



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**  
Spécialité : sciences et techniques spatiales

---

Présentée et soutenue par **Vincent MAGET**  
le 4 décembre 2007

**Développement et comparaison de méthodes d'assimilation  
de données appliquées à la restitution de la dynamique  
des ceintures de radiation terrestres**

---

### JURY

M<sup>me</sup> Bénédicte Escudier, présidente du jury  
M. Sébastien Bourdarie, directeur de thèse  
M. Dominique Delcourt, rapporteur  
M. François Lefeuvre, rapporteur  
M. Guy Rolland

---

École doctorale : **sciences de l'univers, de l'environnement et de l'espace**

Unité de recherche : **équipe d'accueil SUPAERO-ONERA Physique Spatiale  
(DESP de l'ONERA, centre de Toulouse)**

Directeur de thèse : **M. Sébastien Bourdarie**

# THESE

présentée en vue de  
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE L'AERONAUTIQUE  
ET DE L'ESPACE

SPECIALITE : Astrophysique, planétologie, sciences et techniques  
spatiales

Par

Vincent MAGET

**Développement et comparaison de méthodes d'assimilation de données  
appliquées à la restitution de la dynamique des ceintures de radiation  
terrestres**

Soutenue le 4 décembre 2007 devant le jury :

<b>Mme</b>	<b>B.</b>	<b>ESCUDIER</b>	<b>Présidente</b>
<b>MM.</b>	<b>S.</b>	<b>BOURDARIE</b>	<b>Directeur de thèse</b>
	<b>D.</b>	<b>DELCOURT</b>	<b>Rapporteur</b>
	<b>F.</b>	<b>LEFEUVRE</b>	<b>Rapporteur</b>
	<b>G.</b>	<b>ROLLAND</b>	

Thèse préparée au sein du Département d'Environnement Spatial de l'ONERA – centre de Toulouse



## REMERCIEMENTS

Cette thèse est l'aboutissement de trois années de travail d'une dureté presque intolérable ! Il m'a fallu affronter le travail en équipe, le soutien de nombreuses personnes, et enfin concilier à tout cela des pauses midi forcées et sportives ! Je tiens en conséquence à remercier tout particulièrement plusieurs personnes qui me sont chères :

Tout d'abord Sébastien, qui m'a encadré, géré et initié au monde de la recherche. Merci pour tout cela ! J'ai vraiment beaucoup appris grâce à toi, à tes connaissances et à tes qualités humaines. En particulier, je n'aurais jamais su qu'une Twingo est une voiture sans permis sans toi. Au-delà même de ta gentillesse et de ta motivation sans faille, je retiendrai toujours cette devise qui a conduit nos travaux : « Quand on met de la ... en entrée, aussi bon que soit ton modèle, tu n'auras jamais que de la ... en sortie ! ».

Doudou, surnommé Didier au DESP, merci pour ces trois années et demi de vie commune, remplies de joies et de franches rigolades ! Au début, j'avais un peu d'appréhension devant une telle force de la nature... et puis, rapidement, après une brève explication au bord du canal, sur quelques kilomètres pour toi, et quelques mètres pour moi... les bases étaient fixées ! Merci enfin pour ton soutien et tes conseils pendant ma longue phase de rédaction.

Angélica, merci pour ton soutien, ta gaieté continuelle et le karaoké ! Tu as été une sorte de grande sœur (par l'âge...) au DESP ayant toujours les mots pour me redonner du courage. J'ai beaucoup appris grâce à toi et j'ai essayé de suivre au mieux tes traces de doctorante ! Merci enfin pour ta pêche et ta gentillesse.

Daniel, le père Fouras du DESP, merci pour tout ton savoir que tu distilles avec tant de passion. Grâce à toi, j'ai pu découvrir de nombreuses bases scientifiques qui me manquaient. Merci enfin pour ta gentillesse, l'intérêt que tu as porté dans cette thèse, et de m'avoir accompagné deux années de suite à Vienne pour boire des bières. J'espère enfin avoir un jour une aussi chouette barbe !

## Remerciements

---

Magdeleine, merci pour m'avoir accueilli au sein du Département Environnement SPatial et pour m'avoir soutenu tout au long de cette thèse.

Dominique Delcourt et François Lefeuvre, pour s'être échiné à lire mon manuscrit et pour avoir accepté d'être rapporteur. Merci aussi à Bénédicte Escudier et Guy Rolland d'avoir accepté de faire partie du jury et apporté un regard critique sur mes travaux.

Robert Ecoffet, Reiner Friedel et Pierre de Mey, pour vos conseils et collaborations dans ce travail de thèse.

J'aimerais également remercier chaleureusement tous les DESPiens pour leur accueil, leur professionnalisme et leur gaieté. Merci en particulier à Claude et Stéphane, rayons de Soleil, ou plutôt clair de Lune... quotidiens ! Merci enfin à Christophe et Thierry pour tous les entraînements de tennis intensifs malgré vos âges avancés.

Je remercie tout particulièrement mes amis (doctorants du DESP en premier lieu) pour leur soutien continu !

Enfin, je remercie de tout mon cœur ma famille et ma femme chérie pour leur amour et leurs encouragements.

# Table des matières

<i>Remerciements</i> .....	3
<i>Table des matières</i> .....	5
<i>Résumé</i> .....	9
<i>Glossaire</i> .....	11
<i>Introduction</i> .....	15
<b>CHAPITRE 1 Les ceintures de radiation de la Terre et leurs modélisations : connaissances et limitations actuelles</b> .....	<b>19</b>
<b>1.1. Introduction à l’environnement spatial terrestre : du soleil aux ceintures de radiation.</b> .....	<b>20</b>
1.1.1. Du Soleil à l’orbite terrestre : le vent solaire.....	20
1.1.2. La magnétosphère terrestre, cavité protectrice.....	22
1.1.3. L’activité solaire au niveau de la Terre : origines et mesures de ses répercussions sur l’environnement spatial terrestre .....	27
<b>1.2. La physique des ceintures de radiation terrestres</b> .....	<b>36</b>
1.2.1. La théorie du piégeage : les trois mouvements adiabatiques.....	36
1.2.2. Les processus physiques modulant l’allure des ceintures de radiation.....	39
<b>1.3. La dynamique des ceintures de radiation : des origines aux effets</b> .....	<b>49</b>
1.3.1. Des frontières extérieures dynamiques.....	49
1.3.2. La dynamique court terme : l’orage magnétique en détails.....	50
1.3.3. La dynamique long terme : les variations saisonnières et le cycle solaire.....	52
1.3.4. Bilan global des relations activité solaire / dynamique des ceintures de radiation.....	54
<b>1.4. Quel est l’état actuel de la représentation des ceintures de radiation et de leur dynamique ?</b> .....	<b>56</b>

1.4.1.	Les modélisations purement empiriques .....	56
1.4.2.	Les modélisations purement physiques : les modèles Salammbô .....	58
1.4.3.	Les analyses multi satellites et la « Météo spatiale » opérationnelle.....	64
<b>1.5.</b>	<b>Cadre de l'étude : limitations actuelles et attentes des utilisateurs de modèles de ceintures de radiation. ....</b>	<b>66</b>
1.5.1.	Les attentes des communautés industrielle et scientifique en terme de modélisation des ceintures de radiation.....	66
1.5.2.	Les limitations des modèles actuels .....	68
1.5.3.	Les atouts de l'ONERA – DESP pour répondre à ces besoins : Problématique de ce travail de thèse .....	70
<b>CHAPITRE 2 Cadre théorique de l'assimilation de données appliquée au cas des ceintures de radiation de la Terre.....</b>		<b>73</b>
<b>2.1.</b>	<b>Introduction à l'Assimilation de Données.....</b>	<b>74</b>
2.1.1.	Définition .....	74
2.1.2.	Historique croisé de l'assimilation de données .....	74
2.1.3.	Apports de l'assimilation de données.....	77
<b>2.2.</b>	<b>Un 1<sup>er</sup> pas vers l'assimilation de données : l'insertion directe .....</b>	<b>78</b>
2.2.1.	Objectifs et hypothèses utilisées.....	78
2.2.2.	Nature des mesures et insertion optimisée dans Salammbô 3D .....	79
2.2.3.	L'assimilation directe en pratique : atouts et limitations.....	87
<b>2.3.</b>	<b>Vers une assimilation filtrée des ceintures de radiation de la Terre .....</b>	<b>88</b>
2.3.1.	Introduction : Objectifs et méthodes envisagées .....	88
2.3.2.	Un formalisme à appliquer au cas des ceintures de radiation.....	96
2.3.3.	Le Filtre de Kalman (1960) : atouts et limitations.....	98
2.3.4.	Adaptation aux systèmes de grandes tailles : le filtre de Kalman d'Ensemble .....	105
<b>CHAPITRE 3 Cadre pratique de l'assimilation de données : réglages et études préliminaires .....</b>		<b>111</b>
<b>3.1.</b>	<b>Prise en compte des dynamiques dans les modèles Salammbô 3D .....</b>	<b>112</b>
3.1.1.	L'activité magnétique à l'échelle de l'orage magnétique.....	112
3.1.2.	La dynamique à l'échelle du cycle solaire .....	114
3.1.3.	Synthèse .....	117
<b>3.2.</b>	<b>Incertitudes de modélisation et paramètres clés .....</b>	<b>117</b>
3.2.1.	Méthode d'estimation des incertitudes de restitution .....	118
3.2.2.	Incertitudes sur la diffusion radiale .....	121
3.2.3.	Incertitudes sur les ondes plasmasphériques et les ondes de cœur .....	124
3.2.4.	Incertitudes sur la position de la plasmopause et l'intensité des conditions limites .....	128

3.2.5. Synthèse .....	131
<b>3.3. De l'utilité de mesures prétraitées et complémentaires pour l'assimilation de données .</b> .....	<b>135</b>
3.3.1. Le rôle des mesures dans l'assimilation de données .....	136
3.3.2. Le traitement amont des données : des mesures propres et cohérentes entre elles .....	138
<b>3.4. Incertitudes de mesures et assimilation de données.....</b>	<b>143</b>
3.4.1. But de l'étude .....	143
3.4.2. Les incertitudes directes de mesures .....	143
3.4.3. Incertitudes des mesures introduites sur la grille de Salammbô et origines .....	148
<b>CHAPITRE 4 Résultats d'assimilation de données à l'échelle de l'orage magnétique et du cycle solaire</b> .....	<b>157</b>
<b>4.1. Résultats d'assimilation de données à l'échelle de l'orage magnétique .....</b>	<b>158</b>
4.1.1. Avec ou sans les interactions ondes chorus électrons : le cas de l'orage d'octobre 1990 .....	158
4.1.2. L'assimilation de données filtrée : premier résultat expérimental.....	169
4.1.3. Synthèse des résultats à l'échelle de l'orage magnétique.....	178
<b>4.2. Résultats d'assimilation de données à l'échelle du cycle solaire .....</b>	<b>179</b>
4.2.1. Le cas des électrons : une dynamique complexe .....	180
4.2.2. Le cas des protons : une dynamique chaotique .....	187
4.2.3. Synthèse des résultats obtenus à l'échelle du cycle solaire .....	199
<b>Conclusions</b> .....	<b>201</b>
<b>PERSPECTIVES.....</b>	<b>205</b>
<b>Annexe A : Les mouvements des particules piégées par le champ magnétique terrestre... 209</b>	
a. L'intensité du champ magnétique et le mouvement de giration.....	209
b. La courbure des lignes de champ et le mouvement de rebond.....	211
c. Le gradient radial du champ magnétique terrestre et le mouvement de dérive .....	213
<b>Bibliographie</b> .....	<b>215</b>





## RESUME

Les ceintures de radiation de la Terre ont été mises en évidence au début de l'ère spatiale en 1958 par J. Van Allen grâce aux données du satellite Explorer 3. Cet environnement peut être très hostile aussi bien pour le corps humain que pour l'électronique embarquée sur les satellites. Les modèles actuels de référence sont ceux de la NASA : AE8 pour les électrons et AP8 pour les protons. Ils ont été élaborés vers la fin des années 70 et le début des années 80 à l'aide de mesures éparses et d'une interpolation entre chacune d'elles. Parallèlement à cela, la modélisation physique des ceintures de radiation s'est accélérée avec l'essor de l'informatique et des mesures satellites in situ. L'ONERA / DESP dispose à la fois d'un modèle physique dynamique performant des ceintures de radiation et d'un large éventail de mesures satellites. L'objectif de ce travail de thèse a été de tirer parti de cette dualité que peu de laboratoires possèdent grâce à l'assimilation de données. Elle peut être considérée comme un processus d'association d'observations ponctuelles à une prédiction globale réalisée par un modèle. Deux méthodes ont été envisagées aussi bien dans le cas électrons que protons. La première a consisté à poursuivre les travaux d'assimilation directe entamés au département DESP afin de l'adapter à l'échelle du cycle solaire et ainsi poser des bases solides à la définition de nouveaux modèles de spécification de l'environnement spatial. La seconde est l'adaptation d'un filtre de Kalman d'Ensemble (EnKF) issu du domaine de l'océanographie aux ceintures de radiation. Technique d'assimilation évoluée, elle permet d'affiner la restitution et ouvre la voie à la prédiction et à une météorologie spatiale objective.



# GLOSSAIRE

$\underline{A}(t)$	Matrice d'ensemble (dimension n x m)
$A_p$	Indice géomagnétique tri-horaire et linéaire, dérivé de $K_p$
$\alpha_{\text{éq}}$	Angle d'attaque équatorial d'une particule piégée
$\vec{B}$	Vecteur champ magnétique terrestre
$B$	Intensité du champ magnétique en un point donné
$B_{\text{éq}}$	Intensité du champ magnétique au niveau de l'équateur magnétique
$\underline{D}(t)$	Matrice des observations perturbées (de dimension q x m)
$D_{st}$	Mesure du champ magnétique relatif au courant annulaire
$E_0$	Energie de repos d'une particule chargée
$E_c$	Energie cinétique d'une particule
$\vec{\varepsilon}$	Vecteur incertitudes (de dimension n)
$\vec{\varepsilon}_m$	Vecteur incertitudes du modèle (de dimension n)
$\vec{\varepsilon}_o$	Vecteur incertitudes des observations (de dimension q)
$f$	Fonction de distribution des particules piégées
$\vec{F}$	Force de Lorentz
$\underline{H}$	Matrice de conversion (de dimension q x n)
$\underline{I}$	Matrice identité
$J$	Second invariant magnétique
$J_c$	Fonction coût
$j, J_{\text{uni}}$	Flux différentiel unidirectionnel

$J_{\text{omni}}$	Flux différentiel omnidirectionnel
$j_0$	Flux unidirectionnel de référence calculé par Vampola
$\underline{K}$	Matrice gain de Kalman (dimension $n \times q$ )
$K_p$	Indice géomagnétique logarithmique tri-horaire
$L$	Paramètre de Mac Ilwain
$L_{\text{blindage}}$	Limite en L du blindage magnétique
$L_{\text{piégeage}}$	Limite en L de piégeage
$L_{pp}$	Position en L de la plasmopause
$L^*$	Paramètre de Roederer
$m$	Nombre de membres dans l'ensemble de vecteurs d'état
$M$	Premier invariant adiabatique (le moment magnétique)
$\underline{M}$	Matrice d'évolution décrivant un modèle donné (de dimension $n \times n$ )
$\vec{m}$	Vecteur moyenne (de dimension $n$ )
$n_{\text{vampola}}$	Paramètre empirique (Vampola) donnant la forme de la distribution en angle d'attaque
$n$	Nombre de variables composant le vecteur d'état
$\mu$	Moment magnétique d'une particule chargée
$q$	Nombre de mesures
$\underline{Q}$	Matrice de covariance des incertitudes du modèle (dimension $n \times n$ )
$p$	Quantité de mouvement d'une particule
$\underline{P}$	Matrice de covariance des erreurs globales (dimension $n \times n$ )
$\Phi$	Troisième invariant adiabatique (flux magnétique)
$\underline{R}$	Matrice de covariance des incertitudes des mesures (dimension $q \times q$ )
$R_T$	Rayon terrestre moyen
$\sigma$	écart-type
$\sigma^2$	variance
$T_b$	Période de rebond d'une particule piégée
$\tau_c$	Période cyclotron d'une particule piégée
$\tau_d$	Période de dérive d'une particule piégée

---

UA	unité astronomique, correspondant à la distance moyenne Soleil – Terre (1 UA = $1,49.10^{11}$ m)
$\vec{v}$	Vecteur vitesse d'une particule
$v_{\perp}$	Composante orthogonale au champ magnétique de la vitesse d'une particule
$v_{\parallel}$	Composante parallèle au champ magnétique de la vitesse d'une particule
$\vec{X}(t)$	Vecteur d'état à l'instant t (de dimension n)
$\hat{\vec{X}}(t)$	Vecteur d'état estimé à l'instant t (de dimension n)
$y_{\text{éq}}$	Sinus de l'angle d'attaque équatorial d'une particule piégée
$\vec{Z}(t)$	Vecteur mesures (de dimension q)



# INTRODUCTION

Dans l'épisode spécial Halloween des Simpson, « The attack of the 50-foot Eyesores », un communiqué radio alarme Homer qu'une perturbation ionique à proximité des ceintures de Van Allen vient d'être observée par les astronomes du monde entier. Il est recommandé de prendre toutes les précautions nécessaires... Cela témoigne de la portée, jusque dans la culture populaire, de la petite phrase prononcée par J. Van Allen à la suite de la mise en évidence des ceintures de radiation par la mission Explorer I en janvier 1958 : « l'espace est radiatif », donc dangereux et nocif.

L'espace n'est en effet pas vide. La Terre se situe dans l'extension de l'atmosphère de notre étoile active : le Soleil. Des liens étroits existent entre eux. Tandis que la lumière du Soleil permet à la vie de se développer, sa variabilité est à l'origine de radiations et de flux de particules de hautes énergies qui peuvent affecter la vie elle-même. Le champ magnétique terrestre nous protège de leurs effets en piégeant ces particules dans les ceintures de radiation, également appelées ceintures de Van Allen. Au niveau des orbites satellitaires, la présence de cette population est très contraignante pour les missions spatiales. Par exemple, en janvier 1994, deux satellites de télécommunications canadiens, Anik E1 et E2, ont subis de nombreuses anomalies (effets singuliers et effets de charge), les rendant inopérants pendant plusieurs heures.

Dès 1958, de nombreux efforts ont été entrepris pour mieux comprendre et caractériser la dynamique de cette population d'électrons et d'ions, aboutissant à la fin des années soixante dix aux modèles empiriques de spécifications de l'environnement spatial radiatif de la NASA AE8 et AP8. Aujourd'hui, les véhicules spatiaux reposent essentiellement sur l'électronique embarquée. La miniaturisation et la numérisation des circuits logiques et électroniques ont rendu les satellites d'autant plus vulnérables aux radiations et à la variabilité de l'environnement spatial qu'ils sont maintenant du même ordre de grandeur que les caractéristiques des interactions avec une particule chargée de haute énergie [Ecoffet, 2002]. Les modèles AE8 et AP8, toujours considérés comme référence aujourd'hui, montrent néanmoins leurs limites et ne permettent plus de répondre complètement aux attentes et besoins des nouvelles technologies embarquées.

Ainsi, un engouement actuel grandit pour définir une « météorologie spatiale » de précision. Plus de 600 satellites sont aujourd'hui en orbite, dont près de 250 en orbite géostationnaire, et ce parc



représente entre 50 à 100 billions de dollars d'investissements [Horne, 2003]. Au cours de la prochaine décennie, il est estimé que près de 900 tirs vont être effectués pour un coût commercial de 90 billions de dollars. Les secteurs principaux de croissance de ce marché concernent la navigation, l'accès à Internet et les communications. Le coût d'un satellite de communications moderne est de l'ordre de 200 millions de dollars, et sa durée de vie dépasse aujourd'hui les 10 ans. En conséquence, aussi bien constructeurs qu'opérateurs sont tout particulièrement attentifs à la protection de leur lourd investissement.

La connaissance de l'environnement spatial est en constante évolution. De nombreux progrès ont été réalisés au cours des quinze dernières années dans les domaines de sa caractérisation et de sa simulation. Aujourd'hui, la structure globale des ceintures de radiation de la Terre est bien comprise et correctement restituée. En particulier, elle a fait l'objet de nombreuses thèses au sein du Département Environnement SPatial (DESP) de l'ONERA ([Beutier, 1993], [Bourdarie, 1996], [Vacaresse, 1998], [Masclet, 2002], [Varotsou, 2005]).

La problématique de ce travail de thèse s'axe sur la compréhension et la restitution précise des dynamiques multiples des ceintures de radiation, dans un but opérationnel. L'ONERA-DESP dispose d'un modèle physique et dynamique (Salammbô) des ceintures de radiation ainsi que de nombreuses données satellites in situ. Cependant, comme tout modèle, même très avancé, Salammbô possède des limites et des incertitudes. Il en va de même pour les mesures qui ont par ailleurs une faible couverture (spatiale, énergétique et temporelle). Ainsi, plutôt que d'essayer de raffiner toujours davantage (en vain ?) un modèle ou assainir le plus possible des mesures qui présenteront toujours une part d'incertitude, de grands progrès peuvent être accomplis en combinant ces deux approches et en tenant compte de leurs précisions respectives à travers l'assimilation de données.

L'objectif est donc d'exploiter cette dualité afin d'améliorer la restitution de la dynamique des ceintures de radiation de la Terre et de définir les caractéristiques des futurs modèles de spécifications à l'aide de telles méthodes d'assimilation de données. Deux directions de recherches sont en particulier explorées :

- ✓ la restitution à l'échelle de temps caractéristiques des missions spatiales actuelles (de l'ordre de la décennie) afin de définir de nouveaux modèles de spécifications grâce à l'assimilation directe de données ;
- ✓ la restitution optimisée prenant en compte les incertitudes de modélisation et de mesure, voire la prédiction, de la dynamique des ceintures de radiation à l'échelle de l'orage magnétique à l'image des domaines de l'océanographie et de la météorologie grâce à une assimilation filtrée des données en temps réel.

Dans un premier chapitre, nous présentons l'état actuel des connaissances du domaine des ceintures de radiation terrestre. Nous revenons tout d'abord sur les liens étroits entre le Soleil et la

Terre, à l'origine des ceintures de radiation et de leur dynamique complexe. Ensuite, nous nous intéressons plus particulièrement à la physique et aux mécanismes régissant cette dynamique et la limite actuelle sur leurs connaissances. Puis, nous décrivons les différentes modélisations des ceintures de radiations disponibles à l'heure actuelle tout en soulignant leurs avantages et limitations. Enfin, nous insistons sur les besoins en terme de précision de restitution de la dynamique des ceintures de radiation exprimés par les agences et industriels du spatial. De ce constat et des ressources disponibles à l'ONERA-DESP découle la problématique de cette thèse.

Une fois définis le contexte et les contraintes imposées de ce travail, nous présentons dans un second chapitre les bases théoriques de deux méthodes d'assimilation de données exploitées ainsi que leur application au cas des ceintures de radiation de la Terre. La première méthode consiste en l'assimilation directe de données, méthode rapide et simple de compréhension. Issue du domaine de l'océanographie, nous insistons ensuite sur une seconde méthode plus complexe : le filtre de Kalman d'Ensemble. Cette méthode permet de tenir compte des incertitudes de modélisation et de mesure afin d'optimiser la restitution des ceintures de radiation.

L'implémentation de telles méthodes soulève la question des incertitudes de mesure et de modélisation, qui fait l'objet du troisième chapitre. Dans un premier temps nous caractérisons les incertitudes de modélisation et leur répercussion sur la restitution finale de la dynamique des ceintures de radiation. Cela nous permet de définir les processus et zones critiques qui doivent être particulièrement surveillés pour assurer une bonne fidélité à la réalité via une assimilation adéquate. Cependant, ces mesures ne sont également pas parfaites. Dans un deuxième temps, nous présentons donc les traitements amont effectués sur les mesures pour les assainir, ainsi qu'une estimation de leur incertitude. Ces études préliminaires nous permettent de quantifier la qualité de nos résultats.

Dans le quatrième chapitre sont finalement présentés les résultats des simulations d'assimilation de données effectuées à l'échelle de l'orage magnétique et du cycle solaire, les deux échelles de temps caractéristiques de la dynamique des ceintures de radiation. Tout d'abord, nous nous posons la question de savoir si l'ajout des interactions des ondes de cœur électrons est bénéfique à la précision de la restitution de l'assimilation directe de données à l'échelle de l'orage magnétique et du cycle solaire. Nous présentons ensuite les premiers résultats prometteurs d'assimilation filtrée de données à l'échelle de l'orage magnétique. Enfin, les principaux résultats de cette thèse sont présentés. Ils se concentrent autour de l'apport de l'assimilation directe à l'échelle du cycle solaire pour la définition de nouveaux standards. Des conclusions quant au devenir des modèles de spécifications actuels et aux caractéristiques de leurs remplaçants en sont alors dégagées.

Enfin, une dernière section synthétise l'apport de ce travail et les perspectives envisagées.



# CHAPITRE 1

## LES CEINTURES DE RADIATION DE LA TERRE ET LEURS MODELISATIONS : CONNAISSANCES ET LIMITATIONS ACTUELLES

Ce chapitre introductif a pour objectif de présenter la problématique de ce travail de thèse dans son contexte. Comment améliorer la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation de la Terre et dans quel but ?

Dans une première partie nous présentons les ceintures de radiation, leur dynamique et leur environnement de manière à expliciter la complexité de ce système ouvert. Dans une seconde partie, une revue non exhaustive de l'historique des connaissances et des modélisations de l'environnement spatial est présentée. Enfin, dans une dernière partie, on se pose les questions : quelles sont les limitations des représentations actuelles et quels sont les besoins des agences et industriels du spatial en terme de modèle de spécifications ? Ce travail de thèse est introduit à partir de ce constat.

## 1.1. INTRODUCTION A L'ENVIRONNEMENT SPATIAL TERRESTRE : DU SOLEIL AUX CEINTURES DE RADIATION.

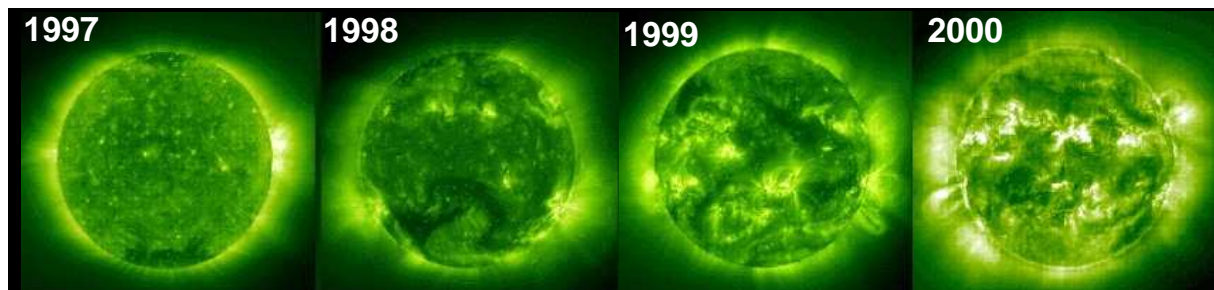
Nous décrivons dans un premier paragraphe l'environnement des ceintures de radiation et ses liens avec l'activité solaire. Dans un second paragraphe, nous revenons sur les mécanismes régissant la structure des ceintures. Enfin, dans un dernier paragraphe, nous insistons sur la problématique de la dynamique des ceintures de radiation et sur les échelles de temps caractéristiques associées.

### 1.1.1. Du Soleil à l'orbite terrestre : le vent solaire

#### 1.1.1.1. *Le Soleil, notre étoile qui conditionne l'environnement terrestre*

Le Soleil est une étoile « ordinaire ». Situé à 1 unité astronomique (1 u.a. = 149 598 000 km) de la Terre (sa lumière met un peu plus de 8 minutes pour atteindre la Terre), il est constitué de 71% d'hydrogène et 27% d'hélium. À sa surface, plus froide (la température de la photosphère est inférieure à 10 000 K), on trouve également des éléments plus lourds comme l'oxygène (0.97%), le carbone (0.40%) et l'azote (0.096%). N'étant pas solide, le Soleil accomplit une rotation complète en 25 jours au niveau de l'équateur et 36 jours près des pôles. La période moyenne de rotation solaire vue depuis la Terre est d'environ 27 jours.

La température de son cœur atteint 15 millions de degrés et à chaque seconde, les réactions de fusion nucléaire y relâchent une quantité d'énergie équivalente à plusieurs milliards de bombes atomiques. Cette activité se répercute en surface par la présence d'un champ magnétique global près de 1000 fois plus intense que le champ magnétique terrestre. Il est composé de multiples champs localisés issus des mouvements de convection interne. L'énergie associée est libérée sous forme de rayonnement, de particules chargées accompagnées de champs électromagnétiques. C'est l'activité solaire. Elle est constituée à la fois de phénomènes violents et sporadiques à l'échelle du jour et d'une modulation en intensité à l'échelle de la décennie (le cycle solaire, voir § 1.1.3.3) comme l'illustre la Figure 1-1.



**Figure 1-1 : Évolution des centres actifs à la surface du Soleil entre 1997 et 2000 en lumière ultraviolette. Documents SOHO et TRACE**

### 1.1.1.2. L'influence solaire propagée par le vent solaire

Ainsi, le Soleil est particulièrement dynamique et crée de fortes perturbations dans sa sphère d'influence dont la Terre fait partie. La couronne solaire est constituée d'un plasma très chaud (température supérieure au million de degrés) qui s'échappe en permanence dans le milieu interplanétaire comme l'illustre la Figure 1-2. Son expansion se manifeste par un flot continu de matière ionisée dans lequel baigne tout le système solaire. C'est le vent solaire. Par son intermédiaire, l'activité solaire se répercute au niveau de l'orbite terrestre de manière plus ou moins intense en fonction de ses caractéristiques et de sa structure.

Il est principalement composé de protons et d'électrons d'énergies inférieures à quelques keV, et contient 7 à 8% de particules plus lourdes (noyaux d'hélium). L'origine de ces particules est localisée dans deux régions à la surface du Soleil donnant lieu à deux types d'écoulements continus comme le montre la Figure 1-3. Le premier s'écoule en continu le long de l'équateur solaire (là où le champ magnétique est faible), il est dit lent. Sa vitesse atteint 400 km/s et sa densité, au niveau de l'orbite terrestre est de l'ordre de 10 particules par  $\text{cm}^3$ . Le second s'échappe des trous coronaux polaires où les lignes de champ magnétique sont ouvertes. C'est le vent solaire rapide. Sa vitesse est de l'ordre de 1000 km/s et sa densité n'est plus que de 3 protons par  $\text{cm}^3$ . Ces deux vents peuvent interagir ensemble au cours du cycle solaire lorsque les trous coronaux se déplacent vers l'équateur, générant ainsi des zones de compression dans le milieu interplanétaire en amont de la perturbation.

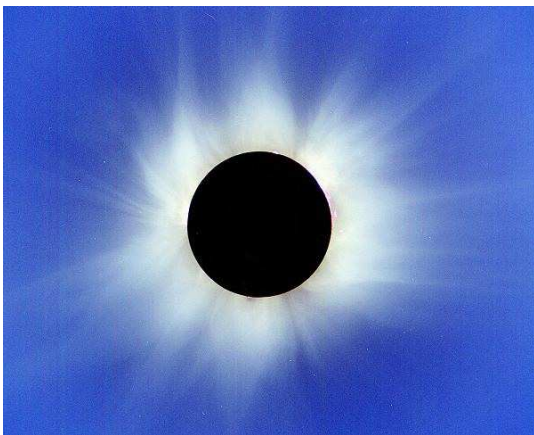


Figure 1-2 : Éclipse du 11 août 1999 photographiée en Roumanie par J. Kern du Caltech

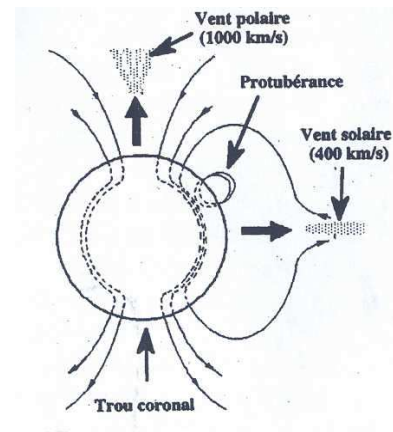


Figure 1-3 : Principales structures du champ magnétique et sources du vent solaire

L'expansion du vent solaire et la rotation solaire fixent la structure du champ magnétique interplanétaire dans la zone proche du plan équatorial : gelé dans le plasma, le champ magnétique est entraîné avec lui, et les lignes de forces ancrées dans la couronne solaire s'enroulent par conséquent en spirale d'Archimède. De part et d'autre de cette zone formant le feuillet neutre solaire, les lignes de champ magnétique sont dirigées vers le Soleil dans un hémisphère, et s'en éloignent dans l'autre.

Dans la réalité, ce feuillet neutre solaire n'est pas plan. Il se déforme en fonction des perturbations du champ magnétique solaire induites par la présence de singularités à la surface du

Soleil. Évoluant avec le cycle solaire, la structure du feuillet neutre est en forme de « jupe de ballerine » dont le nombre de plis change au cours du temps. Ainsi, par le couplage rotation solaire / déplacement orbital de la Terre / inclinaison de leurs axes de rotation, la Terre va traverser successivement des zones dans lesquelles la configuration du vent solaire et du champ magnétique interplanétaire gelé dedans (IMF, « Interplanetary Magnetic Field ») sera différente. Ce dernier point est très important car en fonction de l'orientation de ce champ, le couplage possible avec le champ magnétique terrestre et les répercussions associées peuvent être plus ou moins intenses.

Pour fixer les idées, au niveau de l'orbite terrestre, l'intensité du champ magnétique interplanétaire est de l'ordre de 5 nT et forme en moyenne un angle de 45° avec la direction Soleil-Terre. Si l'on considère des particules émises par la couronne solaire avec une vitesse constante de 500 km/s, ces dernières mettent entre 3 et 4 jours pour atteindre l'orbite terrestre.

## 1.1.2. La magnétosphère terrestre, cavité protectrice

### 1.1.2.1. La magnétosphère, qu'est ce que c'est ?

Les interactions entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre (voir paragraphe suivant) engendrent une cavité magnétique composée d'un plasma chaud et peu dense issu du Soleil ( $H^+$ ,  $He^{++}$ , ...) et de l'atmosphère terrestre ( $H^+$ ,  $He^{++}$ ,  $O^+$ ,  $O^{++}$ , ...). C'est la magnétosphère (Figure 1-4). Le champ géomagnétique empêche la majeure partie du plasma solaire de pénétrer directement à l'intérieur en le déviant. Cependant, environ 2% de l'énergie cinétique du vent solaire impactant l'obstacle terrestre est transféré dans cette cavité magnétique [Sauvaud, 2002]. Cette énergie, convertie à travers le couplage électromagnétique, nourrit les processus aussi bien stationnaires que dynamiques régissant la magnétosphère terrestre. Son enveloppe, la magnétopause est comprimée coté jour à 10 rayons terrestres ( $R_T$ ) en moyenne, pour atteindre environ 16  $R_T$  au niveau de l'aube et du crépuscule, et s'allonger ensuite au-delà de l'orbite de la lune du coté nuit.

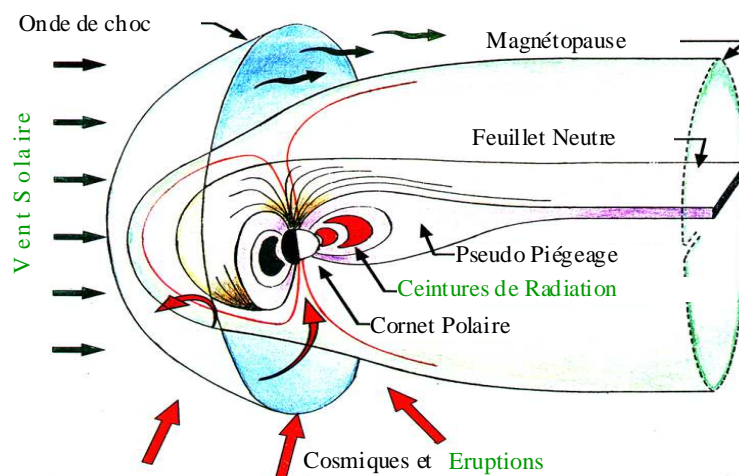


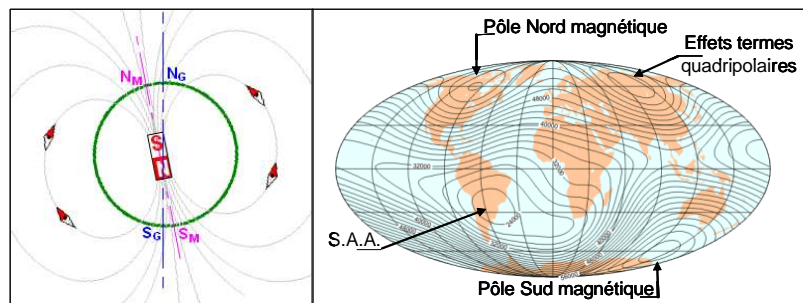
Figure 1-4 : Structure de la magnétosphère terrestre

La magnétosphère est également composée de particules piégées et/ou transportées par les champs électriques et magnétiques s'y développant. Elles ont pour principale origine le vent solaire et sont constituées essentiellement de protons et d'électrons. Deux populations peuvent être distinguées et font l'objet des paragraphes suivants :

- ✓ *Les particules de hautes énergies (supérieure au keV) :* ce sont les ceintures de radiation constituant la partie interne de la magnétosphère (Figure 1-4) ;
- ✓ *Les particules de basses énergies (inférieure au keV) :* ce sont la plasmasphère, qui partage la même région que les ceintures de radiation, et le feuillet neutre, constituant une zone de pseudo piégeage en périphérie externe des ceintures de radiation (Figure 1-4) et s'étendant dans toute la queue de la magnétosphère.

#### 1.1.2.2. A son origine : le champ magnétique terrestre

Le champ magnétique terrestre d'origine interne est généré par les mouvements complexes de convection du noyau terrestre. En première approximation, il est bien représenté par un champ dipolaire décentré et incliné par rapport à l'axe de rotation de la Terre (voir Figure 1-5, panneau de gauche). Son axe fait un angle de  $11,6^\circ$  par rapport à l'axe de rotation de la Terre et le dipôle est décentré de 550 km (soit environ 8% du rayon terrestre) du centre de la Terre. Ses pôles sont inversés par rapport aux pôles géographiques. De ce fait, le pôle Sud magnétique est situé à environ 1000 km du pôle Nord géographique ( $N_g$ ), en direction du Canada. Historiquement, étant dans l'hémisphère Nord il a été nommé pôle Nord magnétique abusivement. Il est noté ( $N_m$ ) sur la Figure 1-5. Le pôle Nord magnétique ( $S_m$ ) se trouve, quant à lui, au large de la Terre Adélie, dans la mer d'Urville. Ce décentrement et cette inclinaison magnétique sont à l'origine d'une zone particulière appelée Anomalie de l'Atlantique Sud (S.A.A., 'South Atlantic Anomaly') dans laquelle le champ magnétique est plus faible. Pour exemple, à la surface de la Terre, l'intensité du champ magnétique au niveau de la SAA est proche de 24 000 nT tandis qu'au point opposé par rapport à l'axe du dipôle, il est supérieur à 40 000 nT, soit près de 2 fois plus fort. Enfin, le champ magnétique n'étant pas parfaitement dipolaire des irrégularités dues à des termes quadripolaires sont visibles, essentiellement au dessus de la Sibérie.



**Figure 1-5** Caractéristiques générales du champ géomagnétique d'origine interne. A gauche, approximation dipolaire du champ magnétique terrestre ; à droite, planisphère de l'intensité du champ magnétique à la surface de la Terre.



Au-delà de 5 à 6 rayons terrestres, vient s'ajouter au champ magnétique une composante supplémentaire d'origine externe lui conférant sa structure allongée coté nuit et compressée coté jour (Figure 1-4).

### 1.1.2.3. Des particules chargées de hautes énergies : les ceintures de radiation

Le champ magnétique terrestre, par sa forme dipolaire, piège les particules chargées en les forçant à suivre des mouvements périodiques. Ce sont les ceintures de radiations de la Terre. Elles constituent la partie haute énergie des particules de la magnétosphère. La durée de vie de ces particules peut facilement dépasser le mois, voire l'année. Par exemple, dans les années soixante, des essais nucléaires (projet Starfish) ont été conduits dans la haute atmosphère, créant ainsi une ceinture artificielle de particules de hautes énergies qui a été observée pendant plus de dix années [Abel et Thorne, 1994].

De telles ceintures existent autour de chaque planète possédant un champ magnétique. Le Tableau 1-1 ci-dessous synthétise leurs caractéristiques. Pour la Terre, elles sont composées essentiellement d'électrons et de protons d'énergies atteignant respectivement quelques dizaines de MeV et plusieurs centaines de MeV. Elles s'étendent jusqu'à une dizaine de rayons terrestres pour les électrons et 7 rayons pour les protons. La plasmasphère est donc localisée dans la partie interne des ceintures de radiation et le feuillet neutre en périphérie extérieure.

	Particule	Énergie	Extension (rayons planétaires)
Terre	$e^-$	1 keV-10 MeV	1-10
	$p^+$	1 keV-300 MeV	1-7
Jupiter	$e^-$	1 keV – 300 MeV	1- qq. dizaines
	$p^+$	1 keV – qq. 100 MeV	1- qq. dizaines
Saturne	$e^-$	1 keV – 10 MeV	1~10
	$p^+$	1 keV – 100 MeV	1~10

**Tableau 1-1 : Caractéristiques des ceintures de radiation des différentes planètes "magnétiques"**

Leurs extensions sont limitées par des frontières définies par les lignes de champ magnétique et sont asymétriques par rapport à un repère géographique (Figure 1-6) :

- ✓ Coté interne, l'atmosphère et la Terre (pertes de particules à ce niveau) ;
- ✓ Coté externe, les limites de piégeage (décrites dans la suite), sources de particules.

Cette structure n'est pas figée. Elle évolue en fonction des perturbations du champ magnétique à différentes échelles temporelles qui seront exposées dans la suite.

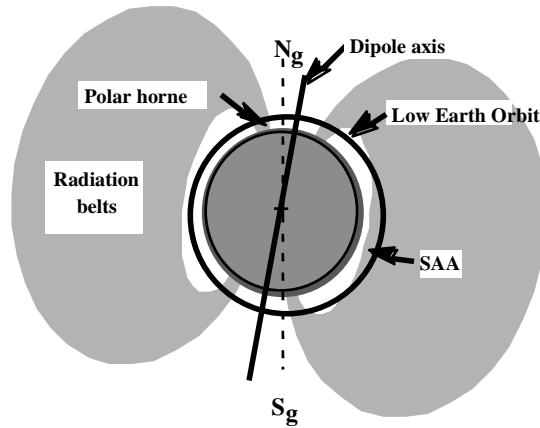


Figure 1-6 : Vue schématique de la position et de l'extension des ceintures de radiation

La structure des ceintures de radiation est présentée sur la Figure 1-7. La ceinture proton (partie gauche) présente un seul maximum pour une seule valeur de L (distance depuis le centre de la Terre le long de l'équateur magnétique, exprimée en rayon terrestre) qui dépend de l'énergie. Les flux sont très stables. Pour les protons d'énergie supérieure à 10 MeV, le maximum est atteint entre  $L=1.5$  et  $L=2$  et le flux est de l'ordre de  $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

La structure de la ceinture d'électrons est plus complexe (partie droite). Deux maxima sont observés :

- ✓ Un maximum interne très stable, entre  $L= 1.4$  et  $L = 2.8$ . Les électrons présents peuvent atteindre une énergie de l'ordre de 5 MeV et les niveaux de flux  $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour les électrons d'énergie supérieure à 1 MeV.
- ✓ Un maximum externe très variable, proche de  $L= 5$ . Les énergies peuvent atteindre 7 MeV et les niveaux de flux  $3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour les électrons d'énergie supérieure à 1 MeV.

La zone séparant la ceinture externe de la ceinture interne s'appelle le 'slot', région dans laquelle de nombreuses interactions résonnantes précipitent les électrons dans l'atmosphère.

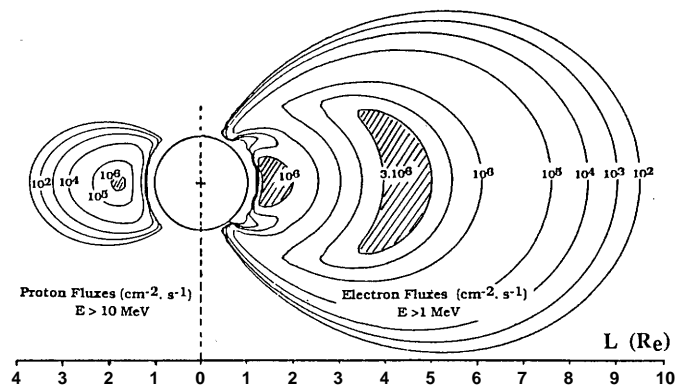


Figure 1-7 : Structure des ceintures de radiation des protons de plus de 10 MeV (gauche) et des électrons de plus de 1 MeV (droite). Modèles AP 8 et AE 8 de la NASA

1.1.2.4. *Des particules chargées de basses énergies : la plasmasphère et le feuillet neutre*

Au cœur de la magnétosphère, partageant en partie la même région que les ceintures de radiation, se trouve un plasma froid et dense : la plasmasphère. Elle est composée essentiellement d'électrons et de protons d'énergie inférieure au keV. Sa densité peut atteindre  $10^3$  particules par  $\text{cm}^3$  (Figure 1-8). C'est un lieu privilégié d'intensification des ondes électromagnétiques telles celles générées par les orages atmosphériques. Ce plasma est originaire de l'ionosphère. Il s'échappe en continu et reste confiné par la force de gravité et l'effet du champ électrique de corotation et de convection le faisant dériver autour de la Terre. La limite de la plasmasphère est la plasmopause. Elle est en moyenne comprise entre 3 et 5  $R_T$  (Figure 1-9). Elle est caractérisée par une brutale chute de la densité de plasma (Figure 1-8).

La plasmopause est fonction de l'activité géomagnétique. Lorsque des perturbations magnétiques ont lieu, la zone de dominance du champ de corotation est réduite, érodant ainsi la plasmasphère. J. Goldstein décrit cette dynamique au cours de l'évènement du 18 juin 2001 à partir des observations du satellite IMAGE [Goldstein, 2005]. La plasmopause est comprimée vers la Terre. Le plasma contenu au-delà est évacué sous l'effet du champ électrique de convection du côté jour et crépuscule (apparition de plume, Figure 1-9), contribuant ainsi au peuplement du courant annulaire. Lorsqu'ensuite la perturbation s'atténue, la plasmasphère se dilate. Un temps d'inertie de l'ordre de 24 heures est notable pour que l'ionosphère repeuple cette zone de plasma.

Profil de densité électronique à l'équateur

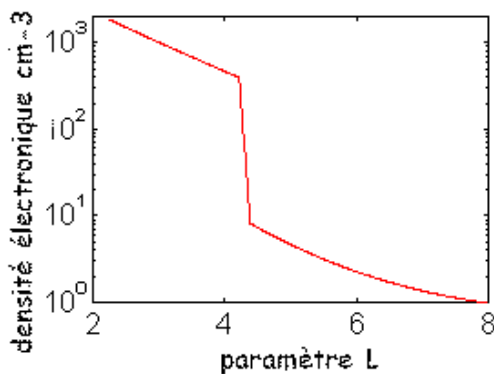


Figure 1-8 : Modèle de densité électronique de la plasmasphère [Carpenter, 1992]

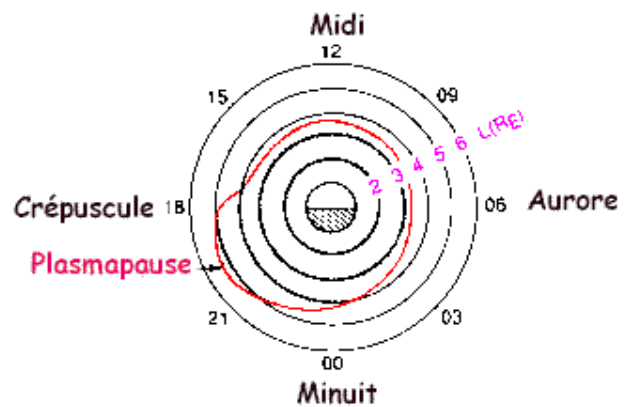


Figure 1-9 : Forme de la plasmasphère dans le plan équatorial [Chappell, 1970]

En périphérie des ceintures de radiation (à partir de 10  $R_T$ ), au niveau de l'équateur magnétique et du côté nuit, une seconde population de particules de basses énergies est présente : c'est le feuillet neutre (Figure 1-4). Il est constitué d'un plasma d'énergie caractéristique 5 keV [Tsyganenko et Mukai, 2003]. Cette population a pour origine le vent solaire, piégée loin dans la queue de la magnétosphère. Ces particules sources peuvent être injectées puis accélérées dans les

ceintures de radiation. Le mécanisme d'injection est lié à l'intensification des champs électriques qui, associés au champ magnétique, permettent aux particules de dériver perpendiculairement aux lignes de champ tout en gagnant de l'énergie.

### 1.1.3. L'activité solaire au niveau de la Terre : origines et mesures de ses répercussions sur l'environnement spatial terrestre

Le lien entre vent solaire et ceintures de radiation est en général indirect : le vent solaire agit sur la magnétosphère, qui, à son tour et avec un temps d'inertie, va répercuter l'énergie extraite sur ses constituants. Les interactions entrant en jeu dans ce processus sont de type magnétohydrodynamique, ce qui complique leur compréhension quantitative. Ainsi, de nombreux travaux ont mis en évidence ce lien indirect ([Baker, 1996a], [Lester, 2000]) mais également la difficulté de prévoir l'impact à l'échelle des ceintures de radiation à partir de ces seuls paramètres externes à la magnétosphère, à cause essentiellement des non linéarités introduites par la dissipation de l'énergie dans la magnétosphère ([Baker, 1996a], [Vassiliadis, 2000a], [Reeves, 1998]). Il est donc nécessaire de mesurer également les effets résiduels au niveau de l'environnement terrestre.

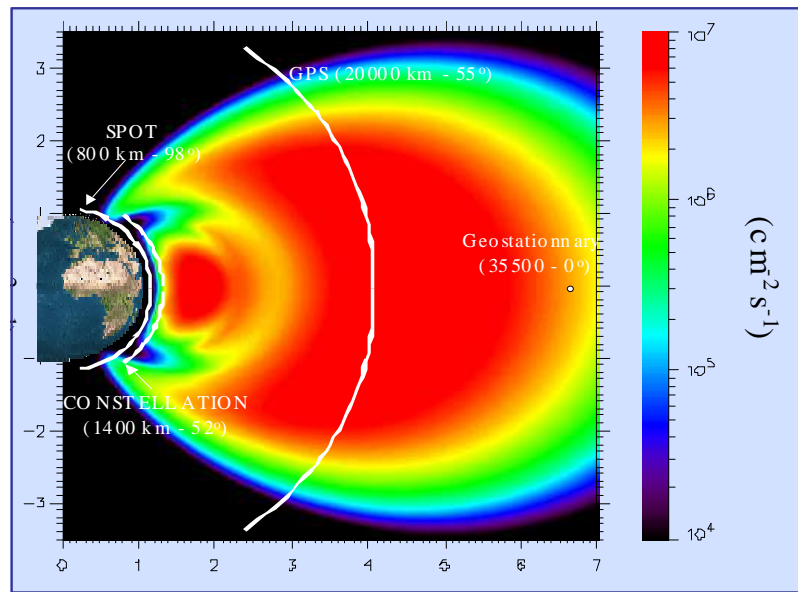
Nous présentons dans un premier paragraphe les répercussions et effets de l'activité solaire au niveau des ceintures de radiation, puis l'activité solaire elle-même dans les deux paragraphes suivants : l'activité solaire court terme et long terme.

#### *1.1.3.1. Répercussion au niveau des ceintures de radiation : les orages magnétiques et les modulations cycliques*

Dans la magnétosphère interne, au niveau des ceintures de radiation, les répercussions de l'activité solaire – décrite dans les paragraphes suivants – sont de deux types : perturbations électromagnétiques et injections particulières en réponse aux changements de pression, de vitesse, de densité du vent solaire et aux perturbations du champ magnétique interplanétaire. Ces périodes agitées sont appelées *orage magnétique* ou *sous orage magnétique* en fonction de la durée (de quelques heures à quelques jours) et de l'intensité des perturbations et injections associées.

En fonction de l'origine solaire déclenchant un orage magnétique, ses caractéristiques sont différentes (intensité, durée et répercussions précises), mais globalement, il suit des phases bien définies (décrit en détail dans le paragraphe 1.3.2). Au cours de telles périodes agitées, la principale caractéristique est la forte variation des flux de particules énergétiques piégées. Des phénomènes rapides de sources et de pertes entrent en jeu sur une échelle spatiale de l'ordre de 8 à 10 rayons terrestres, et en particulier au niveau de la plasmasphère. Leur surveillance voire leur prédiction est très importante car les ceintures de radiation englobent la majeure partie des orbites artificielles utilisées à l'heure actuelle. La Figure 1-10 positionne les orbites géostationnaires (satellites de télécommunications), GPS (positionnement par satellites) et les orbites basses (destinées à

l'observation de la Terre et de son environnement, de son climat, ...) sur une représentation des flux d'électrons d'énergie supérieure à 500 keV (modèle AE8min de la NASA, voir paragraphe 1.4.1.1).



**Figure 1-10 : Extension des ceintures de radiation électrons (flux des électrons d'énergie supérieure à 500 keV) et position des orbites artificielles principales.**

L'environnement radiatif des ceintures de radiation et les fortes variations de flux associées sont à l'origine de mauvais fonctionnements des satellites. Des dérives caractéristiques (propriétés optiques des surfaces, panneaux solaires, isolants des circuits électroniques) peuvent être induites, pouvant entraîner à long terme une perte de fonctionnalité (effet de dose cumulée). De plus, des effets singuliers (en particulier les SEU-Upsets et les SEL-Latchup) associés aux ions lourds dans les circuits intégrés et des problèmes de charge / décharge peuvent apparaître en période de forte variation du flux de particules énergétiques environnant le satellite [Bourriau, 1991].

Ainsi, au cours de l'orage de janvier 1994, les flux d'électrons relativistes ( $> 2$  MeV) ont été multipliés par un facteur 100 pendant près de dix jours au niveau de l'orbite géostationnaire, générant des anomalies sur différents satellites de télécommunications [Allen, 2002]. Les satellites de télécommunications canadiens Anik E1 et E2 ont tous les deux subis plusieurs anomalies, privant ainsi le pays de signaux télévisés pendant plusieurs heures ([Allen, 2002], [Baker, 1996b]). Quatre autres satellites géostationnaires européens et un de la compagnie INTELSAT ont également été touchés par cet événement [Wrenn, 1995].

Les effets des orages magnétiques sont également observables à la surface de la Terre. A des latitudes proches des pôles, les aurores boréales en sont le plus joli témoignage. Elles consistent en l'injection de particules chargées dans la haute atmosphère, ionisant les atomes de cette dernière, au niveau des cornets polaires (Figure 1-4). Cependant, sous des conditions particulières, comme en mars 1989, les orages magnétiques peuvent avoir des répercussions néfastes pour l'activité humaine. Cet

orage est l'un des plus intenses des dernières décennies [Yeh, 1992] et a eu un impact considérable aussi bien sur l'ionosphère que sur Terre. Il a en particulier induit d'intenses perturbations magnétiques et électriques sur Terre [Langlois, 1996] sous forme de courants. En particulier cet événement a conduit à la perte de puissance sur le réseau complet d'Hydro-Québec plongeant près de 6 millions de personnes dans l'obscurité, par détérioration de transformateurs sous l'effet de surtensions générées par ces courants [Kapenman, 1997].

Il est possible de suivre l'activité magnétique au niveau de la Terre. En effet, l'état de perturbation global des ceintures de radiation peut être décrit par les indices globaux suivants (issus de mesures réalisées au niveau du sol).

*L'indice Kp.* C'est un indice tri horaire qui fournit dans une échelle quasi logarithmique allant de 0 à 9 (9 correspond à des perturbations très violentes) les variations globales du champ géomagnétique. Il est déduit des mesures du champ magnétique réalisées par treize stations à des latitudes comprises entre  $46^\circ$  (resp.  $-46^\circ$ ) et  $63^\circ$  (resp.  $-63^\circ$ ). Le fait que cet indice soit moyenné sur trois heures et qu'il représente une mesure globale, ne permet pas de distinguer les sources auxquelles il est sensible. Il reste cependant bien pratique pour décrire globalement les perturbations de l'environnement électromagnétique des ceintures de radiation, faute de mieux.

*Les indices  $a_p$  et  $A_p$ .*  $a_p$  est un indice tri horaire directement relié à Kp. Afin d'obtenir une échelle linéaire à partir de Kp, J. Bartels mis en place une table de conversion pour déduire la valeur de l'indice  $a_p$ . Elle a été faite de telle sorte qu'à une station située à une latitude magnétique de  $50^\circ$ ,  $a_p$  puisse être considéré comme l'intensité maximale des perturbations des deux composantes magnétiques horizontales, exprimé en unité de 2 nT. À partir de  $a_p$ , on peut définir l'indice  $A_p$ , moyenne de  $a_p$  sur une journée et l'indice  $A_p$  mensuel, moyenne sur le mois. Ce dernier indice est en particulier utilisé comme paramètre d'entrée du modèle MSIS 86 de la haute atmosphère de la NASA, [Hedin, 1987], permettant ainsi de prendre en compte les variations saisonnières de l'activité magnétique au niveau de la Terre.

*L'indice Dst.* Cet indice linéaire donne une estimation horaire de l'intensité du courant annulaire, résultant de l'injection et de l'accélération des particules du feuillet neutre en direction de la Terre. L'énergie de ces particules qui peuvent être amenées à quelques rayons terrestres (entre 3 et 5  $R_T$ ) est de l'ordre de 10 à 100 keV. Ces effets sont mesurés à basses latitudes (entre  $20^\circ$  et  $30^\circ$  dans les deux hémisphères) par 6 stations également réparties en longitudes. L'indice Dst est proche de 0 en temps calme et peut atteindre des valeurs aussi basses que -200 à -300 nT au cours d'orages majeurs. En comparaison de l'indice Kp, Dst mesure l'environnement particulière des ceintures de radiation, conséquence des perturbations magnétiques. Bien que complémentaire, il présente donc une inertie par rapport à Kp pour estimer l'intensité de la perturbation globale que subit l'environnement des ceintures de radiation.

Enfin, hormis des orages magnétiques, les ceintures de radiation de la Terre subissent également des variations saisonnières et cycliques, à l'échelle de la décennie, des flux de particules piégées. Ainsi, les orages violents de mars 1989 et mars 1991 se sont produits autour des équinoxes et au moment où l'activité solaire était maximale (voir § 1.1.3.3).

#### *1.1.3.2. L'activité solaire court terme*

Trois types de manifestations solaires sont présentés dans les paragraphes suivants : les éjections de masse coronale, les éruptions solaires et les trous coronaux. Elles ont chacune des répercussions différentes au niveau des ceintures de radiation.

#### **Les éjections de masse coronale (CME, 'Coronal Mass Ejection')**

Les éjections de masse coronale dégagent une énergie gigantesque. Suffisamment denses, leurs expansions peuvent être suivies à l'aide d'un coronographe, comme le montre la Figure 1-11 (le disque solaire est matérialisé par le cercle blanc). Ce sont des explosions brutales, au niveau de la couronne solaire, de matière (plasma) qui se trouve piégée dans une boucle magnétique (Figure 1-12). Elles sont souvent liées à une éruption solaire sous jacente (voir la suite), mais peuvent également très bien être le résultat de la déstabilisation d'une proéminence coronale indépendante de toute éruption.

La vitesse d'éjection de ce plasma varie de quelques centaines à plusieurs milliers de km/s [Lantos, 1997]. Lorsque la vitesse est suffisante, une onde de choc se développe en amont de l'éjection et c'est elle qui va engendrer des effets notables, tels les orages magnétiques, au niveau des ceintures de radiation. Elle est très peu localisée lorsqu'elle atteint l'orbite terrestre puisque son extension peut alors facilement dépasser le diamètre de la magnétosphère. Les ondes de chocs générant les effets les plus importants au niveau de l'orbite terrestre proviennent des éjections de masse coronale associées à des éruptions et/ou localisées près de l'équateur solaire.

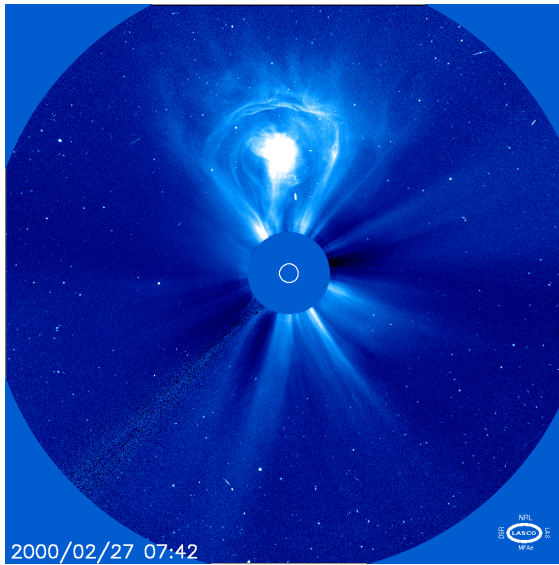


Figure 1-11 : Éjection de masse coronale vue par le coronographe du satellite SOHO (février 2000)

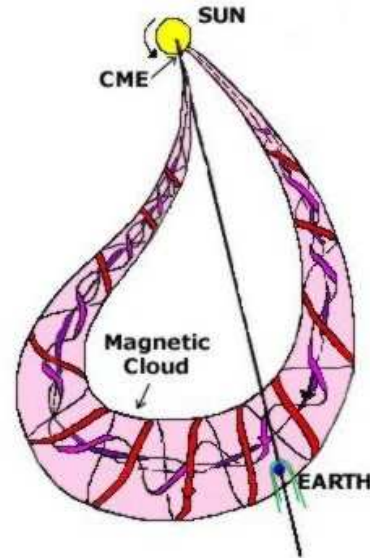


Figure 1-12 : Structure d'une éjection de masse coronale et interaction au niveau de l'orbite terrestre

Enfin, l'effet principal de ce type d'activité solaire est une compression de la magnétosphère via l'onde de choc générée. Il s'ensuit une perturbation violente de l'environnement électromagnétique des ceintures de radiation : l'indice Kp augmente très rapidement et à des valeurs généralement supérieures à 7 tandis que Dst montre une injection consécutive de particules issues du feuillet neutre. L'onde de choc se propageant à la vitesse du vent solaire, il lui faut quelques jours pour atteindre l'orbite terrestre. Ses effets sont assez brefs, s'étendant de quelques heures à la journée.

### Les éruptions solaires

Les éruptions solaires (Figure 1-13) sont des phénomènes localisés extrêmement violents d'émission de photons (éruption optique) et de particules (essentiellement des protons) d'énergie pouvant atteindre quelques centaines de MeV. L'origine des éruptions provient du stockage d'énergie magnétique dans les régions actives de la photosphère associées à des taches solaires puis à la libération rapide de ce trop plein. L'énergie ainsi libérée est transférée à la matière environnante.



