qu'il n'y a aucun terme de friction en angle d'attaque et de diffusion en angle d'attaque.

L'équation de diffusion des protons dans l'espace des phases ( $E_c, y, L$ ) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & - \left( \frac{1}{\Gamma_{\text{lunes}}} + \frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}} + \frac{1}{\Gamma_{10}} + \frac{1}{\Gamma_{\text{IntNuc}}} \right) \cdot f + \text{Sources} \\ & + \left[ - \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial E_c} \frac{dE_c}{dt} - \frac{\partial}{\partial E_c} \left( \frac{dE_c}{dt} \right) \right] \cdot f - \left( \frac{dE_c}{dt} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial E_c} \\ & + L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left[ \frac{1}{L^2} D_{LL} \frac{\partial f}{\partial L} \right]_{M,J} \end{aligned}$$

avec :

- $dE_c/dt$  : terme de friction en énergie due aux interactions coulombiennes avec les milieux denses (atmosphère, plasmasphère et ionosphère) ainsi que les interactions avec les poussières constituant les anneaux :

$$\frac{dE_c}{dt} = \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{coulomb}} + \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{anneaux}}$$

- $1/\Gamma_{10}$  : le taux de perte par échange de charge des protons énergétiques avec les atomes d'hydrogène de l'atmosphère.

- $1/\Gamma_{\text{IntNuc}}$  : le taux de pertes par interaction nucléaire des protons énergétiques avec les éléments neutres de la haute atmosphère jovienne.
- $1/\Gamma_{\text{anneaux}}$  : le taux de perte par absorption due au système d'anneaux

### III.2.4 Cas des ions lourds ( $Z > 1$ )

#### a) Les processus physiques

Comme pour les modèles de ceintures de radiation de protons et d'électrons de Jupiter, la simulation de la dynamique des ions lourds peuplant les ceintures de radiation nécessite l'identification des phénomènes physiques majeurs qui perturbent la distribution des ions lourds énergétiques dans la magnétosphère interne de Jupiter. Les ions lourds étant des particules de charge positive, comme les protons, les processus physiques modélisés dans le modèle d'ions lourds sont en grande majorité les mêmes que ceux modélisés dans le cas des protons. Nous nous intéresserons particulièrement au cas des ions Hélium,  $\text{He}^+$  et  $\text{He}^{2+}$ .

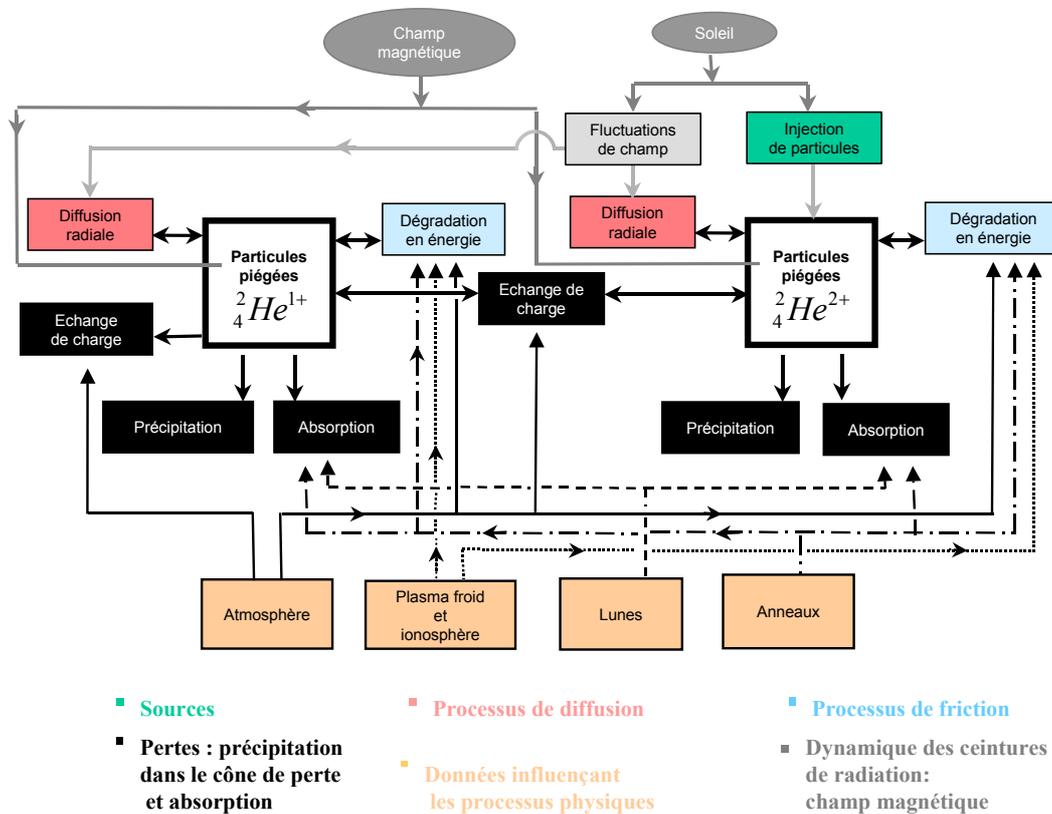


Figure III.2-3 : Description du modèle tridimensionnel des ceintures de radiation d'ions Hélium  $\text{He}^+$  et  $\text{He}^{2+}$ .

La Figure III.2-3, représente les processus physiques modélisés dans le cas des ions Hélium. Cette figure est plus compliquée que dans le cas des électrons ou des protons puisqu'il existe un organigramme pour chaque état de charge de l'espèce considérée. Dans le cas des ions Hélium ( $\text{He}^+$  et  $\text{He}^{2+}$ ), on observe deux organigrammes reliés entre eux par le phénomène d'échange de charge. Ce phénomène est une des plus grandes différences entre le modèle de ceintures de radiation d'ions et le modèle de protons. Le processus d'échange de charge est généralement considéré comme un processus de perte mais peut aussi s'avérer être

une source de particules. En effet, par échange de charge avec une autre particule, un ion  $\text{He}^+$  peut devenir  $\text{He}^{2+}$  ce qui entraîne une perte dans la population d'ions  $\text{He}^+$  mais une source dans la population  $\text{He}^{2+}$ . Ceci montre d'ailleurs que les populations des différents états de charge d'un ion sont reliées et dépendent les unes des autres.

Mis à part le processus d'échange de charge, on retrouve les mêmes processus physiques que dans le cas des protons : les sources en vert (injection de particules et échange de charge), les pertes en noires (précipitation dans le cône de perte, absorption due aux lunes et aux anneaux, échange de charge (qui peut aussi être une source)), les phénomènes diffusifs en rose (diffusion radiale), et les phénomènes non diffusifs en bleu (friction en énergie). On peut noter que le processus CRAND n'existe pas dans le cas des ions Hélium. Tous les processus physiques énoncés ci-dessus sont conditionnés par le champ magnétique, en gris.

### b) Les équations de diffusion

Dans le cas des ions lourds, nous venons de voir que les populations des différents états de charge de l'ion considéré sont couplées par le phénomène d'échange de charge. Il existe donc une équation de diffusion pour chaque état de charge et ces équations de diffusion sont couplées.

Les équations de diffusion dans l'espace des phases ( $E_c, y, L$ ) dans le cas des ions lourds énergétiques s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial t} = & - \left[ \frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}} + \frac{1}{\Gamma_{\text{lunes}}} + \frac{1}{\Gamma_{10}} + \frac{1}{\Gamma_{12}} + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial E_c} \frac{dE_c}{dt} + \frac{\partial}{\partial E_c} \frac{dE_c}{dt} \right] \cdot f_1 \\ & - \frac{dE_c}{dt} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial E_c} + L^2 \cdot \frac{\partial}{\partial L} \left( \frac{D_{LL}}{L^2} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial L} \right) + \frac{1}{\Gamma_{21}} f_2 + \text{Sources} \\ \\ \frac{\partial f_2}{\partial t} = & - \left[ \frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}} + \frac{1}{\Gamma_{\text{lunes}}} + \frac{1}{\Gamma_{21}} + \frac{1}{\Gamma_{23}} + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial E_c} \frac{dE_c}{dt} + \frac{\partial}{\partial E_c} \frac{dE_c}{dt} \right] \cdot f_2 \\ & - \frac{dE_c}{dt} \cdot \frac{\partial f_2}{\partial E_c} + L^2 \cdot \frac{\partial}{\partial L} \left( \frac{D_{LL}}{L^2} \cdot \frac{\partial f_2}{\partial L} \right) + \frac{1}{\Gamma_{32}} f_3 + \frac{1}{\Gamma_{12}} f_1 + \text{Sources} \\ \\ \dots \\ \dots \\ \frac{\partial f_n}{\partial t} = & - \left[ \frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}} + \frac{1}{\Gamma_{\text{lunes}}} + \frac{1}{\Gamma_{n/n-1}} + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial E_c} \frac{dE_c}{dt} + \frac{\partial}{\partial E_c} \frac{dE_c}{dt} \right] \cdot f_n \\ & - \frac{dE_c}{dt} \cdot \frac{\partial f_n}{\partial E_c} + L^2 \cdot \frac{\partial}{\partial L} \left( \frac{D_{LL}}{L^2} \cdot \frac{\partial f_n}{\partial L} \right) + \frac{1}{\Gamma_{n-1/n}} f_{n-1} + \text{Sources} \end{aligned}$$

avec :

- $f_1, f_2, \dots, f_n$  : les fonctions de distribution liées à chaque état de charge de l'espèce d'ion considérée telle que  $f_1 = f(Z^+)$ ,  $f_2 = f(Z^{2+})$ ,  $\dots$ ,  $f_n = f(Z^{n+})$ .

$$- \frac{dE_c}{dt} = \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{coulomb}} + \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{anneaux}}$$

- $\Gamma_{12}, \Gamma_{21}, \dots, \Gamma_{n/n-1}$  : coefficients d'échange de charge entre les populations des différents états de charge de l'ion énergétique considéré et les atomes et molécules des milieux denses.

Ces équations de diffusion sont écrites dans le cas général, quelle que soit l'espèce d'ion considérée. Dans les paragraphes suivants, nous allons nous intéresser à une seule espèce : les ions Hélium ( $\text{He}^+$  et  $\text{He}^{2+}$ ). Dans le cas de l'Hélium, deux équations de diffusion sont nécessaires pour déterminer la fonction de distribution de chaque état de charge de l'espèce :  $f_{\text{He}^+}$  et  $f_{\text{He}^{2+}}$

L'équation de diffusion concernant  $\text{He}^+$  dans l'espace des phases ( $E_c, y, L$ ) est la suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{\text{He}^+}}{\partial t} = & - \left[ \left( \frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}} \right)_{\text{He}^+} + \left( \frac{1}{\Gamma_{\text{lunes}}} \right)_{\text{He}^+} + \frac{1}{\Gamma_{10}} + \frac{1}{\Gamma_{12}} + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial E_c} \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{He}^+} + \frac{\partial}{\partial E_c} \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{He}^+} \right] \cdot f_{\text{He}^+} \\ & - \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{He}^+} \cdot \frac{\partial f_{\text{He}^+}}{\partial E_c} + L^2 \cdot \frac{\partial}{\partial L} \left( \frac{D_{LL}}{L^2} \cdot \frac{\partial f_{\text{He}^+}}{\partial L} \right) + \frac{1}{\Gamma_{21}} f_{\text{He}^{2+}} + \text{Sources} \end{aligned}$$

On retrouve dans cette équation, les termes représentant la diffusion radiale ( $D_{LL}$ ), les termes de friction en énergie ( $dE_c/dt$ ), les pertes dues au système d'anneaux ( $1/\Gamma_{\text{anneaux}}$ ) et aux lunes joviennes ( $1/\Gamma_{\text{lunes}}$ ) ainsi que les pertes dues au phénomène d'échange de charge :  $f_{\text{He}^+}/\Gamma_{10}$  et  $f_{\text{He}^+}/\Gamma_{12}$ . Le dernier terme de l'équation,  $f_{\text{He}^{2+}}/\Gamma_{21}$  est aussi du au phénomène d'échange de charge mais représente une source d' $\text{He}^+$  dans les ceintures de radiation.

L'équation de diffusion concernant  $\text{He}^{2+}$  dans l'espace des phases ( $E_c, y, L$ ) est la suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{\text{He}^{2+}}}{\partial t} = & - \left[ \left( \frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}} \right)_{\text{He}^{2+}} + \left( \frac{1}{\Gamma_{\text{lunes}}} \right)_{\text{He}^{2+}} + \frac{1}{\Gamma_{21}} + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial E_c} \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{He}^{2+}} + \frac{\partial}{\partial E_c} \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{He}^{2+}} \right] \cdot f_{\text{He}^{2+}} \\ & - \left( \frac{dE_c}{dt} \right)_{\text{He}^{2+}} \cdot \frac{\partial f_{\text{He}^{2+}}}{\partial E_c} + L^2 \cdot \frac{\partial}{\partial L} \left( \frac{D_{LL}}{L^2} \cdot \frac{\partial f_{\text{He}^{2+}}}{\partial L} \right) + \frac{1}{\Gamma_{12}} f_{\text{He}^+} + \text{Sources} \end{aligned}$$

Cette fois encore, on retrouve dans cette équation, les termes représentant la diffusion radiale, les termes de friction en énergie, les pertes dues au système d'anneaux et aux lunes joviennes ainsi que les pertes dues au phénomène d'échange de charge :  $f_{\text{He}^{2+}}/\Gamma_{21}$ . Le dernier terme de l'équation,  $f_{\text{He}^+}/\Gamma_{12}$  représente une source d' $\text{He}^{2+}$  dans les ceintures de radiation.

A cause de ce phénomène d'échange de charge, les deux équations de diffusion sont couplées. Seule la résolution simultanée de ces deux équations permettra de déterminer la distribution spatiale d' $\text{He}^+$  et d' $\text{He}^{2+}$  dans les ceintures de radiation de Jupiter.

### III.3 Description des processus physiques

Nous allons décrire ici les différents processus physiques énoncés dans les paragraphes précédents pour chaque type de particules : électrons, protons et ions Hélium. La modélisation des processus physiques dans les cas des électrons ayant déjà fait l'objet d'une

étude détaillée dans les travaux précédents [Santos-Costa, 2001], nous ne les détaillerons pas de nouveau. Nous rappellerons les formules si et seulement si les calculs ont été modifiés par l'introduction d'un modèle de champ magnétique non dipolaire dans Salammbô. Nous nous consacrerons donc particulièrement à la description des processus physiques dans le cas des protons et des ions Hélium.

### III.3.1 Interaction coulombienne avec les milieux denses

Les particules piégées constituant les ceintures de radiation sont très énergétiques mais forment une population peu dense. Ainsi, les collisions entre elles peuvent être négligées. Par contre, elles interagissent de façon non négligeable avec les particules d'un environnement plus dense tel que l'atmosphère, l'ionosphère et la plasmasphère.

Les modèles d'atmosphère [Seiff et al., 1997, 1998], de plasmasphère [Divine et Garrett, 1983] et d'ionosphère [Hinson et al., 1998] utilisés dans nos travaux sont ceux qui avaient déjà été utilisés lors de la thèse précédente [Santos-Costa, 2001].

L'interaction des particules énergétiques des ceintures de radiation avec de tels milieux est schématisée par la pénétration d'un flux de particules énergétiques dans un ensemble de cibles au repos. Cette interaction soumet les particules piégées à une force de friction continue de nature non stochastique : elles vont donc céder une partie de leur énergie aux électrons libres et/ou liés du milieu (Figure III.3-1). Contrairement aux électrons, la déviation de la trajectoire est négligeable dans le cas des protons et des ions lourds. En effet, compte tenu de la masse élevée de ces derniers, la diffusion élastique sur le noyau se fait sous de petits angles, de telle sorte que la trajectoire d'un proton ou d'un ion lourd est quasi rectiligne (Figure III.3-1).

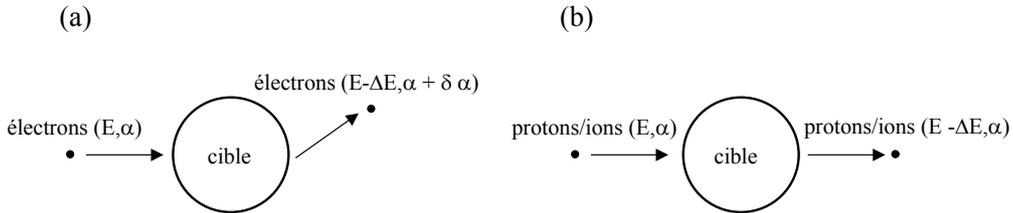


Figure III.3-1 : Interaction entre les particules chargées des ceintures de radiation de Jupiter et les particules des milieux denses. (a) : électrons énergétiques ; (b) protons et ions lourds énergétiques.

Le terme de friction, noté  $dE/dt$ , défini par Schulz et Lanzerotti [1974], découle d'une part des collisions coulombiennes des particules énergétiques avec les électrons libres des plasmas froids ambiants et d'autre part des collisions coulombiennes avec les électrons liés des atomes et molécules de la haute atmosphère [Farley et al., 1970, 1971 ; Blanc, 1980]. La partie concernant les électrons libres des plasmas froids est la même quel que soit le type de particule énergétique considérée (électrons, protons ou ions lourds) alors que la partie concernant les électrons liés des atomes est différente selon la particule projectile.

Le terme de friction en énergie pour les protons et les ions lourds s'écrit de la façon suivante (pour les électrons, cf Santos-Costa [2001]) :

$$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{coulomb}} \quad (\text{J.s}^{-1}) = \left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{libres}} + \left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{\text{liés}} = \frac{4\pi z^2}{m_{0e} v} \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0}\right) \cdot [\chi_{\text{libres}} + \chi_{\text{liés}}]$$

tel que

$$\begin{cases} \chi_{\text{libres}} = \langle N_e \rangle \left[ 1 - \frac{1}{\gamma^2} - \ln \left( \frac{\lambda_D m_{0e} v}{\hbar} \right) \right] \\ \chi_{\text{liés}} = \sum_i Z_i \langle N_i \rangle \left[ 1 - \frac{1}{\gamma^2} - \ln \left( \frac{2m_{0e} c^2 (\gamma^2 - 1)}{I_i} \right) \right] \end{cases}$$

avec  $m_{0e}$  la masse au repos de l'électron de charge élémentaire  $q$ ,  $v$  la vitesse de la particule incidente de facteur relativiste  $\gamma$ ,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $c$  la célérité de la lumière,  $\lambda_D$  la longueur d'onde de Debye et  $z$  l'état de charge de la particule incidente ( $z_{p^+} = z_{\text{He}^+} = 1$  et  $z_{\text{He}^{2+}} = 2$ ). Les termes  $\langle N_e \rangle$  et  $\langle N_i \rangle$  correspondent respectivement à la densité des électrons libres (moyennée sur une coquille de dérive) et la densité des particules cibles de numéro atomique  $Z_i$  et d'énergie d'excitation  $I_i$ .

Les valeurs de  $Z_i$  et  $I_i$  pour chaque particule cible utilisée dans notre modèle sont les suivantes [Ziegler, 1980] :

	H	H <sub>2</sub>	He	CH <sub>4</sub>
$Z_i$	1	2	2	10
$I_i$ (eV)	19	19	42	31

La Figure III.3-2 représente l'évolution du terme de friction en énergie,  $dE_c/dt$ , en fonction de  $L$ , pour les quatre types de particules pris en compte dans Salammbô : électrons, protons, He<sup>+</sup> et He<sup>2+</sup>.

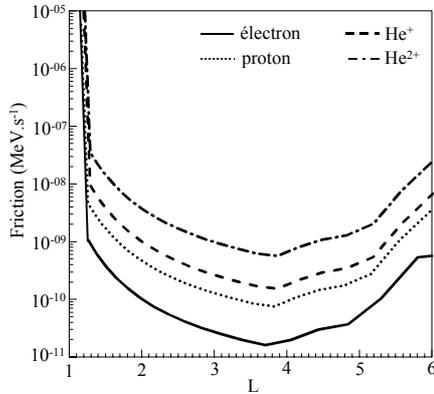


Figure III.3-2 : Evolution du terme de friction en énergie  $dE_c/dt$  en fonction  $L$  ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $E_c = 20$  MeV).

Sur la Figure III.3-2, les particules ont un angle d'attaque de  $70^\circ$  et une énergie de 20 MeV. A cette énergie, quelle que soit la valeur de  $L$ , ce sont les ions He<sup>2+</sup> qui perdent le plus d'énergie, suivis des ions He<sup>+</sup>, des protons et enfin des électrons. On observe aussi que le terme de friction en énergie, très fort près de la planète à cause des interactions avec l'atmosphère, diminue lorsqu'on s'éloigne, puis augmente de nouveau vers  $L = 4$  lorsque les particules piégées interagissent avec les particules du tore de Io.

Nous venons de décrire dans cette partie l'interaction avec l'atmosphère, l'ionosphère et la plasmasphère de Jupiter. Cependant, la présence d'une plasmasphère dans l'environnement jovien est encore controversée aujourd'hui.

Comme le montre la Figure III.3-2, le coefficient de friction associé à l'interaction avec le plasma froid (la plasmasphère) est relativement faible. Il est compris entre  $10^{-11}$  et  $10^{-8}$  MeV.s<sup>-1</sup> suivant le type de particules considéré. Nous verrons dans une prochaine partie que

ce coefficient est largement négligeable devant ceux liés aux autres processus physiques tels que l'interaction avec les anneaux, les lunes ou la diffusion radiale. Par conséquent, qu'il existe une plasmasphère ou non dans l'environnement jovien ne change en rien les résultats de notre modèle.

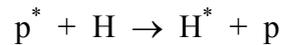
### III.3.2 Echange de charge avec l'atmosphère

L'échange de charge est un phénomène de perte à prendre en considération dans la modélisation des ceintures de radiation de protons et d'ions lourds énergétiques. Dans le cas des ions lourds, ce phénomène est plus important, non seulement parce qu'il crée un lien entre les populations des différents états de charge des ions mais aussi parce qu'il représente une source de particules. Comme nous l'avons vu précédemment, l'échange de charge est introduit dans l'équation de diffusion sous la forme  $-f/\Gamma$  où  $f$  est la fonction de distribution et  $1/\Gamma$  la fréquence d'échange de charge de la réaction considérée.

Dans cette partie, le phénomène d'échange de charge va être détaillé, tout d'abord dans le cas des protons énergétiques puis dans le cas des ions Hélium.

#### a) Echange de charge des protons énergétiques

A ce jour, seul l'échange de charge des protons avec les atomes d'hydrogène de l'atmosphère, élément majoritaire à partir de 2000 km ( $L = 1,03$ ), a été modélisé. La réaction considérée dans le modèle est donc la suivante :



Les particules marquées d'un  $*$  sont les particules énergétiques. L'atome d'hydrogène échange son électron avec le proton énergétique incident, le proton résultant est alors perdu (du point de vue des ceintures de radiation) car il ne possède pas une énergie suffisante pour appartenir aux ceintures de radiation. La fréquence d'échange de charge associée à cette réaction est définie de la façon suivante :

$$\frac{1}{\Gamma_{10}} = v_p \sigma_{10} \langle n_H \rangle$$

avec  $v_p$  la vitesse du proton incident,  $\sigma_{10}$  la section efficace d'échange de charge pour la réaction  $H(p,H)P$  et  $\langle n_H \rangle$  la densité d'hydrogène neutre de l'atmosphère [Seiff et al., 1997, 1998]. Cette densité est moyennée d'une part sur la période de rebond mais aussi sur la période de dérive, c'est-à-dire sur la coquille de dérive. La Figure III.3-3 représente la densité d'hydrogène moléculaire en fonction de  $L$  et montre que la quantité d'hydrogène diminue très rapidement dès que l'on s'éloigne de la planète.

La section efficace d'échange de charge  $\sigma_{10}$  est représentée sur la Figure III.3-4 en fonction de l'énergie du proton incident [Claflin, 1970]. A partir de la densité d'hydrogène et de la section efficace, la fréquence d'échange de charge associée peut être calculée. Etant donné que la densité d'hydrogène atomique de l'atmosphère diminue très vite en fonction de  $L$ , la fréquence d'échange de charge devient très vite négligeable dès que l'on s'éloigne de la planète. Le processus d'échange de charge n'aura donc une influence sur la distribution des protons énergétiques que très près de la planète ( $L < 1,3$ ).

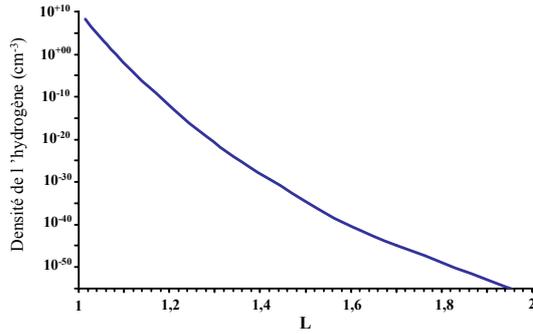


Figure III.3-3 : Densité de l'hydrogène atomique en fonction de  $L$ .

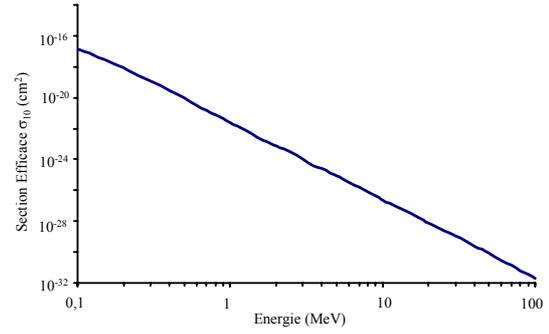
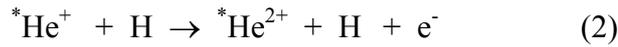


Figure III.3-4 : Section efficace d'échange de charge de la réaction  $H(p,H)p$  en fonction de l'énergie du proton.

### b) Echange de charge des ions Hélium

Comme dans le cas des protons, nous avons pour le moment limité notre étude à l'échange de charge des ions Hélium avec l'hydrogène atomique de l'atmosphère jovienne. Les réactions étudiées sont donc les suivantes :



Dans la première réaction, l'atome d'hydrogène  $H$  échange un électron avec l'ion  $He^+$  énergétique incident, qui est alors perdu. L'ion  $H^+$  ainsi créé n'a pas une énergie suffisante pour faire partie des ceintures de radiation.

Ces réactions permettent d'illustrer le fait que le processus d'échange de charge est à la fois responsable de perte et de source de particules. En effet, la réaction (1) représente une perte des ions  $He^+$ , la réaction (2) correspond à une perte d'ions  $He^+$  mais aussi une source d'ions  $He^{2+}$  alors que la réaction (3) représente une perte d'ions  $He^{2+}$  mais une source d'ions  $He^+$ . Ces trois réactions dépendent donc directement les unes des autres. La quatrième réaction est mise de côté ici puisqu'elle représente un échange de deux électrons, contrairement à un seul électron pour les trois réactions précédentes. La probabilité que cette réaction se produise étant beaucoup plus faible que les autres, nous ne considérerons ici que les réactions (1) à (3).

Le nombre de réactions associé à chaque espèce ionique est proportionnel au nombre d'états de charge possible de l'espèce. Plus l'espèce a un nombre d'états de charge élevé, plus le nombre de réactions à étudier est important. Si l'on considère l'échange d'un seul électron, trois réactions sont à prendre en compte dans le cas de l'Hélium (2 états de charge possible) contre 15 réactions dans le cas de l'Oxygène (8 états de charge possible).

On peut déterminer une fréquence d'échange de charge pour chaque réaction étudiée. On nommera  $1/\Gamma_{10}$ ,  $1/\Gamma_{12}$ ,  $1/\Gamma_{21}$ , les fréquences d'échange de charge des réactions (1), (2) et (3) respectivement, telles que :

$$\frac{1}{\Gamma_{10}} = v_{\text{He}} \sigma_{10} \langle n_{\text{H}} \rangle \quad \frac{1}{\Gamma_{12}} = v_{\text{He}} \sigma_{12} \langle n_{\text{H}} \rangle \quad \frac{1}{\Gamma_{21}} = v_{\text{He}} \sigma_{21} \langle n_{\text{H}} \rangle$$

avec  $\sigma_{10}$ ,  $\sigma_{12}$ ,  $\sigma_{21}$  les sections efficaces d'échange de charge pour les réactions (1), (2) et (3),  $v_{\text{He}}$  la vitesse de l'ion Hélium incident et  $\langle n_{\text{H}} \rangle$  la densité d'hydrogène neutre de l'atmosphère (Figure III.3-3).

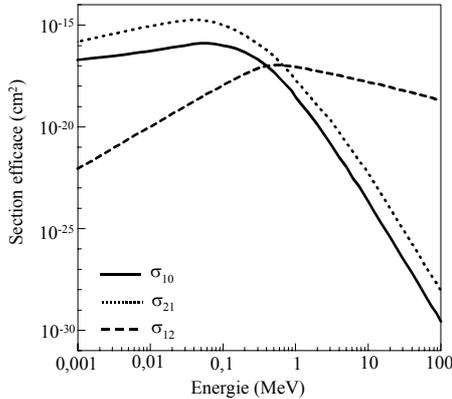


Figure III.3-5 : Sections efficaces d'échange de charge  $\sigma_{10}$ ,  $\sigma_{12}$ ,  $\sigma_{21}$ , correspondant aux réactions (1), (2) et (3) citées précédemment.

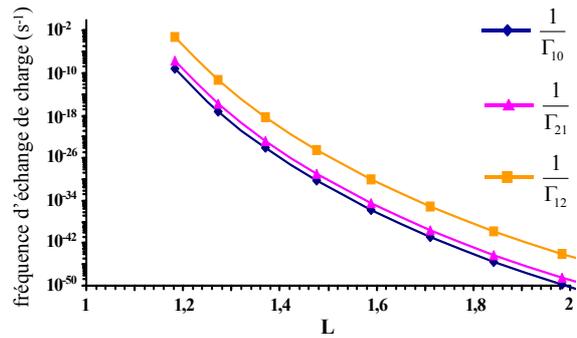


Figure III.3-6 : Fréquences d'échange de charge  $1/\Gamma_{10}$ ,  $1/\Gamma_{12}$ ,  $1/\Gamma_{21}$ , correspondant aux réactions (1), (2) et (3) citées précédemment.

La Figure III.3-5 représente les sections efficaces utilisées pour calculer les fréquences d'échange de charge définies précédemment, en fonction de l'énergie des ions Hélium incidents. Ces sections efficaces sont issues de résultats expérimentaux (énergie < 1 MeV) puis sont extrapolées dans le cas des hautes énergies [Claflin, 1970].

A partir de la densité d'hydrogène atomique et des sections efficaces d'échange de charge de l'Hélium avec ce dernier, nous sommes capables de calculer les fréquences associées à chacune des réactions. La Figure III.3-6 représente les fréquences d'échange de charge en fonction de L pour une particule d'Hélium de 10 MeV ayant un angle d'attaque équatorial de 70°. On peut noter que ces fréquences deviennent très faibles lorsque l'on s'éloigne de la planète. Le processus d'échange de charge aura donc une influence sur la distribution des ions Hélium très près de la planète ( $L < 1,3$ ) mais, là aussi, sera très vite négligeable par rapport aux autres processus physiques.

### III.3.3 Interaction nucléaire inélastique avec l'atmosphère

Les interactions nucléaires inélastiques provoquent la perte des particules piégées. De même que pour l'échange de charge, on introduit ce processus de perte dans l'équation de diffusion par un terme de la forme  $-f/\Gamma$  où f est la fonction de distribution de la particule considérée et  $\Gamma$  le coefficient de perte par interaction nucléaire.

Un proton ou un ion lourd énergétique des ceintures de radiation qui entre en collision avec les particules neutres de l'atmosphère de Jupiter peut entraîner une interaction nucléaire inélastique. La particule piégée incidente est alors absorbée par le noyau de la particule cible et des particules secondaires sont émises. D'un point de vue des ceintures de radiation, la

particule piégée est perdue (Figure III.3-7). Ce type d'interaction n'existe pas dans le cas des électrons énergétiques, de masse trop faible.

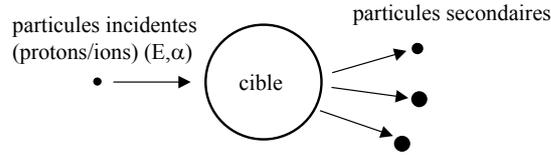


Figure III.3-7 : Schéma représentant l'interaction nucléaire inélastique entre les particules piégées (protons ou ions lourds) et une particule cible.

Le terme de perte par interaction nucléaire est défini de la façon suivante :

$$\frac{1}{\Gamma_{\text{IntNuc}}} = v \sum_i \sigma_i \langle n_i \rangle$$

avec  $v$  la vitesse de la particule incidente,  $\sigma_i$  et  $\langle n_i \rangle$  les sections efficaces d'interaction nucléaire et les densités (moyennées sur une coquille de dérive) des particules cibles, respectivement.

A ce jour, seules les interactions nucléaires entre les protons énergétiques et les particules de la haute atmosphère jovienne ont été modélisées. Dans le cas des ions lourds et plus particulièrement des ions Hélium, les sections efficaces d'interaction nucléaires sont plus difficiles à trouver et ne sont pas encore intégrées dans Salammbô.

Dans le cas des protons énergétiques, les particules cibles prises en compte dans le modèle sont les éléments neutres de la haute atmosphère jovienne, H, H<sub>2</sub>, H<sub>e</sub> et CH<sub>4</sub>. Le taux de perte par interaction nucléaire s'écrit alors :

$$\frac{1}{\Gamma_{\text{IntNuc}}} (\text{s}^{-1}) = v \times (\sigma_{\text{H}} \langle n_{\text{H}} \rangle + \sigma_{\text{H}_2} \langle n_{\text{H}_2} \rangle + \sigma_{\text{H}_e} \langle n_{\text{H}_e} \rangle + \sigma_{\text{CH}_4} \langle n_{\text{CH}_4} \rangle)$$

Les densités des différents constituants de l'atmosphère utilisées dans le modèle sont données dans les travaux de Santos-Costa [2001]. La densité de CH<sub>4</sub> dans l'atmosphère jovienne étant faible, nous ne prendrons pas en compte cet élément. Les sections efficaces correspondantes sont tirées de « *Atomic Data and Nuclear Data Tables* » [Janni, 1982].

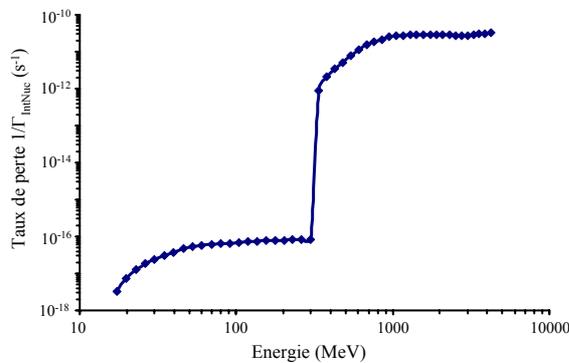


Figure III.3-8 : Variation du taux de perte des protons par interaction nucléaire avec les particules neutres de l'atmosphère (s<sup>-1</sup>) en fonction de l'énergie du proton incident ( $\alpha_{\text{eq}} = 70^\circ$  et  $l = 1,2$ ).

La Figure III.3-8 représente le taux de perte par interaction nucléaire,  $1/\Gamma_{\text{IntNuc}}$ , en fonction de l'énergie du proton incident d'angle d'attaque équatorial égal à 70° à L = 1,2.

Cette figure montre que le taux de perte est très faible pour des énergies inférieures à 300 MeV. Le processus physique d'interaction nucléaire ne jouera donc un rôle dans la distribution des protons des ceintures de radiation que pour les protons piégés de très haute énergie et sera négligeable dans le cas des protons de basse énergie.

### III.3.4 Interaction avec les satellites naturels

Les effets des satellites naturels de Jupiter sur les ceintures de radiation font l'objet d'études approfondies depuis le début des années 70 [Mead, 1972 ; Mead et Hess, 1973] et plus particulièrement depuis les premières mesures des sondes Pioneer [Van Allen, 1976] sur lesquelles une diminution des flux dans les régions où orbitent certains satellites est visible. Par la suite, la modélisation des pertes de particules par absorption induites par les satellites naturels a été reprise par de nombreux auteurs afin d'expliquer la distribution des particules énergétiques des ceintures de radiation de Jupiter [Mogro-Campero et Filius, 1976 ; Hood, 1993b, Santos-Costa, 2001]. L'hypothèse commune à tous ces travaux est de considérer les satellites comme des objets absorbants. Il est nécessaire de préciser que le criblage de la surface des satellites par des particules énergétiques conduit à des éjections significatives de particules de basse énergie mais celles-ci n'interviennent pas dans ces travaux.

Dans cette partie, nous allons étudier l'effet des satellites de Jupiter sur les particules des ceintures de radiation. Nous nous sommes intéressés ici à 6 satellites, les quatre satellites internes : Métis ( $r \approx 1,8 R_j$ ), Adrasteé ( $r \approx 1,8 R_j$ ), Amalthée ( $r \approx 2,6 R_j$ ) et Thébé ( $r \approx 3,1 R_j$ ) et les deux premiers satellites Galiléens : Io ( $r \approx 6 R_j$ ) et Europe ( $r \approx 9,5 R_j$ ). Les principales caractéristiques de ces satellites sont regroupées dans le Tableau I.1-2. En suivant la même approche que les travaux cités ci-dessus, les quatre satellites internes et Europe vont être considérés comme des objets absorbants. Dans le cas particulier du satellite Io, nous allons considérer deux hypothèses : (1) Io est un objet absorbant, au même titre que les autres satellites et (2) Io est conducteur et n'engendre alors aucune perte de particules. En effet si le satellite Io est conducteur, les lignes de champ magnétique 'contournent' Io évitant ainsi aux particules d'être perdues [Thorne et al., 1999 ; Williams et al., 1999]. Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la première hypothèse et montrer l'effet de Io sur les particules des ceintures de radiation dans le cas où il est un objet absorbant. Dans les prochains chapitres, nous considérerons Io comme un corps conducteur (deuxième hypothèse), ne créant pas de pertes de particules et nous vérifierons cette hypothèse.

#### a) Calcul du taux de perte

Pour calculer le taux de perte engendré par chacun des satellites étudiés, nous allons nous baser sur la méthode développée lors de la thèse précédente pour les électrons joviens [Santos-Costa, 2001]. Des modifications vont cependant être effectuées, tout d'abord parce que le champ magnétique utilisé dans le modèle n'est plus un champ dipolaire puis parce que les particules étudiées ne sont plus seulement des électrons mais aussi des protons et des ions lourds.

Le taux de perte de particules due aux lunes joviennes est introduit dans l'équation de diffusion sous la forme  $-f/\Gamma_{\text{lunes}}$ , tel que :

$$\frac{1}{\Gamma_{\text{lunes}}} (\text{s}^{-1}) = f_r(q, \alpha_{\text{eq}}, L) \cdot P_L(L) \cdot P_{0,L}(\theta_m, L) \quad [\text{Santos-Costa, 2001}]$$

avec :

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

- $P_{\theta,L}(\theta_m, L)$ , la probabilité conditionnelle que le satellite, repéré par sa colatitude  $\theta_m$  à un instant donné et coupant la ligne de champ d'apex  $L$ , intercepte des particules énergétiques d'angle d'attaque équatorial  $\alpha_{eq}$  au cours de leur rebond le long de cette ligne de champ ( $P_{\theta,L} = 0$  si  $P_L = 0$ ).
- $f_r(q, \alpha_{eq}, L)$ , la fraction de particules de charge  $q$  perdue par unité de temps au cours de la rencontre avec une coquille de dérive ( $\alpha_{eq}, L$ ) telle que :

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

où  $w_r$  est la vitesse angulaire relative des particules par rapport au mouvement du satellite,  $w_{lunes}$  est la vitesse de rotation des lunes autour de Jupiter et  $\langle d\phi_m/dt \rangle$  est la dérive longitudinale due au gradient magnétique [Schulz, 1991 ; Bourdarie, 1996], déjà définie dans le paragraphe III.1.3. Ajouter ce terme à la vitesse de rotation de la planète  $\Omega_j$  permet d'obtenir la dérive angulaire de la particule énergétique dans un repère fixe lié à la planète.

Le calcul du taux de perte repose sur deux hypothèses. Tout d'abord, le spin des satellites est supposé suffisamment important pour considérer les satellites comme des objets sphériques, en prenant pour rayon leur plus grande dimension. La deuxième hypothèse est de considérer ces objets comme des corps neutres et en aucun cas magnétiques ou conducteurs.

Dans le cas des électrons énergétiques, une troisième hypothèse est émise, celle de l'approximation du centre guide. Le rayon de giration  $r_g$  des électrons est supposé petit face aux dimensions du satellite. Le rayon de giration, proportionnel à la masse de la particule, est beaucoup plus grand dans le cas des protons et des ions lourds et cette hypothèse n'est alors plus valable. Rappelons la formule du rayon de giration :

$$r_g = \frac{\sqrt{E_c(E_c + 2E_0)}}{qBc}$$

Prenons par exemple des particules équatoriales de 50 MeV qui dérivent à  $L = 3,1$ , près de l'orbite du satellite Thébé. Le rayon de giration d'un tel électron, égal à 11 km environ, est petit devant le diamètre du satellite ( $\varnothing_{Thébé} = 100$  km). Par contre, le rayon de giration d'un tel proton est de 72 km, celui d'un  $He^+$  est de 142 km et celui d'un  $He^{2+}$  est de 71 km. Dans ces trois derniers cas, le rayon de giration n'est plus négligeable devant le diamètre du satellite. Il faut donc tenir compte du rayon de giration des protons et des ions dans le calcul du taux de perte.

Intégrer le rayon de giration des protons et des ions lourds dans le calcul du taux de perte revient à se baser sur l'approximation du centre guide tout en définissant un diamètre du satellite apparent, différent du diamètre réel. La zone d'absorption est alors la région où toute particule ayant un centre guide à l'intérieur de cette zone est perdue. Pour ce faire, nous allons considérer deux cas : soit le rayon de giration est inférieur au diamètre du satellite ( $r_g < \varnothing$ ), soit il est supérieur au diamètre du satellite ( $r_g > \varnothing$ ). La zone d'absorption, dépendante du rayon de giration est différente dans les deux cas.

La Figure III.3-9 représente la zone d'absorption des particules (protons et ions lourds) (zone hachurée) dans le cas où le rayon de giration des particules est inférieur au diamètre du satellite. Les petits cercles noirs schématisent la giration limite que peuvent effectuer les

particules sans interagir avec le satellite. Lorsque le centre guide de la particule énergétique se trouve à l'intérieur de la zone d'absorption, la particule heurte la lune et est donc perdue.

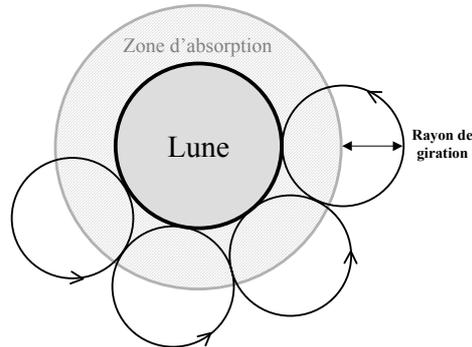


Figure III.3-9 : Schéma de la zone d'absorption des particules énergétiques (protons et ions lourds) ayant un rayon de giration inférieur au diamètre du satellite.