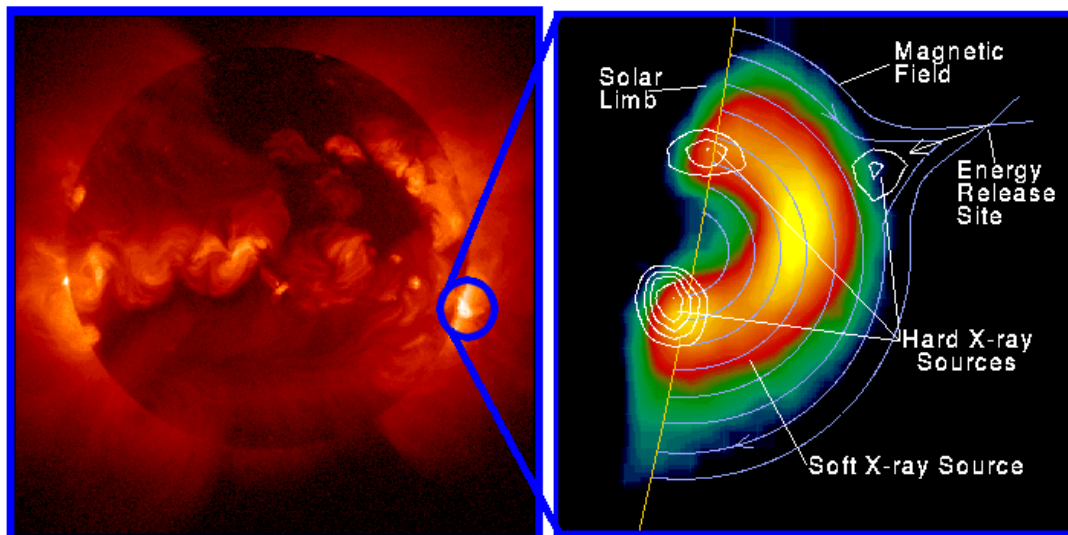


Figure 1-13 : Image d'une éruption solaire vue par le satellite Yohkoh en rayons X le 13 janvier 1992. A gauche, l'éruption est vue dans la gamme des rayons X mous. A droite, l'éruption est observée en rayons X durs.

Les conséquences de ces éruptions sont une perturbation de l'environnement électromagnétique terrestre à cause d'une part des ondes de chocs générées dans le milieu interplanétaire, et d'autre part des injections de particules de hautes énergies directement aux frontières des ceintures de radiation. En effet, les électrons de plusieurs dizaines de MeV et les protons de plus de quelques centaines de MeV sont très difficilement déviés par le champ magnétique terrestre. Ces particules constituent ainsi une source de protons et électrons de hautes énergies pour les ceintures de radiation.

D'un point de vue temporel, tandis que les ondes de chocs vont mettre quelques jours à atteindre la Terre, les particules de haute énergie suivent les lignes de champ magnétique interplanétaire et atteignent l'orbite terrestre en quelques heures, car elle évoluent à plus d'un quart de la vitesse de la lumière. L'effet, très rapide, est également très localisé : il faut que la ligne de champ empruntée par les particules issues de l'éruption soit connectée à la magnétosphère terrestre (comme lors de l'éruption solaire de mars 1991).

Enfin, les éruptions à particules énergétiques sont souvent la somme d'éruptions successives. Les perturbations engendrées au niveau de l'orbite terrestre peuvent ainsi durer plusieurs jours, augmentant la probabilité qu'une éjection de masse coronale (liée ou non à ces zones actives) vienne parallèlement perturber l'environnement électromagnétique des ceintures de radiation.

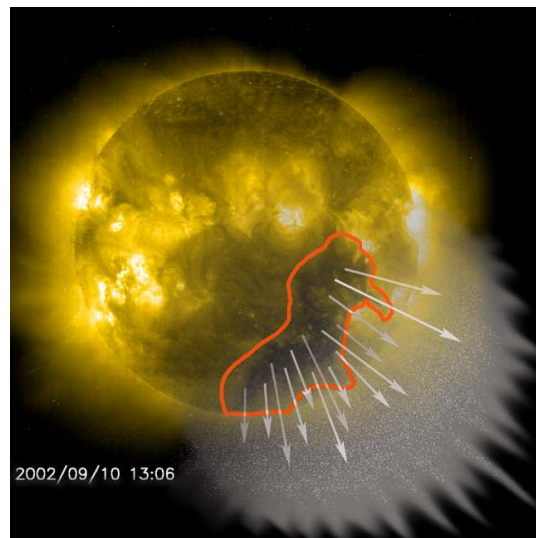
### Les trous coronaux

Les trous coronaux sont des zones stables de la couronne solaire dans lesquelles les lignes de champ magnétique sont ouvertes vers le milieu interplanétaire (Figure 1-14). Il s'en échappe

continûment un vent solaire très rapide (vitesse supérieure à 800 km/s) et peu dense (moins de 10 particules par  $\text{cm}^3$ ). Ce sont des structures qui peuvent être très grandes (un trou coronal peut recouvrir plus d'un quart du Soleil). Apparaissant d'abord aux pôles du Soleil, ils se déplacent ensuite petits à petits vers l'équateur magnétique au cours du cycle solaire (plus propice alors à interagir avec la magnétosphère terrestre).

Contrairement aux éjections de masse coronale et éruptions, leur effet principal réside dans leur stabilité. Ainsi, ils vont périodiquement réapparaître en face de la Terre tous les 27 jours environ (dû à la combinaison de la rotation solaire équatoriale et de la Terre autour du Soleil) pendant plusieurs mois consécutifs et générer des perturbations récurrentes au niveau des ceintures de radiation comme entre août 1993 et décembre 1993 [Reeves, 1998].

Il a été montré que ces vents rapides sont associés à de fortes perturbations magnétiques au niveau des ceintures de radiation ([Baker, 1998], [Blake, 1997]). Des compressions récurrentes de la magnétosphère font augmenter l'indice Kp tous les 27 jours et des injections du feuillet neutre sont notables (chute du Dst). La perturbation peut durer quelques jours en fonction de la taille du trou coronal. La compression amont liée au vent solaire rapide émis par le trou coronal met environ 2 jours pour atteindre l'orbite terrestre.



**Figure 1-14 : Trou coronal du 10 septembre 2002 vu en lumière ultraviolette. Vue schématique, rajoutée par-dessus, de l'émission du vent solaire rapide associé.**

### 1.1.3.3. *L'activité solaire long terme*

#### **Les effets saisonniers**

Des variations saisonnières du niveau de perturbation de l'environnement électromagnétique des ceintures de radiation ont été observées et expliquées ([Russel, 1973], [Boller, 1970], [Cliver, 2000]). La modulation saisonnière a pour origine aussi bien les changements de l'activité solaire et du

vent solaire que ceux de l'environnement terrestre. Ces effets sont couplés mais peuvent être répertoriés ainsi [Vassiliadis, 2002] :

- ✓ La vitesse radiale du vent solaire augmente avec la latitude héliographique à cause de la prépondérance des trous coronaux près des pôles qui émettent un vent solaire rapide (voir paragraphe 1.1.3.2). Comme le plan de l'écliptique est incliné par rapport à l'équateur solaire, la magnétosphère est alors sujette à une vitesse et pression du vent solaire variant au cours de l'année (modulation annuelle).
- ✓ Pour des raisons géométriques similaires (orientation relative des axes magnétiques du Soleil et de la Terre), les lignes de champs magnétiques interplanétaires sont mieux connectées à la magnétosphère autour des équinoxes. Le couplage électromagnétique est donc renforcé durant ces périodes (modulation semi annuelle).
- ✓ De même, la réponse de la magnétosphère à la pression exercée par le vent solaire est fonction des saisons. Supposons pour simplifier que les axes du dipôle magnétique et de rotation de la Terre soient alignés. L'inclinaison de ce dernier par rapport à la normale au plan de l'écliptique est minimale aux équinoxes et maximale aux solstices. Cette modulation de l'orientation de la magnétosphère produit un couplage hydrodynamique variable avec le vent solaire et par conséquent une variabilité saisonnière de l'intensité des interactions associées (modulation semi annuelle).

Les conditions les plus favorables pour que le Soleil influe sur les ceintures de radiation sont donc regroupées autour des équinoxes (printemps et automne). Ces effets peuvent être facilement pris en compte globalement via l'indice  $A_p$  moyenné mensuellement. Par exemple, il sert de paramètre d'entrée au modèle MSIS 86 de la haute atmosphère de la NASA, [Hedin, 1987], puisque l'épaisseur et la densité de cette dernière sont sensibles à ces effets saisonniers.

### **Le cycle solaire**

L'activité solaire est cyclique. Elle passe par un maximum et un minimum d'intensité. Le cycle solaire, mesuré par le nombre moyen de taches solaires présentes à la surface de l'astre, présente une périodicité de 11 ans, avec grossièrement 7 ans de maximum et 4 ans de minimum. Le champ magnétique solaire s'inversant tous les 11 ans, la véritable périodicité est de 22 ans en moyenne. Tous les cycles ne sont pas identiques et en pratique on ne peut prédire de façon sûre l'amplitude des variations de l'activité solaire à long terme. La Figure 1-15 retrace l'évolution du nombre de taches solaires au cours des 4 derniers cycles solaires (nous sommes actuellement en fin du cycle 23, proche du minimum solaire).

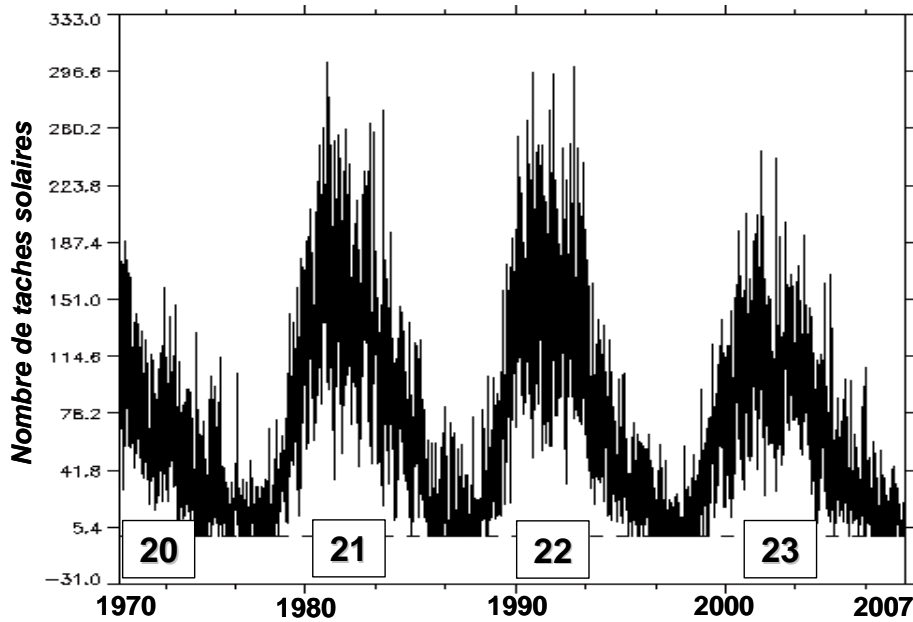


Figure 1-15 : Variabilité cyclique de l'activité solaire (mesurée par le nombre des taches) au cours du temps

Leur nombre est une première estimation de l'intensité des cycles solaires. Une mesure plus précise peut être réalisée : la mesure du flux solaire à 10.7 cm. Le Soleil rayonne dans une large bande de longueur d'onde. En bande centimétrique, l'émission est très stable et son intensité varie lentement en fonction du cycle solaire. Ce rayonnement a pour origine les couches supérieures de l'atmosphère solaire qui émettent à cette longueur d'onde en réponse au nombre de centres actifs se développant en dessous. Associé à l'indice Ap mensuel, cette mesure sert de paramètre d'entrée à différents modèles dont le modèle MSIS 86 de la haute atmosphère de la NASA, [Hedin, 1987]. Les effets saisonniers ainsi que les phases du cycle solaire modulent en effet directement l'extension de l'atmosphère terrestre.

En fonction de la phase du cycle solaire, l'activité solaire est de nature différente ([Crooker, 2000], [Richardson, 2000]). Ainsi, les maxima solaires sont caractérisés par la prédominance des éjections de masse coronale et des éruptions solaires (à l'origine de plus de 50 % des perturbations). Au contraire, l'activité solaire au cours des minima et au cours des phases descendantes des cycles est dominée par les trous coronaux se déplaçant vers l'équateur (à l'origine de plus de 70% des perturbations). Ainsi, en fonction de la phase du cycle solaire, les ceintures de radiation ne sont pas soumises au même type de perturbation et par conséquent les effets sur les particules piégées sont différents.

Enfin, le cycle solaire joue de deux manières indirectes sur l'environnement des ceintures de radiation :

- ✓ En maximum solaire, les rayons UV émis par le Soleil s'intensifient, dilatant l'atmosphère terrestre, frontière interne des ceintures de radiation ;
- ✓ Pendant le maximum solaire, les inhomogénéités du champ magnétique interplanétaire (présence de régions d'interaction entre différents vents solaires et d'ondes de choc interplanétaires) perturbent la propagation des rayons cosmiques (ions dont les énergies peuvent être très élevées d'origine galactique et extragalactique). Leur intensité au niveau de la Terre est alors minimale. A l'opposé, durant le minimum de l'activité solaire un plus grand nombre de rayons cosmiques nous atteignent, modulant ainsi leur interaction avec les ceintures de radiation à l'échelle du cycle solaire (source de particules, voir paragraphe 1.2.2.2).

## 1.2. LA PHYSIQUE DES CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES

Nous détaillons ici les processus internes modulant l'allure des ceintures de radiation. Ce travail de recherche reposant sur les thèses précédemment effectuées au sein du DESP ([Beutier, 1993], [Bourdarie, 1996], [Masplet, 2002], [Vacaresse, 1998],[Varotsou, 2005]), la théorie du piégeage des particules est ici rapidement décrite afin d'insister sur les ordres de grandeurs et les limitations actuelles des connaissances de ces processus physiques.

### 1.2.1. La théorie du piégeage : les trois mouvements adiabatiques

Le problème général du mouvement d'une particule chargée dans un dipôle magnétique ne possède pas de solution facile. Une première intégration des équations du mouvement peut être obtenue, mais pas de solution générale. La trajectoire de la particule peut néanmoins être obtenue par une résolution numérique lente et compliquée. Néanmoins, une solution approchée de l'équation de mouvement a été développée par [Alfvén, 1950]. C'est l'approximation du 'centre guide'. Il consiste à approximer le mouvement global de la particule piégée par trois mouvements périodiques, indépendants les uns des autres.

La même description est utile lorsque le champ magnétique varie lentement en temps et espace. Dans ce cas, le mouvement global de la particule peut toujours être considéré comme étant la combinaison :

- ✓ d'un mouvement périodique quasi-circulaire autour de la ligne de champ, *la giration* ;
- ✓ d'un mouvement périodique linéaire le long de la ligne de champ, *le rebond* ;
- ✓ d'un mouvement périodique de dérive à travers les lignes de champ, *la dérive*.

La particule est dite pseudo piégée : le temps nécessaire à ce qu'elle quitte la sphère d'influence du champ magnétique terrestre est très supérieure à la période de son mouvement quasi-périodique le plus long. Ceci est vrai tant que l'on peut négliger l'influence des champs électriques, c'est-à-dire près de la Terre (car l'intensité de  $\vec{B}$  est forte) et pour des particules relativistes (car  $\vec{v}$  est forte) : ce sont les ceintures de radiation.

Les caractéristiques précises de ces mouvements sont détaillées en annexe A. Nous présentons rapidement ici les caractéristiques principales importantes à la compréhension de la physique des ceintures de radiation associées à ces mouvements ainsi que le mouvement global des particules piégées.

#### 1.2.1.1. *Caractéristiques clés du mouvement des particules piégées*

Ces trois composantes périodiques peuvent être décrites par des constantes de mouvement en première approximation, appelées invariants adiabatiques. Ils ne restent en fait constants que pour des variations lentes des champs électromagnétiques régissant le mouvement global des particules chargées.

Le 1<sup>er</sup> invariant : le moment magnétique  $M$ . Il est lié au mouvement de giration autour de la ligne de champ magnétique. Il est conservé tant que les variations du champ magnétique sont plus lentes que la période de giration. La particule « a alors le temps » de s'adapter naturellement au changement d'environnement.

Le 2<sup>nd</sup> invariant : l'invariant intégral. Il est lié au mouvement de rebond de la particule le long de la ligne de champ. On peut l'interpréter comme une rigidité élastique qui définit la longueur de corde magnétique entre les points miroirs. En pratique, on utilise la notion d'angle d'attaque équatorial (qui n'est pas un invariant) pour le décrire. Il correspond à l'angle formé par le vecteur vitesse de la particule avec le champ magnétique au niveau de l'équateur (voir annexe A). On le note  $\alpha_{eq}$ .

Le 3<sup>ème</sup> invariant : le flux magnétique. Il est lié au mouvement de dérive des particules autour de la Terre et définit la coquille de dérive (présenté dans le paragraphe suivant). Il peut être interprété comme la tension d'un ballon de baudruche rempli d'eau. Si la quantité d'eau augmente lentement à l'intérieur (resp. l'intensité du champ magnétique est amplifiée de telle sorte que sa variation soit plus lente que la période de dérive), le ballon se dilate pour conserver la même tension superficielle (resp. la coquille de dérive se dilate pour conserver le flux magnétique).

#### 1.2.1.2. *Synthèse du mouvement global des particules piégées : la coquille de dérive*

Dans le cas général du mouvement d'une particule piégée, les trois mouvements périodiques présentés précédemment (et en annexe A) se combinent. La particule gire tout en rebondissant le long

de la ligne de champ autour de laquelle elle est piégée. De même, tout en parcourant la ligne de champ entre ses points miroirs, la particule dérive petit à petit. Ce mouvement global définit ce que l'on appelle une coquille de dérive (Figure 1-16). Elle enferme un flux magnétique donné par l'équation suivante (troisième paramètre clé pour la modélisation des ceintures) :

$$\Phi = \int \vec{B} d\vec{S} \quad \text{éq. 1-1}$$

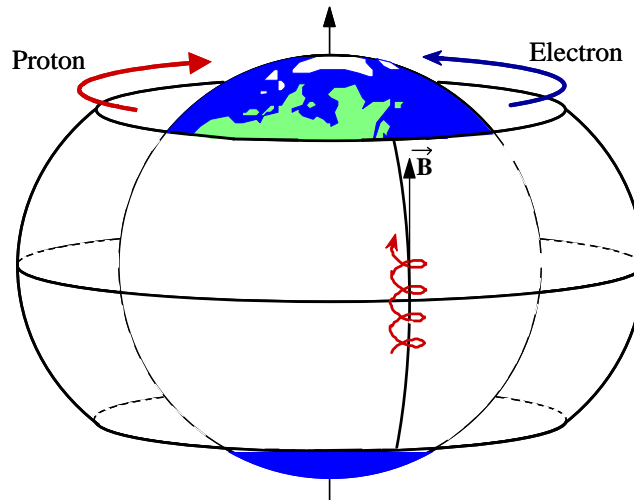


Figure 1-16 : Schématisation du mouvement complet des particules piégées : la coquille de dérive.

La coquille de dérive est définie de manière unique dans l'approximation du champ dipolaire à partir de l'angle d'attaque équatorial  $\alpha_{\text{éq}}$  de la particule et du paramètre de Mac Ilwain  $L$ . L'énergie cinétique de la particule, qui est également conservée tant que  $\vec{B}$  est statique, influe sur la vitesse de parcours de la coquille.

Les Tableau 1-2 et Tableau 1-3 suivants présentent des ordres de grandeur des mouvements décrits précédemment. On constate que les périodes associées à chaque mouvement sont très différentes. Plus de 1000 girations peuvent composer un rebond, et plus de 1000 rebonds une dérive complète pour une particule piégée. On peut donc faire l'hypothèse que ces trois mouvements sont indépendants les uns des autres.

	Rayon de Larmor (m)	$\tau_c$ (s)	$\tau_b$ (s)	$\tau_d$ (min)
Électrons, 50 keV	50	2,5.10-6	0,25	690
Électrons, 1 MeV	320	7.10-6	0,1	53
Protons, 1 MeV	104	4.10-3	2,2	32

<i>Protons, 10 MeV</i>	3.104	4,2.10 <sup>-3</sup>	0,65	3,2
------------------------	-------	----------------------	------	-----

**Tableau 1-2 : Exemples de valeurs des périodes de giration, de rebond et de dérive pour des électrons et des protons de différentes énergies, à 2000 km d'altitude.**

	Rayon de Larmor (m)	$\tau_c$ (s)	$\tau_b$ (s)	$\tau_d$ (min)
<i>Électrons, 1 MeV</i>	1.10 <sup>3</sup>	1.10 <sup>-2</sup>	1	17
<i>Protons, 1 MeV</i>	2,5.10 <sup>4</sup>	1.10 <sup>-2</sup>	0,1	17

**Tableau 1-3 : Exemples de valeurs des périodes de giration, de rebond et de dérive pour des électrons et des protons de 1 MeV à L = 2.**

En réalité, les lignes de champ magnétique ne sont pas dipolaires sur toute la zone couverte par les ceintures de radiation. Plus on s'éloigne de la Terre, plus elles sont compressées du côté jour et étirées du côté nuit dû à la pression exercée par le vent solaire sur la magnétosphère (voir Figure 1-4). Cette morphologie modifiée du champ magnétique complexifie le problème. On définit alors un nouveau paramètre pour désigner une coquille. C'est le paramètre de Roederer noté  $L^*$  [Roederer, 1970]. Il est directement relié au flux magnétique  $\Phi$  emprisonné dans une coquille de dérive et est égal à  $L$  McIlwain en champ dipolaire.

Nous venons de présenter les mouvements quasi-périodiques suivis par les particules piégées lorsque le champ magnétique est constant temporellement. Qu'arrive-t-il maintenant lorsqu'il est perturbé ?

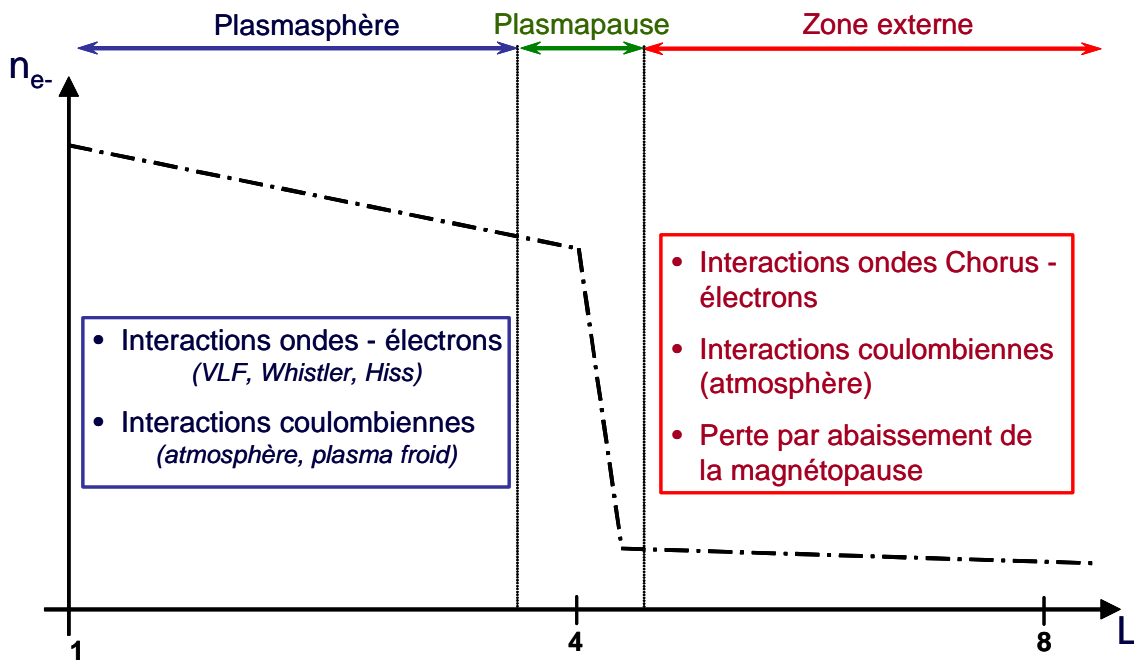
### 1.2.2. Les processus physiques modulant l'allure des ceintures de radiation

A l'intérieur des ceintures de radiation, les particules subissent différentes interactions modifiant leurs trajectoires quasi-périodiques. Ces processus physiques sont constitués de phénomènes diffusifs, de pertes et de sources.

Le schéma de la Figure 1-17 décrit les principales zones des ceintures de radiation et les processus agissant dans chacune d'elles à partir de la densité en électrons froids (d'énergie inférieur à quelques keV) exprimée en fonction de la distance radiale  $L$ . La limite interne des ceintures de radiation est constituée par la haute atmosphère (voir paragraphe 1.1.2.3). Les interactions y intervenant sont décrites ainsi que leurs ordres de grandeurs dans le premier paragraphe. Puis le second paragraphe décrit les interactions agissant au sein de la plasmasphère entre les électrons froids et les ondes présentes avec les particules piégées. La brusque chute de densité au niveau de la plasmopause est à l'origine de la zone externe dans laquelle les processus principaux sont différents.



Ils sont décrits dans le troisième paragraphe. Enfin, dans un dernier paragraphe, une synthèse est présentée pour mettre en avant les difficultés liées à la représentation conjointe de ces différents processus.



**Figure 1-17 : Schéma de la densité électronique ( $n_{e-}$ ) en fonction du paramètre  $L$  mettant en évidence les principales zones et processus entrant en jeu dans la physique des ceintures de radiation de la Terre**

### 1.2.2.1. Le moteur des ceintures de radiation : la diffusion radiale

La diffusion radiale est le principal processus par lequel les particules chargées sont transportées vers la Terre depuis les frontières extérieures des ceintures de radiation. Elle a pour origine les variations des champs magnétiques et électriques de grande échelle dont la fréquence peut être comparable à la fréquence de dérive des particules piégées autour de la Terre. Ce processus induit une modification de la dérive, suffisamment lentement pour que la particule reste dans un état d'équilibre adiabatique avec le champ magnétique ambiant. La diffusion radiale est d'autant plus importante que l'activité magnétique s'intensifie. On parle de diffusion car les modifications de dérive se font vers l'intérieur ou vers l'extérieur, en fonction du gradient en  $L$  de la fonction de distribution des particules piégées. La diffusion vers l'intérieur est cependant privilégiée.

Bien que ce processus soit le 'moteur' des ceintures de radiation, sa dépendance aux perturbations magnétiques à grande échelle autour de la Terre le rend difficilement mesurable et estimable avec précision. De nombreuses études – aussi bien théoriques qu'empiriques – ont été menées depuis la découverte des ceintures de radiation pour estimer ce processus primordial ([Falthämmar, 1966], [Schulz, 1969], [Schulz, 1991], [Brautigam et Albert, 2000], [Varotsou, 2005]). En 1981, H.I. West présente une étude sur le calcul des valeurs des coefficients de diffusion radiale et

résume les efforts réalisés jusque là dans ce domaine [West et al., 1981]. La dispersion ainsi mise en évidence des différents résultats est grande. Elle atteint un ratio de  $10^4$  à  $10^5$ . H.I. West explique la différence de l'ordre de 10 ou même 100 entre les valeurs publiées, par le fait que les coefficients dépendent beaucoup du niveau d'activité géomagnétique : les résultats sont fonction des orages sélectionnés pour réaliser l'étude correspondante. Cependant, les différences de l'ordre de  $10^4$  à  $10^5$  ne peuvent s'expliquer que par de mauvaises mesures ou de mauvaises analyses.

La complexité à mesurer ce processus, additionnée à sa dépendance à l'activité géomagnétique reste aujourd'hui encore un problème de premier ordre. Actuellement, l'étude de D.H. Brautigam et J.M. Albert [Brautigam et Albert, 2000] constitue une référence très utilisée dans les modèles physiques des ceintures de radiation. Une seconde analyse réalisée par A. Varotsou [Varotsou, 2005], et inspirée de la précédente, est un nouveau pas en avant dans l'estimation de la diffusion radiale et sa dépendance à l'activité magnétique. La **Error! Reference source not found.** présente les résultats de cette dernière étude pour 3 intensités d'activité magnétique (représentée par le paramètre  $K_p$ , voir § 1.1.3.2) et pour des électrons équatoriaux de 1 MeV. Elle est essentiellement importante dans la zone externe ( $L > 4$ ), les perturbations électromagnétiques étant moindres proche de la Terre. Près de 3 à 4 ordres de grandeur sont observés entre  $L=2$  et  $L=5$ . Enfin, la dépendance à l'activité magnétique est très forte. Par exemple, au niveau de l'orbite géostationnaire ( $L \approx 6$ ), le temps caractéristique de diffusion passe de la dizaine de jours pour  $K_p=2$  à moins de 3 heures pour un  $K_p=8$ .

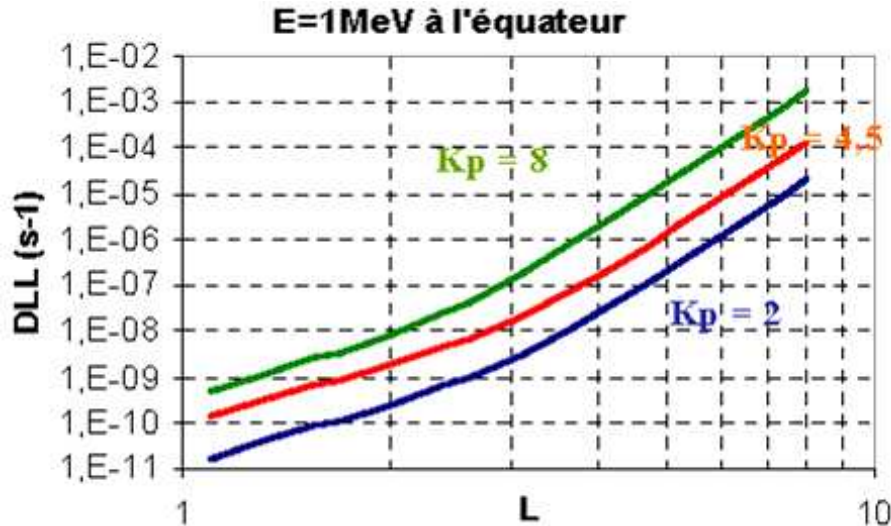


Figure 1-18 : Modélisation de la diffusion radiale pour les électrons d'1 MeV, à l'équateur. D'après [Varotsou, 2005]

Ces deux études peuvent être considérées comme les plus abouties à l'heure actuelle. Cependant, on constate que les écarts restent non négligeables entre ces résultats, et les études réalisées sont limitées. Dans le cas de [Brautigam et Albert, 2000], l'estimation de l'intensité de la diffusion radiale repose sur seulement deux mesures du champ magnétique en  $L=4$  et  $L=6.6$  à l'équateur.

L'incertitude est donc importante. L'étude [Varotsou, 2005] permet d'obtenir une meilleure précision puisqu'elle est fondée sur des flux de particules du satellite CRRES et non sur des mesures de champs magnétiques et électrostatiques à un endroit fixe (les particules diffusent radialement tout au long de leur dérive et non en seulement deux points fixes). Néanmoins, les résultats obtenus sont limités à l'équateur magnétique et à la courte durée de vie de CRRES (14 mois).

Enfin, par diffusion radiale, les particules voient un champ magnétique modifié. Leur moment magnétique étant conservé, elles sont en conséquence accélérées si la diffusion radiale les pousse vers la Terre ( $B_m$  augmente donc  $E_c$  également afin de conserver  $M$  constant) et ralenties si elles sont éloignées de la Terre. La Figure 1-19 illustre cette accélération pour les électrons (185 et 3347 MeV/G correspondant respectivement à des électrons de 100 keV et 1 MeV en  $L=8$ ) et les protons (1692 et 17010 MeV/G, soit des protons de 1 MeV et 10 MeV en  $L=8$ ). La diffusion radiale accélère donc les particules d'un à deux ordres de grandeurs entre  $L=8$  et  $L=1$ . Le spectre en énergie des populations piégées est donc fonction de  $L$ . Par conséquent, un satellite basse altitude ne sera pas soumis aux mêmes types d'incidents qu'un satellite géostationnaire, le spectre en énergie étant décalé vers des énergies plus hautes d'au moins un ordre de grandeur.

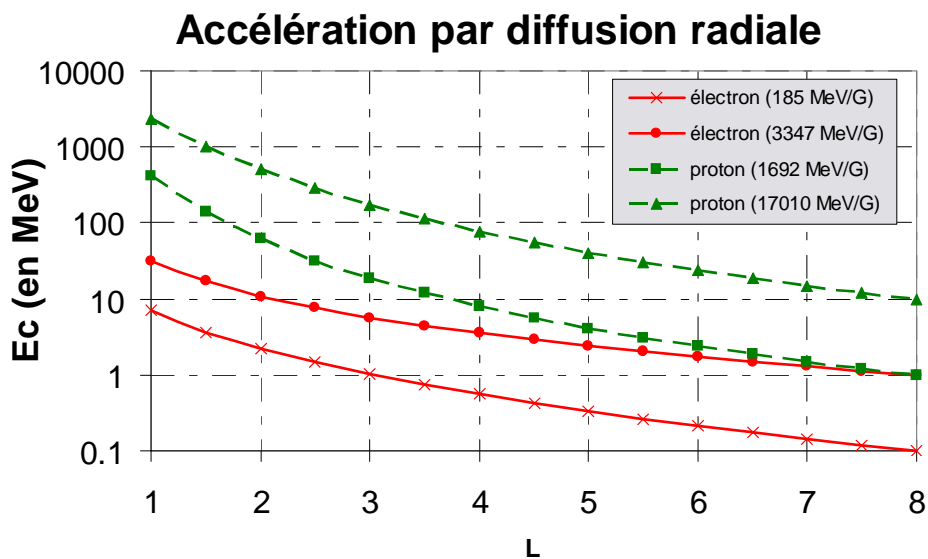


Figure 1-19 : Accélération par diffusion radiale, à moment magnétique constant (électrons et protons)

#### 1.2.2.2. Les interactions avec la haute atmosphère

La précipitation dans la haute atmosphère constitue une première cause de perte de particules, lorsque ces dernières atteignent le pied de la ligne de champ sur laquelle elles effectuent leur mouvement de rebond. Les interactions coulombiennes [Blanc, 1980] y sont très nombreuses, dissipant leur énergie et modifiant leur angle d'attaque à chaque rebond. En fonction de la position du point miroir des particules de faible angle d'attaque équatorial, le temps caractéristique de perte peut

s'étendre de quelques secondes (un seul rebond peut suffire pour perdre la particule piégée si le point miroir est situé profondément dans l'atmosphère) à plusieurs centaines de jours pour les points miroirs situés au niveau des couches externes très peu denses de la haute atmosphère.

La hauteur de l'atmosphère n'est pas constante, ce qui va jouer sur la taille du cône de perte. Suivant le jour ou la nuit, les saisons, et même le cycle solaire, elle sera plus ou moins dilatée. Ces variations ne sont pas de première importance pour les ceintures de radiation dans leur globalité, mais néanmoins non négligeables si l'on étudie les flux de particules chargées sur des orbites basses.

Une seconde origine de perte de particules piégées dans la haute atmosphère est le décentrement et l'inclinaison du dipôle magnétique terrestre. Ainsi certaines coquilles de dérive viables d'un point de vue théorique traversent en partie l'atmosphère voire la Terre. Si par diffusion radiale des particules piégées sont poussées sur de telles coquilles, alors ces dernières seront perdues plus ou moins rapidement en fonction de la densité des couches atmosphériques traversées : inférieur à la période de dérive (quelques heures) pour des coquilles pénétrant profondément l'atmosphère à plusieurs jours pour celles traversant les couches les plus superficielles. De même, à l'échelle de temps séculaire, ces pertes vont se déplacer sur différentes coquilles en fonction du mouvement du dipôle magnétique.

Enfin, une dernière interaction liée à l'atmosphère terrestre et jouant sur la population de particules piégées est la désintégration des neutrons atmosphériques. Cette source interne consiste en la production d'électrons et de protons rapides par la désintégration dans la magnétosphère des neutrons produits par l'interaction des atomes de la haute atmosphère avec les rayons cosmiques galactiques (processus CRAND, Cosmic Ray Albedo Neutron Decay, [Hess, 1961]) ou avec les ions très énergétiques provenant d'éruptions solaires (processus SPAND, Solar Proton Albedo Neutron Decay, [Schulz et Lanzerotti, 1974]). Ces processus sont décrits dans [Beutier, 1993]. Le processus CRAND constitue la source principale des protons d'énergies supérieures à 40 MeV. Ces processus sources ont moins d'importance dans le cas des électrons. Les protons et électrons sont directement créés dans les ceintures de radiation. Ils sont donc automatiquement piégés, quelle que soit l'activité magnétique. Enfin, le processus CRAND est lent. Il joue un rôle majeur à l'échelle du cycle solaire.

### 1.2.2.3. *Les interactions avec la plasmasphère*

La plasmasphère est constituée d'un plasma froid et d'ondes de basses fréquences se propageant à l'intérieur (voir § 1.1.2.4). Ces deux entités interagissent avec les particules piégées de hautes énergies, essentiellement les électrons [Schulz et Lanzerotti, 1974]. Les protons étant plus de 1800 fois plus lourds que les électrons, l'influence du plasma froid et des ondes sur leur mouvement sont négligeables.

Les interactions avec les particules du plasma froid sont de type coulombiennes. Elles consistent en une dissipation d'énergie (frictions du même type et ordre de grandeur qu'avec

l'atmosphère) des particules des ceintures [Farley, 1971] ainsi qu'une diffusion en angle d'attaque [Schulz et Lanzerotti, 1974]. On parle de diffusion car chaque interaction particule – particule est très rapide et faible. C'est en fait la somme des interactions subies par une particule avec le plasma traversé à l'échelle de la dérive qui permet d'avoir une idée globale de l'interaction effective. Les temps caractéristiques de ces interactions sont de l'ordre du jour ou du mois comme le montre la **Error! Reference source not found.** pour deux énergies : 100 keV et 1 MeV. Bien que continues, elles sont très lentes, maximales près de l'équateur magnétique et pour les particules de 100 keV. Plus l'énergie est grande et moins l'interaction a d'impact.

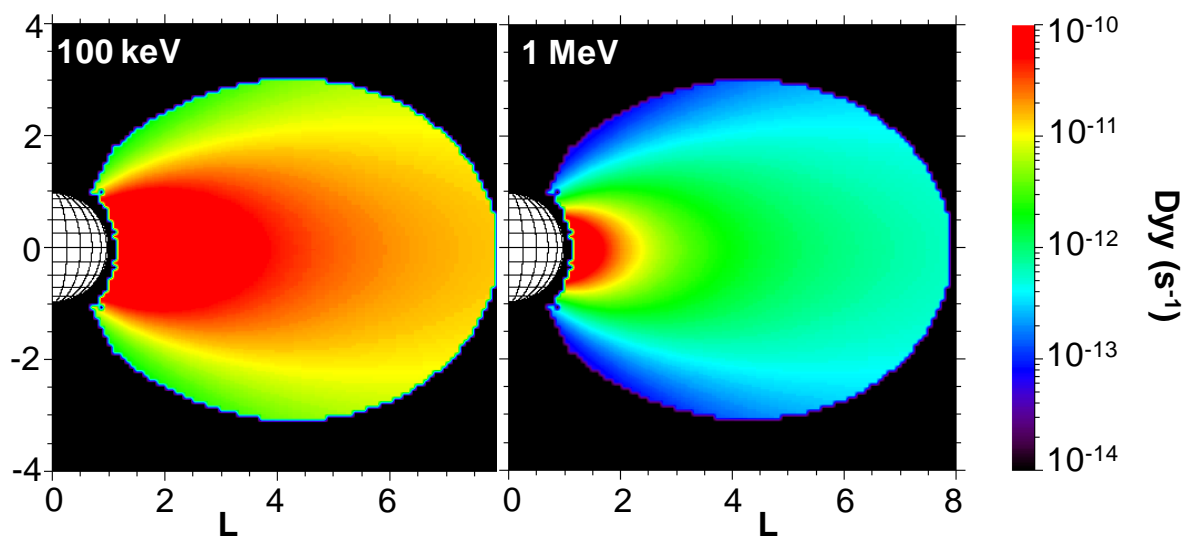


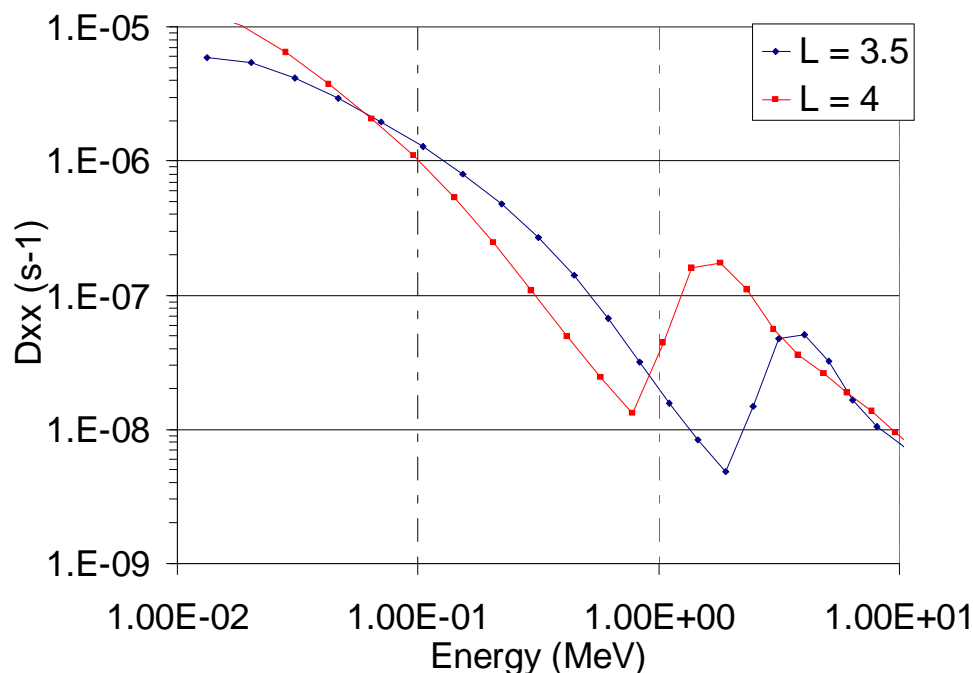
Figure 1-20 : Diffusion en angle d'attaque induite par les électrons froids de la plasmasphère (intégrée sur une dérive complète) pour les électrons de 100keV et 1MeV

La modélisation de ces interactions nécessite une connaissance fine de la composition et de l'extension de la plasmasphère. Or les modèles actuels restent encore imprécis tandis que l'extension de la plasmasphère est anisotrope et fonction de l'activité solaire (voir § 1.1.2.4). A partir des observations du satellite IMAGE, J. Goldstein met en avant le fait que des informations plus détaillées des champs électriques présents dans la magnétosphère interne sont nécessaires pour comprendre totalement la dynamique de la plasmasphère [Goldstein, 2005].

Les interactions ondes particules consistent en la résonance du mouvement de giration ou de rebond des particules piégées avec un certain type d'ondes de très basses fréquences circulant dans la magnétosphère ([Lyons et Thorne, 1973], [Abel et Thorne, 1998]). Elles se propagent le long des lignes de champ magnétique, avec une polarisation circulaire et une fréquence du même ordre de grandeur que les fréquences de giration des protons et des électrons. Elles apparaissent dans une vaste bande de fréquences, de quelques Hz à plusieurs dizaines de kHz :

- ✓ les émetteurs très basses fréquences (VLF, 'Very Low Frequency'), comprises entre 10 kHz et 20 kHz ;
- ✓ les hiss (souffles), entre 500 Hz et 2 kHz ;
- ✓ les émissions électromagnétiques associées aux éclairs atmosphériques (Whistler), entre 1 et 10kHz ;
- ✓ les ondes cyclotroniques ioniques (EMIC), entre 0.1 et 5 Hz.

Ces ondes sont excitées par des inhomogénéités ou perturbations du plasma dans lequel elles se propagent. En conséquence, la dynamique de la plasmasphère ainsi que les perturbations magnétiques modifient leurs caractéristiques, leurs zones de développement et leur intensité. De telles ondes engendrent essentiellement une diffusion en angle d'attaque plus ou moins importante en fonction de l'énergie de la particule, des conditions du milieu et de la fréquence des ondes. Elles peuvent en particulier conduire à la précipitation de particules piégées dans la haute atmosphère dans le cas où l'angle d'attaque est petit. La Figure 1-21 illustre cela pour les ondes de type 'Hiss'. L'ordre de grandeur de diffusion des particules piégées est inférieur à la journée et est donc bien plus important que pour les interactions coulombiennes. Cette figure met également en avant la résonance des interactions avec les électrons d'1 MeV à L=4 et de près de 4 MeV à L=3.5. Ce sont ces résonances qui sont à l'origine de la région du 'slot' entre L=2.5 et L=3.5. Elles expliquent également pourquoi des ceintures internes d'électrons de plus de 1 MeV sont très difficiles à obtenir.



**Figure 1-21 : Diffusion en angle d'attaque générée par les Hiss en fonction de l'énergie des électrons pour deux valeurs de L.**

Pour estimer correctement ces interactions, il est nécessaire de disposer des distributions et des caractéristiques de ces ondes : densités spectrales des composantes magnétique et électrique, polarisation, direction de propagation. Des efforts ont été effectués récemment pour créer des bases de données répondant à ces besoins ([André, 2002], [Meredith, 2004]) mais elles ont plusieurs limitations : n'étant réalisées qu'à partir d'un seul satellite, leur couverture spatiale est réduite ; et elles ne contiennent que les intensités des ondes ; et enfin la statistique fonction de l'activité magnétique est souvent pauvre. Par exemple, l'intensité des 'Hiss' est fonction de la longitude magnétique et de l'activité magnétique. En particulier, leur intensité est multipliée par un facteur proche de 10 entre des conditions géomagnétiques calmes ( $K_p < 2$ ) et perturbées ( $K_p > 4$ ) [Meredith, 2004]. La modélisation conséquente des interactions avec les électrons des ceintures de radiation est donc également limitée.

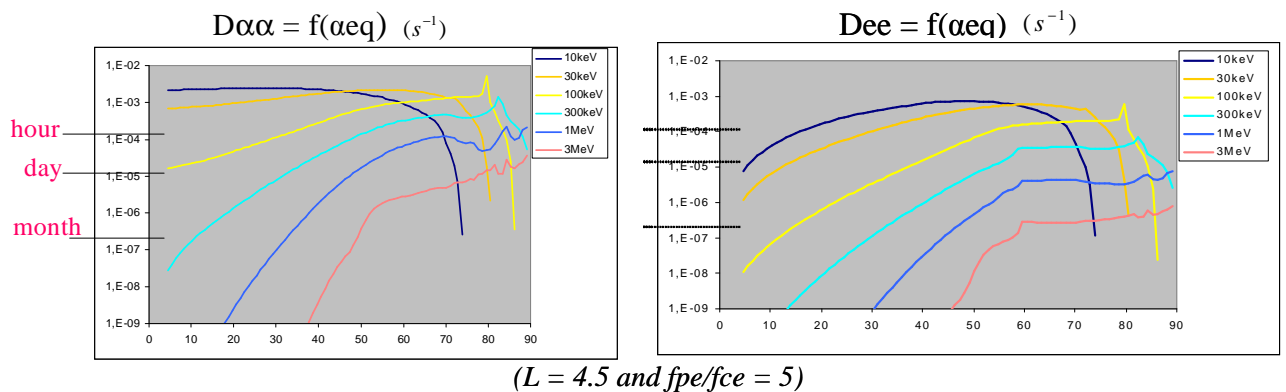
#### 1.2.2.4. *Les interactions en dehors de la plasmasphère : la magnétopause, les sources de particules et les ondes de type cœur*

Un premier processus direct de perte est lié à la dynamique de la structure de la magnétosphère. Le vent solaire confine plus ou moins la magnétosphère terrestre en fonction de l'activité solaire. Dans des cas de fortes perturbations, la compression de la magnétosphère du côté jour peut être telle que la magnétopause peut atteindre des valeurs en L aussi basses que 5 ou 6, coupant ainsi des coquilles de dérive normalement viables. Une partie non négligeable des particules piégées sont alors rapidement perdues à travers la magnétopause. Le temps caractéristique de perte est alors de l'ordre de grandeur de la dérive [Desorgher, 1998], i.e. quelques heures.

Parallèlement à ces pertes directes en périodes perturbées, des sources externes de particules sont présentes. A basses énergies, aussi bien pour les électrons que pour les protons, le feuillet neutre joue ce rôle. Il constitue une condition limite extérieure importante pour les ceintures de radiation (voir § 1.1.2.4). A hautes énergies, les éruptions solaires constituent une seconde source de particules. Décrites précédemment dans le paragraphe 1.1.3.2, elles ne sont pas nécessairement corrélées avec des perturbations magnétiques au niveau de l'orbite terrestre. Leurs conséquences sont donc très variables sur les ceintures de radiation. Elles constituent essentiellement une source principale pour les protons piégés de hautes énergies (au-delà d'une dizaine de MeV), et plus rarement pour les électrons (d'énergie supérieure à quelques MeV) bien que différents cas aient également mis en évidence la présence d'une population non négligeable d'électrons de hautes énergies (supérieures à 10 MeV) comme en mars 1991 [Gussenhoven, 1996].

Enfin, un dernier type d'interaction a son importance pour les électrons dans cette zone externe où le plasma froid est raréfié. Ce sont les interactions ondes de cœur électrons. Plusieurs

études récentes ont révélées une corrélation entre l'augmentation des flux des électrons relativistes et des périodes prolongées d'émissions de telles ondes de haute amplitude au-delà de la plasmopause, typiquement 2-3 jours après un orage ([Meredith et al., 2001, 2002a, 2002b], [Miyoshi et al., 2003]). La Figure 1-22 présente les résultats de modélisation de ces interactions obtenues par A.Varotsou au cours de sa thèse [Varotsou, 2005]. Les ordres de grandeurs sont fonction de l'énergie des électrons, et peuvent être inférieurs à l'heure. Ce sont donc des processus très rapides. Leur dépendance à l'activité magnétique est également prise en compte à travers une étude statistique menée par N. Meredith sur les mesures du satellite CRRES [Meredith, 2004].



**Figure 1-22** Diffusion en angle d'attaque et en énergie générées par les ondes de chœur pour différentes énergies d'électrons à  $L=4.5$  (d'après [Varotsou, 2005]).

Les ondes de type chœur (plus communément appelées de chœur) par leur ressemblance à un chant d'oiseaux font actuellement l'objet d'intenses recherches car leurs mécanismes d'excitation, de propagation et d'interactions sont encore mal connus.

La modélisation de ces interactions est encore à l'heure actuelle limitée car les caractéristiques de ces ondes reposent sur des études statistiques pauvres et peu précises compte tenu de l'intensité des diffusions engendrées. Une petite incertitude sur les caractéristiques de ces ondes ou sur leur dépendance à l'activité magnétique peut en effet avoir un impact non négligeable sur les interactions avec les électrons des ceintures de radiation. En particulier, l'intensité des ondes de chœur peut être multipliée par 100 entre des conditions géomagnétiques calmes ( $K_p < 2$ ) et perturbées ( $K_p > 4$ ) [Meredith, 2001].

Enfin, la modélisation elle-même de ces processus n'en est qu'à ces débuts et ne prend pas en compte toutes les caractéristiques réelles des ondes ([Horne, 1998], [Summers, 1998], [Santolik, 2006]).



1.2.2.5. Synthèse

Les processus présentés dans les paragraphes précédents sont de diverses intensités et souvent fonction de la région des ceintures de radiation considérée. Le schéma de la Figure 1-23 les regroupe.  $L_{pp}$  représente la position radiale moyenne de la plasmopause,  $D_{LL}$  la diffusion radiale,  $D_{yy}$  la diffusion en angle d'attaque et  $D_{EE}$  la diffusion en énergie.

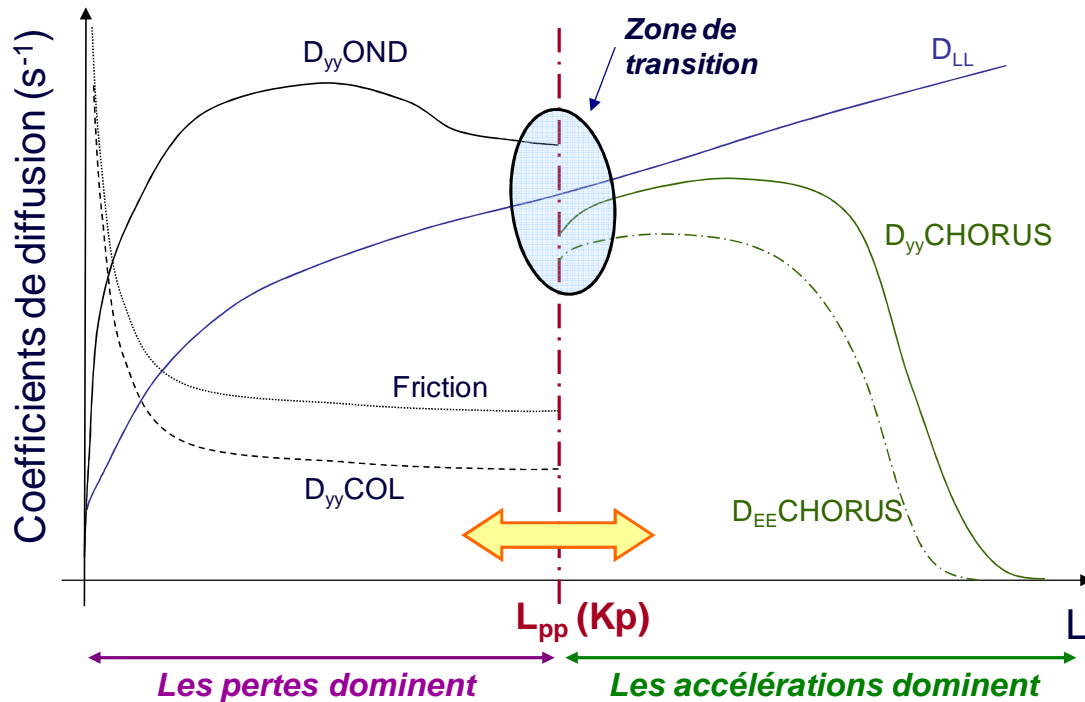


Figure 1-23 : Synthèse des processus dominants au cœur des ceintures de radiation et difficultés associées.

On constate qu'en dessous de la plasmopause, dans la plasmasphère, les processus aboutissant à des pertes dominent tandis que dans la zone externe se sont les processus d'accélération qui sont prédominants. Il existe ainsi une zone de transition critique au niveau de la plasmopause pour toute modélisation prenant en compte ces processus. Leur précision à cet endroit clé est donc primordiale et constitue toute la difficulté du problème. Si un processus est mal estimé (intrinsèquement ou fonction de l'activité magnétique), alors la zone de transition est décalée, et l'estimation des flux faussée.

En particulier, la position de la plasmopause est fonction de l'activité magnétique, ce qui va moduler le passage du mode d'accélération au mode de perte. Sa position moyenne est généralement représentée par la formule empirique de [Carpenter, 1992] qui est fonction de l'indice Kp maximum sur les dernières 24 heures.

Tous ces processus pris en compte rendent le système ceintures de radiation complexe à appréhender, d'autant plus qu'ils sont tous fonction des perturbations électromagnétiques de la magnétosphère, et par conséquent de l'activité solaire.

## 1.3. LA DYNAMIQUE DES CEINTURES DE RADIATION : DES ORIGINES AUX EFFETS

Nous avons présenté dans le premier paragraphe les perturbations de l'activité solaire sur l'environnement des ceintures de radiation, aussi bien à court terme qu'à long terme. Ensuite, nous avons vu dans le second paragraphe les processus agissant à l'intérieur des ceintures de radiation même. L'objectif de ce paragraphe est de présenter rapidement l'effet de ces perturbations sur la dynamique interne des ceintures de radiation et mettre en avant les caractéristiques majeures associées. Elle repose en partie sur [Bourdarie, 2002].

### 1.3.1. Des frontières extérieures dynamiques

#### *1.3.1.1. L'influence des champs électriques à basse énergie : la limite de piégeage*

La limite de piégeage est définie comme étant la frontière au niveau de laquelle les champs électriques de la magnétosphère interne ne sont plus négligeables devant l'intensité du champ magnétique. Cette limite est ainsi fonction de l'énergie des particules et de l'intensité des perturbations électromagnétiques.

Dans la région des ceintures de radiation ( $L < 8$ ), seules les particules (aussi bien électrons que protons) ayant des énergies suffisamment faibles pour que les champs électriques aient un effet notable sur leurs trajectoires sont affectées (électrons ayant une énergie inférieure à une centaine de keV et pour les protons d'énergie inférieure à quelques MeV).

#### *1.3.1.2. L'influence du champ magnétique à haute énergie : le blindage magnétique*

Le second mécanisme de piégeage concerne les énergies plus hautes (au-delà de la dizaine de MeV pour les protons et quelques MeV pour les électrons). C'est un effet purement magnétique : à ces énergies, les champs électriques sont négligeables. Le champ magnétique est alors à l'origine d'une limite en L, la limite de blindage notée  $L_{\text{blindage}}$ , en dessous de laquelle les particules d'origine externe ne peuvent pénétrer. La position de ce blindage est fonction de la trajectoire initiale et de l'énergie de la particule incidente. Le piégeage de telles particules ne s'effectue que lors de perturbations magnétiques qui modifient la position de cette limite.

### 1.3.2. La dynamique court terme : l'orage magnétique en détails

La Figure 1-24 présente la réponse type des ceintures de radiation à une perturbation magnétique intense. Nous avons sélectionné pour cela l'orage de mars 1991. Les deux panneaux du haut décrivent l'évolution des flux omnidirectionnels des protons d'énergie supérieure à 42 MeV et des électrons de 970 keV au cours de l'orage sur des cartographies temps – L. Les indices Kp et Dst sont tracés sur les deux panneaux du bas. Leurs évolutions caractéristiques permettent de diviser l'orage magnétique en trois phases : la phase initiale, la phase principale et la phase de retour à l'équilibre. La réponse des ceintures au cours de ces trois phases dépend de la population étudiée (électrons ou protons) ainsi que de leur énergie.

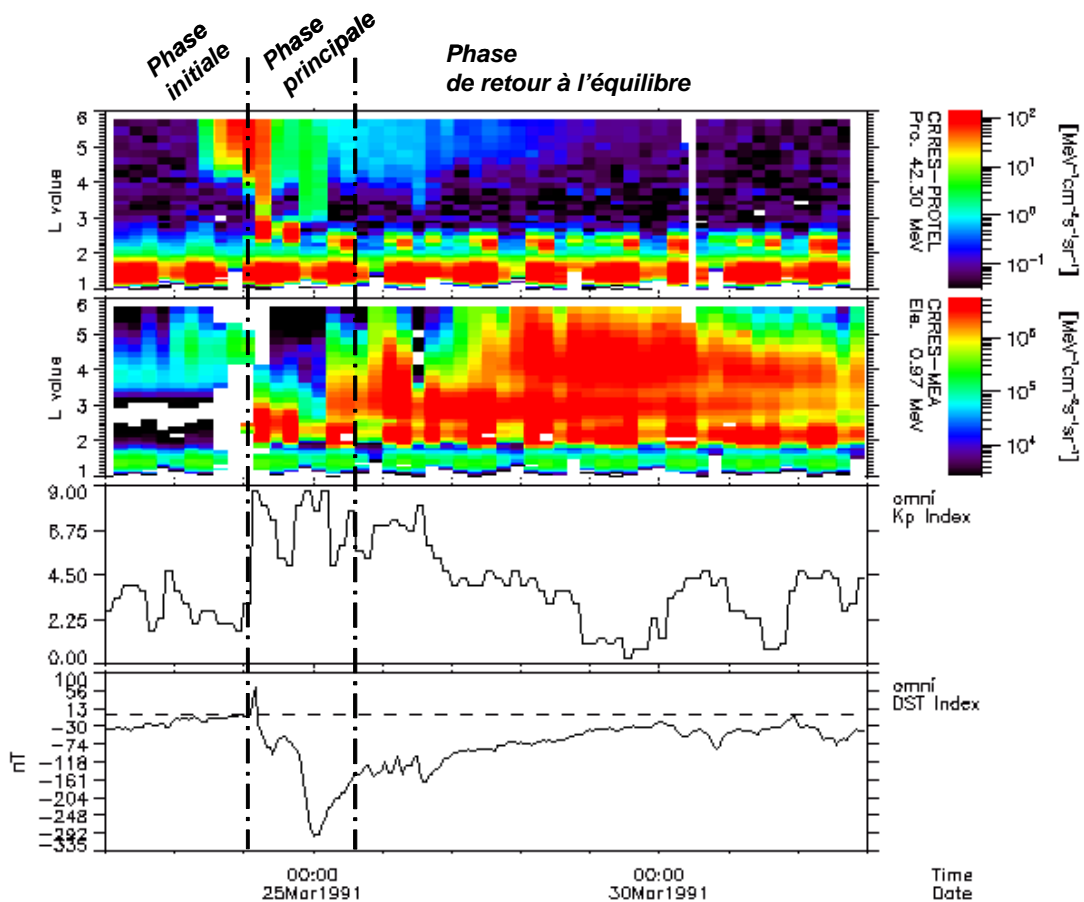


Figure 1-24 : Orage magnétique de mars 1991 et ses différentes phases. De bas en haut : évolution du Dst, évolution du Kp, évolution des flux omnidirectionnels différentiels des électrons de 970 keV (mesures de CRRES/MEA), évolution des flux omnidirectionnels intégrés des protons de plus de 42 MeV (mesures de CRRES/PROTEL).

#### 1.3.2.1. La phase initiale

C'est une phase transitoire brève (quelques heures) au cours de laquelle le vent solaire comprime la magnétosphère. Elle se traduit par une augmentation du Dst en réponse au resserrement

des lignes de champ du côté jour. Si la compression est suffisamment forte, cette phase peut s'accompagner de pertes directes en particules piégées par abaissement de la magnétopause. Ces pertes sont indépendantes de l'énergie et de l'espèce considérée.

#### 1.3.2.2. *La phase principale*

Cette phase correspond à la reconfiguration de la queue de la magnétosphère. L'énergie magnétique emmagasinée au cours de la phase initiale est alors convertie en énergie mécanique : les particules 'froides' du feuillet neutre sont accélérées et se propagent rapidement vers la Terre. On parle d'injections de particules dans les ceintures de radiation (de quelques keV à quelques centaines de keV) sous l'effet des perturbations électromagnétiques. La chute du Dst leur est associée, correspondant à l'intensification du courant annulaire vers  $L=4$ . En parallèle, la limite de piégeage, le blindage magnétique et la position de la plasmopause sont abaissées et peuvent s'accompagner de pertes.

Sa durée est de quelques heures à la journée. Le niveau de flux peut être multiplié par 1 à 3 ordres de grandeurs en quelques heures pour des  $L < 4$  environ au cours de cette phase constituant un risque important de dégradations et d'anomalies sur les satellites. Sur l'exemple de mars 1991, la plasmopause a été fortement abaissée, la diffusion radiale considérablement renforcée, et les électrons des ceintures de radiation poussés (et accélérés) jusqu'à la région du « slot » ( $2 < L < 3$ ) normalement vidée par les interactions ondes - particules dans la plasmasphère. De même, l'abaissement du blindage magnétique a permis aux protons d'origine solaire (une éruption est synchronisée avec cet orage) de pénétrer davantage au cœur des ceintures.

#### 1.3.2.3. *La phase de relaxation*

Durant cette phase, les perturbations diminuent plus ou moins rapidement ( $K_p$  diminue et Dst augmente). Sa durée est de l'ordre de la journée à plusieurs jours. En début de phase, la limite de piégeage, le blindage magnétosphérique et la plasmopause reviennent à leurs positions originelles permettant le piégeage des particules injectées durant la phase principale. En particulier on constate sur l'orage de mars 1991 la formation d'une nouvelle ceinture de protons.

Au cours de cette phase, les ondes de choeur en dehors de la plasmasphère sont intensifiées. Elles vont être la 'source interne' d'électrons d'énergie supérieure à 1 MeV. Dans le cas de mars 1991, on voit une augmentation lente des flux d'électrons de 970 keV dans la zone externe des ceintures ( $L > 4$ ).

### 1.3.3. La dynamique long terme : les variations saisonnières et le cycle solaire

#### 1.3.3.1. *Cas protons*

Dans le cas des protons d'énergie supérieure à 10 MeV, la réponse des ceintures de radiation à l'échelle du cycle solaire s'effectue essentiellement à basses altitudes (Figure 1-25). Les niveaux de flux sont maxima en minimum solaire et inversement. Ceci est dû à deux effets :

- ✓ La modulation de la source CRAND : elle est plus forte en minimum solaire comme davantage de rayons cosmiques atteignent l'environnement terrestre ;
- ✓ La modulation de la hauteur de l'atmosphère terrestre : en maximum solaire, la haute atmosphère est chauffée et sa densité à une altitude donnée augmente. En conséquence, les pertes en protons sont amplifiées en maximum solaire.

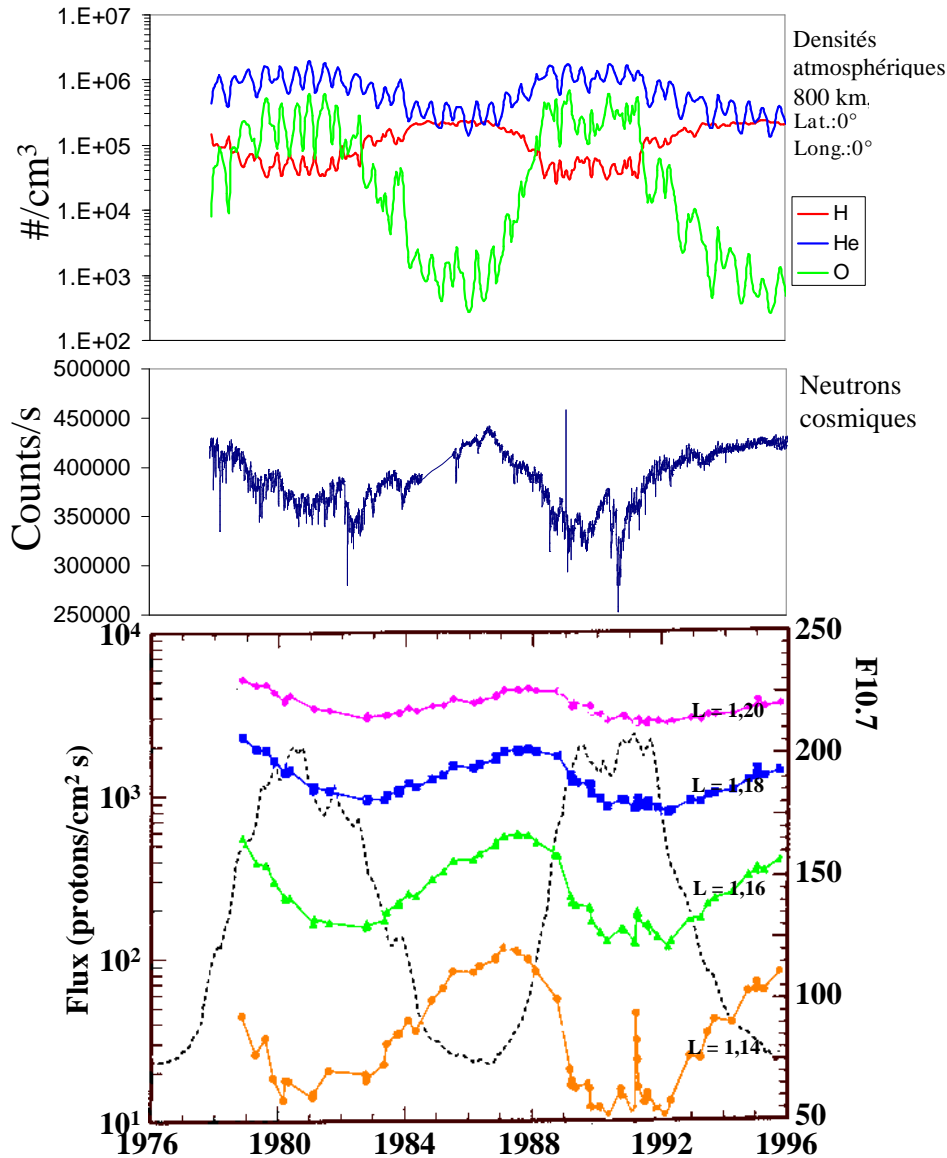


Figure 1-25 : Évolution des ceintures de radiation protons à l'échelle du cycle solaire. De haut en bas : densités atmosphériques à 800 km d'altitude, flux des neutrons issues des interactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère, flux des protons de plus de 10 MeV pour différentes valeurs de L.

Plus la coquille de dérive est proche de l'atmosphère et plus la modulation est importante. Ainsi, comme l'illustre la Figure 1-25, à  $L = 1,14$  (soit 890km, l'altitude des orbites polaires et héliosynchrones), la modulation peut générer jusqu'à un facteur 10 entre minimum et maximum solaire dans les flux. Différents travaux décrivent cette modulation des ceintures de radiation protons à l'échelle du cycle solaire ([Huston, 1998a], [Vacaresse, 1999a], [Miyoshi, 2000]).

### 1.3.3.2. Cas électrons

En ce qui concerne les ceintures de radiation électrons, la modulation à l'échelle du cycle solaire est bien connue au niveau de l'orbite géostationnaire (Figure 1-26). Les flux d'électrons sont

minima en maximum solaire et maxima juste avant d'atteindre le minimum solaire. Cette modulation est d'autant plus importante que l'énergie des électrons piégés est grande. Elle est quasiment inexistante pour les électrons d'énergie inférieure à quelques centaines de keV et peut atteindre un facteur 5 pour les électrons de plus d'1 MeV. Les maxima de flux sont en fait liés aux trous coronaux induisant de longs orages magnétiques au niveau de la Terre.

Aux valeurs de L plus basses, à l'échelle du cycle solaire, essentiellement les données NOAA-TIROS entre 1979 et 1999 permettent de décrire les modulations cycliques de la dynamique des ceintures de radiation électrons [Miyoshi, 2001]. Moins d'informations quantitatives existent sur les variations au niveau des orbites de plus basses altitudes (correspondant à des  $L < 3$ ). En effet, moins de recouvrements de satellites sont disponibles sur une période aussi longue qu'un cycle solaire à bas L car la durée de vie moyenne des satellites basses altitudes est inférieure à 10 ans.

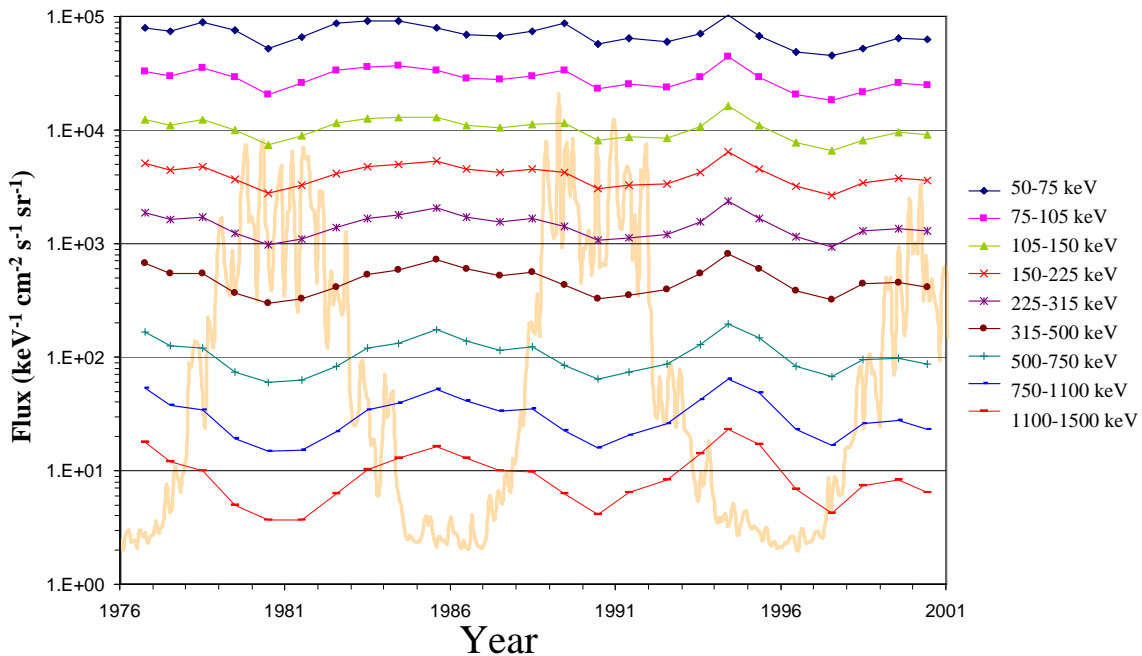


Figure 1-26 : Evolution des flux d'électrons au niveau de l'orbite géostationnaire à l'échelle du cycle solaire

### 1.3.4. Bilan global des relations activité solaire / dynamique des ceintures de radiation

Les caractéristiques de ces perturbations d'origine solaire au niveau des ceintures de radiation sont synthétisées dans le Tableau 1-4 suivant.

Type d'activité solaire	Source et moyen de détection	Émission et propagation	Effets sur le vent solaire	Effets sur les ceintures	Temps de propagation	Probabilité d'interaction
<i>Éjection de masse coronale</i>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Couronne solaire</li> <li>✓ Peut être liée à une éruption sous-jacente</li> <li>✓ Visibles en rayons X et/ou sur coronographe</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Plasma chaud émis</li> <li>✓ Onde de choc se déplaçant à plus de 800 km/s dans le vent solaire</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Perturbations du champ magnétique, de la vitesse et de la densité</li> <li>✓ Perturbations intenses, rapides et de courtes durées</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Perturbations électromagnétiques : augmentation brutale et intense de Kp</li> <li>✓ Injection de particules du feuillet neutre (chute de Dst)</li> <li>✓ Durée de qqes heures à la journée</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ 2 à 3 jours pour que les ondes de chocs atteignent l'orbite terrestre</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Forte probabilité d'influence quand dirigée vers la Terre puisque très étendue</li> </ul>
<i>Éruption solaire</i>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Photosphère au niveau des taches solaires</li> <li>✓ Observables dans le visible et les rayons X</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Photons émis</li> <li>✓ Protons (jusqu'à qqes centaines de MeV) et électrons (jusqu'à plusieurs dizaines de MeV) émis le long des lignes de champ</li> <li>✓ Et/ou couplage avec une ou des éjections de masse coronale</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Perturbations du champ magnétique, de la vitesse et de la densité</li> <li>✓ Vitesses différentes entre particules de hautes énergies (1/4 de la vitesse de la lumière) et ondes de chocs (800 km/s)</li> <li>✓ Perturbations longues et souvent multiples</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Injection directe supplémentaire de particules de très hautes énergies si une éjection de masse coronale est synchronisée</li> <li>✓ Durée : plusieurs jours</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ 8 minutes pour les photons</li> <li>✓ qqes heures pour les particules relativistes</li> <li>✓ 2 à 3 jours pour les ondes de chocs</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Probabilité moyenne si synchronisée avec une éjection de masse coronale</li> <li>✓ Faible si émission de particules relativistes seulement (la ligne de champ empruntée doit être connectée à la Terre)</li> </ul>
<i>Trou coronal</i>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Couronne solaire</li> <li>✓ Lignes de champ ouvertes</li> <li>✓ Bien visibles en rayons X</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Accélération du plasma ambiant</li> <li>✓ Jets rapides (plus de 800 km/s)</li> <li>✓ Propagation de zones compressées</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Augmentation de la vitesse du vent solaire puis diminution lente</li> <li>✓ Perturbations longues et récurrentes</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Augmentation moyenne de Kp, et diminution lente</li> <li>✓ Injection du feuillet neutre possible</li> <li>✓ Durée : qqes jours, fonction de la taille</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ 2 à 3 jours pour les jets rapides</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Forte si le trou est proche de l'équateur</li> <li>✓ Récurrence à 27 jours</li> <li>✓ Probabilité proportionnelle à la taille du trou</li> </ul>

Tableau 1-4 : Synthèse des effets de l'activité solaire en fonction de son origine



## 1.4. QUEL EST L'ETAT ACTUEL DE LA REPRESENTATION DES CEINTURES DE RADIATION ET DE LEUR DYNAMIQUE ?

Nous dressons dans cette partie un tableau des recherches et des études à but opérationnel menées sur la restitution des ceintures de radiation pour avoir une idée concrète de la maîtrise actuelle de l'environnement spatial de la Terre et surtout des effets de sa dynamique sur les missions satellitaires. A partir de ce constat, nous présentons ensuite les besoins exprimés aujourd'hui par les industriels et agences du spatial, et consécutivement, l'orientation de ce travail de thèse.

Dans un premier paragraphe nous présentons les modèles de spécifications des niveaux de radiation dans l'espace utilisés comme référence. Ils reposent sur des modèles empiriques statiques développés à partir de mesures issues de différents satellites. Dans un second paragraphe, nous présentons les modèles physiques et numériques dont la famille des modèles Salammbô développés à l'ONERA – DESP. La physique suffisamment aboutie des ceintures de radiation pourrait permettre à ces modèles d'apporter des améliorations notables aux modèles de spécifications utilisés actuellement. Enfin, depuis les années 2000, les connaissances de la physique des ceintures de radiation et de leur dynamique ont énormément progressés. S'appuyant sur ces acquis, la tendance actuelle est de mettre en place des centres opérationnels de surveillance de la dynamique des ceintures de radiation à travers la météorologie spatiale et l'analyse multi satellite afin d'améliorer la compréhension globale de la dynamique des ceintures de radiation.

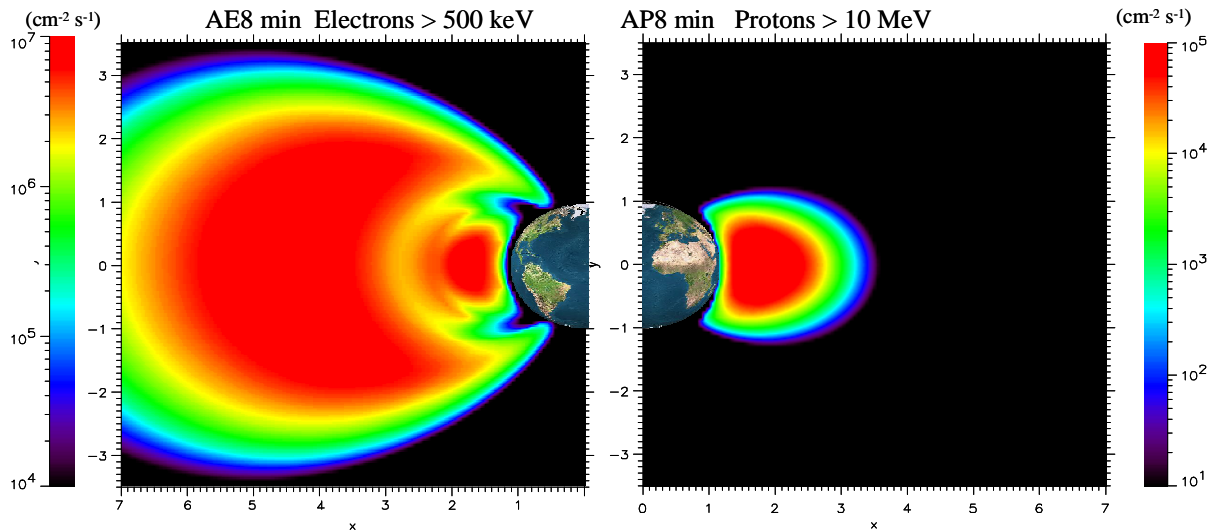
### 1.4.1. Les modélisations purement empiriques

#### 1.4.1.1. *La famille des modèles AE et AP de la NASA*

Les nombreuses mesures réalisées entre 1958 et 1978 ont permis de familiariser la communauté scientifique avec les niveaux de flux et les énergies des électrons et protons piégés dans les ceintures de radiation terrestre.

Le regroupement et l'analyse de ces mesures ont permis de développer des modèles empiriques, restituant ainsi une vue générale mais statique des ceintures de radiation. La NASA, par son rôle de leader dans la course à l'espace, a été le principal architecte de tels modèles à travers la famille des modèles AE (« Aerospace Corporation Electrons ») et AP (« Aerospace Corporation Protons »). Les plus récents de cette famille ont été développés dans les années 70. AP 8 et AE 8 – le 8 indiquent le numéro de version - donnent les spectres des électrons et des protons piégés en minimum (AE8 MIN et AP8 MIN) et en maximum (AE8 MAX et AP8 MAX) solaires en tout point de coordonnées géomagnétiques (B,L) de la magnétosphère interne. Leurs zones de validité (Figure 1-27) s'étendent respectivement de  $L = 1.15$  à  $6.6$  pour les protons d'énergie comprise entre 100 keV et 400

MeV [Sawyer, 1976], et de  $L = 1.2$  à 11 pour les électrons d'énergie comprise entre 40 keV et 7 MeV [Vette, 1991].



**Figure 1-27 : Flux omnidirectionnels intégrés des électrons de plus de 1 MeV (gauche) et des protons d'énergie supérieure à 10 MeV (droite). Modèles AE 8 et AP 8 de la NASA en minimum solaire.**

Bien que ces modèles de spécification soient toujours très utiles pour estimer la dose totale reçue par un satellite au cours de sa mission, ils reflètent uniquement l'état des ceintures de radiation avec une résolution temporelle très pauvre (seulement un état de minimum et de maximum solaire). Différents travaux ont mis en évidence leur inadéquation avec les applications actuelles et des incertitudes locales pouvant dépasser largement les spécifications initiales (les spécifications de AE 8 et AP 8 prévoyaient une incertitude globale d'un facteur 2 sur les flux) ([Abel, 1994], [Daly, 1996]).

Il a également été démontré que les modèles AP 8 sous-estiment les flux de protons (d'un facteur 1.6 à 2) pour des altitudes comprises entre 300 et 500 kms, c'est-à-dire au voisinage de la coupure générée par l'atmosphère [Daly, 1996]. De même, aussi bien AE 8 que AP 8 sont contaminés à basses altitudes par les résidus des tests nucléaires (projet Starfish entre autres) conduits dans la haute atmosphère à la fin des années 50 et début des années 60 [Abel, 1994].

Enfin, en ce qui concerne les modèles électrons, l'énergie maximale donnée par AE 8 dans la zone interne des ceintures est de 5 MeV. Depuis, la mission CRRES a mis en évidence la présence d'électrons d'énergie supérieure à 10 MeV [Gussenhoven, 1996]. Dans la ceinture externe, les flux sont surestimés d'un facteur supérieur à 3 aux hautes énergies et les variations dues au cycle solaire au niveau de l'orbite géostationnaire ne sont pas correctement reproduites. A l'heure actuelle, les industriels sont dans l'attente d'une version AE 9 et AP 9 de ces modèles.

#### 1.4.1.2. Les modèles CRRESELE et CRRESPRO

En juillet 1990, le satellite scientifique CRRES (the Combined Radiation and Release Effects Satellite) destiné à observer précisément le comportement de l'environnement spatial terrestre est lancé. De cette mission (14 mois en maximum solaire) et des mesures des flux de particules piégées qu'elle rapporta, sont nés de nouveaux modèles empiriques et dynamiques des ceintures de radiation terrestres.

Le modèle CRRESPRO (CRRES proton) fournit les fluences des protons piégés d'énergie comprise entre 1 et 100 MeV pour  $L = 1.15 - 5.5$  [Meffert, 1994]. Il repose sur les mesures du télescope PROTEL. Les fluences calculées sont les moyennes sur une orbite, pour deux états : actif et calme (CRRESPRO ACTIVE et CRRESPRO QUIET). L'intérêt de ces modèles est qu'ils permettent d'avoir une idée de la dynamique à l'échelle de l'orage magnétique, contrairement aux modèles AP 8. Par exemple, ces modèles permettent d'observer quantitativement la création d'une seconde ceinture de radiation protons consécutive à une éruption solaire synchronisée avec un orage magnétique majeur (mars 1991).

De même le modèle CRRESELE (CRRES électrons) fournit les fluences en électrons ayant des énergies comprises entre 700 keV et 5 MeV pour des  $L$  compris entre 2.5 et 6.5, et cela pour six niveaux d'activité géomagnétique, un pire cas et un état moyen [Brautigam, 1995]. Il repose sur les mesures du détecteur HEEF. En prenant comme entrée l'indice d'activité magnétique  $A_p$  moyenné sur 15 jours, il permet d'observer l'évolution des flux à court terme. Les effets des orages récurrents à 27 jours (liés aux trous coronaux) sont ainsi quantitativement estimés. De même, en fonction de l'activité magnétique, le modèle peut prévoir la création d'une troisième ceinture. Ce modèle a été par la suite complété (modèle ESA SEE1) à partir des mesures du détecteur MEA de CRRES. L'énergie minimale des électrons pris en compte est ainsi abaissée à 100 keV [Vampola, 1996].

Cependant, le problème majeur de ces modèles est qu'ils reposent sur seulement 14 mois de mesures en maximum solaire sur une seule orbite. Il n'est donc pas possible de définir des modèles de spécifications globaux à l'échelle du cycle solaire à partir de ces mesures. Ils ne sont en effet pas représentatifs de toutes les régions de l'espace pendant toute la durée du cycle solaire.

#### 1.4.2. Les modélisations purement physiques : les modèles Salammbô

L'expérience acquise au cours de la mission CRRES sur la compréhension de la dynamique des ceintures de radiation, a permis à la communauté scientifique de s'appuyer sur des mesures de confiance pour développer des modèles physiques numériques. En particulier, l'ONERA – DESP a su tirer partie de ces connaissances et supports pour développer la famille des modèles numériques Salammbô, aujourd'hui internationalement reconnus parmi la communauté scientifique. Nous

présentons ici rapidement le principe de ces modèles. Étant déjà définis avec précision dans les thèses consacrées à leur développement, nous insisterons ici davantage sur les besoins auxquels ils peuvent répondre en fonction des processus et des paramètres d'entrée pris en compte, ainsi que sur leurs précisions et leur validation sur des cas réels.

#### 1.4.2.1. *L'équation de diffusion et les invariants adiabatiques*

Les modèles Salammbô reposent sur une représentation statistique des ceintures de radiation. Une équation de diffusion de type Fokker-Planck [Beutier, 1993] est utilisée pour décrire l'évolution des particules piégées. Elle s'appuie sur les trois invariants adiabatiques définissant les mouvements quasi-périodiques présentés dans le paragraphe 1.2.

Si une perturbation ou une interaction vient modifier le mouvement, alors une partie ou tous les invariants sont modifiés. On dit qu'ils sont violés. L'équation de diffusion prend ici son sens car elle permet de décrire globalement ces modifications par des termes de diffusion caractérisant les effets globaux des processus sur les particules piégées. Cette équation est décrite en détails dans [Bourdarie, 1996].

La grille de calcul est définie à partir du modèle de champ magnétique International Geomagnetic Reference Field (IGRF) [Langel, 1992] qui prend en compte l'évolution du dipôle magnétique terrestre au cours des années. Les processus de diffusion associés aux perturbations de champ et aux interactions avec le milieu ambiant sont modélisés par leurs coefficients respectifs ([Beutier, 1993], [Bourdarie, 1996]). Ils correspondent à l'interaction intégrée sur les trois mouvements périodiques. Les effets non diffusifs sont quant à eux décrits par des termes de friction intégrés de la même manière.

Enfin, dans les modèles Salammbô, les invariants adiabatiques ont été remplacés par des variables plus caractéristiques des particules et plus facilement comparables aux mesures satellites :

- ✓  $E_c$  : l'énergie cinétique de la particule piégée ;
- ✓  $y_{\text{éq}}$  : le sinus de l'angle d'attaque équatorial de la particule piégée ;
- ✓  $L^*$  : le paramètre de Roederer définissant la coquille de dérive de la particule piégée.

L'équation de diffusion s'applique aux fonctions de distribution (densité de particules exprimée dans l'espace des phases position-vitesse) notées  $f(E_c, y_{\text{éq}}, L, t)$ , avec  $t$  l'indice de temps. Elles sont directement liées au flux unidirectionnel différentiel  $j$  par la relation [Beutier, 1993] :

$$j = p^2 \cdot f, \text{ avec } p \text{ la quantité de mouvement de la particule} \quad \text{éq. 1-2}$$

L'apport des modèles Salammbô par rapport aux modèles empiriques décrits précédemment est la possibilité de prendre en compte les évolutions lentes du champ magnétique et de décrire l'ensemble des ceintures de radiation grâce à la physique des particules piégées.

#### 1.4.2.2. Les modèles électrons et leurs spécificités

Différentes versions ont vu le jour au cours des quinze dernières années. Cette grande diversité met en avant l'efficacité de la modularité de la méthode utilisée. A l'origine, le but était de retrouver l'état stationnaire des ceintures de radiation en considérant les processus physiques principaux agissant sur les électrons piégés par comparaison avec le modèle AE 8 [Beutier, 1993] : retrouve-t-on bien la région du « slot » ? Les niveaux de flux sont-ils bien comparables ? Cela a permis d'identifier les processus prédominants à prendre en compte.

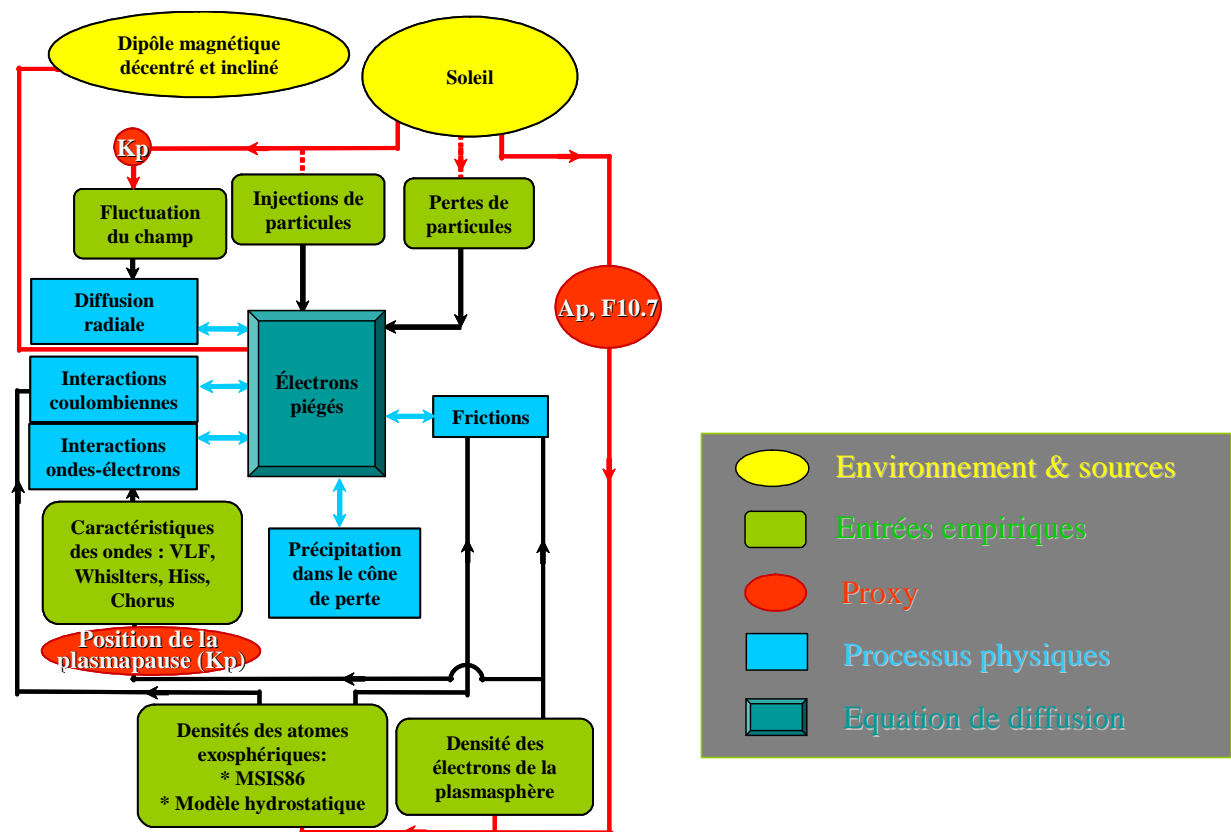


Figure 1-28 : Schéma bloc du modèle Salammbô électrons

La Figure 1-28 décrit de manière schématique le code Salammbô. Aux faibles valeurs de L ( $L < 2$ ), la dispersion induite par les interactions avec la haute atmosphère est le principal processus de perte. Ces interactions sont prises en compte à travers le modèle de densité atmosphérique de la NASA MSIS 86 [Hedin, 1987]. Aux valeurs de L plus grandes et à l'intérieur de la plasmasphère, les interactions des électrons avec les ondes et le plasma froid dominant. Elles sont modélisées par un

terme de diffusion en angle d'attaque et un terme de friction en énergie, responsables de pertes lentes. Les ondes prises en compte sont les Hiss, les ondes de type Whistler et les transmetteurs VLF ('Very Low Frequency'). Les ondes de type EMIC ne sont actuellement pas prises en compte car aucune bonne description statistique de leurs caractéristiques (intensité, localisation, comportement dynamique) n'existe.

La diffusion radiale, moteur principal de l'évolution des ceintures de radiation est prise en compte par un terme de diffusion en L [Schulz et Lanzerotti, 1974]. La modification déterministe de l'énergie des électrons associée (puisqu'elle s'effectue à moment magnétique constant) est également prise en compte.

La prise en compte de l'activité magnétique dans la modélisation a ensuite fait l'objet de différents travaux : à l'échelle de l'orage magnétique en prenant en compte l'évolution longitudinale des électrons [Bourdarie, 1996] et à l'échelle du cycle solaire [Vacaresse, 1999a]. Pour cela, des paramètres physiques décrivant globalement l'impact de l'activité magnétique au niveau des ceintures de radiation ont été introduits en tant que paramètres d'entrée au calcul des coefficients de diffusion et de friction, afin de rendre compte de l'activité magnétique ( $K_p$  et  $Dst$ , voir paragraphe 1.1.3.2) et de la phase du cycle solaire (indice  $A_p$  moyenné et le flux à 10.7 cm, voir paragraphe 1.1.3.3).

Ces modèles électrons sont donc très complets et permettent d'appréhender les différentes dynamiques des ceintures de radiation. Ils ont été validés sur différents cas réels ([Beutier, 1995], [Bourdarie, 1996b]) et on peut leur attribuer une incertitude globale inférieure à l'ordre de grandeur. Cela est en partie dû aux conditions limites utilisées ainsi qu'à la précision des processus modélisés et de leurs dynamiques.

Version	Caractéristiques	Méthode de résolution	But / Application
[Beutier, 1993]	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Prise en compte des processus prédominants</li> <li>✓ Formulation 3D</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ État stationnaire</li> </ul> $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Compréhension de la physique de ceintures</li> <li>✓ Restauration de la forme et des niveaux des ceintures</li> <li>✓ Validation par rapport aux mesures CRRES (positions et intensités des maxima)</li> </ul>
[Bourdarie, 1996]	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Dynamique à l'échelle de l'orage magnétique</li> <li>✓ Formulation 4D (évolution longitudinale)</li> <li>✓ Prise en compte des champs électriques</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Évolution dynamique</li> </ul> $\frac{\partial f}{\partial t} \neq 0$	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Compréhension de la physique à l'échelle de l'orage magnétique</li> <li>✓ Modélisation dynamique</li> <li>✓ Application et validation sur l'orage de janvier 1991 via les mesures de CRRES</li> </ul>
[Vacaresse, 1999a]	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Échelle du cycle solaire</li> <li>✓ Réflexion sur les paramètres de contrôle (Kp, Dst, ...)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Somme d'états stationnaires représentant différentes phases du cycle solaire</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Définition de modèles de référence prenant en compte les différentes phases du cycle solaire</li> </ul>
[Varotsou, 2005]	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Ceinture externe électron</li> <li>✓ Processus associé aux ondes de choeur</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Evolution dynamique (diffusion radiale paramétrisée par Kp)</li> <li>✓ État stationnaire (effets des interactions ondes de choeur – électrons)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Amélioration de la compréhension de la physique de l'orage magnétique</li> <li>✓ Chaînon manquant de la ceinture externe</li> </ul>

Tableau 1-5 : Tableau de synthèse des différentes versions du modèle Salammbô électrons et de leurs spécificités.

### 1.4.2.3. Les modèles protons et leurs spécificités

Une première partie des processus pris en compte dans la modélisation des ceintures de radiation protons est identique au cas électrons (Figure 1-29) :

- ✓ La diffusion radiale ;
- ✓ Les frictions avec la haute atmosphère ;
- ✓ Les pertes au niveau du cône de perte.

Contrairement aux électrons, les modélisations du blindage magnétique et de la limite de piégeage sont nécessaires [Vacaresse, 1999a]. Elles sont fonction de  $K_p$  pour la limite de piégeage et du couple ( $K_p, Dst$ ) pour le blindage magnétique. De même, l'effet des éruptions à protons est modélisé par la prise en compte en condition limite des niveaux dynamiques de flux des protons d'énergie supérieure à 1 MeV en orbite géostationnaire à partir des mesures des satellites GOES. Ainsi, le couplage de ces conditions limites dynamiques avec l'activité magnétique et le mouvement du blindage magnétique est une source de protons de haute énergie non négligeable. Le processus CRAND est également modélisé [Beutier, 1993]. Il est la principale source des protons d'énergie supérieure à 40 MeV.

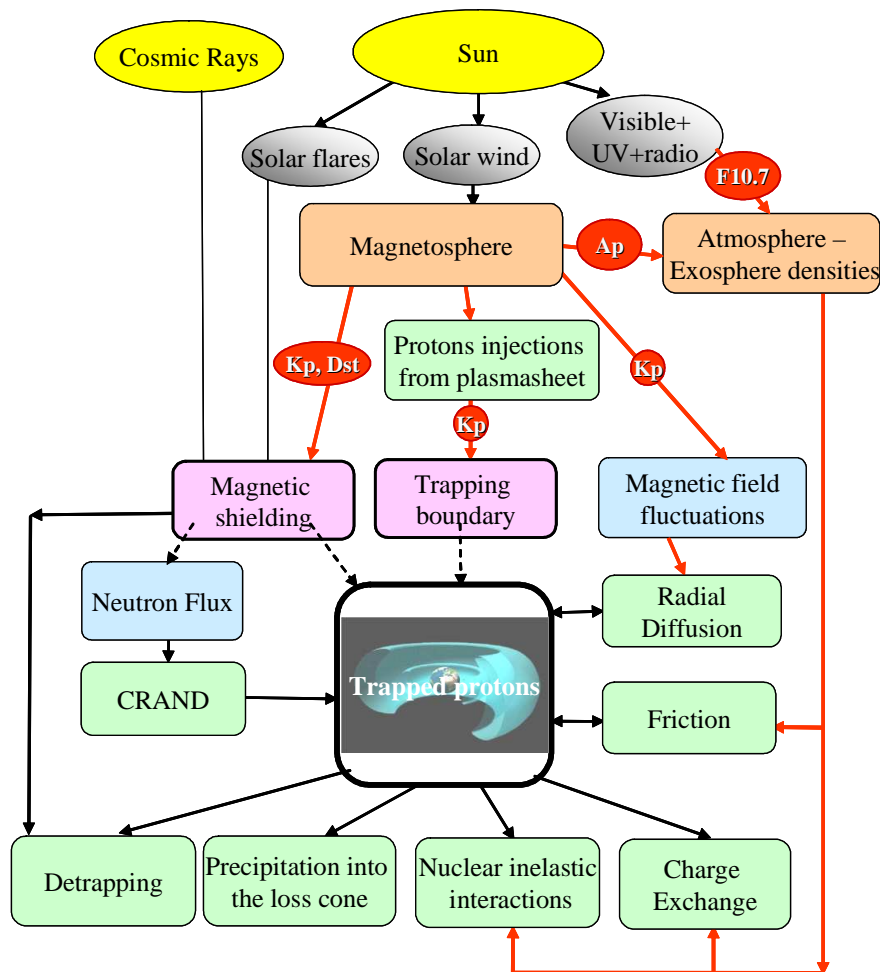


Figure 1-29 : Schéma bloc du modèle Salammbô protons



En termes de pertes, dans le cas des protons, des interactions nucléaires inélastiques et des échanges de charge avec les particules atmosphériques sont prises en compte [Beutier, 1993], tandis que toutes les interactions ondes – particules sont négligées. La diffusion en angle d’attaque et la friction en énergie associées sont trop faibles dans le cas des protons.

Les modèles Salammbô protons ont pu être validés à partir des mesures CRRES pour le cas stationnaire [Beutier, 1993] et dans le cas dynamique pour différentes échelles de temps [Vacaresse, 1999a]. Leurs spécificités sont synthétisées dans le Tableau 1-6. La difficulté liée à ce modèle est sa dynamique très brutale dominée par les mouvements rapides de la limite de piégeage et du blindage magnétosphérique. La connaissance de leur position exacte est donc un paramètre contraignant pour la précision globale de la restitution des ceintures de radiation protons.

Version	Caractéristiques	Méthode de résolution	But / Application
[Beutier, 1993]	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Prise en compte des processus prédominants</li> <li>✓ Formulation 3D</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ État stationnaire</li> <li><math>\frac{\partial f}{\partial t} = 0</math></li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Compréhension de la physique de ceintures</li> <li>✓ Restauration de la forme et des niveaux des ceintures</li> <li>✓ Validation par rapport aux mesures CRRES (positions et intensités des maxima)</li> </ul>
[Vacaresse, 1999a]	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Blindage magnétique et limite de piégeage modélisés</li> <li>✓ Réflexion sur les paramètres de contrôle (Kp, Dst, ...) et sur les différentes dynamiques</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ États dynamiques à différentes échelles temporelles caractéristiques</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Compréhension de la nature et des effets des phénomènes physiques (injections, accélération, pertes) à l’origine des différentes dynamiques importantes (cycle solaire, orages, éruptions solaires)</li> <li>✓ Définition de modèles de référence prenant en compte les différentes phases du cycle solaire</li> </ul>

**Tableau 1-6 : Tableau de synthèse des différentes versions du modèle Salammbô électrons et de leurs spécificités.**

### 1.4.3. Les analyses multi satellites et la « Météo spatiale » opérationnelle

Dès le milieu des années 1990, de nombreux ateliers de travail recommandaient d’établir de nouveaux modèles des particules énergétiques de la magnétosphère interne ( $L < 8$ ) s’appuyant sur des données quasi temps réels. La nécessité de mettre à jour les modèles AE 8 et AP 8 de la NASA fut ainsi clairement exprimée auprès de la communauté scientifique. C’est également à cette époque que différents programmes de Météo Spatiale (« Space Weather ») et d’amélioration de la compréhension des liens Soleil-Terre ont vu le jour :

- ✓ Les programmes ISTP ('International Solar Terrestrial Program') et maintenant ILWS ('International Living With a Star'). Leur but est de mieux comprendre l'environnement terrestre et ces liens avec le Soleil à partir de différentes missions spatiales comme POLAR, WIND, GEOTAIL, SAMPEX.
- ✓ Le centre d'environnement spatial (SEC, 'Space Environment Center') opérationnel de la NOAA ('National Oceanic and Atmospheric Administration'). Il observe en continu l'environnement spatial de la Terre grâce à sa flotte de satellites (GOES, NPOES et ACE) et diffuse des alertes lorsqu'un risque d'orage magnétique est estimé.

A travers de tels programmes, secondés par d'autres initiatives d'observation des ceintures de radiation comme les plateformes géostationnaires du DOE ('Department of Energy'), la communauté scientifique n'a jamais auparavant disposé d'autant de jeux de données. De nouvelles perspectives sont ainsi ouvertes comme l'amélioration de la compréhension des liens Soleil-Terre et de la dynamique des ceintures de radiation [Friedel, 2002].

L'amélioration des connaissances de la dynamique long terme des ceintures de radiation devient abordable grâce à la durée de vie allongée des satellites ([Miyoshi, 2000], [Miyoshi, 2004]). La collecte simultanée de mesures issues de satellites situés sur des orbites différentes a ouvert la voie aux analyses multi satellites. L'idée est d'aboutir à une représentation globale et dynamique des ceintures de radiation, par l'utilisation du maximum de données d'origines diverses [Friedel, 2000]. L'effort est ici concentré sur la méthode adéquate pour faire coïncider les différentes mesures entre elles ([Friedel, 2000], [Chen, 2005]).

Ces analyses multi satellites ont conduit au développement de nouveaux modèles de spécifications comme les modèles :

- ✓ POLE (Particule ONERA-LANL Environment) [Boscher, 2003] pour l'orbite géostationnaire. Ce modèle a été développé à partir des mesures électrons des satellites géostationnaires du LANL ('Los Alamos National Laboratory') sur la période 1976 – 2001. Il fournit les flux moyens d'électrons d'énergie comprise entre 30 keV et 2,5 MeV en prenant en compte la phase du cycle solaire. Il a enfin récemment évolué en un modèle international, IGE 2006, par l'utilisation de mesures japonaises. Il est maintenant valide de 1 keV à 5.2 MeV ;
- ✓ Un modèle pour les orbites MEO ('Medium Earth Orbit') [Sicard-Piet, 2006]. Il est basé sur 15 ans de mesures électrons des satellites GPS du LANL et est valide pour des énergies comprises entre 280 keV et 1.12 MeV. Il prend également en compte la phase du cycle solaire ;
- ✓ TPM ('Trapped Protons Model') [Huston, 2002]. Il concerne les protons piégés de basse altitude (< 1000 km) et prend également en compte la phase du cycle solaire. Il repose sur les

mesures des satellites NPOES de la NOAA, le modèle NOAA/PRO (données NOAA/TIROS, [Huston, 1998b]), les mesures de CRRES, et est valide pour les énergies supérieures à 16 MeV ;

- ✓ Le modèle SAMPEX / PET [Heynderickx, 1999]. Il concerne également les protons piégés aux basses altitudes (< 1000 km) d'énergie supérieure à 20 MeV en période de minimum solaire. Il repose sur les mesures du télescope PET ('Proton / Electron Telescope') du satellite SAMPEX sur la période 1995-1996.

Ces modèles sont d'un grand intérêt car ils concernent les orbites les plus fréquentées. Cependant, leur couverture reste spatialement limitée et faible en énergie.

## 1.5. CADRE DE L'ETUDE : LIMITATIONS ACTUELLES ET ATTENTES DES UTILISATEURS DE MODELES DE CEINTURES DE RADIATION.

D'un point de vue modèle d'ingénierie, les modèles actuels ne suffisent pas pour répondre aux attentes des industriels et des agences du spatial. Dans un premier point, nous discutons des besoins actuels observés en matière de « Météo Spatiale », puis dans un second, des limitations des modèles actuels. Enfin, nous définissons l'objectif de ce travail de thèse et son apport.

### 1.5.1. Les attentes des communautés industrielle et scientifique en terme de modélisation des ceintures de radiation

Plusieurs études ont été menées afin de déterminer les besoins actuels en terme de « Météo Spatiale » des différents acteurs du spatial. Le Tableau 1-7, basé en partie sur une étude demandée par l'ESA [Horne, 2003], regroupe les besoins des différents utilisateurs de modèles de ceintures de radiation. La météo spatiale n'est pas la problématique unique des activités spatiales. Aussi bien l'aviation que les systèmes terrestres de transports de l'énergie et les systèmes de défense y sont sensibles. Les besoins peuvent se résumer en trois points :

- ✓ Une capacité à prédire les effets de l'activité solaire au niveau des ceintures de radiation et de l'environnement terrestre ;
- ✓ Une modélisation fiable et quantitative à l'échelle de l'orage magnétique (Combien de temps la perturbation va-t-elle durer ? quelle est son intensité ?) ;

- ✓ Une modélisation fiable et quantitative à l'échelle du cycle solaire (Quelle va être la dose reçue et les pires cas au court de telle ou telle mission future ?).

Domaine	Utilisateur	Problèmes	Besoins
<b>Spatial</b>	Scientifiques	✓ Compréhension de la dynamique des ceintures de radiation	✓ Modèles reproduisant la dynamique ✓ Surveillance liens Soleil-Terre en continu
	Concepteurs satellites, opérateurs, assureurs et défense	✓ Charges internes ✓ Anomalies satellites ✓ Effets cumulatifs	✓ Pire cas ✓ Prédiction et probabilité d'occurrence d'évènements ✓ Calcul de doses fonction du cycle solaire
	Agences spatiales	✓ Doses sur astronautes ✓ Charges internes ✓ Anomalies satellites ✓ Effets cumulatifs	✓ Calcul de doses fonction du cycle solaire ✓ Pire cas ✓ Prédiction d'évènements
<b>Aéronautique</b>	Aviation	✓ Dose sur équipage ✓ Dose sur avionique	✓ Calcul de doses fonction du cycle solaire ✓ Pire cas ✓ Prédiction d'évènements
<b>Terrestre</b>	Systemes électriques et oléoducs	✓ Courants induits	✓ Probabilité et prédiction d'évènements
	Défense	✓ Communications HF ✓ Réduction de la précision de navigation (signaux GPS) et des cibles ✓ Perturbations dans les communications sous-marines (ondes ELF et VLF)	✓ Probabilité et prédiction d'évènements ✓ Prédiction quantitative

**Tableau 1-7 : Tableau non exhaustif des utilisateurs et de leurs besoins en treme de "météo spatiale".**

Ces besoins nécessitent des connaissances solides de la physique des ceintures de radiation et des liens Soleil-Terre. Des modèles théoriques doivent être capables de fournir des réponses suffisamment précises à ces besoins opérationnels. C'est pourquoi sont également pris en compte les scientifiques dans ce tableau puisque davantage de recherches, théoriques et appliquées, sont nécessaires pour pouvoir répondre à ces besoins. D'un point de vue théorique par exemple, la

compréhension des interactions ondes de cœur – électrons n’en est qu’à ses débuts. D’un point de vue pratique, une fois ces interactions bien modélisées, de nombreuses données de confiance concernant leurs caractéristiques seront nécessaires afin de les appliquer correctement au cas réel. La connaissance précise et quantitative des effets des orages magnétiques en sera ainsi améliorée, et par conséquent leur prédiction également.

Enfin, dans le cadre du COSPAR (‘COMmittee on SPAcE Research’), un panel des modélisations de l’environnement des ceintures de radiation (PRBEM, ‘Panel on Radiation Belt Environment Modeling’) a défini les objectifs à atteindre, dans le cas de modèles de spécifications des protons et des électrons (Tableau 1-8).

<b>Caractéristiques</b>	<b>Besoins en modèle protons</b> <i>(ces modèles sont nécessaires à la prédiction de la dose totale, des dommages de déplacement et les SEEs)</i>	<b>Besoins en modèle électrons</b> <i>(ces modèles sont nécessaires à la prédiction de la dose totale et des charges internes)</i>
<i>Couverture énergie</i>	> 0.1 MeV	$0.1 < E_c < 30$ MeV
<i>Couverture spatiale</i>	$0.9 < L < 8$	$0.9 < L < 8$
<i>Résolution temporelle</i>	Variations long terme sur le cycle solaire avec à résolution minimale d’un an	Variations long terme sur le cycle solaire avec à résolution minimale d’un an
<i>Estimée pire cas</i>	1 min, 15 min, 1 h, 0.5 jour, 1 jour et 1 semaine	1 h, 0.5 jour, 1 jour, 1 semaine, 1 mois, 3 mois, 6 mois
<i>Incertitudes</i>	OUI	OUI
<i>Ceintures transitoires</i>	Fréquence, intensité, durée, énergie maximale, contenance en ions lourds	Fréquence, intensité, durée, énergie maximale

**Tableau 1-8 : Définition des besoins en modèles protons et électrons, PBREM du COSPAR**

### 1.5.2. Les limitations des modèles actuels

Hormis les contraintes spécifiques de chaque modèle présentées dans le paragraphe 1.2, deux types de limitations globales en ressortent : la couverture temporelle des données utilisées, et / ou leur couverture spatiale et en énergie.

Les modèles développés jusqu’à aujourd’hui reposent sur différents ensembles de mesures, datant de différentes époques. La représentativité des mesures utilisées n’est donc pas nécessairement adéquate (Figure 1-30). Ainsi les modèles AE 8 et AP 8 ont été réalisés à partir d’un ensemble discontinu de mesures. Les modèles POLE, MEO, TPM utilisent des mesures couvrant des cycles solaires de même intensité. Enfin, les modèles CRRESPRO, CRRESELE, ESA SEE 1 et

SAMPEX/PET reposent sur de courtes périodes temporelles ne couvrant pas les différentes phases du cycle solaire.

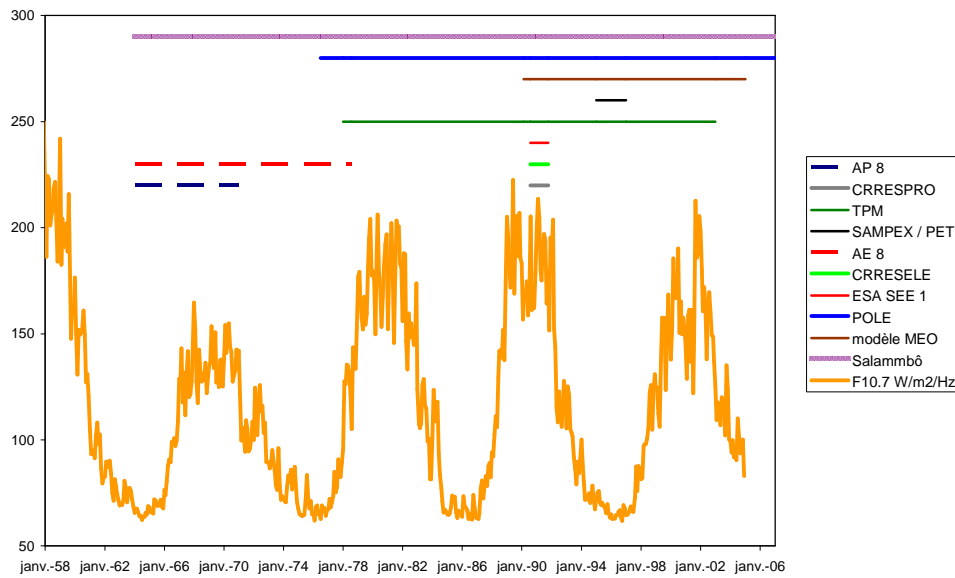


Figure 1-30 : Couverture temporelle des données utilisées pour définir les différents modèles. D'après [Bourdarie, 2002]

Comparé aux besoins exprimés dans le paragraphe précédent, la couverture spatiale et le spectre en énergie des modèles actuels sont insuffisants. Les plus étendus à l'heure actuelle restent les modèles AE 8 et AP8 (Figure 1-31).

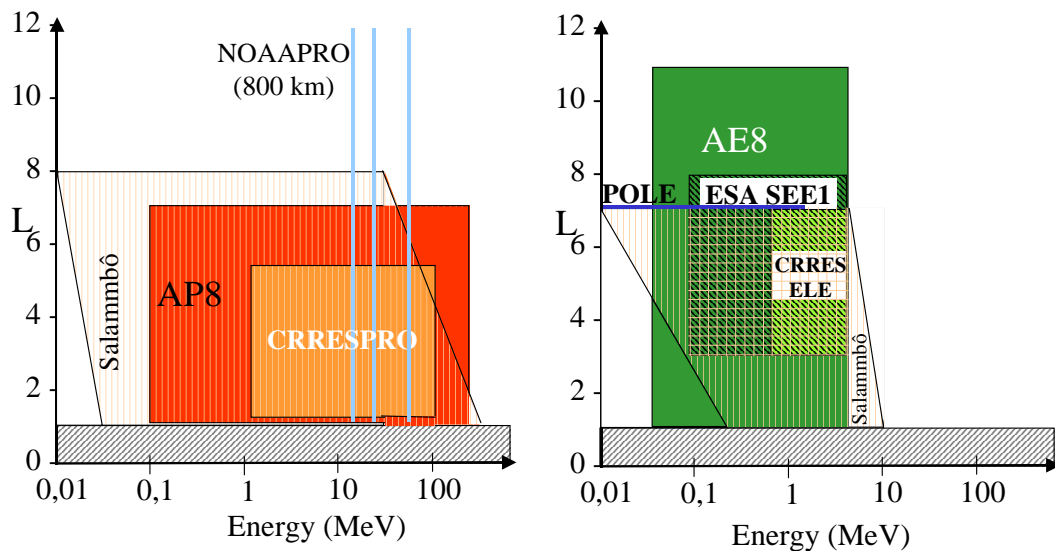


Figure 1-31 : Couverture spatio-énergétique des différents modèles (à gauche pour les modèles protons et à droite pour les modèles électrons), d'après [Bourdarie, 2002]

Les travaux menés depuis AE 8 et AP 8 tendent à ouvrir de nouvelles portes d'un point de vue modèle d'ingénierie. Ainsi, des modèles comme POLE ou TPM, bien que localisés, sont plus précis

qu'AP 8 et AE 8 dans les régions concernées. De même, aucune estimation des incertitudes n'était prise en compte dans AE 8 et AP 8. Ce sont les modèles POLE et MEO qui ont introduit cette notion.

Enfin, les dynamiques courts termes sont rarement prises en compte par ces modèles empiriques. Cependant elles peuvent avoir beaucoup d'importance à long terme comme le souligne le « panel » PRBEM du COSPAR.

### 1.5.3. Les atouts de l'ONERA – DESP pour répondre à ces besoins : Problématique de ce travail de thèse

Comme nous venons de le voir les modèles empiriques développés depuis AE8 et AP8 ne permettent pas de les remplacer complètement. Sur les Figure 1-30 et Figure 1-31 sont également positionnés les modèles physiques Salammbô protons et électrons afin de pouvoir comparer les approches empirique et physique. Ils couvrent une vaste étendue spatio-énergétique (Figure 1-31) et sont atemporels. Paramétrés par les indices d'activité magnétique (paragraphe 1.2.), ils s'adaptent à toute époque et phase solaire (Figure 1-30).

Chacune des deux approches possède ses propres avantages et inconvénients (Tableau 1-9). L'approche empirique est simple et repose sur des mesures de qualité croissante. Cependant, ces dernières sont dispersées et il est difficile d'obtenir une continuité et une complémentarité dans toute la magnétosphère interne sur des périodes aussi longues que le cycle solaire. L'approche physique a l'avantage de prendre en compte les processus physiques agissant sur les particules piégées. Elle permet ainsi de décrire globalement et dynamiquement les ceintures de radiation. En contre partie, ces processus restent des approximations de la réalité et la qualité de la restitution physique est limitée par la précision des paramètres d'entrée, des conditions limites de l'état initial utilisées et de la modélisation elle-même.

Approche empirique		Approche physique	
Avantages	Inconvénients	Avantages	Inconvénients
<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Uniquement besoin de mesures</li> <li>✓ Approche simple</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Mesures imparfaites</li> <li>✓ Mesures dispersées</li> <li>✓ Difficile d'obtenir une dynamique long terme (séculaire, cycle solaire)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Processus physiques pris en compte</li> <li>✓ Évolution dynamique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Tous les processus ne sont pas bien compris</li> <li>✓ Les paramètres d'entrées, les conditions limites et l'état initial contrôlent l'évolution des ceintures</li> </ul>

Tableau 1-9 : Avantages et inconvénients des approches empirique et physique

Comment choisir alors entre ces deux approches ? Quelle serait la meilleure voie à emprunter pour aboutir à un modèle d'ingénierie en adéquation avec les besoins actuels et futurs des acteurs du spatial ? Dans son article [Vassiliadis, 2000b], D. Vassiliadis souligne qu'étant donné la complexité de l'environnement spatial, une évolution des méthodes de modélisation est nécessaire. Il existe une limite à l'information fournie par des modèles empiriques et à la qualité de prévision associée. Il conclut en proposant l'intégration de modèles empiriques et physiques pour franchir ces limites actuelles.

Cette idée repose sur la combinaison des mesures et des modèles physiques pour tirer partie au mieux des avantages de chaque approche (Figure 1-32). Cette approche permet d'optimiser le rendu des ceintures de radiation en réalisant alors une interpolation spatio-temporelle des mesures. Cette méthode d'analyse et de prédiction est un nouveau champ d'activité : l'assimilation de données. Dans les domaines de l'Océanographie et de la Météorologie ([Daley, 1991]), mesures et modèles physiques sont combinés à l'aide de telles techniques afin d'améliorer significativement la spécification et les prévisions de systèmes très grands.

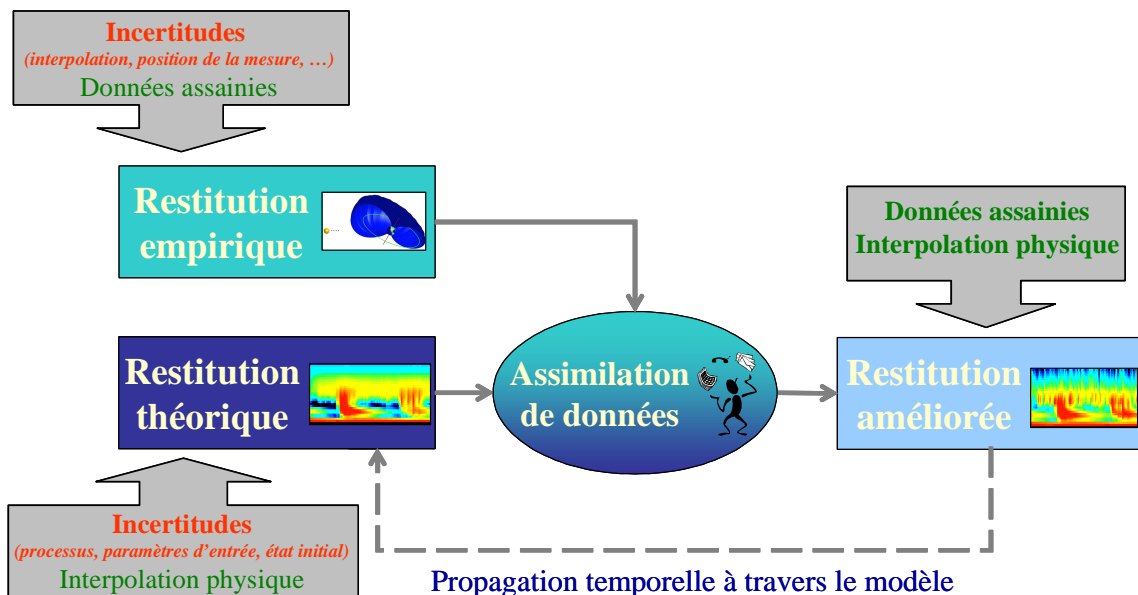


Figure 1-32 : Schématisation de l'apport de l'assimilation de données dans le cadre de la "Météo Spatiale"

Dans le domaine des ceintures de radiation, aucune application de ce type n'a été implémentée dans le passé. En effet, il est nécessaire de disposer à la fois d'un large éventail de mesures de confiance et d'un modèle physique réaliste et suffisamment précis des ceintures de radiation. A l'heure actuelle, seul l'ONERA – DESP possède cela. S. Bourdarie a ouvert cette voie à l'échelle de l'orage magnétique [Bourdarie, 2005a] en montrant les apports d'une telle technique. C'est dans ce cadre que notre étude est réalisée.

L'objectif de cette thèse est de tirer parti de cette dualité que peu de laboratoires possèdent grâce à l'assimilation de données. Cet outil est très populaire et prometteur actuellement [Bourdarie et



al., 2007]. Elle permettrait en effet de proposer des avancées significatives dans la définition d'une « météorologie spatiale » et de nouveaux standards de spécification de l'environnement radiatif terrestre. Deux méthodes ont ainsi été envisagées. La première a consisté à poursuivre les travaux d'assimilation directe entamés au département DESP afin de l'adapter au cycle solaire complet. La seconde est l'implémentation d'un filtre de Kalman d'Ensemble (EnKF) issu du domaine de l'océanographie aux ceintures de radiation.

Enfin, comme toute étude à but opérationnel, ce travail s'entoure d'un ensemble de contraintes imposées. La définition de modèles de spécifications s'accompagne d'une analyse statistique des niveaux de flux à l'échelle du cycle solaire (échelle de temps caractéristique de la dynamique la plus lente des ceintures de radiation), voire de plusieurs, pour être significative. Ainsi, une assimilation de données doit être menée à cette échelle de temps, nécessitant la disponibilité de mesures et d'un modèle reflétant continûment la réalité sur une période aussi longue. En particulier, la physique des ceintures de radiation reposant essentiellement sur les caractéristiques du champ géomagnétique, la question du choix du modèle le décrivant se pose. Il est en effet nécessaire de choisir un modèle permettant de décrire le champ magnétique sur plus de onze ans. Or, les modèles précis mais complexes actuels reposent sur une batterie de paramètres d'entrée précisant les caractéristiques du vent solaire, qui ne sont pas disponibles en continu sur une période de temps dépassant la décennie. Pour ces raisons, nous limitons volontairement tout ce qui entoure le processus d'assimilation (modélisation et préparation des données à assimiler) à une modélisation 'simple' du champ magnétique terrestre qui sera décrite dans le chapitre 3 (§ 3.1.2.). Une incertitude est consécutivement forcément introduite, mais elle reste cependant acceptable, et surtout constante et contrôlée sur d'aussi longues périodes.

# CHAPITRE 2

## CADRE THEORIQUE DE L'ASSIMILATION DE DONNEES APPLIQUEE AU CAS DES CEINTURES DE RADIATION DE LA TERRE

Ce chapitre présente l'intérêt que nous avons porté aux différentes méthodes d'assimilation de données afin d'améliorer la restitution globale et précise de la dynamique des ceintures de radiation de la Terre.

Le but de l'assimilation de données est présenté dans un premier paragraphe. Le second paragraphe est centré sur l'assimilation directe de données. Il met en avant les techniques d'insertion précise des mesures dans le modèle, ses avantages et ses limitations. Le troisième et dernier paragraphe se base sur ce constat pour présenter en particulier deux techniques d'assimilation de données sophistiquées appliquées au cas des ceintures de radiation pour palier aux limitations induites par l'assimilation directe : le filtre de Kalman et le filtre de Kalman d'Ensemble. Les avantages et limitations de ces méthodes perfectionnées concluent le chapitre.

## 2.1. INTRODUCTION A L'ASSIMILATION DE DONNEES

### 2.1.1. Définition

L'étude de la dynamique des ceintures de radiation passe par l'utilisation d'un modèle physique traduisant les interactions influant sur le mouvement des particules piégées (Chapitre 1 §1.2). La connaissance partielle de ces processus (Chapitre 1 §1.1) ainsi que l'état initial et les conditions limites en pratique mal connus, ne permettent d'obtenir qu'une restitution de l'évolution des ceintures de radiation entachée d'erreurs.

Parallèlement à cela, de plus en plus de mesures de qualité sont disponibles. Elles permettent de définir localement de nouveaux modèles de spécification plus précis que AE8 et AP8 (Chapitre 1 §1.2). Cependant, elles restent encore trop dispersées en temps et en espace pour pouvoir être interpolées avec précision sur tout le domaine spatio-énergétique couvert par les ceintures de radiation.

Nous disposons donc de deux sources d'informations, le modèle et les observations, qui ne permettent pas séparément d'estimer avec précision la dynamique des ceintures de radiation. Cependant, ces deux sources d'informations sont complémentaires. Tandis que le modèle Salammbô permet de reconstruire globalement l'évolution des ceintures de radiation, les mesures fournissent des informations localisées précises des flux réels de particules piégées. Dans la suite de ce travail, le but est d'exploiter au mieux les avantages des modèles et des mesures : c'est l'assimilation de données.

Cette technique consiste en l'analyse des propriétés d'évolution d'un système pour mieux l'estimer, en y accumulant l'information apportée par une séquence d'observations [Bouttier, 2004]. Grossièrement, les observations « guident » le modèle sur une trajectoire réaliste, tandis que le modèle fournit une interpolation spatio-temporelle dynamique des observations. De nombreuses méthodes d'assimilation de données existent. Nous les détaillons dans la suite.

### 2.1.2. Historique croisé de l'assimilation de données

Les domaines de la Météorologie puis de l'Océanographie ont porté le développement des méthodes d'assimilation de données. Il est intéressant de faire ici le parallèle avec le domaine des ceintures de radiation et plus généralement celui de la Météo Spatiale pour illustrer les bases sur lesquelles repose ce travail. Pour cela, la frise chronologique de la Figure 2-1 illustre l'évolution parallèle de cette problématique dans ces trois domaines. En effet, c'est souvent le développement de l'un de ces domaines qui initie celui des autres.