La Figure III.3-10 représente la zone d'absorption des particules dans le cas où le rayon de giration est supérieur au diamètre du satellite (zone hachurée). Ce cas est un peu plus compliqué que le précédent. Les cercles noirs (traits pleins et pointillés) schématisent les girations limites que peuvent effectuer les particules sans heurter le satellite. Dans le cas des cercles en traits pleins, le satellite se trouve à l'extérieur de la zone balayée par la giration et à l'intérieur dans le cas des cercles en pointillés (la particule contourne le satellite). Si le centre guide des particules se trouve à l'intérieur de la zone d'absorption, celles-ci sont perdues.

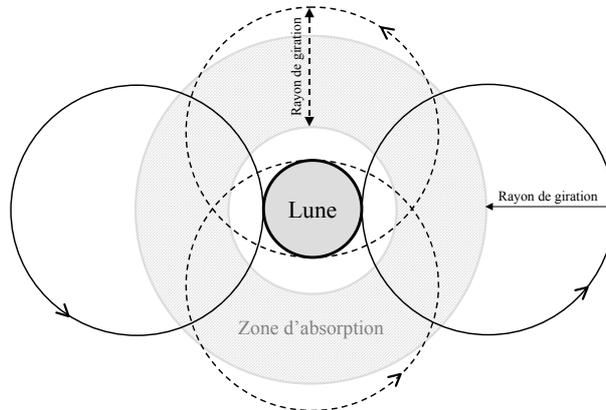


Figure III.3-10 : Schéma de la zone d'absorption des particules énergétiques (protons et ions lourds) ayant un rayon de giration supérieur au diamètre du satellite.

Il est important de préciser que le rayon de giration pris en compte dans le calcul du taux de perte est le rayon de giration à l'équateur. Nous avons négligé l'évolution du rayon de giration le long de la ligne de champ. Cependant, le plan orbital des lunes étant à une colatitude magnétique minimale proche de  $80^\circ$ , la différence entre le rayon de giration des particules à l'équateur et au niveau du plan orbital des satellites est négligeable devant le diamètre de ces derniers.

### ***b) Variation du taux de perte, phénomène de synchronisation***

Nous allons discuter ici la variation du taux de perte engendrée par les lunes en fonction de l'énergie des particules énergétiques, et plus précisément du phénomène de

synchronisation, déjà identifié dans les travaux précédents dans le cas des électrons [Santos-Costa, 2001].

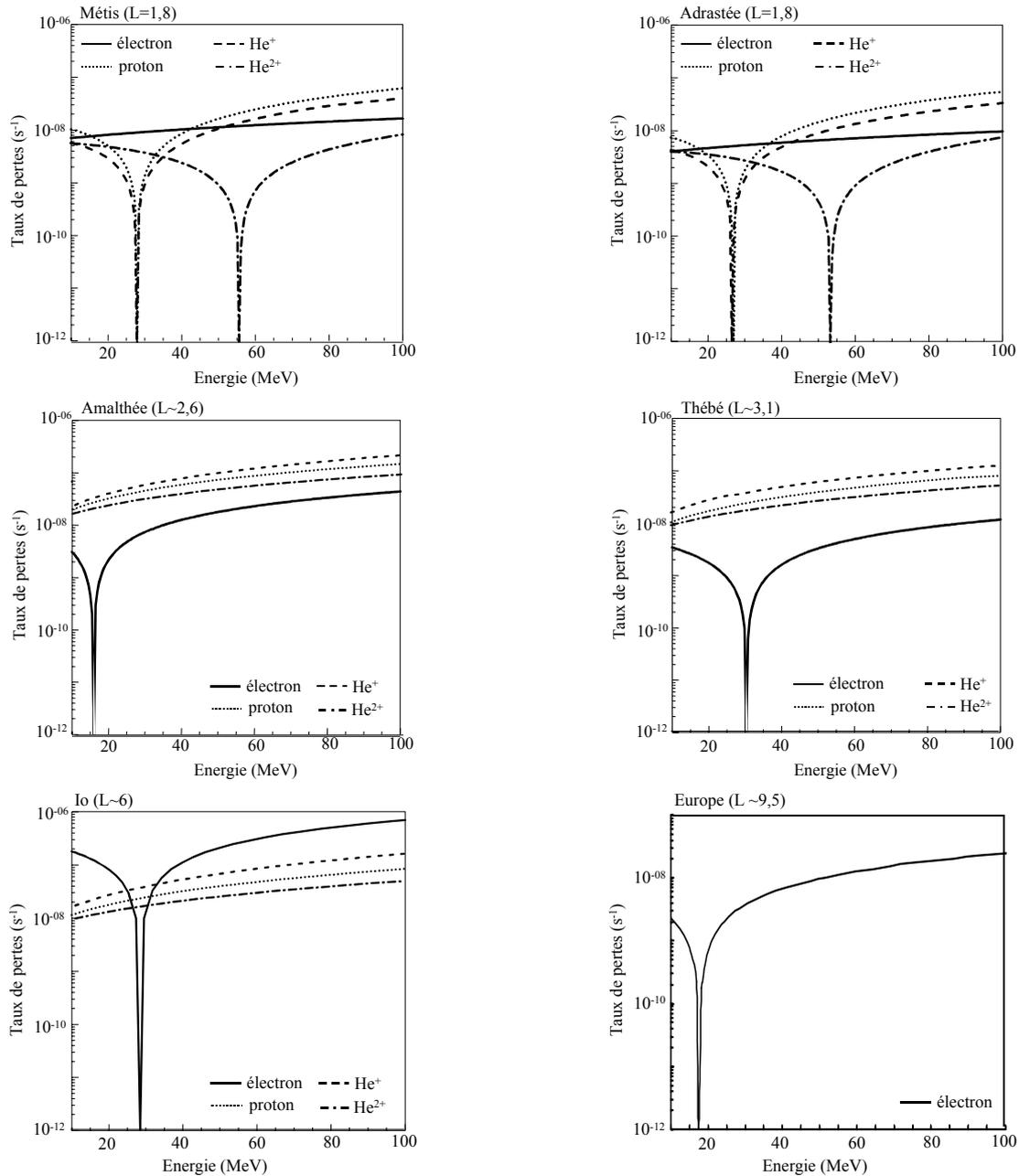


Figure III.3-11 : Variations du taux de perte engendrée par les lunes en fonction de l'énergie, pour des particules équatoriales ( $\alpha_{eq} \approx 90^\circ$ ) dérivant au voisinage des satellites Métis, Adrastée, Amalthée, Thébé, Io et Europe (dans le cas des électrons seulement pour ce dernier).

La Figure III.3-11 représente la variation des taux d'absorption engendrée par les quatre satellites internes de Jupiter (Métis, Adrastée, Amalthée et Thébé) ainsi que les deux premiers satellites Galiléens (Io et Europe) en fonction de l'énergie des particules, et ce pour chaque type de particules pris en compte dans Salammbô : les électrons, les protons, les ions He<sup>+</sup> et He<sup>2+</sup>. Dans le cas du satellite Europe, seuls les électrons sont représentés car les modèles de protons et d'ions ne sont définis que jusqu'à l'orbite du satellite Io. Sur ces six graphiques, des minima de perte sont visibles pour des énergies bien spécifiques : les énergies

de synchronisation. Ces synchronisations apparaissent pour des particules dérivant près de l'orbite des satellites, dans le même sens et à la même vitesse que ces derniers. Les particules ne sont alors pas perdues. Sur cet exemple, nous avons pris des particules ayant un angle d'attaque équatorial proche de  $90^\circ$ .

D'après les résultats issus des travaux précédents [Santos-Costa, 2001] et comme le vérifie la Figure III.3-11, les électrons énergétiques entrent en synchronisation avec les satellites Amalthée, Thébé, Io et Europe à des énergies de synchronisation de 16 MeV, 30 MeV, 28 MeV et 17 MeV respectivement. Contrairement aux électrons, les protons et les ions Hélium des ceintures de radiation entrent en synchronisation avec les deux premiers satellites joviens, Métis et Adrastée. Ceci s'explique facilement lorsque l'on reprend la définition de la vitesse de dérive des particules (III.1.3). Nous avons vu que les électrons ont une vitesse de dérive magnétique qui s'oppose à la vitesse de rotation de la planète ( $\Omega_j = 1,76 \cdot 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$ ), tout en restant inférieure à celle-ci dans la gamme d'énergie considérée ( $<100 \text{ MeV}$ ). La vitesse de dérive totale des électrons est donc inférieure à  $\Omega_j$ . Quant aux protons et aux ions lourds, leur vitesse de dérive magnétique s'ajoute à la vitesse de rotation de la planète. La vitesse de dérive totale des particules de charge positive est donc supérieure à  $\Omega_j$ . Ainsi, les électrons ne pourront entrer en synchronisation qu'avec les satellites ayant une vitesse de rotation autour de Jupiter inférieure à la vitesse de rotation de la planète, c'est-à-dire Amalthée ( $w_{\text{Amalthée}} = 1,45 \cdot 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$ ), Thébé ( $w_{\text{Thébé}} = 1,09 \cdot 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$ ), Io ( $w_{\text{Io}} = 4,11 \cdot 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$ ) et Europe ( $w_{\text{Europe}} = 2,05 \cdot 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$ ). A l'inverse, les particules de charge positive, les protons et les ions lourds, pourront quant à elles entrer en synchronisation seulement avec les satellites Métis ( $w_{\text{Métis}} = 2,44 \cdot 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$ ) et Adrastée ( $w_{\text{Adrastée}} = 2,46 \cdot 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$ ).

Nous venons de montrer que le phénomène de synchronisation entre les particules énergétiques et les satellites était directement lié au signe de la charge de la particule. Nous allons maintenant étudier le phénomène de synchronisation pour des particules de même signe mais d'état de charge différent : les protons et les  $\text{He}^+$  de charge  $q$  et les  $\text{He}^{2+}$  de charge  $2q$ . La Figure III.3-11 montre que les protons et les  $\text{He}^+$  ont quasiment les mêmes énergies de synchronisation,  $\sim 28 \text{ MeV}$  avec le satellite Métis et  $\sim 26 \text{ MeV}$  avec le satellite Adrastée. Les ions  $\text{He}^{2+}$  ont des énergies de synchronisation différentes de ces derniers,  $\sim 55 \text{ MeV}$  avec Métis et  $\sim 53 \text{ MeV}$  avec Adrastée. D'après la définition de la vitesse de dérive, directement liée à la charge  $q$  de la particule (III.1.3), pour une énergie fixée, les ions  $\text{He}^+$  vont dériver plus vite autour de Jupiter que les ions  $\text{He}^{2+}$ . Donc, pour que ces derniers dérivent à la même vitesse que les ions  $\text{He}^+$ , en l'occurrence à la vitesse du satellite dans le cas des synchronisations, il leur faut une énergie plus importante. C'est pourquoi l'énergie de synchronisation est plus élevée pour les ions  $\text{He}^{2+}$  que pour les ions  $\text{He}^+$ .

Cette étude nous amène à une première conclusion : l'état de charge et le signe de la charge des particules a un rôle majeur dans le calcul des pertes engendrées par les lunes et plus particulièrement dans le phénomène de synchronisation. Il est aussi important de noter que les ions  $\text{He}^+$  et les protons, de même charge mais de masse différente ( $m_{\text{He}^+} = 4m_p$ ) ont quasiment les mêmes énergies de synchronisation. Ce résultat nous amène à une deuxième conclusion intéressante : contrairement à la charge des particules, la masse de celles-ci n'a pas un rôle déterminant sur l'énergie de synchronisation des particules avec les satellites. Ceci est implicite dans l'expression de la vitesse de dérive (III.1.3) : à énergie donnée, cette vitesse ne dépend que de la charge.

Nous avons pris ici l'exemple de particules ayant un angle d'attaque proche de  $90^\circ$ . De façon plus générale, comme cela a déjà été démontré dans le cas des électrons des ceintures [Santos-Costa, 2001], à chaque angle d'attaque est associé une énergie bien spécifique

permettant de vérifier les conditions de synchronisation : les particules dérivent dans le même sens et à la même vitesse que le satellite.

### III.3.5 Interaction avec les poussières des anneaux

La modélisation de l'interaction entre les particules énergétiques des ceintures de radiation et les poussières des anneaux a fait l'objet d'une étude détaillée pendant ces travaux de thèse. En tenant compte des différentes études effectuées sur les anneaux de Jupiter [Showalter et al., 1987 ; de Pater et al., 1999 ; Ockert-Bell et al., 1999], nous avons opté pour une définition relativement simple du système d'anneaux tout en restant la plus réaliste possible. L'ensemble 'Halo + Anneau principal' n'est plus représenté par une section rectangulaire unique [Santos-Costa, 2001] mais par un empilement de sous-structures permettant de raffiner les densités locales rencontrées par les particules des ceintures de radiation (Figure I.1-5).

Actuellement, peu d'observations et de mesures des anneaux de Jupiter sont disponibles [Showalter et al., 1987 ; de Pater et al., 1999 ; Ockert-Bell et al., 1999]. De ce fait, il existe beaucoup d'incertitudes dans toutes les descriptions des poussières constituant ce système d'anneaux. Par exemple, aucune observation ne nous dit clairement si les particules constituant les poussières des anneaux sont chargées ou non. De plus, les densités et la distribution en taille des poussières comportent des barres d'erreurs gigantesques. Les quelques mesures dont nous disposons donnent des ordres de grandeur des densités pour des poussières de l'ordre du micromètre, mais il paraît évident qu'il existe des poussières plus grosses, de l'ordre du centimètre par exemple, sur lesquelles nous n'avons pas d'information.

L'interaction particule-poussière dépend des différentes observations et de leur validité. Les résultats vont donc être directement liés à l'état de charge, la densité et la distribution en taille des poussières dans le système d'anneaux.

Dans ces travaux de thèse, nous avons étudié la dynamique de plusieurs types de particules énergétiques : électrons, protons et ions lourds. Ceci nous a permis de rajouter des contraintes au modèle Salammbô, notamment sur la modélisation des anneaux de Jupiter. Nous allons donc profiter de cet avantage pour essayer d'améliorer le modèle d'anneaux et de diminuer les incertitudes concernant l'état de charge, la densité et la distribution en taille des poussières.

Diverses hypothèses vont être explorées. Tout d'abord nous allons considérer les poussières comme étant non chargées. Deux distributions en taille de poussières différentes vont ensuite être étudiées : l'une correspondant à une faible densité de poussières dans l'anneau principal et l'autre à une forte densité de poussière dans la même région. Dans un deuxième temps, nous considérerons que les poussières sont chargées.

Plusieurs hypothèses sont à prendre en considération pour modéliser l'interaction entre une particule énergétique et une poussière du système d'anneaux :

- Le champ magnétique est supposé homogène et constant au voisinage d'une poussière.
- Le libre parcours moyen d'une particule énergétique au cœur des anneaux étant défini par  $D/\tau_{\perp}$  ( $D$  : épaisseur des anneaux et  $\tau_{\perp} \ll 1$ ) [de Pater et al., 1990], on peut supposer que la particule subit au plus une interaction au cours de son rebond.
- La particule énergétique est supposée traverser l'épaisseur totale d'une poussière de diamètre  $2a$ .

Il est nécessaire de rappeler que le matériau de référence utilisé pour caractériser les poussières est l'aluminium. Ce dernier est jugé comme possédant les caractéristiques équivalentes à celles de la silice, constituant majoritaire des poussières des anneaux.

### a) Interaction particule-poussière non chargée

Il existe deux types d'interactions que peuvent subir les particules énergétiques plongées au cœur du système d'anneaux jovien lorsque l'on considère les poussières comme non chargées :

- Interactions coulombiennes : les particules sont freinées par ionisation ou excitation et perdent de l'énergie dans les poussières. La dégradation en énergie correspond au terme  $(dE/dt)_{\text{anneaux}}$  de l'équation de diffusion. Dans le cas des électrons, il existe aussi un terme de diffusion en angle d'attaque ( $D_{XX}$ ) qui correspond à une déviation des électrons lors de l'interaction avec les poussières. Ce terme n'existe pas dans le cas des protons et des ions, qui ont une trajectoire quasi-rectiligne, du fait de leur masse élevée.
- L'absorption totale des particules, correspondant au terme  $1/\Gamma_{\text{anneaux}}$  de l'équation de diffusion. Ce terme est divisé en deux parties : (1) l'absorption des particules lorsque celles-ci n'ont pas assez d'énergie pour traverser les poussières et (2) l'absorption des particules due aux interactions nucléaires (dans le cas des protons et des ions).

#### (i) Interaction coulombienne

Dans le cas de la dégradation en énergie (ou friction), les particules piégées doivent posséder des énergies suffisamment élevées pour traverser les poussières d'épaisseur  $2a$  ( $a$  est compris entre quelques  $\mu\text{m}$  et quelques  $\text{cm}$ ). Pour estimer l'énergie perdue par les particules, le milieu cible, les poussières, est caractérisé par son pouvoir de ralentissement  $dE/dl$ , c'est à dire la perte d'énergie du projectile par unité de longueur. C'est une force de freinage,  $dE/dl$ , définie par Bethe, qui agit en permanence sur les particules piégées pour les ralentir [Mott et Massey, 1965 ; Blanc, 1980 ; Bourrieau, 1996].

Le pouvoir de ralentissement par collision dépend de l'énergie de la particule considérée et de la densité du milieu traversé. Dans le cas des protons et des ions lourds, il est défini par la formule suivante [Blanc, 1980]:

$$\left(\frac{dE}{dl}\right)_{\text{anneaux}} \quad (\text{MeV.cm}^{-1}) = \rho_{\text{Al}} \cdot \frac{2C^{\text{ste}}}{\beta_i^2} \cdot \frac{Z_{\text{Al}}}{A_{\text{Al}}} \cdot z^2 \cdot \left[ \ln \left( \frac{2\alpha_i(\alpha_i + 2)}{\left(\frac{I_{\text{ex}}}{m_{0e}c^2}\right)} \right) - \beta_i^2 \right]$$

avec  $\alpha_i = \frac{E_c}{m_0c^2}$  où  $m_0$  est la masse de l'ion au repos ( $m_0c^2$  en MeV)

$$\beta_i^2 = \frac{\alpha_i(\alpha_i + 2)}{(\alpha_i + 1)^2}$$

$$2C^{\text{ste}} (\text{MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2) = 4\pi N_A r_e 2m_{0e}c^2 \approx 0,30 \quad \text{avec } r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_{0e}c^2}$$

$m_{0e}$  : masse de l'électron au repos ( $m_{0e}c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ )

$z$  : nombre de charge de la particule (ex :  $z=1$  pour  $\text{He}^+$  et  $z=2$  pour  $\text{He}^{2+}$ )

$\rho_{Al}$  : densité de l'aluminium ( $2,70 \text{ g.cm}^{-3}$ )

$Z_{Al} = 13, A_{Al} \approx 27$

$I_{ex}$  : potentiel moyen d'excitation relatif au milieu traversé ( $Z > 10, I_{ex} \approx 16Z^{0,9} \text{ eV}$ )

Cependant, la formule de Bethe a un certain domaine de validité en énergie et n'est plus valable en deçà d'une certaine énergie dépendante du type de particules incidentes. La formule de Bethe est utilisable si et seulement si la condition suivante est remplie :

$$\left( \frac{dE}{dl} \right)_{\text{anneaux}} > 0 \quad \text{c'est à dire} \quad \frac{2\alpha_i(\alpha_i + 2)}{\left( \frac{I_{ex}}{m_{0e}c^2} \right)} > 1$$

Dans le cas contraire ( $dE/dl < 0$ ), la particule incidente gagnerait de l'énergie en interagissant avec les poussières au lieu de perdre de l'énergie, ce qui est absurde.

En pratique, nous posons :

$$\frac{2\alpha_i(\alpha_i + 2)}{\left( \frac{I_{ex}}{m_{0e}c^2} \right)} \geq 2,5$$

Prenons quelques exemples : la formule de Bethe est valable si et seulement si l'énergie des particules est supérieure à 184 keV dans le cas des protons, supérieure à 738 keV dans le cas des ions Hélium et supérieure à 2,95 MeV dans le cas des ions Oxygène.

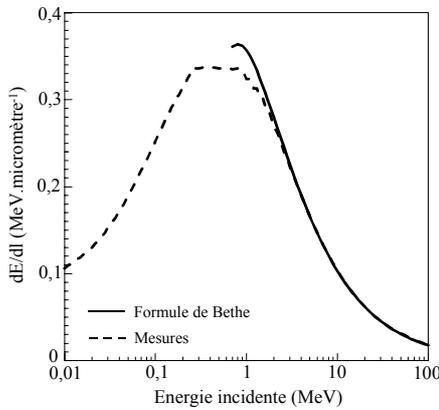


Figure III.3-12 : Pouvoir de ralentissement de l'aluminium sur les ions  $He^{2+}$  (énergie déposée par micromètre d'épaisseur), en fonction de l'énergie incidente de l'ion : ( $dE_c/dl$ ) calculé à partir de la formule de Bethe [Blanc, 1980] en trait plein et issu des mesures [GEANT 4] en pointillés.

Lorsque la formule de Bethe, citée précédemment, n'est plus valable, nous avons recours à des tables de mesures effectuées lors d'expériences. Prenons, comme exemple, le cas des ions  $He^{2+}$ . La Figure III.3-12 représente le pouvoir de ralentissement ( $dE_c/dl$ ) de l'aluminium sur les ions  $He^{2+}$ , c'est à dire l'énergie déposée dans le milieu par micromètre d'épaisseur, en fonction de l'énergie incidente de l'ion. La courbe en pointillés trace les résultats issus des mesures alors que la courbe en trait plein représente les résultats de la formule de Bethe lorsque celle-ci est valable. Nous pouvons noter que pour les énergies incidentes supérieures à  $\sim 800 \text{ keV}$ , c'est à dire dans le domaine de validité de la formule de Bethe, les deux courbes sont très proches (erreur maximale de 8% autour de 1 MeV), ce qui conforte le choix de la formule de Bethe dans ce cas là.

A partir du pouvoir de ralentissement, défini ci-dessus, le terme de friction en énergie tel qu'il est écrit dans l'équation de diffusion peut être calculé:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{anneaux}} \text{ (MeV.s}^{-1}\text{)} = \frac{1}{\tau_b} \cdot \sum_j 2a_j \cdot \left(\frac{dE_c}{dl}\right) \cdot P_R(a_j) \quad [\text{Santos-Costa, 2001}]$$

avec  $\tau_b$  la période de rebond de la particule et  $P_R(a_j)$  la probabilité de rencontre d'une particule énergétique avec une poussière d'épaisseur  $2a_j$ . Cette probabilité, clairement définie dans la thèse de Daniel Santos-Costa [2001], est déduite de celle calculée en optique, qui permet d'estimer la fraction de lumière absorbée par un milieu. La méthode de calcul de cette probabilité est la même quel que soit le type de particule modélisé. Le terme de friction, tel qu'il est écrit ci-dessus, est intégré sur toutes les tailles de poussières insuffisantes pour absorber les particules énergétiques.

Dans le cas des électrons, il existe un terme de diffusion en angle d'attaque  $D_{XX}$  qui correspond à la déviation de l'électron lors d'une interaction coulombienne. Les protons et les ions lourds ayant une masse beaucoup plus importante que les électrons ne sont pas déviés lors de l'interaction et possède une trajectoire quasi rectiligne. Le coefficient  $D_{XX}$  largement décrit dans la thèse précédente [Santos-Costa, 2001] ne sera pas détaillé ici.

### (ii) Absorption

La deuxième interaction possible entre les particules des ceintures de radiation et les poussières des anneaux est l'absorption. Le terme d'absorption est divisé en deux termes tels que :

$$\frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}} \text{ (s}^{-1}\text{)} = \left(\frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}}\right)_{\text{ioni/exci}} + \left(\frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}}\right)_{\text{nucléaire}}$$

#### Absorption par interaction coulombienne :

Comme nous venons de le voir dans le paragraphe précédent, les particules énergétiques déposent de l'énergie dans le milieu, les poussières, avant d'en ressortir avec une énergie plus faible. Lorsque ces particules énergétiques, n'ont plus une énergie suffisante pour traverser les poussières, c'est-à-dire lorsqu'elles ont déposé toute leur énergie, elles sont absorbées et donc considérées dans notre modèle comme perdues. Le calcul du taux d'absorption est simple :

$$\left(\frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}}\right)_{\text{ioni/exci}} \text{ (s}^{-1}\text{)} = \frac{1}{\tau_b} \sum_j \left(1 - e^{-\tau_p(a_j)}\right) \quad [\text{Santos-Costa, 2001}]$$

$$\text{et} \quad \tau_p(a \geq a_0) = \left[ n(a_0) \cdot \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-q} \right] \cdot \pi a^2 \cdot \langle P \rangle_{\text{coquillededérive}}$$

avec  $\tau_p(a \geq a_0)$  la « profondeur particulière » calculée en s'inspirant de la définition de la profondeur optique [Santos-Costa, 2001],  $\tau_b$  la période de rebond de la particule, 'a' la taille des poussières et  $a_0$  la plus petite taille de poussières de notre modèle. Le terme  $\langle P \rangle_{\text{coquille de dérive}}$  est le parcours moyen effectué par les particules au cœur des anneaux au cours de leur dérive autour de Jupiter. Ce parcours moyen a été défini largement dans les travaux précédents [Beutier, 1993 ; Santos-Costa, 2001] dans le cas d'un champ dipolaire. Le champ magnétique utilisé dans Salammbô n'étant plus dipolaire, le calcul du parcours moyen doit être modifié en conséquence. Cependant, dans la région des anneaux ( $L < 2,6$ ), près de la

planète, le champ magnétique étant considéré comme très proche d'un champ dipolaire, un calcul du parcours moyen des particules, du à un champ magnétique complexe ne s'avère donc pas nécessaire.

Absorption par interaction nucléaire :

Dans le cas des protons et des ions lourds énergétiques il existe un autre type d'absorption : l'absorption nucléaire. Ces particules ont une probabilité faible mais non négligeable d'avoir une interaction nucléaire lors de leur rencontre avec les poussières. Lorsqu'une réaction nucléaire se produit, la particule cible énergétique est totalement perdue du point de vue des ceintures de radiation, il y a donc absorption. L'absorption des particules par interaction nucléaire avec les poussières est définie de la façon suivante :

$$\left( \frac{1}{\Gamma_{\text{anneaux}}} \right)_{\text{nucléaire}} \text{ (s}^{-1}\text{)} = v \cdot \sigma \cdot n_{\text{atome}}$$

avec  $v$  ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) la vitesse des protons et ions lourds incidents,  $\sigma$  ( $\text{m}^2$ ) la section efficace d'interaction nucléaire et  $n_{\text{atome}}$  ( $\text{m}^{-3}$ ) la densité d'atome d'aluminium dans les poussières des anneaux, tel que :

$$n_{\text{atome}} \text{ (m}^{-3}\text{)} = \sum_j n(a_j) \cdot \frac{4}{3} \pi a_j^3 \cdot \frac{\rho_{\text{Al}}}{m_{\text{atome}}}$$

avec  $n(a_j)$  la densité de poussières de rayon  $a_j$ ,  $\rho$  la densité de l'Aluminium ( $\rho_{\text{Al}} = 2,7 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ) et  $m_{\text{atome}}$ , la masse d'un atome d'aluminium ( $m_{\text{atome}} = 4,48 \cdot 10^{-23} \text{ g}$ ).

Les sections efficaces d'interaction nucléaire utilisées proviennent de la bibliothèque d'interaction particule-matière GEANT 4 [Agostinelli et al., 2003].

Cette interaction est inexistante dans le cas des électrons.

(iii) Variation des coefficients de friction et d'absorption

Dans ce paragraphe, nous allons analyser la variation des coefficients de friction ( $dE_c/dt$ ) et d'absorption ( $1/\Gamma_{\text{anneaux}}$ ) en fonction de  $L$  et en fonction de l'énergie des particules incidentes pour deux distributions en taille de poussières différentes. Rappelons que la distribution en taille des poussières est définie de la façon suivante [Canup et al., 1993 ; Zebker et al., 1985] :

$$n(a > a_0) = n(a_0) \cdot \left( \frac{a}{a_0} \right)^{-q} \quad q = 2,3 \pm 0,5$$

Dans un premier temps, nous avons utilisé la distribution en taille des poussières définie dans la précédente thèse, telle que  $q = 2,4$ , dans toutes les régions du système d'anneaux : l'anneau principal, le halo et les anneaux secondaires.

Dans un deuxième temps, après une étude détaillée de l'influence des anneaux sur les différents types de particules considérés dans Salammbô, nous avons affiné le modèle d'anneaux. Nous avons alors défini une nouvelle distribution en taille des poussières dépendante de la région du système d'anneaux, telle que  $q = 1,8$  dans l'anneau principal ( $1,71 < r < 1,81 \text{ R}_j$ ) et  $q = 2,3$  dans le halo et les anneaux secondaires.

La Figure III.3-13 représente la densité des poussières en fonction de leur taille dans la région de l'anneau principal, pour les deux distributions en taille définies ci-dessus ( $q = 2,4$  et  $q = 1,8$ ). Ces courbes montrent que lorsque l'on diminue le facteur  $q$  de la distribution en taille, on augmente la densité des poussières, d'autant plus que les poussières sont de taille importante.

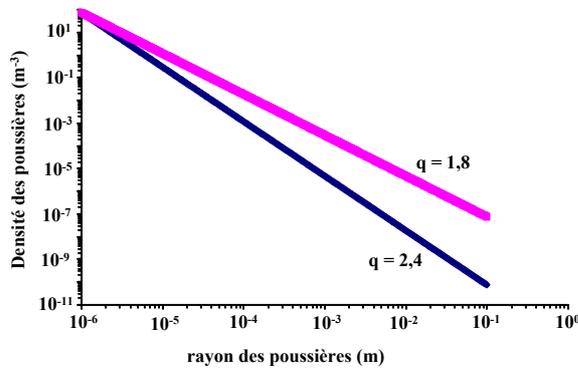


Figure III.3-13 : Densité des poussières dans l'anneau principal pour deux distributions en taille :  $q = 2,4$  (faible densité) et  $q = 1,8$  (forte densité).

Nous allons à présent étudier l'influence de la distribution en taille sur les coefficients de friction et d'absorption définis précédemment. Nous allons tout d'abord considérer la première distribution en taille, correspondant à une faible densité ( $q = 2,4$ ) puis la seconde, correspondant à une forte densité ( $q = 1,8$  dans l'anneau principal et  $q = 2,3$  dans le halo et les anneaux secondaires).

Distribution en taille telle que  $q = 2,4$  : faible densité de poussières

La première distribution en taille utilisée est définie telle que  $q = 2,4$ , dans toutes les régions du système d'anneaux (anneau principal, halo et anneaux secondaires). Cette distribution était celle utilisée dans la précédente thèse [Santos-Costa, 2001].

La Figure III.3-14 représente le terme de friction en énergie ( $s^{-1}$ ) obtenu avec cette distribution en taille ( $q = 2,4$ ), en fonction de  $L$  (Figure III.3-14(a) avec  $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $E_c = 20$  MeV) et en fonction de l'énergie des particules (Figure III.3-14(b) avec  $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $L = 1,8$ ).

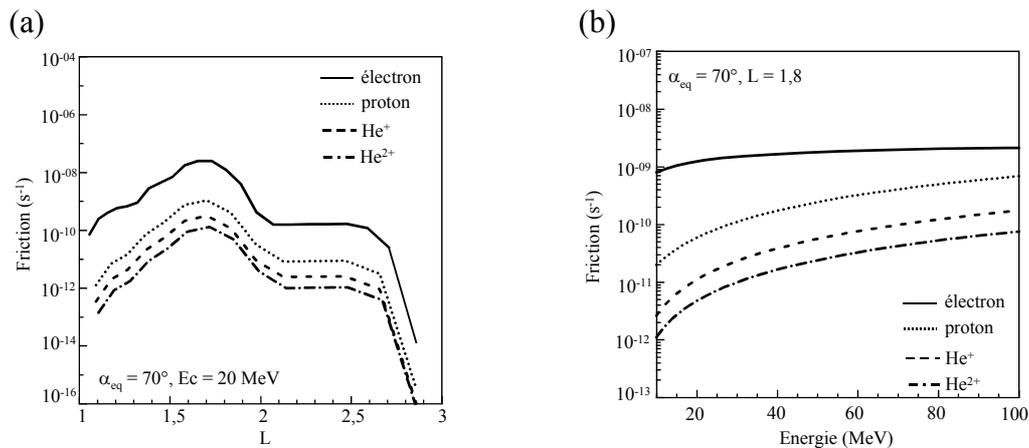


Figure III.3-14 : Coefficient de friction en énergie ( $s^{-1}$ ) due aux poussières non chargées avec une distribution en taille telle que  $q = 2,4$  ; (a) en fonction de  $L$  ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $E_c = 20$  MeV) et (b) en fonction de l'énergie des particules ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $L = 1,8$ ).

La Figure III.3-14(a) montre dans un premier temps que quel que soit le type de particules considéré, l'évolution du terme de friction en énergie en fonction de L est la même. L'existence d'une population de poussières plus dense au cœur de l'anneau principal ( $1,7 < L < 1,8$ ) engendre une probabilité d'interaction plus élevée, qui se traduit par des frictions en énergie plus importantes dans cette région. La Figure III.3-14(b) montre quant à elle que quel que soit le type de particules, le terme de friction augmente avec l'énergie, principalement dans le cas des protons et des ions hélium. C'est-à-dire que, pour les énergies considérées sur le graphique, plus l'énergie incidente des particules est importante et plus elles vont déposer de l'énergie dans les poussières.

Ces deux graphiques (Figures III-14(a) et III-14(b)) montrent aussi que, pour des particules de même énergie et de même angle d'attaque équatorial, le terme de friction en énergie est le plus important dans le cas des électrons, suivi des protons et des ions hélium. Comment expliquer cette différence ? Nous avons montré précédemment que le terme de friction en énergie est directement proportionnel au pouvoir de ralentissement du milieu. Si on revient à la formule de Bethe, on peut noter que le pouvoir de ralentissement du milieu est directement lié à la masse et à l'état de charge  $z$  de la particule (c'est aussi le cas dans la formule pour les électrons [Santos-Costa, 2001]). Considérons les particules telles que  $|z|=1$ , c'est à dire les électrons, les protons et les ions  $\text{He}^+$ . Pour un même état de charge  $z$ , le terme de friction va dépendre directement de la masse de la particule. Plus la masse de la particule est élevée et plus le terme de friction en énergie est faible. Si l'on considère la masse des différentes particules considérées ici ( $e^-$ ,  $p^+$  et  $\text{He}^+$ ), on comprend aisément pourquoi le terme de friction en énergie des électrons est plus fort que pour les protons ou les ions hélium :

$$m_e < m_p \approx 1800 m_e < m_{\text{He}^+} = 4m_p \quad \text{donc} \quad (dE_c/dt)_e > (dE_c/dt)_{p^+} > (dE_c/dt)_{\text{He}^+}$$

Considérons maintenant la différence entre le terme de friction en énergie lié à  $\text{He}^+$  et celui lié à  $\text{He}^{2+}$ . Ces deux ions, de même énergie et de même masse ont un état de charge différent :  $z = 1$  pour  $\text{He}^+$  et  $z = 2$  pour  $\text{He}^{2+}$ . Le pouvoir de ralentissement étant directement proportionnel au carré de l'état de charge ( $z^2$ ), on pourrait penser, dans un premier, que le terme de friction de  $\text{He}^{2+}$  est 4 fois supérieur à celui de  $\text{He}^+$ . C'est en effet le cas lorsque l'on considère une taille de poussières donnée, suffisamment petite pour ne pas totalement absorber ni  $\text{He}^+$ , ni  $\text{He}^{2+}$ .

Cependant, lorsque l'on calcule le terme de friction totale, on intègre sur toutes les tailles de poussières (de 1  $\mu\text{m}$  à 10 cm). Or, certaines tailles de poussières vont absorber totalement  $\text{He}^{2+}$  (pouvoir de ralentissement plus fort que pour  $\text{He}^+$ ) alors qu'elles vont seulement engendrer une friction en énergie sur  $\text{He}^+$ . Prenons un exemple : un ion  $\text{He}^{2+}$  de 5 MeV va être totalement arrêté par une poussière de 25  $\mu\text{m}$  alors qu'un ion  $\text{He}^+$  ayant la même énergie va être totalement arrêtée par une poussière de 100  $\mu\text{m}$ . Donc, un ion  $\text{He}^{2+}$  de 5 MeV va subir des frictions en énergie par interaction avec des poussières ayant une taille comprise entre 1 et 25  $\mu\text{m}$  et sera absorbé au-delà de cette taille, alors qu'un  $\text{He}^+$  de 5 MeV va subir des frictions en énergie par interaction avec des poussières de taille comprise entre 1 et 100  $\mu\text{m}$ .

Finalement, les ions  $\text{He}^+$  déposent moins d'énergie que les  $\text{He}^{2+}$  dans une poussière donnée (pouvoir de ralentissement plus faible que pour les  $\text{He}^{2+}$ ) mais ils subissent le processus de friction en énergie avec une quantité de poussières plus importante que les  $\text{He}^{2+}$ . Ainsi, le terme de friction en énergie, intégré sur toutes les tailles de poussières est supérieur dans le cas de  $\text{He}^+$  par rapport à  $\text{He}^{2+}$ .

La Figure III.3-15 représente l'évolution du terme d'absorption par ionisation et excitation, en fonction de  $L$  (Figure III.3-15(a)) pour des particules de 20 MeV ayant un angle d'attaque équatorial de  $70^\circ$  et en fonction de l'énergie incidente des particules (Figure III.3-15(b)), à  $L = 1,8$ . L'évolution du terme d'absorption en fonction de  $L$  est la même que celle du terme de friction en énergie, présentée précédemment. L'absorption des particules est plus importante dans la zone où les poussières sont plus denses ( $L < 1,8$ ).

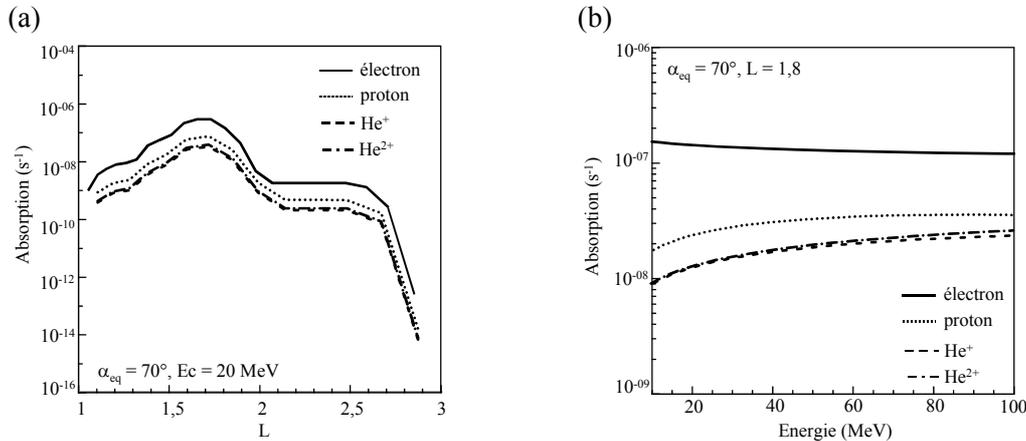


Figure III.3-15 : Coefficient d'absorption par ionisation et excitation ( $s^{-1}$ ) due aux poussières non chargées avec une distribution en taille telle que  $q = 2,4$  ; (a) en fonction de  $L$  ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $E_c = 20$  MeV) et (b) en fonction de l'énergie des particules ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $L = 1,8$ ).

Regardons maintenant la différence entre les termes d'absorption des électrons, des protons et des ions  $He^+$  et  $He^{2+}$ . On remarque que, comme pour le terme de friction, le terme d'absorption lié aux électrons est plus fort que celui des protons et des ions hélium. Le parcours moyen des particules au cœur des anneaux étant indépendant du type de particules, le terme d'absorption est directement lié à la période de rebond des particules. Comme nous l'avons vu précédemment (III.3.1), à une énergie donnée, plus la particule a une masse élevée, plus sa période de rebond est grande. D'après la formule du taux d'absorption, l'électron, ayant une masse beaucoup plus faible, sera plus absorbé par les poussières.

La Figure III.3-15 (b) nous montre qu'il n'existe pas de différence significative entre le terme d'absorption calculé pour les  $He^+$  et celui calculé pour les  $He^{2+}$ . Si l'on regarde les résultats de plus près, on peut s'apercevoir que le coefficient de  $He^{2+}$  est légèrement supérieur à celui de  $He^+$  mais cette différence est infime devant la valeur totale du terme d'absorption, donc quasiment invisible sur le graphique.

La Figure III.3-16 représente l'évolution du terme d'absorption par interaction nucléaire, en fonction de  $L$  (Figure III.3-16(a)) pour des particules de 20 MeV ayant un angle d'attaque équatorial de  $70^\circ$  et en fonction de l'énergie incidente des particules (Figure III.3-16(b)) à  $L = 1,8$ . L'évolution et l'ordre de grandeur du coefficient d'absorption par interaction nucléaire sont les mêmes que dans le cas de l'absorption par ionisation et excitation. Les électrons ne figurent pas sur ces deux graphiques car l'interaction nucléaire n'existe pas dans le cas des électrons.

Si l'on compare les Figures III.3-14, III.3-15 et III.3-16, on remarque que les coefficients d'absorption (nucléaire et coulombienne) sont supérieurs aux coefficients de friction en énergie et ce quel que soit le type de particules considéré.

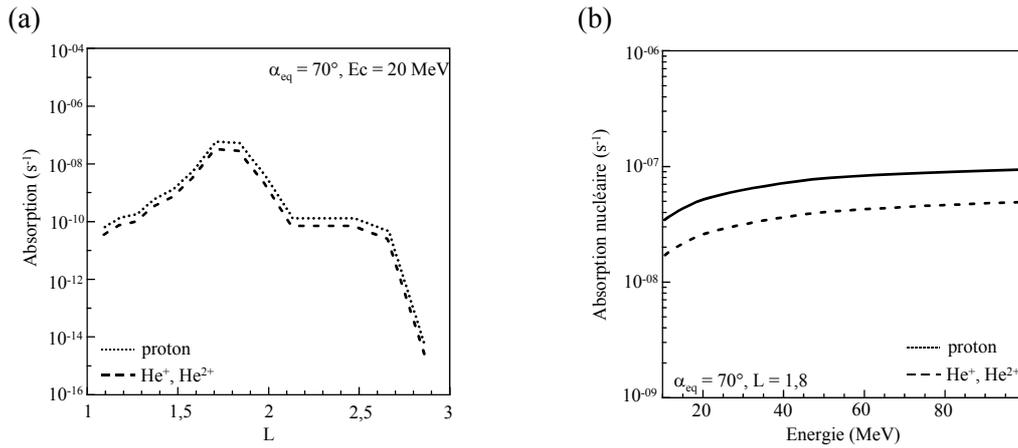


Figure III.3-16 : Coefficient d'absorption par interaction nucléaire ( $s^{-1}$ ) due aux poussières non chargées avec une distribution en taille telle que  $q = 2,4$  ; (a) en fonction de  $L$  ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $E_c = 20$  MeV) et (b) en fonction de l'énergie des particules ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $L = 1,8$ ).

Distribution en taille telle que  $q = 1,8$  dans l'anneau principal : forte densité

Après une étude détaillée de l'influence des anneaux sur les particules des ceintures de radiation, nous avons défini une deuxième distribution en taille, telle que  $q = 1,8$  dans l'anneau principal et  $q = 2,3$  dans le halo et les anneaux secondaires. Par rapport à la première distribution en taille, étudiée ci-dessus ( $q = 2,4$ ), nous avons fortement augmenté la densité des poussières, notamment des poussières de taille importante.