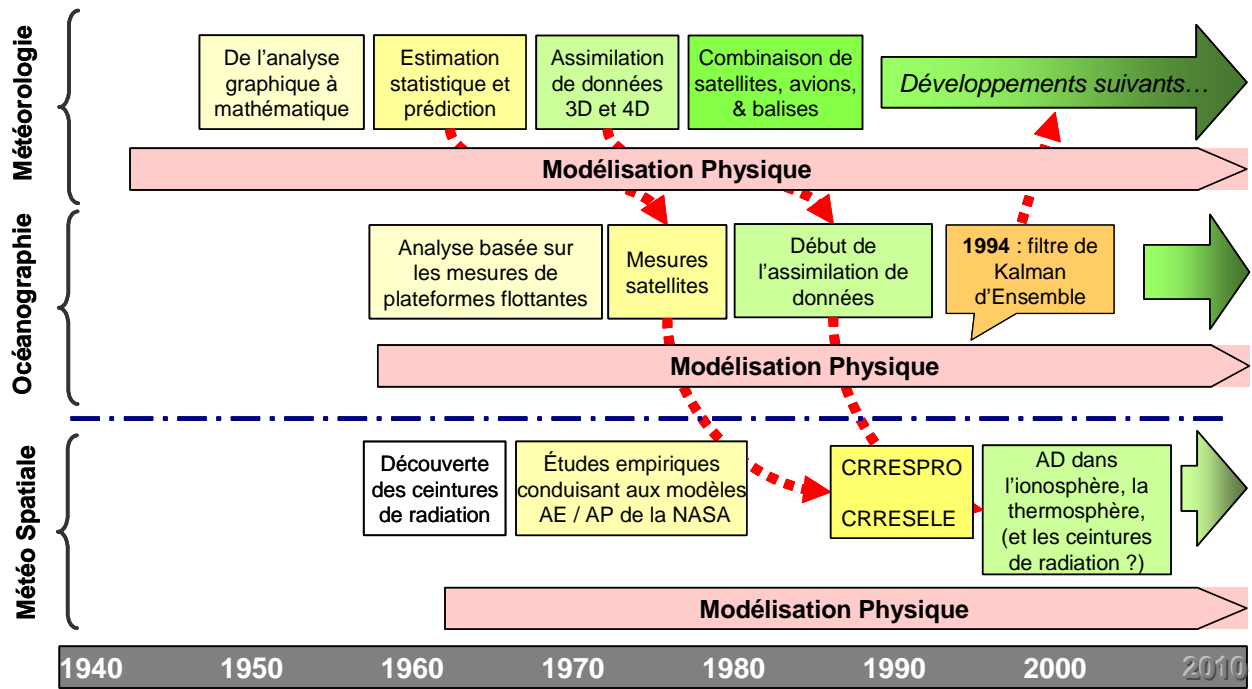


Figure 2-1 : Évolutions croisées de l'assimilation de données (AD) en Météorologie, Océanographie et Météo Spatiale, à partir de [Rigler, 2003]

La météorologie est un domaine de recherche très ancien. Directement lié aux conditions de vie des êtres humains (cultures, voyages, sécheresse,...), il a été très tôt étudié. Le terme *météorologie* vient d'Aristote (350 avant J.C.) pour décrire les Sciences de la Terre de façon générale et non le domaine exclusif de l'étude de l'atmosphère.

Ce n'est qu'à partir de l'ère moderne (années 1900) que les observations et l'installation de stations météorologiques se sont multipliées et permirent les premières prévisions. En 1922, Richardson fut le premier à assimiler directement les observations dans un modèle météorologique pour faire de la prévision [Richardson, 1922]. Toutefois, il fallut attendre plus de 20 ans et l'apparition des premiers calculateurs scientifiques dans les années 40 pour voir les premières applications d'assimilation de données [Panofsky, 1949]. Bien qu'ayant des résultats encore très aléatoires, ces calculateurs ont ouvert un nouvel horizon d'applications. Les choses se sont accélérées jusqu'aux années 60, où l'assimilation de données a atteint une nouvelle dimension grâce aux progrès continus des calculateurs. Ainsi, plusieurs formes de la méthode d'interpolation optimale (méthode de minimisation statistique de la variance) ont pu être appliquées sur certains modèles atmosphériques, définissant ainsi des bases solides à l'estimation statistique et à la prévision opérationnelle (mise en pratique au Canada vers 1975). Puis, dans les années 70, plus les calculateurs devenaient puissants, plus l'ambition d'appliquer des méthodes d'assimilation de données « sophistiquées » sur des modèles « réalistes » grandissait. Ainsi, ont vu le jour les premières utilisations de nouvelles méthodes d'assimilation comme le filtre de Kalman [Kalman, 1960] et les méthodes variationnelles [Lanczos, 1970] présentées dans le paragraphe §2.3. Enfin, le développement actuel des mesures satellites

(METEOSAT, NOAA) permet d'approfondir davantage l'apport des techniques d'assimilation de données en météorologie par combinaison de différents types d'observations.

L'évolution du domaine de l'océanographie est bien plus jeune (Figure 2-1). Plus difficile à appréhender, l'océan a réellement commencé à être observé de manière concrète à partir des années 60 avec l'utilisation de plateformes flottantes (FLIP, 'Floating Instrument Platform') et de balises dérivantes. Manquant cruellement de mesures de qualité, l'intérêt d'utiliser des méthodes d'assimilation de données était faible jusqu'aux années 1975-1978, lorsque la mission satellitaire GOES 3 ('Geostationary Operational Environmental Satellite' de la NOAA) apporta une nouvelle technique d'observations : l'altimétrie spatiale. Elle permet aujourd'hui de mesurer la hauteur des vagues avec une précision centimétrique, voire en deçà. Les grandes quantités de mesures précises qui ont suivi ont ainsi permis de développer rapidement des méthodes d'assimilation de données pour les océans à partir de l'héritage de la météorologie. En 1994, Evensen présente une technique d'assimilation de données basée sur le filtre de Kalman et appliquée au cas des systèmes de grandes tailles : le filtre de Kalman d'Ensemble (EnKF) [Evensen, 1994]. Inconnue dans le domaine de la météorologie, elle y fait son entrée en 1998 [Houtekamer, 1998]. Des liens étroits de développement consécutifs existent donc entre ces deux domaines.

L'histoire des ceintures de radiation et de la météo spatiale en général est comparable au domaine de l'océanographie (Figure 2-1). Beaucoup plus jeune que l'océanographie, la découverte des ceintures de radiation (et son observation) remonte seulement à 1958. Les mesures ont permis dans un premier temps de restituer globalement les ceintures de radiation à travers les modèles AE et AP de la NASA (Chapitre 1, §1.2) pour aboutir aux premiers modèles empiriques et dynamiques permettant de faire de premières prédictions de l'évolution de l'environnement spatial en fonction de l'activité magnétique : les modèles CRRESPRO et CRRESELE (Chapitre 1, §1.2). Les flèches pointillées de la Figure 2-1 illustrent le « retard » des techniques utilisées dans le domaine de la météo spatiale par rapport à la météorologie atmosphérique. Actuellement, l'assimilation de données commence à se développer dans des domaines connexes des ceintures de radiation comme l'ionosphère [Schunk, 2002]. Le domaine des ceintures de radiation reste néanmoins en retrait pour le moment.

La période actuelle est donc un moment clé pour le développement des techniques de restitution et de prédiction de l'évolution des ceintures de radiation comme le fait remarquer D. Vassiliadis dans son article [Vassiliadis, 2002]. Les premiers pas vers l'assimilation de données ont récemment eu lieu dans le cadre de la restitution / prédiction de la dynamique des ceintures de radiation de la Terre. En particulier, E.J. Rigler a adapté un filtre de Kalman pour réaliser une prédiction linéaire adaptative de l'état des ceintures de radiation électrons à partir des paramètres du vent solaire [Rigler, 2004]. Comme nous l'avons déjà mentionné dans le Chapitre 1, §1.3, ce travail de thèse repose sur la première étude d'assimilation de données, par méthode d'insertion directe, réalisée par S. Bourdarie à l'échelle de l'orage magnétique [Bourdarie, 2005a]. Un filtre de Kalman a

récemment été appliqué au cas des ceintures de radiation à partir d'un modèle simplifié à une dimension ne prenant en compte que la diffusion radiale [Naehr et Toffoletto, 2005].

### 2.1.3. Apports de l'assimilation de données

La Figure 2-2 illustre de manière schématique l'apport de l'assimilation de données pour la restitution et la prédiction de la dynamique des ceintures de radiation. Son atout principal est sa modularité. Elle combine une base de données avec un modèle, dans notre cas le code Salammbô. Des évolutions parallèles peuvent être effectuées sans perturber l'ensemble. Le noyau d'assimilation est indépendant. De même, il peut être également modifié, amélioré. Cette architecture est très précieuse dans le cadre d'un développement de modèles de spécifications. De plus, à partir de l'assimilation de données, le modèle s'appuie à chaque instant sur le meilleur état courant restitué pour pouvoir réaliser une prédiction à plus ou moins court terme.

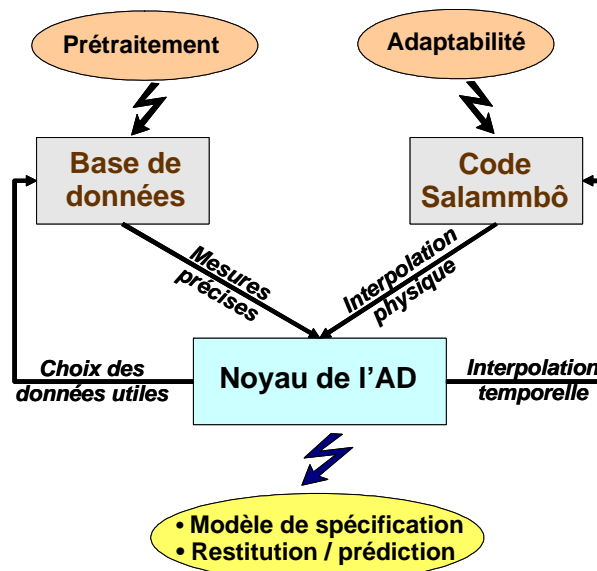


Figure 2-2 : Modularité et apport de l'assimilation de données (AD)

Enfin, l'assimilation de données permet de prendre en compte les incertitudes connues à priori sur le modèle et les mesures. Une correction adéquate peut ainsi être effectuée, et surtout, on dispose d'une estimation de l'incertitude de restitution ou de prédiction. Ces sources d'erreurs sont principalement :

- ✓ **Les erreurs sur la condition initiale et sur les conditions limites** du modèle (mauvaise connaissance de l'état initial et des frontières) : ces états contiennent des erreurs qui peuvent s'amplifier ou se diffuser au cours de l'évolution temporelle.

- ✓ **Les erreurs de modèle :** le modèle est construit sur une représentation idéalisée de la réalité. La paramétrisation, les processus physiques pris en compte sont nécessairement des approximations. Elles introduisent des erreurs sur les états obtenus à l'issue de l'intégration temporelle du modèle.
- ✓ **Les erreurs d'observation :** aucune mesure n'est parfaite. De plus, deux instruments différents ne mesurent pas forcément la même chose, leur calibration et leur fabrication étant différentes. Enfin, comme nous le verrons dans le paragraphe §2.2, introduire des mesures dans le modèle nécessite quelques transformations préalables (interpolations, ...) qui génèrent des erreurs supplémentaires.

## 2.2. UN 1<sup>ER</sup> PAS VERS L'ASSIMILATION DE DONNEES : L'INSERTION DIRECTE

### 2.2.1. Objectifs et hypothèses utilisées

L'assimilation de données est un domaine complexe dans lequel il est préférable de procéder étape par étape. Tout d'abord, il est nécessaire de mettre en évidence l'apport de l'application d'une technique d'assimilation par rapport à une modélisation simple ou une restitution empirique des ceintures. De plus, il faut également tester la compatibilité du modèle utilisé avec l'insertion de mesures. Cela peut faire diverger un modèle trop sensible.

Ce premier pas a été réalisé en 2002 avec la mise en place d'une assimilation directe des données satellites dans le modèle physique Salammbô 3D [Bourdarie, 2005a] qui a été jusqu'à présent utilisée à l'échelle de l'orage magnétique. Elle correspond à l'introduction régulière de mesures satellites filtrées directement sur la grille du modèle. La dynamique des ceintures est quant à elle contrôlée extérieurement par la donnée régulière de l'indice Kp sur la période de simulation (voir Chapitre 1, §1.2).

L'hypothèse simplificatrice ici faite est que le modèle et les mesures introduites sont supposés être parfaits (Figure 2-3) et donc cohérents entre eux : une mesure et la prédiction du modèle en un même point doivent être suffisamment proches l'une de l'autre pour ne pas dégrader la cohérence physique de la restitution.

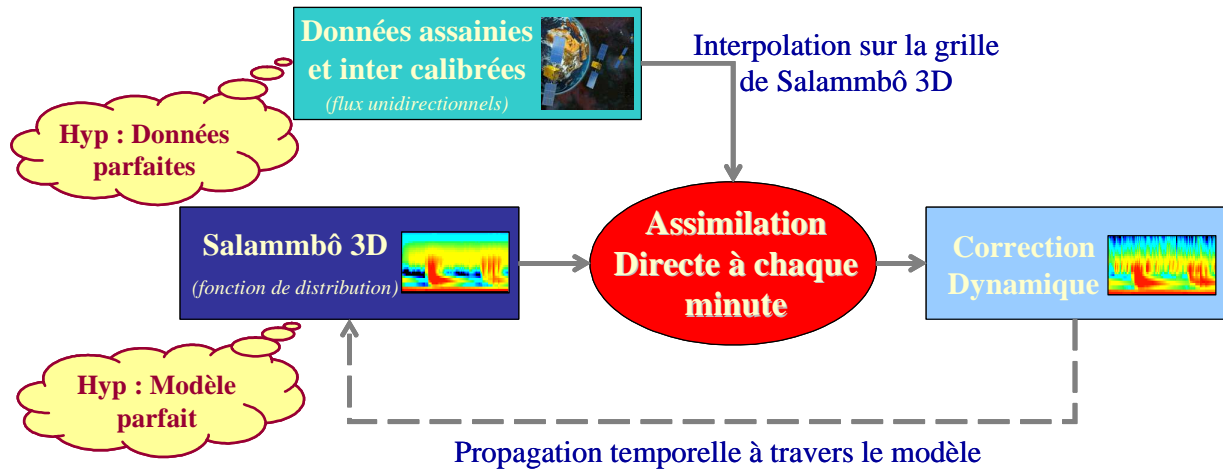


Figure 2-3 : Schéma de fonctionnement de l'assimilation directe et hypothèses posées

Cette étude a permis d'appréhender le fonctionnement d'une méthode d'assimilation de données dans les ceintures de radiation de la Terre. L'accent a été mis sur tout le côté amont de l'assimilation de données, indépendamment de la méthode ensuite utilisée. Le prétraitement systématique des mesures est décrit dans le Chapitre 3. Nous nous concentrons dans cette partie sur l'implémentation mathématique de cette méthode. Le paragraphe §2.2.2 traite de la normalisation nécessaire à l'insertion des mesures satellites dans le modèle Salammbô 3D, puis le paragraphe §2.2.3 se focalise sur l'aspect pratique de cette méthode, ses atouts et ses limitations numériques.

## 2.2.2. Nature des mesures et insertion optimisée dans Salammbô 3D

Ce paragraphe présente le travail amont nécessaire pour adapter les mesures disponibles au format du code de calcul Salammbô. Il constitue la base de fonctionnement de l'assimilation de données, aussi bien pour l'assimilation directe que pour les méthodes plus complexes décrites dans le paragraphe §2.3.

### 2.2.2.1. Nature des mesures disponibles

Les mesures satellites disponibles sont des mesures de flux de particules, soit électrons, soit protons. Elles sont réalisées par différents types de détecteurs n'ayant pas le même angle de vue et ne couvrant pas la même bande d'énergie. Elles sont disponibles en amont de Salammbô 3D sous forme de flux omnidirectionnels (sur l'ouverture  $\theta$  du détecteur associé) correspondant à chaque canal en énergie du détecteur embarqué. Ces canaux sont de deux types. Soit ils sont bornés et la mesure faite correspond à la somme des flux de particules d'énergie  $E_c$  telle que  $E_{\text{inf}} < E_c < E_{\text{sup}}$  (on parle alors de



flux différentiels), soit ils sont ouverts et le flux mesuré correspond à la somme des flux d'énergie supérieure à une énergie seuil  $E_{seuil}$  (on parle de flux intégrés).

Chaque observation est spatialement repérée par les coordonnées magnétiques du satellite au même instant :  $L^*$ ,  $\alpha_{\text{éq sat}}$ , MLT (Magnetic Local Time).  $\alpha_{\text{éq sat}}$  est l'angle d'attaque équatorial de particules rebondissant à la latitude magnétique du satellite. Cette coordonnée permet alors de déterminer quelle partie de la distribution piégée est vue par le détecteur. En effet, comme le montre la Figure 2-4, un satellite situé sur une ligne de champ en  $\alpha_{\text{éq sat}}$  ne peut observer que les particules (électrons ou protons en général) rebondissant entre lui et l'atmosphère. Seules celles ayant un angle d'attaque équatorial plus petit que  $\alpha_{\text{éq sat}}$  croisent la trajectoire du satellite. Les flux omnidirectionnels disponibles pour l'assimilation sont donc de la forme  $J_{\text{omni}}(\alpha_{\text{éq}} < \alpha_{\text{éq sat}}, E_{\text{inf}} < E_c < E_{\text{sup}}, L^*)$  pour les flux différentiels ou  $J_{\text{omni}}(\alpha_{\text{éq}} < \alpha_{\text{éq sat}}, E_c > E_{seuil}, L^*)$  pour les flux intégrés.

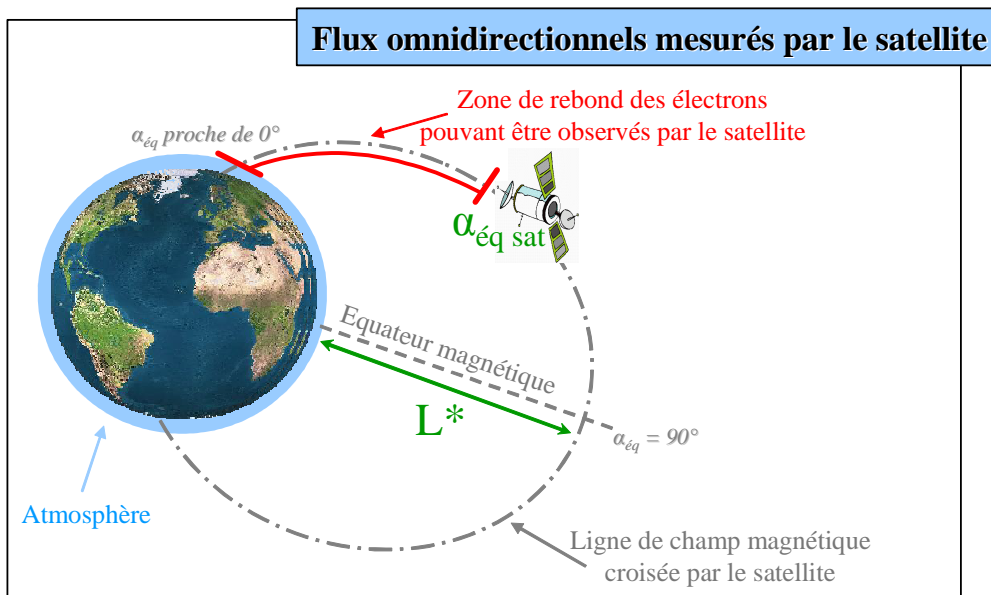


Figure 2-4 : Mesures partielles des flux sur la ligne de champ traversée par le satellite

Le simulateur Salammbô 3D décrit quant à lui les ceintures de radiation à chaque instant à l'aide d'une fonction de distribution (électron ou proton) définie sur un maillage tridimensionnel dont les coordonnées sont :  $L^*$ ,  $\alpha_{\text{éq}}$ ,  $E_c$ . Elle est notée  $f(\alpha_{\text{éq}}, E_c, L^*)$  (Chapitre 1, §1.1.2). En conséquence, il est nécessaire de formater les mesures afin de les rendre compatibles avec la logique du simulateur. Tout d'abord, il faut adapter les coordonnées des observations au système utilisé dans Salammbô 3D en ramenant les mesures à un angle d'attaque précis (§2.2.2.2) puis à une énergie précise (§2.2.2.3). Ensuite, les flux doivent être convertis en fonction de distribution (§2.2.2.4). Enfin, pour exploiter au mieux les données, si un satellite géostationnaire est utilisé au cours de l'assimilation, ses mesures serviront également à actualiser les conditions de bord externes du modèle (§2.2.2.5).

### 2.2.2.2. Passage de flux omnidirectionnels en flux unidirectionnels, projection sur la grille en $\alpha_{\text{eq}}$ :

Pour pouvoir être utilisée dans Salammbô, une mesure doit correspondre à un angle d'attaque équatorial donné. Les mesures disponibles nous renseignent de façon partielle et intégrée sur la distribution des flux en angle d'attaque sur la ligne de champ croisée par le satellite. Le but est de remonter à la distribution en angle d'attaque des flux à l'aide d'un spectre de distribution statistique des particules piégées le long de la ligne de champ considérée.

Dans le cas des électrons, on utilise la distribution de A. L. Vampola [Vampola, 1998]. Elle permet d'estimer la valeur du flux unidirectionnel (noté  $J_{\text{uni}}$ ) en fonction de l'angle d'attaque et de deux paramètres :

$$J_{\text{uni}}(\alpha_{\text{eq}}) = j_0 \sin^{n_{\text{vampola}}} \alpha_{\text{eq}} \quad \text{éq. 2-1}$$

Ce spectre décrit bien le fait que la distribution des électrons en angle d'attaque est concentrée autour de l'équateur magnétique ( $\alpha_{\text{eq}} = 90^\circ$ ). Le paramètre ' $n_{\text{vampola}}$ ', fonction de  $L^*$ , a été estimé à partir des mesures du détecteur CRRES/MEA (Figure 2-5). Seul ' $j_0$ ' reste à déterminer d'après les mesures dont on dispose.

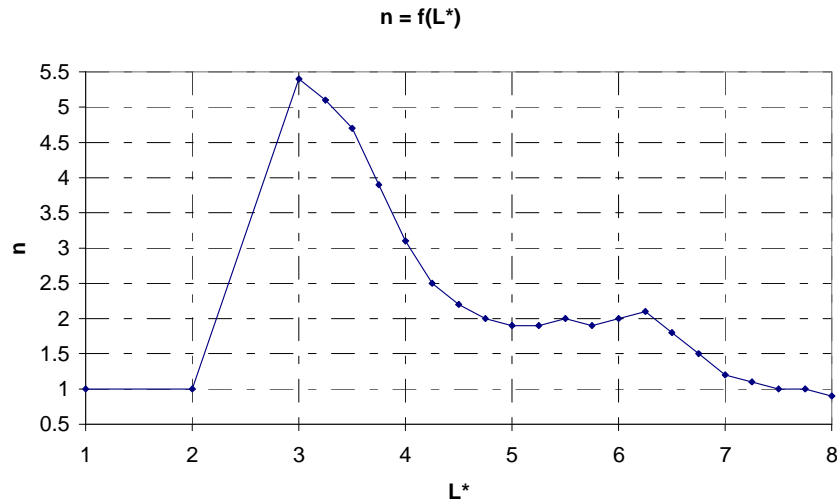


Figure 2-5 : Distribution du paramètre  $n_{\text{vampola}}$  en fonction de  $L$  à partir du détecteur CRRES/MEA

On sait que le flux omnidirectionnel observé par le satellite est directement relié au flux unidirectionnel par l'intégrale suivante :

$$J_{\text{omni}}(0 < \alpha_{\text{eq}} < \alpha_{\text{eq sat}}) = \int_0^{\alpha_{\text{eq sat}}} J_{\text{uni}}(\alpha) \sin \alpha d\alpha \quad \text{éq. 2-2}$$

D'où :

$$J_{omni}(0 < \alpha_{\text{éq}} < \alpha_{\text{éq sat}}) = j_0 \int_0^{\alpha_{\text{éq sat}}} \sin^{n_{\text{vampola}}+1} \alpha d\alpha \quad \text{éq. 2-3}$$

On en déduit :

$$j_0 = \frac{J_{omni}(0 < \alpha_{\text{éq}} < \alpha_{\text{éq sat}})}{\int_0^{\alpha_{\text{éq sat}}} \sin^{n_{\text{vampola}}+1} \alpha d\alpha} \quad \text{éq. 2-4}$$

Il ne reste plus qu'à remplacer  $j_0$  dans la formule éq. 2-1 pour pouvoir remonter aux flux unidirectionnels correspondant à chaque valeur d'angle d'attaque de la grille du modèle.

En fonction du nombre et du type de satellites assimilés simultanément, il est possible qu'à un instant donné, plusieurs d'entre eux effectuent une mesure le long de la même ligne de champ (d'un point de vue grille en  $L^*$  de Salammbô). On parle alors de conjonction. Dans une telle configuration, davantage d'informations sont disponibles. Pour en tirer un maximum de profit, si deux mesures indépendantes et simultanées sont disponibles, on redéfinit localement les inconnus  $j_0$  et  $n_{\text{vampola}}$ . Enfin, si plus de deux satellites sont en conjonction, on effectue alors une estimation plus précise de ces paramètres par moindres carrés.

Dans le cas des protons, il n'existe pas d'étude statistique aussi poussée que celle réalisée par A.L. Vampola. Les protons piégés étant bien moins sensibles aux interactions ondes particules, la diffusion en angle d'attaque est faible (Chapitre 1, §1.1.2). En conséquence, il est logique de supposer que leur distribution en angle d'attaque est peu dépendante de l'activité magnétique, plate autour de l'équateur magnétique et diminue lentement vers le cône de perte. On utilise la même formulation que pour les électrons, en prenant  $n_{\text{vampola}}=1$  pour toute valeur de  $L^*$ . Si plusieurs satellites sont en conjonction, une correction du même type que pour les électrons est effectuée.

### 2.2.2.3. *Formatage des mesures en flux différentiels, projection sur la grille en énergie :*

Comme nous l'avons précisé précédemment, les mesures se présentent sous forme de flux différentiels ou intégrés. Différentes conversions sont nécessaires pour les insérer sur la grille en énergie de Salammbô (Figure 2-6). Tout d'abord, les flux intégrés sont convertis en flux différentiels, puis l'ensemble des canaux ainsi obtenus (canaux différentiels initiaux et reconstitués) est interpolé sur la grille en énergie de Salammbô.

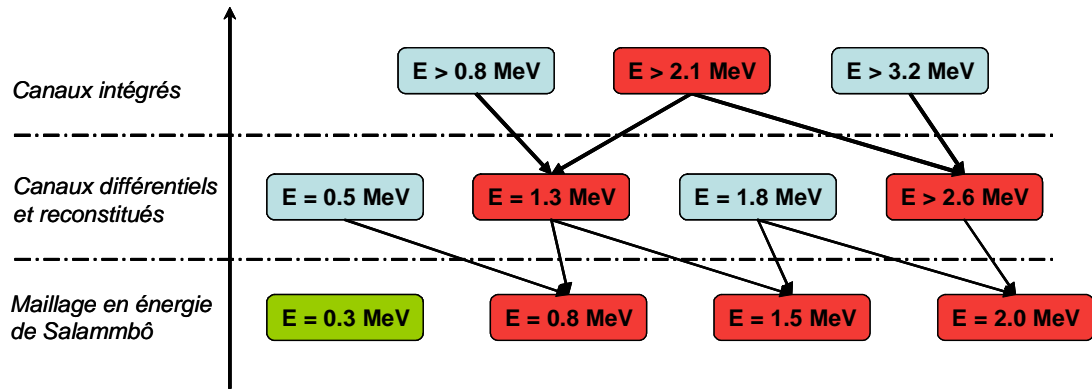


Figure 2-6 : Couches d'interpolation entre canaux réels et maillage de Salammbô

Plus précisément, pour chaque canal borné d'un détecteur, on définit son énergie effective ( $E_{\text{eff canal}}$ ) comme étant la moyenne géométrique de la bande d'énergie couverte. Le flux observé a été préalablement converti en flux différentiel en divisant la mesure par la largeur en énergie du canal. On obtient ainsi des flux différentiels associés aux différentes énergies  $E_{\text{eff canal}}$  du détecteur considéré.

Pour les canaux de la forme  $E_c > E_{\text{seuil}}$ , les mesures sont sous forme de flux intégrés ( $J_{\text{int}}(E_c > E_{\text{seuil}})$ ). Ils correspondent à la somme des flux différentiels  $J$  d'énergie donnée, supérieure à  $E_{\text{seuil}}$  :

$$J_{\text{int}}(E_c > E_{\text{seuil}}) = \int_{E_{\text{seuil}}}^{\infty} J(E') dE' \quad \text{éq. 2-5}$$

En combinant deux à deux les canaux de ce type, il est possible de recréer des canaux bornés virtuels comme le montre la Figure 2-7.

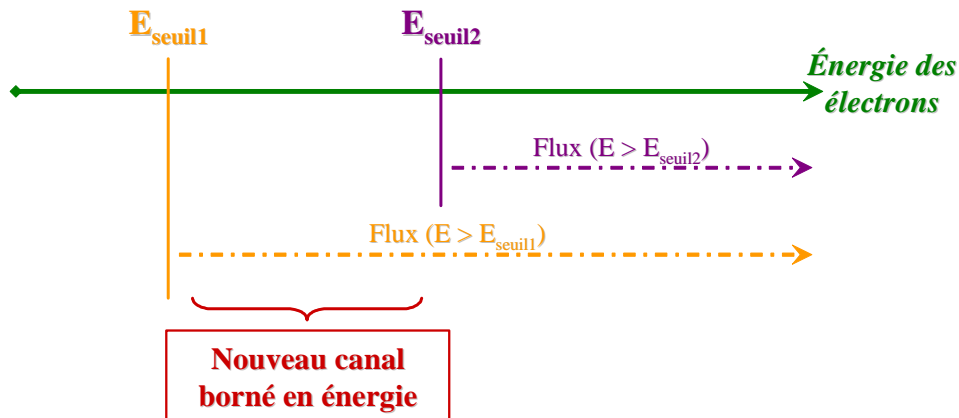


Figure 2-7 : Définition d'un nouveau canal borné en énergie à partir de deux canaux ouverts

On définit alors le flux associé à un tel canal comme étant la différence des flux des deux canaux ouverts divisée par la bande d'énergie maintenant couverte. On obtient ainsi un flux différentiel moyen représentatif uniquement des mesures de particules d'énergies comprises entre

$E_{\text{seuil1}}$  et  $E_{\text{seuil2}}$ . Il ne reste plus qu'à calculer  $E_{\text{eff canal}}$  pour avoir l'énergie effectivement associée à ce flux différentiel.

Enfin, on positionne ces flux différentiels (notés  $J_{\text{diff}}$ ) sur la grille en énergie de Salammbô (Figure 2-6) par interpolation suivant une loi exponentielle de la forme  $J_{\text{diff}}(E_c) = n e^{-\alpha E_c}$  (éq. 2-6) pour  $E_c < 100$  keV, et une loi en puissance de la forme  $J_{\text{diff}}(E_c) = n E_c^{-\alpha}$  (éq. 2-7) pour  $E_c > 100$  keV. Ces lois sont représentatives de l'allure générale du spectre en énergie des particules piégées.

Il est important de noter ici l'importance de la qualité des mesures initiales (voir Chapitre 3, §3.2). Une ou deux couches d'interpolation sont nécessaires pour insérer les mesures sur la grille en énergie de Salammbô (Figure 2-6). Si par exemple, à l'origine, un canal est invalide (canal  $E > 2.1$  MeV sur la Figure 2-6, représenté en rouge), alors toute la chaîne est perturbée, pouvant limiter de manière importante l'assimilation finale : sur la Figure 2-6, l'ajustement de 3 mailles en énergie de Salammbô est directement relié à la validité d'un seul canal intégré. Dans un cas moins extrême, mais plus contraignant, une incertitude non corrigée sur un seul canal est directement insérée sur plusieurs nœuds de la grille en énergie du modèle. Il faut donc être très attentif à ce problème.

#### 2.2.2.4. Des flux mesurés à la fonction de distribution de la grille en $L^*$ de Salammbô 3D :

La fonction de distribution est par définition directement reliée au flux unidirectionnel par la formule suivante [Beutier, 1993] :

$$J_{\text{uni}}(\alpha_{\text{éq}}, E_c, L^*) = f(\alpha_{\text{éq}}, E_c, L^*) \times p^2 \quad \text{éq. 2-8}$$

où  $p$  est la quantité de mouvement des électrons d'énergie  $E_c$

Il ne reste plus qu'à interpoler la fonction de distribution sur la grille en  $L^*$  de Salammbô (Figure 2-8). Pour cela, on 'transporte' la fonction de distribution reconstituée au niveau de l'orbite du satellite sur les nœuds en  $L^*$  voisins en supposant qu'elle est constante à un moment magnétique donné. On fait l'hypothèse que la maille de la grille en  $L^*$  de Salammbô est suffisamment fine pour qu'aucun processus physique ne perturbe ni le moment magnétique ni le second invariant. On reproduit ainsi le processus de diffusion radiale qui déplacerait physiquement la population d'électrons piégés de  $L_2$  à  $L^*$  et de  $L^*$  à  $L_1$ .

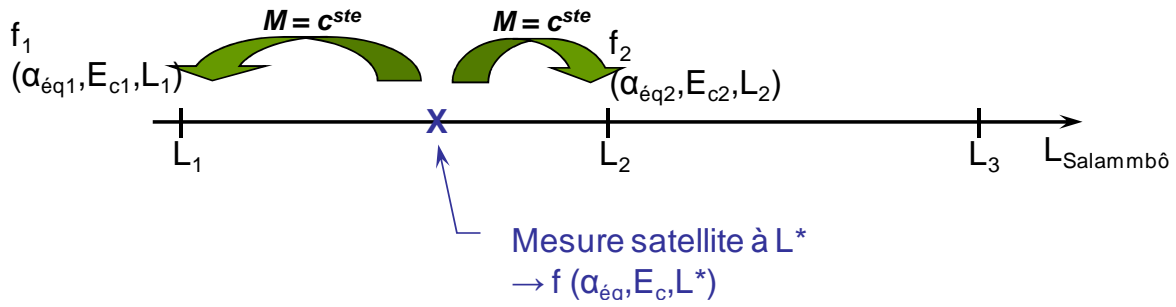


Figure 2-8 : Interpolation sur la grille en  $L^*$  de Salammbô des fonctions de distribution

#### 2.2.2.5. Mise à jour des conditions de bord : cas électron et cas proton

Comme tout modèle, Salammbô 3D a besoin de conditions aux limites optimales pour pouvoir restituer au mieux l'état réel des ceintures de radiation : sa condition de bord externe, en  $L^* = 8$  pour les électrons et au niveau de la limite de piégeage ou du blindage magnétique pour les protons (Chapitre 1, §1.1.2), est primordiale. Les interactions qui existent entre elles et leur environnement sont importantes (Chapitre 1, § 1.1.1). Ces conditions limites permettent de simuler l'injection continue d'électrons et de protons depuis la queue de la magnétosphère ainsi que les effets des éruptions solaires.

En ce qui concerne le code électrons, la condition limite extérieure est située en  $L^*=8$ . Sa prise en compte 'dynamique' est illustrée par la Figure 2-9. Par défaut, en l'absence de données à assimiler, on considère que la population électronique est isotrope en angle d'attaque et suit un spectre en énergie bien représenté par une distribution Kappa de la forme :

$$f_{\text{lim}} = 10^{32} \left[ 1 + \frac{E}{\kappa E_0} \right]^{-\kappa-1} \quad \text{avec } \kappa = 5 \text{ et } E_0 = 5 \text{ keV [Varotsou, 2005]} \quad \text{éq. 2-9}$$

Si un satellite croise une ligne de champ supérieure à  $L^*=5,5$  à proximité de l'équateur magnétique (c'est-à-dire essentiellement un satellite géostationnaire), ses mesures mettent à jour automatiquement les conditions limites en  $L^*=8$  (Figure 2-9). Pour cela, on 'transporte' la fonction de distribution reconstituée au niveau de l'orbite du satellite jusqu'à  $L^*=8$  en supposant qu'elle est constante à un moment magnétique donné. On fait l'hypothèse que la diffusion radiale est prépondérante dans la ceinture externe (lissant ainsi radialement les distributions, à moment magnétique constant) et qu'aucun autre processus ne vient modifier significativement le moment magnétique des particules entre  $L^*_{\text{satellite}}$  et  $L^* = 8$ . L'actualisation régulière des conditions limites permet ainsi de coller davantage à la réalité.

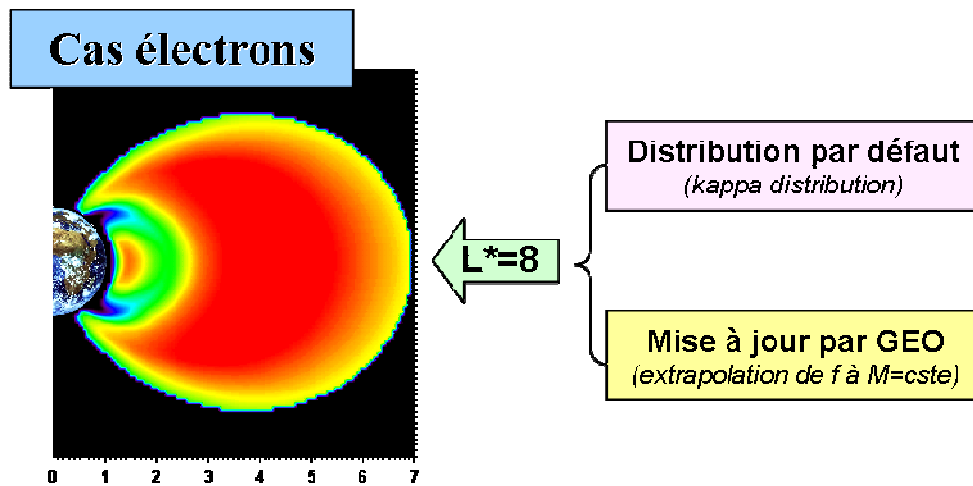


Figure 2-9 : Gestion des conditions limites externes pour l'assimilation électrons

Le cas protons est plus compliqué comme l'illustre la Figure 2-10. Il est nécessaire de faire la distinction entre les protons de basse énergie (< 1 MeV) sensibles essentiellement à la limite de piégeage et les protons de plus haute énergie (> 1MeV) davantage sensibles au blindage magnétique (Chapitre 1, §1.2). L'idée reste cependant identique au code électrons. Grâce aux satellites assimilés, on actualise dynamiquement les distributions de protons au niveau de ces frontières.

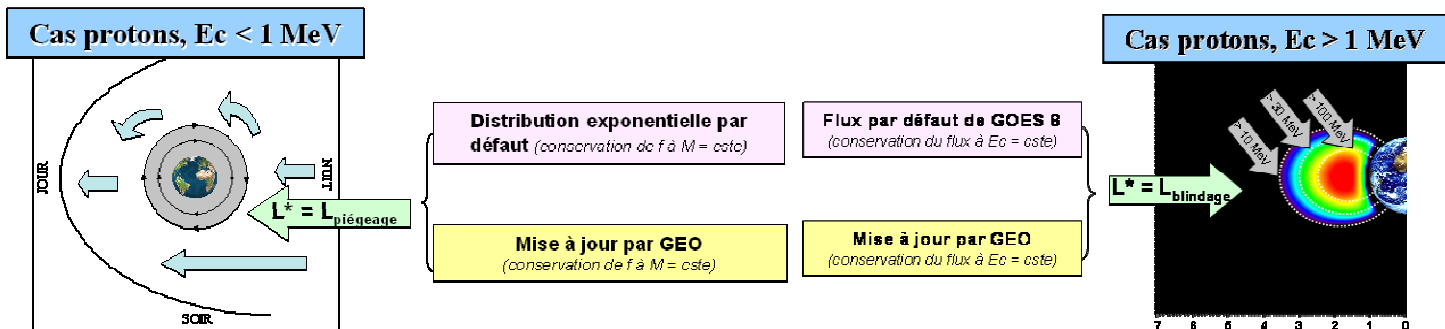


Figure 2-10 : Gestion des conditions limites externes pour l'assimilation protons

La position de la limite de piégeage ( $L_{\text{piégeage}}$ ) est dynamiquement calculée grâce à l'indice Kp (Chapitre 1, §1.1.2). Une condition limite fixe à  $L^*=8$  est utilisée par défaut. Cette population est supposée être isotrope en angle d'attaque et avoir un spectre décroissant exponentiellement en énergie :

$$f_{\text{lim}} = 3.10^{29} e^{\frac{-E}{E_0}} \quad \text{avec } E_0 = 5 \text{ keV} \quad \text{éq. 2-10}$$

Selon les mêmes critères que pour le cas électrons, si un satellite est assimilé au-delà de  $L^*=5,5$  et proche de l'équateur magnétique, la distribution reconstruite va servir à actualiser la condition limite par défaut. Ainsi, soit la distribution actualisée depuis la position du satellite, soit la

distribution par défaut en  $L^*=8$ , est transportée jusqu'à  $L_{\text{piégeage}}$  en considérant la fonction de distribution conservée à moment magnétique donné. Les protons de basse énergie non piégés sont sensibles à la fois au champ magnétique et aux champs électriques présents. Par conséquent, leur trajectoire (quasi fermée près de la limite de piégeage) est très proche d'une trajectoire effectuée à moment magnétique constant, d'où l'hypothèse utilisée.

La position du blindage magnétique ( $L_{\text{blindage}}$ ) est, elle aussi, dynamiquement mise à jour à partir des indices Kp et Dst (Chapitre 1, §1.2). Toujours suivant le même raisonnement (Figure 2-10), une distribution par défaut est prise en référence. Elle consiste en une moyenne des flux mesurés par temps calme (pas d'éruption solaire) par le satellite géostationnaire GOES 8 les 17 et 18 mars 2000. En effet, pour les protons de haute énergie, la source externe (essentiellement au-delà de 10 MeV) est sporadique. Ce sont les éruptions solaires.  $L_{\text{blindage}}$  est supposé être indépendant de l'énergie pour la gamme de protons pris en compte dans le modèle [Bourdarie et al., 2004]. Si un satellite est assimilé au delà de cette limite, ces flux servent à actualiser les conditions limites au niveau de ce blindage. Si aucun satellite n'est assimilé, ce sera une nouvelle fois la distribution par défaut qui sera transportée jusque là. Cette extrapolation est réalisée de la manière suivante : les protons de hautes énergies non piégés étant très peu sensibles au champ magnétique (sauf à proximité du blindage) et aux champs électriques présents dans la magnétosphère interne, on considère cette fois-ci que la distribution des flux incidents, à énergie donnée, est conservée. En conséquence, on transporte les flux mesurés directement au niveau de  $L_{\text{blindage}}$  sans modification. C'est seulement à ce moment-là qu'ils sont convertis en fonction de distribution isotrope pour servir de condition limite.

#### 2.2.2.6. Conclusion

En conclusion, on peut noter l'effort effectué ici pour traduire le maximum d'informations contenues dans les mesures mises au format de Salammbô 3D aussi bien à l'endroit même du satellite qu'au niveau des conditions limites des modèles. Ainsi, un simple détecteur permet d'estimer à chaque instant de mesure la valeur de la fonction de distribution sur environ 200 noeuds du maillage du modèle (soit environ 1,3% du maillage actuel).

### 2.2.3. L'assimilation directe en pratique : atouts et limitations

En pratique, l'assimilation de données directe fonctionne selon un mode séquentiel comme l'illustre la Figure 2-3. L'assimilation de mesures satellite n'est effective qu'une fois par minute. Entre deux insertions successives, le code Salammbô fait évoluer dynamiquement (temporellement et spatialement par diffusion) ces mesures localisées. Cet intervalle temporel entre deux corrections peut être modulé en fonction de la dynamique des ceintures de radiation. L'intérêt de cette méthode est donc d'optimiser le temps entre deux assimilations et surtout le positionnement des insertions de



mesures. En effet, il faut qu'elles soient au minimum redondantes afin d'apporter le maximum d'informations nouvelles aux points 'stratégiques' des ceintures de radiation, comme par exemple au niveau de la plasmopause pour les électrons, ou aux endroits où les processus sont les moins bien maîtrisés (voir Chapitre 1, § 1.1.2).

Le principal atout de cette méthode est sa simplicité. Elle permet ainsi d'avoir un contrôle direct sur les résultats obtenus. Peu de variables sont à prendre en compte pour remonter à la cause d'un effet observé. De plus, par sa simplicité, elle est peu coûteuse en temps de calcul. Elle est ainsi parfaitement adaptée aussi bien à l'échelle de l'orage magnétique qu'à l'échelle du cycle solaire (en moyenne 12 heures de calculs pour une année de simulation avec deux satellites assimilés). Enfin, elle permet de valider ou non la complémentarité et surtout l'adéquation des mesures et du modèle utilisé. Si ceux-ci sont trop éloignés l'un de l'autre, alors le code diverge, et dans ce cas, même avec une méthode plus sophistiquée, les chances de bon fonctionnement sont réduites.

Cependant, l'assimilation directe possède aussi certaines limitations par les hypothèses mêmes utilisées. Le fait de supposer modèle et mesures comme étant parfaits élimine la possibilité de suivre l'incertitude de la restitution que l'on effectue. Il n'y a pas de suivi automatique et précis de l'incertitude de représentation de la simulation. Enfin, il faut faire attention à l'interprétation que l'on donne aux résultats obtenus. La plage de confiance est limitée à la couverture spatiale et en énergie des mesures assimilées. Ces dernières ne couvrent pas tout le spectre en énergie pris en compte par le code Salammbô. Des discontinuités peuvent être présentes au niveau de ces limites. Il faut donc interpréter uniquement la zone assimilée. De même, les orbites satellites ne couvrent pas tout l'espace, et en particulier, une mesure n'est assimilée qu'entre  $\alpha_{\text{eq sat}}$  et le pied de la ligne de champ croisée.

En conclusion, bien que très pratique et source de résultats concrets et quantitatifs que nous mettrons en évidence aussi bien à l'échelle de l'orage magnétique que du cycle solaire dans le Chapitre 4, cette méthode possède certaines limitations. C'est pourquoi au cours de ce travail de thèse nous nous sommes également intéressés aux méthodes d'assimilation de données plus complexes, et en particulier, les méthodes d'assimilation filtrée.

## 2.3. VERS UNE ASSIMILATION FILTRÉE DES CEINTURES DE RADIATION DE LA TERRE

### 2.3.1. Introduction : Objectifs et méthodes envisagées

Nous présentons dans ce paragraphe le fonctionnement général de l'assimilation filtrée de données et les choix que nous avons faits pour l'appliquer au cas des ceintures de radiation.

Longtemps, l'assimilation de données n'a consisté qu'à estimer un état statique. Avec le progrès des calculateurs scientifiques, une assimilation temporelle de données (dite 4D) a pu être mise en œuvre. Appliquée à des systèmes dynamiques, elle repose sur un cycle temporel constitué de deux phases (Figure 2-11) :

- ✓ **la prédiction ou ébauche sur un intervalle de temps** : la confiance est donnée au modèle pour estimer l'évolution du système considéré sur cet intervalle de temps.
- ✓ **l'analyse réalisée à un instant donné  $t$**  : elle consiste à corriger de manière pondérée l'estimation faite par le modèle au cours de la phase précédente. Cette correction va porter soit sur l'état courant (à l'instant  $t$ ) du système restitué (et dans ce cas la phase précédente constitue une prédiction), soit sur l'évolution globale de son état au cours de la phase précédente (elle est alors appelée ébauche).

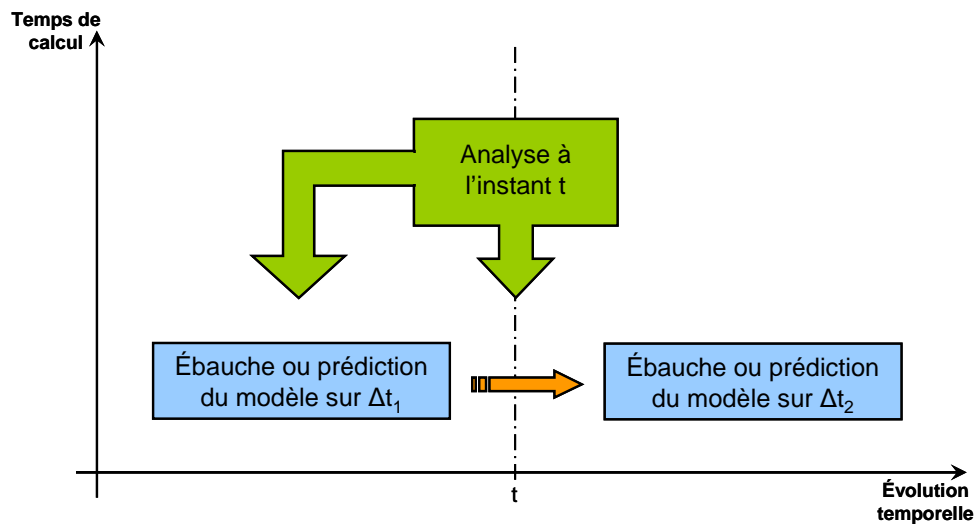


Figure 2-11 : Le cycle de l'assimilation temporelle de données

La prise en compte de la dimension temporelle dans l'assimilation de données peut être réalisée suivant deux approches, en fonction du type d'analyse utilisée : l'assimilation variationnelle (§1.3.1.1) et l'assimilation séquentielle (§1.3.1.2). Nous comparons rapidement les avantages de chacune de ces méthodes dans le paragraphe §1.3.1.3. Enfin nous explicitons le choix qui nous a semblé être le plus intéressant dans le cas des ceintures de radiation (§1.3.1.4).

### 2.3.1.1. L'assimilation variationnelle de données

L'assimilation de données variationnelle (notée ADV par la suite) est issue de la théorie du contrôle optimal où l'on cherche la solution qui minimise une fonction de coût prédéfinie. Elle est constituée de différentes méthodes dont en particulier celle de l'adjoint [Le Dimet et Talagrand, 1986] qui a été adoptée à la fin des années 90 dans de nombreux centres de prévisions opérationnels en

météorologie à travers les méthodes 3D VAR et 4D VAR. Cette dernière est aussi appliquée en océanographie, mais plus rarement.

Le 3D VAR est une méthode variationnelle, caractérisée par l'absence de dimension temporelle. Cette formulation a notamment été utilisée dans les travaux d'Andersson, ([Andersson, 1998]) au centre ECMWF (pour 'European Centre for Medium-Range Weather Forecasts'). Le 4D VAR est une extension du 3D VAR qui prend en compte explicitement la dimension temporelle dans la fonction coût à minimiser. Il a été appliqué opérationnellement à Météo France, et fait aujourd'hui partie intégrante des modèles de prévision utilisés [Courtier, 1994].

En pratique, il s'agit de prendre en compte globalement, dans la phase d'analyse, une série temporelle d'observations distribuées sur un intervalle  $[T_1, T_2]$  (Figure 2-12) afin de trouver la trajectoire du modèle qui minimise la fonction coût :

$$J(x) = J_0(x) + J_b(x) \quad \text{éq. 2-11}$$

L'objectif est en général de trouver l'état initial sur l'intervalle considéré, noté  $x_{a1}$  sur la Figure 2-12, qui minimise cette fonction coût.  $x_{a1}$  est tel que :

$$J(x_{a1}) = \min_{[T_1, T_2]} J(x) \quad \text{éq. 2-12}$$

Le terme  $J_0(x)$  quantifie alors généralement l'écart entre la solution fournie par le modèle (basé sur un état initial  $x$ ) et les observations sur l'intervalle temporel considéré. Le terme  $J_b(x)$  quantifie quant à lui l'écart entre la solution et la prévision d'ébauche (courbe noire légendée 'Trajectoire du modèle sans assimilation' sur la Figure 2-12), pour laquelle la trajectoire du modèle repose sur l'état  $x_{b1}$ . On considère en effet que l'ébauche est un état pertinent du système dont il ne faut pas trop s'éloigner. Il régule ainsi la solution obtenue, évitant les trop forts gradients et tenant compte de l'historique des assimilations passées.

Cette fonction coût est minimisée lorsque  $x=x_{a1}$  sur la Figure 2-12 et la courbe légendée 'Prévision après analyse 1' est la trajectoire effectivement suivie par le modèle après cette correction sur l'intervalle  $[T_1, T_2]$ . Il est alors possible de réaliser une prédiction à partir de cette trajectoire optimisée pour  $T > T_2$ .

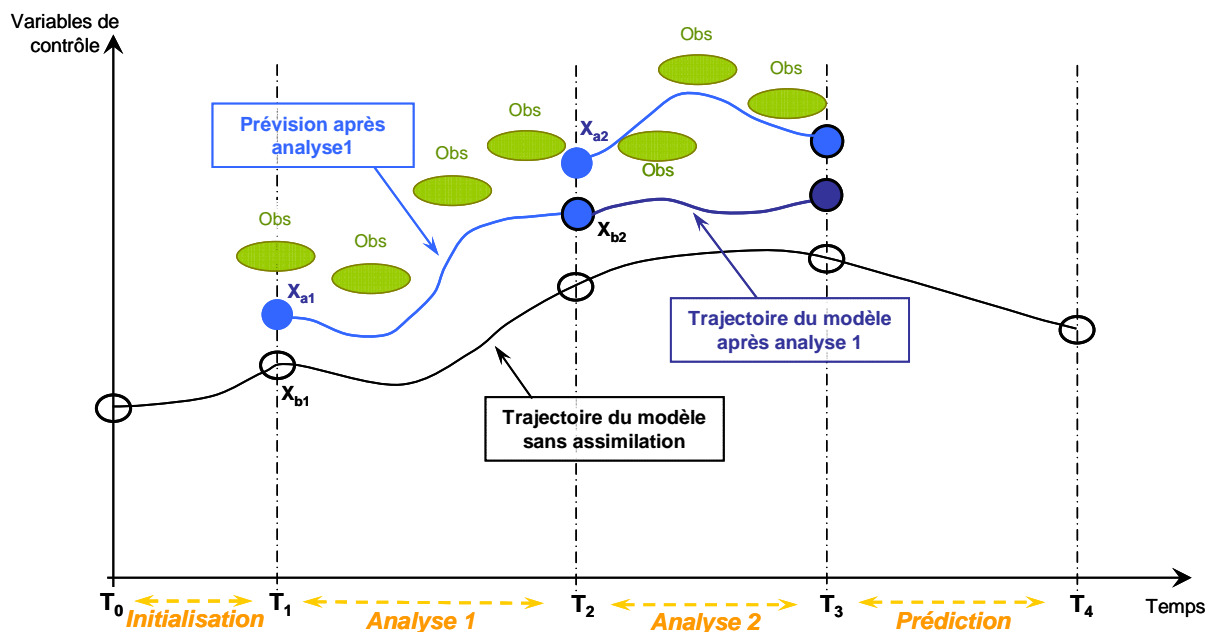


Figure 2-12 : Processus global d'assimilation variationnelle de données (d'après [Robert, 2004]).

Pour déterminer le point de  $J$  (éq. 2-12) minimum, il est nécessaire de pouvoir estimer le gradient de cette fonction coût. En théorie, il suffit d'utiliser un algorithme de minimisation comme les algorithmes de descente [Théodor, 1989]. En pratique, seule la méthode de l'adjoint au coût élevé est acceptable. Elle consiste à effectuer la minimisation de  $J$  à travers l'évolution rétrograde (de  $T_2$  à  $T_1$ ) d'un modèle dit adjoint qui génère une variable permettant d'aboutir à l'état initial optimal  $x_{a1}$ .

L'ADV est plus complexe à mettre en œuvre dans les cas d'études non linéaires, notamment en ce qui concerne le calcul du modèle adjoint quand le modèle direct est non linéaire. Outre cette difficulté, l'ADV peut rapidement devenir coûteuse car elle requiert à la fois l'intégration du modèle direct (qui serait Salammbô dans notre cas) et du modèle adjoint (qui représenterait les processus inverses permettant de faire évoluer de manière rétrograde les ceintures de radiation) à chaque itération de minimisation (entre 50 et 100 en moyenne).

### 2.3.1.2. L'assimilation séquentielle de données

L'assimilation de données séquentielle (notée ADS par la suite) est dérivée de la théorie de l'estimation statistique : l'interpolation optimale [Daley, 1991]. Le filtre de Kalman [Kalman, 1960] est la plus rudimentaire de ces méthodes, mais également la seule qui soit aussi répandue dans des domaines très différents les uns des autres et aussi utilisée opérationnellement [Robinson, 1996]. Toutes les méthodes séquentielles peuvent être dérivées du filtre de Kalman qui résout de manière exacte le problème de l'assimilation pour un modèle linéaire.

Il a ainsi été décliné en de nombreuses variantes pour pouvoir s'adapter au plus grand nombre de systèmes donnés. Ainsi, le filtre de Kalman étendu (noté EKF par la suite, pour *Extended Kalman Filter*) [Kalman et Bucy, 1961] transpose le formalisme du filtre de Kalman aux systèmes non linéaires, essentiellement dans le domaine de l'automatique (guidage automatique de véhicules). Dans le domaine de l'océanographie, plusieurs variantes proches de l'EKF ont été mises en place opérationnellement comme les filtres SEEK ('Singular Evolutive Extended Kalman') et SEIK ('Singular Evolutive Interpolated Kalman') [Pham, 1997]. Une méthode apparentée au filtre de Kalman se détache de l'EKF. Il s'agit du filtre de Kalman d'ensemble (noté EnKF par la suite, pour *Ensemble Kalman Filter*) qui procède par simulation de Monte Carlo tout en appliquant une étape de correction (analyse) linéaire [Evensen, 1994]. Il a été appliqué à des modèles physiques de grosses tailles, avec des résultats prometteurs :

- ✓ En océanographie [Evensen, 1994] ;
- ✓ Sur des systèmes écologiques [Eknes et Evensen, 2001] ;
- ✓ En météorologie [Houtekamer, 1998] ;
- ✓ Dans le domaine de l'ionosphère [Schunk, 2000].

En pratique, l'ADS consiste à effectuer une correction de la trajectoire du modèle à chaque nouvelle donnée disponible, suivant la séquence décrite sur la Figure 2-13.

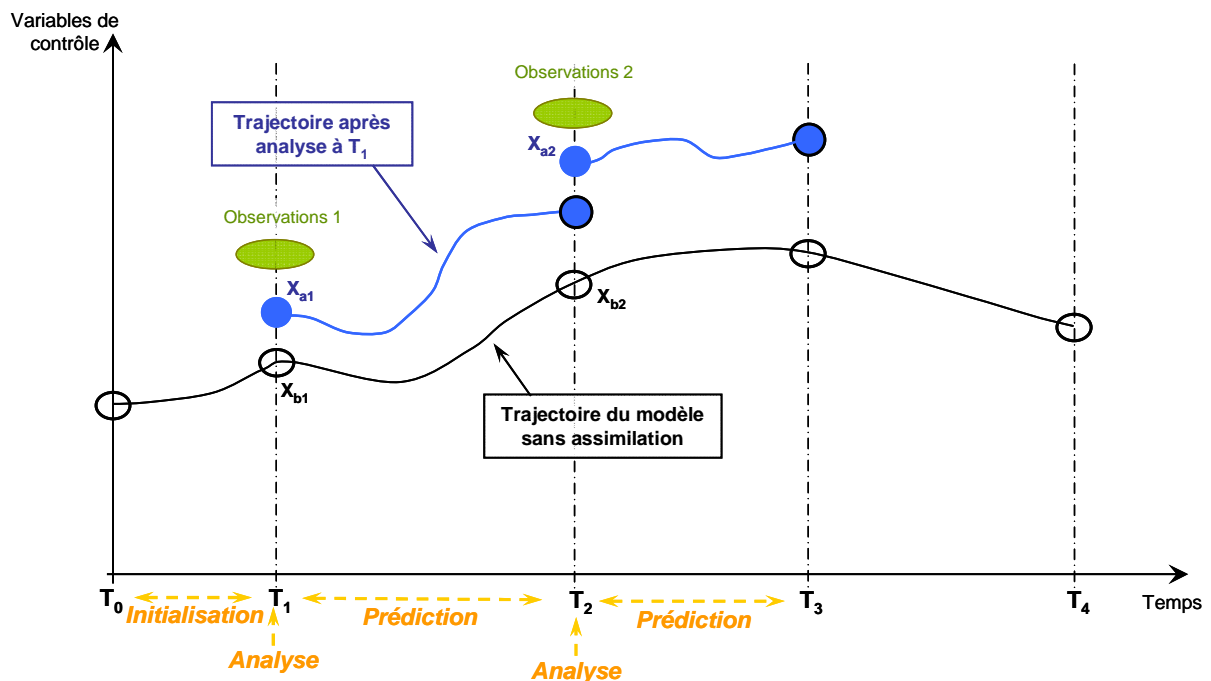


Figure 2-13 : Processus global d'assimilation séquentielle de données (d'après [Robert, 2004]).

La procédure se décompose en une première phase de correction de l'état en cours (analyse) grâce à l'information contenue dans les mesures disponibles à l'instant  $T_1$ . Elle est réalisée en minimisant l'écart quadratique entre observation et état estimé par le modèle, écart pondéré par la confiance respective que l'on a à priori sur ces deux termes. Il en résulte un état corrigé (il est dit analysé) noté  $x_{a1}$ .

Elle est suivie d'une phase de prédiction à l'aide du modèle numérique, initialisé avec l'état  $x_{a1}$ . Cette prédiction s'arrête à un instant  $T_2$ , quand un nouvel ensemble de mesures est disponible.

Contrairement à l'ADV, la correction ne tient ici compte directement que des données à l'instant d'analyse. La trajectoire temporelle globale est alors peu régulière. Cependant, à chaque instant, il fournit une estimation des erreurs faites lors de l'analyse et de la prédiction (voir §2.3.3) que l'ADV ne propose pas. Le filtre de Kalman peut également devenir rapidement coûteux, essentiellement à travers la phase d'analyse qui lui est associé car elle nécessite l'inversion d'une matrice de taille proportionnelle à celle du système. Cependant différentes variantes ont été mises en place pour palier en partie ce problème et seront présentées dans les paragraphes §2.3.3 et §2.3.4.

### 2.3.1.3. *Équivalences et choix effectué pour ce travail*

En théorie, méthodes variationnelles et séquentielles sont équivalentes dans le cadre linéaire. Cependant dans les cas réels non linéaires, les techniques citées ci-dessus se compliquent considérablement et cette équivalence n'est plus garantie. Chacune possède ses propres avantages et inconvénients et une étude théorique ne permet en aucun cas de trancher d'autant que leurs performances dépendent aussi bien du modèle sur lequel elles sont appliquées que des observations utilisées.

En pratique, sur des modèles précis, différentes comparaisons ont été menées. Les avantages du 4D VAR et ceux de l'EnKF ont été comparés dans le cadre de prévisions météorologiques à partir d'un modèle simplifié [Lorenç, 2004]. L'EnKF et une autre déclinaison du filtre de Kalman ont par exemple été comparés sur un système hydrodynamique fictif à deux dimensions [Canizares, 1999], et ont été trouvés équivalents tant du point de vue de leur rapidité que de leur précision.

Dans le cas des ceintures de radiation, comme de l'océanographie, notre choix de méthodologie d'assimilation filtrée est guidé par les problèmes majeurs liés au système considéré :

- ✓ **L'énorme dimension du système étudié** : plus de  $10^6$  nœuds de grilles dans le cas de l'océanographie, et près de 20 000 pour le code Salammbô actuel. Raffiné pour pouvoir prendre en compte toutes les dynamiques sur les orbites clés, son nombre de nœuds peut rapidement atteindre  $5 \cdot 10^5$  (100 pas de résolution en L, 100 pas de résolution en énergie et 50 en angle d'attaque) ;

- ✓ **Les non linéarités des modèles utilisés** qui peuvent pénaliser une partie des méthodes d'assimilation décrites précédemment ;
- ✓ **La forte sensibilité aux conditions initiales et aux conditions aux limites** : aussi bien en océanographie que dans le domaine des ceintures de radiation, les modèles utilisés ont « la mémoire longue » ;
- ✓ **La qualité des observations limitée et les difficultés à déterminer les paramètres des modèles** (comme l'erreur sur les processus physiques pris en compte et les erreurs d'observation).

La Figure 2-14 illustre les domaines d'application et les complexités des méthodes d'assimilation que nous avons introduits précédemment. L'assimilation de données directe est la plus simple de ces méthodes. Peu complexe, elle peut être appliquée à n'importe quel type de système. Elle a été utilisée au début de l'assimilation de données en météorologie sous le nom d'analyse objective. Le filtre de Kalman est plus complexe, mais sa principale limitation est qu'il ne peut être utilisé que sur des systèmes de tailles modérées. Le temps de calcul associé augmente exponentiellement par rapport à la taille du système. Il est essentiellement utilisé dans le cadre de la navigation automatique de véhicules comme les satellites. Le 4D VAR et l'EnKF sont encore un peu plus complexes à mettre en place, mais leur grand avantage est d'être adapté aux systèmes de grandes tailles. Notre choix va donc s'orienter vers l'une de ces deux méthodes pour le cas des ceintures de radiation.