La Figure III.3-17 représente le terme de friction en énergie en fonction de  $L$  pour des particules énergétiques incidentes de 20 MeV ayant un angle d'attaque de  $70^\circ$  (Figure III.3-17(a)) et en fonction de l'énergie des particules incidentes (Figure III.3-17(b)) à  $L = 1,8$  (dans l'anneau principal).

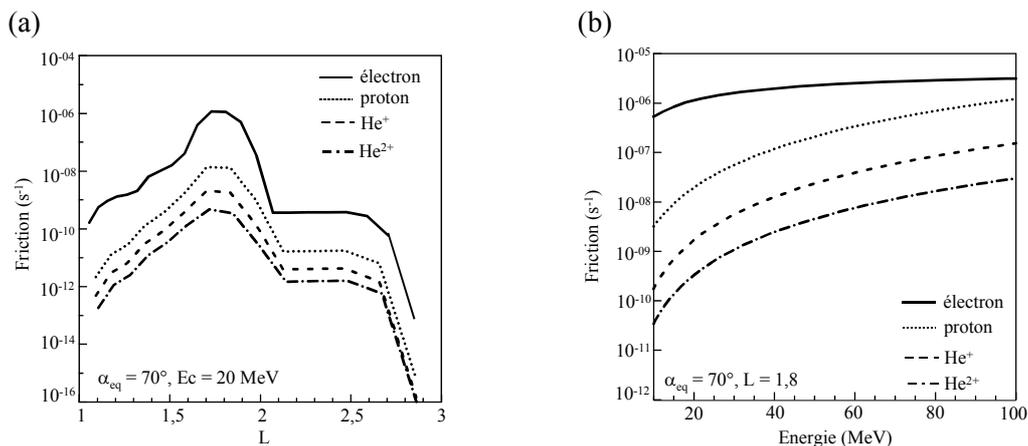


Figure III.3-17 : Coefficient de friction en énergie ( $s^{-1}$ ) due aux poussières non chargées avec une distribution en taille telle que  $q = 1,8$  dans l'anneau principal et  $q = 2,3$  ailleurs ; (a) en fonction de  $L$  ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $E_c = 20$  MeV) et (b) en fonction de l'énergie des particules ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $L = 1,8$ ).

Si l'on compare la Figure III.3-17(a) à la Figure III.3-14(a), dans le cas des faibles densités de poussières ( $q = 2,4$ ), on peut noter que l'évolution du terme de friction en énergie en fonction de  $L$  est quasiment la même sauf dans la région de l'anneau principal, là où les densités de poussières ont été largement augmentées. En effet dans cette région ( $1,71 < L < 1,81$ ), les coefficients de friction sont plus forts d'un facteur 100 environ pour cette énergie et

cet angle d'attaque et ce quel que soit le type de particules. On peut aussi noter l'augmentation des coefficients de friction sur la Figure III.3-17(b) à  $L = 1,8$  par comparaison à la Figure III.3-14(b).

La Figure III.3-18 représente le terme d'absorption par ralentissement complet des particules (ionisation et excitation) en fonction de  $L$  pour des particules énergétiques incidentes de 20 MeV ayant un angle d'attaque de  $70^\circ$  (Figure III.3-18(a)) et en fonction de l'énergie des particules incidentes (Figure III.3-18(b)) à  $L = 1,8$  (dans l'anneau principal).

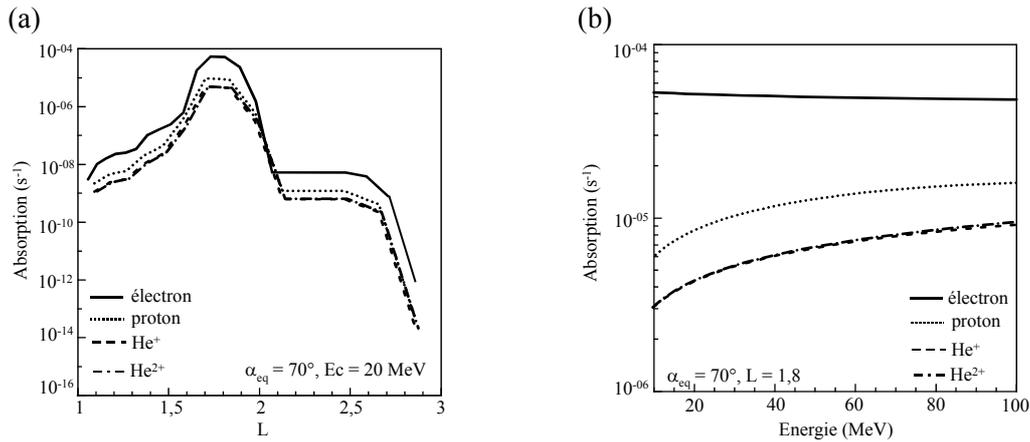


Figure III.3-18 : Coefficient d'absorption par ionisation et excitation ( $s^{-1}$ ) due aux poussières non chargées avec une distribution en taille telle que  $q = 1,8$  dans l'anneau principal et  $q = 2,3$  ailleurs ; (a) en fonction de  $L$  ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $E_c = 20 \text{ MeV}$ ) et (b) en fonction de l'énergie des particules ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $L = 1,8$ ).

Si l'on compare la Figure III.3-18 (a), ci-dessus ( $q = 1,8$  dans l'anneau principal), et la Figure III.3-15 (a) dans le cas des faibles densités de poussières ( $q = 2,4$ ), on remarque, cette fois encore, que le coefficient d'absorption est beaucoup plus fort dans la région de l'anneau principal, où les densités de poussières ont été augmentées. On peut noter un facteur  $10^4$  dans cette région entre le cas où  $q = 2,4$  et le cas où  $q = 1,8$  dans l'anneau principal. Une modification de 25% du facteur  $q$  de la distribution en taille engendre un facteur  $10^3$  sur les coefficients d'absorption par ionisation et excitation.

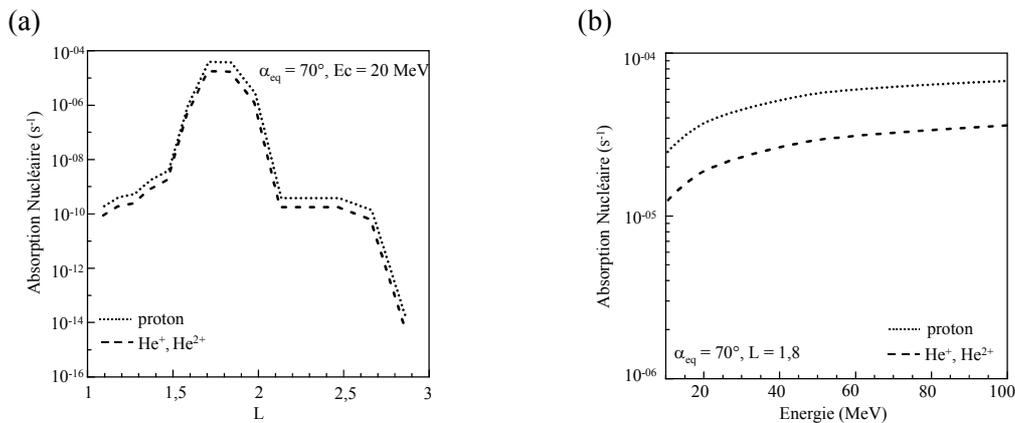


Figure III.3-19 : Coefficient d'absorption par interaction nucléaire ( $s^{-1}$ ) due aux poussières non chargées avec une distribution en taille telle que  $q = 1,8$  dans l'anneau principal et  $q = 2,3$  ailleurs ; (a) en fonction de  $L$  ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $E_c = 20 \text{ MeV}$ ) et (b) en fonction de l'énergie des particules ( $\alpha_{eq} = 70^\circ$  et  $L = 1,8$ ).

La Figure III.3-19 représente l'évolution du coefficient d'absorption par interaction nucléaire en fonction de L (Figure III.3-19(a)) pour des particules incidentes de 20 MeV ayant un angle d'attaque de 70°, et en fonction de l'énergie des particules incidentes (Figure III.3-19(b)) à L = 1,8. Cette fois encore, le coefficient d'absorption par interaction nucléaire a augmenté d'un facteur 10<sup>3</sup> environ dans la région de l'anneau principal (1,71 < L < 1,81), dans le cas d'une forte densité de poussières (Figure III.3-19(a)) par rapport au cas d'une faible densité de poussières (Figure III.3-16(a)). On observe aussi cette augmentation sur l'évolution du coefficient d'absorption par interaction nucléaire en fonction de l'énergie (Figure III.3-16(b) et Figure III.3-19(b)).

En conclusion, il apparaît évident que plus la densité des poussières augmente et plus les interactions entre ces dernières et les particules des ceintures sont nombreuses. Il en résulte donc une augmentation des coefficients liés à ces interactions.

### ***b) Interaction particule-poussière chargée***

Si l'on considère les poussières des anneaux comme étant chargées, celles-ci vont engendrer un champ électrostatique autour d'elles. Ce champ électrostatique va contribuer à repousser et à dévier les électrons énergétiques arrivant à leur voisinage. Les protons et les ions lourds, beaucoup plus lourds et de charge opposée aux électrons, ne sont pas repoussés par ce champ électrostatique et réagissent indépendamment de l'état de charge des poussières. Le calcul des coefficients liés à l'interaction particule-poussière chargée est donc différent de celui détaillé dans le cas des poussières non chargées seulement dans le cas des électrons. En effet, les électrons ne vont plus interagir directement avec les poussières, c'est-à-dire qu'ils ne vont plus ni déposer de l'énergie ni être absorbé dans celles-ci. Les électrons vont seulement subir une déviation donc une modification de leur angle d'attaque.

Nous allons dans cette partie, décrire la déviation que subissent les électrons au voisinage des poussières chargées. Dans leur grande majorité, les collisions seront suivies d'une faible déflexion. Un nombre important de collisions sera donc nécessaire pour que le changement d'angle d'attaque soit sensible et pour que l'électron soit précipité dans le cône de perte. L'ordre de grandeur du temps caractéristique associé à ce phénomène de perte est donné par le coefficient de diffusion D<sub>xx</sub> [Schulz et Lanzerotti, 1974], tel que :

$$D_{xx} = \pi \sum_j \left\langle n(a_j) \cdot v \int_{4\pi} (\Delta x)^2 \cdot \sigma(\Omega) \sin \psi d\psi \right\rangle$$

avec n(a<sub>j</sub>) la densité des poussières, v la vitesse des électrons incidents, σ(Ω) la section efficace différentielle de collision élastique, ψ l'angle de déflexion après une collision et Δx la variation du cosinus de l'angle équatorial au cours d'une collision. Le coefficient D<sub>xx</sub>, défini ci-dessus, est moyenné sur la coquille de dérive.

La variation moyenne statistique de l'angle d'attaque d'une population de particules est donnée par [Beutier, 1993] :

$$(\Delta x)^2 = \frac{1}{2x_{eq}^2} \left( x_{eq}^2 - 1 + \frac{B_{eq}}{B_1} \right) \cdot \left[ 2 \left( x_{eq}^2 - 1 + \frac{B_{eq}}{B_1} \right) \cdot (1 - \cos \psi)^2 + (1 - x_{eq}^2) \sin^2 \psi \right]$$

avec  $x_{eq} = \cos(\alpha_{eq})$ ,  $B_{eq}$  la magnitude du champ magnétique équatorial et  $B_l$  la magnitude du champ magnétique local.

Pour calculer la section efficace différentielle  $\sigma(\Omega)$  nous utilisons la formule de Yukawa relativiste (la portée du potentiel est considérée comme infinie) suivante [Cohen-Tannoudji, Complément CVIII, page 947, 1973] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma(\Omega) = \frac{4(E_c + E_{0e})^2 (zq)^2 q^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 \left[ 4E_c(E_c + 2E_{0e}) \sin^2 \frac{\Psi}{2} \right]^2}$$

avec  $E_c$  l'énergie cinétique de l'électron incident,  $E_{0e}$  son énergie au repos et  $(zq)$  la charge des poussières. Pour simplifier le problème, nous considérons ici que la charge des poussières est indépendante de leur rayon. Les observations des anneaux ne permettent pas de savoir si les poussières sont chargées ou non et encore moins leur état de charge. Afin de calculer un ordre de grandeur du coefficient de diffusion  $D_{xx}$ , nous avons pris une valeur arbitraire de  $z$ .

Le coefficient de diffusion,  $D_{xx}$  s'écrit alors sous la forme :

$$D_{xx} (s^{-1}) = \sum_j \left\langle \pi \cdot n(a_j) \frac{v}{2x_{eq}^2} \left( x_{eq}^2 - 1 + \frac{B_{eq}}{B_l} \right) \int_0^\pi \left[ 2 \left( x_{eq}^2 - 1 + \frac{B_{eq}}{B_l} \right) \cdot (1 - \cos \psi)^2 + (1 - x_{eq}^2) \sin^2 \psi \right] \sigma(\Omega) \sin \psi d\psi \right\rangle$$

La Figure III.3-20 représente le coefficient de diffusion  $D_{xx}$  des électrons énergétiques de 20 MeV ayant un angle d'attaque équatorial de  $70^\circ$  par des poussières chargées, en fonction de  $L$ . Le coefficient de diffusion a été calculé avec plusieurs valeurs de la charge des poussières,  $z = 100$ ,  $z = 10000$  et  $z = 1000000$ . Bien entendu, plus les poussières sont chargées et plus les électrons vont être déviés et plus le coefficient de diffusion est fort. La Figure III.3-20 nous montre que, pour cette énergie, même dans la région de l'anneau principal où les poussières sont les plus denses et pour une valeur de  $z$  très forte, le coefficient de diffusion est très faible devant les autres processus physiques modélisés dans le cas des ceintures de radiation d'électrons.

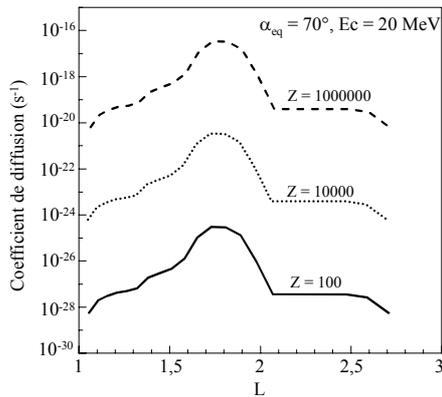


Figure III.3-20 : Variation du coefficient de diffusion  $D_{xx}$  en fonction de  $L$ , pour des électrons de 20 MeV ayant un angle d'attaque de  $70^\circ$  et pour plusieurs valeurs de la charge  $z$  des poussières.

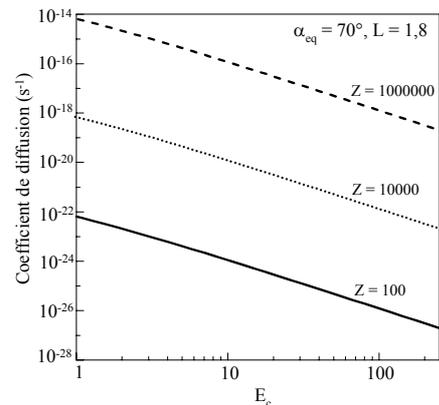


Figure III.3-21 : Variation du coefficient de diffusion  $D_{xx}$  en fonction de l'énergie incidente des électrons, ayant un angle d'attaque de  $70^\circ$  à  $L = 1,8$ , pour plusieurs valeurs de la charge  $z$  des poussières.

La Figure III.3-21 montre la variation du coefficient de diffusion  $D_{xx}$  en fonction de l'énergie des électrons incidents. Cette fois encore, plusieurs valeurs de charge de poussières ont été considérées. Le coefficient de diffusion  $D_{xx}$  diminue en fonction de l'énergie incidente des électrons. Quelle que soit l'énergie des électrons, la diffusion de ces derniers par des poussières chargées est très faible devant les autres processus physiques modélisés dans Salammbô.

En conclusion, si les poussières sont chargées, les anneaux ne jouent aucun rôle quant à la dynamique des électrons des ceintures mais ralentissent ou absorbent indifféremment les protons et les ions lourds.

**Remarque :**

Nous considérons dans cette étude uniquement deux hypothèses extrêmes de l'état de charge des poussières des anneaux. Soit les poussières sont chargées, soit elles ne le sont pas. Cependant, il est fortement probable que les anneaux soient constitués d'un mélange de poussières chargées et de poussières non chargées. A ce jour, les différentes études effectuées sur les anneaux de Jupiter ne nous permettent pas de conclure plus finement.

### III.3.6 Interaction ondes-particules

Il n'est pas rare de rencontrer des ondes de type « Hiss » et « Whistler » au cœur des ceintures de radiation. Il est actuellement bien connu que de telles ondes existent au voisinage de Io et au-delà. Cependant, dans la partie la plus interne de la magnétosphère, à l'intérieur de l'orbite de Io, il n'est pas certain que les conditions nécessaires pour amplifier de telles ondes soient réunies. En effet, il faut pour cela la présence d'un plasma froid relativement dense, une plasmasphère ou un disque de plasma. Or, la présence de tels milieux, dans la partie interne de la magnétosphère, ne semble pas faire l'unanimité à l'exemple du modèle de plasmasphère de Divine et Garrett [1983], très controversé à ce jour.

Grâce au satellite Galileo, il existe quelques mesures d'ondes dans la région du satellite Io et de son tore [Gurnett et al., 1996, 1997]. Cependant ces mesures étant peu nombreuses, principalement dans la région interne à l'orbite de Io, nous avons décidé de ne pas modéliser l'interaction ondes-particules en la supposant négligeable, au lieu de modéliser un tel processus physique avec une marge d'erreur gigantesque. En fonction des résultats obtenus en négligeant ce processus, nous jugerons ensuite de son importance et au besoin, de l'intégrer par la suite dans le modèle.

### III.3.7 Le rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron est un phénomène physique très important dans la magnétosphère de Jupiter. Il est du à la présence d'un champ magnétique intense et variable dans l'espace ainsi qu'à la présence d'électrons très énergétiques. Ce processus physique engendre des frictions en énergie et en angle d'attaque importantes [Schulz, 1977]. Lors de ce rayonnement, les électrons perdent donc de l'énergie et l'angle d'attaque est modifié. La diminution de l'angle d'attaque peut alors entraîner l'injection des électrons dans le cône de perte et, par suite, leur précipitation dans la haute atmosphère. Ce phénomène physique a été largement détaillé dans les travaux de Daniel Santos-Costa [2001] et ne sera pas décrit ici.

Il est important de noter que ce processus physique ne joue un rôle que dans le cas des électrons et est inexistant dans le modèle de ceintures de radiation de protons et d'ions lourds.

### III.3.8 La diffusion radiale

La diffusion radiale est le phénomène physique par lequel les particules piégées sont transportées d'une ligne de champ à une autre. C'est par ce phénomène que toutes les coquilles de dérive sont peuplées : par diffusion, les particules sont amenées depuis la condition limite vers la planète.

De façon générale, la diffusion radiale correspond à un transport radial issu d'une perturbation des champs électromagnétiques intervenant sur des échelles de temps inférieures à la période de dérive mais supérieures à la période de rebond. Ainsi, ce phénomène entraîne la violation du troisième invariant alors que les deux premiers sont conservés. Ceci permet l'accélération progressive des particules : les particules gagnent de l'énergie en diffusant vers la planète.

En pratique, le phénomène de diffusion radiale est délicat à modéliser. Il faudrait pour cela connaître en tout point de l'espace les perturbations du champ magnétique. Pour simplifier le problème, il est d'usage d'admettre que le coefficient de diffusion radiale puisse se mettre sous la forme :

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

Compte tenu de l'ensemble des travaux réalisés pour déterminer l'expression de la diffusion radiale, l'idée dominante de l'origine des perturbations qui stimulent la diffusion radiale serait régie par des vents atmosphériques [Brice, 1972 ; Jacques et Davis, 1972 ; Brice et Mc Donough, 1973 ; Coroniti, 1974 ; Thomsen et al., 1997] plutôt que par des perturbations de champs électriques [Birmingham, 1969 ; Jacques et Davis, 1972, Schulz et Lanzerotti, 1974] ou magnétiques [Mead et Ness, 1973 ; Schulz et Lanzerotti, 1974]. Ainsi, la forme globale donnée à  $D_{LL}$  est :  $D_0.L^n \sim 10^{-(9\pm 1)}.L^{2,5\pm 0,5} \text{ s}^{-1}$  [Goertz et al., 1979]. L'expression exacte retenue dans nos travaux est :

$$D_{LL} = 7.10^{-10}.L^3$$

Cette valeur du coefficient  $D_{LL}$ , représentant la diffusion radiale des particules est indépendante du type de particules considéré.

### III.4 Synthèse des processus physiques

Dans ce paragraphe, l'importance de chaque processus physique sur la dynamique des ceintures de radiation de Jupiter va être discutée. Les coefficients caractérisant les différents processus physiques vont être comparés. Tout d'abord, il est nécessaire de ramener tous les coefficients à une même unité ( $\text{s}^{-1}$ ) pour pouvoir les comparer sur un même graphique. Ces coefficients correspondent à l'inverse de la durée de vie moyenne que posséderait une particule piégée, d'énergie et d'angle d'attaque donnés, à un L fixé. Ce type de représentation va permettre de définir les régions où les processus physiques ont le plus d'influence sur la distribution des particules des ceintures de radiation de Jupiter.

Nous allons étudier ici trois cas, relatifs aux anneaux. Dans un premier temps, nous allons considérer que les poussières des anneaux sont non chargées et que la distribution en taille de ces dernières est telle que l'on ait une faible densité de poussières ( $q = 2,4$ ). Dans un deuxième temps, toujours avec des poussières non chargées, nous allons utiliser la distribution en taille décrite dans les paragraphes précédents, telle que l'on a une forte densité de

poussières dans l'anneau principal ( $q = 1,8$ ). Puis, nous considérerons enfin les poussières comme chargées.

Seuls les coefficients liés à l'interaction particules-poussière vont changer. Les coefficients liés aux autres processus physiques seront les mêmes dans les trois cas.

### III.4.1 Cas des poussières des anneaux non chargées, faible densité ( $q = 2,4$ )

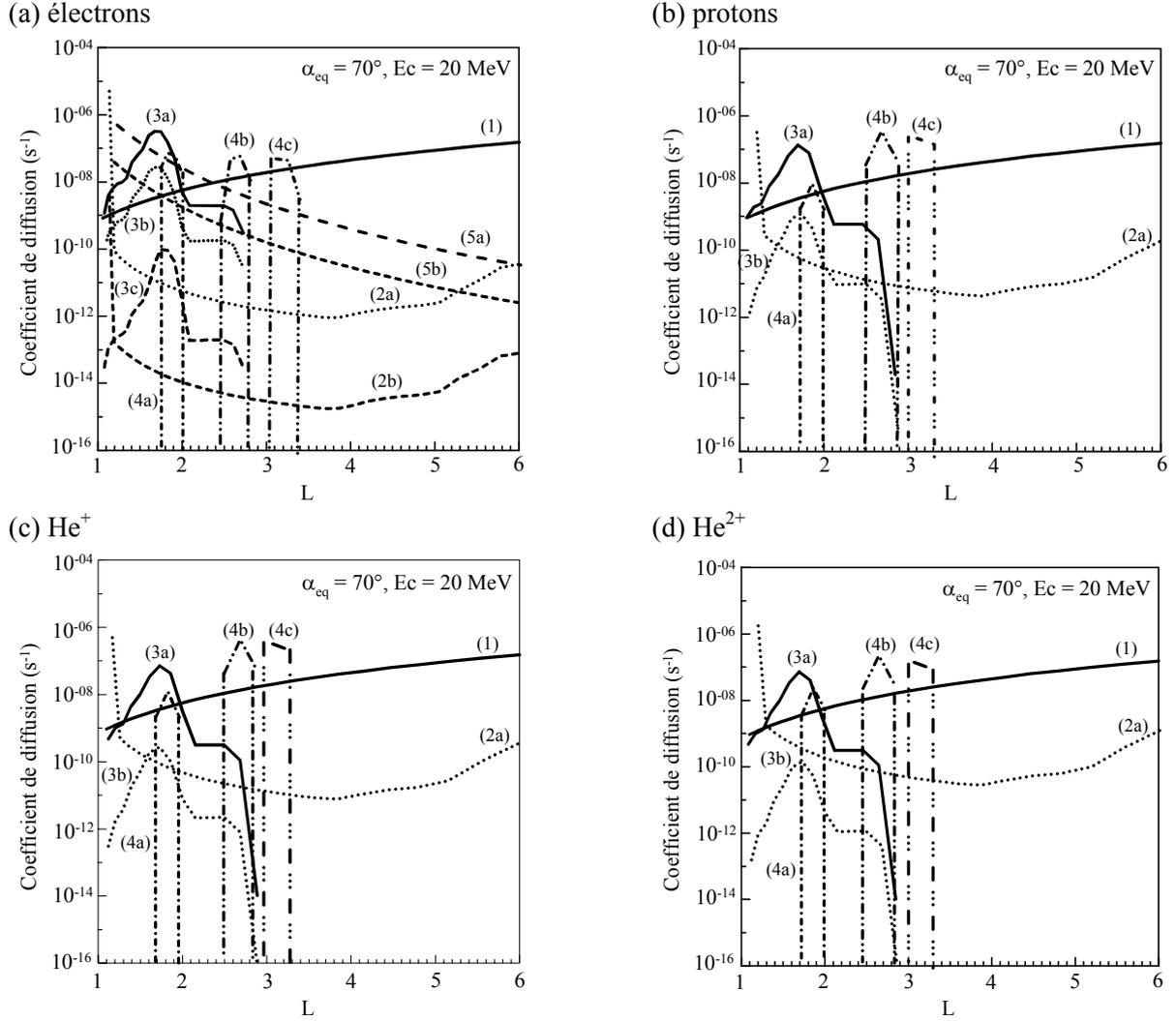


Figure III.4-1 : Evolutions des coefficients de diffusion en fonction de L pour des particules de 20 MeV ayant un angle d'attaque équatorial de  $70^\circ$  dans le cas de poussières non chargées de faible densité ( $q = 2,4$ ) : (a) électrons, (b) protons, (c)  $He^+$  et (d)  $He^{2+}$ . (1) :  $D_{LL}$ ; (2a) :  $(dE/dt)_{coulomb}$ , (2b) :  $(D_{xx})_{coulomb}$  (électrons); (3a) :  $(1/\Gamma_{anneaux})$ , (3b) :  $(dE/dt)_{anneaux}$  (3c) :  $(D_{xx})_{anneaux}$  (électrons); (4a) :  $(1/\Gamma_{Métis \text{ et } Adrastée})$ , (4b) :  $(1/\Gamma_{Amalthée})$ , (4c) :  $(1/\Gamma_{Thébé})$ ; (5a) :  $(dE/dt)_{synch}$  (électrons), (5b) :  $(dy/dt)_{synch}$  (électrons).

Les Figures III.4-1(a) à (d) regroupent les coefficients liés à chaque processus physique pris en compte dans le modèle de ceintures de radiation pour chaque type de particules modélisé, électrons, protons,  $He^+$  et  $He^{2+}$  respectivement. Pour l'interaction particule-poussière des anneaux, nous considérons ici que les poussières sont non chargées et la distribution en taille de ces dernières est définie avec  $q = 2,4$ .

Notons tout d'abord que le coefficient lié au processus physique d'échange de charge n'a pas été tracé sur ces graphiques pour ne pas les surcharger. Comme nous avons pu le constater (III.3.2), le coefficient d'échange de charge est important très près de la planète et devient très vite négligeable dès que l'on s'éloigne un peu de Jupiter ( $L > 1,2$ ).

Les quatre graphiques ci-dessous nous montrent avant tout que le phénomène physique qui régie la dynamique des ceintures de radiation dans la région  $3,5 < L < 6$  est la diffusion radiale, et ce quel que soit le type de particules (ions, protons ou électrons). La courbe de diffusion radiale (1) domine toutes les autres, les particules ne sont perturbées que par ce processus. Le processus de diffusion radiale tel qu'il est modélisé dans Salammbô est indépendant du type de particules. Dans la région la plus interne ( $L < 3,5$ ), d'autres processus physiques entrent en jeu, en particulier l'effet local des lunes (4a,b,c) entre  $L = 1,8$  et  $L = 3,5$  et l'effet des anneaux (3a,b) supérieur à la diffusion radiale entre  $L = 1,3$  et  $L = 2$ , ainsi que le rayonnement synchrotron dans le cas des électrons. Très près de la planète ( $L < 1,3$ ), le processus physique majeur est l'interaction avec l'atmosphère. L'influence de ces processus physiques dépend du type de particules considéré.

On remarque que la présence d'une plasmasphère induit des effets négligeables sur la population des particules de hautes énergies. En effet les courbes 2a et 2b sont très basses par rapport à la courbe de la diffusion radiale (1) dans la région de la plasmasphère ( $L > 1,5$ ). De ce constat, on peut conclure que le choix d'un modèle de plasmasphère tel que celui de Divine et Garrett [1983] au détriment d'un autre ne constitue pas un élément crucial pour la modélisation des ceintures de radiation de Jupiter.

#### III.4.2 Cas des poussières des anneaux non chargées, forte densité ( $q = 1,8$ )

Dans ce paragraphe, nous avons aussi considéré les poussières des anneaux comme non chargées mais nous avons augmenté la densité des poussières, particulièrement dans la région de l'anneau principal, telle que  $q = 1,8$  dans cette région et  $q = 2,3$  dans le halo et les anneaux secondaires.

Les Figures III.4-2(a) à (d) regroupent les coefficients liés à chaque processus physique pris en compte dans le modèle de ceintures de radiation pour chaque type de particules modélisé (électrons, protons,  $\text{He}^+$  et  $\text{He}^{2+}$ ). Seuls les coefficients liés à l'interaction particules-poussières ont été modifiés par rapport au cas précédent.

Par comparaison au cas précédent, les coefficients d'absorption coulombienne et d'absorption nucléaire (dans le cas des protons et des ions lourds) et les coefficients de friction sont beaucoup plus élevés dans la région de l'anneau principal ( $1,71 < L < 1,81$ ), là où les densités de poussières ont été augmentées (voir partie III.3.5). Comme on peut s'y attendre avec une densité plus forte, il est intéressant de noter c'est que le coefficient d'absorption lié à l'interaction avec les anneaux domine alors largement les autres processus physiques dans la région de l'anneau principal, quel que soit le type de particule considéré : électrons, protons,  $\text{He}^+$  ou  $\text{He}^{2+}$ . Il est environ  $10^4$  fois plus élevé que la diffusion radiale. Dans ce cas là, les anneaux sont majoritairement responsables de la distribution des particules dans la région la plus interne des ceintures ( $L < 2$ ). Dans la région des anneaux secondaires ( $2 < L < 2,6$ ), la diffusion radiale reste encore majoritaire.

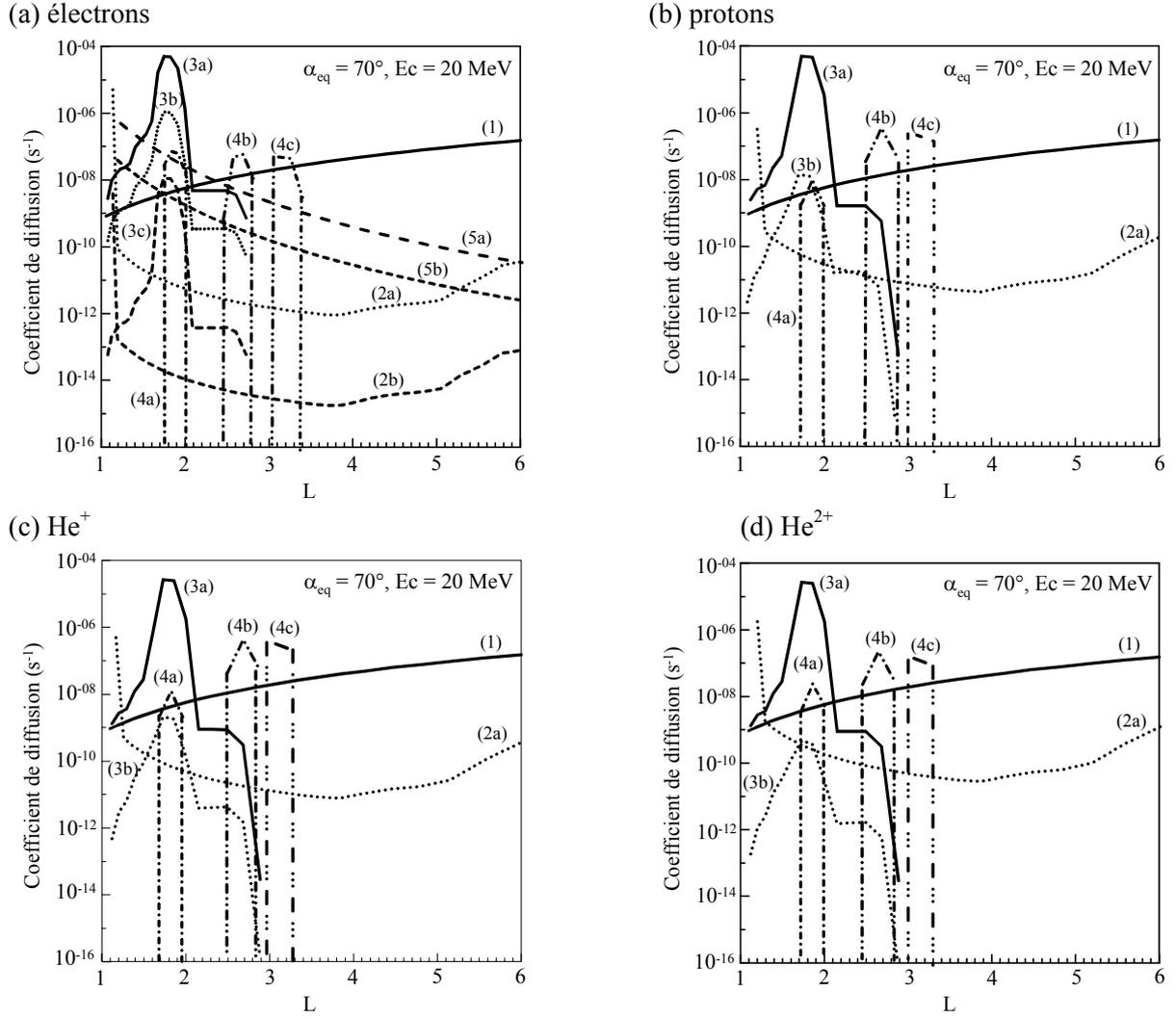


Figure III.4-2 : Evolutions des coefficients de diffusion en fonction de L pour des particules de 20 MeV ayant un angle d'attaque équatorial de  $70^\circ$  dans le cas de poussières non chargées de forte densité dans l'anneau principal ( $q = 1,8$ ) : (a) électrons, (b) protons, (c) He<sup>+</sup> et (d) He<sup>2+</sup>. (1) :  $D_{LL}$ ; (2a) :  $(dE/dt)_{coulomb}$ , (2b) :  $(D_{xx})_{coulomb}$  (électrons); (3a) :  $(1/\Gamma_{anneaux})$ , (3b) :  $(dE/dt)_{anneaux}$  (3c) :  $(D_{xx})_{anneaux}$  (électrons); (4a) :  $(1/\Gamma_{Métis et Adrastée})$ , (4b) :  $(1/\Gamma_{Amalthée})$ , (4c) :  $(1/\Gamma_{Thébè})$ ; (5a) :  $(dE/dt)_{synch}$  (électrons), (5b) :  $(dy/dt)_{synch}$  (électrons).

### III.4.3 Cas des poussières des anneaux chargées, forte densité ( $q = 1,8$ )

Dans ce paragraphe, nous avons considéré les poussières des anneaux comme chargées avec une densité de poussières, telle que  $q = 1,8$  dans la région de l'anneau principal et  $q = 2,3$  dans le halo et les anneaux secondaires.

Les Figures III.4-3 (a) à (d) regroupent les coefficients liés à chaque processus physique pris en compte dans le modèle de ceintures de radiation pour chaque type de particules modélisé (électrons, protons, He<sup>+</sup> et He<sup>2+</sup>). Seuls les coefficients liés à l'interaction particules-poussières ont été modifiés par rapport aux cas précédents.

Comme nous l'avons dit précédemment dans la partie consacrée à l'interaction entre les anneaux et les particules des ceintures de radiation (III.3.5), la différence entre le cas où

les poussières sont chargées et le cas où elles sont non chargées se trouve dans le calcul des coefficients pour les électrons. En effet, les protons et les ions lourds sont insensibles à la charge des poussières. Nous avons vu aussi que lorsque les poussières sont chargées, la déviation de trajectoire qu'elles engendrent sur les électrons est très faible devant les autres processus physiques (III.3.5b). Autrement dit, lorsque l'on considère des poussières chargées, les électrons ne sont pas affectés de façon significative par les anneaux.

Les Figures III.4-3(b), (c) et (d) sont les mêmes que dans le paragraphe précédent puisque la charge des poussières ne change en rien le calcul des coefficients liés à l'interaction particules-poussières. Par contre, sur la Figure III.4.3(a), dans le cas des électrons, les coefficients de friction et d'absorption dus aux anneaux ont disparu.

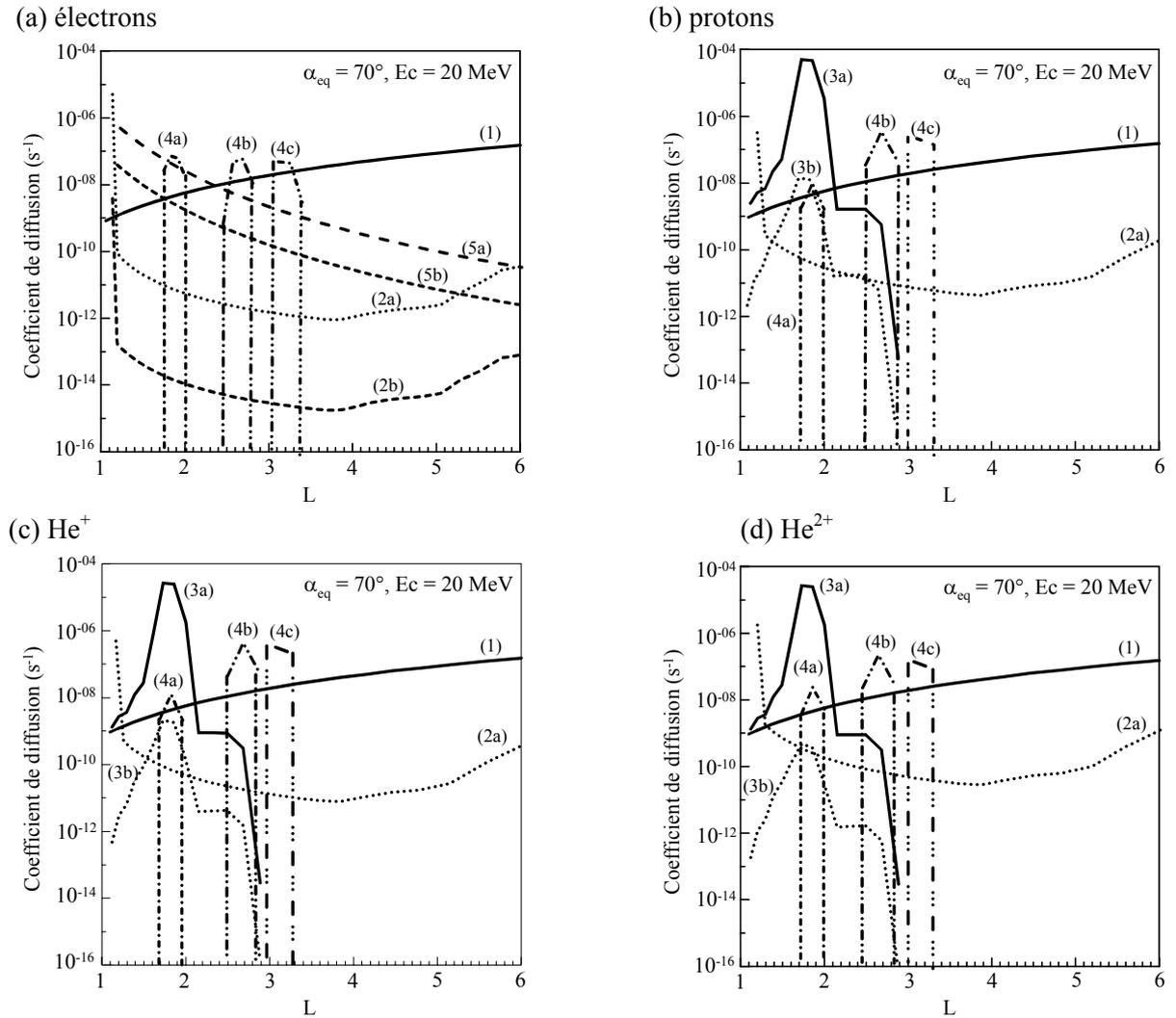


Figure III.4-3 : Evolutions des coefficients de diffusion en fonction de L pour des particules de 20 MeV ayant un angle d'attaque équatorial de  $70^\circ$  dans le cas de poussières chargées de forte densité dans l'anneau principal ( $q = 1,8$ ) : (a) électrons, (b) protons, (c) He<sup>+</sup> et (d) He<sup>2+</sup>. (1) :  $D_{LL}$ ; (2a) :  $(dE/dt)_{coulomb}$ , (2b) :  $(D_{xx})_{coulomb}$  (électrons); (3a) :  $(1/\Gamma_{anneaux})$ , (3b) :  $(dE/dt)_{anneaux}$  (3c) :  $(D_{xx})_{anneaux}$  (électrons); (4a) :  $(1/\Gamma_{Métis\ et\ Adrasteé})$ , (4b) :  $(1/\Gamma_{Amalthée})$ , (4c) :  $(1/\Gamma_{Thébé})$ ; (5a) :  $(dE/dt)_{synch}$  (électrons), (5b) :  $(dy/dt)_{synch}$  (électrons).

Dans le cas des protons et des ions Hélium, le processus dominant dans la région interne des ceintures de radiation ( $1,3 < L < 2$ ) est toujours l'absorption (coulombienne et

nucléaire) due à l'interaction avec les anneaux. Par contre, dans le cas des électrons, le processus dominant dans cette région, est maintenant le rayonnement synchrotron et l'effet local des satellites Métis et Adrasteé.

En conclusion, nous venons de montrer que les coefficients liés à l'interaction avec les anneaux sont très sensibles à la densité des poussières et à la charge de celles-ci. L'influence des anneaux sur la distribution spatiale des particules des ceintures dépend directement de ces coefficients. Nous avons exploré dans cette partie plusieurs hypothèses quant à la modélisation des anneaux (charge et densité des poussières). En étudiant l'effet des anneaux sur des particules autres que des électrons, nous avons augmenté le nombre de contraintes. Ceci va nous permettre, en comparant les résultats de Salammbô obtenus selon les différentes hypothèses, et les observations, de conclure sur la distribution en taille et la charge des poussières.

## Chapitre IV :

# Résultats et Discussions

Dans ce paragraphe nous allons présenter les résultats issus de Salammbô pour les trois types de particules étudiés lors de cette thèse : les électrons, les protons et les ions Hélium. Dans la thèse précédente, seuls les électrons avaient été étudiés [Santos-Costa, 2001]. La prise en compte d'autres particules, telles que les protons et les ions a engendré de nouvelles contraintes sur les paramètres d'entrée du modèle Salammbô (les processus physiques) et nous a permis d'affiner nos connaissances sur les ceintures de radiation de Jupiter.

Nous allons tout d'abord débiter par une discussion sur les paramètres d'entrée de Salammbô et plus particulièrement sur le rôle du modèle d'anneaux sur la distribution spatiale des particules des ceintures de radiation. Différents modèles d'anneaux vont être analysés et les résultats seront comparés aux observations. Nous étudierons ensuite le rôle des deux premiers satellites galiléens, Io et Europe et leurs effets sur la distribution spatiale des électrons énergétiques.