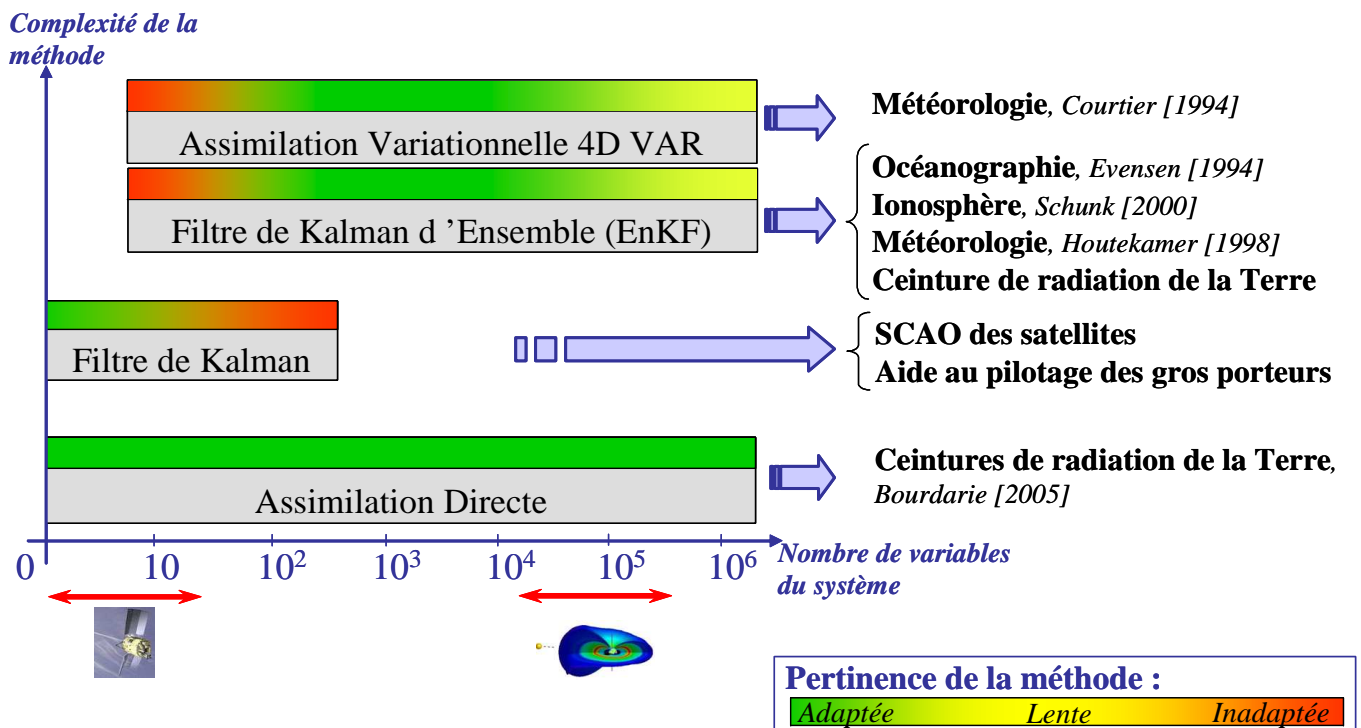


Figure 2-14 : Échelle de complexité des méthodes d'assimilation de données étudiées

L'expérience héritée du domaine de l'océanographie [Hoteit, 2001] et nos connaissances actuelles de la physique des ceintures de radiation montrent que les méthodes séquentielles se prêtent mieux aux besoins actuels de l'assimilation de données pré opérationnelle et ce, pour plusieurs raisons :

- ✓ Les méthodes séquentielles admettent différents degrés de dégradation qui peuvent être mis en œuvre selon une démarche progressive, de sorte que le schéma d'assimilation peut être adapté à une application particulière en fonction de la disponibilité des ressources informatiques ;
- ✓ La méthode adjointe nécessite l'écriture d'un code adjoint en relation étroite avec le modèle direct, ce qui n'est pas le cas du filtre de Kalman (et de ses déclinaisons) qui permet une implémentation modulaire indépendante du code numérique ;
- ✓ Les méthodes séquentielles sophistiquées répondent au même schéma de fonctionnement que l'assimilation directe qui a déjà été implémentée et validée dans le cas des ceintures de radiation [Bourdarie, 2005a]. Elles permettent en plus de prendre en compte les incertitudes de modélisation et de mesures (Figure 2-15) ;
- ✓ Physiquement parlant, les méthodes d'assimilation séquentielles sont plus faciles à appréhender, et les résultats obtenus plus faciles à interpréter.

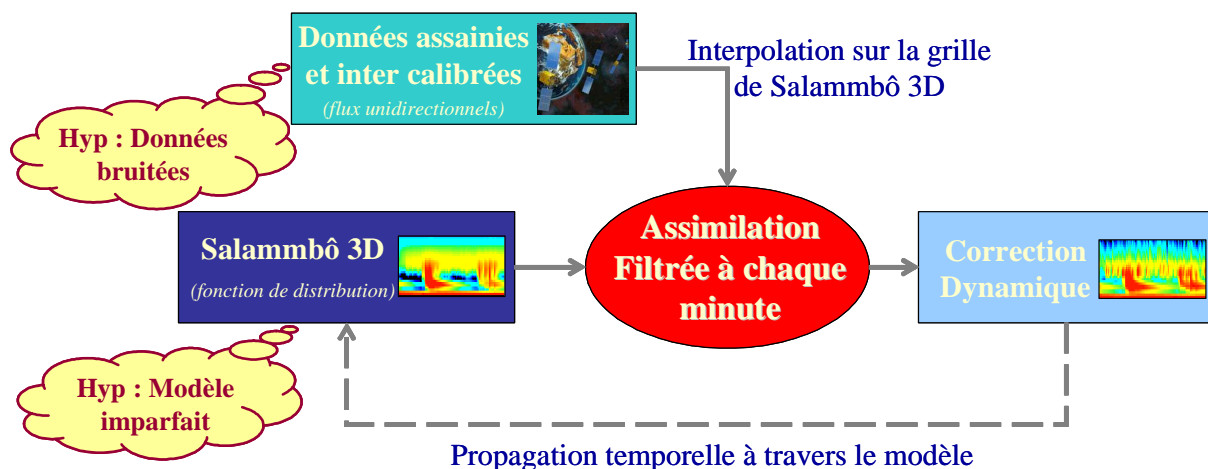


Figure 2-15 : Schéma de fonctionnement de l'assimilation filtrée et hypothèses posées

Notre choix se tourne donc logiquement vers le filtre de Kalman, et son adaptation aux systèmes de grandes tailles, le filtre de Kalman d'Ensemble. Nous introduisons en détail le fonctionnement du filtre de Kalman dans le paragraphe §2.3.3 puis, au vu de ses limitations, nous mettons en place l'EnKF dans le paragraphe §2.3.4. Le paragraphe §2.3.2 est consacré à l'application du formalisme mathématique associé au filtrage au cas des ceintures de radiation.



### 2.3.2. Un formalisme à appliquer au cas des ceintures de radiation

On définit tout d'abord ce que l'on appelle **l'état du système**. Il contient toute l'information nécessaire pour décrire le système à un instant donné. Sa connaissance permet théoriquement de déduire complètement son évolution si l'on disposait d'un modèle d'évolution parfait. Par exemple, dans le cas d'un véhicule, la connaissance de sa position, de sa vitesse et de son accélération à l'instant  $t$  est nécessaire et suffisante pour en déduire ces mêmes paramètres à l'instant  $t+\Delta t$ , via les équations du mouvement. Dans le cas des ceintures de radiation de la Terre, cet état est complètement décrit par la donnée de la fonction de distribution des particules en tout point de l'espace. Elle représente la densité de particules ayant une vitesse donnée en un point de l'espace (voir Chapitre 1, §1.1.3) notée  $f_{réelle}(\varphi, v, t)$ .

Pour modéliser numériquement la dynamique des ceintures de radiation, il est nécessaire d'échantillonner cette fonction sur une grille comme l'illustre la Figure 2-16. On définit pour cela le **vecteur d'état**. Il contient cet échantillonnage, fonction de l'énergie, de l'angle d'attaque équatorial et de  $L^*$ , et sa dimension est égale au nombre  $n$  de nœuds de la grille utilisée (15 625 actuellement : 25 pas pour chaque dimension). On le note  $\vec{X}(t)$  et il s'écrit :

$$\vec{X}(t) = \begin{pmatrix} f_{E_1 y_1 L_1}(t) \\ \dots \\ f_{E_n y_n L_n}(t) \end{pmatrix} \text{ avec } n = n_E \times n_y \times n_{L^*} \quad \text{éq. 2-13}$$

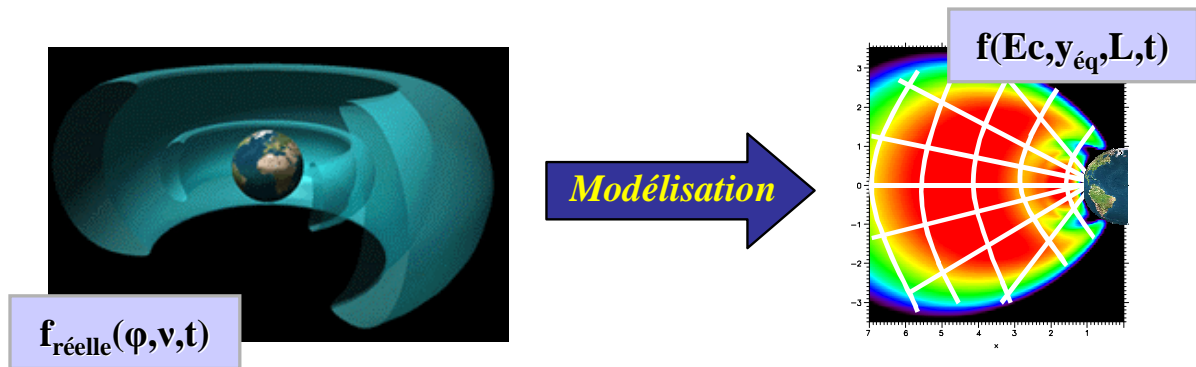


Figure 2-16 : Echantillonnage de l'état du système lors de la modélisation

On distingue le vecteur d'état réel (noté  $\vec{X}_r(t)$ ,  $r$  pour 'true') que l'on cherche à obtenir et celui que l'on peut estimer (noté  $\hat{\vec{X}}(t)$ ). Ce n'est qu'une approximation de l'état réel contenant une erreur intrinsèque qui peut être considérée comme un processus aléatoire. On la représente

mathématiquement par le vecteur erreur  $\vec{\varepsilon}$  car cette erreur est fonction du nœud considéré. La relation entre état réel et état estimé s'écrit alors :

$$\hat{X}(t) = \vec{X}_i(t) + \vec{\varepsilon} \quad \text{éq. 2-14}$$

On peut caractériser cette erreur par ses différents moments statistiques, en particulier son espérance mathématique notée  $\vec{m}$  (vecteur moyenne de dimension n) et son moment d'ordre deux noté  $\underline{\underline{P}}$  (matrice de variances et de covariances de dimension (n x n)) définis de la manière suivante :

$$\vec{m} = E[(\hat{X}(t) - \vec{X}_i(t))] = E[\vec{\varepsilon}(t)] \quad \text{éq. 2-15}$$

$$\underline{\underline{P}}(t) = E[(\hat{X}(t) - \vec{X}_i(t)).(\hat{X}(t) - \vec{X}_i(t))^T] = E[\vec{\varepsilon}(t).\vec{\varepsilon}^T(t)] \quad \text{éq. 2-16}$$

En pratique, cette information nous est inaccessible car on ne connaît par  $\vec{X}_i(t)$ . Nous verrons dans la suite les hypothèses utilisées par le filtre de Kalman pour avoir une idée 'à priori' de ces incertitudes.

De plus, dans la réalité, le vecteur d'état réel évolue de l'instant t à l'instant t+Δt en suivant des lois dynamiques. En pratique, elles sont représentées **par un modèle d'évolution** que l'on peut mettre sous la forme d'une matrice carrée  $\underline{\underline{M}}$  de dimension n x n. Dans notre cas, l'évolution des particules piégées est modélisée par une équation de diffusion linéarisée de type Fokker-Planck (voir chapitre 1, §1.2). Cette équation est fonction du temps et en particulier de l'indice d'activité géomagnétique Kp. Si le modèle était parfait, alors, en partant de l'état réel à l'instant t, on obtiendrait l'état réel à l'instant suivant. Le système serait donc parfaitement déterminé pour tout instant t' > t. Or un modèle ne reproduit jamais exactement les lois naturelles de la dynamique, une erreur de modélisation est donc à prendre en compte (voir §2.1.3). On la matérialise par un vecteur erreur  $\vec{\varepsilon}_m$ . Ainsi, même si à l'instant t, on connaissait l'état réel des ceintures de radiation, la prédiction du modèle à l'instant t+Δt serait entachée d'erreur :

$$\vec{X}_i(t + \Delta t) = \underline{\underline{M}}(t, Kp) \vec{X}_i(t) + \vec{\varepsilon}_m \quad \text{éq. 2-17}$$

En pratique, ne connaissant ni l'état réel à l'instant t, ni précisément l'incertitude de modélisation, la meilleure estimation que l'on peut avoir de l'état à t+Δt est basée sur l'estimation que l'on a à l'instant t :

$$\hat{X}(t + \Delta t) = \underline{\underline{M}}(t, Kp) \hat{X}(t) \quad \text{éq. 2-18}$$

Ce formalisme permet de décrire l'accumulation de l'incertitude de modélisation au fur et à mesure des itérations successives.

L'assimilation de données doit permettre de limiter leur développement à l'aide de mesures. Ces dernières constituent la partie observable des ceintures de radiation. Elles sont disponibles par paquets plus ou moins gros à différents instants. On les range alors dans un vecteur  $\vec{Z}(t)$  de dimension  $q$  variable. Ces mesures apportent une information nouvelle utile sur l'état réel des ceintures de radiation. Il faut pour cela les adapter au format de grille de Salammbô. Dans notre cas, on mesure des flux tandis que Salammbô décrit l'évolution de la fonction de distribution des particules piégées. On utilise donc une matrice  $\underline{H}(t)$  de conversion basée sur les transformations décrites dans le paragraphe §2.2.2 et de dimension  $(q \times n)$ . Bien entendu, observations et conversion contiennent une incertitude (voir §2.1.3) décrite par un vecteur  $\vec{\epsilon}_o$  de dimension  $m$ . Cette description mathématique s'écrit :

$$\vec{Z}(t) = \underline{H}(t) \vec{X}_t(t) + \vec{\epsilon}_o \quad \text{éq. 2-19}$$

Maintenant que nous avons mis en place le formalisme sur lequel repose le filtre de Kalman et le filtre de Kalman d'ensemble, nous allons voir où ils interviennent pour améliorer l'état estimé  $\hat{X}(t)$  à partir des informations contenues dans les mesures  $\vec{Z}(t)$ .

### 2.3.3. Le Filtre de Kalman (1960) : atouts et limitations

#### 2.3.3.1. Présentation



Historiquement, Rudolf Emil Kalman (ci-contre en médaillon) développa cette technique dans le cadre de la résolution de problèmes statistiques théoriques et pratiques dans les domaines des communications et du contrôle [Kalman, 1960] :

- ✓ Prédiction de signaux aléatoires ;
- ✓ Séparation de signaux aléatoires d'un bruit également aléatoire ;
- ✓ Détection de signaux de formes connues (impulsions, sinusoïdes) en présence de bruit aléatoire.

D'abord opposé à un fort scepticisme, le filtre de Kalman s'est vite imposé par sa simplicité de formulation. Il a ainsi été utilisé dès la fin des années 60 dans le programme Apollo de la NASA. Il servait à la navigation et au contrôle des véhicules spatiaux. Aujourd'hui le filtre de Kalman s'utilise dans de nombreux domaines très différents les uns des autres :

- ✓ Suivi de trajectoire par radar ;
- ✓ Commande et aide au pilotage de gros porteurs ;

- ✓ Contrôle d'attitude et d'orbite de satellites.
- ✓ Mais également,
- ✓ Indicateurs en socio économie ;
- ✓ Suivi de l'évolution d'écosystèmes simples.

En pratique, le filtre de Kalman est un ensemble d'équations mathématiques qui fournit un moyen récursif et simple d'estimer l'état d'un système bruité, par une méthode de minimisation de la variance d'erreur de ce dernier. Pour cela, il nécessite une connaissance statistique à priori des erreurs sur les mesures, les conditions initiales et le modèle. Ce sont ces informations supplémentaires qui vont nous permettre de conserver à chaque instant une connaissance sur l'incertitude de la restitution, moyennant trois hypothèses :

- ✓ **Hypothèse 1 : Le modèle et les erreurs sont supposés être non biaisés.** Cette première hypothèse permet de conserver à tout instant la valeur moyenne nulle des erreurs. En effet, la minimisation telle qu'elle est considérée dans le filtre (voir l'étape d'analyse) suppose qu'il n'existe pas de biais dans l'estimation.
- ✓ **Hypothèse 2 : Les erreurs quelles qu'elles soient suivent une distribution normale  $N(0, \sigma^2)$ .** Cette seconde hypothèse est inhérente à la nature même du filtre. On minimise la variance qui est le 2<sup>nd</sup> moment de la statistique des erreurs. Or seules les distributions gaussiennes suivent une statistique décrite complètement par leur moyenne et leur variance.
- ✓ **Hypothèse 3 : le modèle doit être linéaire.** Cette dernière hypothèse permet de conserver au cours du temps des distributions gaussiennes sans qu'elles ne soient déformées. Si le modèle n'est pas linéaire, l'estimation ne sera par conséquent que sub-optimale puisque le filtre continuera à supposer que les distributions des erreurs sont normales alors qu'elles ne le sont plus.

Le cas des ceintures de radiation et Salammbô 3D répond-il à ces hypothèses ?

- ✓ **Validation de l'hypothèse 1 :** Au vu des résultats obtenus à l'aide de Salammbô 3D, aucune dérive n'est observée. Il semble donc être non biaisé. De même, les mesures utilisées sont supposées être suffisamment corrigées pour ne plus comporter de biais éventuel.
- ✓ **Validation de l'hypothèse 2 :** On ne peut pas affirmer que les erreurs du modèle et des mesures soient exactement de ce type. Cependant, cette description simple des incertitudes est souvent approchée en pratique. En océanographie, de bons résultats sont obtenus en assimilation en utilisant cette hypothèse. Il se développe par ailleurs des méthodes de

transformation pour adapter des erreurs de prédiction non gaussienne [Bertino, 2003]. On parle de 'Gaussian anamorphosis function'.

- ✓ **Validation partielle de l'hypothèse 3** : Dans notre cas, la dynamique des ceintures de radiation est bien sûr non linéaire. Salammbô 3D est une résolution linéarisée de ce problème. Les distributions gaussiennes des incertitudes seront donc conservées par le modèle. Ceci valide par conséquent cette hypothèse. Cependant, la dynamique réelle étant non linéaire, les résultats du filtre de Kalman n'en seront qu'une approximation linéaire. La validation n'est que partielle.

En pratique, le filtre de Kalman consiste, comme indiqué précédemment, en l'application successive de deux types d'étapes : une étape de prédiction (entre  $t_0$  et  $t_n$ ) suivie d'une étape d'analyse (à  $t_n$ ) qui va fournir un état analysé, état initial amélioré d'une prédiction consécutive (pour  $t > t_n$ ).

L'apport du filtre de Kalman est de prendre en compte l'évolution temporelle des incertitudes de l'état courant des ceintures. On pose pour cela l'hypothèse que ces erreurs peuvent être représentées correctement par des processus aléatoires gaussiens de moyennes nulles (pas de biais d'estimation). La donnée de leur vecteur moyenne (éq. 2-15) et de leur matrice de covariance (éq. 2-16) les définit entièrement au cours du temps.

### 2.3.3.2. *Le filtre de Kalman en pratique : Initialisation*

L'initialisation du filtre de Kalman est réalisée à partir d'un état connu à priori des distributions de particules piégées et de son incertitude associée (voir §2.1.3). Pour cela on définit le vecteur  $\hat{X}(0)$  et sa matrice de covariance d'erreur  $\underline{P}(0)$ . Ils serviront de base à la première phase de prédiction décrite dans le paragraphe suivant.

### 2.3.3.3. *Le filtre de Kalman en pratique : phase de prédiction*

De manière schématique (Figure 2-17), au cours de l'étape de prédiction, le vecteur d'état est propagé temporellement de  $t_0$  à  $t_n$  à l'aide du modèle. Ne disposant pas de mesures sur cette période, la meilleure estimation que l'on ait de l'état des particules piégées est donnée par le modèle. On indice cette estimation par 'f' pour 'forecast' (prédiction en anglais). L'équation d'évolution s'écrit selon (éq. 2-18) :

$$\hat{X}_f(t_{k+1}) = \underline{M}_k(Kp) \hat{X}_f(t_k) \quad \text{éq. 2-20}$$

Cependant, comme nous l'avons déjà exprimé, le modèle n'est pas parfait (Figure 2-17). Il introduit une erreur de modélisation (éq. 2-17). Le filtre de Kalman permet de la prendre en compte si elle répond à un processus gaussien de moyenne nulle et de variance  $\sigma^2$ . Cette information, qu'il est nécessaire de définir à priori, peut être exprimée mathématiquement sous la forme d'une matrice de covariance d'incertitudes de modélisation  $\underline{\underline{Q}}$  définie de la manière suivante :

$$\underline{\underline{Q}} = E[\underline{\underline{\tilde{\epsilon}}}_m \cdot \underline{\underline{\tilde{\epsilon}}}_m^T] \tag{éq. 2-21}$$

Elle contient sur sa diagonale les variances des distributions gaussiennes représentatives des erreurs de modélisation sur le pas de temps  $\Delta t = t_{k+1} - t_k$ . A partir de sa connaissance à priori, le filtre de Kalman met à jour la matrice de covariance représentative de l'état des ceintures de radiation ayant évolué de  $\Delta t$  et notée au cours de cette phase  $\underline{\underline{P}}_f(t)$  :

$$\underline{\underline{P}}_f(t_{k+1}) = \underline{\underline{M}}_k(Kp) \underline{\underline{P}}_f(t_k) \underline{\underline{M}}_k^T(Kp) + \underline{\underline{Q}} \tag{éq. 2-22}$$

Les termes diagonaux représentent les variances des incertitudes de l'estimation en chaque nœud de la grille, tandis que les termes croisés correspondent aux covariances entre les différents nœuds de l'estimation. Par exemple, une incertitude introduite ponctuellement à  $t_0$  en un point des ceintures de radiation va évoluer à travers le modèle au cours du temps. On pourra aussi bien la voir disparaître que s'étaler par diffusion sur plusieurs nœuds du maillage (Figure 2-17). Les erreurs en chacun de ces points seront directement corrélées entre elles. La matrice  $\underline{\underline{P}}_f(t)$  joue ainsi le rôle de mémoire pour le filtre de Kalman.

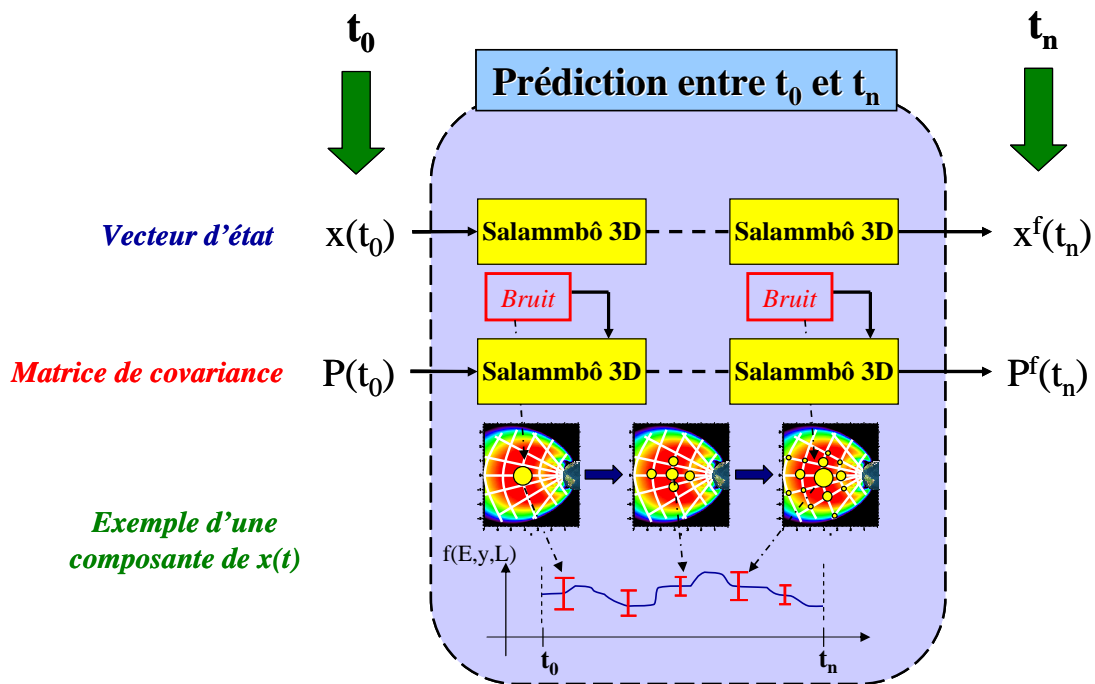


Figure 2-17 Prédiction successive de l'état et des incertitudes grâce au modèle Salammbô 3D

### 2.3.3.4. Le filtre de Kalman en pratique : phase d'analyse

L'étape d'analyse consiste à ajuster la prédiction grâce aux mesures disponibles à l'instant  $t_n$  (Figure 2-18). On dispose à cet instant du résultat de la prédiction précédente  $\hat{X}_f(t_n)$  et du vecteur d'observations  $\vec{Z}(t_n)$ .

On définit l'innovation apportée par les mesures par l'écart qu'elles ont avec la prédiction. Elle s'écrit mathématiquement à partir de l'éq. 2-19 :

$$\text{innovation} = \vec{Z}(t_n) - \underline{H}_n \hat{X}_f(t_n) \quad \text{éq. 2-23}$$

Cette terminologie vient de l'idée que les mesures contiennent une certaine quantité d'information innovante sur l'état réel des ceintures de radiation. Cependant, cette dernière est entachée d'erreur. Le but de l'analyse va être de donner un poids à cette innovation par rapport à l'incertitude de prédiction afin de corriger au mieux les fonctions de distribution des particules piégées. Pour cela, comme pour les erreurs de modélisation, on pose l'hypothèse que les incertitudes de mesures suivent un processus gaussien de moyenne nulle et de variance donnée. On représente mathématiquement ce processus par une matrice de covariance  $\underline{R}$  définie de la manière suivante (à partir de l'éq. 2-19 :

$$\underline{R} = E[\vec{\varepsilon}_o \cdot \vec{\varepsilon}_o^T] \quad \text{éq. 2-24}$$

Cette pondération s'appuie sur un critère de minimisation quadratique des incertitudes combinées de la prédiction (via  $\underline{P}_f(t_n)$ ) de Salammbô 3D et des mesures (via  $\underline{R}$ ). De ce critère résulte une matrice poids appelé gain de Kalman et noté  $\underline{K}$ . Sa dimension est (n x q) et est calculée de la manière suivante :

$$\underline{K} = \underline{P}_f(t_n) \underline{H}_n [\underline{H}_n \underline{P}_f(t_n) \underline{H}_n^T + \underline{R}]^{-1} \quad \text{éq. 2-25}$$

Il permet de corriger linéairement la prédiction du modèle  $\hat{X}_f(t_n)$  à l'aide de l'innovation pondérée par ce gain. L'état ainsi corrigé s'écrit alors :

$$\hat{X}_a(t_n) = \hat{X}_f(t_n) + \underline{K} [\vec{Z}(t_n) - \underline{H}_n \hat{X}_f(t_n)] \quad \text{éq. 2-26}$$

Cette analyse permet de réduire les erreurs d'estimation. Le filtre de Kalman actualise donc en parallèle  $\underline{P}_f(t_n)$  à l'aide de ce gain. La matrice de covariance réduite s'écrit alors :

$$\underline{P}_a(t_n) = [\underline{I} - \underline{K} \underline{H}_n] \underline{P}_f(t_n) \quad \text{avec } \underline{I} \text{ la matrice identité} \quad \text{éq. 2-27}$$

On a donc un contrôle en continu sur l'erreur d'estimation faite de l'état réel des distributions des particules piégées (Figure 2-18). L'intérêt supplémentaire de cette analyse est qu'elle prend en compte les covariances d'erreurs entre les différents nœuds pour calculer la matrice gain de Kalman. Ainsi à partir d'un ensemble de mesures, il est possible de corriger également des points de l'espace non observés à  $t_n$ . Cette méthode peut être considérée comme une méthode statistique de minimisation par moindres carrés récursifs.

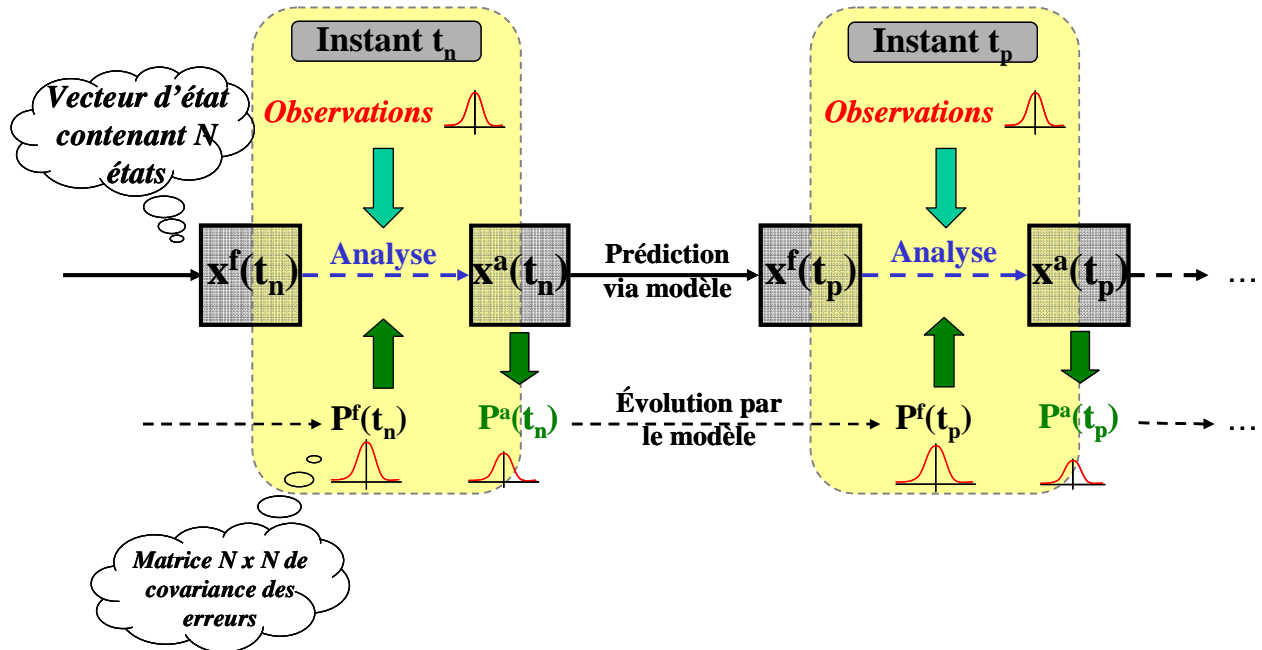


Figure 2-18 : Étapes d'analyse aux temps  $t_n$  et  $t_p$  avec mise à jour de l'état et des incertitudes

L'état et la matrice de covariance analysés servent alors d'entrée pour la prédiction suivante (Figure 2-18).

### 2.3.3.5. Implémentation et limitations du filtre de Kalman

En général, l'utilisation de filtres de Kalman est très efficace dans le cas de systèmes linéaires de petites tailles. La propagation en parallèle de la matrice de covariance d'erreurs devient rapidement très coûteuse en temps de calcul. Bien que des adaptations existent pour les systèmes de grandes tailles, il semble important de débiter sur un cas simple à l'aide du filtre de Kalman basique afin de comprendre son mécanisme.

Dans un premier temps, nous l'appliquons à un modèle simplifié des ceintures de radiation : monodimensionnel et ne prenant en compte que la diffusion radiale. La fonction de distribution est alors échantillonnée en 25 pas en  $L^*$  compris entre 1 et 8. Une simulation dite de référence est effectuée pour établir un état 'réel' à partir de ce modèle, l'activité magnétique étant modélisée par un échelon de  $K_p$  sur la période de simulation. Le but de l'étude est d'essayer de retrouver cet état parfait



à l'aide du modèle bruité et de mesures également bruitées. Ces dernières sont créées artificiellement à partir de la simulation de contrôle et bruitées selon une loi normale. De même, l'indice  $K_p$  et la condition limite en  $L^*=8$  sont bruités selon des lois normales lors de la simulation d'assimilation. Les résultats obtenus montrent l'apport du filtre de Kalman par rapport à une assimilation directe dans un tel cas et sont comparables à ceux obtenus par [Naehr et Toffoletto, 2005] dans les mêmes conditions. La Figure 2-19 présente les ratios en fin de simulation entre l'assimilation directe et la référence (courbe légendée AssDir/REF) ainsi qu'entre le filtre de Kalman et cette même référence (courbe légendée Kalman/REF). Elle met en évidence l'ajustement réalisé par le filtre de Kalman par rapport à l'assimilation directe.

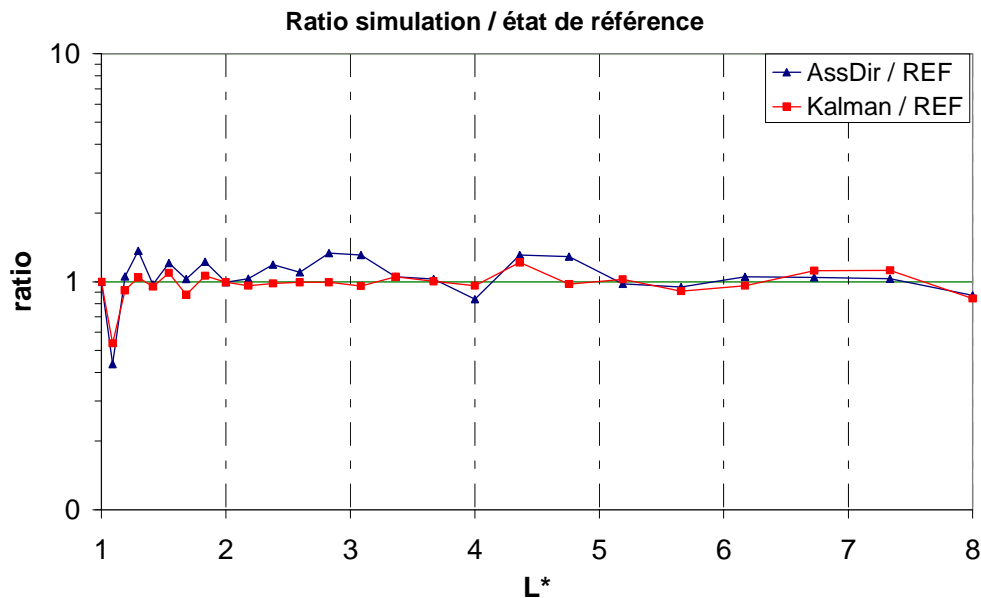


Figure 2-19 : Tracé des ratios entre les 2 méthodes d'assimilation et l'état de référence à retrouver en fin de simulation.

Ces résultats sont néanmoins à prendre pour ce qu'ils sont. En effet toutes les conditions sont réunies pour que le filtre soit en mesure de retrouver la solution exacte : normalité des incertitudes et des conditions aux limites, simulation de contrôle réalisée avec le même modèle. L'intérêt résidait davantage dans la découverte de l'implémentation de ce filtre et de son fonctionnement. Il a ainsi été possible de manipuler facilement les paramètres le contrôlant pour voir comment il réagissait dans notre cadre d'étude.

Etant encourageante, nous appliquons la même méthodologie à Salammbô 3D, la marche à suivre restant très similaire. Le problème essentiel très rapidement rencontré est celui de la taille prohibitive de la matrice de covariance  $P$  (Figure 2-18). En effet, la version de Salammbô 3D utilisée ici possède 25 pas d'échantillonnage selon les trois dimensions, soit 15 625 états. Différents essais de simplifications sont explorés comme :

- ✓ L'utilisation de matrices creuses pour réduire les temps de calculs exorbitant (contacts pris auprès du CERFACS pour connaître des méthodes d'accélération de calculs numériques),
- ✓ La réduction de la zone des ceintures nécessitant en priorité une assimilation filtrée,
- ✓ La limitation de la zone de correction du filtre autour des mesures (appelée localisation),
- ✓ Gain de Kalman constant, ...

Bien que ces tentatives ne rendent pas opérationnelle l'assimilation, elles permettent d'appréhender son fonctionnement et les problèmes d'implémentation posés par la tridimensionnalité de Salammbô 3D. En particulier, il est intéressant d'observer l'évolution des incertitudes dans la matrice  $\underline{P}$ . En effet, les processus de diffusion ont tendance à étaler et homogénéiser les incertitudes introduites [Bertino, 2001], ce que l'on retrouve bien dans notre cadre d'étude. Cela nous sensibilise sur l'importance de la manière d'introduire les statistiques d'incertitudes dans le modèle et les mesures. Différentes questions sont alors soulevées :

- ✓ Comment initialiser correctement la statistique des incertitudes sur l'état initial ?
- ✓ Comment prendre en compte optimalement les incertitudes dans le modèle ?
- ✓ Comment bien doser le rapport bruit de mesures sur bruit de modèle pour optimiser l'assimilation ?

### 2.3.4. Adaptation aux systèmes de grandes tailles : le filtre de Kalman d'Ensemble

#### 2.3.4.1. Présentation

En 1994, G. Evensen publie un papier décrivant une nouvelle technique d'assimilation de données adaptée au cas de l'océanographie (Evensen, 1994) : le filtre de Kalman d'Ensemble (EnKF). Ce filtre s'appuie sur celui de Kalman, mais l'ingéniosité apportée par Evensen est d'utiliser en plus un échantillonnage de Monte Carlo.

Dans le cas des larges systèmes comme les ceintures de radiation, le filtre de Kalman est inutilisable à cause de la taille prohibitive de la matrice de covariance  $P$ . Cette dernière contient en effet  $(n \times n)$  termes,  $n$  étant le nombre de nœuds de la grille de modélisation. Dans le cas de l'étude que nous avons réalisée en assimilation directe, Salammbô 3D contenait  $n = 25^3 = 15625$  nœuds de maillage. Rien que le stockage de cette matrice constitue un problème. L'idée d'Evensen a donc été de se dire qu'une loi de distribution peut être approchée par un échantillonnage. Plus on tire au sort un grand nombre d'échantillons suivant cette loi et mieux elle sera représentée. C'est la méthode de

Monte Carlo. L'échantillonnage d'une loi de probabilité converge vers cette distribution à la vitesse de  $\sqrt{m}$ , avec  $m$  le nombre d'échantillons tirés au sort.

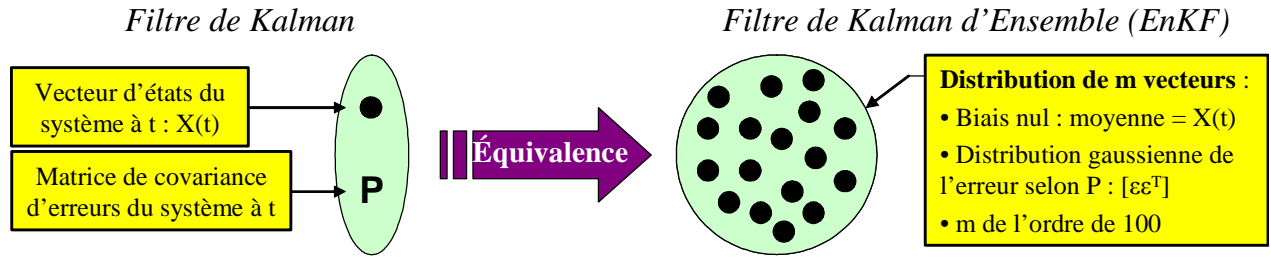


Figure 2-20 : Du filtre de Kalman à l'EnKF

Nous avons pu travailler en collaboration avec Pierre de Mey du CNRS-LEGOS (Laboratoire d'Études en Géophysique et Océanographie Spatiale) afin d'appliquer pour la première fois ce filtre au domaine des ceintures de radiation.

#### 2.3.4.2. L'EnKF en pratique : Initialisation

Au lieu de propager dans le temps le vecteur d'état initial  $\hat{X}(0)$  et sa matrice de covariance associée  $\underline{P}(0)$ , il est statistiquement équivalent de propager un ensemble suffisamment important de vecteurs d'états échantillonnés suivant une loi initiale multi normale  $N(\hat{X}(0), \underline{P}(0))$  (Figure 2-20). On définit pour cela la matrice d'ensemble  $\underline{A}(t)$  de dimension  $n \times m$  de la manière suivante :

$$\underline{A}(t) = \begin{pmatrix} \hat{X}^1(t) & \dots & \hat{X}^m(t) \end{pmatrix} \quad \text{éq. 2-28}$$

Les  $\hat{X}^i(t), i \in [1, M]$ , constituent l'échantillonnage de  $m$  vecteurs d'état représentant la distribution des particules piégées à l'instant  $t$  (Figure 2-20) de telle sorte qu'à l'instant 0 on ait :

$$\hat{X}(0) = \overline{\underline{A}(0)} = \frac{1}{m} \sum_{i \in [1, m]} \hat{X}^i(0) \quad \text{éq. 2-29}$$

$$\underline{P}^e(0) = \frac{1}{m-1} (\underline{A}(0) - \overline{\underline{A}(0)}).(\underline{A}(0) - \overline{\underline{A}(0)})^T \quad \text{éq. 2-30}$$

L'équation (éq. 2-29) montre que la moyenne de l'échantillonnage effectué est le meilleur état que l'on ait des distributions de particules piégées à l'instant initial. La matrice  $\underline{P}^e(0)$  (éq. 2-30) est appelée matrice de covariance d'ensemble. Elle caractérise les variances et covariances des membres

autour de leur moyenne à l'instant initial. Lorsque  $m$  tend vers l'infini (on tire un grand nombre de membres) alors  $\underline{\underline{P}}^e(0)$  tend vers  $\underline{\underline{P}}(0)$ .

A l'image du filtre de Kalman, cet échantillonnage sert d'initialisation à la phase de prédiction décrite dans le paragraphe suivant.

#### 2.3.4.3. *L'EnKF en pratique : phase de prédiction*

Considérons maintenant la phase de prédiction. Comme décrit précédemment, on a maintenant affaire à une matrice dont les colonnes contiennent les  $m$  membres de l'ensemble de vecteurs d'état. On la note  $\underline{\underline{A}}_f(t)$ .

Chaque membre est propagé parallèlement dans le temps à travers Salammbô 3D selon l'équation éq. 2-20 (Figure 2-21). La distribution, et par conséquent les variances et covariances de l'échantillonnage des vecteurs d'états, évolue en fonction des caractéristiques du modèle. La mise à jour de la matrice de covariance  $\underline{\underline{P}}_f(t)$  est ainsi en partie réalisée : c'est l'équivalent du premier terme de l'équation éq. 2-22.

Pour prendre en compte l'incertitude de modélisation décrite par l'équation éq. 2-21 du filtre de Kalman, on rajoute aux membres de l'ensemble une incertitude répondant à une loi multi normale  $N(0, \underline{\underline{Q}})$ . Nous verrons dans le chapitre 3 comment elle est prise en compte en pratique. Enfin, à chaque instant, il est possible de reconstruire une matrice approchée de  $\underline{\underline{P}}_f(t)$  par l'équation éq. 2-30. Elle n'est jamais exacte car obtenue statistiquement à l'aide d'un échantillon réduit de membres.

#### 2.3.4.4. *L'EnKF en pratique : phase d'analyse*

La Figure 2-21 présente le détail de la phase d'analyse. La matrice de covariance des erreurs, transportée implicitement dans la distribution des vecteurs d'état, est uniquement régénérée à cet instant. De plus, elle n'est reformée que sur l'espace des mesures. Le gain de temps est donc considérable par rapport à un filtre de Kalman classique.

A l'instant  $t_n$ ,  $q$  observations sont disponibles (à travers  $\vec{Z}(t_n)$ ) avec une certaine incertitude (matrice  $\underline{\underline{R}}$  de l'équation éq. 2-24). Comme pour l'échantillonnage des vecteurs d'états, on réalise un échantillonnage de  $m$  observations selon la loi multi normale  $N(\vec{Z}(t_n), \underline{\underline{R}})$ . Par tirage de Monte Carlo suivant la loi  $N(\vec{0}, \underline{\underline{R}})$ , on établit un ensemble de  $m$  vecteurs perturbations de la forme :

$$\underline{\underline{E}} = (\bar{\varepsilon}_o^1 \quad \dots \quad \bar{\varepsilon}_o^m), \text{ de dimension } q \times m \quad \text{éq. 2-31}$$

La matrice  $\underline{\underline{R}}^e = \frac{1}{m-1} \underline{\underline{E}} \cdot \underline{\underline{E}}^T$  (éq. 2-32) converge vers  $\underline{\underline{R}}$  lorsque  $m$  tend vers l'infini. On en déduit la matrice des observations perturbées  $\underline{\underline{D}}(t_n)$  de dimension  $q \times m$  répondant à la loi  $N(\bar{Z}(t_n), \underline{\underline{R}})$  :

$$\underline{\underline{D}}(t_n) = (\bar{Z}^1(t_n) \quad \dots \quad \bar{Z}^m(t_n)) \text{ avec } \forall i \in [1, m], \bar{Z}^i(t_n) = \bar{Z}(t_n) + \bar{\varepsilon}_o^i \quad \text{éq. 2-33}$$

La matrice gain de Kalman (éq. 2-25) s'écrit maintenant :

$$\underline{\underline{K}}^e = \underline{\underline{P}}_f^e(t_n) \underline{\underline{H}}_n [\underline{\underline{H}}_n \underline{\underline{P}}_f^e(t_n) \underline{\underline{H}}_n^T + R^e]^{-1} \quad \text{éq. 2-34}$$

$\underline{\underline{K}}_e$  converge vers  $\underline{\underline{K}}$  lorsque  $m$  tend vers l'infini. A partir de ce gain approximé,  $m$  analyses sont conduites en parallèle selon l'équation éq. 2-26 pour obtenir la matrice d'ensemble corrigée notée  $\underline{\underline{A}}_a(t_n)$ . La mise à jour de la matrice de covariance analysée  $\underline{\underline{P}}_a(t_n)$  du filtre de Kalman (éq. 2-27) est automatiquement et implicitement réalisée à travers  $\underline{\underline{A}}_a(t_n)$ . En effet, les  $m$  analyses en parallèle reconditionnent statistiquement l'ensemble des vecteurs d'états comme l'illustre la Figure 2-21 : l'ensemble est statistiquement 'resserré'. Pour l'obtenir explicitement, il suffit d'utiliser la formule éq. 2-30 à partir de  $\underline{\underline{A}}_a(t_n)$ .

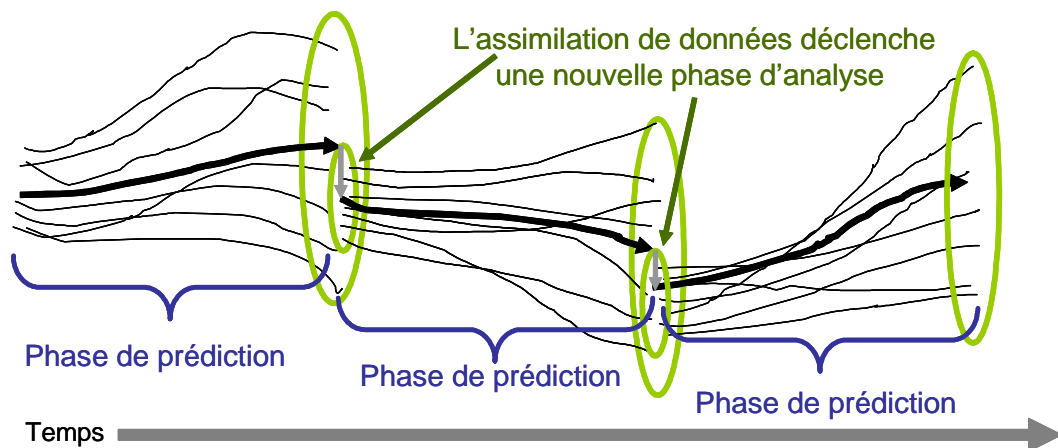


Figure 2-21 : Fonctionnement schématique de l'EnKF et gain de temps associé (d'après [Keil, 2006])

En pratique, il n'est pas nécessaire de reformer complètement les matrices utilisées ci-dessus. Nous avons présenté la phase d'analyse de cette manière pour la compréhension du filtre de Kalman d'Ensemble. Des simplifications mathématiques de ces équations existent [Evensen, 2004] mais nous ne les présentons pas ici car elles alourdiraient inutilement le chapitre.

#### 2.3.4.5. *Apports et contraintes de l'EnKF*

Dans les différentes applications de l'EnKF, la taille de l'ensemble est quasiment systématiquement prise égale à  $m = 100$ . Cela peut paraître faible pour une méthode de Monte Carlo dont l'erreur décroît en  $\sqrt{m}$ . Mais au vu des résultats obtenus en pratique ([Bertino, 2001], [Evensen, 2004]) et d'après G. Evensen (communication privée), cela est suffisant.

La différence notable avec le filtre de Kalman peut se résumer par la propagation d'une matrice  $100 \times 15625$  (Figure 2-21) et non plus  $15625 \times 15625$ . Il est alors possible de réaliser une assimilation plus rapide que le temps réel grâce à cette méthode. Par comparaison, l'assimilation directe tourne approximativement 1000 fois plus rapidement que le temps réel, le filtre de Kalman au moins 1000 fois plus lentement, et l'EnKF environ 2 fois plus rapidement, mais sur un seul processeur actuellement. Étant naturellement parallélisable, la vitesse d'exécution de ce filtre peut facilement être augmentée, comme cela est fait en océanographie et météorologie. En plus de fonctionner en parallèle sur une cinquantaine de processeurs, il est possible de le dupliquer pour affiner les résultats ([Houtekamer, 1998], [Bertino, 2001]).

Ce filtre est donc bien adapté à notre problème et semble simple d'utilisation. Il possède cependant certaines difficultés. Elles concernent essentiellement les statistiques d'erreurs que l'on introduit dans notre ensemble. Contrairement au filtre de Kalman, dans l'EnKF, il est nécessaire de bruitez directement le vecteur d'état pour créer notre ensemble initial. La manière de le bruitez va jouer un rôle important dans son fonctionnement. Il faut réussir à prendre en compte des incertitudes indépendantes les unes des autres et surtout à ne pas introduire d'incertitudes non physiques. Par exemple, un tirage aléatoire selon une loi normale puis l'introduction directe de cette incertitude dans le vecteur d'état peut générer des incohérences physiques entre deux nœuds voisins. Ceci induit une divergence de la simulation. De même, il faut également que Salammbô 3D n'ait pas tendance à détruire la distribution gaussienne de l'ensemble. En effet, autant pour le filtre de Kalman seule la variance était propagée donc on conservait implicitement la normalité de la distribution, autant ici le modèle doit assurer cette pérennité de la forme de la distribution afin de permettre de restaurer à chaque nouvelle analyse une distribution statistique correcte. Dans le cas contraire, il y aurait perte de la qualité de la correction et voire même divergence du filtre.



# CHAPITRE 3

## CADRE PRATIQUE DE L'ASSIMILATION DE DONNEES : REGLAGES ET ETUDES PRELIMINAIRES

*Comme nous l'avons présenté dans le second chapitre, la qualité des résultats d'assimilation de données dépend directement de la précision amont de la modélisation et des mesures. Ainsi, ce chapitre décrit une approche de l'estimation des incertitudes du code Salammbô et des mesures assimilées. Nous nous concentrons ici essentiellement sur le cas électrons, mais une même méthodologie peut être appliquée au cas protons.*

*Dans une première section, nous décrivons la prise en compte dans le modèle de la dynamique des ceintures de radiation présentée dans le premier chapitre. A partir de ces processus, nous estimons, dans une seconde partie, leurs incertitudes et leurs répercussions sur la précision de restitution des fonctions de distribution des électrons piégés. Dans une troisième section, nous décrivons les traitements amont effectués sur les mesures satellites afin de disposer d'une base de données homogène et optimale pour l'assimilation de données. Enfin, dans une dernière section, nous présentons une approche de l'estimation des erreurs de mesures.*

*Nous dégageons ainsi une vue d'ensemble des limitations de modélisation et des mesures, et par conséquent les caractéristiques clés permettant de réaliser une assimilation de données intelligente et optimisée.*



### 3.1. PRISE EN COMPTE DES DYNAMIQUES DANS LES MODELES SALAMMBO 3D

Comme nous l'avons présenté dans le chapitre I, § 1.4.2., la dynamique des ceintures de radiation à différentes échelles a été intégrée dans les modèles Salammbô au cours des précédentes thèses réalisées au département environnement spatial. Dans le cadre de la mise en place d'une assimilation de données aussi bien à l'échelle de l'orage magnétique que du cycle solaire, nous avons analysé en détails la prise en compte des dynamiques court terme [Bourdarie, 1996a] et long terme [Vacaresse, 1999a], aussi bien pour le cas électrons que protons et nous l'avons complétée le cas échéant.

#### 3.1.1. L'activité magnétique à l'échelle de l'orage magnétique

##### 3.1.1.1. Paramétrisation du code Salammbô électrons

Pour le code Salammbô électrons, seul l'indice Kp est utilisé pour paramétrer la dynamique des processus physiques. L'intensité de la diffusion radiale, des interactions ondes de chœur électrons et la position de la plasmopause sont fonction de Kp.

La variabilité de la diffusion radiale est simulée par deux coefficients fonction de Kp et notés  $fK_m$  et  $fK_e$  [Varotsou, 2005]. Estimés à partir des mesures du satellite CRRES,  $fK_m$  décrit la dépendance à l'activité magnétique de la composante magnétique de la diffusion radiale, tandis que  $fK_e$  décrit celle de la composant électrique :

$$fK_m = 0.056 e^{0.74Kp} \quad \text{éq. 3-1}$$

$$fK_e = \frac{(0.26Kp - 0.16)^2}{1.96} \quad \text{éq. 3-2}$$

Entre une période calme et une période active, l'intensité de la diffusion radiale gagne ainsi près de deux ordres de grandeurs :  $fK_m$  est multiplié par 100 entre Kp=2 et Kp=8, tandis que  $fK_e$  par 30 (Tableau 3-1).

Les interactions ondes de chœur électrons ont été introduites dans l'architecture du code Salammbô par A. Varotsou au cours de son travail de thèse [Varotsou, 2005]. Cette modélisation repose sur une étude statistique de la répartition et de la dynamique de l'intensité de ces ondes en fonction de l'activité magnétique [Meredith, 2003b], et du calcul des coefficients de diffusion en angle d'attaque et en énergie du code PADIE (Pitch Angle and Energy Diffusion of Ions and Electrons) développé par R. Horne et S. Glauert, du British Antarctic Survey [Glauert and Horne, 2005]. A l'origine, l'intensité des ondes de chœur était donnée pour trois classes de Kp [Varotsou, 2005], à

partir des mesures du satellite CRRES [Meredith, 2003b]. Elles ont depuis été étendues à six classes d'activité magnétique :  $Kp < 2$ ,  $2 < Kp < 3$ ,  $3 < Kp < 4$ ,  $4 < Kp < 5$ ,  $5 < Kp < 6$ , et  $Kp > 6$ . Ainsi, l'évolution de l'interaction ondes de chœur électrons n'est pas continue en  $Kp$ , mais est modélisée par palier dans le code Salammbô.

La dynamique de la plasmopause est modélisée par la formule empirique suivante [Carpenter, 1992] :

$$L_{pp} = 5.6 - 0.46 Kp_{\max} \quad \text{éq. 3-3}$$

où  $Kp_{\max}$  est la valeur maximale de  $Kp$  au cours des vingt quatre dernières heures, et  $L_{pp}$  la distance radiale moyenne où se situe la plasmopause. Cette formule prend ainsi en compte l'inertie de retour à un état d'équilibre de la plasmasphère. En période calme ( $Kp < 2$ ), la plasmopause est située au-delà de  $L=5.5$  (Tableau 3-1). Lors d'un violent orage ( $Kp_{\max}=8$ ), la plasmopause peut être abaissée jusqu'à  $L=2$ , voir en deçà.

### 3.1.1.2. Paramétrisation du code Salammbô protons

En ce qui concerne le code Salammbô protons, l'activité magnétique est prise en compte à travers les indices  $Kp$  et  $Dst$ . L'indice  $Kp$  module à la fois la diffusion radiale, de la même façon que pour les électrons, et la position de la limite de piégeage des protons de basses énergies. La position du blindage magnétosphérique des protons de hautes énergies est quant à elle fonction des deux indices  $Kp$  et  $Dst$ .

La limite de piégeage notée  $L_{\text{piégeage}}$  est fonction des champs électriques et magnétiques de la magnétosphère interne. Elle a été calculée dans [Vacaresse, 1999a]. Sa modélisation repose sur l'analyse de [Whipple, 1978] et sur le modèle de champ électrique dynamique (fonction de  $Kp$ ) de Volland/Stern ([Volland, 1973] et [Stern, 1975]). Pour des protons de 100 MeV/G (Tableau 3-1), cette limite est située à  $L=8$  pour  $Kp=2$  (les protons de ce moment magnétique ont alors une énergie de 6 keV) et à  $L=6$  pour  $Kp=8$  (les protons correspondant atteignent alors 120keV).

La localisation du blindage magnétique (voir chapitre 1, § 1.3.1.2, et notée  $L_{\text{blindage}}$ ) est fonction de l'activité magnétique à travers la formule suivante [Bourdarie et al., 2004] :

$$L_{\text{blindage}} = 6 - 0.282 Kp + 0.0035 Dst \quad \text{éq. 3-4}$$

Utilisée pour les protons de plus de 1 MeV, elle passe de  $L=5.4$  en période calme à 3.4 en période active (voir Tableau 3-1).

3.1.1.3. *Tableau de synthèse des paramétrisations effectuées*

Le Tableau 3-1 suivant synthétise la paramétrisation réalisée à l'échelle de l'orage magnétique dans les codes Salammbô.

Paramètre dynamique	Kp = 2	Kp = 8
<i>Plasmopause</i>	$L_{pp} = 5.5$ ( $K_{p_{max}} = 2$ )	$L_{pp} = 2.0$ ( $K_{p_{max}} = 8$ )
<i>Diffusion radiale</i>	$fK_m = 0.2$ $fK_e = 0.06$	$fK_m = 21$ $fK_e = 2.0$
<i>Limite de piégeage</i> (Protons de 100 MeV/G)	$L_{piégeage} = 8.1$	$L_{piégeage} = 6.3$
<i>Blindage magnétosphérique</i>	$L_{blindage} = 5.4$ ( $Dst = 0nT$ )	$L_{blindage} = 3.4$ ( $Dst = -100nT$ )

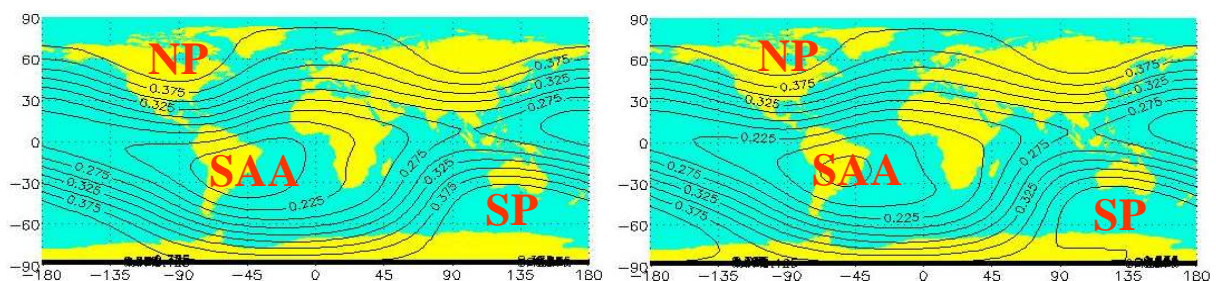
**Tableau 3-1 : Dynamique des paramètres modélisés restituant l'activité magnétique pour Kp=2 et Kp=8.**

3.1.2. La dynamique à l'échelle du cycle solaire

La dynamique à l'échelle du cycle solaire est prise en compte dans les codes Salammbô en réévaluant tous les ans les valeurs des processus modélisés. Nous présentons successivement ces mises à jours, qui consistent en l'évolution du dipôle magnétique terrestre, la modulation de l'atmosphère et de ses effets, et enfin, la dynamique du processus CRAND.

3.1.2.1. *La dérive du dipôle magnétique terrestre et ses effets*

Le champ magnétique terrestre évolue au cours des années. La Figure 3-1 présente l'évolution de l'intensité du champ magnétique terrestre à 800 km d'altitude entre 1965 et 2000. On constate que l'anomalie de l'atlantique sud a dérivé vers le Sud-Est et que le champ magnétique y est plus faible (le centre du dipôle magnétique s'est en fait déplacé à l'opposé de cette direction, faisant rentrer des lignes de champ de plus fort L).



**Figure 3-1 : Iso-contour du champ magnétique terrestre à 800 km d'altitude en 1965 à gauche et en 2000 à droite déduit du modèle IGRF (NP pour "North pole", SP pour "South pole" et SAA pour "South Atlantic Anomaly"). On peut remarquer la dérive vers l'Est et le Sud de l'Anomalie de l'Atlantique Sud. [Bourdarie, 2002]**

Le champ géomagnétique est décrit dans le code Salammbô à l'aide du modèle IGRF [Langel, 1992] de champ magnétique terrestre. Seuls les premiers termes de ce modèle sont utilisés pour reconstruire l'équivalent dipolaire du champ magnétique terrestre. Le modèle IGRF prend en compte la dérive et l'évolution de l'inclinaison du champ magnétique réel au cours des années. Pour chaque année de simulation nous avons donc calculé les coefficients de diffusion et de friction en prenant cette dérive en compte. L'intérêt est que cette évolution peut rendre des coquilles de dérives viables ou non à long terme, influant ainsi sur les doses subies par les satellites d'orbites basses au cours de leurs missions.

Le Tableau 3-2 résume l'évolution des caractéristiques du dipôle géomagnétique de 1990 à 2005. Les variations sont assez faibles sur seulement 15 ans. Cependant, dans le cadre de la définition d'un modèle de spécification des ceintures de radiation à l'aide de l'assimilation de données, il est nécessaire de simuler plusieurs cycles solaires avec le plus grand nombre de données possibles. Sur une telle période, la prise en compte de cette évolution prend tout son sens. Cette lacune dans les modèles AE8 et AP8 de la NASA est entre autre critiquée (voir chapitre 1, § 1.4.1.1).

<b>Paramètre du modèle IGRF</b>	<b>Variation relative entre 1990 et 2005</b>
<i>Intensité moyenne à un rayon terrestre à l'équateur</i>	1 %
<i>Distance centre Terre – centre du dipôle magnétique</i>	7 %
<i>Angle entre l'axe géographique et l'axe magnétique</i>	3 %

**Tableau 3-2 : Evolution long terme du champ magnétique terrestre prise en compte dans le modèle Salammbô 3D**

### 3.1.2.2. Les modulations de l'atmosphère et ses effets

A faibles valeurs de L ( $L < 2$ ), la diffusion et les frictions dues à la haute atmosphère constituent les principaux processus de perte de particules avec des temps caractéristiques pouvant atteindre à  $L=1.5$  la dizaine de jours à faible  $\alpha_{eq}$ . Ces interactions sont déduites du modèle de haute atmosphère MSIS 86 [Hedin, 1987] de la NASA dont la dynamique est prise en compte à travers les indices Ap moyen et le flux solaire F10.7 (voir chapitre 1).

Nous utilisons ces deux paramètres moyennés sur chaque année de 1990 à 2005 pour définir la modulation consécutive sur les coefficients d'interactions coulombiennes, d'échanges de charges et d'interactions nucléaires pris en compte dans les codes Salammbô. Le Tableau 3-3 présente les effets de cette modulation sur les coefficients de friction et de diffusion en angle d'attaque des interactions coulombiennes modélisées, en  $L=1.54$ .