Dans une deuxième partie, nous présenterons les conditions aux limites utilisées pour modéliser l'injection continue et constante de particules dans les ceintures de radiation. Puis nous montrerons des cartographies de flux d'électrons, de protons et d'ions  $\text{He}^+$  et  $\text{He}^{2+}$ , schématisant la distribution spatiale de ces particules dans les ceintures de radiation. Pour valider ces modèles, nous comparerons ensuite les résultats obtenus avec les observations existantes, que ce soient des mesures de sondes ou encore des observations radio-astronomiques dans le cas des électrons. Finalement, une analyse des mesures en vol sera effectuée à partir du modèle Salammbô.

### IV.1 Sensibilité des résultats aux paramètres d'entrée de Salammbô

#### IV.1.1 Modèle d'anneaux

Cette partie est destinée à mettre en évidence l'importance du modèle d'anneaux sur la distribution spatiale des particules des ceintures de radiation (électrons, protons et Hélium). Dans un premier temps, nous allons analyser les résultats obtenus à partir de la nouvelle version de Salammbô (nouvelle condition limite et champ magnétique externe) et l'ancien modèle d'anneaux, c'est-à-dire le modèle faible densité ( $q = 2,4$ , cf III.3.5), utilisé lorsque seuls les électrons étaient étudiés, dans le cas de poussières non chargées. Puis dans un second temps, les résultats de Salammbô avec le nouveau modèle d'anneaux, c'est-à-dire le modèle forte densité ( $q = 1,8$ , cf III.3.5) seront analysés, toujours dans le cas de poussières non chargées.

##### *a) Modèle d'anneaux faible densité ( $q = 2,4$ ) avec poussières non chargées*

Dans le modèle d'anneaux utilisé lorsque seuls les électrons étaient étudiés [Santos-Costa, 2001], la puissance  $q$  de la loi de distribution en taille (voir chapitre I.1.3) était égale à 2,4. Les poussières des anneaux étaient alors considérées comme des particules non chargées.

La Figure IV.1-1 et la Figure IV.1-2 représentent les flux d'électrons issus de Salammbô (nouvelle condition limite et introduction d'un champ magnétique externe) avec ce modèle d'anneaux, comparés aux mesures de EPI, à bord de Galileo Probe (Figure IV.1-1),

ainsi qu'aux mesures de Pioneer 11 (Figure IV.1-2). Ces deux figures montrent un bon accord entre les simulations de Salammbô et les observations (EPI et Pioneer).

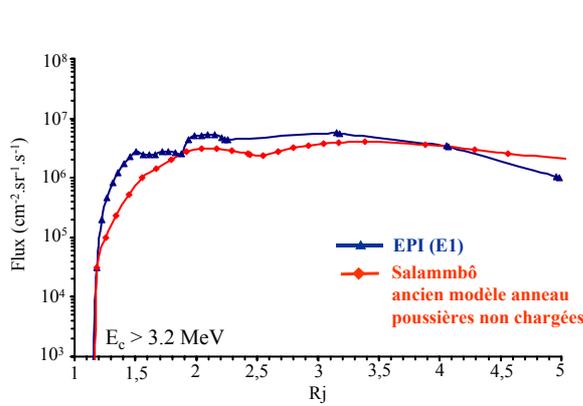


Figure IV.1-1 : Flux d'électrons ( $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ) d'énergie supérieure à 3,2 MeV, mesurés par la gamme E1 de EPI, ainsi que les flux simulés par Salammbô dans le cas de poussières non chargées modélisées avec le modèle d'anneaux faible densité.

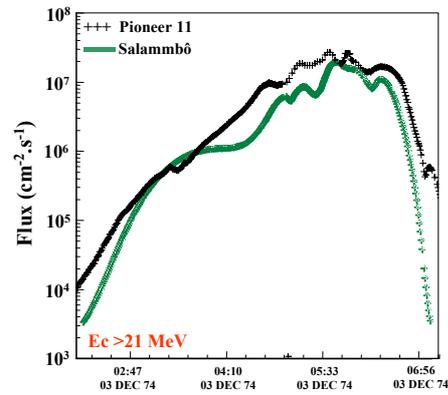


Figure IV.1-2 : Flux d'électrons ( $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ) d'énergie supérieure à 21 MeV, mesurés par Pioneer 11, ainsi que les flux simulés par Salammbô dans le cas de poussières non chargées modélisées avec le modèle d'anneaux faible densité.

La Figure IV.1-3(a) représente l'image synchrotron observée au VLA, en intensité totale et la Figure IV.1-3(b) représente l'image obtenue à partir des résultats de Salammbô utilisant ce modèle d'anneaux. La configuration géométrique de ces images est  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 20^\circ$ . En comparant ces deux images, on note que Salammbô permet de bien reproduire la distribution des électrons des ceintures en utilisant l'ancien modèle d'anneaux. On peut cependant noter que le maximum de brillance à l'équateur est un peu trop étendu et légèrement décalée vers la droite (1,5 Rj au lieu de 1,3 Rj). Cependant, les résultats obtenus sont globalement très satisfaisants, tant que seuls les électrons sont étudiés.

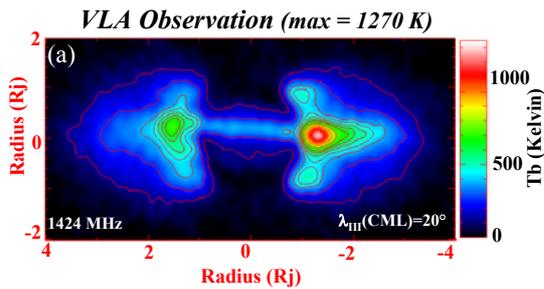


Figure IV.1.3(a) : Image synchrotron en intensité totale observée au VLA en 1997 à 1424 MHz telle que  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 20^\circ$ .

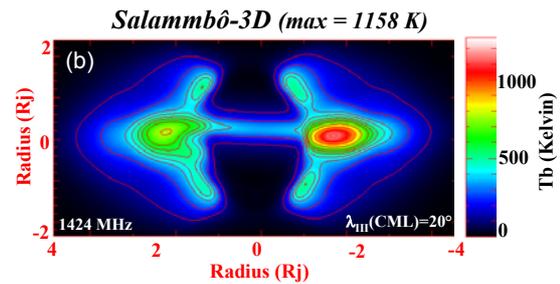


Figure IV.1.3(b) : Image synchrotron simulée à 1424 MHz avec Salammbô et le modèle d'anneaux faible densité ( $q = 2,4$ ), telle que  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 20^\circ$ .

Lorsque nous avons commencé à développer le modèle de ceintures de radiation de protons et celui d'ions Hélium, nous avons utilisé le même modèle d'anneaux que dans le cas du modèle de ceintures de radiation d'électrons, ( $q = 2,4$ ).

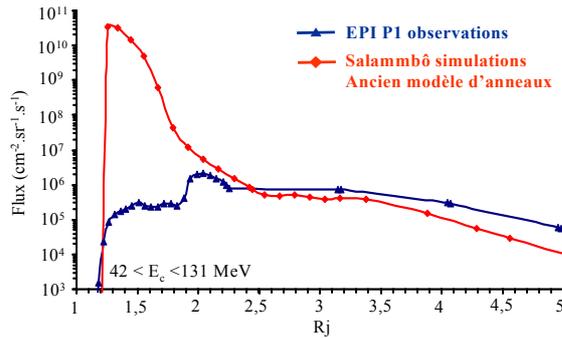


Figure IV.1-4 : Flux de protons ( $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ) d'énergie comprise entre 42 MeV et 131 MeV, mesurés par la gamme P1 de EPI, ainsi que les flux simulés par Salammbô dans le cas de poussières non chargées modélisées avec le modèle d'anneaux faible densité.

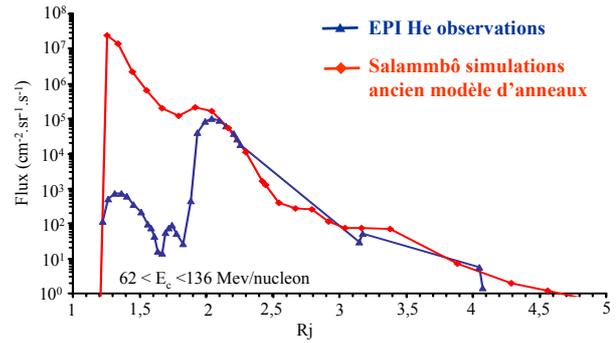


Figure IV.1-5 : Flux d'ions  $\text{He}^{2+}$  ( $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ) d'énergie comprise entre 62 et 136 MeV/nucléon, mesurés par la gamme HE de EPI, ainsi que les flux simulés par Salammbô dans le cas de poussières non chargées modélisées avec le modèle d'anneaux faible densité.

La Figure IV.1-4 et la Figure IV.1-5 représentent les simulations issues de Salammbô, comparées aux mesures de EPI [Fischer et al., 1996] dans le cas des protons (Figure IV.1-4) et des ions  $\text{He}^{2+}$  (Figure IV.1-5). Contrairement aux observations de EPI, on n'observe pas la chute des flux de protons et d'ions autour de 1,8 Rj. Les particules ne sont donc pas assez perdues dans la région des anneaux. Près de la planète, à 1,2 Rj, les flux de Salammbô sont  $10^6$  fois plus élevés que les mesures de EPI, dans le cas des protons (Figure IV.1-4) et  $10^5$  fois plus élevés dans le cas des ions Hélium (Figure IV.1-5). Ces écarts ne peuvent en aucun cas s'expliquer par une condition limite inadéquate mais plus par un processus physique mal pris en compte.

A la vue de ces résultats, il nous est apparu évident que les anneaux de Jupiter n'étaient pas correctement modélisés. Les protons et les ions Hélium ne sont pas assez 'absorbés' par les anneaux. Nous avons alors décidé de modifier la distribution en taille des poussières des anneaux. Un nouveau modèle d'anneaux a donc été défini afin d'absorber cet excédent de protons et d'ions Hélium. Dans le prochain paragraphe, les résultats avec le nouveau modèle d'anneaux sont présentés.

### **b) Modèle d'anneaux forte densité ( $q = 1,8$ ) avec poussières non chargées**

Dans ce nouveau modèle d'anneaux, nous avons augmenté la densité des poussières dans la région de l'anneau principal. Les poussières sont toujours considérés comme des particules non chargées.

La Figure IV.1-6 et la Figure IV.1-7 représentent les résultats de Salammbô avec ce modèle d'anneaux, ainsi que les mesures de EPI (Figure IV.1-6) et les mesures de Pioneer 11 (Figure IV.1-7). Ces deux figures montrent une diminution très importante des flux d'électrons à 1,8 Rj sur les simulations et non sur les observations. Ceci s'explique par le fait que l'anneau principal, maintenant très dense, entraîne une perte brutale des électrons près de la planète.

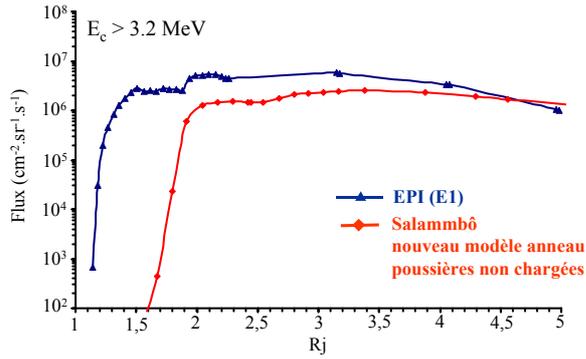


Figure IV.1-6 : Flux d'électrons ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) d'énergie supérieure à 3.2 MeV, mesurés par la gamme E1 de EPI, ainsi que les flux simulés par Salammô dans le cas de poussières non chargées modélisées avec le modèle d'anneaux forte densité.

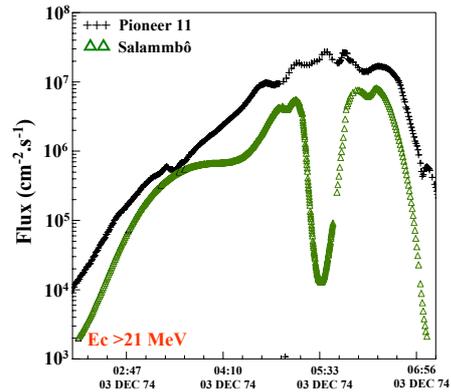


Figure IV.1-7 : Flux d'électrons ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) d'énergie supérieure à 21 MeV, mesurés par Pioneer 11, ainsi que les flux simulés par Salammô dans le cas de poussières non chargées modélisées avec le modèle d'anneaux forte densité.

La Figure IV.1-8 représente l'image synchrotron simulée à 1424 MHz avec Salammô et ce modèle d'anneaux, pour la même configuration géométrique que précédemment ( $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 20^\circ$ ). En comparant cette image à celle observée au VLA pour la même fréquence et la même configuration géométrique (Figure IV.1-3(a)), on remarque que la distribution spatiale des électrons n'est plus du tout respectée. En effet, le maximum de brillance est beaucoup plus faible (448 K) et ne se situe plus à l'équateur mais à plus haute latitude. A l'équateur, on observe toujours l'asymétrie Est-Ouest mais le maximum (à droite) est décalé et se situe à 1,9 Rj au lieu de 1,3 Rj sur l'observation (Figure IV.1-3(a)). L'augmentation de la densité de poussières dans la région de l'anneau principal entraîne donc une perte considérable des électrons énergétiques dans cette région.

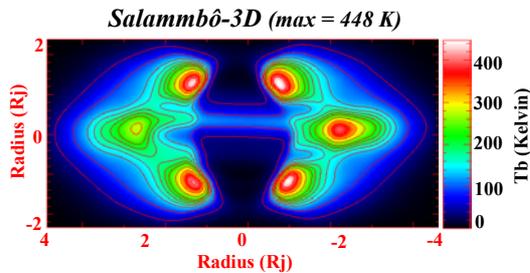


Figure IV.1-8 : Image synchrotron simulée avec Salammô et le modèle d'anneaux forte densité, dans le cas de poussières non chargées. Configuration géométrique :  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 20^\circ$ .

Qu'en est il des résultats du modèle de protons et d'ions Hélium ? La Figure IV.1-9 et la Figure IV.1-10 représentent les simulations issues de Salammô, comparées aux mesures de EPI [Fischer et al., 1996], dans le cas des protons (Figure IV.1-9) et des ions  $\text{He}^{2+}$  (Figure IV.1-10).

La Figure IV.1-9 montre que les flux de protons déduits de Salammô avec ce modèle d'anneaux (forte densité de poussières non chargées) reproduisent bien les mesures de EPI au-delà de 2 Rj. On observe au maximum un facteur 3 entre les mesures de EPI et les flux de Salammô, dans cette région. Par contre, on observe une diminution brutale des flux de Salammô entre 1,5 et 1,8 Rj. Les protons semblent être beaucoup trop perdus, en comparaison avec les mesures de EPI. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer cette différence. Tout d'abord, les flux de protons simulés à partir de Salammô sont très sensibles aux différents paramètres d'entrée du modèle d'anneaux. Par conséquent, un raffinement du modèle d'anneaux dans cette région c'est-à-dire une étude plus approfondie des propriétés de

l'anneau principal (densité, épaisseur optique) pourrait permettre d'améliorer le modèle dans cette région. La deuxième hypothèse, et non la moindre, concerne le processus physique CRAND (Cosmic Ray Albédo Neutron Decay), mentionné dans le chapitre précédent. Ce phénomène physique représente une source naturelle de protons énergétiques issus de la désintégration des neutrons provenant de la collision des rayons cosmiques avec les particules de la haute atmosphère. Comme nous l'avons dit précédemment, ce processus physique n'est pas encore intégré dans Salammbô. La modélisation de ce dernier et son introduction dans Salammbô pourrait avoir comme conséquence l'augmentation des flux dans la région considérée (1,5 et 1,8 Rj).

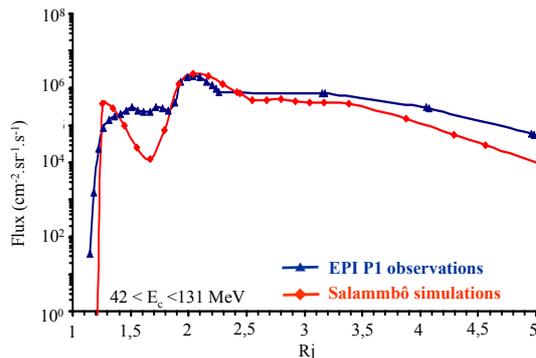


Figure IV.1-9 : Flux de protons ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) d'énergie comprise entre 42 MeV et 131 MeV, mesurés par la gamme P1 de EPI, ainsi que les flux simulés par Salammbô dans le cas de poussières non chargées modélisées avec le modèle d'anneaux forte densité.

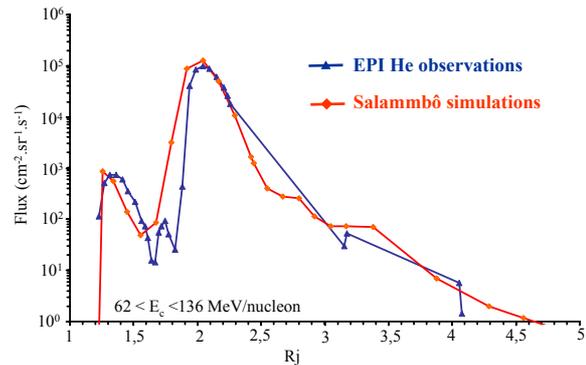


Figure IV.1-10 : Flux d'ions  $\text{He}^{2+}$  ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) d'énergie comprise entre 62 et 136 MeV/nucléon, mesurés par la gamme HE de EPI, ainsi que les flux simulés par Salammbô dans le cas de poussières non chargées modélisées avec le modèle d'anneaux forte densité.

La Figure IV.1-10 représente les flux d'ions  $\text{He}^{2+}$  ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ), le long de la trajectoire de Galileo, pour des énergies comprises entre 62 MeV/nucléon et 136 MeV/nucléon (gamme HE). Les mesures de EPI sont tracées ainsi que les flux déduits de Salammbô. Globalement, les flux issus de Salammbô reproduisent correctement les mesures de EPI. Comme dans le cas des protons, on observe une augmentation des flux depuis la région externe jusqu'à 2 Rj environ, suivie d'une diminution brutale des flux, due à l'effet du système d'anneaux et plus particulièrement de l'anneau principal ('Main Ring'). Les mesures de EPI montrent un léger sursaut des flux entre 1,6 et 1,8 Rj, correspondant à l'orbite des deux premiers satellites, Métis et Adrasteé. Le maillage de Salammbô, pas assez précis dans cette région ne nous permet pas de reproduire cette légère remontée de flux. Vers 1,6 Rj, les flux réaugmentent avant de rechuter brutalement à 1,2 Rj, aussi bien sur les mesures de EPI que sur les résultats de Salammbô, conséquence de l'interaction avec l'atmosphère de Jupiter.

La perte d'ions  $\text{He}^{2+}$  vers 1,8 Rj, est directement liée au modèle d'anneaux de Jupiter. Pour obtenir des meilleures comparaisons entre les simulations de Salammbô et les mesures de EPI, des études supplémentaires et de nouvelles observations des anneaux de Jupiter sont essentielles.

Dans le cas du modèle d'anneaux faible densité de poussières non chargées, les comparaisons entre les flux simulés par Salammbô et les observations étaient bonnes pour les électrons (Figures IV.1-1, IV.1-2 et IV.1-3) et mauvaises pour les ions (Figures IV.2-4 et IV.2-5). A l'inverse, avec le modèle d'anneaux forte densité de poussières non chargées, les

comparaisons sont relativement bonnes pour les ions (Figure IV.1-9 et IV.1-10) et mauvaises pour les électrons (Figures IV.1-6, IV.1-7 et IV.1-8).

Après une étude des anneaux de Jupiter, des observations de EPI et des simulations de Salammbô, détaillée ci dessus, nous sommes fortement amené à penser que les poussières des anneaux sont essentiellement des particules chargées. Comme nous l'avons déjà expliqué dans le paragraphe consacré à l'interaction entre particules chargées et poussières (cf Chapitre III.3.5), les protons et les ions interagissent de la même façon que les poussières soient chargées ou non, alors que les électrons vont être repoussés et déviés par les poussières chargées. Les électrons ne sont donc plus absorbés par les poussières des anneaux.

Le modèle d'anneaux sélectionné après cette analyse est donc le modèle d'anneaux avec une forte densité de poussières dans l'anneau principal, les poussières étant considérées comme chargées. Les résultats obtenus en utilisant ce modèle d'anneaux seront présentés dans la prochaine partie (IV.2) dans laquelle nous validerons le modèle Salammbô par comparaison avec toutes les observations disponibles.

**Remarques :** Pour simplifier le problème, nous considérerons que toutes les poussières sont chargées. Cependant, ce n'est probablement pas le cas. Il est fort possible qu'une population de poussières chargées et non chargées coexistent mais dont la proportion relative est actuellement inconnue.

Pour obtenir de meilleurs résultats et pour confirmer l'hypothèse des poussières chargées, des études supplémentaires sur les anneaux de Jupiter et des nouvelles observations sont indispensables. La clé de la région interne des ceintures de radiation, pour les différents types de particules étudiés (électrons, protons et ions), se situe dans le modèle d'anneaux.

### IV.1.2 Rôle des satellites Io et Europe

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux deux premiers satellites Galiléens de Jupiter : Io et Europe, et plus particulièrement à leurs effets sur la distribution spatiale des électrons des ceintures de radiation de Jupiter. Les principales questions que l'on se pose sont : Io et Europe jouent-ils le même rôle que les lunes internes (Métis, Adrasteé, Amalthée et Thébé) ? Engendrent-ils des pertes de particules ? Nous allons tenter de répondre à ces questions, tout d'abord pour Europe et ensuite pour Io.

#### *a) Rôle d'Europe (Réalité physique de la condition limite)*

Pour le moment, le satellite Europe n'est pas inclus dans le modèle. En effet, Salammbô s'étend spatialement de  $L = 1$  à  $L = 9,5$ , juste avant l'orbite d'Europe ( $L = 10$ ). Au-delà de l'orbite de ce satellite galiléen ( $L > 10$ ), la magnétosphère de Jupiter est bien plus dynamique [Mauk et al., 1999] et l'on se trouve confronté à une physique des ceintures de radiation liée aux orages et sous-orages magnétiques. On atteint alors les limites de Salammbô tel qu'il est à l'heure actuelle, c'est-à-dire limité à calculer un état stationnaire. Il est toutefois possible d'étendre Salammbô au-delà de  $L = 10$  afin de déduire une tendance quant à la distribution des électrons dans cette région tout en étant conscient que les incertitudes sur les résultats seront bien plus importantes dans cette région. Afin d'étudier le rôle d'Europe dans la distribution des électrons des ceintures de radiation de Jupiter, Salammbô a été étendu jusqu'à  $L = 15$  et la région entre  $L = 15$  et  $L = 9,5$  a été analysée. Une nouvelle condition limite à  $L = 15$  a été construite à partir des données de Galileo/EPD entre 1997 et 2001 [Williams, 1992] avec une extrapolation à haute énergie. A partir de cette condition limite à  $L = 15$ , nous pouvons obtenir des spectres en énergie à  $L = 9,5$  et ainsi étudier la région

comprise entre  $L = 15$  et  $L = 9,5$ . Nous allons tout d'abord considérer que le satellite Europe n'engendre pas de perte de particules, puis dans un deuxième temps, Europe sera modélisé comme les lunes internes de Jupiter c'est-à-dire comme absorbeur de particules. La Figure IV.1-11 représente des spectres en énergie à  $L = 9,5$  pour des électrons ayant un angle d'attaque de  $10^\circ$  dans trois cas différents :

- Le premier cas (1) est un spectre en énergie à  $L = 9,5$  obtenu avec Salammbô étendu jusqu'à  $L = 15$ . Dans ce cas, le satellite Europe n'est pas considéré comme un absorbeur de particules, et ne crée donc pas de perte. Le seul processus physique pris en compte entre  $L = 15$  et  $L = 9,5$  est la diffusion radiale.
- Le second cas (2) est un spectre en énergie à  $L = 9,5$  obtenu avec Salammbô étendu jusqu'à  $L = 15$ . Cette fois-ci, Europe est considéré comme un absorbeur (comme les lunes internes) et crée des pertes de particules.

En comparant ces deux premiers spectres, nous pouvons dire que la perte d'électrons est clairement visible sur le second spectre, lorsque Europe est considérée comme un absorbeur de particules. Ce spectre nous montre aussi le phénomène de résonance des électrons avec le satellite. En effet, les électrons de 30 MeV environ, ayant un angle d'attaque équatorial de  $10^\circ$ , dérivent autour de Jupiter à la même vitesse et dans le même sens que le satellite Europe et ne sont donc jamais perdus (III.4).

- Le troisième cas (3) représente le spectre en énergie correspondant à la condition limite à  $L = 9,5$  utilisé dans Salammbô. Cette condition limite, a été calculée à partir des mesures de Galileo et Pioneer et améliorée de façon empirique, pas à pas pour nous permettre d'obtenir de bonnes comparaisons avec les observations.

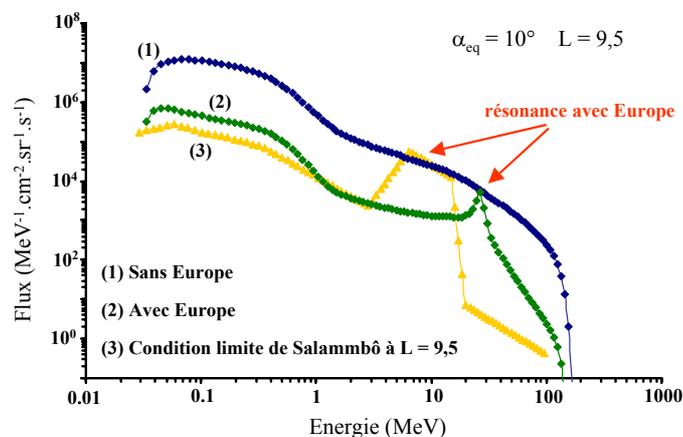


Figure IV.1-11 : Spectres en énergie à  $L = 9,5$  pour des électrons ayant un angle d'attaque équatorial de  $10^\circ$  dans trois différents cas : (1) : spectre en énergie à  $L = 9,5$  obtenu avec Salammbô étendu jusqu'à  $L = 15$  ; dans ce cas Europe n'est pas considéré comme un absorbeur de particules. (2) : spectre en énergie à  $L = 9,5$  obtenu avec Salammbô étendu jusqu'à  $L = 15$ , mais cette fois-ci Europe est considérée comme un absorbeur de particules et crée des pertes. (3) : condition limite calculée empiriquement à  $L = 9,5$  et utilisée dans Salammbô .

Ces trois spectres tendent à montrer que le satellite Europe joue un rôle significatif sur la distribution des électrons des ceintures de radiation et justifie la condition limite utilisée dans Salammbô. En effet, les spectres (2) et (3), c'est à dire le spectre tenant compte de l'effet d'Europe (2) et la condition limite empirique de Salammbô (3) ont la même structure : une remontée des flux dans une gamme d'énergie limitée correspondant à la résonance avec le satellite Europe. On remarque aussi que le niveau du flux de particules à basse énergie ( $<$

3MeV) est sensiblement le même sur les deux spectres ainsi que le niveau à très haute énergie ( $\sim 100$  MeV). Cependant, il est important de noter qu'il existe un décalage en énergie entre la résonance du spectre (2) à 30 MeV et celle du spectre (3), plus étalée, entre 6 et 20 MeV. Ce décalage peut avoir plusieurs origines. Tout d'abord, la dynamique dans cette région de la magnétosphère, non prise en compte dans Salammbô, peut être non négligeable [Mauk et al., 1999] et des champs électriques, autre que le champ de corotation (seul champ électrique considéré dans Salammbô) peuvent jouer un rôle important. De plus, la présence d'un tore de plasma autour d'Europe [Intriligator et Miller, 1982], non modélisé dans Salammbô, pourrait expliquer ces différences.

Finalement, construire un seul modèle jusqu'à  $L = 15$  serait la meilleure solution pour prendre en compte le rôle du satellite Europe de façon plus détaillée. Le modèle Salammbô ne nous permettant pas de nous aventurer dans des régions trop éloignées ( $L > 10$ ) où certaines hypothèses et approximations utilisées ne sont plus valables (dynamique, champs électriques...), cette étude du rôle d'Europe reste qualitative. Cependant, elle nous permet de clairement montrer qu'Europe a un effet significatif sur la distribution des électrons des ceintures de radiation et par la même occasion de démontrer la réalité physique de la condition limite calculée de façon empirique à  $L = 9,5$  et utilisée dans Salammbô.

### b) Rôle du satellite Io

Après avoir étudié le rôle du satellite Europe sur la distribution des électrons des ceintures de radiation de Jupiter, nous allons maintenant nous intéresser à l'effet du satellite Io. Engendre-t-il des pertes de particules comme les satellites internes (Métis, Adrasteé, Amalthée et Thébé) ou comme Europe ?

Afin d'étudier l'effet de Io sur la distribution des électrons des ceintures, il a tout d'abord été introduit dans Salammbô comme absorbeur de particules au même titre que les lunes internes. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure IV.1-12(a) sous forme d'une cartographie de flux omnidirectionnels d'électrons intégrés en énergie ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) pour des électrons d'énergie supérieure à 21 MeV. Dans un second temps, Io n'a pas été considéré, dans Salammbô, comme un absorbeur de particules et les résultats sont représentés sur la Figure IV.1-12(b). Le résultat est clair : si Io est considéré, dans Salammbô, comme un corps absorbeur, les flux d'électrons sont réduits d'un facteur 10 environ dans la région interne à l'orbite de Io.

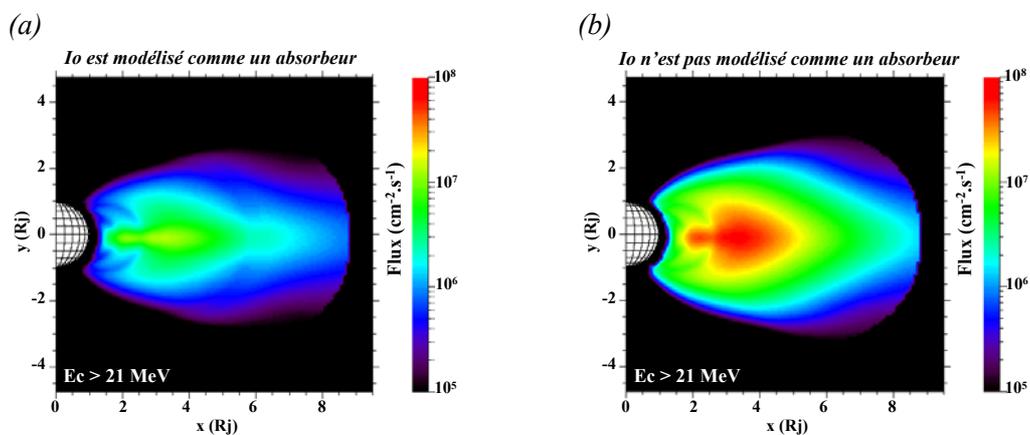


Figure IV.1-12: Cartographies de flux d'électrons omnidirectionnels, intégrés en énergie ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) correspondant à des électrons d'énergie  $> 21$  MeV. (a) Io n'est pas considéré comme un absorbeur de particules. (b) Io est modélisé comme un absorbeur de particules et crée des pertes.

Comme dans les paragraphes précédents, nous pouvons examiner les images synchrotron 2D résultantes de Salammbô dans le cas où Io est considéré comme un ‘absorbeur’ et dans le cas contraire. La Figure IV.1-13 représente des images synchrotron en intensité totale simulées avec Salammbô à 1424 MHz pour  $D_E$  et  $\lambda_{III}(CML)$  égaux à  $0^\circ$  et  $20^\circ$  respectivement.

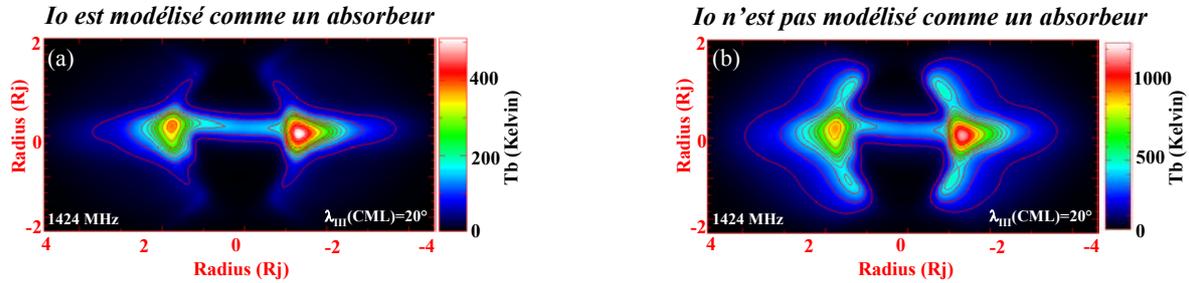


Figure IV.1-13 : Images synchrotron 2D en intensité totale simulées avec Salammbô à 1424 MHz pour  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 20^\circ$ . (a) Io n'est pas considéré comme un absorbeur de particules. (b) Io est modélisé comme un absorbeur de particules et crée des pertes.

La Figure IV.1-13(a) montre l'émission synchrotron simulée lorsque Io est considéré comme un absorbeur de particules. En comparant avec le cas où Io n'est pas modélisé comme un absorbeur (Figure IV.1-13(b)), nous pouvons noter que le maximum de brillance au niveau de l'équateur magnétique est diminué d'un facteur 3 environ (450 K au lieu de 1270 K) et que la distribution spatiale est nettement différente. En effet, sur la Figure IV.1-13(b), les émissions à hautes latitudes, caractéristiques de l'émission synchrotron non-thermique, ont disparu. Ces résultats montrent que si Io est modélisé de la même façon que les autres lunes, c'est à dire en tant qu'absorbeur de particules, une bonne partie des électrons piégés sont perdus et les résultats ne correspondent plus du tout aux observations (Image du VLA pour la même configuration géométrique :Figure IV.1-3(a)).

Les conclusions sont les mêmes lorsque l'on compare les mesures des sondes Pioneer 10 (Figure IV.1-14(a)) et Pioneer 11 (Figure IV.1-14(b)) et les simulations de Salammbô en considérant que Io a les mêmes propriétés que les autres lunes (en gris clair sur les figures). On observe sur ces graphiques que Io induit trop de pertes de particules.

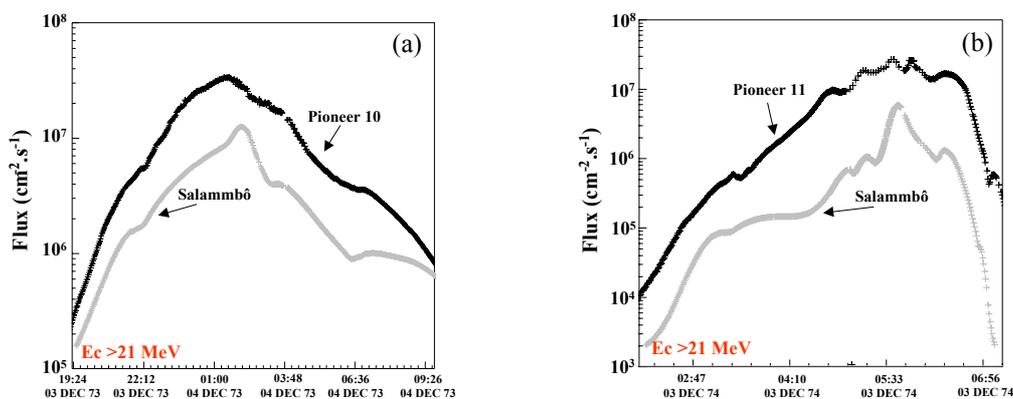


Figure IV.1-14 : Flux omnidirectionnels d'électrons d'énergie supérieure à 21 MeV mesurés par Pioneer 10 (a) et Pioneer 11 (b) ainsi que les simulations de Salammbô en modélisant Io comme les autres lunes.

Par conséquent, nous pouvons conclure que  $I_0$  n'affecte pas la dynamique des électrons énergétiques piégés dans les ceintures de radiation comme les autres lunes. Ces résultats confirment la théorie affirmant que  $I_0$  est un corps conducteur, que les lignes de champ magnétique 'contournent'  $I_0$  permettant ainsi aux électrons de ne pas être perdus par absorption [Thorne et al., 1999 ; Williams et al., 1999].

## IV.2 Résultats Salammbô (modèle d'anneaux forte densité poussières chargées)

Dans cette partie, nous allons tout d'abord présenter les conditions limites utilisées pour modéliser l'injection continue et constante de particules dans les ceintures de radiation. Puis nous comparerons les résultats obtenus, dans le cas des électrons, des protons et des ions Hélium, aux différentes observations disponibles (mesures in-situ, observations radio). A chaque fois que cela sera possible, les résultats obtenus lors de cette thèse seront aussi confrontés aux résultats issus de la précédente thèse [Santos-Costa, 2001], afin de mieux se rendre compte des améliorations effectuées.

Il est nécessaire de rappeler que le modèle d'anneaux utilisé pour obtenir les résultats présentés dans cette partie est le modèle avec une forte densité de poussières dans la région de l'anneau principal, les poussières étant considérées comme chargées.

### IV.2.1 Résolution numérique de l'équation de diffusion

L'équation de diffusion est résolue dans un espace rectangulaire de l'espace  $E_c, y, L$  selon le schéma des différences finies [Beutier, 1993 ; Bourdarie 1996 ; Vacaresse, 1999 ; Santos-Costa, 2001]. Chaque intervalle en  $E_c, y$  et  $L$  est séparé en un certain nombre de pas linéaires ou logarithmiques. L'étendue du domaine simulé et sa discrétisation pour chaque modèle sont les suivantes :

<u>électrons</u>	<u>protons</u>	<u>ions</u>
$1 < L < 9,5$	$1 < L < 6$	$1 < L < 6$
(51 pas logarithmiques)	(25 pas logarithmiques)	(25 pas logarithmiques)
$1^\circ < \alpha_{eq} < 90^\circ$	$2^\circ < \alpha_{eq} < 90^\circ$	$2^\circ < \alpha_{eq} < 90^\circ$
(88 pas linéaires)	(88 pas linéaires)	(88 pas linéaires)
$0,025 < E_c (L = 9,5) < 100 \text{ MeV}$	$0,1 < E_c (L = 6) < 100 \text{ MeV}$	$0,1 < E_c (L = 6) < 500 \text{ MeV}$
(101 pas logarithmiques)	(50 pas logarithmiques)	(50 pas logarithmiques)

La limite basse en angle d'attaque équatoriale ( $\alpha_{eq}$ ) correspond à une valeur raisonnable en dessous de laquelle on peut admettre que toutes les particules piégées par le champ magnétique précipitent irrémédiablement dans la haute atmosphère. Dans tous les cas le modèle de champ magnétique utilisé est un champ magnétique complexe calculé d'après le modèle de Khurana [1992, 1997] (I.3).

Les calculs débutent en supposant une magnétosphère vide que l'on remplit en appliquant les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{array}{lll}
 f(E_{c \text{ min}}) = 0 & f(y_{\text{min}}) = 0 & f(L_{\text{min}}) = 0 \\
 f(E_{c \text{ max}}) = 0 & (\partial f / \partial y)_{y_{\text{max}}} = 0 & f(L_{\text{max}}) = f_{\text{lim}}(y, E_c)
 \end{array}$$

### a) Electrons

La condition limite à  $L = 9,5$  utilisée dans Salammbô dans le cas du modèle de ceintures de radiation d'électrons est représentée sur la Figure IV.1-1 pour différents angles d'attaque. La Figure IV.2-1(a) représente les flux différentiels d'électrons en fonction de l'énergie alors que la Figure IV.2-1(b) représente les flux intégrés en fonction de l'énergie des électrons.

Pour construire cette condition limite, nous avons utilisé deux types de données : (1) les mesures de la sonde Galileo et plus particulièrement du détecteur de particules énergétiques EPD (Energetic Particle Detector) [Williams et al., 1992] recueillies à  $L = 9,5$  lors de ces différentes orbites autour de Jupiter entre 1997 et 2000 ; (2) les mesures des sondes Pioneer 10 et Pioneer 11 [Van allen et al., 1974, 1975 ; Van Allen, 1976] lors de leurs passages à  $L = 9,5$  en 1973 et 1974 respectivement. Ces différentes mesures sont représentées sur les Figures IV.2-1 (a) et (b) pour Galileo et Pioneer respectivement. Les mesures de Galileo nous ont renseignés sur les basses énergies ( $\sim 2$  MeV) alors que les mesures de Pioneer nous ont permis de construire la condition limite à plus hautes énergies ( $> 21$  MeV et  $> 31$  MeV) et pour plusieurs angles d'attaque.

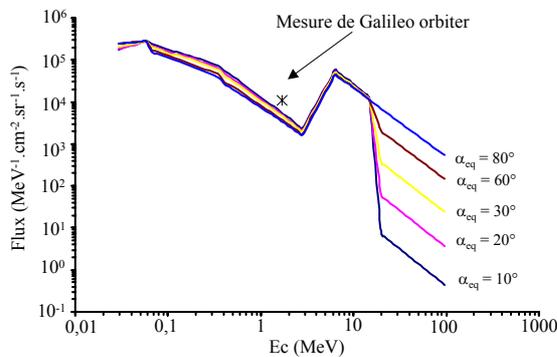


Figure IV.2-1(a) Flux différentiels d'électrons ( $\text{MeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ) utilisés comme condition limite à  $L = 9,5$  dans Salammbô. Le '\*' représente la moyenne des mesures de Galileo EPD à  $E_c \approx 1,7$  MeV à  $L = 9,5$  entre 1997 et 2000.

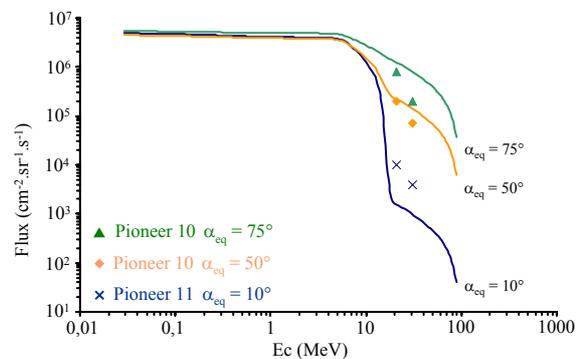


Figure IV.2-1(b) Flux intégrés d'électrons ( $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ) utilisés comme condition limite à  $L = 9,5$  dans Salammbô. Les symboles représentent les mesures des sondes Pioneer 10 et Pioneer 11 à  $L = 9,5$  et à  $E_c > 21$  MeV et  $E_c > 31$  MeV.

A partir de ce peu de mesures, nous avons été contraint d'affiner cette condition limite de façon itérative jusqu'à obtenir des résultats comparables aux différentes observations dont nous disposons. Il est clair que la condition limite ainsi obtenue est peu régulière mais la raffiner un peu plus prendrait beaucoup de temps pour un gain minime.

#### Remarques :

Il est important de faire une remarque sur la condition limite, présentée ci-dessus, pour les faibles énergies. Pour les énergies inférieures à 1 MeV environ, la condition limite est peu fiable. En effet, aucune mesure en vol ne permet de valider les flux d'électrons dans cette gamme, les mesures de Galileo EPD sont entre autre saturées dès que le satellite approche de la planète. Pour les très hautes énergies, la condition limite est à utiliser avec précaution pour les énergies autour de 100 MeV. Il ne s'agit là que d'une extrapolation faite au mieux.

### b) Protons

La condition limite utilisée dans le cas du modèle de ceintures de radiation de protons est purement empirique et a été construite de façon à reproduire au mieux le peu d'observations fiables dont nous disposons. En effet, peu de mesures sont disponibles et utilisables dans cette région de la magnétosphère car elles sont toutes ou presque contaminées par les électrons énergétiques. La Figure IV.2-2 représente le spectre en énergie ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) utilisé à  $L = 6$  comme paramètre d'entrée du code Salammbô. Cette condition limite est considérée comme isotrope compte tenu du peu d'information disponible à l'heure actuelle.

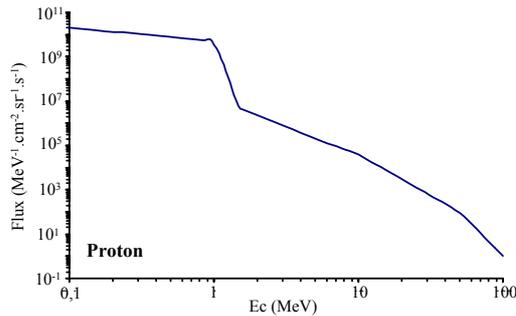


Figure IV.2-2 : Spectre en énergie ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) utilisé comme condition limite isotrope à  $L = 6$  dans Salammbô.

### c) Ions $\text{He}^+$ et $\text{He}^{2+}$

Comme dans le cas du modèle de ceintures de radiation de protons, la condition limite utilisée dans le modèle d'ions Hélium est empirique et a été construite de façon à reproduire au mieux le peu d'observations fiables dont nous disposons. Les mesures d'ions Hélium énergétiques dans les ceintures de radiation de Jupiter sont très peu nombreuses.

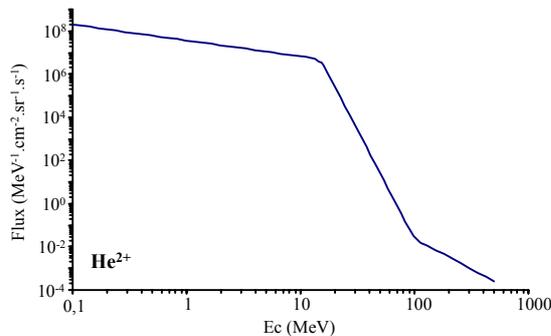


Figure IV.2-3 : Spectre en énergie ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) utilisé comme condition limite isotrope à  $L = 6$  dans Salammbô.

Les flux représentés sur la Figure IV.2-3 utilisés comme condition limite sont des flux d' $\text{He}^{2+}$ . En effet, nous considérons que seuls les  $\text{He}^{2+}$  provenant du Soleil, sont injectés dans la magnétosphère interne de Jupiter. Il n'y a donc pas d' $\text{He}^+$  en condition limite aux énergies qui nous préoccupent.

## IV.2.2 Distribution spatiale des particules des ceintures de radiation

Les spectres en énergie présentés ci-dessus modélisent l'injection de particules dans la région interne de la magnétosphère. Les particules sont ensuite progressivement transportées au cœur des ceintures de radiation où elles subissent différentes interactions modélisées par les processus physiques détaillés dans le chapitre précédent. Ainsi, nous pouvons déterminer la distribution spatiale locale des particules des ceintures, en fonction des variables de notre

espace des phases : énergie, angle d'attaque et paramètre de MacIlwain,  $L$ . Le modèle Salammbô-3D calcule un état stationnaire des ceintures de radiation de Jupiter.

Les figures présentées dans ce paragraphe représentent des cartographies de flux différentiels omnidirectionnels ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) dans un plan méridien magnétique. Le modèle de champ magnétique utilisé ici, 'O<sub>6</sub> + Khurana', n'étant pas symétrique en longitude, une longitude arbitraire a été fixée :  $\varphi_m = 0^\circ$ .

### a) Electrons

La Figure IV.2-4 représente des cartographies de flux différentiels omnidirectionnels ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) dans un plan méridien pour deux énergies : 20 et 40 MeV. Pour une meilleure comparaison, les cartographies sont représentées avec la même échelle de couleur.

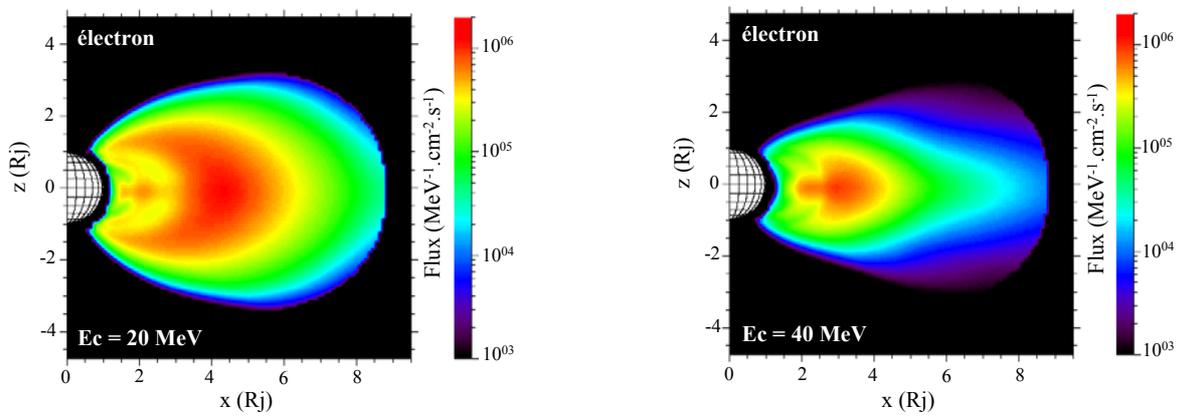


Figure IV.2-4 : Cartographies de flux différentiels omnidirectionnels d'électrons ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) ayant des énergies de 20 et 40 MeV dans un plan méridien magnétique.

Ces cartographies nous rappellent les caractéristiques principales de la distribution des électrons dans les ceintures de radiation :

- La distribution en angle d'attaque des électrons des ceintures est dépendante de leur énergie. En effet, sur la cartographie à 40 MeV à  $L = 9,5$  ( $x \approx 9$  Rj), le flux d'électrons équatoriaux et le flux d'électrons à haute latitude sont différents d'un facteur 10 environ, ce qui n'est pas le cas dans la cartographie à 20 MeV.
- Le flux des électrons diminue lorsque leur énergie augmente. Ce phénomène est clairement visible sur les cartographies : lorsque l'on passe de 20 MeV à 40 MeV, le flux diminue.
- L'effet des lunes joviennes, Amalthée et Thébé, respectivement à 2,6 et 3,1 Rj, apparaît comme un processus physique majeur dans la distribution des électrons des ceintures de radiation. L'effet des lunes est dépendant de l'énergie et de l'angle d'attaque de la particule.
- Le rayonnement synchrotron a, lui aussi, un rôle important dans la distribution des électrons des ceintures. En effet, le rayonnement synchrotron entraîne la migration des points miroirs des particules vers des plus hautes latitudes, d'autant plus que  $L$  est faible.
- Près de la planète ( $L < 1,8$ ), c'est l'effet cumulé des deux premières lunes, Adrastée et Métis et du rayonnement synchrotron, qui jouent un rôle majeur quelle que soit l'énergie considérée.

### b) Protons

La Figure IV.2-5 représente des cartographies de flux différentiels omnidirectionnels ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) de protons pour deux énergies : 20 et 40 MeV.

Ces cartographies nous montrent les principales caractéristiques des ceintures de radiation de protons :

- Tout d'abord, on peut remarquer que, comme dans le cas des électrons, les flux de protons diminuent lorsque leur énergie augmente : le flux de protons de 40 MeV est inférieur au flux de protons de 20 MeV.
- Les pertes engendrées par les lunes joviennes, Amalthée et Thébé, respectivement à  $L = 2,6$  et  $3,1$   $R_j$ , sont, comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre précédent, un processus physique majeur pour expliquer la distribution spatiale des protons dans les ceintures de radiation. L'effet d'Amalthée est particulièrement visible à  $2,6$   $R_j$  sur les deux cartographies.
- Près de la planète ( $< 2$   $R_j$ ), c'est le système d'anneaux qui joue un rôle prépondérant, particulièrement dans la région de l'anneau principal, le Main Ring ( $1,71$ - $1,81$   $R_j$ ). En effet, les deux cartographies montrent des pertes de particules significatives dans cette région. Aux pertes induites par les anneaux se cumulent celles induites par les deux premiers satellites joviens, Métis et Adrastée.

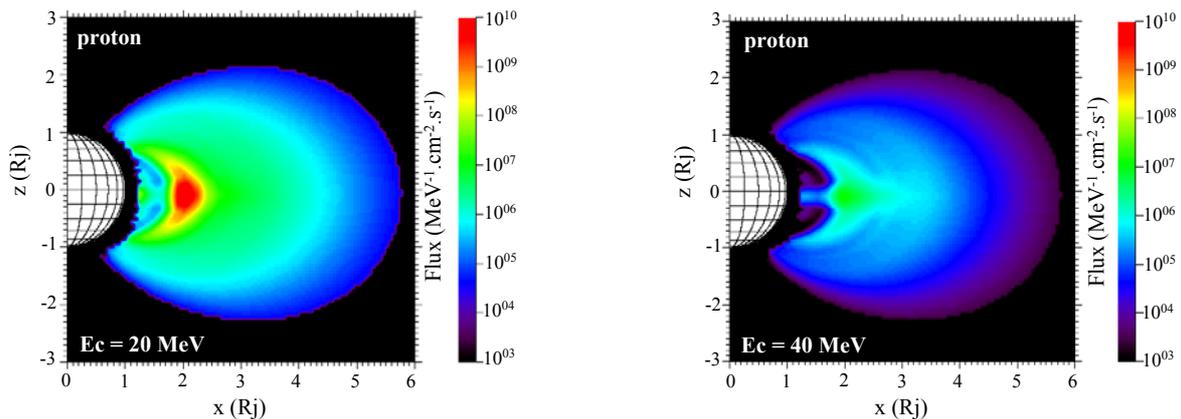


Figure IV.2-5 : Cartographies de flux différentiels omnidirectionnels de protons ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) ayant des énergies de 20 et 40 MeV dans un plan méridien magnétique.

Les cartographies ci-dessus montrent également une forte localisation des protons énergétiques (flux intenses) dans la région comprise entre  $1,8$  et  $2,6$   $R_j$ . Ceci est dû au fait que cette région est la seule où les protons ne sont pas perdus. Ils ne sont ni absorbés par les lunes (Amalthée à  $2,6$   $R_j$ , Métis et Adrastée à  $1,8$   $R_j$ ) ni par le système d'anneaux (région inférieure à  $1,8$   $R_j$ ).

### c) Ions $\text{He}^+$ et $\text{He}^{2+}$

La Figure IV.2-6 représente des cartographies de flux différentiels omnidirectionnels ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) d'ions  $\text{He}^{2+}$  pour deux énergies : 20 et 40 MeV.

Ces cartographies nous montrent que les principales caractéristiques des ceintures de radiation d'ions  $\text{He}^{2+}$  sont similaires à celles des ceintures de protons. En effet, on retrouve l'effet majoritaire des deux satellites Amalthée et Thébé entre  $2,3$  et  $3,3$   $R_j$  environ, ainsi que l'effet des deux premiers satellites et des anneaux joviens dans la région  $L < 2$ . Les lunes et

les anneaux sont responsables en grande partie de la perte des ions  $\text{He}^{2+}$  dans les ceintures de radiation de Jupiter.

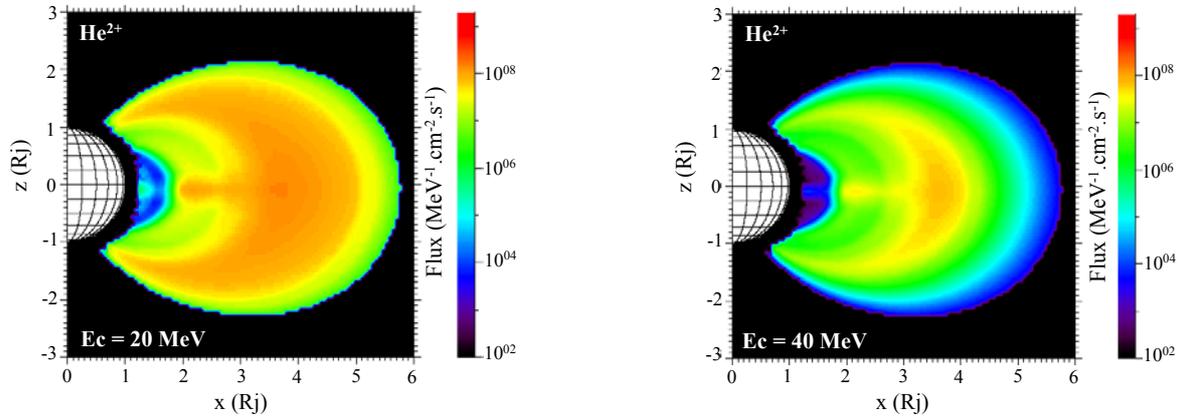


Figure IV.2-6 : Cartographies de flux différentiels omnidirectionnels d'ions  $\text{He}^{2+}$  ( $\text{MeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) ayant des énergies de 20 et 40 MeV dans un plan méridien magnétique.

La Figure IV.2-7 représente des cartographies de flux différentiels omnidirectionnels ( $\text{MeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) d'ions  $\text{He}^{+}$  pour deux énergies : 20 et 40 MeV. La première remarque concerne l'ordre de grandeur des flux de  $\text{He}^{+}$  comparés aux flux de  $\text{He}^{2+}$ . En effet, pour des particules de 20 MeV, on observe des flux de  $\text{He}^{2+}$  de l'ordre de  $10^9 \text{ MeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans certaines régions contre des flux de  $\text{He}^{+}$  de l'ordre de  $10^{-5} \text{ MeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Les flux d' $\text{He}^{+}$  sont très faibles. Nous avons mentionné précédemment que seuls les ions  $\text{He}^{2+}$ , provenant du Soleil, étaient présents dans la condition limite. Par conséquent, les ions  $\text{He}^{+}$  ne peuvent être produits que par l'échange de charge entre les ions  $\text{He}^{2+}$  et l'atmosphère et sont ensuite diffusés dans les ceintures de radiation. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent (III.3.2), le processus d'échange de charge devient très vite négligeable dès que l'on s'éloigne de la planète ( $L > 1,3$ ), ce qui explique les faibles flux observés sur les cartographies de la Figure IV.2-7.

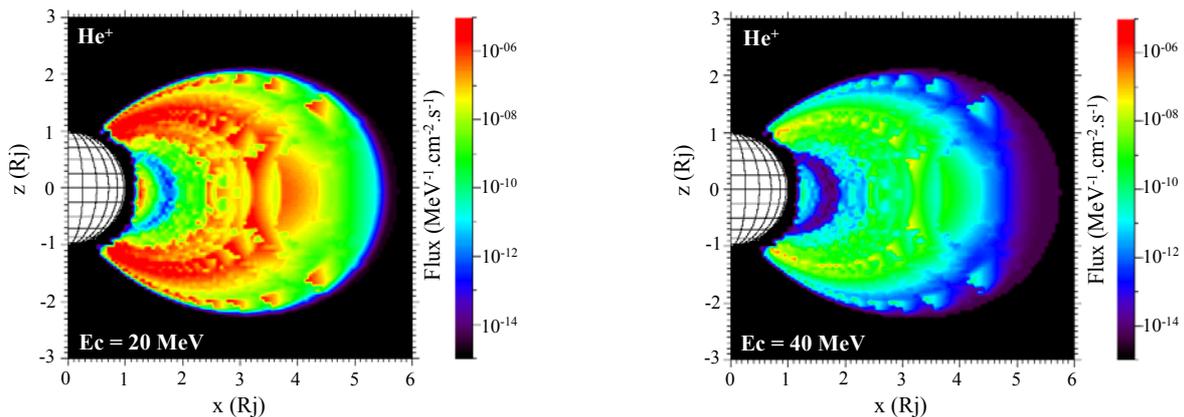


Figure IV.2-7 : Cartographies de flux différentiels omnidirectionnels d'ions  $\text{He}^{+}$  ( $\text{MeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) ayant des énergies de 20 et 40 MeV dans un plan méridien magnétique.

Il est aussi important de noter que les flux de  $\text{He}^{+}$  sont tellement faibles que les cartographies tracées ci-dessus ne sont pas très précises. En effet, le maillage de Salammbô n'est pas assez fin pour de tels ordres de grandeur de flux.

Ainsi, si notre hypothèse concernant la condition limite est bonne, les ions Hélium présents dans les ceintures de radiation de Jupiter ne sont que des ions  $\text{He}^{2+}$ .

### IV.2.3 Comparaison avec le modèle de Divine et Garrett [1983]

Dans cette partie, nous allons comparer les cartographies de flux omnidirectionnels d'électrons et de protons obtenues à partir du modèle Salammbô avec les cartographies obtenues à partir du modèle de Divine et Garrett [1983]. Rappelons que le modèle de Divine et Garrett [1983] est un modèle empirique construit à partir des données des sondes Pioneer 10 et 11 ainsi que des données des sondes Voyager, loin de la planète (I.2.2). Ce modèle donne les flux d'électrons et de protons des ceintures de radiation de Jupiter.

#### a) Electrons

La Figure IV.2-8 représente des cartographies de flux différentiels omnidirectionnels d'électrons de 20 MeV obtenues à partir de Salammbô (a) et du modèle de Divine et Garrett (b), dans un plan méridien magnétique. Ces deux cartographies diffèrent principalement dans la région à l'intérieur de l'orbite d'Amalthée ( $< 2,6 \text{ R}_j$ ). En effet, on observe des flux d'électrons beaucoup plus fort dans la simulation de Divine et Garrett que dans celle de Salammbô, dans cette région. De plus, sur la cartographie de Divine et Garrett, on ne distingue pas l'effet des satellites et du système d'anneaux à  $1,8 \text{ R}_j$  aussi clairement que sur les flux de Salammbô (ceci est principalement dû à l'échelle de couleurs). De façon plus générale, dans la région la plus interne ( $L < 4$ ), les distributions en angle d'attaque sont relativement différentes.

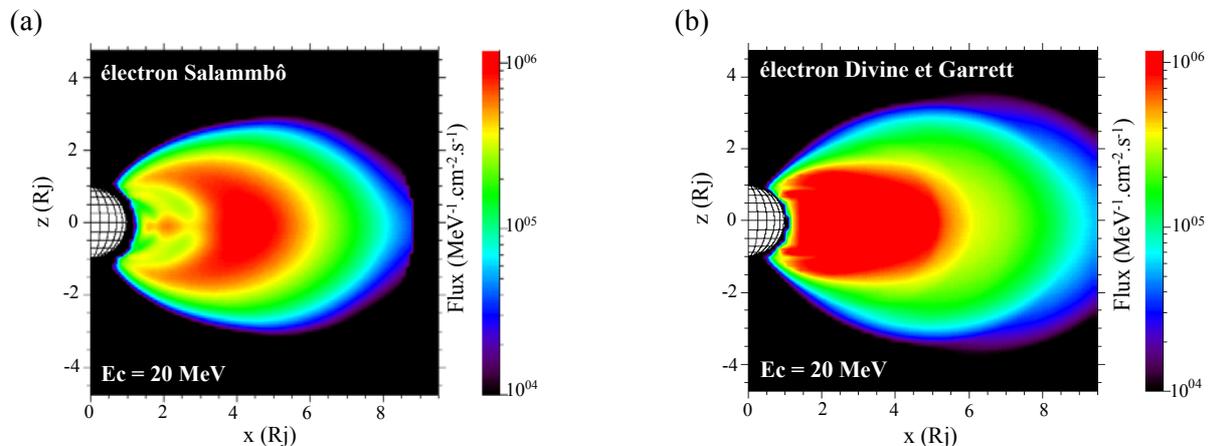


Figure IV.2-8 : Cartographies de flux différentiels omnidirectionnels d'électrons ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) de 40 MeV dans un plan méridien magnétique : (a) modèle Salammbô ; (b) modèle de Divine et Garrett.

#### b) Protons

La Figure IV.2-9 représente des cartographies de flux omnidirectionnels de protons de 40 MeV obtenues à partir de Salammbô (a) et du modèle de Divine et Garrett (b). Pour une meilleure comparaison, les deux cartographies ont été tracées avec la même échelle de couleur. On observe dans un premier temps que les flux de protons obtenus à partir de Salammbô sont nettement plus fort que ceux issus du modèle de Divine et Garrett dans la région comprise entre  $1,8$  et  $4 \text{ R}_j$ . Si l'on regarde de façon plus précise, les résultats du modèle de Divine et Garrett montrent une large dépression des flux de protons à  $1,8 \text{ R}_j$  et entre  $2,6 \text{ R}_j$  et  $3,1 \text{ R}_j$ , correspondant à l'effet prononcé des lunes Métis, Adrastée ( $1,8 \text{ R}_j$ ),

Amalthée (2,6 Rj) et Thébé (3,1 Rj). Sur la cartographie de Salammbô, l'effet des lunes, particulièrement Amalthée et Thébé, n'est pas aussi marqué et par conséquent, on n'observe pas une telle dépression des flux entre 2,6 Rj et 3,1 Rj.

Près de la planète, entre 1,2 et 1,8 Rj, la simulation de Salammbô montre des flux de protons autour de l'équateur magnétique et pas à hautes latitudes, à cause de l'effet conjugué des anneaux et des deux premiers satellites. Sur la cartographie issue du modèle de Divine et Garrett, cette concentration des flux de protons à l'équateur dans cette région n'est pas présente.

Cependant, rappelons que le modèle de Divine et Garrett [1983] est un modèle empirique basé principalement sur les mesures des sondes Pioneer 10 et Pioneer 11. Nous avons vu, dans le chapitre consacré aux observations des ceintures de radiation (II.1.1), que des méthodes empiriques d'identification des particules ont révélé que les comptages mesurés par les détecteurs embarqués sur Pioneer sont majoritairement des électrons énergétiques. Les mesures de protons sont donc totalement contaminées par les électrons. Il est donc fortement probable que les résultats du modèle de Divine et Garrett, en ce qui concerne les protons soient erronés. Ceci explique alors facilement les différences entre les flux de protons issus de Salammbô et ceux issus de Divine et Garrett [1983].

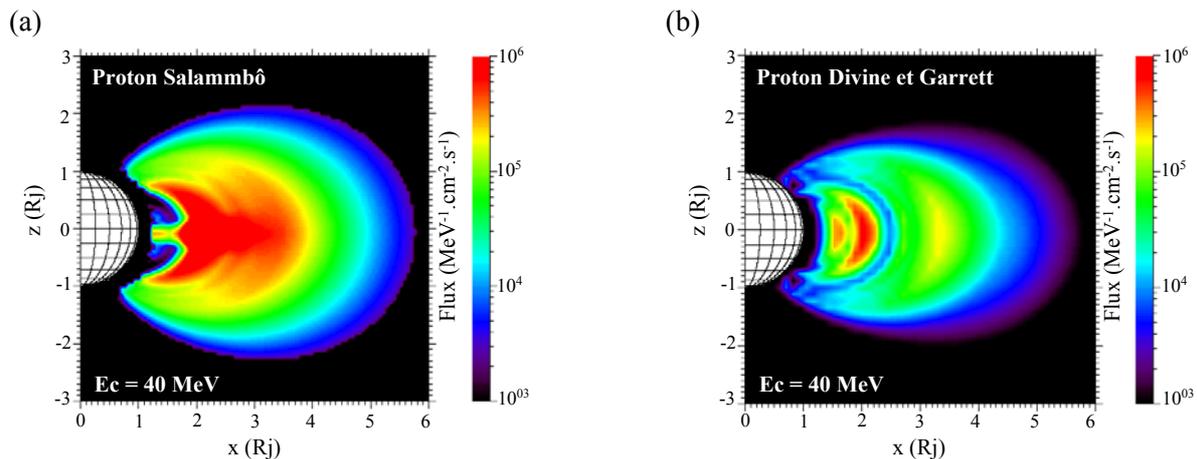


Figure IV.2-9 : Cartographies de flux différentiels omnidirectionnels de protons ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) de 40 MeV dans un plan méridien magnétique : (a) modèle Salammbô ; (b) modèle de Divine et Garrett.

#### IV.2.4 Validation du modèle électron

##### a) Comparaison avec les mesures in-situ

Afin de valider notre modèle de ceintures de radiation, de Jupiter jusqu'à l'orbite d'Europe, des comparaisons entre les simulations issues de Salammbô et les observations sont essentielles. Dans un premier temps, les résultats de Salammbô vont être confrontés aux mesures de flux d'électrons obtenus lors des missions interplanétaires. Nous nous intéresserons plus particulièrement ici aux sondes Pioneer 10 et Pioneer 11.

Comme pour le modèle Salammbô utilisant le champ dipolaire [Santos-Costa et Bourdarie, 2001], les résultats issus de ces travaux vont être comparés avec les mesures des sondes Pioneer 10 (déc 1973) et Pioneer 11 (déc 1974). Les mesures de ces deux sondes se présentent sous forme de flux omnidirectionnels intégrés pour différentes gammes d'énergie :  $E_c > 0,5 \text{ MeV}$ ,  $E_c > 5 \text{ MeV}$ ,  $E_c > 21 \text{ MeV}$  et  $E_c > 31 \text{ MeV}$  [Van Allen et al., 1974, 1975 ; Van

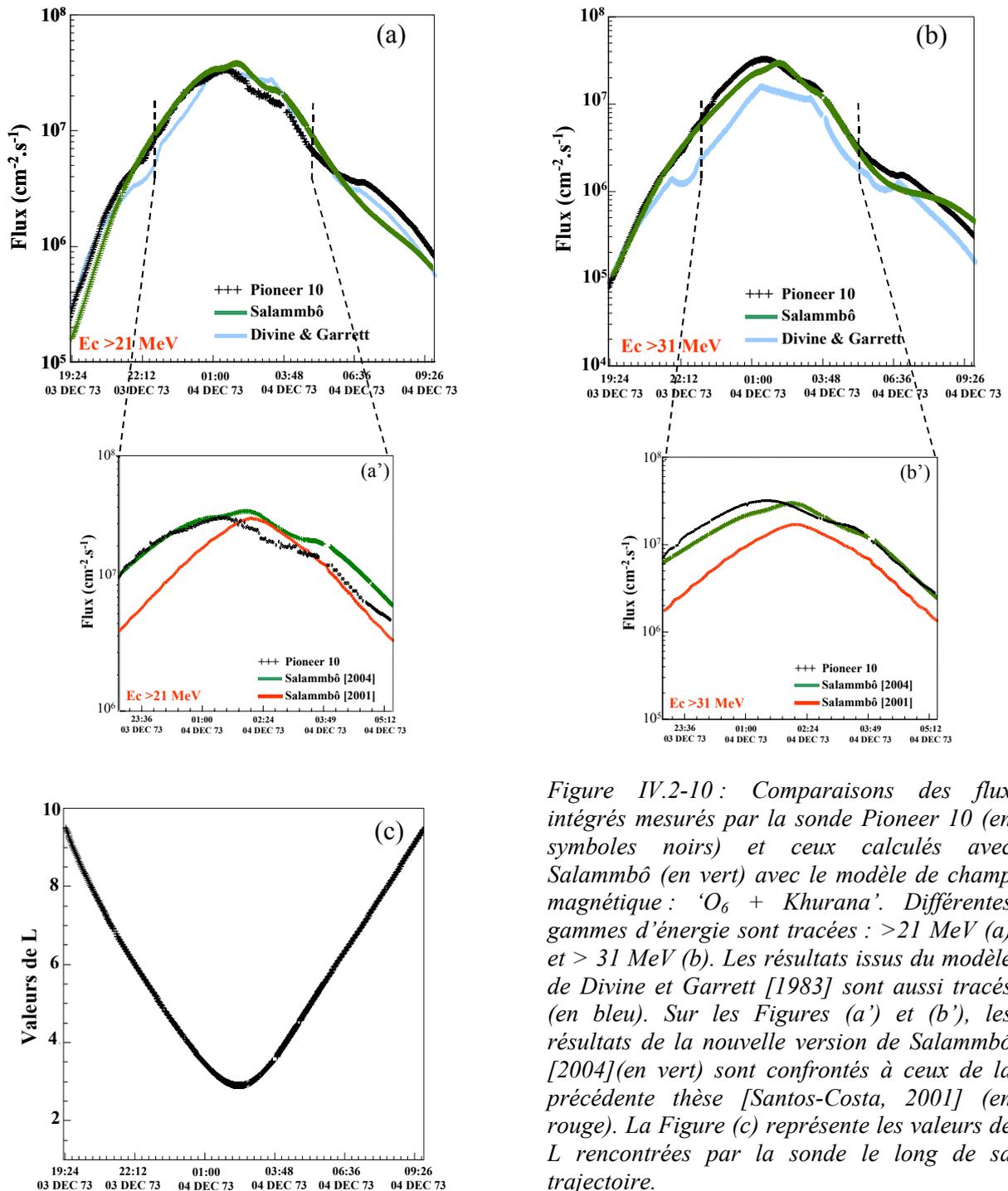
Allen, 1976]. Etant donné le domaine de validité du modèle nous nous intéresserons particulièrement aux deux dernières gammes d'énergie :  $> 21$  MeV et  $> 31$  MeV.

La Figure IV.2-10 et la Figure IV.2-11 présentent la comparaison des flux omnidirectionnels d'électrons ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) issus de Salammbô avec les mesures de la sonde Pioneer 10 (Figure IV.2-10) et celles de la sonde Pioneer 11 (Figure IV.2-11). Sur les Figures IV.2-10(a) et IV.2-11(a) ainsi que sur les Figures IV.2-10(b) et IV.2-11(b) sont tracées les mesures des sondes Pioneer (en noir) pour des électrons d'énergie supérieure à 21 MeV et à 31 MeV respectivement, ainsi que les flux issus de la dernière version de Salammbô (en vert) (après extension spatiale du modèle, modification du champ magnétique et de la condition limite), dans la région comprise entre le périapsis de la trajectoire de chaque sonde et  $L = 9,5$  (voir Figure IV.2-10(c) et IV.2-11(c)). Pour compléter les figures, les flux résultant du modèle empirique de Divine et Garrett [1983], ont aussi été tracés (en bleu). De plus, pour avoir une idée précise des conséquences de la modification du modèle Salammbô sur les flux d'électrons, les résultats de l'ancienne version de Salammbô obtenus lors de la précédente thèse [Santos-Costa, 2001] ont aussi été tracés (en rouge) et sont confrontés aux nouveaux résultats (en vert) sur les Figures IV.2-10(a') et IV.2-11(a') dans le cas des électrons d'énergie supérieure à 21 MeV et sur les Figures IV.2-10(b') et IV.2-11(b') pour les électrons d'énergie supérieure à 31 MeV. Dans l'ancienne version de Salammbô, les comparaisons avec les mesures de Pioneer n'étaient effectuées que jusqu'à  $L = 5$ .

Dans un premier temps, la Figure IV.2-10 et la Figure IV.2-11 nous montrent qu'il existe un bon accord entre les résultats de Salammbô, les observations de Pioneer et le modèle de Divine et Garrett. Les principales variations mesurées par Pioneer sont bien reproduites par Salammbô, spécialement près de la planète où les pertes locales sont dues aux satellites joviens (Figure IV.2-11). De plus, les différences entre les flux résultant de Salammbô et les mesures de Pioneer sont inférieures à un facteur 3, ce qui apparaît comme un très bon résultat étant donné l'ordre de grandeur des flux. Cependant, il existe une exception dans la comparaison avec les mesures de la sonde Pioneer 11, où un facteur 20 est visible dans le pire des cas, le 03/12/1974 vers 04h00 (Figures IV.2-11(b)). Cette différence peut avoir plusieurs origines : tout d'abord le modèle de champ magnétique. En effet, le modèle de champ magnétique utilisé est certes plus réaliste qu'un champ dipolaire mais ne représente tout de même pas exactement le champ magnétique réel. Cependant, l'hypothèse la plus probable pour expliquer cette différence entre les flux de Salammbô et les mesures de Pioneer 11 est la distribution en angle d'attaque de la condition limite introduite dans Salammbô. La sonde Pioneer 11 est passée à des latitudes plus élevées que la sonde Pioneer 10, ce qui correspond à des angles d'attaque plus faibles. De plus, il semble que la différence entre les mesures de Pioneer 11 et les flux de Salammbô augmente avec l'énergie (différence plus importante sur les flux à 31 MeV que sur les flux à 21 MeV). Il est donc possible que la distribution en angle d'attaque de la condition limite introduite dans Salammbô (Figure IV.2-1) soit dépendante de l'énergie, même pour des énergies relativement proches.

Dans un deuxième temps, regardons les conséquences de la modification du modèle Salammbô (extension spatiale, nouveau modèle de champ magnétique, nouvelle condition limite) en comparant les flux issus de Salammbô version 2004 et ceux issus de la précédente thèse [2001] sur les Figures IV.2.10(a' et b') et IV.2-11(a' et b'). On rappelle que lors de la précédente thèse, les comparaisons n'étaient effectuées que jusqu'à 5 R<sub>J</sub>. On remarque, en ce qui concerne la sonde Pioneer 10, que les flux d'électrons de la nouvelle version de Salammbô (en vert) sont beaucoup plus proche des observations que les flux issus de la précédente thèse (en rouge). En effet, les variations et le niveau du flux d'électrons sont

mieux représentés. En ce qui concerne le cas de la sonde Pioneer 11, les Figure IV.2-11(a') et IV.2-11(b') montrent que dans la région la plus interne ( $< 3 R_j$ ), les variations des flux dues aux satellites naturels sont un peu mieux reproduites par la nouvelle version de Salammbô que lors de la précédente thèse. En effet, les dépressions de flux causés par les lunes étaient parfois légèrement décalées par rapport aux mesures de Pioneer dans le cas de l'ancienne version de Salammbô [Santos-Costa, 2001], ce qui n'est plus le cas maintenant. Ceci est dû au nouveau modèle de champ magnétique introduit dans Salammbô, plus réaliste que le modèle de champ dipolaire utilisé auparavant.



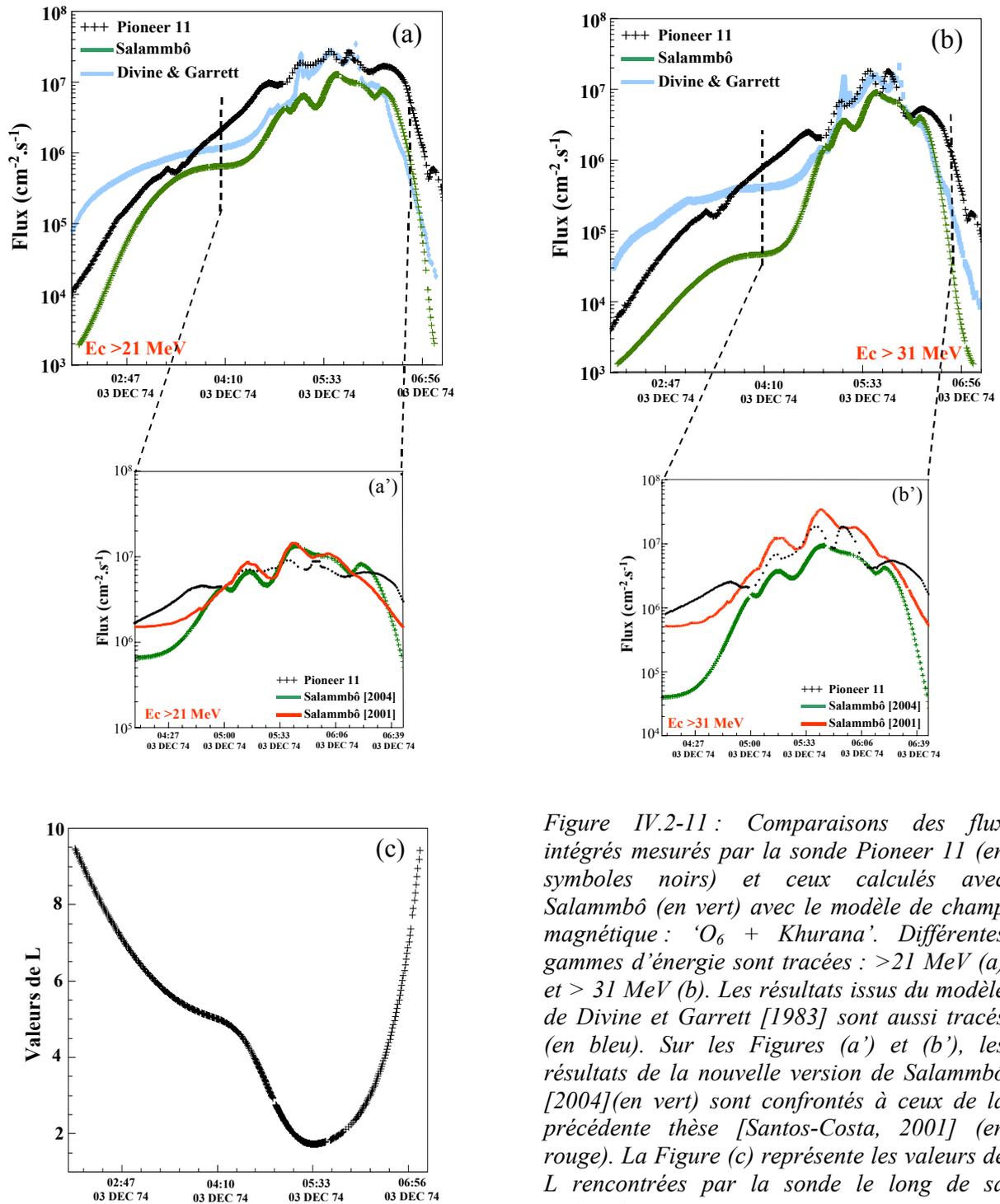


Figure IV.2-11 : Comparaisons des flux intégrés mesurés par la sonde Pioneer 11 (en symboles noirs) et ceux calculés avec Salammbo (en vert) avec le modèle de champ magnétique : 'O<sub>6</sub> + Khurana'. Différentes gammes d'énergie sont tracées : >21 MeV (a) et > 31 MeV (b). Les résultats issus du modèle de Divine et Garrett [1983] sont aussi tracés (en bleu). Sur les Figures (a') et (b'), les résultats de la nouvelle version de Salammbo [2004] (en vert) sont confrontés à ceux de la précédente thèse [Santos-Costa, 2001] (en rouge). La Figure (c) représente les valeurs de L rencontrées par la sonde le long de sa trajectoire.

Dans la partie la plus externe des graphiques ( $> 3 R_j$ ), on note que les flux issus de la nouvelle version de Salammbo (en vert) sont beaucoup moins proches des observations que ceux issus de la précédente thèse (en rouge). Les raisons de la différence entre observations et simulations dans cette région ont déjà été évoquées précédemment : la distribution en angle d'attaque des électrons énergétiques. Dans la thèse précédente, la condition limite intégrée dans Salammbo était isotrope, alors que ce n'est plus le cas dans la nouvelle version de Salammbo. L'anisotropie en angle d'attaque est responsable de la différence entre les flux de l'ancienne et ceux de la nouvelle version de Salammbo sur ces figures. Pour améliorer les flux

d'électrons dans cette région, une étude précise de la distribution en angle d'attaque des électrons énergétiques en fonction de leur énergie est nécessaire.

**Remarques** : il est important de souligner que les Figures IV.2-10 et IV.2-11 montrent un assez bon accord entre les résultats issus du modèle de Divine et Garrett [1983] et les résultats issus de Salammbô alors que les cartographies présentées précédemment (Figure IV.2-8) montraient des différences importantes entre les deux modèles particulièrement près de la planète ( $r < 2,6 R_j$ ). Ceci s'explique par le fait que les flux tracés sur les cartographies de la Figure IV.2-8 sont des flux différentiels, c'est-à-dire pour une énergie donnée, alors que les flux représentés sur les Figures IV.2-10 et IV.2-11 sont des flux intégrés en énergie. Il peut exister des différences considérables pour une énergie fixée sans pour autant avoir de telles différences lorsqu'on intègre les flux en énergie.

En ce qui concerne le modèle empirique de Divine et Garrett, les Figures IV.2-10 et IV.2-11 nous montrent qu'il permet de très bien reproduire les observations des sondes Pioneer 10 et 11. Cependant, nous verrons au paragraphe suivant, que la validation du modèle par comparaison avec des mesures de sondes est nécessaire mais pas suffisante.

Pour conclure, les comparaisons entre les résultats issus de Salammbô et les mesures de Pioneer tendent à montrer que les processus physiques introduits dans Salammbô sont correctement modélisés et que ces observations peuvent être bien reproduites par un modèle physique tel que Salammbô, jusqu'à l'orbite d'Europe.

Sur la Figure IV.2-12, nous avons représenté les flux d'électrons d'énergie supérieure à 3,2 MeV mesurés par EPI, dans la gamme E1, mais aussi les flux issus du modèle de Divine et Garrett ainsi que ceux issus de Salammbô. Globalement, les flux issus de Salammbô et du modèle de Divine et Garrett reproduisent bien les flux mesurés par EPI. Les flux de Divine et Garrett sont légèrement supérieurs à ceux de EPI alors que ceux issus de Salammbô sont légèrement inférieurs. On note un facteur 3, au maximum, entre les mesures de EPI et les flux de Salammbô. On remarque aussi que les flux issus du modèle de Divine et Garrett chutent fortement à 1,4 R<sub>j</sub> puis remonte un peu vers 1,3 R<sub>j</sub>. Ceci n'est pas observé dans les mesures de EPI ni dans les flux issus de Salammbô.

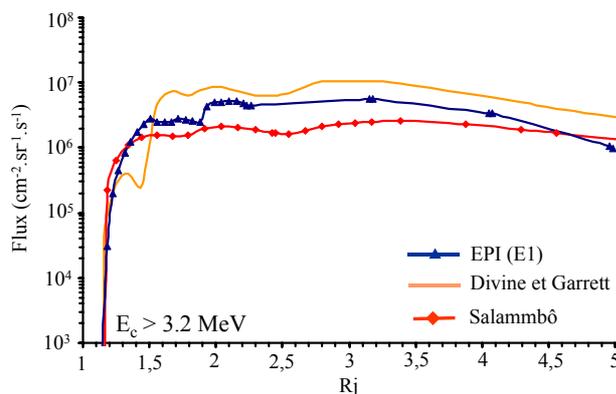


Figure IV.2-12 : Flux d'électrons ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) d'énergie supérieure à 3,2 MeV mesurés par la gamme E1 de EPI, ainsi que les flux issus du modèle de Divine et Garrett [1983] et issus de Salammbô.

### b) Comparaison avec les observations synchrotron

Afin d'aller plus loin dans la comparaison avec les observations, les résultats issus de Salammbô peuvent aussi être confrontés aux observations radio-astronomiques et plus particulièrement à l'émission synchrotron de Jupiter (cf II.2). Avec Salammbô et un modèle

d'imagerie synchrotron, nous sommes capables d'obtenir des images à deux dimensions de l'émission synchrotron de Jupiter, que nous pouvons comparer à celles issues des campagnes d'observations. Deux sortes d'images vont être présentées ici : les images synchrotron en intensité totale (type VLA) mais aussi les images synchrotron en polarisation linéaire. Dans les simulations de Salammbô, le modèle de champ magnétique utilisé est 'O<sub>6</sub> + Khurana'.

(i) Image 2D en intensité totale

Tout d'abord, nous allons comparer les images synchrotron obtenues à partir de Salammbô avec les images du VLA (Very Large Array). La Figure IV.2-13(a) représente l'image obtenue au VLA en intensité totale (paramètre de Stokes I), convertie en température de brillance à 1424 MHz (21 cm) en mai 1997 [Dulk et al., 1999b]. La configuration géométrique de cette image est caractérisée par deux paramètres : D<sub>E</sub> (déclinaison de la Terre en coordonnées joviographiques) égal à 0° et λ<sub>III</sub>(CML) (longitude) égal à 20°.