Aussi bien pour les frictions que pour la diffusion en angle d'attaque, la modulation liée au cycle solaire est très marquée à cette valeur en L pour des angles d'attaque équatoriaux faibles. Par exemple, pour  $\alpha_{\text{éq}} = 30^\circ$ , la variation minimum / maximum solaire atteint un facteur 0.2. Tandis qu'une particule piégée rebondissant à l'équateur reste à environ 3 700 km d'altitude, celle d' $\alpha_{\text{éq}} = 30^\circ$  rebondit à 700 km d'altitude où l'atmosphère y est bien plus dense, et sa modulation plus marquée. De plus, c'est près de son point miroir qu'une particule piégée passe la majeure partie du temps de rebond. Ainsi, les effets des interactions s'y produisant sont doublement intensifiés.

Coefficient de Salammbô 3D	Modulation solaire (ratios min/max)	
	$L = 1.54$ et $\alpha_{\text{éq}} = 90^\circ$	$L = 1.54$ et $\alpha_{\text{éq}} = 30^\circ$
$\left  \frac{dE}{dt} \right $	1.2	0.2
$D_{yy}$	1.1	0.2

**Tableau 3-3 : Modulation associée au cycle solaire des interactions coulombiennes (frictions et diffusion en angle d'attaque) prises en compte dans les modèles Salammbô 3D pour deux angles d'attaques équatoriaux en L=1.54. Les valeurs présentées correspondent au ratio des intensités en min et max solaire**

Pour des valeurs de L plus fortes, par exemple à L=4, aussi bien pour un  $\alpha_{\text{éq}} = 30^\circ$  ou  $90^\circ$ , l'atmosphère est très raréfiée dans les deux cas et les interactions associées négligeables, puisque les particules rebondissent respectivement à 12 000 km et 20 000 km d'altitude. On retrouve cependant bien les niveaux et modulations du Tableau 3-3 pour une particule rebondissant également à 700 km d'altitude. Un tel point miroir est alors associé à une particule d' $\alpha_{\text{éq}} = 7^\circ$ . Ces interactions n'interviennent donc plus que sur une très faible partie de la population piégée en L=4.

### 3.1.2.3. La dynamique du processus CRAND : les neutrons atmosphériques

L'intensité du processus CRAND pris en compte dans la modélisation des ceintures de radiation protons est calculée à partir du flux de neutrons émis par l'atmosphère « vers le haut » (neutrons d'albédo, [Beutier, 1993]). Il peut être estimé à partir des mesures de flux de neutrons réalisées au sol [Vacaresse, 1999]. La station CLIMAX mesure ce flux depuis 1953 [Simpson, 1957] et est utilisé en tant que paramètre d'entrée à la modélisation du processus CRAND. La modulation des flux de neutrons est anti-corrélées au cycle solaire. Ainsi, le processus CRAND modélisé dans le code protons est en moyenne deux fois plus intense en minimum solaire.

### 3.1.3. Synthèse

Les modulations à l'échelle du cycle solaire sont donc bien prises en compte, de même qu'à l'échelle de l'orage magnétique. En particulier, les variations saisonnières sont en partie prise en compte et restituées à travers l'indice Kp, le nombre des perturbations électromagnétiques étant plus importante en hiver et en été [Baker, 1999].

Le Tableau 3-4 résume la prise en compte de ces différentes dynamiques. En particulier, les indices Kp et Dst permettent de restituer la dynamique à l'échelle de l'orage magnétique, et partiellement les modulations saisonnières non prises en compte par le modèle atmosphérique. La combinaison des indices Kp, Ap moyen sur un an et le flux F10.7 permet quand à elle de restituer la dynamique lente et progressive à l'échelle du cycle solaire. Ainsi, quatre échelles de temps différentes de dynamiques sont prises en compte par les modèles Salammbô 3D.

<b>Dynamique</b>	<b>Échelle de temps associée</b>	<b>Paramètres utilisés pour les modéliser</b>
<i>Effet diurnal</i>	heures	aucun
<i>Réponse à l'activité magnétique</i>	jours	Indices Kp et Dst
<i>Modulations saisonnières</i>	mois	Indice Kp (nombre d'orages)
<i>Modulations liées au cycle solaire</i>	11 ans	Indice Kp (nombre d'orages), indice Ap moyen et le flux solaire 10.7 cm
<i>Évolution du dipôle magnétique</i>	années	Modèle IGRF

**Tableau 3-4 : Résumé des dynamiques influençant la structure des ceintures de radiation : échelles de temps associées et paramètres utilisés pour les modéliser dans les codes Salammbô**

## 3.2. INCERTITUDES DE MODELISATION ET PARAMETRES CLES

La modélisation des processus physiques contrôlant la dynamique et la structure des ceintures de radiation n'est pas parfaite. Nous étudions ici l'impact de ces incertitudes sur les fonctions de distribution estimées par le code Salammbô 3D électrons afin de mettre en avant les paramètres clés contrôlant la précision de restitution. L'orage magnétique étant la brique élémentaire de la dynamique des ceintures de radiation, nous nous intéressons à cet impact à travers l'exemple de l'orage caractéristique d'octobre 1990, et uniquement sur le cas électrons.

### 3.2.1. Méthode d'estimation des incertitudes de restitution

Pour réaliser cette étude, nous nous appuyons sur l'expérience héritée du domaine de l'océanographie et utilisons une méthode d'ensemble (définie dans le cadre du filtre de Kalman d'ensemble, chapitre 2, § 2.3.4). Elle permet de calculer empiriquement, et de faire évoluer, les statistiques d'erreur de Salammbô à partir d'un certain nombre de réalisations de ces erreurs générées par le code lui-même. Ces réalisations sont obtenues en perturbant aléatoirement un des paramètres d'entrée ou un des processus physiques modélisés (selon une loi normale de variance  $\sigma^2$  à définir), identifié comme une source d'erreur potentielle, et en calculant l'ensemble des trajectoires possibles du modèle. Son utilisation est schématisée sur la Figure 3-2. En effet, nous ne connaissons pas précisément la physique réelle agissant sur les ceintures de radiation. Des processus physiques peuvent manquer et la description mathématique de ceux connus n'est pas parfaite. Estimer leur incertitude sans référence précise est très difficile. Nous nous plaçons ainsi dans une sorte de pire cas en analysant l'impact de leurs valeurs là où nous pouvons le faire.

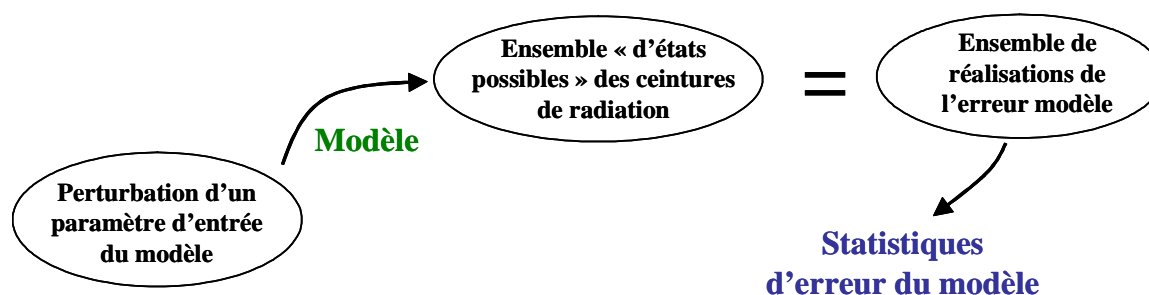


Figure 3-2 : Utilisation simplifiée des méthodes d'ensemble pour la spécification des statistiques d'erreur de Salammbô, d'après [Mourre, 2004]

Cette méthode repose sur l'approximation suivante : la moyenne d'ensemble correspond à la meilleure estimation de l'état des ceintures de radiation (notre modèle étant supposé être non biaisé), et la dispersion autour de cette moyenne à une mesure de l'erreur associée à cette même estimation [Evensen, 2003]. Nous estimons pour cela une incertitude large sur les processus physiques modélisés afin d'être sûr que la dispersion obtenue englobe le comportement réel des ceintures de radiation.

En pratique, on réalise 11 simulations en parallèle en ajoutant un bruit au processus ou paramètre considéré, uniformément réparti entre  $-\sigma$  et  $\sigma$ . L'équation de diffusion étant linéarisée dans le code Salammbô, il est possible de déduire les caractéristiques (moyenne et écart type) de la dispersion de la fonction de distribution des particules piégées obtenue. Le Tableau 3-5 résume les incertitudes appliquées en fonction du processus considéré. Pour les termes de diffusion et les conditions limites, une forme lognormale est utilisée. En effet, pour ces éléments, les incertitudes s'expriment en ordre de grandeur. Pour l'indice  $K_p$  et la position de la plasmopause, une loi normale est considérée.  $K_p$  est déjà un indice logarithmique et la position radiale de la plasmopause évolue

linéairement. Le cas des interactions coulombiennes dans la plasmasphère n'a pas été étudié car ces dernières sont globalement négligeables devant les interactions ondes plasmasphériques – électrons.

Processus, paramètres, ou frontières étudiés	Incertitude appliquée
<i>Termes de diffusion</i>	<i>coefficient</i> $\times 10^\varepsilon$ avec $\varepsilon \in N(0, \sigma)$
<i>Kp, Lpp</i>	<i>coefficient</i> + $\varepsilon$ avec $\varepsilon \in N(0, \sigma)$
<i>Conditions limites</i>	<i>distribution</i> $\times 10^\varepsilon$ avec $\varepsilon \in N(0, \sigma)$

**Tableau 3-5 : Incertitude appliquée pour décrire les processus modélisés.**

De plus, pour analyser les répercussions de l'incertitude des processus modélisés sur la distribution d'électrons piégés, nous considérons la fonction de distribution des électrons pour deux moments magnétiques donnés : 230 MeV/G et 1080 MeV/G. La fonction de distribution des électrons est présentée dans le chapitre 1. Notons qu'elle est constante à moment magnétique donné tant qu'aucune interaction ne vient perturber le mouvement de giration de l'électron piégé. C'est le cas dans le modèle Salammbô tant qu'on ne prend pas en compte les interactions ondes de cœur – électrons. La Figure 3-3 illustre la forme de la fonction de distribution des électrons de 1080 MeV/G en fonction de L lorsque ces interactions sont prises en compte ou non. Quand seule la diffusion radiale est prise en compte, la fonction de distribution est constante dans la zone externe au niveau des conditions limites. Elle chute ensuite rapidement au niveau de la plasmasphère sous l'effet des mécanismes de pertes alors prédominants. Quand les interactions ondes de cœur électrons sont également prises en compte dans la modélisation, alors la fonction de distribution change significativement de forme dans la zone externe sous l'accélération d'électrons de faible moment magnétique à 1080 MeV/G, créant ainsi un maximum entre L=5 et L=6 (Figure 3-3).



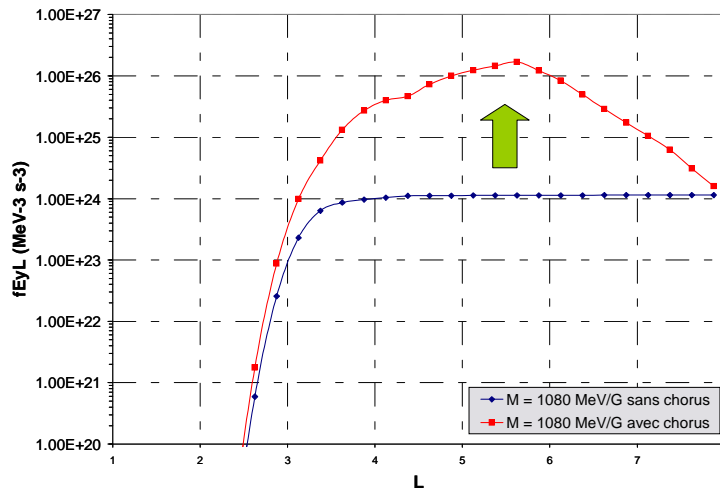


Figure 3-3 : Forme de la fonction de distribution des électrons piégés de 1080 MeV/G, avec et sans les interactions ondes de chœur – électrons

Enfin, nous préférons travailler à moment magnétique constant, car un électron piégé voit son énergie augmentée par diffusion radiale si elle est transportée depuis la condition limite vers l'intérieur des ceintures (Figure 3-4) tandis que son moment magnétique est conservé (voir chapitre 1). A 230 MeV/G, l'énergie équivalente à L=8 est de 120 keV, et à L=4, de 660 keV. Ainsi, les interactions de chœur – électrons et ondes plasmasphériques – électrons ont une influence limitée dessus. Au contraire, à 1080 MeV/G, l'énergie équivalente à L=8 est de 440 keV, et à L=4 de 1.8 MeV. Les ondes interagissent fortement avec ces électrons, aussi bien dans la zone externe que dans la plasmasphère.

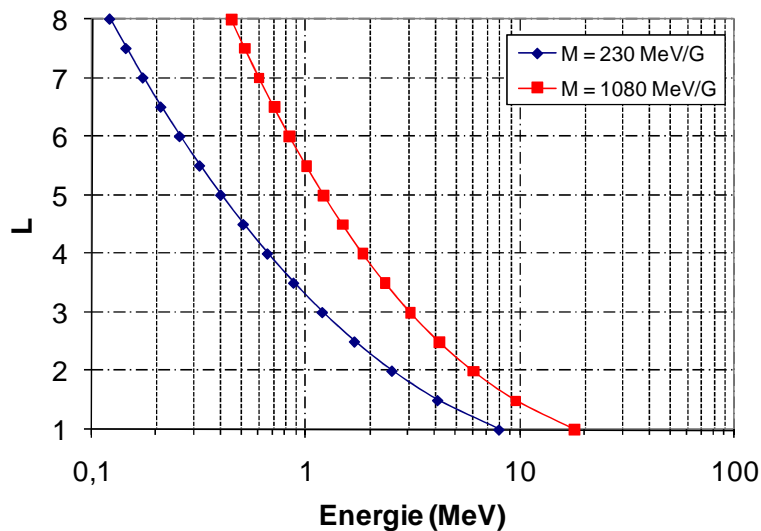


Figure 3-4 : Relations moment - énergie des électrons analysés

Nous présentons tout d'abord l'impact d'une incertitude sur l'intensité de la diffusion radiale, puis celui des incertitudes sur les interactions ondes particules et enfin sur les frontières que sont la

plasmopause et les conditions limites externes. Dans un dernier paragraphe de synthèse, nous montrons comment prendre en compte globalement ces incertitudes via un indice  $K_p$  perturbé.

### 3.2.2. Incertitudes sur la diffusion radiale

#### 3.2.2.1. Ordre de grandeur de l'incertitude appliquée

La diffusion radiale est difficilement observable. Pour estimer son incertitude de modélisation, nous comparons les deux études de référence actuelles : [Brautigam et Albert, 2000] et [Varotsou, 2005] (voir chapitre 1, § 1.2.2.1). Nous calculons le ratio des résultats obtenus pour deux valeurs en  $L$  et 3 intensités d'activité magnétique pour des moments magnétiques des électrons de 500 MeV/G. Les ratios obtenus (résultats de D.H. Brautigam et J.M. Albert sur ceux de A. Varotsou) sont présentés dans le Tableau 3-6. On note une forte dépendance à l'activité magnétique et à la valeur en  $L$ . Pour  $K_p = 6$ , le ratio entre ces deux études atteint presque un ordre de grandeur à  $L=4$ .

$K_p$	Ratios des DLL issus des deux études	
	$L = 4$	$L = 6$
2	1.2	3
4	2	4
6	8	5

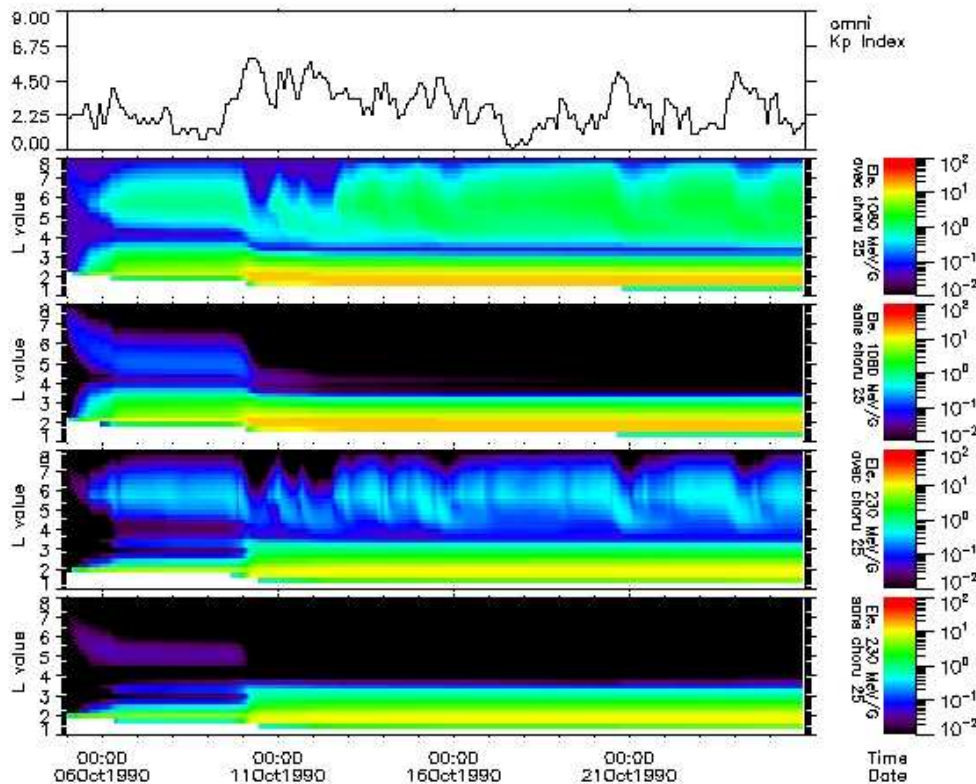
**Tableau 3-6 : Ratios des  $D_{LL}$  issus des études de [Brautigam et Albert, 2000] et [Varotsou, 2005] pour deux valeurs de  $L$  et 3 valeurs de  $K_p$**

Comme décrit dans le chapitre 1, les modèles de champ magnétique et le jeu de données limité utilisé pour réaliser ces études constituent autant de sources d'incertitudes. En conséquence, nous estimons que la modélisation de la diffusion radiale reflète la réalité à un ordre de grandeur près. En pratique, on considère que le processus modélisé est entaché d'une erreur log-normale d'écart type 1.

#### 3.2.2.2. Répercussions sur le code Salammbô

La Figure 3-5 présente les résultats de simulations lorsque la diffusion radiale est supposée connue à un ordre de grandeur près. Les panneaux présentent la variance (suivant une loi log-normale) de la dispersion de la fonction de distribution des électrons en fonction de  $L$  et du temps au niveau de l'équateur magnétique. De bas en haut, elles correspondent aux :

- ✓ électrons de 230 MeV/G sans prendre en compte les interactions ondes de cœur – électrons dans la modélisation ;
- ✓ électrons de 230 MeV/G en prenant en compte les interactions ondes de cœur – électrons dans la modélisation ;
- ✓ électrons de 1080 MeV/G sans prendre en compte les interactions ondes de cœur – électrons dans la modélisation ;
- ✓ électrons de 1080 MeV/G en prenant en compte les interactions ondes de cœur – électrons dans la modélisation ;
- ✓ L'évolution de l'indice Kp au cours de la simulation.



**Figure 3-5 : Cartographie L en fonction du temps à l'équateur magnétique de la variance associée à la dispersion de la fonction de distribution lorsque la diffusion radiale est bruitée**

Cela nous permet de conclure que sans la prise en compte des interactions ondes de cœur électrons, et avec des conditions limites fixes en L=8, l'incertitude sur la diffusion radiale n'a d'influence qu'au niveau de la plasmasphère et dans la région interne, en particulier lors de la phase initiale et de la phase principale des orages magnétiques. En effet, dans tous les cas, la fonction de distribution sature et ne peut dépasser le niveau imposé par la condition limite. La seule région

affectée est donc celle où la fonction de distribution chute sous l'effet des processus de pertes, dominant entre  $L=2$  et  $L=4$ .

Si l'on prend maintenant également en compte la modélisation des interactions ondes de cœur électrons, alors l'incertitude sur la diffusion radiale affecte la zone externe. En effet, la diffusion radiale essaie de diffuser les électrons accélérés par l'interaction ondes de cœur particules. Selon son intensité, cette diffusion est plus ou moins efficace.

Nous avons tracé l'écart type existant en fin de simulation en fonction de  $L$  sur la Figure 3-6 au niveau de l'équateur magnétique. La restitution à bas  $L$  ( $L < 2.5$ ) est très sensible à l'intensité de la diffusion radiale. De forts gradients sont présents dans cette région (au niveau de la haute atmosphère et de la limite basse de la région du 'slot'), faisant atteindre 3 à 4 ordres de grandeurs à l'incertitude de restitution. A 230 MeV/G, l'état initial à ces valeurs de  $L$  est quasiment vide et donc peu réaliste. En conséquence, cette incertitude est numérique et est liée au remplissage de la ceinture interne. En particulier, le pincement en  $L = 3.25$  montre que la dynamique de la ceinture externe n'influe pas sur la ceinture interne au cours de cet orage magnétique modéré : le développement des incertitudes à  $L > 3.5$  ne se propage pas en dessous de  $L = 3.25$ . Un ordre de grandeur de 10 semble donc plus raisonnable et compatible avec celui observé à des  $L$  entre 3 et 4, où le niveau d'incertitude est de l'ordre d'un facteur 2 à 10. Dans la zone externe, des incertitudes de l'ordre d'un facteur 4 pour les électrons de 230 MeV/G et près d'un facteur 20 pour les électrons de 1080 MeV/G sont visibles. Cela s'explique par le fait que les interactions ondes de cœur électrons sont fonction de l'énergie.

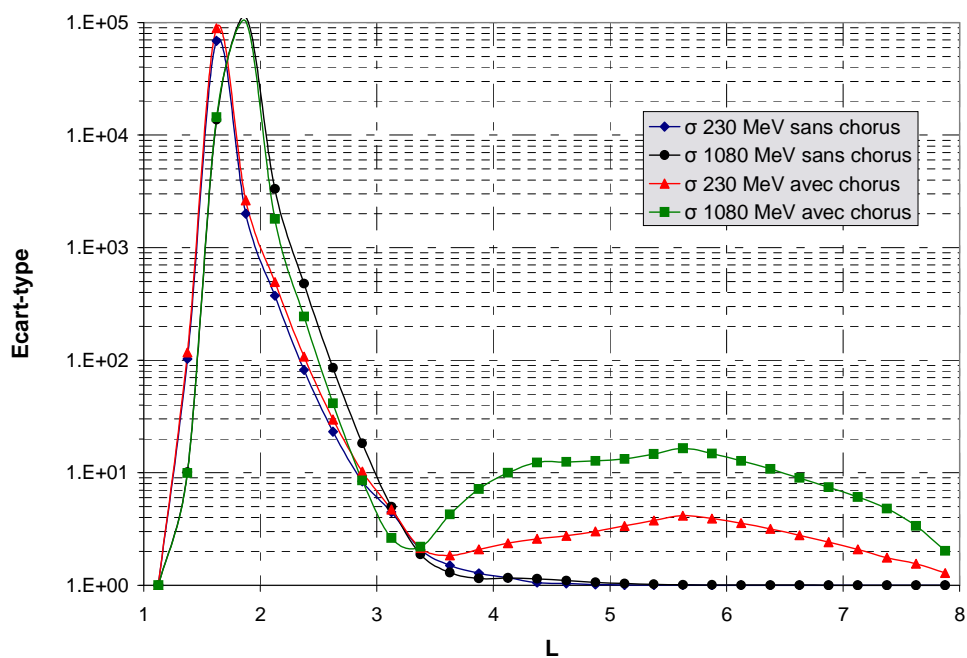
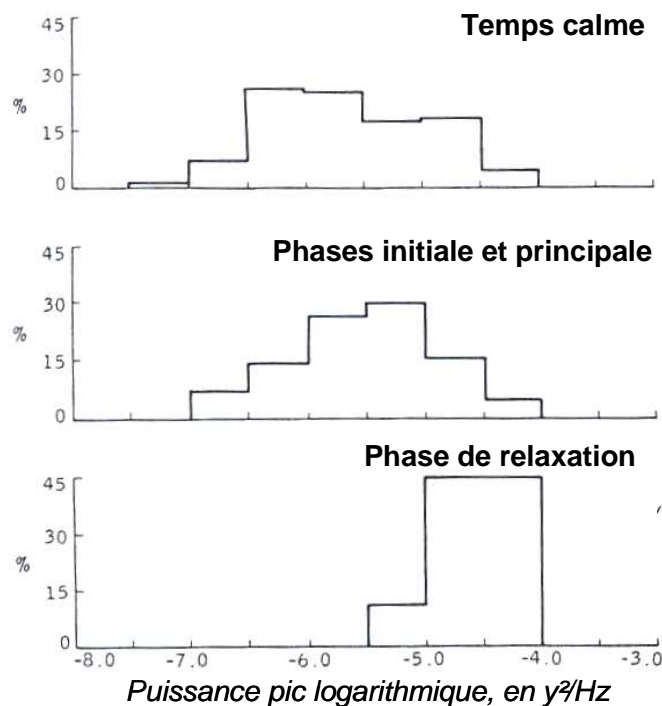


Figure 3-6 : Ecart type en fin de simulations (le 26 octobre 1990, 0h00) en fonction de  $L$

### 3.2.3. Incertitudes sur les ondes plasmasphériques et les ondes de cœur

#### 3.2.3.1. Ordre de grandeur de l'incertitude appliquée

En ce qui concerne les ondes plasmasphériques, la modélisation de leurs interactions ne prend pas en compte leur dépendance à l'activité magnétique et repose sur une théorie linéaire [Abel et Thorne, 1998] bien que les processus ne le soient pas. N. Meredith a montré à partir des mesures de CRRES que l'intensité des ondes de type EMIC [Meredith, 2003c] ainsi que de type Hiss [Meredith, 2004] est amplifiée par l'activité magnétique d'un facteur pouvant dépasser un ordre de grandeur. De plus, il est également mis en évidence que la répartition de ces ondes n'est isotrope ni en longitude, ni en latitude. La Figure 3-7, extraite de [Smith, 1974], présente les résultats d'une étude statistique sur la dispersion du pic de puissance des ondes de type Hiss au cours des différentes phases de l'orage magnétique, à partir des mesures d'OGO6. En temps calme ainsi qu'au cours des phases initiale et principale, le spectre est très étalé, montrant une forte dispersion des ondes et par conséquent des comportements très variables d'un orage magnétique à un autre.



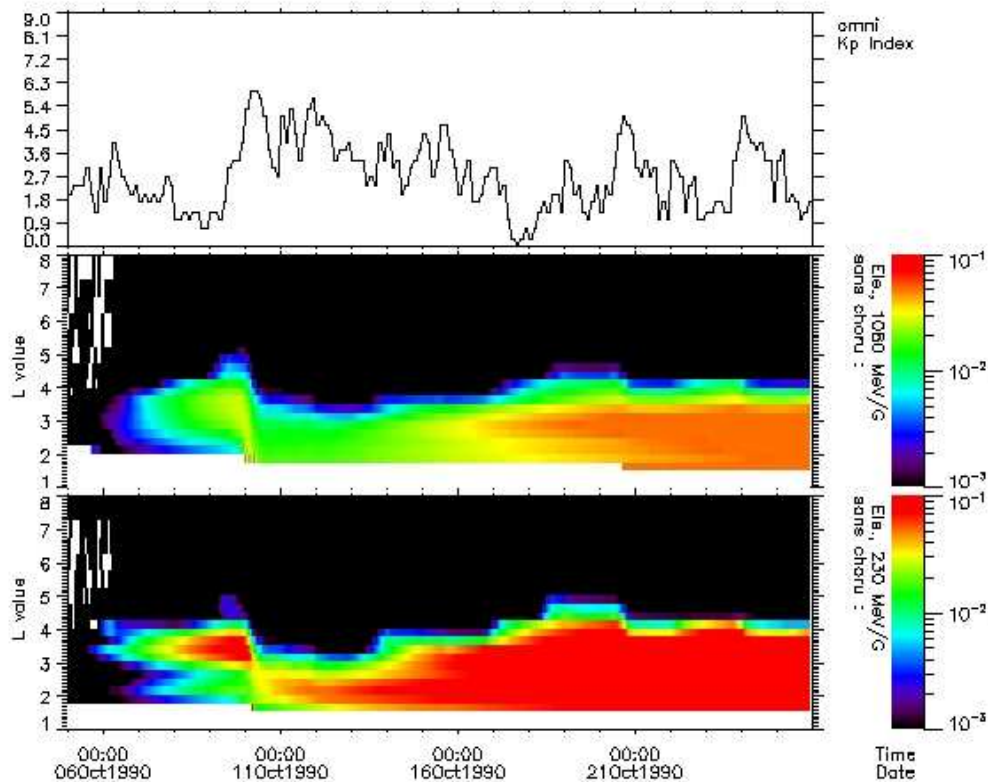
**Figure 3-7 : Histogramme du pic de puissance spectrale des ondes plasmasphériques Hiss mesurées par OGO6 au cours des différentes phases de l'orage magnétique (extrait de [Smith, 1974])**

Le cas des interactions ondes de cœur – électrons est similaire. Elles sont asymétriques en longitude et latitude, et la variation de leur intensité en fonction de l'activité magnétique est également importante. Bien que la modélisation prenne en compte cette dépendance, la connaissance de ces ondes et de leurs caractéristiques est encore incertaine (voir chapitre 1, § 1.2.2.4).

Pour ces raisons, nous posons l'hypothèse que les modélisations des interactions ondes – particules sont connues à un ordre de grandeur près.

### 3.2.3.2. Répercussions sur le code Salammbô

Les processus de diffusion liés aux ondes plasmaphériques et de chœur étant dissociés (les unes agissant à l'intérieur de la plasmaphère, les autres à l'extérieur), nous avons effectué pour les ondes plasmaphériques uniquement une simulation sans les interactions ondes de chœur – électrons. Ainsi, la Figure 3-8 présente les résultats sous la forme de trois panneaux. Celui d'en haut illustre l'évolution de l'indice Kp, celui du milieu l'évolution de la variance (suivant une loi log-normale) de la dispersion de la fonction de distribution en fonction de L et du temps des électrons de 1080 MeV/G, et celui du bas celle des électrons de 230 MeV/G. On constate que l'intensité des interactions ondes – électrons joue durant la phase de relaxation, après le 11 octobre 1990, et pour des  $L < 4$ . Cela s'explique par le fait que la forte augmentation de Kp le 9 octobre a poussé les électrons dans la plasmaphère. L'incertitude des processus modélisés va donc influencer sur le temps de vie de cette nouvelle population, après que la diffusion radiale a diminuée. L'expansion de la plasmaphère au cours de la phase de relaxation fait également « diffuser » cet effet jusqu'à  $L=5$  les 19 et 20 octobre.



**Figure 3-8 : Cartographie L en fonction du temps à l'équateur magnétique de la variance associée à la dispersion de la fonction de distribution lors que la diffusion en angle d'attaque des interactions ondes plasmaphériques - électrons est bruitée**

Comme pour le cas de la diffusion radiale, la Figure 3-9 présente l'écart type de la distribution en fin de simulation et à l'équateur magnétique. La dispersion de la fonction de distribution atteint un facteur 2 pour les électrons de 1080 MeV/G et 6 pour ceux de 230 MeV/G dans la plasmasphère en  $L=3$ .

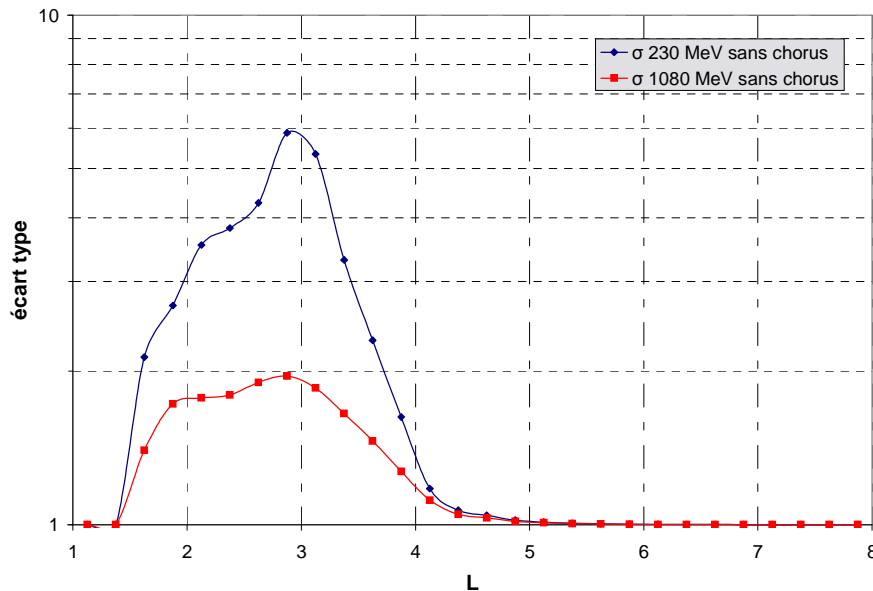
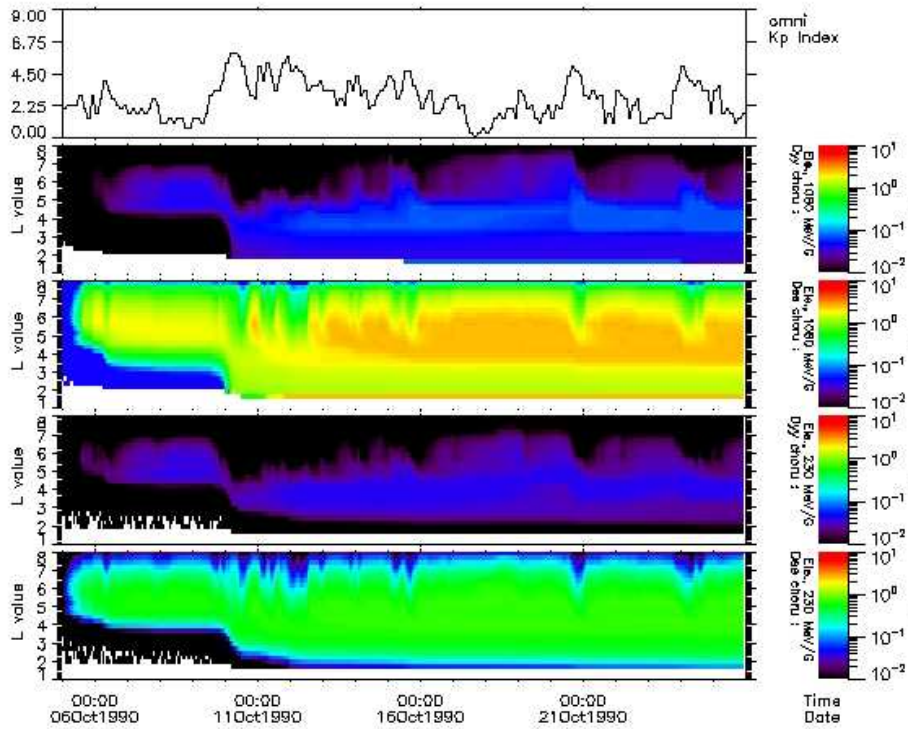


Figure 3-9 : Ecart type en fin de simulations (le 26 octobre 1990, 0h00) en fonction de L

La Figure 3-10 présente les résultats à l'équateur magnétique pour les effets de l'incertitude de modélisation des interactions ondes de cœur –électrons (de haut en bas) :

- ✓ l'indice  $K_p$  ;
- ✓ évolution de la variance des électrons de 1080 MeV/G lorsque la diffusion en angle d'attaque associée à ces interactions est bruitée ;
- ✓ évolution de la variance des électrons de 1080 MeV/G lorsque la diffusion en énergie est bruitée ;
- ✓ évolution de la variance des électrons de 230 MeV/G lorsque la diffusion en angle d'attaque associée à ces interactions est bruitée ;
- ✓ évolution de la variance des électrons de 230 MeV/G lorsque la diffusion en énergie est bruitée.



**Figure 3-10 : Cartographie L en fonction du temps à l'équateur magnétique de la variance associée à la dispersion de la fonction de distribution lorsque la diffusion en angle d'attaque ( $D_{yy}$ ) et en énergie ( $D_{ee}$ ) des interactions ondes de cœur - électrons sont bruitées**

La diffusion en angle d'attaque a peu d'impact sur la distribution des électrons au niveau de l'équateur avec un écart type inférieur à un facteur 2 (Figure 3-11). Par contre, elle peut jouer un rôle plus important à plus faible angle d'attaque équatorial. Au contraire, l'incertitude sur la modélisation de la diffusion en énergie produit une forte dispersion dans la fonction de distribution des électrons de la ceinture externe. A cause de la diffusion radiale, très intense au cours de la phase principale de l'orage magnétique, l'incertitude introduite dès  $L=7$  est propagée jusqu'à des  $L$  aussi bas que 2. L'incertitude sur la fonction de distribution peut ainsi atteindre un facteur 8 pour les électrons de 230 MeV/G et 40 pour les électrons de 1080 MeV/G (Figure 3-11). L'influence des interactions ondes de cœur – électrons est donc très forte car agissant à des  $L$  très grands.



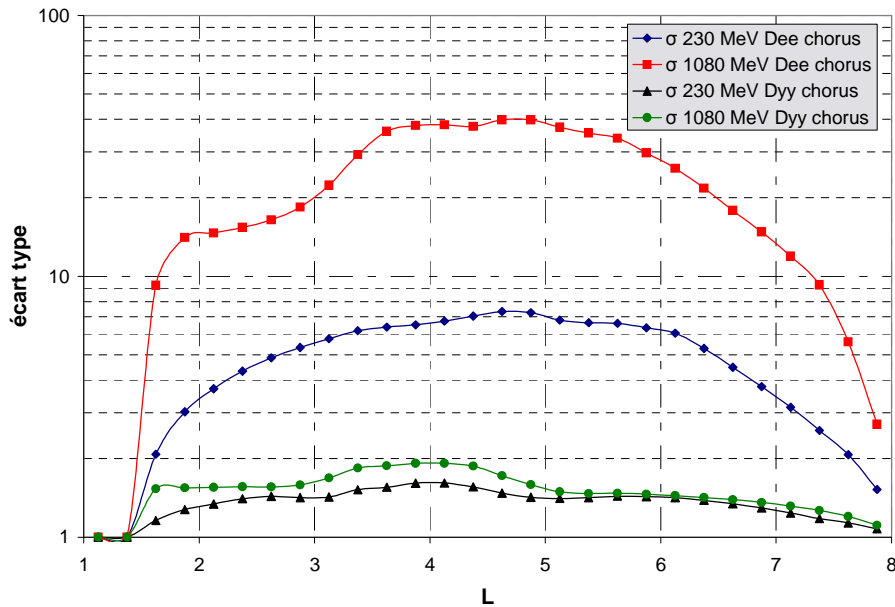


Figure 3-11 : Ecart type en fin de simulations (le 26 octobre 1990, 0h00) en fonction de L

### 3.2.4. Incertitudes sur la position de la plasmopause et l'intensité des conditions limites

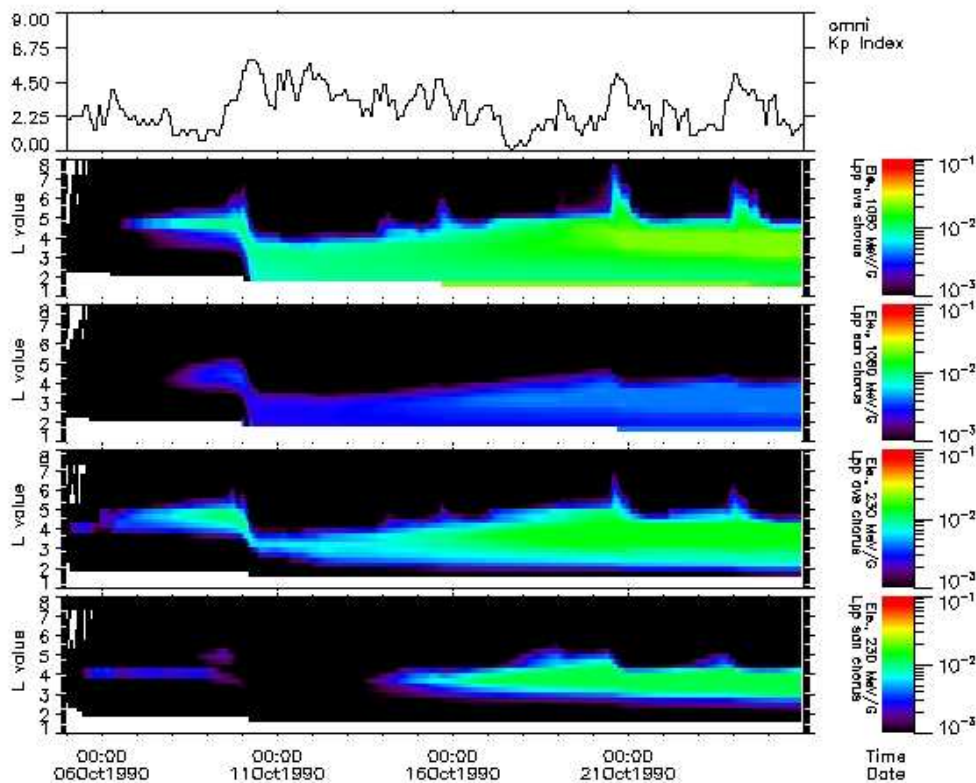
#### 3.2.4.1. Ordre de grandeur des incertitudes appliquées

En ce qui concerne la plasmopause, nous faisons l'hypothèse que sa position est modélisée avec une précision de 1 rayon terrestre. J. Goldstein montre que l'érosion et la dynamique de la plasmopause peuvent rapidement la déplacer d'un rayon terrestre [Goldstein, 2005]. De plus au cours d'un orage magnétique, l'érosion de la plasmasphère est très asymétrique. La formule empirique utilisée dans Salammbô 3D suppose une plasmopause symétrique et est donc entachée d'une incertitude.

Les conditions limites utilisées en  $L=8$  dans le modèle Salammbô 3D sont quand à elles supposées constantes. Or en période d'activité magnétique, les flux des satellites géostationnaires (à une valeur de  $L$  donnée) montrent des variations importantes pouvant atteindre un ordre de grandeur. De même, les flux des particules en  $L=8$  ne sont pas symétriques en longitude [Bourdarie, 2000]. Enfin, une récente étude a mis en évidence la présence d'ondes de cœur jusqu'à plus de 10 rayons terrestres [Santolik, 2006]. Leur interaction est donc à prendre en compte également à  $L=8$ . Fixer des conditions limites en  $L=8$  introduit donc nécessairement des incertitudes. On suppose alors que les conditions limites que l'on utilise dans le modèle Salammbô électrons ont une précision d'un ordre de grandeur.

### 3.2.4.2. Répercussions sur le code Salammbô

La Figure 3-12 présente les résultats à l'équateur magnétique des simulations prenant en compte une incertitude sur l'estimation de la position en L de la plasmopause. Les panneaux sont les mêmes que dans le cas de la diffusion radiale (voir paragraphe 3.2.2.2). On constate que cette incertitude joue aussi bien sur les électrons de 230 MeV/G que sur ceux de 1080 MeV/G. Cependant, lorsque les interactions ondes de cœur – électrons sont prises en compte dans la modélisation, l'effet de cette incertitude est amplifié. Ceci s'explique par le fait que les ondes de cœur jouent un rôle d'accélérateur dans la zone externe, renforçant les gradients en L de la fonction de distribution des électrons près de la plasmopause. De plus, la Figure 3-13 montre que l'impact de cette incertitude est faible sur la fonction de distribution des électrons, avec un écart type maximum de 1,6 entre  $L=3$  et 4.



**Figure 3-12 : Cartographie L en fonction du temps à l'équateur magnétique de la variance associée à la dispersion de la fonction de distribution lorsque la position de la plasmopause ( $L_{pp}$ ) est bruitée**

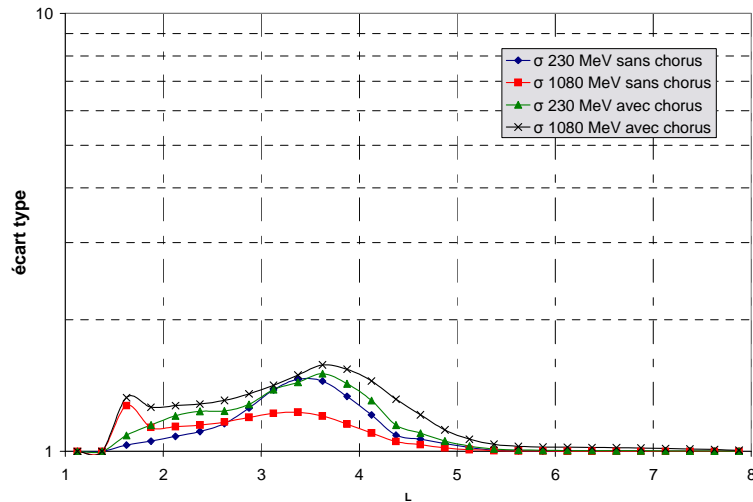


Figure 3-13 : Ecart type en fin de simulations (le 26 octobre 1990, 0h00) en fonction de L

En ce qui concerne l'incertitude sur la distribution constante utilisée en condition limite extérieure, la Figure 3-14 illustre, selon le même format que pour la Figure 3-12, sa forte influence sur l'ensemble des ceintures de radiation, aussi bien lorsque les interactions ondes de cœur – électrons sont prises en compte ou non. En particulier, l'orage magnétique développe sa zone d'influence grâce à l'intensification de la diffusion radiale. Les écarts types résiduels sur la fonction de distribution des électrons sont présentés sur la Figure 3-15. Un facteur 4 est atteint dans la zone externe, puis diminue dans la plasmasphère.

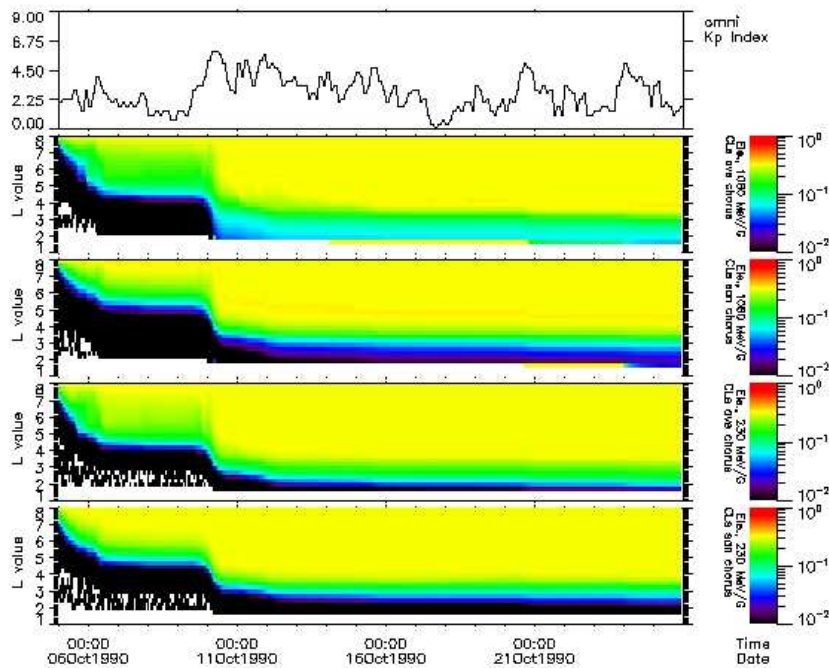


Figure 3-14 : Cartographie L en fonction du temps à l'équateur magnétique de la variance associée à la dispersion de la fonction de distribution lorsque la distribution en condition limite (CLs) est bruitée

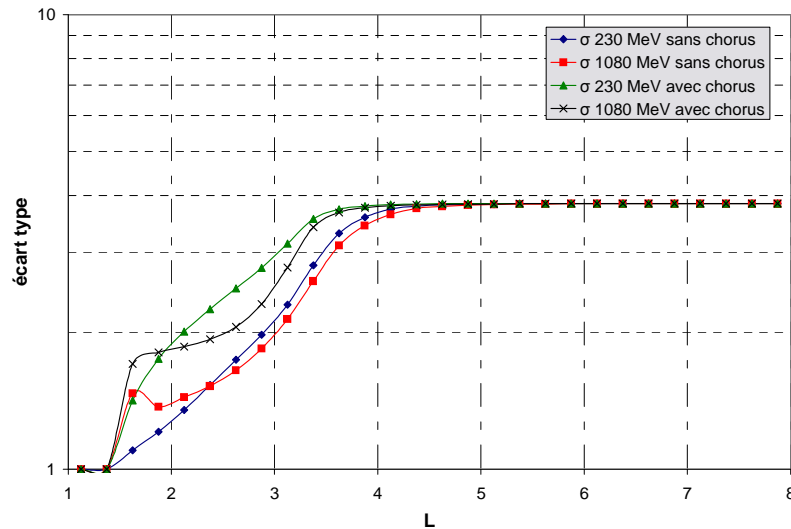


Figure 3-15 : Écart type en fin de simulations (le 26 octobre 1990, 0h00) en fonction de L

### 3.2.5. Synthèse

#### 3.2.5.1. Bruiter l'indice $K_p$ pour globalement prendre en compte les incertitudes

L'indice logarithmique  $K_p$  utilisé comme paramètre d'entrée du code Salammbô électrons est un indice global, qui ne représente donc pas précisément la dynamique réelle et complète des ceintures de radiation. Supposer que les processus modélisés sont directement dépendants de son intensité introduit implicitement une incertitude dans leur modélisation. Deux orages suivant une évolution de l'indice  $K_p$  comparables peuvent avoir des répercussions différentes sur les ceintures de radiation. La corrélation n'est pas évidente [Vacaresse, 1999a]. En conséquence, on suppose que pour traduire globalement et simplement les incertitudes des processus et frontières modélisés, on peut considérer un indice dérivé de  $K_p$  à une unité près (un indice  $K_p$  bruité). On fait en définitive l'hypothèse que la principale source d'incertitude des processus modélisés est liée à une connaissance insuffisante du lien entre les perturbations électromagnétiques de l'environnement spatial terrestre et les processus régissant la dynamique des ceintures.

La Figure 3-16 présente les résultats des simulations concernant l'effet du bruit sur l'indice  $K_p$  selon le format décrit dans les paragraphes précédents. L'influence de l'indice  $K_p$  sur les différents processus modélisés se traduit par une influence sur toutes les zones des ceintures de radiation. Ainsi sur la Figure 3-17, un écart type d'un facteur 2 pour les électrons de 230 MeV/G et 4 pour ceux de 1080MeV/G est atteint dans la zone externe ( $L=6$ ). Dans la plasmasphère, cet écart type passe d'un facteur 2 à 7 lorsque L diminue. Enfin, dans la zone interne, l'écart type dépasse 3 ordres de grandeur.

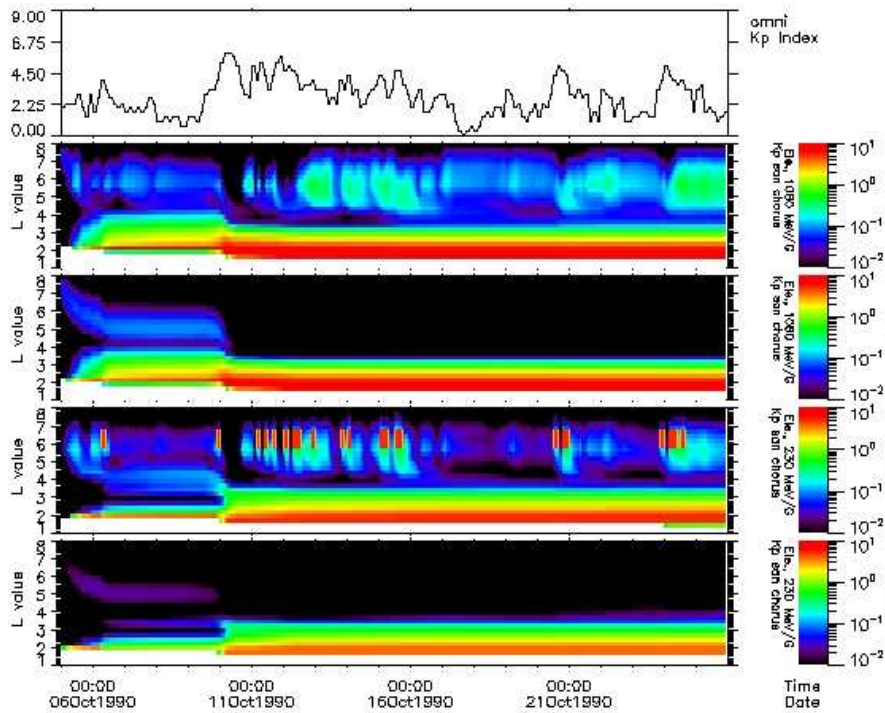


Figure 3-16 : Cartographie L en fonction du temps à l'équateur magnétique de la variance associée à la dispersion de la fonction de distribution lors que l'indice Kp est bruité

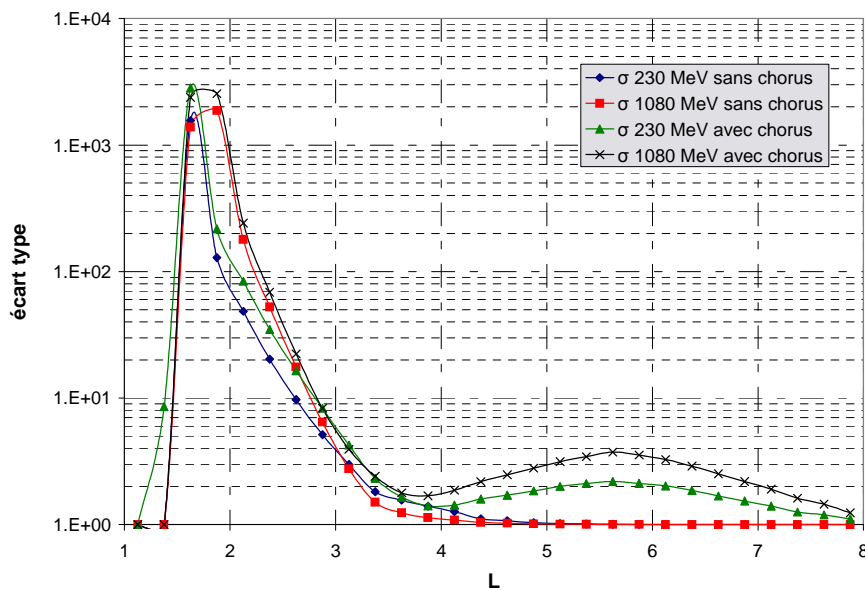


Figure 3-17 : Ecart type en fin de simulations (le 26 octobre 1990, 0h00) en fonction de L

Enfin, le Tableau 3-7 synthétise les effets sur la fonction de distribution des simulations réalisées précédemment. Il permet de distinguer les processus critiques de la modélisation et de comparer la somme des effets individuels à celui obtenu à partir du bruitage empirique de l'indice Kp. Ainsi, la diffusion radiale, les diffusions liées aux ondes de choeur et les conditions limites constituent

des processus et frontières clés de la restitution de la dynamique des ceintures de radiation. De plus, la simulation liée à l'indice  $K_p$  est cohérente avec les effets associés à chaque processus pris indépendamment dans la zone interne et la région du 'slot'. Cependant, dans la zone externe, il ne restitue qu'un niveau d'incertitude d'un facteur 2 à 4 tandis que l'incertitude générée par les interactions ondes de choeur électrons seules peut atteindre un facteur 8 à 40. Notons que l'incertitude estimée à un ordre de grandeur sur la connaissance des caractéristiques des ondes de choeur peut être trop forte. Nous confirmerons cette hypothèse dans le chapitre 4, à travers l'analyse d'un cas réel.

Processus / paramètre	Incertitude initiale associée	Écart type résiduel et zone d'influence
$D_{LL}$	1 ordre de grandeur	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ <math>L &lt; 2.5</math> : 1 ordre de grandeur</li> <li>✓ <math>2.5 &lt; L &lt; 3.5</math> : 1 ordre de grandeur</li> <li>✓ <math>L &gt; 3.5</math> : facteur 4 à 20 en fonction des gradients radiaux de la fonction de distribution</li> </ul>
$D_{yy}$ (dans la plasmasphère)	1 ordre de grandeur	$L < 4$ : facteur 2 à 6 en fonction du moment magnétique
$D_{ee}$ et $D_{yy}$ (ondes de choeur)	1 ordre de grandeur	<b>Tout L</b> : facteur 8 à 40 en fonction du moment magnétique
$L_{pp}$	1 rayon terrestre	$3 < L < 4$ : facteur 1,5
Conditions limites	1 ordre de grandeur	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ <math>L &gt; 4</math> : facteur 4</li> <li>✓ <math>L &lt; 4</math> : facteur moyen de 2</li> </ul>
$K_p$	Une unité sur l'échelle de $K_p$	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ <math>L &lt; 2.5</math> : 3 ordres de grandeur</li> <li>✓ <math>2.5 &lt; L &lt; 3.5</math> : facteur 2 à 10</li> <li>✓ <math>L &gt; 3.5</math> : facteur 2 à 4</li> </ul>

**Tableau 3-7 : tableau récapitulatif des effets de l'incertitude des processus modélisés sur la précision de restitution de la fonction de distribution des électrons des ceintures de radiation.**

En conclusion, dans le cadre de l'implémentation d'un filtre de Kalman d'Ensemble, définir l'incertitude de modélisation à travers un indice  $K_p$  dérivé est une alternative simplificatrice et physique à leur prise en compte.

### 3.2.5.2. Zones d'influences et vitesse d'expansion de l'incertitude de modélisation

Ces simulations apportent une information supplémentaire. Les erreurs ainsi calculées sur la fonction de distribution indiquent les zones (en  $E_c$ ,  $y_{eq}$ ,  $L^*$ ) où l'influence des processus modélisés est la plus importante et la plus rapide. Ainsi, dans le cadre de l'assimilation de données, cela nous permet de définir les besoins en mesures (en termes de position et de fréquence d'assimilation) pour recalculer au

mieux les prédictions du modèle. On a en effet maintenant une idée de la vitesse de dérive de la modélisation par rapport à la réalité en fonction de la zone considérée et de l'activité magnétique :

- ✓ **Dans la zone externe**, la dérive peut être très rapide à cause du couplage : interactions ondes de cœur – électrons / conditions limites /diffusion radiale ;
- ✓ **Dans la région du 'slot' et au niveau de la plasmopause**, la diffusion radiale propage les incertitudes de la zone externe essentiellement durant la phase principale des orages ;
- ✓ **Dans la zone interne**, la population des électrons piégés est très stable. Cependant les gradients radiaux sont importants au niveau de la haute atmosphère et de la limite basse du 'slot'. En conséquence, la diffusion radiale, même atténuée peut rapidement y générer une dérive, notamment en phase principale de l'orage magnétique et en phase de relaxation si des électrons sont directement poussés jusqu'à des valeurs de  $L < 2.5$ .

Un point clé pour la restitution précise de la dynamique des ceintures de radiation consiste en la précision des conditions limites extérieures car elles influent sur tout le domaine en L à travers la diffusion radiale. Pour rester cohérent avec la réalité, il est donc nécessaire de disposer de conditions limites dynamiques précises. En conséquence, des mesures de confiance en  $L = 8$  doivent être utilisées dans le cas électrons pour satisfaire ce besoin en précision.

La Figure 3-18 synthétise les processus et paramètres clés contrôlant la restitution précise de la dynamique des ceintures de radiation électrons, ainsi que leurs zones principales d'influence. La zone externe des ceintures de radiation ( $L > 4$ ) nécessite une assimilation de mesures très régulière car la dynamique y est rapide et l'incertitude sur les processus plus importante. Au contraire, la région interne ( $L < 2.5$ ) nécessite une mise à jour des niveaux de flux essentiellement après un orage magnétique pour corriger les dérives liées à l'intensification de l'activité magnétique. Enfin, la région de la plasmasphère doit être surveillée au cours de la phase principale de l'orage magnétique pour que le niveau d'électrons poussés à des valeurs en  $L < 4$  reste cohérent avec la réalité, à cause des forts gradients de flux présents à cet endroit.

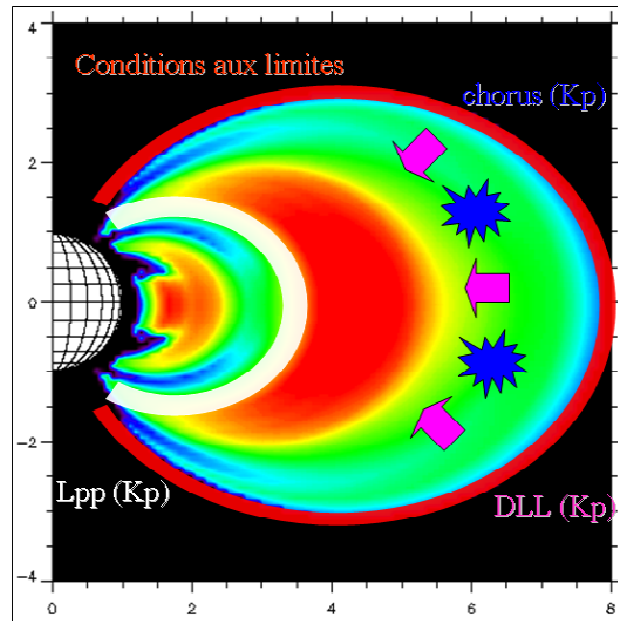


Figure 3-18 : Processus et paramètres clés de la restitution de la dynamique des ceintures de radiation électrons

### 3.3. DE L'UTILITE DE MESURES PRETRAITEES ET COMPLEMENTAIRES POUR L'ASSIMILATION DE DONNEES

Dans le cadre de l'assimilation de données, il est nécessaire de définir les besoins en mesures en fonction de la restitution recherchée (ceintures de radiation électrons ou protons). Elles doivent pouvoir combler les lacunes de la modélisation. Cependant, il n'est pas nécessaire de multiplier le nombre d'assimilations. Un équilibre doit être trouvé entre le nombre d'observations utilisées et l'information nouvelle qu'elles apportent dans le modèle. Le premier paragraphe présente ces besoins.

Les données satellites dont dispose le département Environnement Spatial de l'ONERA proviennent de sources différentes et de plus ou moins bonne qualité. Il est donc nécessaire de les traiter afin d'éliminer les erreurs de mesures et d'obtenir un ensemble homogène et de bonne qualité. L'intérêt est de les assainir au maximum, quitte à supprimer également les valeurs litigieuses puisque le modèle est justement là pour combler les trous. Mieux vaut alors faire confiance à l'extrapolation temporelle du modèle qu'à des mesures trop incertaines. Ce travail d'assainissement réalisé au DESP est présenté dans le second paragraphe. Les procédures « standardisées » sont décrites plus en détails dans [Bourdarie, 2005b] et [Friedel, 2005].



### 3.3.1. Le rôle des mesures dans l'assimilation de données

#### 3.3.1.1. *Des rôles différents pour les cas électrons et protons*

Les dynamiques prises en compte par la modélisation ne sont pas exhaustives et introduisent une part d'incertitude à des endroits clés des ceintures de radiation. Le cas des électrons a été présenté en détail précédemment (§ 3.2.5).

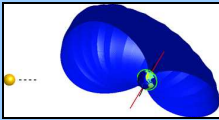
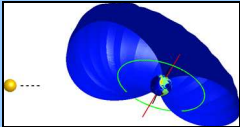
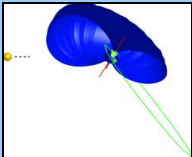
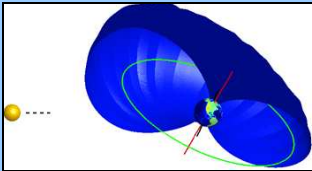
Dans le cas des protons, au dessus de quelques MeV, la dynamique est moins importante, les interactions ondes protons étant négligeables. De plus, la source principale étant les éruptions solaires dont l'impact au niveau des ceintures de radiation est difficilement prédictible, ce sont des mesures réalisées par des satellites de type géostationnaire permettant d'obtenir des conditions limites dynamiques précises qui sont indispensables.