Dans toutes les images en intensité totale présentées dans ce chapitre, les valeurs des isocontours correspondent à un pourcentage du maximum de brillance : 10%, 20%, 30%, 35%, 40%, 45%, 50%, 60%, 70%, 80%, 90%. De même pour faciliter toute comparaison chaque ensemble d'image est présenté avec la même échelle de couleur.

Sur la Figure IV.2-13(b), une image synchrotron, avec les mêmes paramètres et la même résolution que l'image du VLA, est tracée en utilisant le modèle de Divine et Garrett [1983]. Nous pouvons tout d'abord remarquer dans le panneau (b) que le maximum de brillance obtenu (2025 K) est supérieur à celui de l'image du VLA (1270 K) d'un facteur 1,5 environ. Quant à la distribution spatiale, elle n'est pas du tout en accord avec les observations du VLA. En effet, les émissions à hautes latitudes et l'asymétrie longitudinale ne sont pas du tout respectées.

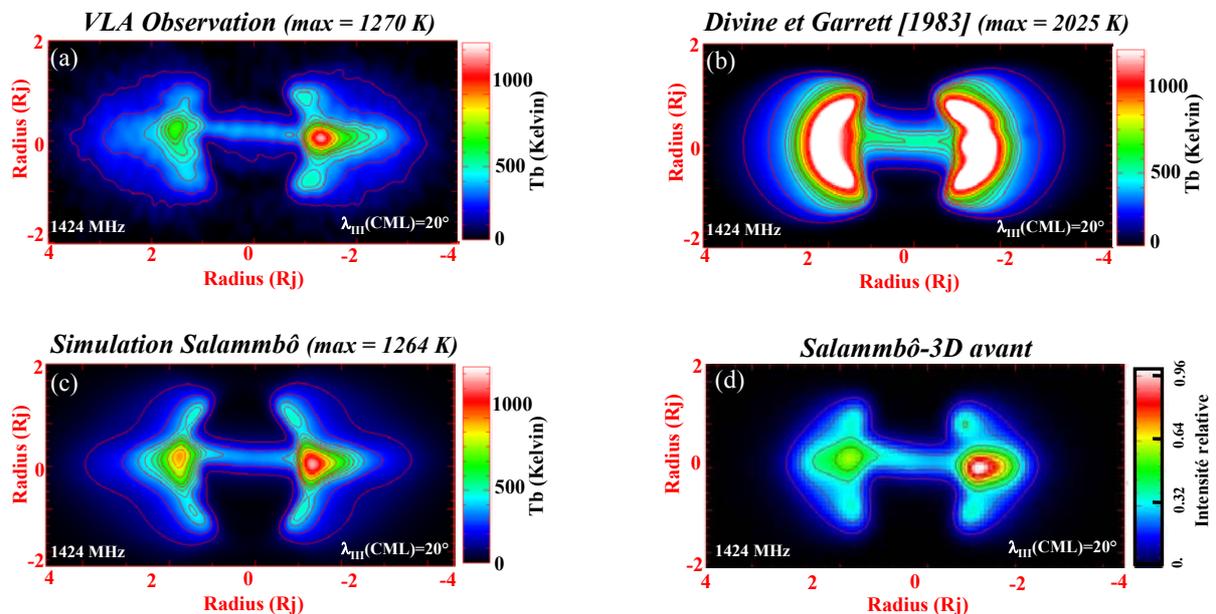


Figure IV.2-13 : Images 2D de l'émission synchrotron des ceintures de radiation d'électrons de Jupiter (intensité totale) à 1424 MHz (21 cm) pour D<sub>E</sub> = 0° et λ<sub>III</sub>(CML) = 20°. (résolution de l'image : 6,30" × 4,44"). (a) : observation du VLA. (b) : simulation utilisant le modèle de Divine et Garrett. (c) : simulation Salammbô utilisant le modèle de champ magnétique 'O<sub>6</sub> + Khurana'. (d) : simulation Salammbô issue de la thèse de Daniel Santos-Costa [2001].

Le modèle Salammbô, quant à lui, permet d'obtenir de meilleures images synchrotron, comme nous pouvons facilement le voir sur la Figure IV.2-13(c). Le maximum de brillance de la simulation de Salammbô, 1264 K, est le même que celui de l'image du VLA égal à 1270 K. En ce qui concerne la distribution des électrons, celle-ci est très bien reproduite. En effet, nous pouvons observer un maximum de brillance à l'équateur et deux émissions secondaires à hautes latitudes. Le rapport entre les émissions secondaires et l'émission à l'équateur est très bien respecté. La position du maximum de brillance à l'équateur à 1,3 R<sub>J</sub> sur les simulations de Salammbô est la même que sur l'image du VLA. Quant à l'asymétrie longitudinale, elle est aussi très bien reproduite avec un maximum de brillance à droite contre très peu d'émission à gauche.

Dans l'ancienne version de Salammbô, en champ dipolaire [Santos-Costa, 2001], des images de l'émission synchrotron avaient été obtenues. La Figure IV.2-13(d) permet d'apprécier les modifications et les améliorations engendrées sur les images synchrotron en utilisant la nouvelle version de Salammbô. Les améliorations majeures effectuées dans la nouvelle version de Salammbô résident dans la condition limite utilisée ainsi que dans le modèle de champ magnétique, dipolaire dans l'ancienne version et 'complexe' maintenant. De plus, dans l'ancienne version, les images étaient tracées en intensité relative (Figure IV.2-13(d)), c'est-à-dire normalisées par rapport au maximum de brillance, alors que l'on travaille maintenant directement en intensité absolue, c'est-à-dire en température de brillance. En ce qui concerne la distribution spatiale des électrons, le problème majeur qui apparaissait dans les anciennes images synchrotron était une extension radiale de l'émission à l'équateur moins étendue que sur les observations (Figure IV.2-13(a)). La Figure IV.2-13(c) nous montre que ce problème a été en grande partie résolu dans la nouvelle version de Salammbô. De même, les émissions à hautes latitudes sont définies avec plus de précision. Finalement, on peut noter que le maximum central est aussi mieux représenté et surtout il est maintenant exactement à la bonne distance radiale.

Après avoir comparé les résultats de Salammbô avec les observations du VLA pour une configuration géométrique donnée, c'est-à-dire pour un  $D_E$  et un  $\lambda_{III}(CML)$  fixés, il est maintenant intéressant de vérifier la cohérence entre les simulations de Salammbô et les images du VLA au cours de la rotation de la planète, c'est à dire pour d'autres valeurs de  $\lambda_{III}(CML)$ . La Figure IV.2-14 représente donc des images synchrotron 2D à 1424 MHz, pour  $D_E = 0^\circ$  et pour plusieurs  $\lambda_{III}(CML)$  :  $0^\circ$ ,  $100^\circ$ ,  $180^\circ$  et  $260^\circ$  [Dulk et al., 1999b]. À gauche sont représentées les observations du VLA, au centre les images obtenues à partir des résultats de Salammbô, version 2004 et à droite les images obtenues lors de la thèse précédente [Santos-Costa, 2001] (pour  $\lambda_{III}(CML) = 100^\circ$ ,  $180^\circ$  et  $260^\circ$ ). Les images simulées ont la même résolution que celles du VLA pour un  $\lambda_{III}(CML)$  donné.

Comparons tout d'abord les résultats obtenus à partir de la nouvelle version de Salammbô (au centre) et les observations du VLA (à gauche). L'alternance Est-Ouest du maximum de brillance à l'équateur au cours de la rotation de la planète est correctement reproduite par notre modèle : le maximum en intensité migre progressivement de l'Ouest jovien à  $\lambda_{III}(CML) = 0^\circ$ , à l'Est jovien à  $\lambda_{III}(CML) = 180^\circ$ , puis rebascule doucement vers l'Ouest jovien à  $\lambda_{III}(CML) = 260^\circ$ . Rappelons que cette alternance du maximum de brillance de part et d'autre de la planète est dû à l'inclinaison de l'axe magnétique par rapport à l'axe de rotation de la planète (« tilt » du dipôle) [Dulk et al., 1997]. Les zones d'émissions secondaires, plus ou moins présentes selon le  $\lambda_{III}(CML)$ , sont également bien représentées sur nos images. Cependant nous pouvons noter que pour certains  $\lambda_{III}(CML)$ , l'intensité de l'émission à l'équateur des images issues de Salammbô est un peu trop importante par rapport

aux images du VLA, particulièrement dans le cas du  $\lambda_{III}(CML) = 180^\circ$ . Cependant, il ne faut pas oublier que les images du VLA produite pour chaque  $\lambda_{III}(CML)$  englobent les données recueillies pour les longitudes comprises dans l'intervalle  $[CML-10^\circ ; CML+10^\circ]$  [de Pater, 1980b ; Leblanc et al., 1997], alors que les simulations de notre modèle sont à un  $\lambda_{III}(CML)$  fixé. Ceci peut expliquer les quelques différences observées sur les images. En ce qui concerne la zone la plus externe des images synchrotron ( $> 3 R_j$ ), elle est aussi bien reproduite sur les images simulées. On peut cependant noter quelques différences minimales sur la forme de l'isocontour à 10 % (le plus à l'extérieur de l'image). Ces différences, négligeables étant donnée la sensibilité des images aux paramètres d'entrée, peuvent provenir de la condition limite (distribution en angle d'attaque) ou encore du bruit de fond dans les observations du VLA.

Comparons, dans un deuxième temps, les images synchrotron issues de la nouvelle version de Salammbô (au centre) et celles obtenues lors de la thèse précédente (à droite) [Santos-Costa, 2001]. On observe que les améliorations apportées au modèle (nouveau modèle de champ magnétique, extension spatiale du modèle et nouvelle condition limite) ont permis d'obtenir des images synchrotron plus proches des observations qu'auparavant. Tout d'abord les images sont en intensité absolue (température de brillance) et non en intensité relative. D'autre part, comme nous l'avons mentionné dans le cas de la Figure IV.2-13(d), le problème de l'extension spatiale de l'émission à l'équateur a été résolu, quelle que soit la longitude. Et enfin, les maxima à hautes latitudes, plus ou moins présents suivant la longitude, sont représentés de façon plus précise que dans les images de la thèse précédente.

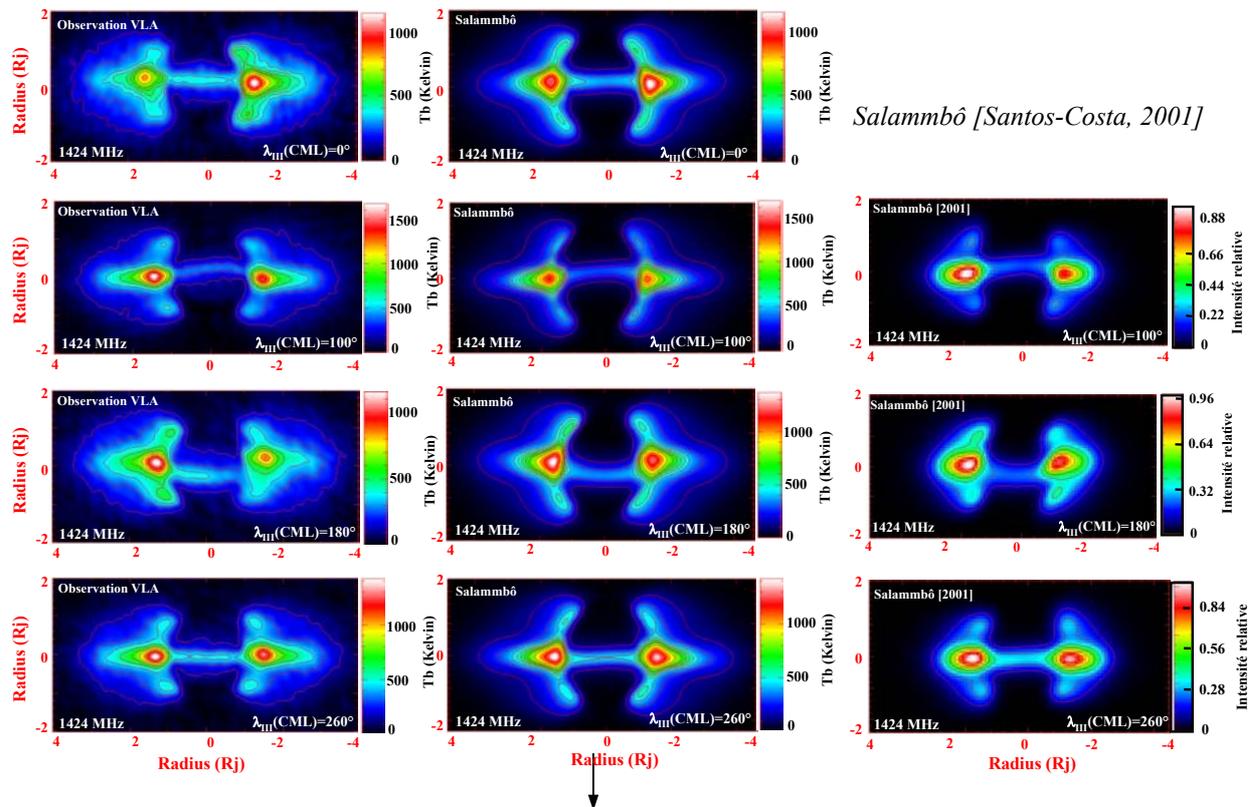


Figure IV.2-14 : Images synchrotron des ceintures de radiation de Jupiter à 1424 MHz, pour  $D_E = 0^\circ$  et pour différentes longitudes ( $\lambda_{III}(CML)$ ) :  $0^\circ$ ,  $100^\circ$ ,  $180^\circ$  et  $260^\circ$ . A gauche : observations VLA [Dulk et al., 1999b] ; au centre : simulations Salammbô nouvelle version ; à droite : images synchrotron déduites du modèle Salammbô de la précédente thèse.

Il est aussi possible de comparer les résultats de Salammbô avec les observations du VLA pour une autre fréquence : 5000 MHz (6 cm) (Figure IV.2-15). L'émission synchrotron à cette fréquence provient d'électrons de plus hautes énergies que précédemment. La Figure IV.2-15(a) représente l'émission synchrotron en intensité totale observée par le VLA [Leblanc et al., 1997] en mai 1997 avec  $D_E$  et  $\lambda_{III}$  (CML) respectivement égaux à  $0^\circ$  et  $20^\circ$ . Pour cette fréquence, le maximum de brillance est égal à 77 K. En ce qui concerne la distribution spatiale des électrons, elle est approximativement la même que celle à 1424 MHz (Figure IV.2-13(a)) : le maximum de brillance à l'équateur est présent ainsi que les émissions secondaires à hautes latitudes. Cependant quelques différences sont à souligner. Tout d'abord, l'émission à l'équateur est un peu moins étendue que dans le cas de l'image à 1424 MHz. De plus le rapport d'intensité entre le maximum de brillance à l'équateur et les émissions à hautes latitudes est un peu plus faible qu'à 21 cm.

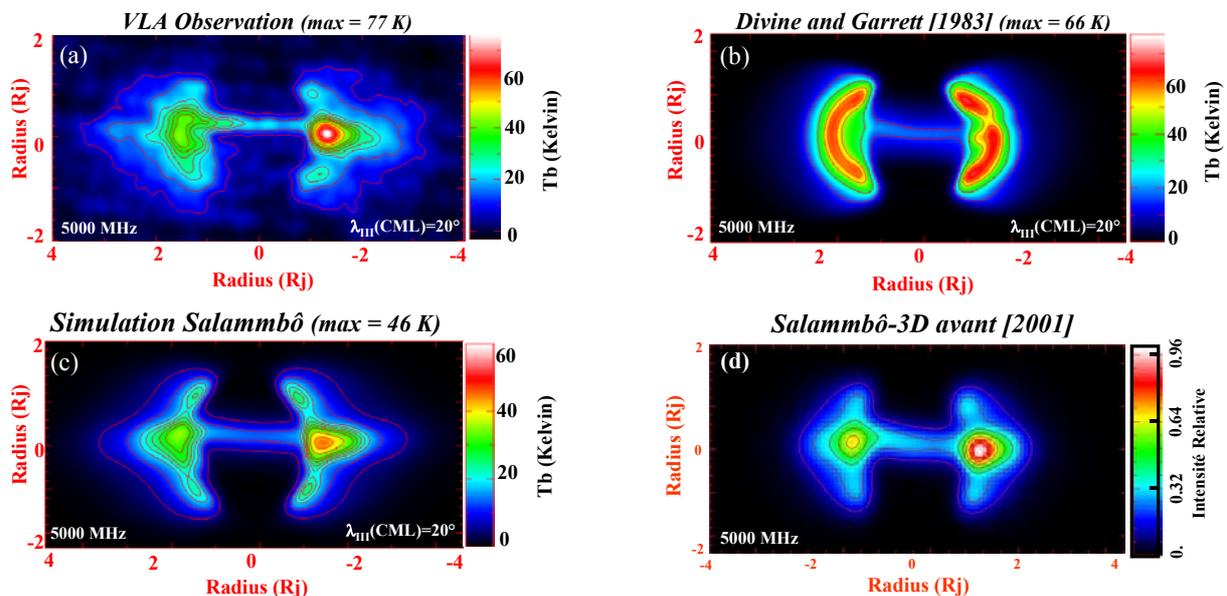


Figure IV.2-15 : Images 2D de l'émission synchrotron des ceintures de radiation d'électrons de Jupiter (intensité totale) à 5000 MHz (6 cm) pour  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}$ (CML) =  $20^\circ$ . (résolution de l'image :  $6,30'' \times 4,44''$ ). (a) : observation du VLA. (b) : simulation utilisant le modèle de Divine et Garrett. (c) : simulation Salammbô utilisant le modèle de champ magnétique ' $O_6 + Khurana$ '. (d) : simulation Salammbô issue de la thèse de Daniel Santos-Costa [2001].

La Figure IV.2-15(b) représente l'image synchrotron obtenue en utilisant le modèle de Divine et Garrett [1983]. Cette fois ci, le maximum de brillance de la simulation est inférieur à celui du VLA (66 K). Compte tenu de la même comparaison à 1424 MHz, ceci est révélateur d'un spectre en énergie qui décroît trop vite en fonction de l'énergie. Quant à la distribution spatiale, elle n'est pas reproduite du tout. Lorsque l'on regarde les simulations de Salammbô [2004] (IV.2-15(c)), les conclusions sont les mêmes que pour la fréquence précédente : la distribution spatiale et l'asymétrie longitudinale sont assez bien reproduites. On observe cependant un peu trop de particules à hautes latitudes et le maximum de brillance à l'équateur n'est pas assez élevé (46 K). Comme dans le cas des images à 1424 MHz, l'échelle de couleur est linéaire et l'image est donc très sensible aux différents paramètres d'entrées de Salammbô. Une légère modification des paramètres d'entrées peut engendrer une modification importante de l'image. Enfin, la Figure IV.2-15(d), représente l'image synchrotron issue de la thèse précédente. Si l'on compare la Figure IV.2-15(c) et la Figure IV.2-15(d), les remarques sont les mêmes que pour la fréquence et les longitudes

précédentes : intensité absolue et non plus relative, extension spatiale de l'émission à l'équateur et meilleure définition des maxima à hautes latitudes.

En conclusion, les images synchrotron obtenues à partir de la nouvelle version de Salammbô, définie lors de cette thèse, sont bien plus proches des observations que celles issues du modèle de Divine et Garrett [1983] et ont été largement améliorées par comparaison avec les images synchrotron de la thèse précédente [Santos-Costa, 2001].

### (ii) Image 2D en polarisation linéaire

Toutes les images représentées ci-dessus, sont des images en intensité totale (paramètre de Stokes I), convertie en température de brillance. Avec Salammbô et le modèle d'imagerie synchrotron, nous sommes désormais capable de décomposer l'intensité totale en polarisation linéaire horizontale et polarisation linéaire verticale (II.2.5d).

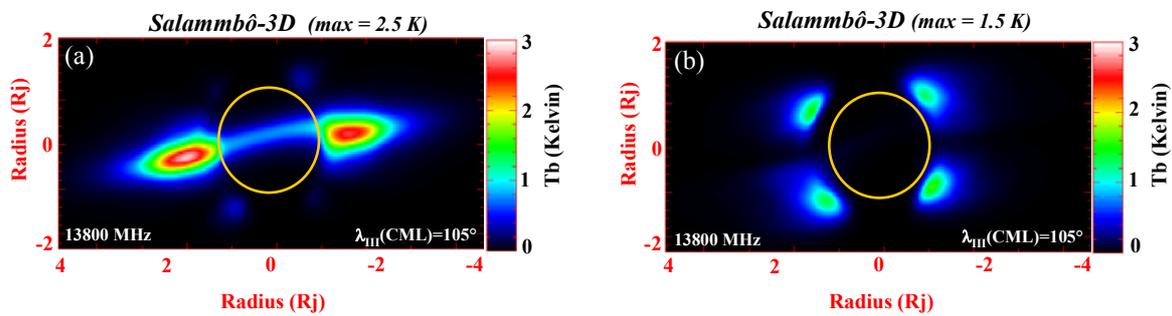


Figure IV.2-16 : Images 2D de l'émission synchrotron de Jupiter à 13800 MHz (2,2 cm) simulées avec le code Salammbô pour  $D_E = -1,2^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 105^\circ$ . (a) : polarisation linéaire horizontale. (b) : polarisation linéaire verticale.

La Figure IV.2-16 montre des images synchrotron 2D en polarisation linéaire horizontale (Figure IV.2-16(a)) et polarisation linéaire verticale (Figure IV.2-16(b)) à 13800 MHz (2,2 cm) simulées. La configuration géométrique utilisée est  $D_E = -1,2^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 105^\circ$ . Ces deux images montrent que l'émission à l'équateur est essentiellement polarisée linéairement dans la direction horizontale (Figure IV.2-16(a)) alors que les émissions à hautes latitudes sont polarisées linéairement dans la direction verticale (Figure IV.2-16(b)).

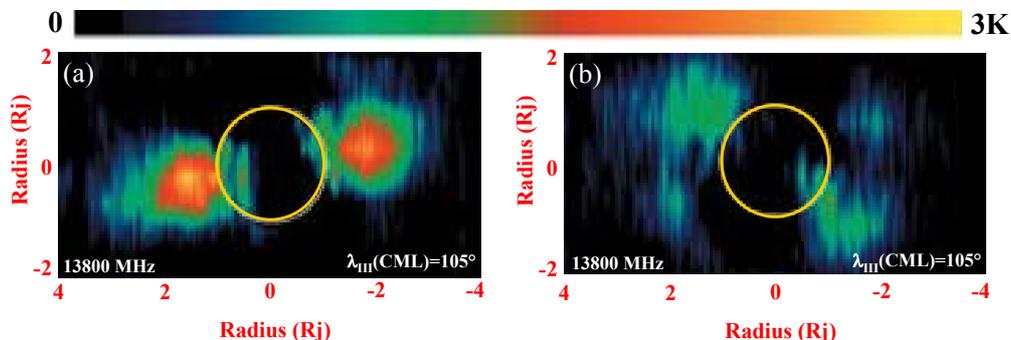


Figure IV.2-17 : Images 2D de l'émission synchrotron de Jupiter à 13800 MHz (2,2 cm) observées par Cassini pour  $D_E = -1,2^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 105^\circ$ . (a) : polarisation linéaire horizontale. (b) : polarisation linéaire verticale [Bolton et al., 2002].

Pour estimer la validité de ces deux simulations, elles peuvent être comparées avec les images de l'émission synchrotron de Jupiter prises par Cassini, représentées sur la Figure IV.2-17, à la même fréquence, 13800 MHz et pour la même configuration géométrique ( $D_E = -1,2^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 105^\circ$ ) [Bolton et al., 2002]. Sur ces images, l'émission thermique de la planète a été enlevée. Il est important de préciser qu'à cette fréquence, l'émission synchrotron non-thermique, observée sur ces images, représente environ 1% de l'émission thermique de la planète. Il est donc très difficile d'obtenir des mesures de l'émission synchrotron non-thermique à cette fréquence. Cependant, ces images montrent que la forme de l'émission synchrotron de Jupiter en polarisation linéaire horizontale et verticale est la même que dans les simulations de Salammbô: l'émission à l'équateur est polarisée dans la direction horizontale et les émissions à hautes latitudes dans la direction verticale. De plus, le maximum de brillance de nos simulations et celui des observations de Cassini sont du même ordre de grandeur : 2,5 K dans les simulations de Salammbô et 3 K sur les images de Cassini [Bolton et al., 2002] et est situé du même côté de la planète, l'Est jovien.

Ainsi, cette étude de l'émission synchrotron de Jupiter en polarisation linéaire, décomposée verticalement et horizontalement conforte les distributions en angle d'attaque des électrons obtenues avec Salammbô-3D.

### (iii) Variation en fonction du CML

L'émission synchrotron de Jupiter possède des variations à cours terme dues à la géométrie du champ magnétique jovien qui varie avec la rotation de la planète. Ces variations sont communément représentées sur une courbe appelée 'Beaming curve', c'est à dire la densité de flux non-thermique de l'émission synchrotron exprimée en jansky ( $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W.Hz}^{-1}.\text{m}^{-2}$ ) en fonction de  $\lambda_{III}(CML)$ .

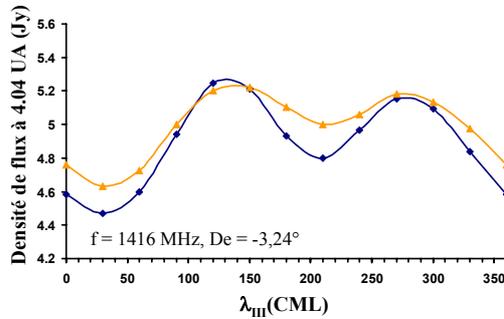
A partir du modèle d'imagerie synchrotron et des images à deux dimensions, nous sommes capables de calculer la densité de flux non-thermique pour un  $\lambda_{III}(CML)$  donné et ainsi tracé une 'beaming curve' (cf II.2.5c) [Sicard et al., 2004]. Afin de valider une fois de plus le modèle, nous allons comparer les variations à cours terme de l'émission synchrotron de Jupiter obtenues à partir de Salammbô et des observations.

Deux exemples ont été choisis : les observations du NRT (Nancay Radio Telescope) de 1994 (avant l'impact de SL9) à 1416 MHz (21 cm) où  $D_E$  était égal à  $-3,24^\circ$  [Galopeau et al., 1996] et les observations de Goldstone de 1996 à 2295 MHz (13 cm) où le  $D_E$  était égal à  $-1,75^\circ$  [Klein et al., 1997]. Dans les deux cas, la densité de flux est normalisée à une distance de 4,04 UA (unité astronomique). La Figure IV.2-18 représente les beaming curves déduites des observations, à 1416 MHz (a) et à 2295 MHz (b) (losanges) ainsi que celles issues de Salammbô (triangles).

Dans un premier temps, nous pouvons dire que la forme caractéristique des 'beaming curves' est bien reproduite dans nos simulations : deux maxima autour de  $\lambda_{III}(CML) = 130^\circ$  et  $280^\circ$  et deux minima autour de  $\lambda_{III}(CML) = 30^\circ$  et  $210^\circ$ . On rappelle que la longitude des maxima et des minima est dépendante de  $D_E$  mais dans les deux exemples choisis ici, le  $D_E$  étant relativement proche, cette différence dans la localisation des maxima n'est pas très visible.

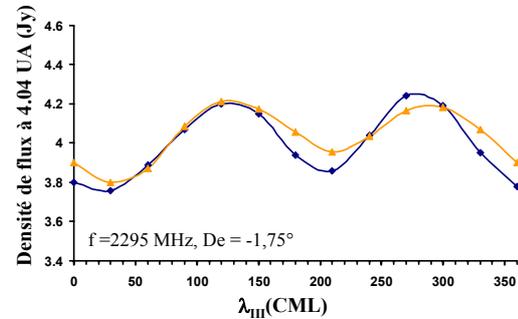
En ce qui concerne l'intensité des maxima et des minima des 'beaming curves', la Figure IV.2-18 montre qu'il existe quelques différences (toutefois faibles en valeur relative)

entre nos simulations et les observations. Dans les deux simulations, l'intensité des maxima est très bien reproduite : environ 5,2 Jy à 1416 MHz (a) et 4,2 Jy à 2295 MHz (b). Par contre l'intensité des minima est un peu moins bien respectée, notamment le minimum à  $\lambda_{III}(\text{CML}) = 210^\circ$  : à 1416 MHz (a) 5 Jy contre 4,8 Jy sur l'observation et à 2295 MHz (b) 4 Jy sur la simulation contre 3,85 Jy sur l'observation. Cependant, ceci ne représente qu'un faible pourcentage d'erreur : 4% environ dans les deux cas.



—◆— Observations [Galopeau et al., 1996]  
—▲— Simulation Salammbô

Figure IV.2-18(a) : Beaming curves à 1416 MHz pour  $D_E = -3,24^\circ$ , déduites des observations (losanges) [Galopeau et al., 1996] et de la simulation de Salammbô (triangles).



—◆— Observations [Klein et al., 1997]  
—▲— Simulation Salammbô

Figure IV.2-18(b) : Beaming curves à 2295 MHz pour  $D_E = -1,75^\circ$ , déduites des observations (losanges) [Klein et al., 1997] et de la simulation de Salammbô (triangles).

Il ne faut pas oublier que la densité de flux de l'émission synchrotron représentée sur les beaming curves est linéairement dépendante du flux d'électrons dans les ceintures. C'est à dire que si l'on diminue d'un facteur 2 les flux d'électrons dans les ceintures, la densité de flux de l'émission synchrotron va aussi diminuer d'un facteur 2. Sachant qu'une erreur d'un facteur 2 sur les flux est très facilement atteinte étant donné les ordres de grandeur, une erreur de 4% entre les beaming curves issues de Salammbô et les observations paraît faible.

Compte tenu des résultats présentés ci-dessus, nous pouvons conclure que l'étude de la variation à court terme de l'émission synchrotron non-thermique de Jupiter conforte encore un peu plus les résultats du modèle.

#### (iv) Remarque sur les variations à long terme (dépendance de $D_E$ )

L'origine des variations à long terme de l'émission synchrotron étant encore inconnue, plusieurs hypothèses ont été proposées pour expliquer cette dynamique (II.2.3). Nous examinons ici la possibilité qu'un changement de configuration géométrique dû au  $D_E$  soit à l'origine des variations à long terme de l'émission synchrotron [Hood, 1993a].

Le paramètre géométrique  $D_E$  varie entre  $-3,3^\circ$  et  $3,3^\circ$  durant chaque période orbitale de Jupiter d'une durée de 11,9 années terrestres [de Pater et Klein, 1989]. L'évolution de  $D_E$  en fonction du temps est représenté sur la Figure IV.2-19 (cadre du bas). Grâce à notre modèle Salammbô-3D et à notre modèle synchrotron, nous pouvons reconstruire l'évolution du flux radio (Jy) en fonction de  $D_E$ , où  $D_E$  est le seul paramètre variable alors que les flux de particules sont supposés constants dans le temps. Les résultats de cette simulation sont tracés sur la Figure IV-2.19. Ils montrent que les variations engendrées par  $D_E$  sont négligeables et

ne peuvent en aucun cas expliquer les variations du flux radio observées. Ainsi, les variations à long terme du flux radio ne dépendent pas de  $D_E$  [Sicard et al., 2004].

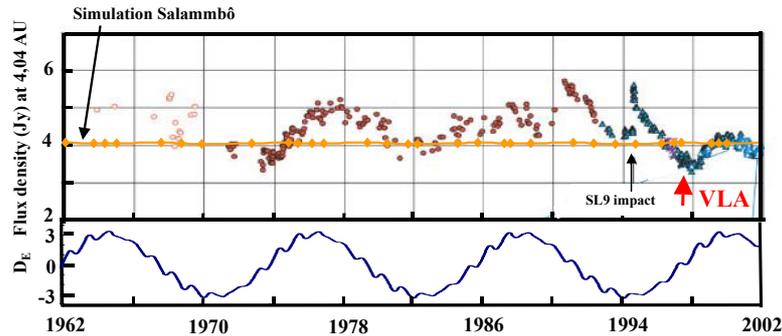


Figure IV.2-19 : Variations à long terme de l'émission synchrotron (Jy) à 2295 MHz (en haut). La courbe au centre du cadre du haut représente la variation du flux radio en fonction de  $D_E$  issus de Salammbô. Evolution de  $D_E$  en fonction du temps (en bas).

### IV.2.5 Validation des modèles protons et ions Hélium

Compte tenu des observations disponibles à l'intérieur de l'orbite de Io et de leur qualité (cf II), la seule chance de comparer les modèles de protons et d'ions est d'exploiter les mesures de la sonde Galileo et plus particulièrement les données du détecteur de particules énergétiques, EPI (Energetic Particle Investigation) [Fischer et al., 1996 ; Mihalov et al., 2000]. Les mesures de EPI tracées dans les prochaines figures sont issues de la publication de Fischer et al. [1996].

#### a) Protons

La Figure IV.2-20 et la Figure IV.2-21 représentent les flux de protons ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ), le long de la trajectoire de Galileo Probe, pour des énergies comprises entre 42 MeV et 131 MeV (gamme P1) et 62 MeV et 131 MeV (gamme P2) respectivement, mesurés par EPI, calculés à partir de Salammbô et déduits du modèle de Divine et Garrett [1983].

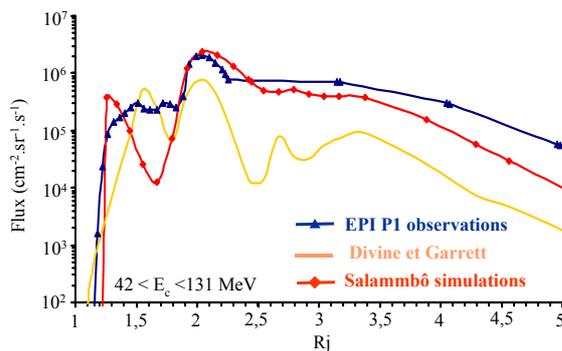


Figure IV.2-20 : Flux de protons ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) d'énergie comprise entre 42 MeV et 131 MeV mesurés par la gamme P1 de EPI, ainsi que les flux issus du modèle de Divine et Garrett [1983] et issus de Salammbô.

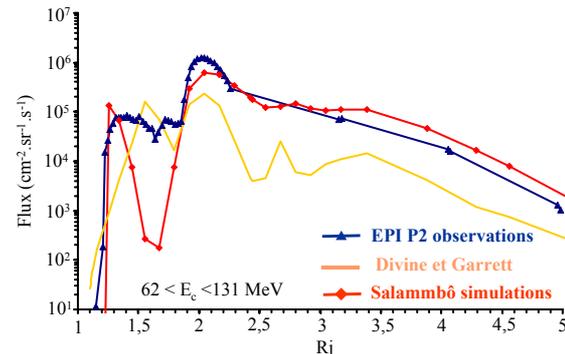


Figure IV.2-21 : Flux de protons ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) d'énergie comprise entre 62 MeV et 131 MeV mesurés par la gamme P2 de EPI, ainsi que les flux issus du modèle de Divine et Garrett [1983] et issus de Salammbô.

Dans un premier temps, nous pouvons constater que les flux issus du modèle de Divine et Garrett sont inférieurs, d'environ un facteur 10 en moyenne, par rapport aux mesures de EPI, au-delà de 2 Rj. L'effet des satellites Thébé (3,1 Rj) et Amalthée (2,6 Rj) est très marqué et l'on observe une augmentation des flux entre 2,5 et 2 Rj comme sur les mesures de EPI. On constate ensuite une diminution des flux à 1,8 Rj, due au système d'anneaux et aux deux premières lunes joviennes (Métis et Adrastée), également observée sur les mesures de EPI. Par contre, vers 1,6 Rj, les flux issus du modèle de Divine et Garrett diminuent fortement alors que ceux mesurés par EPI diminuent aux alentours de 1,2 Rj.

En ce qui concerne les flux déduits de notre modèle de ceintures de radiation de protons, ils reproduisent bien les mesures de EPI, au-delà de 2 Rj. En effet, on observe au maximum un facteur trois entre les deux gammes de EPI et les flux de Salammbô. De plus, l'effet des lunes, Amalthée et Thébé, est beaucoup moins marqué que sur les résultats issus du modèle de Divine et Garrett. Par contre, on observe une diminution brutale des flux de Salammbô entre 1,5 et 1,8 Rj. Les protons semblent être beaucoup trop perdus, en comparaison avec les mesures de EPI. Dans le cas de la Figure IV.2-20 les flux de Salammbô, dans cette région, sont environ 10 fois plus faibles que les données de EPI et 100 fois plus faibles dans le cas de la Figure IV.2-21. Comme nous l'avons déjà mentionné dans un paragraphe précédent (IV.1.1), plusieurs hypothèses peuvent expliquer cette différence. Tout d'abord, les flux de protons simulés à partir de Salammbô sont très sensibles aux différents paramètres d'entrée du modèle d'anneaux. Par conséquent, un raffinement du modèle d'anneaux dans cette région c'est-à-dire une étude plus approfondie des propriétés de l'anneau principal (densité, épaisseur optique) pourrait permettre d'améliorer le modèle dans cette région. La deuxième hypothèse, et non la moindre, concerne le processus physique CRAND (Cosmic Ray Albédo Neutron Decay). La modélisation et l'intégration dans Salammbô de ce phénomène physique représentant une source naturelle de protons énergétiques, pourrait avoir comme conséquence l'augmentation des flux dans la région considérée (1,5 et 1,8 Rj).

#### *b) He<sup>2+</sup>*

La Figure IV.2-22 représente les flux d'ions He<sup>2+</sup> (cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.sr<sup>-1</sup>), le long de la trajectoire de Galileo, pour des énergies comprises entre 62 MeV/nucléon et 136 MeV/nucléon (gamme HE). Les mesures de EPI sont tracées ainsi que les flux déduits de Salammbô. Globalement, les flux issus de Salammbô reproduisent correctement les mesures de EPI. Comme dans le cas des protons, on observe une augmentation des flux depuis la région externe jusqu'à 2 Rj environ, suivie d'une diminution brutale des flux, due à l'effet du système d'anneaux et plus particulièrement de l'anneau principal ('Main Ring'). Les mesures de EPI montrent un léger sursaut des flux entre 1,6 et 1,8 Rj, correspondant à l'orbite des deux premiers satellites, Métis et Adrastée. Le maillage de Salammbô, pas assez précis dans cette région ne nous permet pas de reproduire cette légère remontée de flux. Vers 1,6 Rj, les flux réaugmentent avant de rechuter brutalement à 1,2 Rj, aussi bien sur les mesures de EPI que sur les résultats de Salammbô, conséquence de l'interaction avec l'atmosphère de Jupiter.

La perte d'ion He<sup>2+</sup> vers 1,8 Rj, est directement liée au modèle d'anneaux de Jupiter. Pour obtenir des meilleures comparaisons entre les simulations de Salammbô et les données de EPI, des études supplémentaires et des nouvelles observations des anneaux de Jupiter sont essentielles.

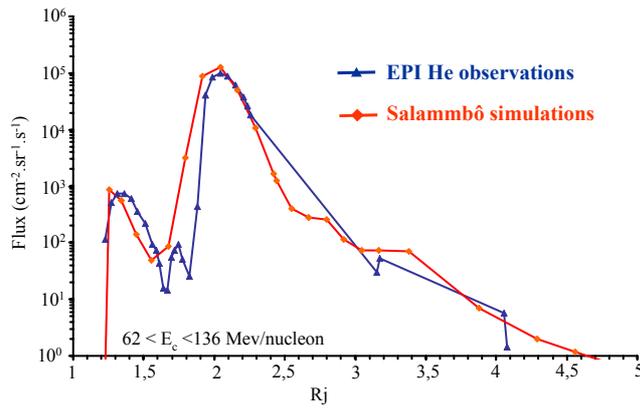


Figure IV.2-22 : Flux de  $He^{2+}$  ( $cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$ ) d'énergie comprise entre 62 MeV/nucléon et 136 MeV/nucléon mesurés par la gamme HE de EPI, ainsi que les flux issus de Salammbô.

Cette étude clos la validation du modèle de ceintures de radiation de Jupiter. Nous avons donc montré que non seulement notre modèle reproduit très bien les mesures des sondes Pioneer ou Galileo Probe mais peut également reproduire l'émission synchrotron non-thermique des électrons des ceintures, que ce soit à partir des images à deux dimensions ou de la densité de flux intégrée de l'émission. Au vu des résultats présentés ci-dessus, il apparaît que les processus physiques pris en compte dans Salammbô sont adéquats pour reproduire les observations. Ceci nous permet de justifier l'hypothèse que l'interaction ondes-particules, non modélisée dans Salammbô, est parfaitement négligeable.

### IV.3 Analyse des mesures en vol grâce à Salammbô

Comme nous l'avons vu dans le chapitre sur les observations des ceintures de radiation de Jupiter (cf II.1), l'identification des particules mesurées par les instruments embarqués à bord des sondes est très difficile. Pour chaque canal en énergie, l'instrument considéré mesure la plupart du temps à la fois des protons et des électrons, d'énergies différentes. Or il est clair que les flux d'électrons énergétiques sont très élevés dans les régions qui nous intéressent. Il est donc nécessaire de valider les mesures in-situ. Pour cela nous allons profiter du fait que le modèle électron a été validé, et ce sans équivoque, grâce aux observations synchrotron. Nous allons ainsi déterminer avec plus de précision la nature des particules mesurées par les différentes sondes étudiées pendant la thèse.

#### IV.3.1 Pioneer

Les instruments de mesures de particules énergétiques à bord de Pioneer sont composés de plusieurs détecteurs, correspondant chacun à une gamme d'énergie différente. Malheureusement, chaque détecteur n'est pas capable de séparer les électrons énergétiques des protons énergétiques (II.1.1). Des méthodes empiriques d'identification des particules ont été mises en place dans le cas des mesures de Pioneer [Baker et Van Allen, 1977] et ont révélé que les comptages mesurés par les détecteurs, embarqués à bord de ces sondes, sont majoritairement des électrons énergétiques.

Le détecteur C des sondes Pioneer mesure des électrons d'énergie supérieure à 21 MeV et des protons d'énergie supérieure à 77,5 MeV (II.1.1). La Figure IV.3-1 représente les flux d'électrons et de protons issus de Salammbô pour les énergies définies ci dessus. On peut aisément remarquer que les flux d'électrons sont largement supérieurs au flux de protons. D'après les simulations de Salammbô, la sonde Pioneer 11 a mesuré majoritairement des

électrons énergétiques, d'où le très bon accord entre les flux d'électrons issus de Salammbô et les mesures de Pioneer.

Salammbô permet donc de confirmer les résultats des méthodes empiriques d'identification de particules entreprises dans le cas des mesures de Pioneer.

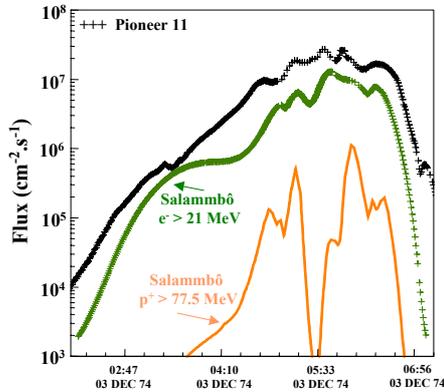


Figure IV.3-1 : Flux mesurés par le détecteur C de Pioneer ( $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ), ainsi que les flux simulés par Salammbô, pour des électrons tels que  $E_c > 21 \text{ MeV}$  et pour des protons tels que  $E_c > 77,5 \text{ MeV}$  (cas de poussières non chargées modélisées avec le nouveau modèle d'anneaux).

### IV.3.2 EPI (Galileo Probe)

Comme dans le cas des sondes Pioneer, EPI ne sépare pas les électrons des protons ou des ions Hélium (II.1.2). Pour chaque gamme (E1, E2, E3, P1, P2, P3,...) EPI mesure à la fois des protons et des électrons. Au vu des progrès, Salammbô peut contribuer à résoudre le problème de l'identification des particules dans le cas des observations de EPI. Nous allons nous intéresser ici aux gammes E1, P1, P2 et HE de EPI.

La gamme E1 de EPI mesure des électrons d'énergie supérieure à 3,2 MeV et des protons d'énergie supérieure à 42 MeV. Sur la Figure IV.3-2 nous avons tracé les mesures de EPI pour cette gamme, ainsi que les flux d'électrons d'énergie supérieure à 3,2 MeV simulés par Salammbô et les flux de protons d'énergie supérieure à 42 MeV simulés par Salammbô.

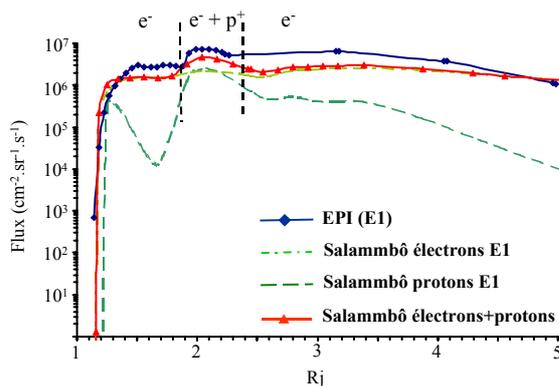


Figure IV.3-2 : Flux mesurés par la gamme E1 de EPI ( $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ ), ainsi que les flux simulés par Salammbô, pour des électrons tels que  $E_c > 3.2 \text{ MeV}$ , pour des protons tels que  $E_c > 42 \text{ MeV}$  et pour la somme des flux de protons et d'électrons (cas de poussières non chargées modélisées avec le nouveau modèle d'anneaux).

La Figure IV.3-2 nous montre que globalement, les flux d'électrons sont supérieurs aux flux de protons sauf dans la région entre 1,9 et 2,3  $R_j$  où les flux sont du même ordre de grandeur. Donc d'après les simulations de Salammbô, la gamme E1 de EPI ne mesure pas exclusivement des électrons. Cette gamme de EPI mesure majoritairement des électrons d'énergie supérieure à 3.2 MeV presque partout, excepté entre 1,9 et 2,3  $R_j$  où la gamme E1 mesure aussi des protons en quantité non négligeable.

Dans le paragraphe IV.1.4a (Figure IV.1-12), les flux d'électrons simulés par Salammbô et les mesures de la gamme E1 de EPI avaient été comparés. Nous observons un

bon accord entre les simulations et les mesures. Cependant, si l'on ajoute les flux de protons simulés par Salammbô (correspondant à la gamme E1 de EPI) aux flux d'électrons simulés, la comparaison de la somme des flux avec les mesures de la gamme E1 est meilleure (Figure IV.3-2), particulièrement entre 1,9 et 2,3 R<sub>J</sub>.

Les gammes de mesures consacrées aux électrons, notamment E1, mesurent aussi des protons énergétiques. Qu'en est-il des gammes consacrées aux protons ? Sont-elles contaminées par des électrons dans certaines régions ?

La gamme P1 de EPI mesure des protons d'énergie comprise entre 42 MeV et 131 MeV et des électrons d'énergie supérieure à 66 MeV. La gamme P2 de EPI mesure des protons d'énergie comprise entre 62 MeV et 131 MeV et des électrons d'énergie supérieure à 100 MeV. Comme précédemment, Salammbô va permettre de déterminer l'espèce majoritaire dans une région donnée, le long de la trajectoire de EPI. La Figure IV.3-3 et la Figure IV.3-4 représentent les mesures de EPI (P1 et P2 respectivement), les flux d'électrons et les flux de protons simulés par Salammbô pour les énergies définies ci-dessus, et la somme des flux des deux espèces.

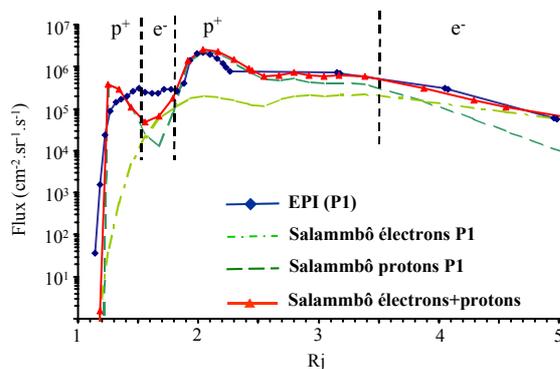


Figure IV.3-3 : Flux mesurés par la gamme P1 de EPI ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ), ainsi que les flux simulés par Salammbô, pour des électrons tels que  $E_c > 66 \text{ MeV}$ , pour des protons tels que  $42 < E_c < 131 \text{ MeV}$  et pour la somme des flux de protons et d'électrons (cas de poussières chargées modélisées avec le modèle d'anneaux forte densité).

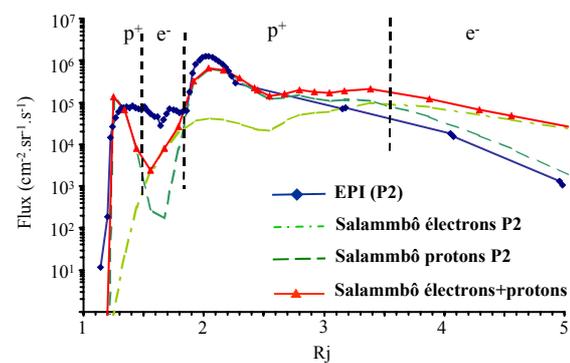


Figure IV.3-4 : Flux mesurés par la gamme P2 de EPI ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ), ainsi que les flux simulés par Salammbô, pour des électrons tels que  $E_c > 100 \text{ MeV}$ , pour des protons tels que  $62 < E_c < 131 \text{ MeV}$  et pour la somme des flux de protons et d'électrons (cas de poussières chargées modélisées avec le modèle d'anneaux forte densité).

Ces figures montrent que les flux de protons issus de Salammbô sont supérieurs aux flux d'électrons, sauf entre 1,5 et 1,8 R<sub>J</sub> et pour  $r > 3,5 \text{ R}_J$ . Dans la partie interne, le modèle d'anneaux intégré dans Salammbô entraîne la perte des protons dans cette région. D'après Salammbô, les gammes P1 et P2 ne mesureraient pas des protons dans cette région (entre 1,5 et 1,8 R<sub>J</sub>) mais des électrons. En ce qui concerne la région où  $r$  est supérieur à 3,5 R<sub>J</sub>, la Figure IV.3-4 montre qu'il y a trop d'électrons d'énergie supérieure à 100 MeV dans Salammbô. Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe concernant la condition limite, nous avons peu d'information sur les flux à de telles énergies et nous atteignons la limite de Salammbô à de telles énergies.

Lorsque l'on compare la somme des flux d'électrons et de protons issus de Salammbô avec les mesures de EPI (P1 et P2) sur les Figures IV.3-3 et IV.3-4, la comparaison est bien

meilleure que si l'on considère que EPI (P1 et P2) mesure exclusivement des protons (Figure IV.1-20 et IV.1-21). Il est important de noter qu'il existe encore un facteur 10 entre les simulations de Salammbô et les mesures de EPI (P1 et P2) dans la région de l'anneau principal. Cependant, les flux de protons dans cette région sont très sensibles au modèle d'anneaux. De plus amples connaissances sur les anneaux de Jupiter pourront permettre d'obtenir de meilleures comparaisons.

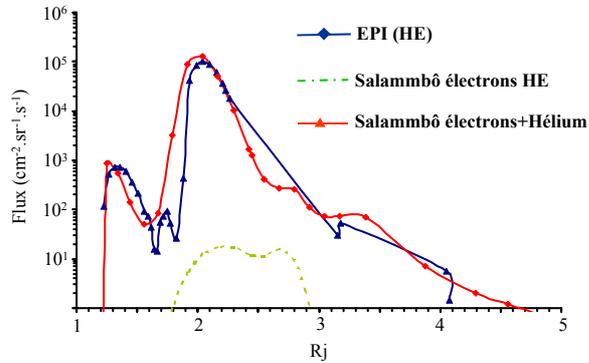


Figure IV.3-5 : Flux mesurés par la gamme HE de EPI ( $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ), ainsi que les flux simulés par Salammbô, pour des électrons tels que  $E_c > 450 \text{ MeV}$ , pour des Hélium tels que  $62 < E_c < 136 \text{ MeV} \cdot \text{nucléon}^{-1}$  (cas de poussières non chargées modélisées avec le nouveau modèle d'anneaux).

Quant à la gamme HE de EPI, la Figure IV.3-5 montre que cette gamme ne mesure que des ions Hélium. En effet, les électrons mesurés par la gamme HE ont une énergie supérieure à 450 MeV et sont largement minoritaires devant les flux des ions Hélium.

En résumé, le modèle Salammbô nous a permis de mettre en évidence que les gammes de EPI consacrées aux électrons (E1, E2, E3) mesurent également des protons en quantité non négligeable entre 1,9 et 2,3  $R_j$ . De même, les gammes consacrées aux protons (P1, P2, P3) mesurent majoritairement des protons sauf entre 1,5 et 1,8  $R_j$  et pour  $r > 3,5 R_j$  où les électrons sont majoritaires. Par contre, la gamme HE de EPI consacrée aux ions Hélium semble mesurer exclusivement des ions hélium, d'après les résultats du modèle Salammbô.

Le modèle Salammbô (électrons, protons et ions) permet ainsi d'analyser plus précisément les mesures des différents instruments embarqués sur les sondes.

#### IV.4 Un nouveau modèle : JEREMI

En 1983, Divine et Garrett ont développé un modèle permettant d'obtenir la distribution des particules chargées, entre 1 eV et plusieurs MeV, dans la magnétosphère de Jupiter. Ce modèle est principalement basé sur les quelques mesures effectuées par les sondes Pioneer et Voyager [Divine et Garrett, 1983]. Plus récemment, de nouvelles mesures acquises grâce à Galileo Orbiter ou Galileo Probe ainsi que de nombreuses autres observations, comme l'émission synchrotron par exemple, sont disponibles et ne sont pas prises en compte dans ce modèle.

D'un autre côté, il existe un modèle physique à trois dimensions des ceintures de radiation de Jupiter : Salammbô-3D, largement détaillé dans ce manuscrit. Salammbô est valide dans la région comprise entre  $L = 1$  et  $L = 6$  pour les protons et les ions et jusqu'à  $L = 9,5$  pour les électrons et pour des énergies comprises entre quelques centaines de keV et plusieurs centaines de MeV. Comme nous l'avons démontré dans les chapitres précédents, Salammbô-3D est basé sur la description des processus physiques jouant un rôle majeur sur la distribution des particules chargées des ceintures de radiation joviennes (satellites naturels, anneaux, ...). La comparaison des résultats de Salammbô avec les différentes observations

disponibles a permis de valider ce modèle, dans le cas des électrons, des protons et des ions Hélium. Tous les éléments sont donc réunis pour proposer un modèle mis à jour des ceintures de radiation de Jupiter : JEREMI (Jovian Electron Radiation Environment Model for mission Investigation). Comme son nom l'indique, pour le moment, seuls les électrons sont pris en compte dans ce modèle. Dans un futur proche, les protons et les ions seront intégrés dans le modèle. Le but du modèle JEREMI est la spécification d'environnement pour dimensionner des satellites orbitaux autour de Jupiter. Ce modèle est principalement destiné à l'ingénierie.

JEREMI est une combinaison des deux approches décrites ci-dessus :

- Lorsque Salammbô est valide, que ce soit en L ou en énergie, il est utilisé en priorité.
- Dans le cas contraire, le modèle de Divine et Garrett est utilisé par défaut, faute de mieux.

Dans cette partie, afin d'apprécier les progrès engendrés grâce à JEREMI, des comparaisons avec des mesures en vol (Pioneer) ainsi qu'avec des observations synchrotron seront effectuées, en utilisant JEREMI ou le modèle de Divine et Garrett.

#### IV.4.1 Avantages et inconvénients des modèles existants

	<b>Salammbô-3D</b>	<b>Divine et Garrett [1983]</b>	<b>JEREMI</b>
<b>Caractéristiques</b>	$1 < L < 9,5$ $1 \text{ MeV} < E < 500 \text{ MeV}$ Champ magnétique : $O_6$ + modèle de Khurana [1997]	$L > 1$ $1 \text{ eV} < E < \text{plusieurs MeV}$ Champ magnétique : Champ dipolaire tilté décentré	
<b>Avantages</b>	Basé sur la physique  Facile à mettre à jour avec les nouvelles connaissances  Validé avec les mesures de Pioneer, Galileo EPI et les observations synchrotron	Grande couverture spatiale  Large gamme d'énergie	Prend en considération les nouvelles connaissances sur les ceintures de radiation interne de Jupiter  Facile à mettre à jour  Validé avec les mesures de Pioneer, Galileo EPI et les observations synchrotron  Grande couverture spatiale et large gamme d'énergie
<b>Inconvénients</b>	Limité en énergie (spécialement à basse énergie)  Couverture spatiale	Basé sur des données anciennes et limitées  Distribution en angle d'attaque empirique  Ne reproduit pas les images synchrotron	Ne tient pas compte des mesures de Galileo Orbiter dans la magnétosphère externe ( $L > 9,5$ )  Discontinuité entre le domaine de Salammbô et celui de Divine et Garrett.

Tableau IV.4-1 : Tableau regroupant le domaine de validité, les avantages et les inconvénients des trois modèles : Salammbô-3D, Divine et Garrett [1983] et JEREMI.

Le Tableau IV.4-1 résume le domaine de validité, les avantages et les inconvénients des différents modèles : Salammbô-3D, le modèle de Divine et Garrett [1983] et JEREMI. Bien que le modèle de Divine et Garrett possède une couverture spatiale importante et une grande étendue en énergie, il est basé sur des données relativement anciennes (1973-1974) et ne tient pas compte des nouvelles connaissances sur les ceintures de radiation. Quant à Salammbô-3D, certes facile à mettre à jour selon les nouvelles connaissances, il reste limité en énergie et spatialement.

La combinaison de ces deux modèles, JEREMI, est un bon compromis entre les avantages et les inconvénients de Salammbô et du modèle de Divine et Garrett [1983].

#### IV.4.2 Comparaison avec les observations

Les avantages et les inconvénients des différents modèles étant définis, nous allons comparer les résultats obtenus avec JEREMI et ceux obtenus avec le modèle de Divine et Garrett. Puis nous confronterons ces résultats aux différentes observations (Pioneer et synchrotron).

La Figure IV.4-1 représente des cartographies de flux omnidirectionnels d'électrons d'énergie supérieure à 21 MeV, dans le plan méridien jovigraphique obtenues en utilisant le modèle de Divine et Garrett [1983] (a) et JEREMI (b). On remarque dans un premier temps que la distribution spatiale d'électrons énergétiques obtenue par JEREMI est définie de façon plus précise dans la région des satellites naturels, entre 1,5 et 3 R<sub>J</sub>. On observe aussi que la distribution en angle d'attaque est différente dans JEREMI et dans le modèle de Divine et Garrett [1983]. En effet, la Figure IV.4-1(b) montre que, entre 6 et 8 R<sub>J</sub>, le flux d'électrons à l'équateur est différent du flux à haute latitude sur une même ligne de champ, ce qui n'est pas le cas sur la cartographie de Divine et Garrett (a).

L'inconvénient majeur de JEREMI, clairement visible sur la cartographie (b) réside dans la discontinuité entre les flux de Salammbô (partie interne de la magnétosphère) et les flux de Divine et Garrett [1983] (partie externe de la magnétosphère).

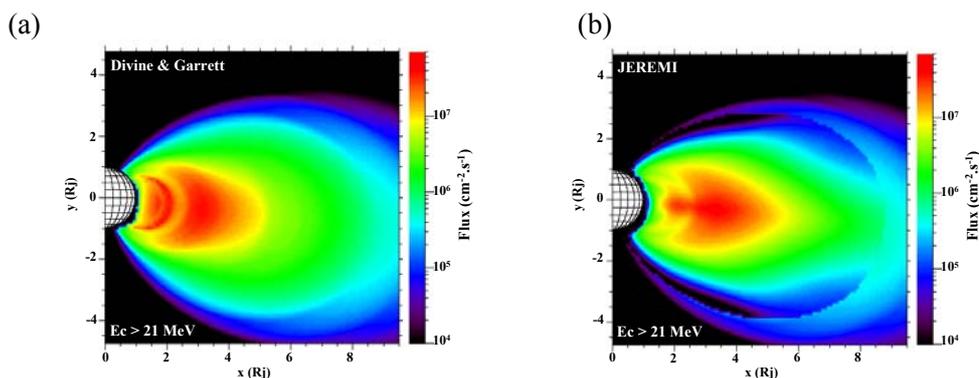


Figure IV.4-1 : Cartographies de flux d'électrons d'énergie supérieure à 21 MeV obtenues à partir du modèle de Divine et Garrett [1983] (a) et de JEREMI (b).

La Figure IV.4-2 représente les flux d'électrons d'énergie supérieure à 21 MeV mesurés à bord de Pioneer 10, ainsi que les flux simulés en utilisant le modèle de Divine et Garrett (a) et JEREMI (b). Ces graphiques montrent que les mesures de Pioneer sont aussi bien reproduites par le modèle de Divine et Garrett [1983] que par JEREMI. On observe une très légère discontinuité dans les flux issus de JEREMI entre la région modélisée avec

Salammbô (au centre) et la région prise en compte par le modèle de Divine et Garrett (à droite et à gauche).

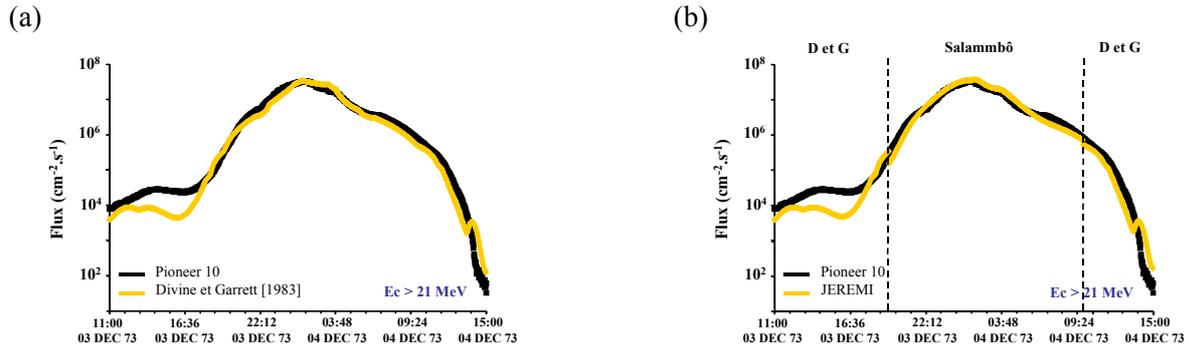


Figure IV.4-2 : Flux d'électrons d'énergie supérieure à 21 MeV mesurés à bord de Pioneer 10 ainsi que les flux simulés à partir du modèle de Divine et Garrett [1983] (a) et de JEREMI (b).

La Figure IV.4-3 représente les flux d'électrons d'énergie supérieure à 21 MeV mesurés à bord de Pioneer 11, ainsi que les flux simulés en utilisant le modèle de Divine et Garrett (a) et JEREMI (b). Ces graphiques montrent que globalement les mesures de Pioneer sont aussi bien reproduites par le modèle de Divine et Garrett [1983] (a) que par JEREMI (b). On observe cependant que, près de la planète (autour de 05h33, le 03/12/1974), les flux issus de JEREMI sont légèrement plus faibles que les mesures de Pioneer 11, alors que le modèle de Divine et Garrett les reproduit parfaitement dans cette région. Comme dans la figure précédente, il existe une discontinuité, d'un facteur 100 environ, dans les flux simulés par JEREMI, entre la région modélisée par Salammbô et celle modélisée par le modèle de Divine et Garrett (Figure IV.4-3 (b)). Ceci représente l'inconvénient majeur de JEREMI.

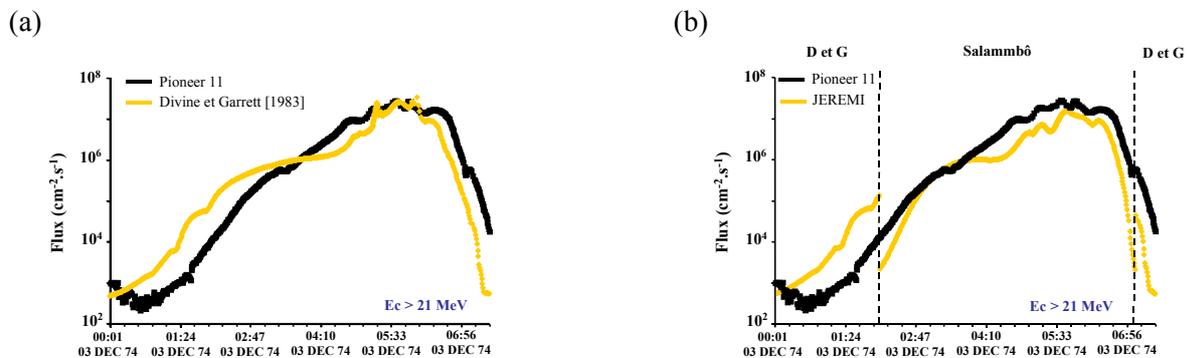


Figure IV.4-3 : Flux d'électrons d'énergie supérieure à 21 MeV mesurés à bord de Pioneer 11 ainsi que les flux simulés à partir du modèle de Divine et Garrett [1983] (a) et de JEREMI (b).

Compte tenu des comparaisons entre les résultats issus de JEREMI, ceux issus du modèle de Divine et Garrett [1983], et les mesures des sondes Pioneer 10 et 11, il apparaît que JEREMI n'apporte rien de nouveau par rapport au modèle de Divine et Garrett. Ceci n'a rien de surprenant car le modèle de Divine et Garrett a été construit à partir des mesures des sondes Pioneer et doit donc les reproduire parfaitement.

Nous allons à présent nous intéresser aux observations radio astronomiques et plus particulièrement aux images synchrotron de Jupiter. La Figure IV.4-4(a) représente l'image obtenue au VLA à 1424 MHz [Dulk et al., 1999b], pour  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 20^\circ$ .

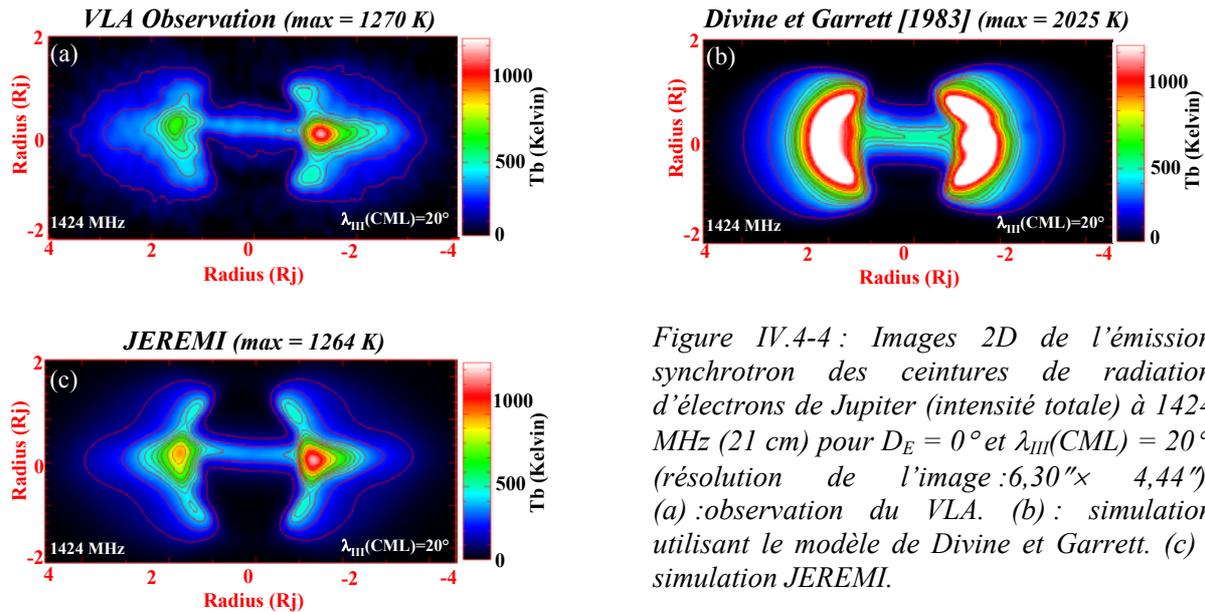


Figure IV.4-4 : Images 2D de l'émission synchrotron des ceintures de radiation d'électrons de Jupiter (intensité totale) à 1424 MHz (21 cm) pour  $D_E = 0^\circ$  et  $\lambda_{III}(CML) = 20^\circ$ . (résolution de l'image :  $6,30'' \times 4,44''$ ). (a) : observation du VLA. (b) : simulation utilisant le modèle de Divine et Garrett. (c) : simulation JEREMI.

En comparaison avec le modèle de Divine et Garrett (a) (cf commentaires IV.1.4b), le modèle JEREMI permet d'obtenir de meilleures images synchrotron, comme nous pouvons facilement le voir sur la Figure IV.4-4(c). Le maximum de brillance de la simulation de JEREMI, 1264 K, est le même que celui de l'image du VLA égal à 1270 K. En ce qui concerne la distribution des électrons, celle-ci est très bien reproduite. En effet, nous pouvons observer un maximum de brillance à l'équateur et deux émissions secondaires à hautes latitudes. Le rapport entre les émissions secondaires et l'émission à l'équateur est très bien respecté. La position du maximum de brillance à l'équateur à 1,3 Rj sur les simulations de JEREMI est la même que sur l'image du VLA. Quant à l'asymétrie longitudinale, elle est aussi très bien reproduite avec un maximum de brillance à droite contre très peu d'émission à gauche.

Alors que le nouveau modèle JEREMI ne permet pas d'obtenir de meilleurs résultats que le modèle de Divine et Garrett en ce qui concerne les comparaisons avec les mesures des sondes Pioneer, il améliore considérablement les simulations du rayonnement synchrotron des électrons énergétiques.

Récemment, le modèle de Divine et Garrett a été mis à jour au Jet Propulsion Laboratory (Californie) en utilisant les données de la sonde Galileo, entre 8 et 16 Rj (<http://www.openchannelfoundation.org/projects/GIRE/>). Ce modèle, nommé GIRE (Galileo Interim Radiation Electron model) pourra donc remplacer le modèle de Divine et Garrett [1983] dans JEREMI. Il permettra alors de mieux modéliser la partie externe des ceintures de radiation ( $> 8 R_j$ ), en tenant compte des données de Galileo alors que Salammbô simulera toujours la partie interne ( $< 8 R_j$ ).

En résumé, JEREMI utilise des méthodes distinctes de calculs des flux d'électrons énergétiques des ceintures de radiation en fonction de la région considérée. Malgré la discontinuité qui existe entre Salammbô et le modèle de Divine et Garrett, JEREMI a permis d'améliorer considérablement la zone interne des ceintures de radiation ( $< 9 R_j$ ). Le modèle JEREMI, principalement conçu pour l'ingénierie, dont le but est la spécification d'environnement afin de dimensionner des satellites orbitaux autour de Jupiter, représente un meilleur modèle que celui de Divine et Garrett [1983].

#### IV.4.3 Estimation du flux d'électrons le long d'une trajectoire de sonde

Le principal intérêt du modèle JEREMI est l'estimation des flux de particules chargées des ceintures de radiation, le long de la trajectoire d'une sonde. Ce nouveau modèle permet une estimation plus précise des flux dans la magnétosphère interne de Jupiter.

Pour les prochaines sondes, dont la trajectoire passe à travers les ceintures de radiation de Jupiter, il est indispensable de prévoir quel flux de particules énergétiques elles vont rencontrer. Les effets engendrés sur les équipements embarqués à bord pourront ainsi être estimés.

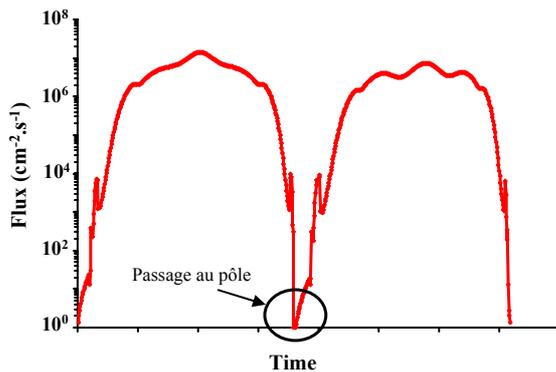


Figure IV.4-5 : Flux d'électrons d'énergie supérieure à 40 MeV estimés par JEREMI le long de la trajectoire d'une sonde en orbite circulaire polaire, à une altitude de 0,8 Rj.

Prenons l'exemple d'une sonde en orbite polaire circulaire autour de Jupiter à une altitude de 0,8 Rj (soit  $r = 1,8R_j$ ) et inclinée de  $90^\circ$ . La Figure IV.4-5 représente les flux d'électrons d'énergie supérieure à 40 MeV, estimés avec le modèle JEREMI le long de l'orbite. Le passage de la sonde dans la région des cornets polaires est caractérisé sur la Figure IV.4-5 par une chute des flux d'électrons énergétiques.



## Conclusions

La modélisation des ceintures de radiation d'électrons, de protons et d'ions Hélium a été effectuée lors de ces travaux de thèse, en améliorant d'une part et en adaptant d'autre part le modèle de ceintures de radiation d'électrons de Jupiter déjà existant [Santos-Costa, 2001]. Le code utilisé, Salammbô-3D, modèle physique et statistique des ceintures de radiation, s'appuie sur la théorie des invariants adiabatiques. L'équation de transport des particules, l'équation de Fokker-Planck, est alors résolue par la méthode des différences finies. Il est nécessaire de rappeler que la méthode de résolution utilisée dans Salammbô n'est valable que sur des temps supérieurs à la période de dérive des particules. Cette méthode de résolution est utilisée depuis plus de dix ans à l'ONERA/DESP, dans le cas de la Terre, et a été adaptée au cas de Jupiter, pour les électrons, il y a six ans. Cependant diverses questions ont été soulevées lors de cette thèse :

- Comment améliorer le modèle de ceintures de radiation d'électrons joviens déjà existant et comment l'étendre au-delà de l'orbite de Io ?
- Le formalisme utilisé pour les électrons est-il toujours valable dans le cas des protons et des ions et quels sont les phénomènes physiques qui permettent de reproduire le transport de ces particules dans la magnétosphère interne de Jupiter ?
- Quelles sont les observations disponibles pour valider les modèles de protons et d'ions énergétiques ?

Ainsi, dans le but d'améliorer le modèle de ceintures de radiation d'électrons déjà existant, il s'est avéré nécessaire de l'étendre au-delà de l'orbite du satellite Io. Lors des précédents travaux, le modèle de champ magnétique utilisé était le champ dipolaire, représentatif du champ magnétique de Jupiter dans la région interne de la magnétosphère ( $L < 6$ ). Pour étendre le modèle de ceintures de radiation d'électrons, un modèle de champ magnétique 'complexe', composé d'un champ interne et d'un champ externe a été introduit dans Salammbô-3D.

La deuxième amélioration essentielle apportée au modèle de ceintures de radiation d'électrons de Jupiter réside dans la condition limite utilisée dans Salammbô-3D. La nouvelle condition limite est non seulement basée sur les données de la sonde Galileo, comme elle l'était auparavant, mais aussi sur les mesures des sondes Pioneer. Les données des sondes Pioneer nous renseignent sur les flux à des énergies plus élevées que les données de Galileo ainsi que sur la distribution en angle d'attaque des électrons des ceintures.

Parallèlement à l'amélioration du modèle de ceinture de radiation d'électrons, un modèle de ceinture de radiation de protons et d'ions énergétiques a été développé. En se basant sur le modèle de ceintures de radiation d'électrons de Jupiter, les principaux phénomènes physiques jouant un rôle sur la distribution des protons et des ions ont été identifiés :

- la diffusion radiale
- les pertes locales induites par les satellites naturels (absorption) et le système d'anneaux (friction en énergie et absorption).
- les interactions coulombiennes avec les milieux denses (friction en énergie, absorption).
- l'échange de charge et les interactions nucléaires (absorption) avec l'atmosphère.
- le processus source CRAND (Cosmic Ray Albedo Neutron Decay), dans le cas des protons seulement (non introduit dans Salammbô à ce jour).

L'interaction des particules des ceintures de radiation avec les poussières des anneaux a été particulièrement étudiée. Cette interaction repose sur la connaissance des profils de densité des poussières en fonction de leur taille, de la distribution spatiale de celles-ci et de leur état de charge. L'influence de ces différents paramètres sur la distribution des particules des ceintures de radiation a été analysée au cours de ces travaux.

La modélisation des ions énergétiques des ceintures de radiation de Jupiter est plus complexe que la modélisation des électrons ou des protons. En effet, pour chaque espèce étudiée, il existe une équation de diffusion pour chaque état de charge de cette espèce. Pour le cas de l'Hélium, étudié au cours de ces travaux de thèse, il existe deux équations de diffusion, une pour  $\text{He}^+$  et une pour  $\text{He}^{2+}$ . Ces deux équations sont couplées par un des processus physiques cités précédemment : l'échange de charge. Par échange de charge avec l'atmosphère, un ion  $\text{He}^+$  peut se transformer en  $\text{He}^{2+}$  et vice-versa.

Pour valider les modèles de ceintures de radiation d'électrons, de protons et d'ions de Jupiter, des comparaisons entre les résultats de Salammbô-3D et les observations disponibles ont été entreprises. Deux types d'observations ont été analysés : les mesures in-situ des différentes missions interplanétaires et les observations radio astronomiques, dans le cas des électrons seulement. Les mesures in-situ utilisées sont celles des sondes Pioneer 10 et 11 et du module Galileo Probe. Le traitement des données de ces différentes sondes a permis de comparer, le long de leur trajectoire, les flux issus de Salammbô-3D à ceux mesurés. Dans le cas des électrons, le peu de données fournies par les sondes est complété par les données radio et plus précisément les observations du rayonnement synchrotron. Lors de la thèse précédente, un modèle d'imagerie synchrotron simulant le rayonnement émis par les électrons à partir des flux issus de Salammbô-3D avait été développé. Ce modèle d'imagerie synchrotron et les résultats de Salammbô permettent de simuler des images à deux dimensions du rayonnement synchrotron comparables aux images 2D issues des observations du VLA (Very Large Array). Afin de compléter la validation du modèle de ceintures de radiation d'électrons, les applications du modèle d'imagerie synchrotron ont été étendues lors de cette thèse. Il est désormais possible de calculer la densité de flux totale de l'émission synchrotron à partir des images 2D, et de comparer les résultats obtenus avec les observations, notamment les 'beaming curves' (variation de la densité de flux en fonction de la longitude magnétique  $\lambda_{\text{III}}(\text{CML})$ ). Il est aussi possible de simuler des images 2D du rayonnement synchrotron en polarisation linéaire, horizontale et verticale et de les comparer aux observations.

Le choix d'un modèle physique pour réaliser la modélisation des ceintures de radiation de Jupiter permet de mettre en valeur le rôle des différents processus physiques dans la magnétosphère interne de Jupiter. De plus, la prise en compte de particules autres que les électrons (seul type de particule étudié lors des précédents travaux), comme les protons et les ions, a engendré de nouvelles contraintes sur les paramètres d'entrée du modèle (les processus physiques) et nous a permis d'affiner nos connaissances sur les ceintures de radiation de Jupiter et sur l'environnement local. Le modèle Salammbô-3D a montré que trois phénomènes physiques étaient indispensables et complémentaires pour expliquer la répartition spatiale des électrons dans la magnétosphère jovienne : la diffusion radiale, le rayonnement synchrotron et l'interaction avec les satellites naturels. Dans le cas des protons et des ions, les processus physiques majeurs ne sont pas exactement les mêmes : la diffusion radiale, l'interaction avec les satellites naturels et l'interaction avec les poussières des anneaux. L'interaction entre les particules énergétiques et les poussières des anneaux a été étudiée en détails. Il ressort de cette étude qu'une fraction significative des poussières des anneaux est chargée électriquement.

Ces poussières engendrent alors un champ électrostatique qui contribue à repousser et dévier les électrons arrivant à leur voisinage, évitant à ces derniers d'être absorbés. Les protons et les ions sont, quant à eux insensibles à la charge des poussières et sont soit absorbés soit ralentis par les poussières. Ainsi, le système d'anneaux, joue un rôle majeur dans la distribution des protons et des ions, alors qu'il n'intervient nullement dans la dynamique des électrons des ceintures de radiation.

L'extension spatiale du modèle de ceintures de radiation d'électrons, de 6 rayons joviens à 9,5 rayons joviens a permis d'introduire deux nouveaux satellites dans notre étude : Io et Europe. L'étude relative au satellite Europe a permis de mettre en évidence son rôle significatif dans la distribution des électrons des ceintures de radiation et de justifier la condition limite utilisée dans Salammbô. Cependant, le modèle Salammbô ne nous permettant pas de nous aventurer dans des régions trop éloignées ( $L > 10$ ) où certaines approximations et hypothèses utilisées ne sont plus valables, cette étude reste qualitative. En ce qui concerne le satellite Io, deux hypothèses ont été considérées au cours de la thèse : soit Io est un 'absorbeur' de particules comme les autres satellites naturels, soit Io est un corps conducteur et ne crée pas de pertes de particules. Cette étude détaillée a montré que Io est un corps conducteur. Les lignes de champ magnétique 'contournent' Io et permettent ainsi aux particules énergétiques de ne pas être perdues par absorption. Par conséquent, Io n'affecte pas la dynamique des particules énergétiques des ceintures de radiation comme le font les autres satellites naturels.

Le modèle de ceintures de radiation de Jupiter (électrons, protons et ions) permet à ce jour d'obtenir de bonnes corrélations entre les flux mesurés par les différentes sondes étudiées (Pioneer 10, Pioneer 11 et Galileo Probe) et les flux issus de Salammbô-3D. Les variations de flux observées le long des trajectoires de ces sondes, induites en partie par la présence des satellites naturels et du système d'anneaux (dans le cas des protons et des ions) sont bien reproduites. Les simulations de Salammbô permettent aussi de reproduire fidèlement les images 2D de l'émission synchrotron des électrons des ceintures de radiation (images en intensité totale et polarisées) à différentes longueurs d'ondes et pour différentes configurations géométriques ( $\lambda_{III}(CML)$  et  $D_E$ ). Les images radio en intensité totale issues de Salammbô ont d'ailleurs été largement améliorées par rapport à celles obtenues lors de la thèse précédente. En effet, les images ne sont plus tracées en intensité relative mais directement en température de brillance, leur extension radiale est comparable aux observations et le maximum à l'équateur ainsi que ceux à hautes latitudes sont définis avec plus de précision.

La convergence des résultats de la simulation avec les observations, quel que soit le type de particules énergétiques considéré (électrons, protons et ions), indique que l'ensemble du modèle (théorie, hypothèses et données d'entrée) semble proche de la réalité malgré le manque d'information précises quant à l'environnement local de Jupiter. Une fois le code Salammbô validé, il peut être utilisé pour analyser les mesures in-situ effectuées par les sondes lors de leurs passages dans les ceintures de radiation de Jupiter. En effet, certains instruments embarqués à bord des sondes mesurent à la fois des protons et des électrons énergétiques. Salammbô permet alors de déterminer avec plus de précision l'espèce majoritaire (électrons ou protons) dans une région donnée des ceintures de radiation et donc d'identifier plus précisément le type de particules mesuré par ces sondes dans cette région.

A ce jour, Salammbô-3D est l'unique modèle physique des ceintures de radiation de Jupiter construit dans un espace des phases à trois dimensions, permettant de reproduire

fidèlement les observations (radio et sondes). Une confrontation de ce modèle avec le modèle empirique de Divine et Garrett [1983] (modèle de référence) a mis en évidence la difficulté de ce dernier à reproduire simultanément les observations radio et les mesures des sondes. Le modèle Salammbô apparaît comme une avancée majeure quant à la définition de la région interne des ceintures de radiation de Jupiter ( $< 6 R_j$ ). Tous les éléments sont donc présents pour proposer une mise à jour de modèle des ceintures de radiation de Jupiter : JEREMI (Jovian Electron Radiation Environment Model for mission Investigation). JEREMI est une combinaison des deux modèles cités ci-dessus (Salammbô et Divine et Garrett). Lorsque Salammbô est valide, que ce soit en L ou en énergie, il est utilisé en priorité, dans le cas contraire le modèle de Divine et Garrett [1983] est utilisé par défaut. Le principal intérêt du modèle JEREMI est l'estimation des flux de particules chargées des ceintures de radiation, le long de la trajectoire d'une sonde. Ce nouveau modèle permet une estimation plus précise des flux dans la magnétosphère interne de Jupiter.

## Perspectives

Le modèle de ceintures de radiation de Jupiter, Salammbô-3D, permet de reproduire avec satisfaction les observations, pour tous les types de particules étudiés (électrons, protons et ions). Cependant, quelques processus physiques semblent encore mal connus. Tout d'abord, la diffusion radiale, dont les origines restent encore floues, est le processus physique le moins bien déterminé dans Salammbô. Il pourrait être intéressant de retravailler ce point afin d'améliorer certains aspects du modèle. Un des moyens serait d'analyser les fluctuations du champ magnétique à partir des mesures in-situ disponibles. D'un autre côté, les interactions entre les particules énergétiques et les poussières des anneaux font aussi l'objet de plusieurs hypothèses dans Salammbô. Le système d'anneaux de Jupiter est encore très mal connu et peu d'observations existent. Plusieurs incertitudes persistent, notamment en ce qui concerne l'état de charge, la distribution en taille et la répartition de ces poussières. Afin de valider les différentes hypothèses émises pendant la thèse, des nouvelles observations et des nouvelles données du système d'anneaux de Jupiter sont indispensables. Des nouvelles mesures permettraient notamment de confirmer ou d'infirmer la présence de poussières chargées en quantité non négligeable dans les anneaux joviens et de connaître la proportion de poussières non chargées et chargées dans ces anneaux.

Le modèle de ceintures de radiation de protons, quant à lui, est incomplet à l'heure actuelle. En effet, un processus physique n'a pas encore été intégré dans Salammbô : CRAND (Cosmic Ray Albedo Neutron Decay). Ce phénomène correspond à la désintégration des neutrons issus de la collision des rayons cosmiques avec les particules de la haute atmosphère, entraînant ainsi une source de protons énergétiques dans la magnétosphère interne de Jupiter. Dans le cas des ceintures de radiation de la Terre, ce phénomène est non négligeable mais qu'en est-il dans le cas de l'environnement jovien ? Une étude précise de ce phénomène est indispensable pour améliorer le modèle de ceintures de radiation de protons de Jupiter, même si à la vue des résultats actuels il ne semble pas primordial..