#### 3.3.1.2. *Complémentarité des mesures utilisées : une base de données répondant au besoin de la modélisation*

L'utilité d'une base de données satellites variée a précédemment été mise en évidence dans [Bourdarie, 2005a]. Pour obtenir une bonne restitution des ceintures de radiation de la Terre, il ne suffit pas d'assimiler les mesures d'un groupe de satellites choisi au hasard. Suivant le type d'orbite utilisé, les mesures pourront fournir des informations sur des zones différentes des ceintures de radiation et répondre aux besoins exprimés dans le paragraphe 3.2.5. Ainsi, dans [Bourdarie, 2005a], un satellite GPS (GPS ns33) apportant des mesures régulièrement de la ceinture externe très dynamique d'électrons combiné à un satellite géostationnaire (LANL-GEO 1994\_084) en condition limite, a permis d'améliorer la restitution des ceintures de radiation dans leur globalité. A partir de seulement deux satellites et du modèle Salammbô 3D assurant une interpolation physique entre les mesures, on peut constater l'apport direct d'une telle méthode. Ainsi, le Tableau 3-8 synthétise comment des mesures peuvent répondre à un besoin de précision en fonction du type d'orbite suivi par le satellite associé.

Les orbites de basses altitudes (LEO pour, 'Low Earth Orbit') permettent de recalibrer les niveaux de flux de la ceinture interne électrons. Une assimilation en fin d'orage magnétique permet ainsi de corriger les incertitudes sur la modélisation de l'activité magnétique. Les orbites intermédiaires de type GPS (MEO pour, 'Medium Earth Orbit') permettent de surveiller la région de forts gradients près de la plasmopause et la ceinture externe. Les incertitudes de modélisation peuvent s'y développer en période de perturbations magnétiques. Une assimilation régulière de mesures de ce type est donc nécessaire. Les orbites géostationnaires offrent la possibilité de disposer de mesures précises et très régulières en un point donné, proche de l'équateur magnétique. Elles sont ainsi utilisées en tant que conditions limites dynamiques des ceintures de radiation. Enfin, les orbites très

elliptiques (HEO pour, 'Highly Elliptical Orbit') traversent la majeure partie des zones des ceintures de radiation, offrant ainsi de bons tests de validation des restitutions obtenues.

Type d'orbite	Utilité pour l'assimilation de données
<p><b>LEO (Orbites basses)</b></p>  <p>(de <math>L^* = 1.2</math> à <math>8</math> pour <math>\alpha_{\text{éq}} = 90^\circ</math> à <math>2^\circ</math>)</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>▪ Ceinture interne bien observée</li> <li>▪ Ceinture externe observée à faible <math>\alpha_{\text{éq}}</math></li> </ul> <p><b>RECALAGE DE LA ZONE INTERNE DES CEINTURES</b></p>
<p><b>MEO (Orbites GPS)</b></p>  <p>(de <math>L^* = 4</math> à <math>8</math> pour <math>\alpha_{\text{éq}} = 90^\circ</math> à <math>20^\circ</math>)</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>▪ Ceinture externe bien observée</li> <li>▪ Résolution adaptée à la dynamique rapide</li> </ul> <p><b>RECALAGE FREQUENT DE LA ZONE EXTERNE</b></p>
<p><b>HEO (Orbites très elliptiques)</b></p>  <p>(de <math>L^* = 2</math> à <math>8</math> pour <math>\alpha_{\text{éq}} = 90^\circ</math> à <math>30^\circ</math>)</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>▪ Observation de toutes les zones des ceintures</li> <li>▪ Résolution moyenne</li> </ul> <p><b>ORBITES UTILES POUR TESTER LES RESULTATS D'ASSIMILATION</b></p>
<p><b>GEO (Orbites géostationnaires)</b></p>  <p>(de <math>L^* = 5.5</math> à <math>6.5</math> pour <math>\alpha_{\text{éq}} = 90^\circ</math> à <math>70^\circ</math>)</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>▪ Observation d'une zone fixe de la ceinture externe</li> <li>▪ Résolution et qualité très bonnes des mesures</li> </ul> <p><b>MISE A JOUR DYNAMIQUE DES CONDITIONS LIMITES</b></p>

**Tableau 3-8 : Récapitulatif de l'utilité des principaux types d'orbite pour l'assimilation de données électrons. Sont précisés entre parenthèses les caractéristiques des secteurs traversés dans les ceintures de radiation de ces orbites.**

La base de données de l'ONERA – DESP se constitue essentiellement de mesures GPS et de satellites géostationnaires du Los Alamos National Laboratory (LANL). Ils offrent une couverture continue de la région externe des ceintures de radiation électrons sur près de deux cycles solaires. Dans le cas des protons, les satellites géostationnaires de la famille GOES de la NOAA assurent cette couverture.

D'autres satellites sur différentes orbites viennent s'ajouter à cette base de données. En particulier, les mesures du satellite CRRES sont très utiles, car cette mission scientifique était dédiée à l'étude de l'environnement spatial radiatif. Cependant, depuis la mission CRRES, aucune mission n'a été dédiée à ce domaine, et les détecteurs embarqués sur des orbites 'exotiques' sont rares. Quelques mesures en orbite basse sont disponibles (SAC-C) ou en cours de traitement (NOAA-TIROS), ainsi que les satellites HEO (1,2 et 3) et XMM en orbite très elliptique.

### 3.3.2. Le traitement amont des données : des mesures propres et cohérentes entre elles

#### 3.3.2.1. Des coordonnées géographiques aux coordonnées magnétiques

La première étape consiste à transformer les coordonnées géographiques des données sources en coordonnées magnétiques adaptées à la restitution des ceintures de radiation (Figure 3-19). Le modèle de champ géomagnétique interne IGRF, combiné à un modèle de champ externe de type Olson-Pfitzer en temps calme, est utilisé pour réaliser cette transformation en minimisant et contrôlant les incertitudes de conversion induites [Chen, 2005]. Des modèles de champ magnétique plus précis existent pourtant à l'heure actuelle. Ils ne sont cependant pas utilisés car leurs paramètres d'entrée sont des mesures du vent solaire qui ne couvrent pas de longues périodes de temps comme un ou plusieurs cycles solaires consécutifs. Or dans le cadre de la définition de nouveaux modèles de spécifications, des échelles de temps aussi longues sont nécessairement appréhendées (chapitre 1, §1.5.3.).

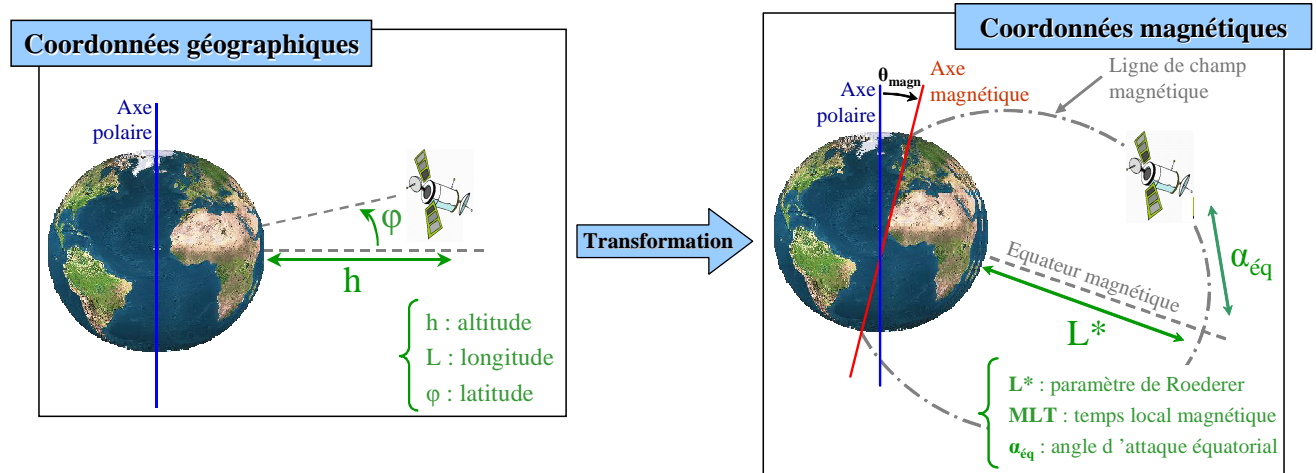


Figure 3-19 : Schéma de conversion des coordonnées géographiques en coordonnées magnétiques

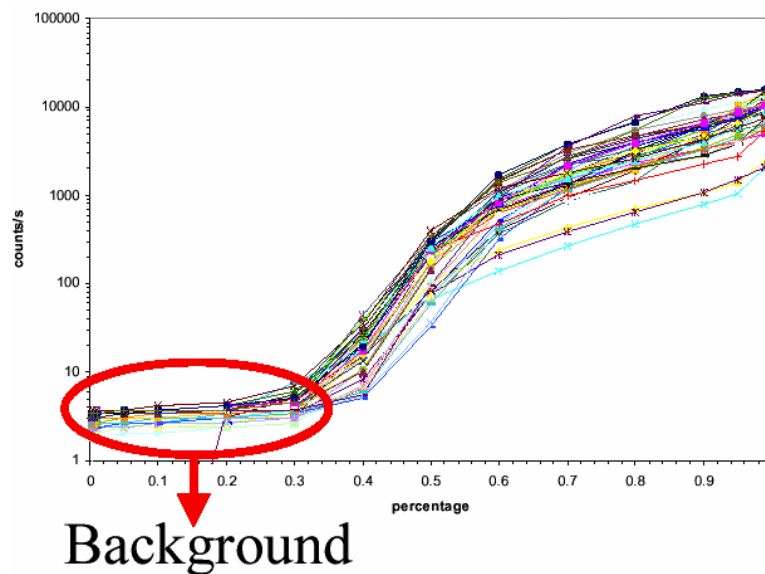
On passe ainsi des coordonnées (altitude, longitude, latitude) aux coordonnées magnétiques typiques ( $L^*$ , MLT,  $\alpha_{eq}$ ). Le paramètre  $L^*$  est le paramètre de Roederer définissant une coquille de dérive. Il est utilisé ici puisque le modèle de champ magnétique est non dipolaire. MLT est le temps

magnétique local ('Magnetic Local Time'). Enfin, l'angle d'attaque équatorial défini ici correspond à celui d'une particule dont le point miroir serait situé au même endroit que le satellite. En fonction de la position et de la mesure réalisée par le détecteur embarqué, ce paramètre est modifié pour représenter au mieux la population de particules observée.

### 3.3.2.2. Des mesures brutes aux mesures traitées

Dans ce nouveau repère, il est alors plus simple de déceler les erreurs éventuelles et les corriger. Leurs principales origines peuvent être classées en trois catégories :

- ✓ Bruit de fond : il correspond à un niveau de perturbation à peu près constant et faible des mesures (Figure 3-20). Il est généré par les bruits de l'électronique environnante et des détecteurs, ainsi que par les rayonnements cosmiques.



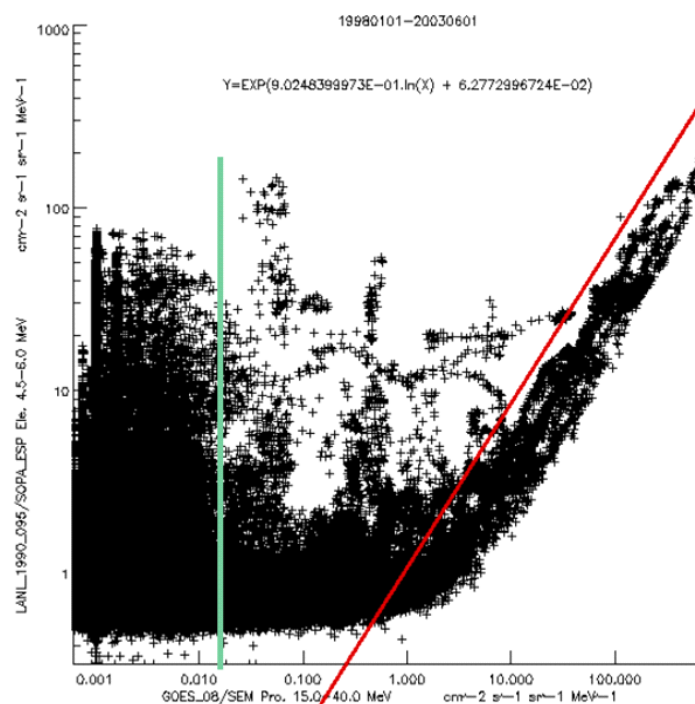
**Figure 3-20 : Probabilité cumulée du comptage observé sur GPS ns18, pour un nombre donné de passage dans la ceinture de radiation externe. Chaque courbe de couleur représente pour un mois la fraction des observations faite à chaque niveau de comptage durant ce mois. D'après [Bourdarie, 2005b].**

- ✓ Contamination : elle correspond à un bruit de fond dynamique et fort, d'une origine différente de la réponse nominale de l'instrument, qui peut entièrement dominer cette dernière. Par exemple des protons de hautes énergies impactant un instrument mesurant normalement des flux d'électrons peuvent complètement fausser sa réponse par dépôt d'énergie sur ses capteurs sensibles.
- ✓ Saturation : elle correspond au nombre maximum d'électrons que peut compter un instrument par cycle d'intégration.

Alors qu'en général, le bruit de fond peut facilement être éliminé par soustraction de sa valeur moyenne, les phénomènes de contamination sporadique sont souvent à traiter au cas par cas. Suivant

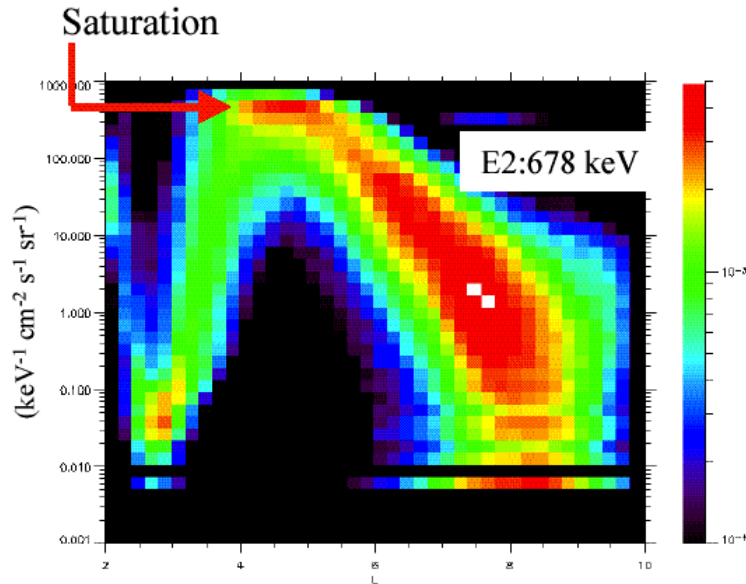
la particule étudiée, les contaminations peuvent être de différentes natures. Tandis que les électrons peuvent être contaminés par des protons ou d'autres électrons de hautes énergies, les protons ne peuvent être contaminés que par des électrons relativistes.

Dans le cas des électrons, la contamination par les protons peut être décelée par l'utilisation de satellites géostationnaires de référence (satellites GOES). Si une forte augmentation de la densité de protons, suite à une éruption solaire, est décelée au niveau de l'orbite géostationnaire, alors des contaminations ont une forte probabilité d'apparition dans les instruments considérés. Une forte corrélation entre les flux de protons en orbite géostationnaire et les flux mesurés accompagnent ces événements (Figure 3-21, courbe rouge). Inversement, si aucune augmentation de la densité des protons n'est pas présente, alors si des contaminations sont observées, elles n'ont pas pour origine les protons (aucune éruption n'est détectée, aucune corrélation n'existe entre protons et flux mesuré, et on se trouve à gauche de la courbe verte sur la Figure 3-21). Ensuite, une étude statistique de la corrélation des flux entre ceux de GOES et ceux du satellite étudié permet de supprimer la contamination (Figure 3-21, régression linéaire de la courbe rouge). Si cette dernière est due à des électrons relativistes (contamination par des photons de Bremsstrahlung), il n'y a pas de manière simple pour l'éliminer. Cependant, de telles contaminations se produisent essentiellement un ou deux jours après le démarrage d'un orage, quand de nouveaux électrons sont injectés dans le cœur des ceintures de radiation.



**Figure 3-21 : Courbe de corrélation entre les flux d'électrons de 4.5-6 MeV du satellite LANL-1990-095 et les flux de protons de 15-44 MeV du satellite GOES-08. La ligne verticale verte indique le seuil de détection d'une éruption solaire. La ligne rouge indique où les mesures LANL sont significativement contaminées (au dessus de la ligne rouge, les électrons sont majoritaire, tandis qu'en dessous ce sont les protons qui produisent la majeure partie du signal).**

La saturation possible des instruments se produit généralement durant les périodes de forte activité magnétique ou lors de la traversée du maximum des ceintures de radiation. Elles sont mises en évidence lorsque l'on trace le pourcentage de points de mesure obtenu sur la vie d'un satellite en fonction du niveau de flux et de  $L^*$  (Figure 3-22). Seuls les flux non saturés doivent être conservés dans le cadre d'une assimilation de données, le modèle assurant par la suite la restitution du véritable pic présent à cet endroit.



**Figure 3-22 : Saturation du flux en électrons de 678 keV observé sur POLAR HIST en fonction de  $L^*$  (d'après [Bourdarie, 2005b]). L'échelle de couleur représente le pourcentage (de 0 à 1) de points de mesure sur la vie d'un satellite à un niveau de flux donné et en fonction de  $L^*$ .**

En scrutant finement les flux mesurés en fonction de  $L^*$ , il est possible de déterminer cette limite haute au delà de laquelle l'instrument sature. On coupe alors les mesures atteignant le voisinage de ce seuil. Il est néanmoins nécessaire de vérifier régulièrement la valeur de saturation car elle peut évoluer, surtout si un évènement exceptionnel se produit.

### 3.3.2.3. *Inter calibration des mesures entre elles afin de disposer d'un ensemble cohérent*

Une fois ces mesures assainies, un dernier problème reste à résoudre afin d'obtenir une base de données homogène. La calibration individuelle au sol de chaque instrument présente de fortes limitations par rapport à leur utilisation pratique. Les environnements sont différents. Il est donc nécessaire de les recalibrer en comparant entre elles les mesures de satellites différents collectées en vol. On parle alors d'inter calibration. Moyennant la connaissance des bases physiques du transport des particules dans les ceintures de radiation, il est possible de comparer des instruments de satellites différents à un instant donné puis de propager cette comparaison temporellement.

Tout d'abord, on choisit un instrument de référence par rapport auquel tous les autres instruments seront calibrés. Cela permet par la suite de simplifier les corrections. Si l'on se rend compte d'une erreur à posteriori, la correction se limitera alors à la simple modification d'un facteur d'échelle à appliquer à toute la base de données. On choisit ce standard de telle sorte qu'il corresponde à l'instrument qui possède les mesures les plus sûres. Dans le cas des électrons, l'instrument MEA de CRRES a été sélectionné pour des gammes d'énergies comprises entre 300 keV et 1.6 MeV. CRRES est en effet le dernier satellite scientifique lancé couvrant autant les ceintures de radiation ( $L = 1.2$  à  $7.5$ ). Dans le cas des protons, l'instrument choisi est le détecteur SEM de GOES-08, qui mesure des énergies entre 10 et 100 MeV au niveau de l'orbite géostationnaire. Ce choix a été motivé par l'utilisation internationale de la base de données de GOES, considérée comme un standard.

Enfin, pour pouvoir comparer les mesures d'un instrument avec ces références, il est nécessaire que les satellites se trouvent dans une même région des ceintures de radiation. On parle alors de conjonction. Elle est définie comme suit dans [Bourdarie, 2005a et 2005b] :

1.  $L^* < 6$  et  $\Delta L^* < 0.1$

(écart radial sur lequel les flux peuvent être considérés constants en dessous de  $L^* = 6$ )

2.  $\Delta(B/B_{\text{eq}}) < 0.1$  et  $B/B_{\text{eq}}$  le plus proche possible de 1

(écart en angle d'attaque sur lequel le spectre de flux peut être considéré comme plat autour de l'équateur magnétique seulement)

3. Temps local magnétique (MLT) dans un cône de 2 heures autour de 6h00 et 18h00

(les conditions les plus stables des ceintures se situent autour de l'aube et du crépuscule)

4. Symétrie selon l'axe midi minuit, et  $\Delta \text{MLT} < 0.15\text{h}$

(on fait l'hypothèse que les conditions sont similaires par symétrie et sur une petite bande en MLT)

5. Activité magnétique clame ( $K_p < 2$ ) pendant deux jours avant la conjonction

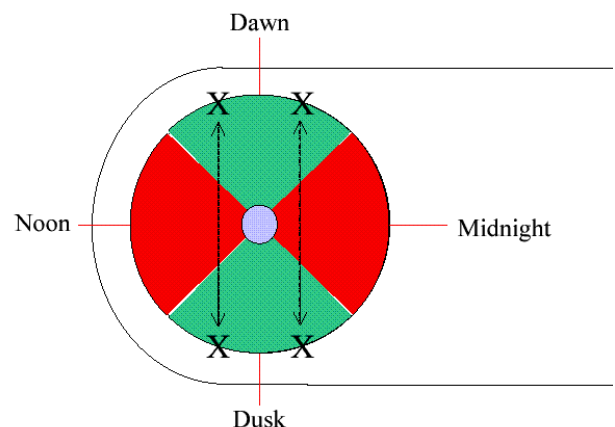
(temps nécessaire à la stabilisation des ceintures de radiation et en particulier de la plasmopause)

6.  $\Delta t < 3$  heures

(échelle temporelle de variation globale de l'activité magnétique dans les ceintures de radiation de la Terre)

7. Energie des particules  $> 100$  keV

(les particules doivent être piégées)



**Figure 3-23 : Vue schématique des régions 'autorisées' de conjonction (zones vertes). Les X associés correspondent aux conjonctions possibles**

A partir d'une base de conjonctions, on déduit alors statistiquement des facteurs d'ajustement permettant l'homogénéisation de la base de données satellites.

## 3.4. INCERTITUDES DE MESURES ET ASSIMILATION DE DONNEES

### 3.4.1. But de l'étude

Le but de cette étude est d'estimer l'incertitude inhérente à l'insertion de mesures dans le modèle Salammbô3D. En effet, comme nous l'avons décrit dans le chapitre 2, on réalise une interpolation sur les grilles en énergie, en angle d'attaque et en L puisque la mesure n'est pas directement disponible à un nœud donné de la grille. De plus, l'assimilation de données doit utiliser des mesures de confiance pour optimiser la restitution de la dynamique des ceintures de radiation, et ensuite pouvoir faire 'voler' n'importe quel autre satellite dedans pour en déduire son environnement radiatif. Quelle est alors la précision sur le calcul de cet environnement sachant que des hypothèses sont faites lors de l'assimilation de données ?

Nous présentons dans un premier temps une méthode d'estimation de l'incertitude des mesures d'un satellite par rapport à un autre, permettant ainsi de définir une base de référence. Ensuite, nous appliquons cette méthode au cas de l'assimilation de données pour en déduire l'incertitude commise et ses origines. Pour cette étude nous choisissons le satellite CRRES comme étant le satellite 'témoin' permettant de caractériser les incertitudes liées aux mesures assimilées. Ce choix est motivé en particulier par le fait que CRRES sert de référence pour l'inter calibration présentée dans le paragraphe 3.3.2.3.

### 3.4.2. Les incertitudes directes de mesures

#### 3.4.2.1. Méthode d'estimation des incertitudes de mesures

La Figure 3-24 présente la méthode d'estimation des incertitudes de mesures à partir du satellite CRRES. Elle repose pour beaucoup sur l'inter calibration réalisée au cours du traitement amont des mesures. Cependant, alors que cette dernière est réalisée par temps calme (l'indice  $K_p$  est inférieur à 2 pendant 2 jours avant la conjonction), nous cherchons ici toutes les conjonctions se produisant entre le satellite étudié et CRRES pour toute condition d'activité magnétique. Les conjonctions sont définies de la même manière que dans le cas du traitement amont des mesures (hormis en ce qui concerne l'activité magnétique).

A partir de ces conjonctions, on réalise une étude statistique sur le ratio des flux du satellite par rapport à ceux de CRRES sur tous les canaux comparables en énergie. On en déduit alors une moyenne et un écart type pour cinq classes d'activité magnétique ( $K_p < 2$ ,  $2 < K_p < 4$ ,  $4 < K_p < 6$ ,  $K_p > 6$ , et tout  $K_p$ ). Par la définition stricte des conjonctions utilisée, la dispersion que l'on estime ainsi est représentative de l'incertitude directe de mesures du satellite et de représentativité du modèle de



champ magnétique utilisé pour positionner les mesures dans le repère magnétique. Cela nous fournit une base de comparaison pour l'application à l'insertion des mesures dans Salammbô3D.

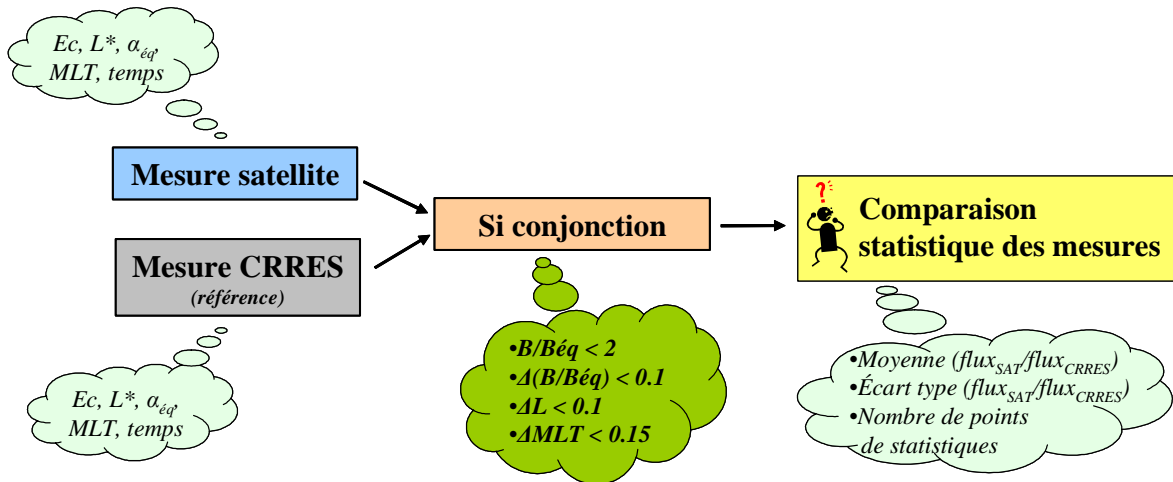


Figure 3-24 : Schéma de la méthode statistique d'estimation des incertitudes de mesures utilisée

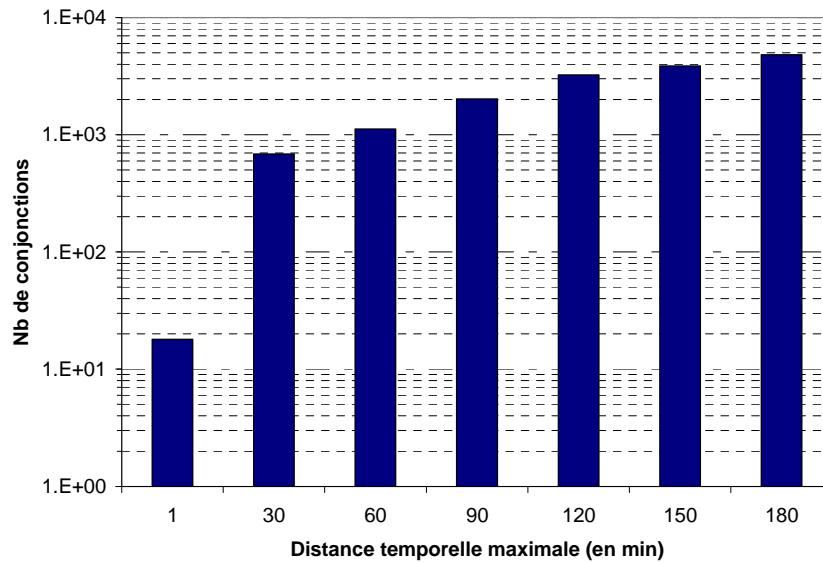
Une telle étude ne peut être menée que sur les mesures d'un satellite croisant régulièrement l'orbite de CRRES près de l'équateur magnétique sur une période assez longue. En conséquence, cela limite ce type d'estimation aux satellites ayant volés en même temps que CRRES, soit entre 1990 et 1991, et à des orbites coupant des coquilles de dérivées de valeurs  $L = 4$  à  $6$  près de l'équateur magnétique. Les satellites GPS ns18 et ns24 sont ainsi les seuls auxquels on peut appliquer cette estimation et qui sont intéressants d'un point de vue assimilation de données (voir 3.3.1.2).

Enfin, la statistique obtenue est indépendante de  $L$  car cela diminuerait trop le nombre de points utilisables. Par ailleurs, les conjonctions entre les satellites GPS et CRRES sont confinées spatialement par les orbites des satellites ( $4.5 < L < 5.5$ ), et énergétiquement par les canaux des détecteurs embarqués ( $473 \text{ keV} < E_c < 1.34 \text{ MeV}$ ).

#### 3.4.2.2. GPS ns18 comparé à CRRES

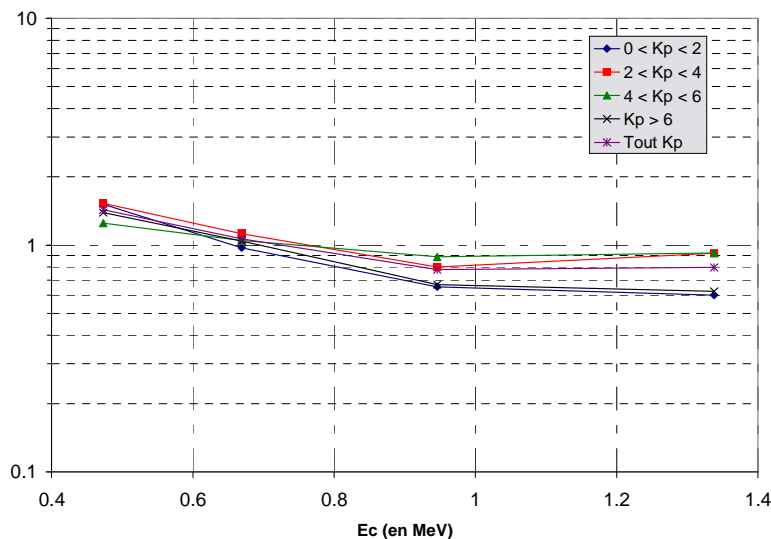
Nous appliquons dans un premier temps cette estimation au satellite GPS ns 18. La statistique est réalisée sur toute la mission CRRES (du 28 juillet 1990 au 12 octobre 1991), période commune aux deux satellites. Pour réaliser cette étude, il a été nécessaire de définir une séparation temporelle acceptable dans la définition d'une conjonction entre les mesures de GPS ns18 et CRRES. La Figure 3-25 présente le nombre de conjonctions disponibles entre les deux satellites en fonction de la distance temporelle maximale autorisée. On constate que si l'on veut comparer uniquement les mesures des 2 satellites effectuées au même instant (à la même minute), seulement une vingtaine de conjonctions sont disponibles. La statistique que l'on obtient alors n'est pas significative. Pour ne pas introduire d'erreurs supplémentaires, on limite la distance temporelle maximale à 30 minutes. On dispose alors

de près de 700 conjonctions. Si l'on augmente davantage la distance autorisée, les statistiques que l'on obtient sont entachées des effets indésirables de la dynamique extrême de la ceinture externe et des périodes de dérives, de l'ordre de l'heure.



**Figure 3-25 : Nombre de conjonctions disponibles en fonction de la distance temporelle maximale entre les mesures GPSns18 et CRRES autorisées.**

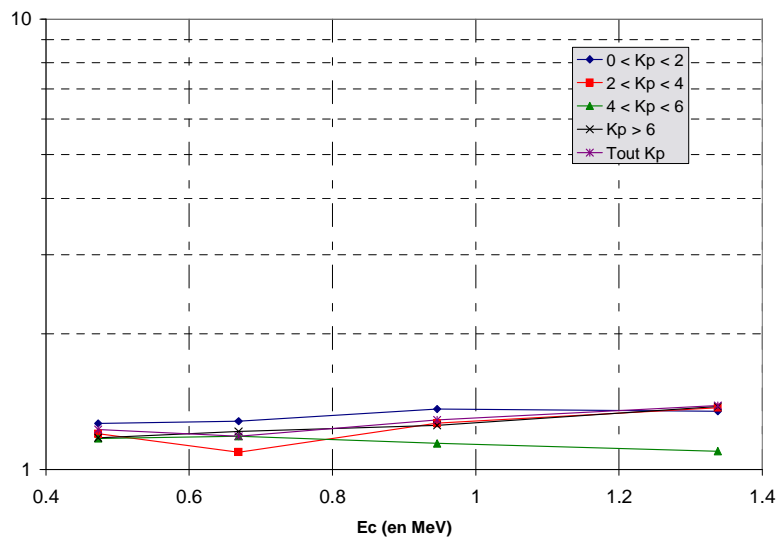
La Figure 3-26 présente les ratios moyens obtenus en fonction de l'énergie et de l'activité magnétique. On constate qu'en fonction de l'énergie, il oscille autour de 1. Il atteint un facteur 1.4 pour une énergie de 473 keV et un facteur 0.8 pour 1.34 MeV, soit un écart maximal d'environ 30% dans un sens ou dans l'autre en fonction de l'énergie. De plus, il évolue en fonction de l'activité magnétique, de 5 à 30% en fonction de l'énergie considérée.



**Figure 3-26 : Ratios moyens obtenus entre GPS ns18 et CRRES en fonction de l'énergie et de l'activité magnétique**

Nous pensons que ce biais a deux origines possibles. Tout d'abord, les largeurs de canaux en énergie de GPS ns18 sont plus grandes que celles des canaux de CRRES. Ces derniers ont une largeur de 90 keV, tandis que ceux de GPS ns18 ont une largeur croissante en fonction de l'énergie (de 160 keV pour le canal 473 keV à 480 keV pour le canal 1.34 MeV). Plus la bande d'énergie englobée par le canal est grande, moins le flux mesuré est représentatif du flux réel associé à l'énergie centrale du canal, car le spectre des flux piégés décroît exponentiellement avec l'énergie. De plus, les canaux en énergie du satellite GPS changent au cours de sa vie (changement de gains). Pour faciliter les comparaisons, nous utilisons des canaux « virtuels » fixes en énergies calculés par interpolation des véritables canaux. Cela introduit forcément une part de biais supplémentaire.

Les écarts types des ratios sont tracés sur la Figure 3-27 en fonction de l'énergie et de l'activité magnétique. Ils sont constants et proche d'un facteur 1.4, soit 40%. La dispersion qu'ils représentent peut être interprétée comme la limite de précision des mesures de GPS ns18.



**Figure 3-27 : Ecart types obtenus entre GPS ns18 et CRRES en fonction de l'énergie et de l'activité magnétique**

#### 3.4.2.3. GPS ns24 comparé à CRRES

Nous avons réalisé les mêmes statistiques sur le satellite GPS ns 24. La période commune qu'il partage avec CRRES est beaucoup plus réduite : du 4 août 1991 au 12 octobre 1991.

Les statistiques obtenues pour la gamme 946 keV sont présentées sur la Figure 3-28. La période sur laquelle sont effectuées les statistiques étant beaucoup plus courte, aucune conjonction n'existe entre ces deux satellites pour la classe de  $K_p > 6$ .

Les statistiques obtenues nous montrent cependant que les ordres de grandeurs sont comparables à ceux obtenus pour GPS ns18. En particulier le biais est très proche de 1 et l'écart type moyen atteint seulement un facteur 1.27.

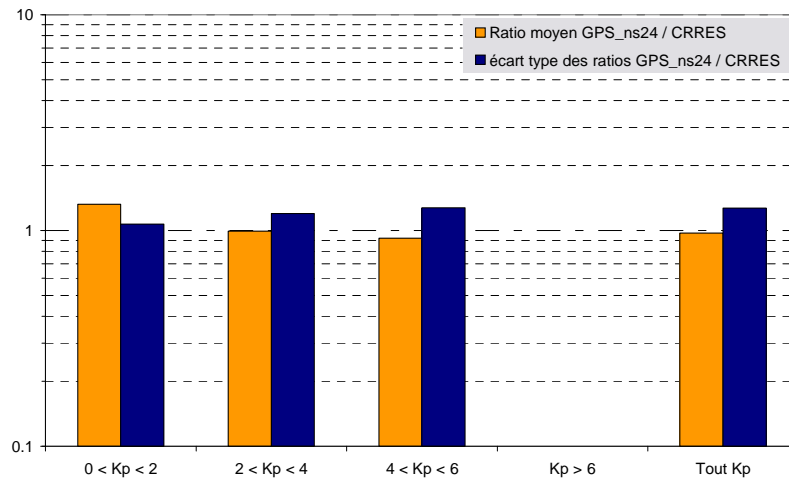


Figure 3-28 : Statistique obtenue sur la gamme 946 keV de GPS ns24 en fonction de l'activité magnétique

#### 3.4.2.4. GPS ns24 comparé à GPS ns18 : validation de la méthode d'estimation

Nous comparons ici les mesures de GPS ns24 à celles de GPS ns18 sur la période allant du 4 août 1991 au 12 octobre 1991 afin de vérifier que notre méthode d'estimation est bien valide.

Les résultats obtenus pour le canal de 946 keV sont présentés sur la Figure 3-29. Les ordres de grandeur sont bien cohérents avec les précédents : un biais moyen de 1.36 et un écart type de 1.3. Ceci nous permet donc de conclure que l'incertitude de mesures obtenues sur les satellites GPS est de l'ordre d'un facteur 1.3, soit 30% d'erreur.

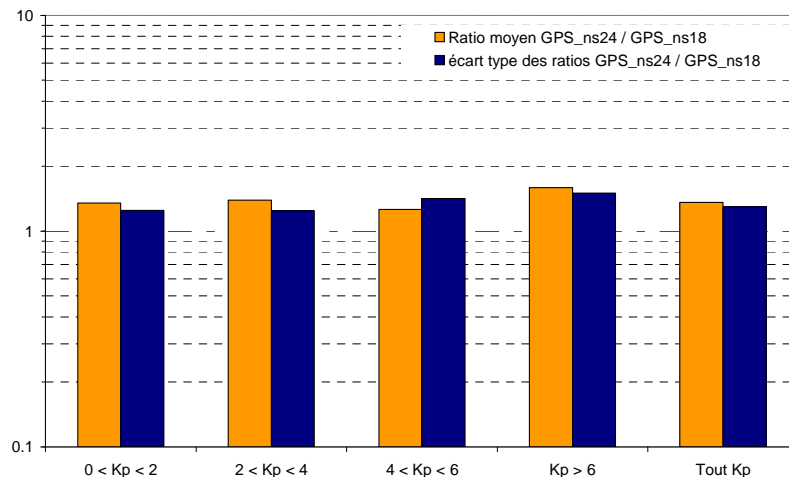


Figure 3-29 : Statistique obtenue sur la gamme 946 keV de GPS ns24 comparativement à GPS ns18 en fonction de l'activité magnétique

Pour terminer, nous avons recalculé les statistiques de GPS ns18 par rapport à CRRES sur cette même période, afin d'essayer de retrouver le biais observé lors de la comparaison GPS ns24 –

GPS n18 à partir de celles faites par rapport à CRRES. Pour cela nous avons calculé le biais reconstitué suivant :

$$\text{biais}\left(\frac{\text{GPSns24}}{\text{GPSns18}}\right)_{\text{reconstitué}} = \frac{\text{biais}\left(\frac{\text{GPSns24}}{\text{CRRES}}\right)}{\text{biais}\left(\frac{\text{GPSns18}}{\text{CRRES}}\right)} \quad \text{éq. 3-5}$$

Le Tableau 3-9 présente les erreurs relatives sur ce calcul en fonction de l'activité magnétique. Pour la classe  $K_p < 2$ , GPS ns18 ne possède que 10 conjonctions avec CRRES sur la période considérée. L'erreur relative associée de 54% est donc à prendre avec prudence. De même, aucune conjonction n'existe entre GPS ns24 et CRRES pour  $K_p > 6$ . Pour les deux classes restantes, on constate que la précision des calculs est très bonne (moins de 5%). Notre méthode d'estimation apporte donc des ordres de grandeurs de confiance.

	Ratio moyen GPS_ns24 / GPS_ns18 reconstitué	Ratio moyen GPS_ns24 / GPS_ns18	Erreur relative (%)
$0 < K_p < 2$	2.04	1.32	54.2
$2 < K_p < 4$	1.23	1.24	1.4
$4 < K_p < 6$	1.22	1.28	4.9
$K_p > 6$	Non valide	2.20	...
Tout $K_p$	1.23	1.29	5.2

Tableau 3-9 : Erreur relative entre les biais reconstitués et les biais calculés en fonction de l'activité magnétique.

### 3.4.3. Incertitudes des mesures introduites sur la grille de Salammbô et origines

#### 3.4.3.1. Méthode appliquée aux mesures introduites dans Salammbô3D

Dans la configuration pratique de l'assimilation de données, les mesures sont interpolées sur une grille tridimensionnelle (énergie, angle d'attaque et L) pour les besoins de la résolution numérique du code Salammbô (chapitre 2, §2.2.2.), introduisant nécessairement des erreurs supplémentaires de représentativité de différentes natures (Figure 3-30) :

- ✓ Incertitudes sur le modèle de champ magnétique utilisé et par conséquent sur le positionnement en  $L^*$  des mesures assimilées. Cette incertitude joue davantage sur les particules de hautes énergies ( $E_c > 1 \text{ MeV}$ ) car la trajectoire de ces dernières est uniquement pilotée par ce champ ;
- ✓ Incertitudes découlant du fait que Salammbô 3D ne prend pas en compte la dimension longitudinale représentée par le MLT. De la réalité à l'interpolation de la mesure sur la grille de Salammbô (Figure 3-30), nous perdons l'information liée à la dimension longitudinale. Or les flux sur une coquille de dérive peuvent ne pas être toujours homogènes en longitude. De plus, cette incertitude joue davantage sur la population de basse énergie ( $E_c < 500 \text{ keV}$ ) plus sensible au effet très asymétriques des champs électriques induits lors des périodes d'orage magnétique (comme par exemple la mise en place du courant annulaire) ;
- ✓ Incertitudes générées par le pas de la grille en énergie, en  $L^*$  et en angle d'attaque. L'algorithme d'insertion des mesures est schématisé sur la Figure 3-30 : la mesure du satellite sera interpolée aux différents nœuds indicés par une croix rouge. La distance la séparant de ces nœuds peut être plus ou moins grande en fonction de la dimension de la case dans laquelle elle se trouve. L'incertitude d'interpolation en est directement proportionnelle.

Pour réaliser l'estimation des incertitudes associées à l'intégration des mesures sur la grille du modèle Salammbô, nous reprenons la méthode présentée dans la section précédente, mais en utilisant une définition différente des conjonctions. En effet, nous voulons caractériser l'erreur introduite par l'interpolation des mesures sur la grille de Salammbô. Considérons un nœud de la grille de Salammbô, par exemple le nœud  $(\alpha_{\epsilon q2}, L_2)$  sur la Figure 3-30. Pour faciliter la compréhension nous ne prenons pas en compte la dimension énergétique du problème. En plus, de la position où est le satellite, si la mesure avait été effectuée en  $c_1$  ou  $c_2$  ou  $c_3$ , alors on l'aurait toujours interpolée en  $(\alpha_{\epsilon q2}, L_2)$ .

En conséquence, pour caractériser l'incertitude de la mesure assimilée, on définit une conjonction lorsqu'une mesure de CRRES et une du satellite considéré possèdent au moins un nœud en commun une fois que chacune ait été interpolée sur la grille de Salammbô. On calcule ensuite le ratio des flux au niveau de ce (ou ces) nœud(s) puis on réalise une statistique identique au cas précédent en fonction de l'activité magnétique. En effet, en pratique dans l'assimilation de données, toute mesure, réalisée dans une des cases  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  ou  $c_4$  (là où il y a le satellite de dessiner) sur la Figure 3-30, actualise l'estimation de la fonction de distribution au nœud  $(\alpha_{\epsilon q2}, L_2)$ . Deux mesures, aussi éloignées que l'une dans le coin bas gauche de la case  $c_1$  et l'autre dans le coin haut droit de la case  $c_3$ , servent ainsi à estimer le même nœud  $(\alpha_{\epsilon q2}, L_2)$ .

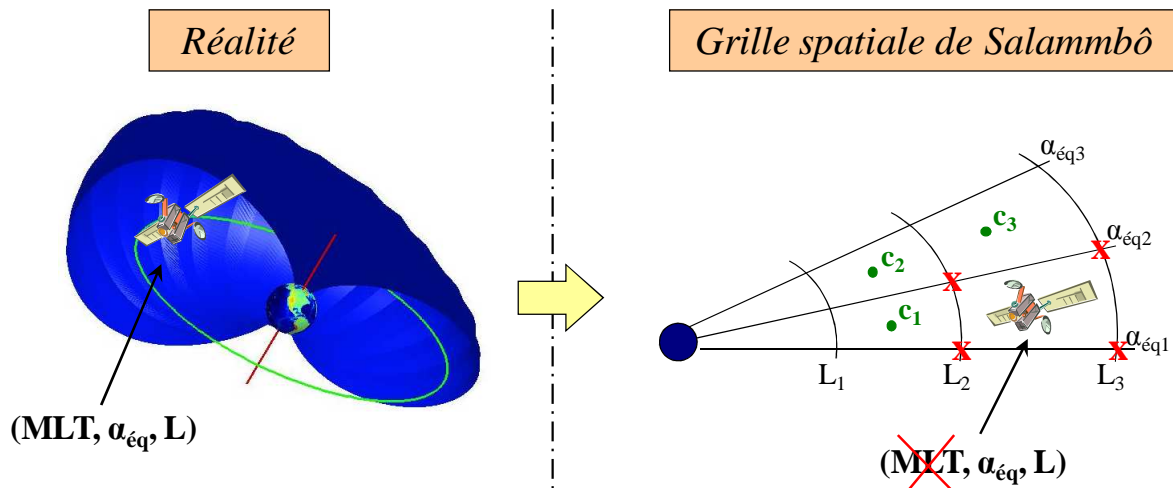
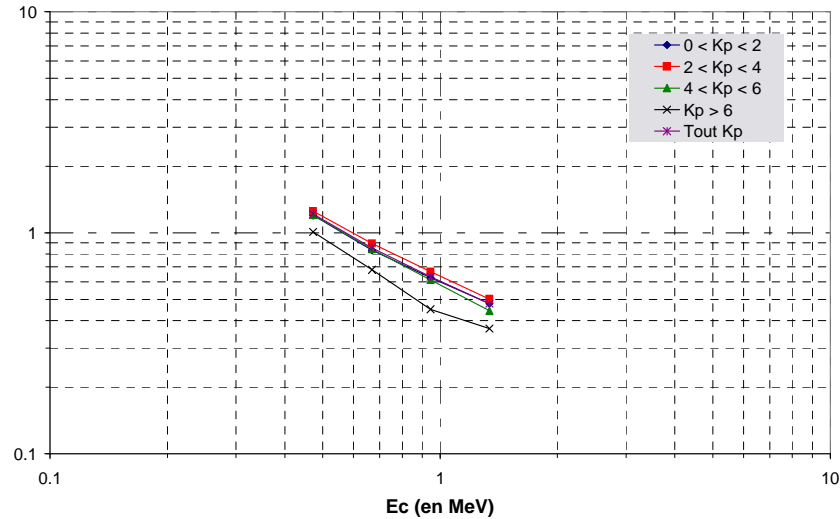


Figure 3-30 : Schématisation de la perte de précision par insertion sur la grille de Salammbô des mesures assimilées.

#### 3.4.3.2. Incertitudes des mesures GPS introduites sur la grille de Salammbô

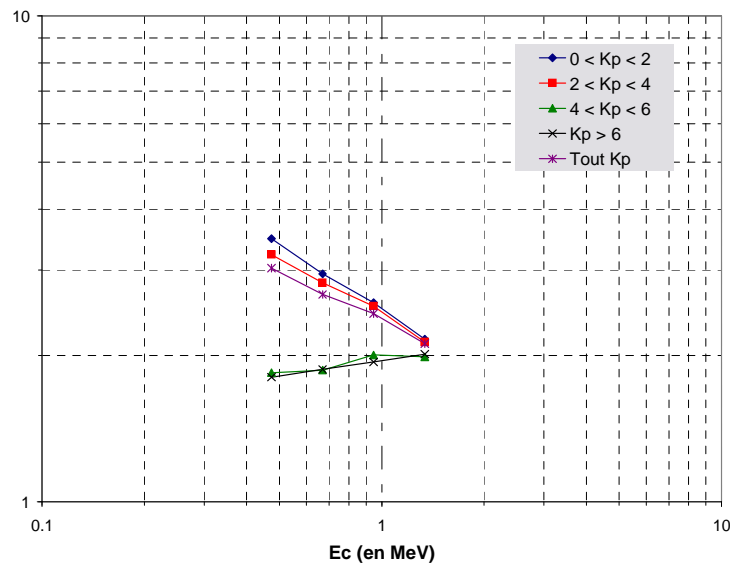
Maintenant que nous avons vu l'ordre de grandeur des incertitudes de mesures, nous nous intéressons à celles liées à l'insertion des mesures GPS sur la grille de Salammbô3D. Nous nous limitons pour cette étude au satellite GPS ns18 puisque les ordres de grandeurs des incertitudes de mesures sont comparables à celles de GPS ns24. De plus, étant tous les deux sur un même type d'orbite, les résultats obtenus seraient ici identiques. Enfin, la grille de Salammbô utilisée possède 25 pas en L et 25 en énergie.

La Figure 3-31 présente l'évolution du biais obtenu en fonction de l'énergie et de l'activité magnétique. Pour 1.34 MeV, il atteint un facteur 0.5. Cela s'explique par le fait que la grille en énergie de Salammbô est logarithmique. L'interpolation réalisée à forte énergie est donc plus importante qu'à plus faible énergie. Ce biais est assez indépendant de l'activité magnétique sauf pour la classe  $K_p > 6$ , pour laquelle il atteint un facteur 0.4 à 1.34 MeV. Cela peut s'expliquer par la statistique plus faible associée à cette classe : le nombre de points utilisés passe en effet de plus de 2 000 pour  $K_p < 6$  à 300 pour  $K_p > 6$ .



**Figure 3-31 : Evolution du biais dû à l'insertion des mesures de GPS ns18 sur la grille de Salammbô en fonction de l'énergie et de l'activité magnétique**

La Figure 3-32 illustre quand à elle la dépendance en énergie et à l'activité magnétique de l'écart type de la distribution de ratios obtenue. Il diminue en fonction de l'énergie et de l'activité magnétique. Ainsi, en considérant l'écart type moyen pour toute classe de Kp, il passe d'un facteur 3 pour les électrons de 473 keV à un facteur 2.1 pour les électrons de 1.34 MeV.



**Figure 3-32 : Evolution de l'écart type dû à l'insertion des mesures de GPS ns18 sur la grille de Salammbô en fonction de l'énergie et de l'activité magnétique**

Pour expliquer ces observations, considérons, sur la Figure 3-33, le nœud  $L_2$  de la grille de Salammbô pour deux configurations d'activité magnétique ( $Kp < 4$  et  $Kp > 4$ ). Nous ne connaissons pas la valeur réelle de la fonction de distribution en ce point. Nous essayons de l'estimer à partir d'une mesure satellite réalisée à proximité en l'interpolant en L selon l'hypothèse que la fonction de



distribution est conservée à moment magnétique donné (chapitre 2, §2.2.2.). Cela revient à traduire horizontalement sur la Figure 3-33 la mesure au point  $L_2$ . Or, on constate dans le cas  $K_p < 4$  que des gradients en  $L$  sont présents dans la fonction de distribution car les interactions ondes de chœur électrons ne sont pas négligeables devant la diffusion radiale. L'hypothèse utilisée pour réaliser l'interpolation introduit donc une incertitude  $\epsilon$  d'autant plus importante que les gradients en  $L$  sont forts. Dans le cas  $K_p > 4$ , l'intensité de la diffusion radiale est accrue, elle prédomine alors sur les interactions ondes de chœur électrons. Les gradients en  $L$  sont lissés autour de  $L_2$ , réduisant de même l'incertitude introduite par interpolation réalisée selon l'hypothèse précédente. Notre analyse statistique confirme bien cela, puisque l'erreur commise est notablement plus faible pour  $K_p > 4$  (classes de  $K_p$   $4 < K_p < 6$  et  $K_p > 6$ ).

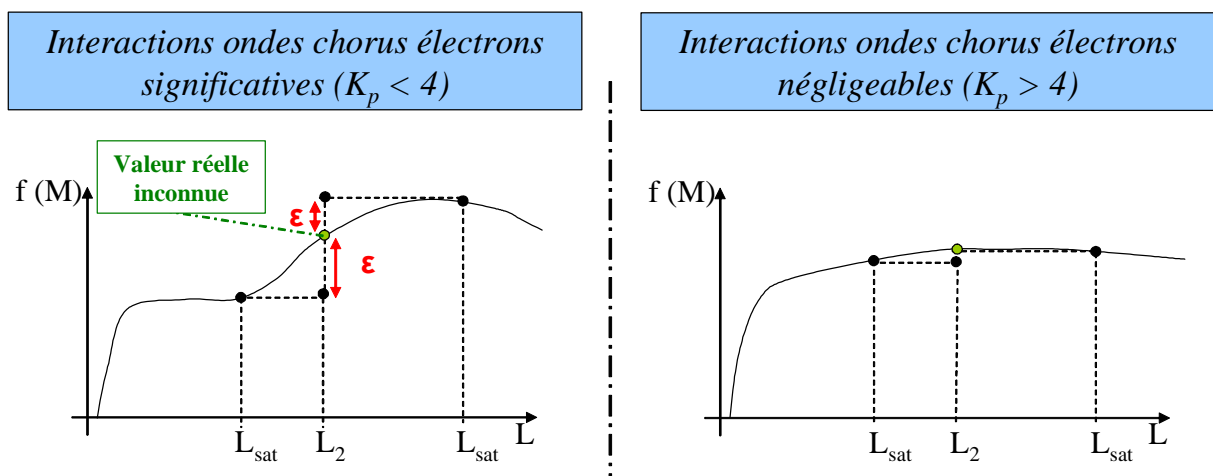


Figure 3-33 : Incertitudes de représentativité des mesures assimilées liées à la forme de la fonction de distribution.

De plus, pour ces deux classes de  $K_p$  élevés, l'écart type est indépendant de l'énergie. L'hypothèse de la conservation du moment magnétique est en effet valide pour toute énergie dans ces cas puisque la diffusion radiale domine. Pour les autres classes d'activité magnétique ( $K_p < 4$ ), l'influence des interactions ondes de chœur électrons n'est plus négligeable. Elles modifient notablement et localement le spectre en énergie des électrons piégés dans la ceinture externe. L'erreur introduite par l'hypothèse  $M=cste$  lors de l'interpolation se répartit alors différemment en fonction de l'énergie : la dynamique est plus prononcée aux basses énergies ( $E_c < 500$  keV) qu'aux hautes ( $E_c > 1$  MeV).

Enfin, les niveaux de l'incertitude ainsi introduite par interpolation découlent directement de la faible résolution en  $L$  de la grille du code Salammbô. Considérons sur la Figure 3-34 le nœud de grille à l'équateur magnétique et en  $L_2$ . L'écart en  $L$  séparant les mesures de CRRES et de GPS ns18 au moment d'une conjonction en ce nœud peut être soit inférieur à un pas de résolution en  $L$  dans le meilleur des cas ( $\Delta L_{sat} < \Delta L_b$ , configuration optimale sur la Figure 3-34), soit de l'ordre de deux pas

de résolution dans le pire cas ( $\Delta L_{\text{sat}} = \Delta L_a + \Delta L_b$ , configuration « pire cas » sur la Figure 3-34). Or, en  $L = 5$  (position moyenne des conjunctions entre CRRES et GPS ns18), le pas de grille est de l'ordre de 0.45. Ceci suppose que, dans la pire configuration, les mesures comparées peuvent être distantes en  $L$  de 0.9. L'échelle spatiale caractéristique de la dynamique dans la ceinture externe est bien inférieure à cette valeur, les interactions ondes de chœur électrons créant des gradients en  $L$  très forts. Ainsi, associés à l'hypothèse imprécise de conservation du moment magnétique au cours de l'interpolation, on constate, dans la configuration « pire cas » de la Figure 3-34, que les mesures translattées en  $L_2$  sont très différentes. La barre d'erreur sur la restitution de la valeur vraie en  $L_2$  est donc également très importante et directement dépendante de l'effet combiné de la faible résolution en  $L$  et de l'hypothèse approximative utilisée.

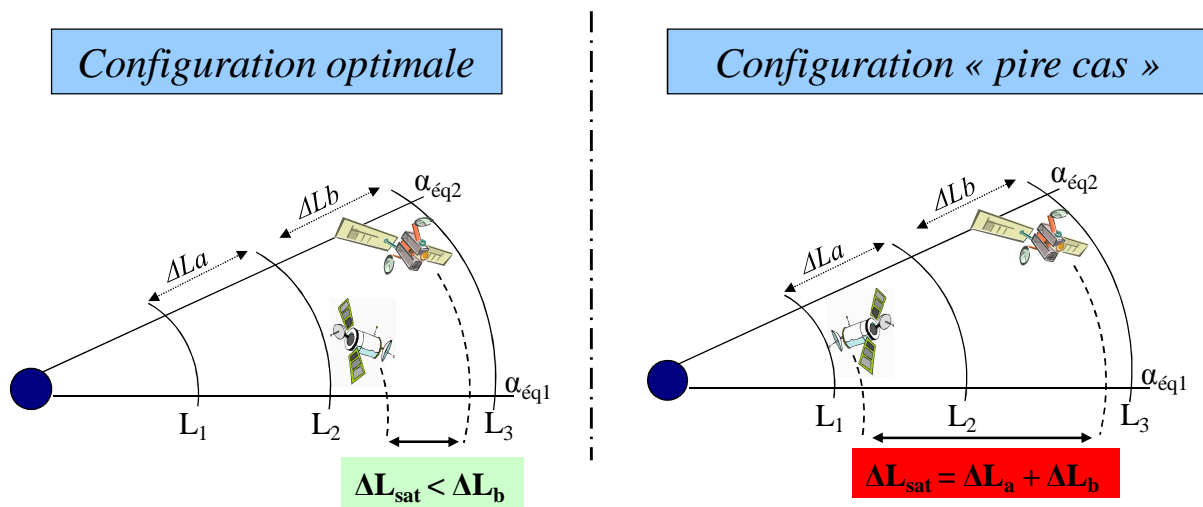


Figure 3-34 : Configurations possibles des conjunctions sur la grille de Salammbô.

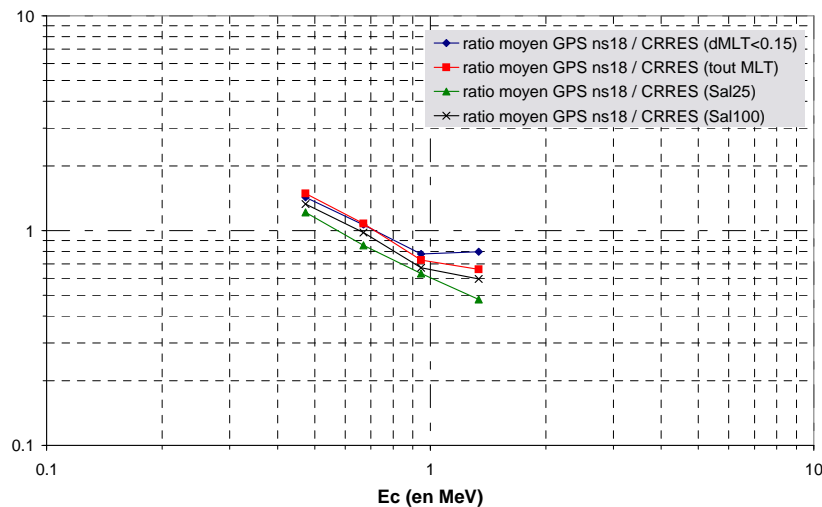
En conclusion, le biais n'est plus négligeable. Si l'on veut réaliser une restitution précise de la dynamique des ceintures de radiation grâce à l'assimilation de données, il devient nécessaire de le prendre en compte. Comme nous le verrons dans le chapitre 4, la correction de ce biais dans l'assimilation directe à l'échelle de l'orage magnétique permet d'améliorer sensiblement et simplement la restitution de la dynamique des ceintures de radiation. De même, dans le cadre d'une assimilation filtrée, il est nécessaire de prendre en compte l'incertitude liée à l'insertion des mesures dans le modèle Salammbô qui peut atteindre un facteur 3, facteur en particulier fonction du pas de grille en  $L$ .

### 3.4.3.3. Origines du biais et de l'écart type observés

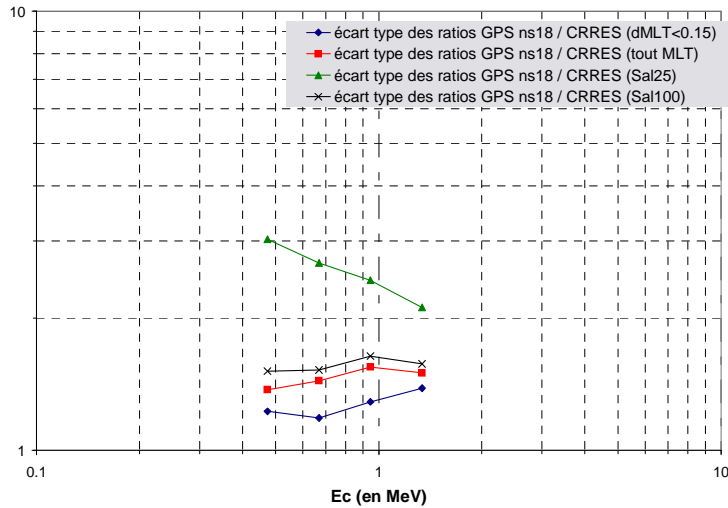
Pour vérifier les résultats présentés précédemment, nous comparons finalement 4 séries de statistiques, toujours réalisées entre GPS ns18 et CRRES :

- ✓ La statistique présentée dans le paragraphe 3.4.2.2, c'est-à-dire les mesures de GPS ns18 comparées à celles de CRRES avec un écart en MLT inférieur à 0.15 et en L inférieur à 0.1 ;
- ✓ Les résultats de la statistique de comparaison des mesures de GPS ns18 et de CRRES avec un écart en L inférieur à 0.1, et tout MLT confondus ;
- ✓ La statistique du paragraphe précédent, comparaison des mesures de GPS ns18 et de CRRES projetées sur la grille de Salammbô possédant 25 pas en L ;
- ✓ La statistique comparant les mesures de GPSns18 et de CRRES projetées sur une grille de Salammbô possédant 100 pas en L.

Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 3-35 pour les ratios moyens (toutes classes de Kp confondues) et sur la Figure 3-36 pour les écarts types (toutes classes de Kp confondues).



**Figure 3-35 : Comparaison des ratios moyens obtenus au cours des différentes statistiques en fonction de l'énergie (toutes classes de Kp confondues)**



**Figure 3-36 : Comparaison des écarts type obtenus au cours des différentes statistiques en fonction de l'énergie (toutes classes de Kp confondues)**

On constate tout d'abord que prendre en compte n'importe quel MLT dans la notion de conjonction joue peu sur le biais tandis qu'il augmente sensiblement l'écart type passant d'un facteur 1.2 à 1.4. Cela s'explique par le fait que les asymétries de niveau de flux en MLT sont de cet ordre de grandeur et que la distribution en MLT des conjonctions entre les deux satellites est homogène.

La statistique associée à l'insertion des mesures sur la grille de 25 pas en L de Salammbô 3D accroît aussi bien le biais que l'écart type par l'importance de la distance maximale autorisée en L entre les deux satellites, comme décrit dans le paragraphe précédent.

Enfin, la dernière statistique porte sur la comparaison des mesures interpolées sur une grille de 100 pas en L de Salammbô3D. La distance maximale autorisée en L entre les deux satellites tombe alors à une valeur en L de 0.2 à L=5. En conséquence, aussi bien le biais que l'écart type est réduit au niveau de la statistique. L'hypothèse de la conservation du moment magnétique est donc moins forte sur une échelle spatiale en L inférieure à 0.2, quelque soit l'activité magnétique. On peut interpréter cela par le fait que l'échelle spatiale caractéristique du développement des interactions ondes de chœur électrons est supérieure à 0.2 en L.