Malheureusement, très peu de données sur les flux de protons et d'ions énergétiques des ceintures de radiation de Jupiter sont disponibles et utilisables pour valider ces modèles. Dans le cadre de la thèse, seules les mesures de l'instrument EPI à bord de Galileo Probe ont pu être exploitées. De nouvelles mesures sont essentielles dans la région interne de la magnétosphère, notamment à  $L = 6$ , pour valider les conditions limites construites de façon empirique et utilisées dans Salammbô. En ce qui concerne les ions Hélium, étudiés au cours de la thèse, des nouvelles mesures séparant les flux d' $\text{He}^+$  des flux d' $\text{He}^{2+}$  pourraient permettre de confirmer ou d'infirmer l'hypothèse que seuls les ions  $\text{He}^{2+}$ , provenant du Soleil, sont injectés dans la magnétosphère interne de Jupiter. Toutefois, en attendant de nouvelles mesures, une autre voie exploitable concerne l'analyse des observations du rayonnement X de Jupiter. En effet, si les ions lourds énergétiques sont désignés à l'origine de l'émission des X joviens, alors des cartographies des émissions pourront fournir des informations sur la répartition spatiale des ions lourds piégés dans les ceintures de radiation.

Finalement, grâce à l'expérience acquise, la modélisation d'autres espèces ioniques peut être envisagée. A ce jour, seuls les ions  $\text{He}^+$  et  $\text{He}^{2+}$  ont été modélisés grâce à Salammbô. D'autres espèces d'ions existent dans la magnétosphère interne de Jupiter, comme l'Oxygène, le Soufre, le Sodium... Il pourrait donc être enrichissant d'étendre le modèle de ceintures de

radiation d'ions à ces espèces. Les processus physiques sont les mêmes que ceux modélisés dans le cas de l'Hélium, seule la résolution numérique du modèle est différente. En effet, pour chaque espèce, il existe une équation de diffusion par état de charge : deux dans le cas de l'hélium ( $\text{He}^+$  et  $\text{He}^{2+}$ ), huit dans le cas de l'oxygène ( $\text{O}^+$ ,  $\text{O}^{2+}$ ,...). Chaque équation de diffusion étant dépendante des autres, la résolution numérique du système d'équations est de plus en plus complexe.

Bien sûr, le but ultime est d'être capable de spécifier au mieux l'environnement jovien. De la même façon que le modèle JEREMI a été construit pour la spécification des ceintures de radiation d'électrons, il serait intéressant d'étendre ce modèle au cas des protons, en combinant les résultats de Salammbô et ceux du modèle de Divine et Garrett [1983]. Rappelons que le modèle de Divine et Garrett est basé sur les mesures des sondes Pioneer et que, dans le cas des protons énergétiques, les mesures sont totalement contaminées. L'adaptation de JEREMI au cas des protons pourra ainsi permettre de décrire de façon plus précise la distribution des protons dans la magnétosphère interne de Jupiter, grâce aux résultats de Salammbô.

Récemment, le modèle de Divine et Garrett a été mis à jour au Jet Propulsion Laboratory (Californie) en utilisant les données de la sonde Galileo, entre 8 et 16 R<sub>j</sub>. Ce modèle, GIRE (Galileo Interim Radiation Electron model) pourra donc remplacer le modèle de Divine et Garrett de 1983 dans JEREMI. Il permettra alors de mieux modéliser la partie externe des ceintures de radiation de Jupiter ( $> 8 R_j$ ) en tenant compte des nouvelles données de Galileo et Salammbô décrira toujours la partie interne ( $< 8 R_j$ ), où peu, voire pas de données in-situ existent.

## Annexe

### Passage du système de coordonnées lié à Jupiter (Système III) au système de coordonnées JSO (Jovian Solar Orbital Plane)

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I.3, afin de calculer les composantes du champ magnétique jovien à l'aide du modèle de Khurana, il est indispensable de connaître les coordonnées d'un point dans le système JSO (Jovian Solar Orbital plane). Le système de coordonnées JSO est défini de la façon suivante :  $\vec{x}_{\text{JSO}}$  est parallèle à la ligne Jupiter-Soleil, positif vers le Soleil,  $\vec{y}_{\text{JSO}}$  est perpendiculaire à  $\vec{x}_{\text{JSO}}$  dans le plan orbital de Jupiter et  $\vec{z}_{\text{JSO}}$  complète le trièdre direct (Figure A-1).

Afin de pouvoir utiliser le modèle de champ magnétique de Khurana dans Salammbô, nous avons développé une routine qui permet de passer des coordonnées d'un point en système III ( $x_{\text{III}}, y_{\text{III}}, z_{\text{III}}$ ), utilisé dans Salammbô, en coordonnées JSO ( $x_{\text{JSO}}, y_{\text{JSO}}, z_{\text{JSO}}$ ).

Rappelons tout d'abord que le système III, lié à Jupiter est défini de la façon suivante :  $\vec{x}_{\text{III}}$  et  $\vec{y}_{\text{III}}$  sont dans le plan de l'équateur de la planète avec  $\vec{x}_{\text{III}}$  représentant le méridien 0 sur Jupiter ( $\lambda_{\text{III}} = 0^\circ$ ) et  $\vec{z}_{\text{III}}$  complète le trièdre direct (Figure A-2).

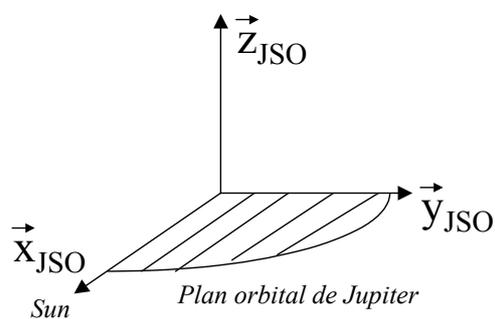


Figure A-1 : Système de coordonnées jovicentrique, lié au Soleil (JSO)

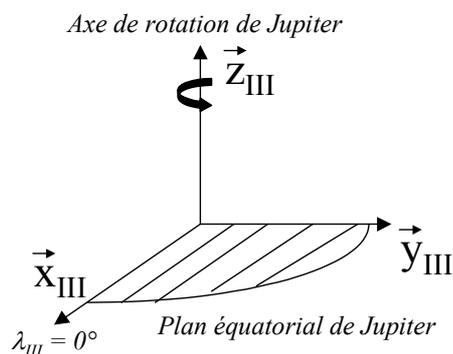


Figure A-2 : Système de coordonnées jovigraphique (Système III)

Plusieurs étapes sont nécessaires pour réaliser cette transformation. Tout d'abord, il est indispensable de connaître les coordonnées du Soleil en système III pour une date donnée. Puis à partir des coordonnées du Soleil nous pourrions passer facilement du système III au système JSO.

#### 1) Calcul de la longitude du Soleil dans le système III ( $\lambda_{\text{III}}^S$ ) à une date donnée

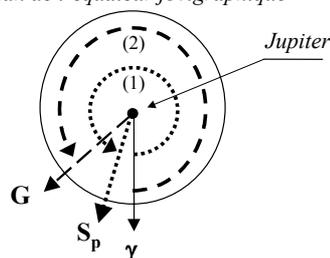
Nous allons, dans cette partie, calculer la longitude du Soleil à un instant  $t_1$ . Pour ce faire nous allons utiliser une date que l'on qualifiera de référence ( $t_0$ ) : le 8 février 1992 à 12h00min56s. Cette date correspond au passage de la sonde Ulysses au périhélie de son orbite autour de Jupiter (Smith et Wenzel, 1993). La sonde Ulysses fournit deux données

particulièrement intéressantes qui vont nous servir de référence et nous permettre de calculer la position du Soleil à une date donnée :

- l'ascension droite du point G (méridien 0 de Jupiter ( $\lambda_{III} = 0^\circ$ )) :  
 $\alpha_G(t_0) = -60,3725^\circ$
- l'ascension droite du Soleil  
 $\alpha_S(t_0) = 339,283^\circ$

L'ascension droite,  $\alpha$ , correspond ici à l'angle entre le projeté du point vernal (appelé ici  $\gamma$ ) et le projeté d'un point sur l'équateur jovigraphique. A la date de référence  $t_0$ , la configuration est la suivante :

Plan de l'équateur jovigraphique



G : point G à  $t_0$

$S_p$  : projection du Soleil sur l'équateur jovigraphique à  $t_0$

(1) :  $\alpha_G(t_0)$

(2) :  $\alpha_S(t_0)$

Connaissant  $\alpha_G$  et  $\alpha_S$  à l'instant  $t_0$ , il est désormais possible de calculer ces mêmes paramètres à l'instant  $t_1$  choisi en utilisant la période de rotation de Jupiter sur elle-même (9h55min29s) dans le premier cas et la période de révolution de Jupiter autour du Soleil (11 ans 314 jours et 20h) dans le deuxième cas, telles que :

$$\alpha_G(t_1) = \alpha_G(t_0) + \omega_{\text{rot}} \cdot (t_1 - t_0)$$

et

$$\alpha_S(t_1) = \alpha_S(t_0) + \omega_{\text{rev}} \cdot (t_1 - t_0)$$

avec  $\omega_{\text{rot}}$  la vitesse angulaire de Jupiter lors de sa rotation et  $\omega_{\text{rev}}$  la vitesse angulaire de Jupiter lors de sa révolution autour du Soleil :

$$\omega_{\text{rot}} = 360 \times 24 / (9 + 55/60 + 29,71/3600) = 870,536 \text{ }^\circ/\text{jour}$$

$$\omega_{\text{rev}} = 360 / (11 \times 365 + 314 + 20/24) = 8,314 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ/\text{jour}$$

Notons que dans ces formules  $t_0$  et  $t_1$  sont exprimés en jours julien ancien ayant comme référence le 1 janvier de l'an 4713 av. JC. Pour transformer une date en jours julien, la formule suivante peut être utilisée :

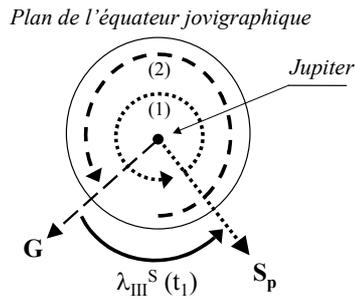
$$JJ = 2415020 + 365 \times Y + D + H/24 + \text{Int}((Y-1)/4) - 0.5$$

Avec Y : le numéro de l'année dans le siècle compté à partir de 1900.

D : le numéro du jour dans l'année

H : l'heure décimale

Ainsi, à partir des deux valeurs trouvées précédemment,  $\alpha_G(t_1)$  et  $\alpha_S(t_1)$ , nous pouvons déterminer la longitude du Soleil dans le système III à l'instant  $t_1$  :



$$(1) : \alpha_G(t_1)$$

$$(2) : \alpha_S(t_1)$$

$$\lambda_{III}^S(t_1) = \alpha_S(t_1) - \alpha_G(t_1)$$

## 2) Passage des coordonnées $x_{III}$ , $y_{III}$ , $z_{III}$ , aux coordonnées $x_{JSO}$ , $y_{JSO}$ , $z_{JSO}$

Pour passer du système III au système de coordonnées JSO, il suffit maintenant de faire un changement de repère habituel. Deux étapes sont nécessaires : (1) une rotation du repère  $(\bar{x}_{III}, \bar{y}_{III}, \bar{z}_{III})$  autour de l'axe z d'un angle correspondant à la longitude du Soleil calculé précédemment  $(\lambda_{III}^S(t_1))$ ; (2) une rotation autour de l'axe y d'un angle  $\theta_{III}^S$  correspondant à l'angle entre l'équateur jovigraphique et l'orbite de Jupiter autour du Soleil ( $\theta_{III}^S = 3,1^\circ$ ).

On obtient alors :

$$x_{JSO} = \cos(\theta_{III}^S) \cdot \cos(\lambda_{III}^S) \cdot x_{III} + \cos(\theta_{III}^S) \cdot \sin(\lambda_{III}^S) \cdot y_{III} - \sin(\theta_{III}^S) \cdot z_{III}$$

$$y_{JSO} = -\sin(\lambda_{III}^S) \cdot x_{III} + \cos(\lambda_{III}^S) \cdot y_{III}$$

$$z_{JSO} = \sin(\theta_{III}^S) \cdot \cos(\lambda_{III}^S) \cdot x_{III} + \sin(\theta_{III}^S) \cdot \sin(\lambda_{III}^S) \cdot y_{III} + \cos(\theta_{III}^S) \cdot z_{III}$$



# Bibliographie

- Acuña M.H. et N.F. Ness, 'The main magnetic field of Jupiter', *J. Geophys. Res.*, 81, 2917-2922, 1976.
- Agostinelli et al., 'GEANT 4-A simulation Toolkit', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A* 506, 250-303, 2003.
- Atreya S.K., T.M. Donahue, B.R. Sandel, A.L. Broadfoot, et G.R. Smith, 'Jovian upper atmospheric temperature measurement by the Voyager 1 UV spectrometer', *Geophys. Res. Lett.*, 6, 795-798, 1979.
- Bagenal F. et J.D. Sullivan, 'Direct plasma measurements in the Io torus and inner magnetosphere of Jupiter', *J. Geophys. Res.*, 86, 8447-8466, 1981.
- Bagenal F., 'Empirical model of the Io plasma torus : Voyager measurements', *J. Geophys. Res.*, 99, 11,043-11,062, 1994.
- Baker D.N. et J.A. Van Allen, 'Revised Pioneer 10 electron intensities in the inner Jovian magnetosphere', *J. Geophys. Res.*, 82, 681-683, 1977.
- Barbosa D.D. et F.V. Coroniti, 'Lossy radial diffusion of relativistic Jovian electrons', *J. Geophys. Res.*, 81, 4553-4560, 1976.
- Berge G.L. et S. Gulkis, 'Earth-based radio observations of Jupiter : Millimeter to meter wavelengths', in Jupiter, University of Arizona Press, 612-692, 1976.
- Beutier T., 'Modélisation tridimensionnelle pour l'étude de la dynamique des ceintures de radiation', Manuscrit de thèse ENSAE, 1993.
- Beutier T. et D. Boscher, 'A three-dimensional analysis of the electron radiation belt by the Salammbô code', *J. Geophys. Res.*, 100, 14853, 1995.
- Birmingham T.J., 'Convention electric fields and the diffusion of trapped magnetospheric radiation', *J. Geophys. Res.*, 74, 2169-2181, 1969.
- Birmingham T.J., W. Hess, T. Northrup, R. Baxter et J. Lujko, 'The electric diffusion coefficient in Jupiter's magnetosphere', *J. Geophys. Res.*, 79, 87, 1974.
- Blanc D., Physique Nucléaire, Edition Masson, 1980.
- Bolton S.J., S. Gulkis, M.J. Klein, I. de Pater, et T.J. Thompson, 'Correlation studies between solar wind parameters and the decimetric radio emission from Jupiter', *J. Geophys. Res.*, 94, 121-128, 1989.
- Bolton S. J., M. Janssen, R. Thorne, S. Levin, M. Klein, S. Gulkis, T. Bastian, R. Sault, C. Elachi, M. Hofstadter, A. Bunker, G. Dulk, E. Gudim, G. Hamilton, W. T. K. Johnson, Y. Leblanc, O. Liepack, R. McLeod, J. Roller, L. Roth et R. West, 'Ultra-relativistic electrons in Jupiter's radiation belts', *Nature*, 415, 987-991, 2002.
- Boscher D., 'Etude du transport de particules dans les ceintures de radiation à partir de données satellitaires', RI 4515/01 ONERA/DESP, 1996.

- Bourdarie S., 'Modélisation de la dynamique des ceintures de radiation à l'échelle de l'orage magnétique', Manuscrit de thèse ENSAE, 1996.
- Bourrieau J., J.-P. David, et L. Levy, 'Environnement spatial', notes de cours, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 1996.
- Branson N.J., 'High resolution radio observations of the planet Jupiter', *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, *139*, 155-162, 1968.
- Brecht S. H., I. de Pater, D. J. Larson et M. E. Pesses, 'Modification of the Jovian Radiation Belts by Shoemaker-Levy-9 : an explanation of the Data', *Icarus*, *151*, 39-50, 2001.
- Brice N., 'Energetic protons in Jupiter's radiation belts', Proceedings of the Jupiter Radiation Belt Workshop, Tech. Memo, 33-543, pp. 283-302, 1972.
- Brice N. et T.R. McDonough, 'Jupiter's radiation belts', *Icarus*, *18*, 206-219, 1973.
- Buratti B.J., 'Photometry and surface structure of the icy galilean satellites', *J. Geophys. Res.*, *100*, 19,061-19,066, 1995.
- Burke B.F. et K.L. Franklin, 'Observations of a variable radio source associated with the planet Jupiter', *J. Geophys. Res.*, *60*, 213, 1955.
- Burns J. A., L. E. Schaffer, R. J. Greenberg et M. R. Showalter, 'Lorentz resonances and the structure of the Jovian ring', *Nature*, *316*, 115-119, 1985.
- Canup R.M., J.E. Colwell, et M. Horanyi, 'Size distributions of satellite dust ejecta: effects of radiation pressure and planetary oblateness', *Icarus*, *105*, 363-369, 1993.
- Carr T. D. et S. Gulkis, The magnetosphere of Jupiter, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, *7*, 577-618, 1969.
- Carr T.D., M.D. Desch, et J.K. Alexander, 'Phenomenology of magnetospheric radio emissions', in Physics of the Jovian Magnetosphere, 226-284, 1983.
- Claffin E.S., 'Charge-exchange cross sections for hydrogen and helium ions incident on atomic hydrogen : 1 to 1000 keV, Space Physics Laboratory, (U.S.) Air Force report n°SAMSO-TR-70-258, 1970.
- Cohen-Tannoudji, B. Diu, et F. Laloë, Mécanique quantique, Collection Enseignement des Sciences, Herman, 1973.
- Connerney J. E. P., The magnetic fields of Jupiter: a generalized inverse approach, *J. Geophys. Res.*, *86*, 7679-7693, 1981.
- Connerney J. E. P., M. H. Acuna et N. F. Ness, Modeling the Jovian current sheet and inner magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *86*, 8370-8384, 1981.
- Connerney J. E. P., M. H. Acuna et N. F. Ness, Voyager 1 assessment of Jupiter's planetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *87*, 3623-3627, 1982.
- Connerney J.E.P. , 'Magnetic fields of outer planets', *J. Geophys. Res.*, *98*, 18,659-18,679, 1993.

- Connerney J.E.P., M.H. Acuña, et N.F. Ness, 'Octupole model of Jupiter's magnetic field from Ulysses observations', *J. Geophys. Res.*, *101*, 27,453-27,458, 1996.
- Connerney J.E.P., M.H. Acuña, N.F. Ness, et T. Satoh, 'New models of Jupiter's magnetic field constrained by the Io flux tube footprint', *J. Geophys. Res.*, *103*, 11,929-11,939, 1998.
- Consolmagno G. J., 'Electromagnetic scattering lifetimes for dust in Jupiter's ring', *Nature*, *285*, 557-558, 1980.
- Coroniti F.V., 'Energetic electrons in Jupiter's magnetosphere', *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, *27(244)*, 261, 1974.
- Cravens T. E., J. H. Waite, T. I. Gombosi, N. Lugaz, G. R. Gladstone, B. H. Mauk, R. J. MacDowall, 'Implications of Jovian X-ray emission for magnetosphere-ionosphere coupling', *J. Geophys. Res.*, *108*, 1465, 2003.
- de Pater I., '21 cm maps of Jupiter's radiation belts from all rotational aspects', *Astron. Astrophys.*, *88*, 175, 1980.
- de Pater I., 'Radio maps of Jupiter's radiation belts and planetary disk at  $\lambda = 6$  cm', *Astron. Astrophys.*, *93*, 370, 1981a.
- de Pater I., 'A comparison of radio data and model calculations of Jupiter's synchrotron radiation: 1. The high energy electron distribution in Jupiter's inner magnetosphere', *J. Geophys. Res.*, *86*, 3397-3422, 1981b.
- de Pater I., 'A comparison of radio data and model calculations of Jupiter's synchrotron radiation: 2. East - West asymmetry in the radiation belts as a function of Jovian longitude', *J. Geophys. Res.*, *86*, 3423-3429, 1981c.
- de Pater I., 'Synchrotron radiation as a probe of the inner magnetosphere of Jupiter', *Adv. Space Res.*, *3(3)*, 31-37, 1983.
- de Pater I. et C.K. Goertz, 'Radial diffusion models of energetic electrons and Jupiter's synchrotron radiation : 1. Steady state solution', *J. Geophys. Res.*, *95*, 39-50, 1990.
- de Pater I., 'Radio images of Jupiter's synchrotron radiation at 6, 20 and 90 cm', *Astron. J.*, *102*, 795, 1991.
- de Pater I. et C.K. Goertz, 'Radial diffusion models of energetic electrons and Jupiter's synchrotron radiation: 2. Time variability', *J. Geophys. Res.*, *99*, 2271-2287, 1994.
- de Pater I., M. Schulz, et S.H. Brecht, 'Synchrotron evidence for Amalthea's influence on Jupiter's electron radiation belt', *J. Geophys. Res.*, *102*, 22,043-22,064, 1997.
- de Pater I., M.R. Schowalter, J.A. Burns, P.D. Nicholson, M.C. Liu, D.P. Hamilton, et J.R. Graham, 'Keck infrared observations of Jupiter's ring system near Earth's 1997 ring plane crossing', *Icarus*, *138*, 214-223, 1999.
- de Pater I., et S. H. Brecht, 'SL9 Impacts : VLA High resolution observations at  $\lambda = 20$  cm', *Icarus*, *151*, 25-38, 2001.
- de Pater I., B. J. Butler, D. A. Green, R. Strom, R. Millan, M. J. Klein, M. K. Bird, O. Funke, J. Neidhofer, R. Maddalena, R. J. Sault, M. Kesteven, D. P. Smits et R. Hundstead, 'Jupiter's radio spectrum from 74 MHz up to 8 GHz', *Icarus*, *163*, 434-448, 2003.

- Dessler A.J., 'Coordinate Systems', Appendix B, , in Physics of the Jovian Magnetosphere, 498-504, 1983.
- Divine N. et H.B. Garrett, 'Charged particle distribution in Jupiter's magnetosphere', *J. Geophys. Res.*, **88**, 6889-6903, 1983.
- Drake F.D. et H. Hvatum, 'Non-thermal microwave radiation from Jupiter', *Astron. J.*, **64**, 329, 1959.
- Dulk G.A., 'Radio emission from the Sun and Stars', *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **23**, 169-224, 1985.
- Dulk G.A., Y. Leblanc, R.J. Sault, H.P. Ladreiter, et J.E.P. Connerney, 'The radiation belts of Jupiter at 13 and 22 cm. II : The asymmetries and the magnetic field', *Astron. Astrophys.*, **319**, 282-289, 1997.
- Dulk G.A., Y. Leblanc, R.J. Sault, S.J. Bolton, J.H. Waite, et J.E.P. Connerney, 'Jupiter's magnetic field as revealed by the synchrotron radiation belts: I. Comparison of a 3-D reconstruction with models of the fields', *Astron. Astrophys.*, **347**, 1029-1038, 1999a.
- Dulk G.A., Y. Leblanc, R.J. Sault, et S.J. Bolton, '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, 1999b.
- Farley T.A., A.D. Tomassian, et M. Walt, 'Source of high-energy protons in the Van Allen radiation belt', *Physic Review Letters*, **25**, 47-49, 1970.
- Farley T.A. et M. Walt, 'Source and loss processes of protons of the inner radiation belt', *J. Geophys. Res.*, *Space Physics*, **76**, 8223-8240, 1971.
- Festou M.C., S.K. Atreya, T.M. Donahue, B.R. Sandel, D.E. Shemansky, et A.L. Broadfoot, 'Composition and thermal profiles of the Jovian upper atmosphere determined by the Voyager ultraviolet stellar occultation experiment', *J. Geophys. Res.*, **86**, 5715-5725, 1981.
- Fillius R.W. et C. McIlwain, 'Measurements of the Jovian radiation belts', *J. Geophys. Res.*, **79**, 3589, 1974.
- Fillius R.W., A. Mogro-Campero, et C. McIlwain, 'Radiation belts of Jupiter : A second look', *Science*, **188**, 465-467, 1975.
- Fillius R.W., 'The trapped radiation belts of Jupiter', in Jupiter, University of Arizona Press, 896-927, 1976.
- Fischer H. M., J. D. Mihalov, L. J. Lanzerotti, G. Wibberenz, K. Rinnert, F. O. Gliem et J. Bach, 'Energetic Particles Investigation (EPI)', *Space Sci. Rev.*, **60**, 79-90, 1992.
- Fischer H. M., E. Pehlke, G. Wibberbez, L. J. Lanzerotti et J. D. Mihalov, 'High-energy charged particles in the innermost Jovian magnetosphere', *Science*, **272**, 856-858, 1996.
- Galopeau P., E. Gérard et A. Lecacheux, 'Long-term monitoring of Jupiter's synchrotron radiation with the Nancay radio telescope including the collision with comet P/Shoemaker-Levy 9', *Icarus*, **121**, 469-478, 1996.
- Galopeau, P. et E. Gerard, Variations of Jupiter's synchrotron radiation: a link with Solar activity?, *Planetary and Space Science*, **49**, 1379-1391, 2001.

- Garrard T. L., N. Geherls et E. C. Stone, 'The Galileo heavy element monitor', *Space Sci. Rev.*, 60, 305-345, 1992.
- Gérard E., 'Observations of Jupiter at 11,13 cm', *Astron. Astrophys.*, 8, 181-188, 1970.
- Gérard E., 'Variations of the radio emission of Jupiter at 21,3 cm and 6,2 cm wavelength', *Astron. Astrophys.*, 50, 353-360, 1976.
- Goertz C.K., J.A. Van Allen, et M.F. Thomsen, 'Further observational support for the lossy radial diffusion model of the inner Jovian magnetosphere', *J. Geophys. Res.*, 84, 87-92, 1979.
- Gulkis, S. et B. Gary, Circular-polarization and total flux measurements of Jupiter at 13.1 cm wavelength, *Astron.J.*, 76, 12-16, 1971.
- Gurnett D. A., W. S. Kurth, A. Roux, S. J. Bolton et C. F. Kennel, 'Galileo plasma wave observations in the Io plasma torus and near Io', *Science*, 274, 391, 1996.
- Gurnett D. A., W. S. Kurth, A. Roux, C. F. Kennel et S. J. Bolton, 'Galileo radio and plasma wave observations at Jupiter : an invited overview', in Planetary Radio Emission IV, Austrian Academy of Science Press, Vienna, 15-16, 1997.
- Gurnett D. A., W. S. Kurth, G. B. Hospodarsky, A. M. Persoon, P. Zarka, A. Lecacheux, S. J. Bolton, M. D. Desch, W. M. Farrell, M. L. Kaiser, H. P. Ladreiter, H. O. Rucker, P. Galopeau, P. Louarn, D. T. Young, W. R. Pryor, M. K. Dougherty, 'Control of Jupiter's radio emission and aurorae by the solar wind', *Nature*, 415, 985-987, 2002.
- Hamilton D.P., 'Motion of dust in a planetary magnetosphere: Orbit-averaged equations for oblateness, electromagnetic and radiation forces with application to Saturn's E ring', *Icarus*, 101, 244-264, 1993.
- Hess W.N., 'Synchrotron radiation', in The radiation Belt and Magnetosphere, 443-462, 1968.
- Hilton H. H., 'L parameter, a new approximation', *J. Geophys. Res.*, 76, 6952, 1971.
- Hinson D.P., J.D. Twicken, et E.T. Karayel, 'Jupiter's ionosphere : New results from Voyager 2 radio occultation measurements', *J. Geophys. Res.*, 103, A5, 9505, 1998.
- Hood L.L., 'Long-term changes in Jovian synchrotron radio emission : intrinsic variations or effects of viewing geometry?', *J. Geophys. Res.*, 98, 5769-5783, 1993a.
- Hood L.L., 'Energetic particle absorption by atmosphereless satellites and rings', *Adv. Space Res.*, 13, 209-219, 1993b.
- Intriligator, D. S. et W. D. Miller, 'First evidence for a Europa plasma torus'. *J. Geophys. Res.*, 87, 8081-8090, 1982.
- Jacques S.A. et L. Davis, 'Diffusion models for Jupiter's radiation belt', Internal Report, Calif. Inst. Of Technol., 1972.
- Janni J., Atomic Data and Nuclear Data Tables, Academic Press, 1982.
- Jewitt D.C. et G.E. Danielson, 'The Jovian ring', *J. Geophys. Res.*, 86, 8691-8696, 1981.
- Jewitt D.C., G.E. Danielson, et R.J. Terrile, 'Groundbased observations of the Jovian ring and inner satellites', *Icarus*, 48, 536-539, 1981.

- Johnson R.E., R.M. Killen, J.H. Waite, et W.S. Lewis, 'Europa's surface composition and sputter-produced ionosphere', *Geophys. Res. Lett.*, 25, 3257-3260, 1998.
- Khurana, K., A generalized hinged-magnetodisc model of Jupiter's nightside current sheet, *J. Geophys. Res.*, 97, 6269-6276, 1992.
- Khurana, K., Euler potential models of Jupiter's magnetospheric field, *J. Geophys. Res.*, 102, 11,295-11,306, 1997.
- Klein, M. J., S. Gulikis et C. T. Stelzried, Jupiter: new evidence of long-term variations of its decimeter flux density, *Astrophys. J. Lett.*, 176, 85-88, 1972.
- Klein M. J., T. J. Thompson et S. J. Bolton, Systematic observations and correlation studies of variations in the synchrotron radio emission from Jupiter, in Time Variable Phenomena in the Jovian System, NASA Spec. Publ., SP-494, pp. 151-155, 1989.
- Klein M.J., S. Gulikis, et S.J. Bolton, 'Jupiter's synchrotron radiation: observed variations before, during and after the impacts of comet SL-9', in Planetary Radio Emissions IV, Austrian Academy of Sciences Press, pp. 217-224, Vienna, 1997.
- Krimigis, S.M., T.P. Armstrong, W.I. Axford, C.O. Bostrom, C.Y. Fan, G. Gloeckler, L.J. Lanzerotti, E.P. Keath, R.D. Zwickl, J.F. Carbary, and D.C. Hamilton, 'Low-Energy Charged Particle Environment at Jupiter - A First Look', *Science*, 204, 998, 1979.
- Leblanc Y., G.A. Dulk, R.J. Sault, et R.W. Hunstead, 'The radiation belts of Jupiter at 13 and 22 cm: I. Observations and 3-D reconstruction', *Astron. Astrophys.*, 319, 274-281, 1997.
- Longair M.S., 'Stars, the Galaxy and the interstellar medium', in High Energy Astrophysics, Second Edition, Cambridge University Press, p. 229, 1994.
- Mauk G. D., D. J. Williams, R. W. McEntire, K. K. Khurana et J. G. Roederer, 'Storm like dynamics of Jupiter's inner and midle magnetosphere', *J. Geophys. Res.*, 104, 22,759-22,778, 1999.
- McDonalds F. B. et J. H. Trainor, 'Observations of energetic Jovian electrons and protons, in Jupiter, University of Arizona Press, 961-987, 1976.
- McIlwain C.E., 'Magnetic coordinates', *Space Sci. Rev.*, 5, 585, 1966.
- Mead G.D., 'Deformation of the geomagnetic field by solar wind', *J. Geophys. Res.*, 69, 1181, 1964.
- Mead G.D., 'The effect of Jupiter's satellites on the diffusion of protons', Proceedings of the Jupiter Radiation Belt Workshop, Tech. Mem. 33-543, pp. 271-282, 1972.
- Mead G.D. et W.N. Hess, 'Jupiter's radiation belts and the sweeping effect of its satellites', *J. Geophys. Res.*, 78, 2793-2811, 1973.
- Mei Y., R.M. Thorne et F. Bagenal, 'Analytical model for the density distribution in the Io plasma torus', *J. Geophys. Res.*, 100, 1823-1828, 1995.
- Metzger et al., *J. Geophys. Res.*, 88, 7731, 1983.
- Mihalov J. D., L. J. Lanzerotti, H. M. Fischer et E. Pehlke, 'Energetic electron measurements from the Galileo Jupiter Probe, Technical Report, NASA/TM-1998-208756 ; NAS 1.15 :208756 ; A-9900546, 1998.

- Mihalov J. D., H. M. Fischer, E. Pehlke et L. J. Lanzerotti, 'Energetic trapped electron measurements from the Galileo Jupiter Probe', *Geophys. Res. Lett.*, 27, 2445-2448, 2000.
- Mogro-Campero A. et R.W. Fillius, 'The absorption of trapped particles by the inner satellites of Jupiter and the radial coefficient of particle transport', *J. Geophys. Res.*, 81, 1289-1295, 1976.
- Mott N.F. et H.S.W. Massey, 'The theory of atomic collisions', Third Edition, Oxford University Press, 1965.
- Neugebauer G.E., E.E. Becklin, D. Jewitt, R. Terrile, et G.E. Danielson, 'Spectra of the Jovian ring and Amalthea', *Astron. J.*, 86, 607-610, 1981.
- Ockert-Bell M.E., J.A. Burns, I.J. Daubar, P.C. Thomas, J. Veverka, M.J.S. Belton, et K.P. Klaasen, 'The structure of Jupiter's ring system as revealed by the Galileo imaging experiment', *Icarus*, 139, 188-213, 1999.
- Owen T., G.E. Danielson, A.F. Cook, C. Hansen, V.L. Hall, et T.C. Duxbury, 'Jupiter's rings', *Nature*, 281, 442-446, 1979.
- Roberts J.A. et M.M. Komesaroff, 'Observations of Jupiter's radio spectrum and polarization in the range from 6 cm to 100 cm', *Icarus*, 4, 127, 1965.
- Roberts, J. A. et R. D. Ekers, Observations extending over 16 years, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 193, 745-759, 1968.
- Santos-Costa D., R. Sault, S. Bourdarie, D. Boscher, S. Bolton, R. Thorne, Y. Leblanc, G. Dulk, S. Levin et S. Gulkis, 'Synchrotron emission images from three-dimensional modeling of the Jovian electron radiation belts', *Adv. Space. Res.*, 28, 915-918, 2001.
- Santos-Costa D. et S. Bourdarie, 'Modeling the inner Jovian electron radiation belt including non-equatorial particles', *Planetary and Space Science*, 49, 303-312, 2001.
- Santos-Costa D., 'Modélisation des ceintures de radiation d'électrons de Jupiter interne à Io', Manuscrit de thèse ENSAE, 2001.
- Schenk P.M., 'The geology of Callisto', *J. Geophys. Res.*, 100, 19,023-19,040, 1995.
- Schulz M., 'Bounce-averaged synchrotron loss in the dipole field', *J. Geophys. Res.*, 82, 2815-2818, 1977.
- Schulz M., 'The magnetosphere', in *Geomagnetism*, 4, pp. 87-293, 1991.
- Schulz M. et M. J. Lanzerotti, 'Particle diffusion in the radiation belts', *Physics and Chemistry in Space*, 7, Springer-Verlag, 1974.
- Seiff A., D.B. Kirk, T.C.D. Knight, L.A. Young, F.S. Milos, E. Venkatapathy, J.D. Mihalov, R.C. Blanchard, R.E. Young, et G. Schubert, 'Thermal structure of Jupiter's upper atmosphere derived from the Galileo probe', *Science*, 276, 102, 1997.
- Seiff A., D.B. Kirk, T.C.D. Knight, R.E. Young, J.D. Mihalov, L.A. Young, F.S. Milos, G. Schubert, R.C. Blanchard, et D. Atkinson, 'Thermal structure of Jupiter's atmosphere near the edge of a 5  $\mu\text{m}$  hot spot in the north equatorial belt', *J. Geophys. Res.*, 103, 22,889, 1998.

- Showalter M.R., J.A. Burns, J.N. Cuzzi, et J.B. Pollack, 'Discovery of Jupiter's 'gossamer' ring', *Nature*, 316, 526-528, 1985.
- Showalter M.R., J.A. Burns, J.N. Cuzzi, et J.B. Pollack, 'Jupiter's ring system : new results on structure and particles properties', *Icarus*, 69, 458-498, 1987.
- Sicard A. et S. Bourdarie, 'Physical Electron belts model from Jupiter's surface to the orbit of Europa', *J. Geophys. Res.*, 109, No A2, 2004.
- Sicard A., S. Bourdarie, N. Krupp, A. Lagg, D. Boscher, D. Santos-Costa, E. Gerard, P. Galopeau, S. Bolton, R. Sault, D. J. Willaims, 'Long-term dynamics of the inner Jovian electron radiation belts', *Advances in Space Research*, 33, 2039-2044, 2004.
- Simpson J. A., D. Hamilton, G. Lentz, R. B. McKibben, A. Mogro-Campero, M. Perkins, K. R. Pyle, A. J. Tuzzolino et J. J. O'Gallagher, 'Protons and electrons in Jupiter's magnetosphere field : Results from the University of Chicago Experiment on Pioneer 10', *Science* 183, 306-309, 1974.
- Simpson J. A. et al., *Science*, 188, 455, 1975.
- Simpson J. A. et R. B. McKibben, Dynamics of the Jovian magnetosphere end energetic particle radiation, in Jupiter, University of Arizona Press, 738-766, 1976.
- Smith E.J., L. Davis, D.E. Jones, P.J. Coleman, et P. Dyal, 'The planetary magnetic field and magnetosphere of Jupiter : Pioneer 10', *J. Geophys. Res.*, 79, 3501-3513, 1974.
- Smith E. J. et K. P. Wenzel, 'Introduction to the Ulysses Encounter with Jupiter', *J. Geophys. Res.*, 98, 21111-21127, 1993.
- Tamppari L.K., 'Observing the icy Jovian satellites with the Galileo photopolarimeter radiometer instrument', *J. Geophys. Res.*, 100, 18,973-18,983, 1995.
- Thomsen M.F., C.K. Goertz, et J.A. Van Allen, 'A determination of the L dependence of the radial diffusion coefficient for protons in Jupiter's inner magnetosphere', *J. Geophys. Res., Space Physics*, 82, 3655-3658, 1977.
- Thorne R. M., D. J. Williams, L. D. Zhang et S. Stone, Energetic electron butterfly distributions near Io', *J. Geophys. Res.*, 104, 14,755-14,766, 1999.
- Tainor, J. H., McDonald, F. B., Teegarden, B. J., Webber, W. R. et Roelof, E. C.: 1974, *J. Geophys. Res.*, 79, 3600.
- Ta-You Wu, 'Kinetic equations of gases and plasma', Addison Wesley Series in *Advanced Physics*, 1966.
- Trainor, J., et al., *Science*, 188, 462, 1975.
- Vacaresse A., 'Contribution à l'élaboration de modèles de référence des ceintures de radiation terrestres', Manuscrit de thèse ENSAE, 1999.
- Van Allen J.A., et D.N. Baker, 'The magnetosphere of Jupiter as observed with Pioneer10 : 1. Instrument and principal findings', *J. Geophys. Res.*, 79, 3559-3577, 1974.
- Van Allen J.A., B.A. Randall, D.N. Baker, C.K. Goertz, D.D. Sentman, M.F. Thomsen, et H.R. Flindt, 'Pioneer 11 observations of energetic particles in the jovian magnetosphere', *Science*, 188, 459-462, 1975.

- 
- Van Allen J.A., 'High-energy particles in the Jovian magnetosphere', from Jupiter, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona, 1976.
- Waite J. H., F. Bagenal, F. D. Seward, C. Na, G. R. Gladstone, T. E. Cravens, K. C. Hurley, J. T. Clarke, R. Elsner et S. A. Stern, 'ROSAT observations of the Jupiter aurora', *J. Geophys. Res.*, *99*, 14799, 1994.
- Whitten R.C., R.T. Reynolds, et P.F. Michelson, 'The ionosphere and atmosphere of Io', *Geophys. Res. Lett.*, *2*, 49-51, 1978.
- Williams, D. J., R.W. McEntire, S. Jaskulek et B. Wilken, 'The Galileo Energetic Particle Detector', *Space Sci. Rev.*, *60*, 385, 1992.
- Williams D.J., B.H. Mauk, R.W. McEntire, E.C. Roelof, T.P. Armstrong, B. Wilken, J.G. Roederer, S.M. Krimigis, T.A. Fritz, L.J. Lanzerotti, et N. Murphy, 'Energetic particle signatures at Ganymede : Implication for Ganymede's magnetic field', *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 2163-2166, 1997.
- Williams, D. J., R. M Thorne et B. Mauk, Energetic electron beams and trapped electrons at Io, *J. Geophys. Res.*, *104*, 14,739-14,753, 1999.
- Zebker H.A., E.A. Marouf, et G.L. Tyler, 'Saturn's rings: Particle size distributions for thin layer models', *Icarus*, *64*, 531-548, 1985.
- Ziegler J.F., Handbook of stopping cross-sections for energetic ions in all elements, vol. 5 of the stopping and ranges of ions in matter, Ziegler Edition, 1980.

## Résumé :

Dans les années 50, James Van Allen démontra l'existence de régions de la magnétosphère terrestre constituées de particules énergétiques, piégées par le champ magnétique : les ceintures de radiation. Les ceintures de radiation de la Terre ont fait l'objet de nombreux travaux de modélisation et sont étudiées depuis des années au Département Environnement Spatial (DESP) de l'ONERA. En 1998, le DESP a décidé d'adapter le modèle de ceintures de radiation de la Terre, Salammbô, au cas de Jupiter. Une première thèse a donc été effectuée sur le sujet et un premier modèle de ceintures de radiation d'électrons de Jupiter a été développé [Santos-Costa, 2001]. Le but de cette deuxième thèse est de développer un modèle de ceintures de radiation de protons et d'ions lourds. Afin de valider le modèle développé, des comparaisons entre les résultats de Salammbô et les observations sont indispensables. Or, la validation est difficile dans le cas des protons et des ions lourds car les mesures in-situ des sondes sont peu nombreuses et souvent contaminées par les électrons très énergétiques. Pour palier à ce problème, un très bon modèle de ceintures de radiation d'électrons est essentiel pour confirmer ou infirmer la contamination des mesures de protons et d'ions lourds. Ainsi, parallèlement au développement du modèle de ceintures de radiation de protons et d'ions lourds, le modèle d'électrons déjà existant a été amélioré. Les résultats de Salammbô ont ensuite été comparés aux différentes observations disponibles (mesures in-situ, observations radio astronomiques). Les différentes comparaisons montrent un très bon accord entre les résultats de Salammbô et les observations.

**Mots clés :** Jupiter – Magnétosphère – Ceintures de radiation – électron – proton – hélium – anneaux – rayonnement synchrotron – modèles – mesures in-situ.

## Summary:

In the Fifties, James Van Allen showed the existence of regions of the terrestrial magnetosphere consisted of energetic particles, trapped by the magnetic field: the radiation belts. The radiation belts of the Earth were the subject of many modeling works and are studied since several years at the Departement Environnement Spatial (DESP) of ONERA. In 1998, the DESP decided to adapt the radiation belts model of the Earth, Salammbô, to radiation environment of Jupiter. A first thesis was thus carried out on the subject and a first radiation belts model of electrons of Jupiter was developed [ Santos-Costa, 2001 ]. The aim of this second thesis is to develop a radiation belts model for protons and heavy ions. In order to validate the developed model, the comparisons between Salammbô results and observations are essential. However, the validation is difficult in the case of protons and heavy ions because in-situ measurements of the probes are very few and most of the time contaminated by very energetic electrons. To solve this problem, a very good model of electrons radiation belts is essential to confirm or cancel the contamination of protons and heavy ions measurements. Thus, in parallel to the development of the protons and heavy ions radiation belts model, the electrons models, already existing, has been improved. Then Salammbô results have been compared to the different observations available (in-situ measurements, radio-astronomical observations). The different comparisons show a very good agreement between Salammbô results and observations.

**Key words :** Jupiter – Magnetosphere – Radiation belts – electron – proton – helium – rings – synchrotron emission – model – in-situ measurements.