En conclusion, si l'on veut améliorer significativement l'assimilation de données, il est nécessaire de réduire le pas en L dans Salammbô pour pouvoir interpoler précisément sur la grille du modèle sans introduire une incertitude supplémentaire. En outre, essayer d'utiliser une hypothèse plus fine que la conservation du moment magnétique signifie effectuer une interpolation prenant en compte l'effet des ondes de chœur, ce qui est difficilement réalisable.



# CHAPITRE 4

## RESULTATS D'ASSIMILATION DE DONNEES A L'ECHELLE DE L'ORAGE MAGNETIQUE ET DU CYCLE SOLAIRE

*Dans ce chapitre, nous présentons les résultats des simulations d'assimilation de données réalisées au cours de cette thèse à l'échelle de l'orage magnétique et du cycle solaire. Nous avons considéré aussi bien le cas électrons que le cas protons dans ce chapitre. Nous verrons que les comportements long terme des ces deux populations de particules piégées sont très différents et permettent de définir des besoins et contraintes auxquels devront répondre les futurs modèles de spécification de l'environnement spatial radiatif.*

*Dans une première partie nous nous attachons au cas des électrons piégés à l'échelle de l'orage magnétique. Nous discutons tout d'abord l'apport de la modélisation des interactions ondes de cœur électrons à l'assimilation de données dans le cas de l'orage magnétique, puis les possibilités d'amélioration de l'assimilation : par correction du biais de mesures, et enfin, par assimilation filtrée.*

*Dans une seconde partie, nous discutons les principaux résultats obtenus à l'échelle du cycle solaire. Tout d'abord, la dynamique long terme des électrons ainsi que la validation de la restitution effectuée est présentée. Ensuite, nous nous intéressons au cas protons et à sa dynamique complètement différente. Finalement, une validation ainsi qu'une discussion sur l'importance relative des sources et des pertes à haute énergie est alors présentée.*

## 4.1. RESULTATS D'ASSIMILATION DE DONNEES A L'ECHELLE DE L'ORAGE MAGNETIQUE

### 4.1.1. Avec ou sans les interactions ondes chorus électrons : le cas de l'orage d'octobre 1990

Les premiers résultats obtenus par A. Varotsou ont montré l'apport significatif de la modélisation des interactions ondes de cœur électrons dans la restitution théorique des ceintures de radiation [Varotsou, 2005]. Cependant, les études concernant ce processus n'en sont qu'à leur début (voir chapitre 1, paragraphe 1.2.2.4.). De par son imprécision de modélisation, sa prise en compte dans l'assimilation de données pourrait dégrader la qualité des résultats. Par ailleurs, comme il l'a été mentionné dans [Bourdarie, 2005a], ce processus d'accélération peut être en partie compensé par les mesures des satellites géostationnaires et GPS assimilés.

Le but de ce paragraphe est par conséquent de quantifier les avantages et limitations de la prise en compte de ce processus à l'échelle de l'orage magnétique, brique élémentaire de la dynamique long terme. Cette section est composée en partie des résultats extraits de [Maget et al., 2007]. Ainsi, nous simulons, à l'aide de la méthode d'assimilation directe de données, l'orage magnétique du 9 octobre 1990 sans et, pour la première fois, avec la prise en compte de la modélisation des interactions ondes de cœur électrons. Ensuite, nous comparons les résultats obtenus avec les mesures in situ du satellite CRRES afin d'estimer si, tenant compte de l'état actuel des connaissances de ce processus d'accélération, leur modélisation améliore significativement la restitution de la dynamique de la ceinture de radiation externe. Enfin, nous nous intéressons dans un dernier paragraphe à l'apport de la correction du biais de mesures dans la précision de restitution.

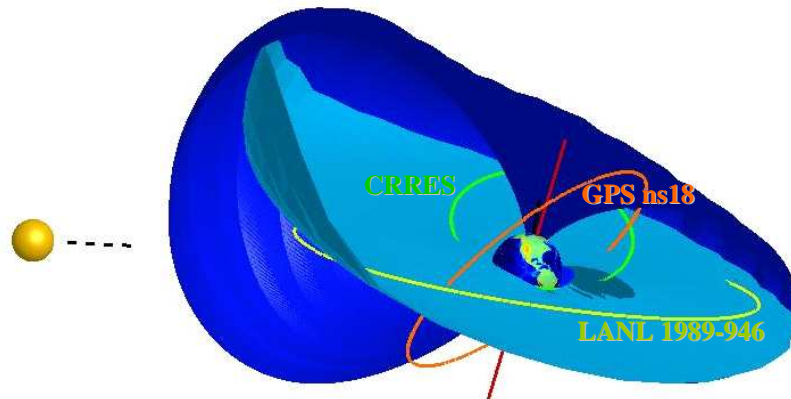
#### 4.1.1.1. *Présentation de l'étude effectuée*

Nous avons choisi de réaliser cette étude sur l'orage magnétique du 9 octobre 1990 car il s'est produit durant la vie du satellite CRRES et a été en conséquence étudié en détail. [Brautigam et Albert, 2000],[Meredith, 2003a] et [Iles et al., 2006] ont mis en évidence le fait que la diffusion radiale seule ne pouvait expliquer l'intensification des flux d'électrons de plus d'un MeV au cours de la phase de relaxation de l'orage. Ils concluent qu'un processus d'accélération comme les interactions ondes de cœur électrons en était à l'origine.

Nous réalisons donc pour cette étude deux simulations. La première est du même type que celles présentées dans [Bourdarie, 2005a], c'est-à-dire sans prendre en compte les interactions ondes de cœur électrons. Nous nous y référons dans la suite par  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$ . Dans la seconde, nous introduisons la modélisation des interactions ondes de cœur – électrons, et nous la notons  $SIMU_{\text{chorus}}$ .

Dans les deux cas, le code Salammbô 3D est nourri par les mesures du satellite GPS ns18 et du satellite géostationnaire LANL 1989\_046 (Figure 4-1). L'assimilation de données ainsi réalisée corrige donc uniquement les prédictions du modèle au dessus de  $L^*=4$  (valeur minimale en L croisée par l'orbite GPS dans un modèle de champ magnétique dipolaire) le long de l'orbite GPS pour des énergies allant de 0.34 à 2.4 MeV, et le long de l'orbite géostationnaire près de l'équateur magnétique pour des énergies comprises entre 50keV et plusieurs MeV.

Nous comparons les résultats de ces deux simulations aux mesures du satellite CRRES, que nous faisons « voler » dans les ceintures de radiation ainsi reconstituées. Le détecteur CRRES – MEA ('Medium Electron A', [Vampola, 1992]) fournit un état de référence des ceintures de radiation pour ces comparaisons. Il possède 17 canaux en énergie, répartis logarithmiquement entre 0.15 et 1.58 MeV. Une autre particularité du détecteur MEA est d'observer des flux unidirectionnels fournissant ainsi une information sur la distribution en angle d'attaque des électrons piégés. Nous choisissons d'effectuer nos comparaisons à 1.09 MeV car ce canal correspond à la partie du spectre en énergie la plus influencée par les interactions ondes de chœur électrons.



**Figure 4-1 : Orbites des satellites CRRES, GPS ns18 et LANL 1989-046 avec représentation de la coquille de dérive  $L^*=8$  et de la position de l'équateur magnétique.**

#### 4.1.1.2. Simulations réalisées et comparaison avec les mesures du satellite CRRES

La Figure 4-2 présente les résultats de ces deux simulations. Notons que pour cette première étude, les mesures sont assimilées telles quelles, sans correction pour le moment du biais observé dans le chapitre 3. Les panneaux de gauche montrent (de haut en bas) l'évolution temporelle de l'indice  $K_p$  (panneau a)), des flux de 1.09 MeV mesurés par CRRES – MEA en fonction de  $L^*$  (panneau b)), des flux d'électrons obtenus par  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  à la même énergie (panneau c)), et du ratio des flux de  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  sur ceux de CRRES – MEA (panneau d)). Les flux tracés sont des flux omnidirectionnels différentiels normalisés par unité de stéradian. Notons que cette étape de normalisation est nécessaire pour éviter les artefacts dans les niveaux de flux (au pire connus à deux pi



près !) entre ceux déduits de Salammbô et ceux issus du moniteur CRRES-MEA qui a un angle de vue ni omnidirectionnel ni infinitésimal (c'est-à-dire parfaitement unidirectionnel).

Le panneau (c) montre que  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  reproduit correctement les différentes phases de l'orage, bien mieux que les simulations purement théoriques présentées dans le chapitre 3. On peut observer la forte chute du niveau de flux des électrons de 1.09 MeV dans la ceinture externe (entre  $L^* = 4$  et 5) au cours de la phase principale de l'orage, ainsi que la pénétration des électrons de la ceinture externe dans la région du 'slot'. Au cours de la phase de relaxation, les flux simulés des électrons d'énergie supérieure à 1 MeV réaugmentent lentement. La condition limite dynamique (fournie par LANL 1989-046) et l'actualisation régulière dans la ceinture externe compense ainsi correctement la physique manquante du modèle Salammbô.

Le ratio présenté dans le panneau (d) dépasse rarement un facteur 3 et tombe rarement en dessous d'un facteur 0.3 dans la ceinture externe. Il est très proche de 1 dans la région proche de  $L^*=4$  où à la fois CRRES et GPS ns18 sont proches de l'équateur magnétique.  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  a tendance à globalement sous-estimer le niveau des flux des électrons de 1.09 MeV dans la ceinture externe, en particulier au cours de la phase de relaxation, bien que GPSns18 et LANL 1989-46 montrent chacun la lente intensification du niveau de flux des électrons relativistes. Ceci est cohérent avec l'absence, dans la modélisation, des interactions ondes de cœur électrons. Néanmoins, les corrections apportées par les satellites GPS et LANL contiennent une information nouvelle sur ce processus d'accélération et permettent ainsi de restituer un niveau de flux très proche de la réalité à la fin de la phase de relaxation de l'orage.

Considérons maintenant  $SIMU_{\text{chorus}}$ . Les résultats de cette simulation sont présentés sur les panneaux de droite de la Figure 4-2. La dépendance en  $K_p$  de la modélisation de ce processus permet de mieux reproduire la dynamique globale de la ceinture externe autour de  $L^*=5$  le long de l'orbite de CRRES, comme nous l'avons noté dans le chapitre 3, sans assimilation de données. Dès le début de la phase de relaxation, des améliorations sont notables dans la région  $L^*=4-5$  où les ratios se rapprochent de 1. Cependant, au cours de la fin de la phase de relaxation soit la fin de la simulation, les effets de cette modélisation supplémentaire n'améliorent pas davantage la restitution. L'intensité des ces interactions est fonction de 6 classes de  $K_p$ , ce qui est peut être insuffisant puisque l'indice  $K_p$  ne décrit que globalement les perturbations magnétiques. A faible  $K_p$ , les effets peuvent être surestimés. Au-delà de  $L^*=5$ , l'orbite de CRRES s'éloigne de l'équateur magnétique, les ratios restent faibles (inférieurs à 0.5). En dessous de  $L^*=3.6$ , les flux de 1.09MeV simulés sont surestimés d'un ordre de grandeur. En effet, comme de forts gradients de flux sont présents dans cette région, toute incertitude minimale de modélisation peut avoir de larges conséquences, en particulier en ce qui concerne la précision de l'intensité de la diffusion radiale comme décrit dans le chapitre 3.

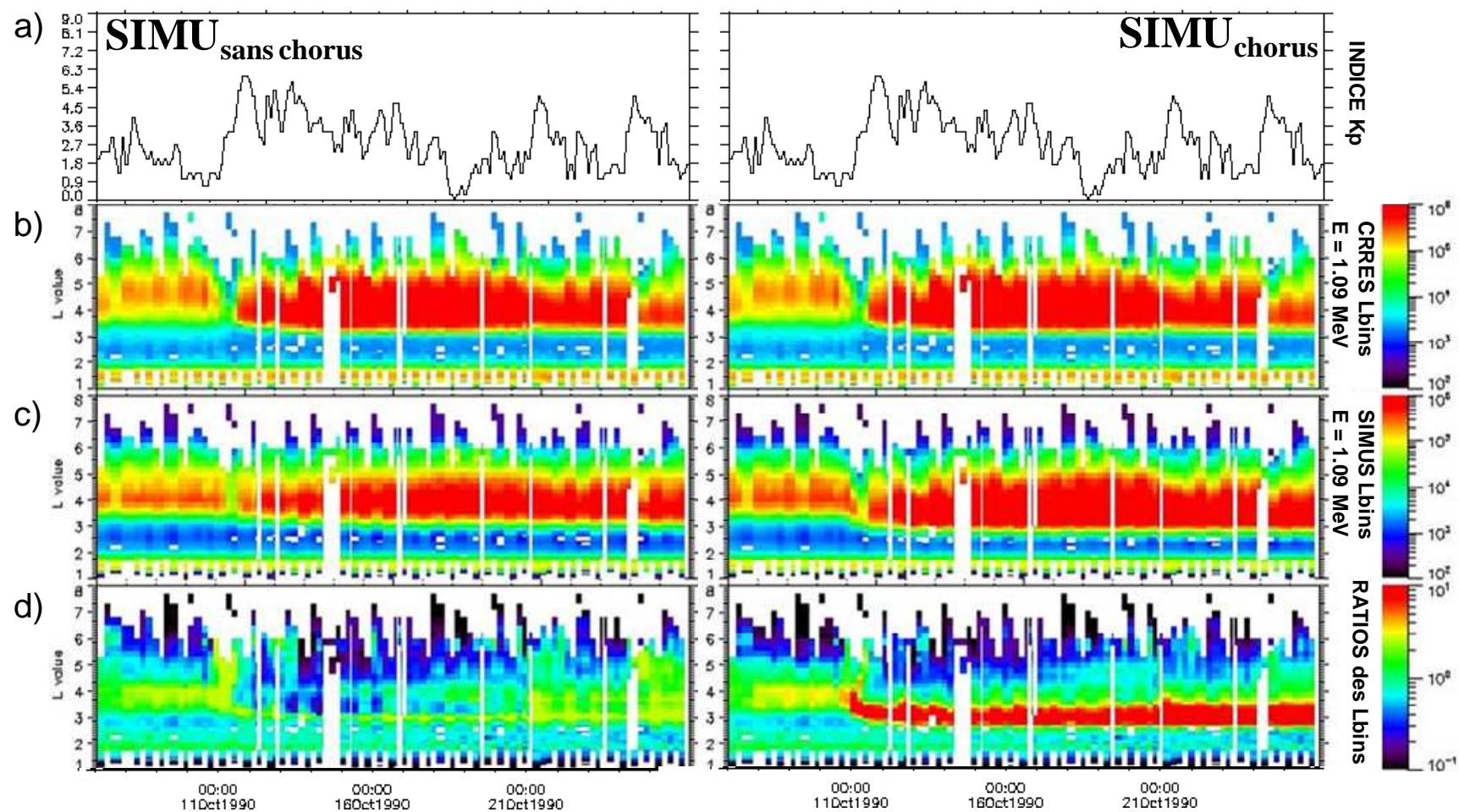


Figure 4-2 : Comparaison entre les mesures de CRRES et  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  (panneaux de gauche) et  $SIMU_{\text{chorus}}$  (panneaux de droite) pour les flux omnidirectionnels des électrons de 1.09 MeV (en  $\text{MeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ). De haut en bas : a) indice  $K_p$ , b) mesures de CRRES, c)  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  (gauche) et  $SIMU_{\text{chorus}}$  (droite), d) ratios de chaque simulation sur les mesures de CRRES.

Ainsi, la description / modélisation actuelle des interactions ondes de chœur électrons permet de décrire uniquement de manière qualitative la dynamique des électrons d'énergie supérieur à 1 MeV dans la ceinture externe. Afin de comprendre leurs limitations, nous avons tracé sur la Figure 4-3 la distribution en angle d'attaque équatorial des flux de 1.09 MeV en  $L^*=3.6$  et  $L^*=5$  au cours de la phase de relaxation de l'orage (le 12 octobre). Une troisième simulation est également introduite sur cette figure. Elle prend en compte les interactions ondes de chœur électrons et uniquement les mesures de LANL 1989-046. On la note  $SIMU_{\text{chorus\_sans\_mesure\_GPS}}$ .

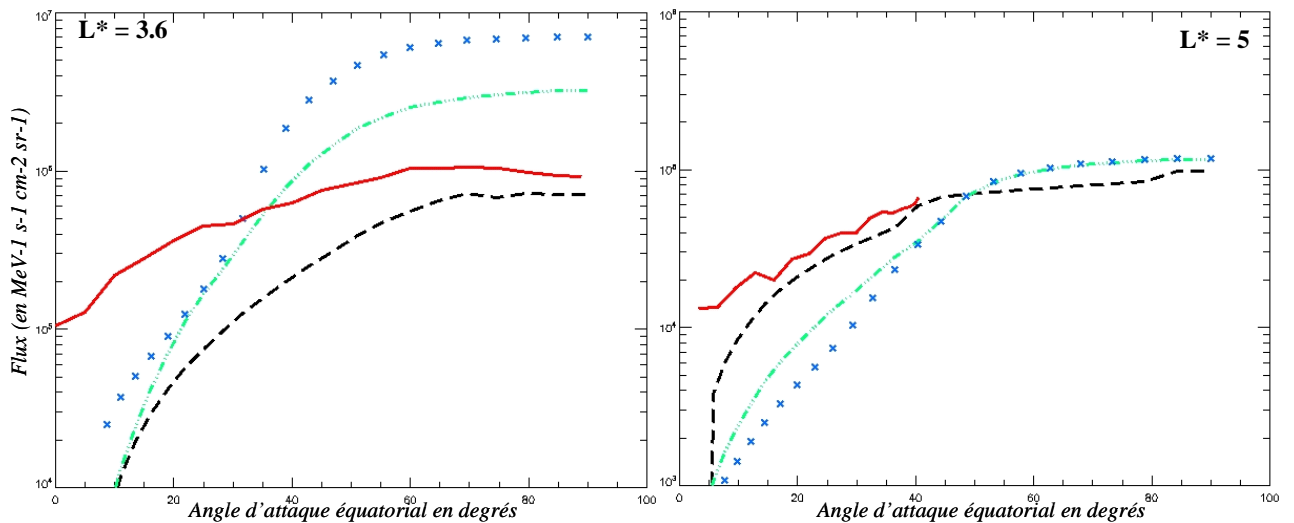
À  $L^*=3.6$ ,  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  présente le même ordre de grandeur que les mesures de CRRES – MEA près de l'équateur magnétique, mais le niveau des flux unidirectionnels chute trop rapidement le long de la ligne de champ. En comparaison,  $SIMU_{\text{chorus\_sans\_mesure\_GPS}}$  présente une distribution très intense et plate près de l'équateur magnétique. Les niveaux de flux associés sont 5 fois plus forts que ceux de CRRES – MEA. Grâce aux corrections de GPS ns18,  $SIMU_{\text{chorus}}$  réduit cette incertitude liée à la modélisation des effets des ondes de chœur mais insuffisamment pour correspondre aux observations. De plus, pour ces deux simulations, la distribution en angle d'attaque montre un fort gradient en dessous de  $\alpha_{\text{éq}} = 55^\circ$ , alors que la distribution observée par CRRES – MEA reste davantage plate. En fonction de la position radiale de la plasmapause ( $L_{\text{pp}}$ ), les ondes plasmasphériques (si  $L_{\text{pp}} < 3.6$ ) ou les ondes de chœur (si  $L_{\text{pp}} > 3.6$ ) sont responsables de ces divergences.

À  $L^*=5$ , en dehors de la plasmasphère, CRRES – MEA observe principalement des angles d'attaques équatoriaux plus petits. Le panneau de droite de la Figure 4-3 montre clairement que les distributions en angle d'attaque des deux simulations prenant en compte la modélisation des interactions ondes de chœur électrons sous-estiment les flux d'électrons pour  $\alpha_{\text{éq}} \leq 35^\circ$ . En effet, la modélisation des interactions ondes de chœur électrons définit un terme de diffusion en angle d'attaque fonction de  $\alpha_{\text{éq}}$ . Pour chaque  $\alpha_{\text{éq}}$ , il est moyenné sur les périodes de rebond et de dérive en posant l'hypothèse que le vecteur d'onde des ondes de chœur est orienté parallèlement au champ magnétique et que les ondes sont essentiellement présentes à des latitudes magnétiques comprises entre  $-15^\circ$  et  $15^\circ$  [Meredith, 2003b]. Cela explique d'une part la distribution aplatie obtenue par les simulations  $SIMU_{\text{chorus}}$  et  $SIMU_{\text{chorus\_sans\_mesures\_GPS}}$  à l'équateur, d'autre part l'absence de diffusion des particules équatoriales vers de plus petits angles d'attaques équatoriaux, l'intensité des interactions ondes de chœur électrons chutant à des latitudes supérieures à  $15^\circ$  [Varotsou, 2005].

Par ailleurs, des résultats récents ont mis en évidence la présence des ondes de chœur à des latitudes élevées grâce aux mesures des satellites DEMETER et CLUSTER [Santolik et al., 2006]. Il a également été démontré que ces ondes peuvent se propager obliquement aux lignes de champ magnétique [Parrot et al., 2003]. Les interactions ondes de chœur électrons seraient donc également significatives à des latitudes plus élevées que  $15^\circ$ , conduisant à lisser davantage les taux de diffusion en angle d'attaque associés. Si un tel comportement était modélisé, alors une assimilation locale de

mesures GPS ou GEO serait rapidement diffusée sur toute la ligne de champ correspondante et conduirait à une correction globale, continue et physique de la distribution en angle d'attaque des électrons piégés. Cela améliorerait considérablement la précision de la restitution de la dynamique des ceintures de radiation en transformant une mesure locale en globale d'un point de vue distribution en angle d'attaque.

Cependant, pour le moment sans interaction ondes de cœur électrons,  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  permet déjà de reproduire fidèlement les mesures de CRRES à  $L^*=5$ . En effet, une conjonction (peu de temps avant l'instantané de la Figure 4-3) entre les orbites des satellites GPS ns18 et LANL 1989-046 permet d'améliorer la forme empirique de la distribution en angle d'attaque utilisée par défaut [Vampola, 1998] par une plus aplatie (chapitre 2, paragraphe 2.2.2.2.). Si nous comparons les ratios obtenus le long de l'orbite de CRRES pour  $SIMU_{\text{chorus}}$  et  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  de la Figure 4-2, panneaux (d), le ratio est la plupart du temps plus proche de 1 pour  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  que pour  $SIMU_{\text{chorus}}$ . Cela est dû au fait que l'apport des conjonctions est perdu sous l'effet des interactions ondes de cœur électrons pris en compte, car les échelles de temps de ces interactions sont très inférieures à celles des conjonctions. Ainsi, selon ces hypothèses de simulation, la distribution en angle d'attaque est uniquement modulée par l'interaction onde particule et non par l'apport des données assimilées (contrairement à  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$ ).



**Figure 4-3 : Flux différentiels unidirectionnels des électrons de 1.09 MeV à  $L^*=3.6$  (le 12 octobre à 18h20 UT) et à  $L^*=5$  (le 12 octobre à 15h02 UT) durant la phase de relaxation de l'orage. Courbe pleine : CRRES, courbe avec tirets :  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$ , courbe avec tirets et pointillés :  $SIMU_{\text{chorus}}$ , courbe avec les croix :  $SIMU_{\text{chorus\_sans\_mesures\_GPS}}$ .**

Ainsi, l'assimilation de données permet de compenser en partie la méconnaissance des processus physiques associés aux interactions ondes de cœur électrons car les mesures contiennent déjà une part d'information sur cette physique manquante. L'inconvénient est que la correction réalisée est directement liée à la fréquence de l'assimilation des mesures satellites à un  $L^*$  donné et des conjonctions entre leurs orbites. Ainsi, à l'échelle de l'orage magnétique, cet outil n'est pas

capable de reproduire finement les détails de la distribution en angle d'attaque des électrons piégés à chaque instant, en particulier au cours de la phase de relaxation de l'orage. Cependant, à l'échelle du cycle solaire, cela ne constitue pas une limitation comme nous le montrons dans le paragraphe suivant.

#### 4.1.1.3. Précision et représentativité de nos résultats

Les incertitudes sur la distribution en angle d'attaque mises en évidence précédemment constituent une forte limitation à la restitution précise de la dynamique des ceintures de radiation à l'échelle de l'orage magnétique. Une description plus précise des interactions ondes de chœur électrons est nécessaire. Cependant, à l'échelle du cycle solaire, l'orage magnétique constitue la brique élémentaire de la dynamique long terme et peut être considéré comme un évènement ponctuel. Dans le cadre de la définition de modèles de spécification à l'échelle du cycle solaire, il est donc nécessaire d'estimer l'incertitude liée à la restitution d'un orage magnétique à moyen terme (à l'échelle de la semaine). Ainsi, dans un but opérationnel et de spécifications, ce n'est pas la restitution des différentes phases de l'orage magnétique qui est de première importance, mais la restitution globale des ceintures de radiation sur cette période perturbée, et en particulier les pics de flux. Connaître précisément l'état des ceintures avant et après une telle perturbation (nouvelle configuration et niveau des flux) est suffisant. Pour en avoir une idée, nous avons calculé le ratio moyen (selon une moyenne linéaire pour justement insister sur la précision de restitution des forts flux) sur la période complète de simulation entre les simulations ( $SIMU_{\text{chorus}}$  et  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$ ) et les mesures de CRRES. La Figure 4-4 présente ces ratios en fonction de  $L^*$ .

Dans la zone interne ( $L^* < 2.5$ ), le ratio est très proche de 1 pour les deux simulations car l'état initial utilisé a été créé à partir des mesures de CRRES et l'intensification de la diffusion radiale au cours de cet orage modéré n'a pas suffi à pousser les électrons à des valeurs en  $L^*$  aussi basses, comme nous l'avons montré dans le chapitre 3, § 3.2.2.

Entre  $L^*=3.5$  et  $L^*=6$ , la précision de  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  est très bonne, du moins le long de l'orbite du satellite CRRES grâce aux corrections apportées par les mesures de GPS ns18 et de LANL 1989-046.  $SIMU_{\text{chorus}}$ , quand à elle, est moins précise (atteignant jusqu'à un ratio de 0.4) à cause du taux de diffusion en angle d'attaque insuffisant, mis en évidence précédemment. Ce ratio d'un facteur un demi concorde avec notre analyse des incertitudes de modélisation réalisée dans le chapitre 3. En particulier, l'idée selon laquelle les incertitudes sont principalement associées à la méconnaissance de la dépendance précise des processus à l'activité magnétique (chapitre 3, § 3.2.5.), est ainsi confirmée.

Enfin, dans la région de la plasmasphère, les ratios dépassent un facteur 10 pour  $SIMU_{\text{chorus}}$  et sont poches de 3 pour  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$ , limitant la précision de restitution dans la région  $L^* < 3.5$ . Cette augmentation des ratios est due à la présence des forts gradients radiaux de particules au niveau de la plasmasphère. Même si  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$  présente simplement un facteur 3 par rapport aux mesures de

CRRES au cours de cet orage, la variabilité de la position et de l'intensité de ce pic d'incertitude (lié à la position de la plasmopause et à la dépendance à l'activité magnétique de la diffusion radiale et des interactions ondes particules, chapitre 3, § 3.2.3.) est un obstacle à l'estimation correcte des flux de la zone interne tant qu'aucun satellite n'y est assimilé pour assurer une correction éventuelle des niveaux de flux prédits par le modèle.

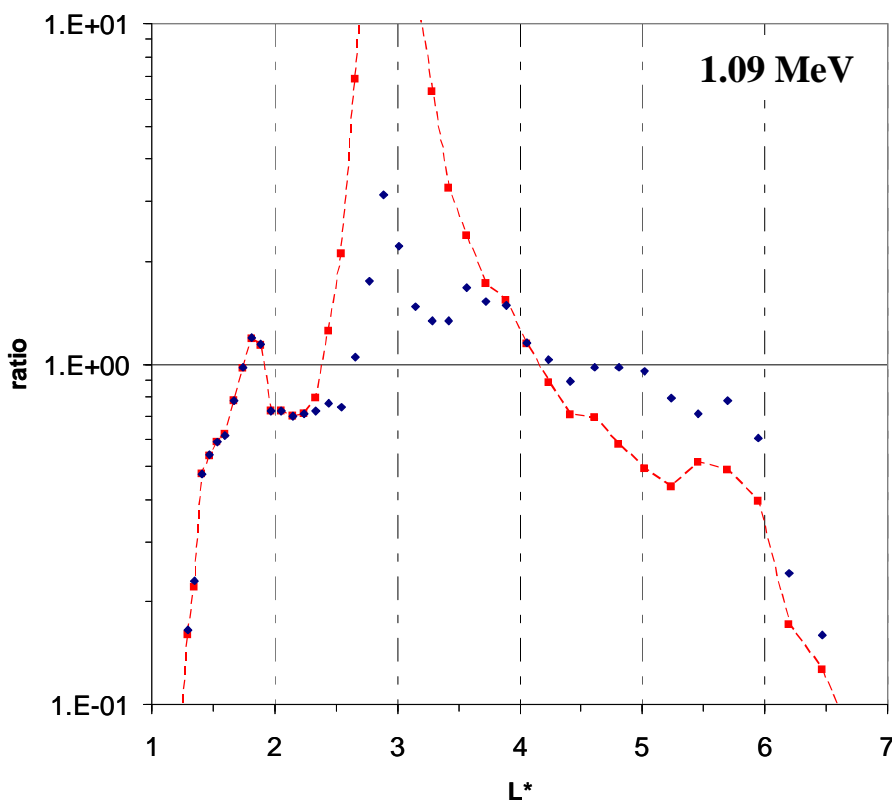


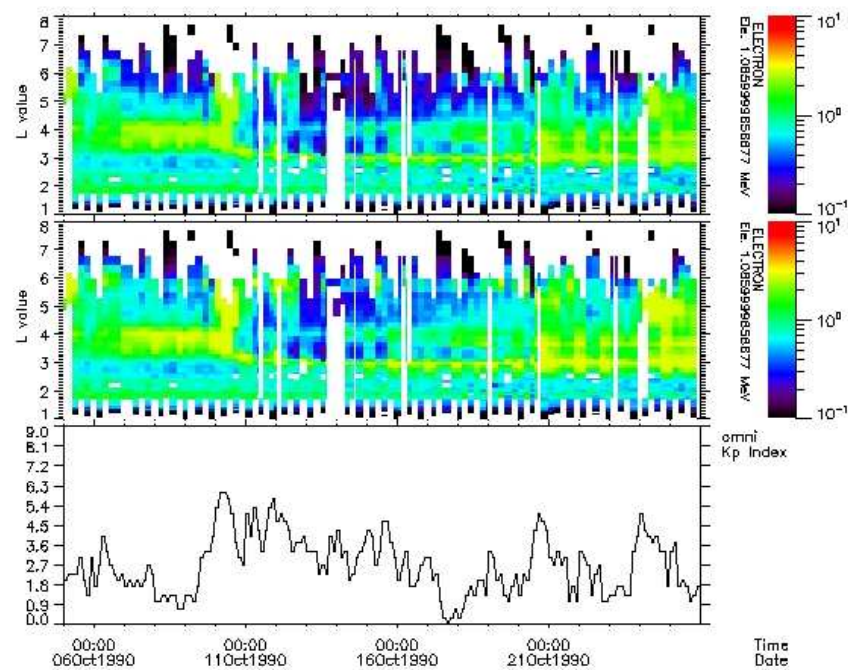
Figure 4-4 : Ratio moyen sur la période complète de simulation (du 5 au 25 octobre 1990) en fonction de  $L^*$  pour les flux d'électrons de 1.09 MeV. Courbe bleue avec losanges : ratio moyen de  $SIMU_{\text{sans\_chorus}}$ , courbe rouge en pointillée et avec des carrés : ratio moyen de  $SIMU_{\text{chorus}}$ .

En conclusion, l'incertitude que l'on peut attendre sur la restitution de la dynamique des ceintures de radiation à l'échelle du cycle solaire ne devrait pas dépasser un facteur 2 à 3 dans la ceinture externe. De plus, comme nous le verrons dans le paragraphe 4.2, les résultats de la simulation effectuée à l'échelle du cycle solaire consistent en des fonctions de distribution des électrons piégés moyennées sur chaque jour, ce qui lisse encore davantage les écarts ponctuels entre simulation et réalité. Ainsi la précision que nous obtenons avec cette simple méthode d'assimilation directe, sans prendre en compte les interactions ondes de chœur électrons, est suffisante pour assurer une bonne précision de restitution à l'échelle du cycle solaire. En effet, pour estimer la dose reçue par un satellite au cours de sa mission, une précision plus fine n'est pas nécessaire tant que l'on maîtrise les niveaux des flux au début et à la fin des orages magnétiques. Enfin, comme aucun satellite n'est assimilé dans la zone interne (peu de données de confiance sont actuellement disponibles dans la base de données de

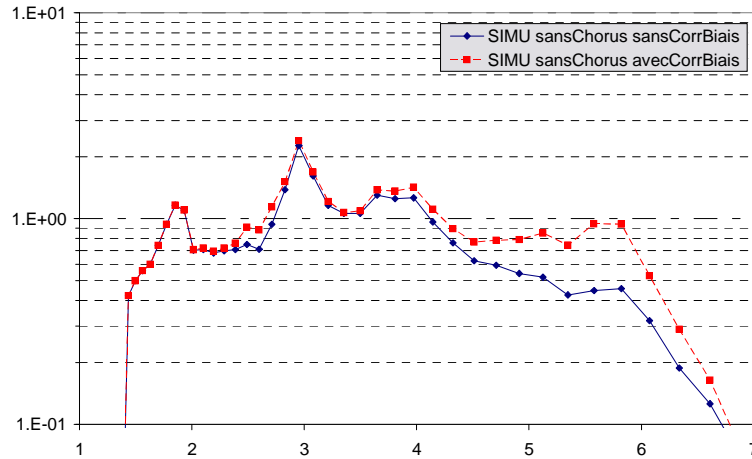
l'ONERA-DESP), une incertitude plus forte est à attendre, mais les ordres de grandeurs restent significatifs.

#### 4.1.1.4. Compensation du biais de mesures et améliorations obtenues

Nous terminons cette étude en utilisant les estimations des biais de mesures de GPS ns18 (étudiées dans le chapitre 3, § 3.4.3.) et de LANL 1989-046 pour améliorer les résultats de l'assimilation directe, sans (Figure 4-5 et Figure 4-6) ou avec (Figure 4-7 et Figure 4-8) la prise en compte des interactions ondes de cœur électrons.

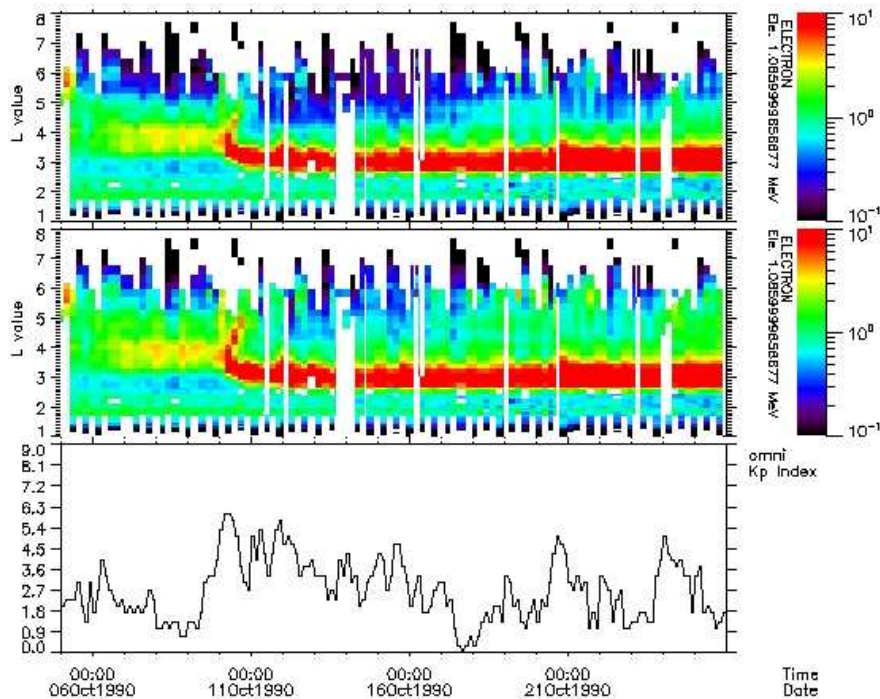


**Figure 4-5 : Evolution en fonction de L\* et du temps des ratios des simulations sans prendre en compte les ondes de cœur comparées aux mesures de CRRES. De haut en bas : ratio de la simulation sans correction du biais, ratio de la simulation avec correction du biais et indice Kp**



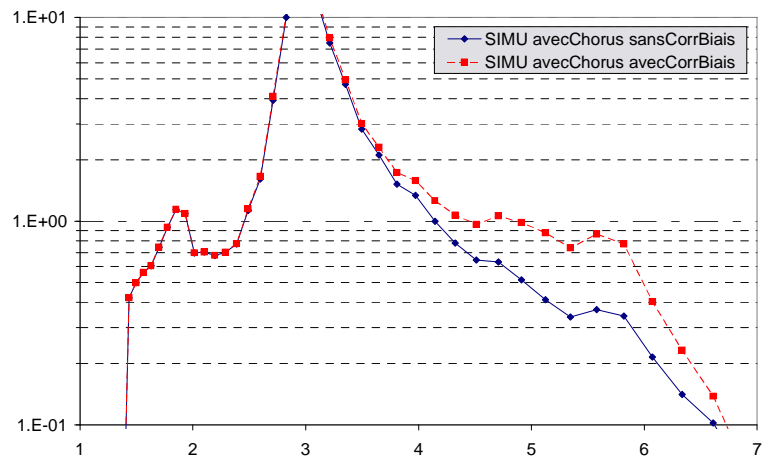
**Figure 4-6 : Ratio moyen (selon une moyenne logarithmique) entre les simulations réalisées et les mesures de CRRES sur la période du 5 au 25 octobre 1990**

Dans les deux cas, on constate une nette amélioration des ratios, essentiellement au cours de la phase de relaxation entre  $L^*=4$  et  $L^*=5$  (Figure 4-5 et Figure 4-7). Le but de cette étude étant d'analyser l'apport de cette correction sur la dynamique globale des flux, nous avons calculé cette fois-ci le ratio moyen sur la période de simulation selon une moyenne logarithmique (Figure 4-6 et Figure 4-8). On note ainsi une amélioration d'un facteur 2 pour la simulation sans prise en compte des ondes de chœur et d'un facteur 2.5 pour la simulation avec sa prise en compte. Les niveaux des simulations corrigées sont maintenant très comparables et proches de 1 dans la ceinture externe.



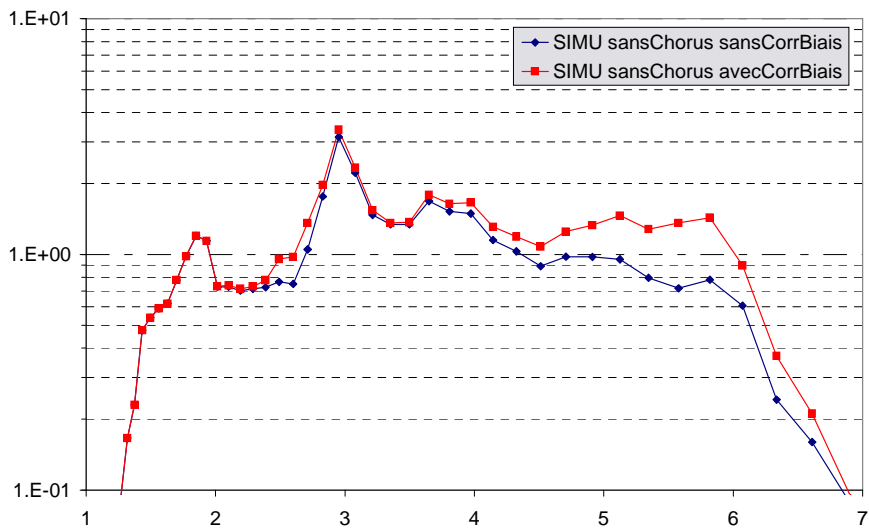
**Figure 4-7 : Evolution en fonction de  $L^*$  et du temps des ratios des simulations prenant en compte les ondes de chœur comparées aux mesures de CRRES. De haut en bas : ratio de la simulation sans correction du biais, ratio de la simulation avec correction du biais et indice Kp**



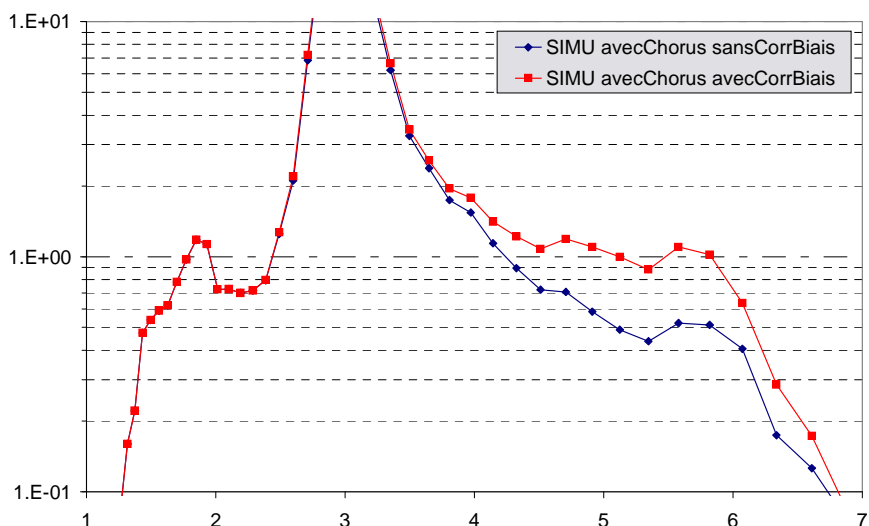


**Figure 4-8 : Ratios moyens (selon une moyenne logarithmique) entre les simulations réalisées et les mesures de CRRES sur la période du 5 au 25 octobre 1990**

Enfin, nous avons également tracé sur la Figure 4-9 (pour la simulation sans la modélisation des ondes de chœur) et la Figure 4-10 (pour la simulation avec la modélisation des ondes de chœur), les ratios moyens selon une moyenne linéaire pour voir l'impact de cette correction sur les forts flux. Dans le cas de la simulation prenant en compte les interactions ondes de chœur électrons, le ratio dans la zone externe est maintenant très proche de 1 (Figure 4-10). Dans le cas de l'autre simulation, ce même ratio atteint un facteur 1.5 (Figure 4-9).



**Figure 4-9 : Ratios moyens (selon une moyenne linéaire) avec ou sans correction du biais pour les simulations ne prenant pas en compte les ondes de chœur**



**Figure 4-10 : Ratios moyens (selon une moyenne linéaire) avec ou sans correction du biais pour les simulations ne prenant pas en compte les ondes de chœur**

On constate ainsi que par une simple correction du biais de mesures, il est possible d'améliorer significativement l'assimilation directe de données. Garantir une grande précision de la restitution demande donc un travail fastidieux d'analyse des mesures (filtrage, inter calibration, biais et distribution des erreurs) et, de plus, il peut être pire de prendre en compte dans le modèle physique tous les processus, si ceux-ci ont une incertitude trop élevée.

#### 4.1.2. L'assimilation de données filtrée : premier résultat expérimental

Pour essayer d'améliorer davantage la restitution des ceintures de radiation à l'échelle de l'orage magnétique, nous nous intéressons maintenant à l'assimilation filtrée de données, grâce au filtre de Kalman d'ensemble (EnKF).

##### 4.1.2.1. Définition des expériences jumelles et mise en place pratique

Les expériences jumelles consistent à simuler l'apport d'une méthode d'assimilation de données dans un contexte « parfait » (aux yeux de l'assimilation) et totalement contrôlée. Elles permettent d'analyser facilement les résultats obtenus et le comportement de la méthode utilisée. C'est une nécessité avant de passer au cas réel. Si l'assimilation ne fonctionne pas dans un tel contexte, alors il n'y a aucune chance qu'elle puisse mieux fonctionner dans un cas réel où l'on s'éloigne du cadre des hypothèses posées.

La Figure 4-11 décrit la mise en œuvre pratique des expériences jumelles. L'environnement des simulations est décrit par un indice  $K_p$  théorique. Sur les deux jours de simulation, nous faisons

subir aux ceintures de radiation un orage magnétique décrit par un indice Kp passant de 2 à 6 à la douzième heure de simulation, puis revenant à 2 à la trente sixième heure.

En ce qui concerne les simulations même, dans un premier temps, nous définissons un état réel théorique des ceintures de radiation, nommé REFERENCE, que l'assimilation de données devra retrouver. Pour cela, on utilise une simulation réalisée à partir du modèle Salammbô 3D que l'on bruité selon un tirage au sort gaussien pour les niveaux de Kp et les conditions limites. Le bruitage de ce premier état des ceintures permet de définir une situation qui ne peut pas être retrouvée naturellement par le code Salammbô seul. L'assimilation de données est ainsi nécessaire pour l'approcher. De plus, cette référence consiste en une boîte noire dont on ne connaît que des informations partielles et bruitées.

Ensuite, on réalise une simulation de Salammbô 3D dans les mêmes conditions mais sans bruit. On a ainsi un état noté LIBRE qui constitue l'ébauche de la restitution des ceintures de radiation et qui sera utilisé par l'assimilation de données.

Enfin, le but étant de mettre en évidence l'apport de l'EnKF par rapport à l'assimilation directe, nous réalisons en parallèle ces deux assimilations en les nourrissant de mesures bruitées extraites de l'état de référence toutes les cinq minutes, mesures effectuées aléatoirement entre  $L^*=4$  et  $L^*=6$ .

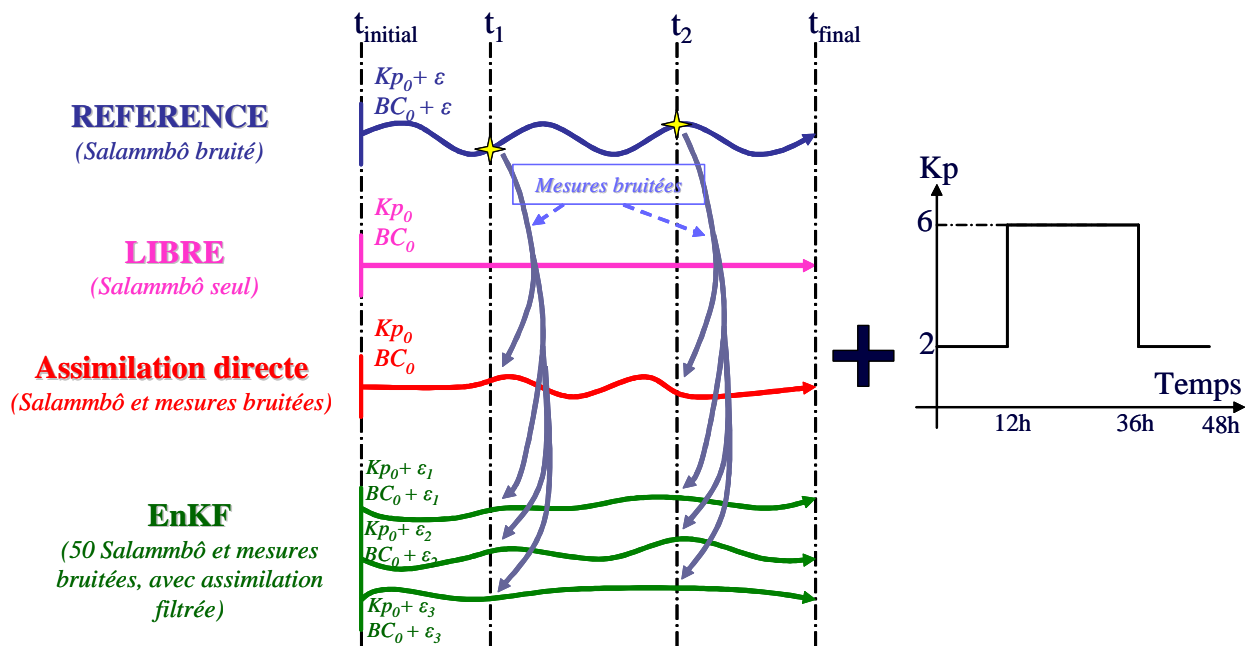


Figure 4-11 : Schéma de fonctionnement des expériences jumelles

Pour cette expérience, nous prenons également en compte la modélisation des interactions ondes de cœur – électrons puisque leur imprécision n'est plus un problème pour une assimilation filtrée (l'erreur associée étant connue du système donc gérée par le filtre). De plus, nous avons vu dans

le chapitre 3, §3.2., que nous pouvions approcher simplement et physiquement les incertitudes de modélisation en utilisant un indice dérivé de  $K_p$  que l'on aurait bruité. Nous utilisons ici cette méthode pour prendre en compte les incertitudes de modélisation. D'un point de vue pratique, les caractéristiques suivantes d'incertitudes pour les simulations effectuées sont précisées dans le Tableau 4-1 :

Simulation de référence ( <i>boîte noire</i> )	EnKF
<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Bruit sur <math>K_p</math> calculé à partir d'une loi normale de variance <b>0.4</b> ;</li> <li>✓ Bruit sur l'état initial calculé à partir d'une loi normale de variance <b>0.2</b> ;</li> <li>✓ Bruit sur les conditions limites calculé à partir d'une loi normale de variance <b>0.2</b> ;</li> <li>✓ Bruit sur les observations, servant à nourrir les assimilations, calculé à partir d'une loi normale de variance <b>0.3</b>.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Utilisation de <b>50</b> membres seulement pour ne pas trop alourdir la simulation ;</li> <li>✓ Incertitude sur <math>K_p</math> supposée suivre une loi normale de variance <b>0.5</b> ;</li> <li>✓ Incertitude sur l'état initial supposée suivre une loi normale de variance <b>0.3</b> ;</li> <li>✓ Incertitude sur les conditions limites supposée suivre une loi normale de variance <b>0.3</b> ;</li> <li>✓ Incertitude sur les observations supposée suivre une loi normale de variance <b>0.3</b>.</li> </ul>

**Tableau 4-1 : Caractéristiques des simulations jumelles réalisées**

#### 4.1.2.2. Analyse d'un point particulier : le fonctionnement pratique de l'EnKF

Nous avons décrit le fonctionnement théorique du filtre de Kalman d'ensemble dans le chapitre 2. La Figure 4-12 décrit maintenant son comportement en pratique en un nœud donné de la grille de Salammbô (ici à l'équateur magnétique, en  $L^* = 4.75$  et  $E_c = 535$  keV). Quatre types de courbes y sont représentées : l'évolution du code Salammbô seul (courbe rose épaisse), de l'assimilation directe (courbe verte épaisse et très hachée), de la référence à retrouver (courbe bleue épaisse), et enfin de l'ensemble de Kalman (ensemble des courbes resserrées entre elles).

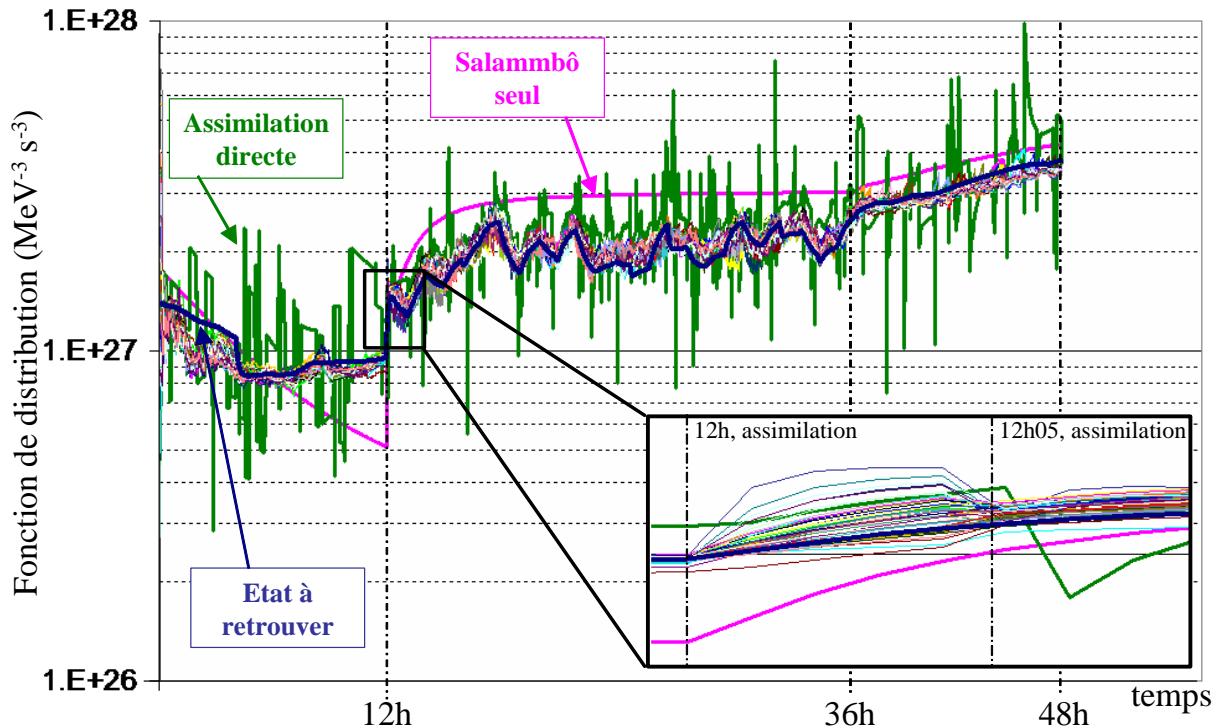


Figure 4-12 : Evolution des simulations à l'équateur magnétique, à  $L = 4.75$ , et  $E_c = 535$  keV.

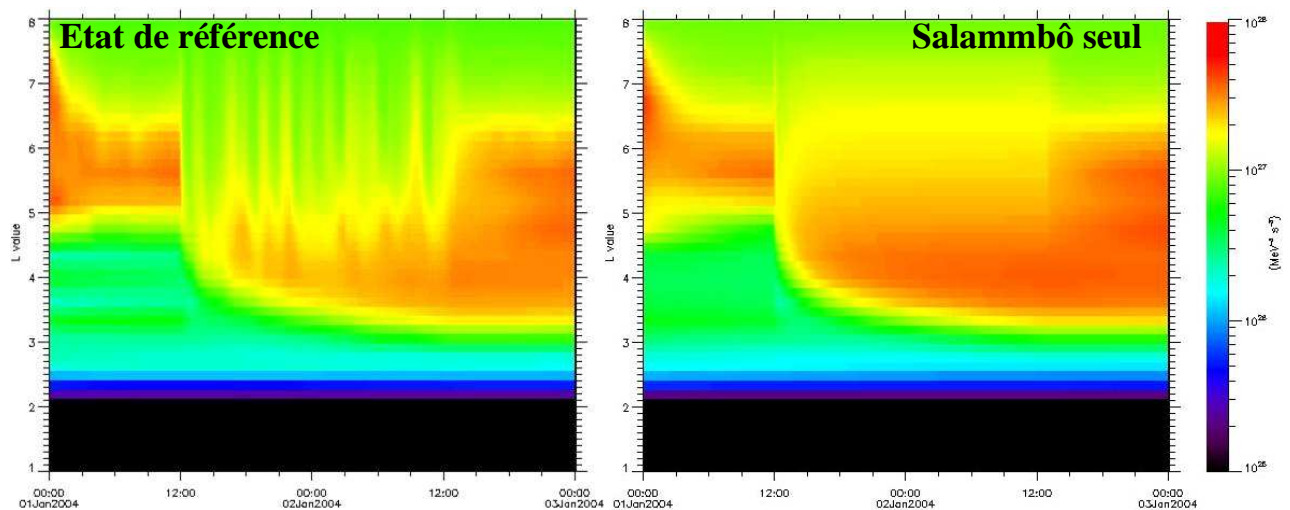
On constate qu'à la fois l'EnKF et l'assimilation directe retrouvent correctement (en moyenne) l'état de référence, tandis que Salammbô seul présente une erreur conséquente. Le fonctionnement de l'EnKF est détaillé dans le médaillon de la Figure 4-12. A douze heures, une assimilation est faite, mais aucune mesure n'est assimilée au point considéré (l'évolution de l'assimilation directe n'est pas corrigée). L'orage commence ( $K_p$  passe à 6) et disperse notablement les membres constituant le filtre. Leur moyenne, ainsi que l'assimilation directe sont très proches de l'état de référence à ce moment. A douze heures cinq, une nouvelle assimilation est effectuée, et cette fois-ci une mesure est disponible à proximité du point considéré. En effet, l'assimilation directe est corrigée avec un petit temps de retard, correspondant au temps de diffusion de la nouvelle information depuis le nœud de grille voisin. Au contraire, comme l'EnKF réalise une correction globale spatialement, l'information nouvelle de la mesure à douze heures cinq est ainsi directement appliquée à ce nœud, en fonction de la dispersion des membres (chacun recevant un certain poids de significativité). L'assimilation a pour effet de réduire la dispersion des membres de l'ensemble, indiquant ainsi que l'incertitude sur la restitution est réduite grâce aux informations apportées par les mesures à cet instant.

Ainsi, on constate que l'EnKF reste toujours proche de l'état de référence tandis que l'assimilation directe oscille largement autour. Cet important hachage de la restitution par l'assimilation directe est également très visible sur le graphique d'évolution globale. En conclusion, cette analyse locale permet déjà de mettre en avant trois avantages considérables de l'EnKF : une

correction instantanée, globale et pondérée qui permet de lisser physiquement l'information brute fournie par les mesures.

#### 4.1.2.3. Résultats obtenus et comparaison globale

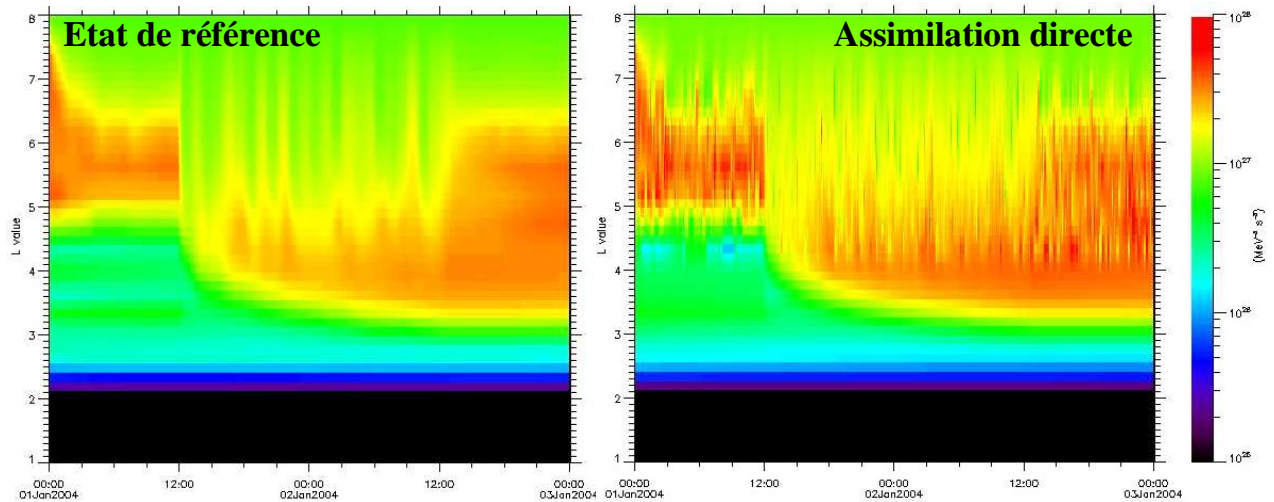
Les résultats obtenus sont présentés sur les figures suivantes (Figure 4-13 à Figure 4-15) sous la forme de cartographies d'évolution en fonction du temps de la fonction de distribution des électrons de 70 MeV/G à l'équateur magnétique. L'utilisation de la fonction de distribution des électrons à moment magnétique constant permet de distinguer plus facilement les effets des incertitudes introduites. Sur la Figure 4-13, nous comparons l'état de référence à celui obtenu à partir de Salammbô seul. On constate que le bruitage introduit empêche bien le code de converger naturellement vers l'état de référence. En particulier, le fait d'avoir bruité la valeur de l'indice Kp introduit dans l'état de référence des variations rapides de la fonction de distribution. Elles correspondent au changement de classes de définition de l'intensité des interactions ondes de choeur électrons modélisée (voir chapitre 3, §3.1.1.1.). L'assimilation de données a par conséquent une importante correction à effectuer pour retrouver cet état à partir de l'ébauche fournie par le code Salammbô seul.



**Figure 4-13 : Cartographies  $L^*$  vs temps au niveau de l'équateur magnétique de la fonction de distribution (en  $\text{MeV}^{-3} \text{s}^{-3}$ ) des électrons de 70 MeV/G des simulations REFERENCE et Salammbô seul.**

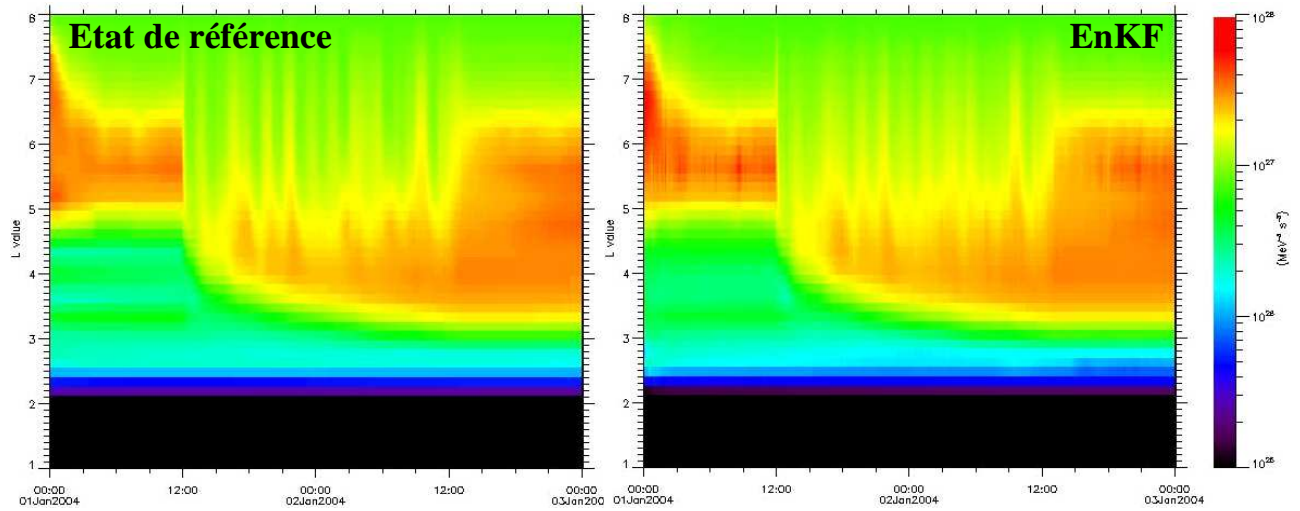
La Figure 4-14 compare les résultats de l'assimilation directe à la référence. Le bruit est très apparent et fait perdre une grande partie de consistance physique à la restitution. Bien que ces expériences jumelles soient théoriques et ne peuvent être comparées directement à la réalité, elles mettent en évidence le fait que si les mesures sont trop bruitées, alors, dans le cas de l'assimilation directe, nous introduisons une incertitude importante sans s'en rendre compte car non quantifiée. Bien que la dispersion de la restitution soit forte, on constate néanmoins, qu'en moyenne, l'allure générale

et les niveaux de l'état de référence sont retrouvés. Ainsi, comme à l'échelle du cycle solaire, une résolution temporelle de restitution de l'ordre de la journée est acceptable pour les besoins de définition de modèles de spécification, l'assimilation directe de données est une bonne candidate pour répondre à ces besoins de manière simple et rapide.



**Figure 4-14 : Cartographies  $L^*$  vs temps au niveau de l'équateur magnétique de la fonction de distribution (en  $\text{MeV}^{-3} \text{s}^{-3}$ ) des électrons de 70 MeV/G des simulations REFERENCE et assimilation directe.**

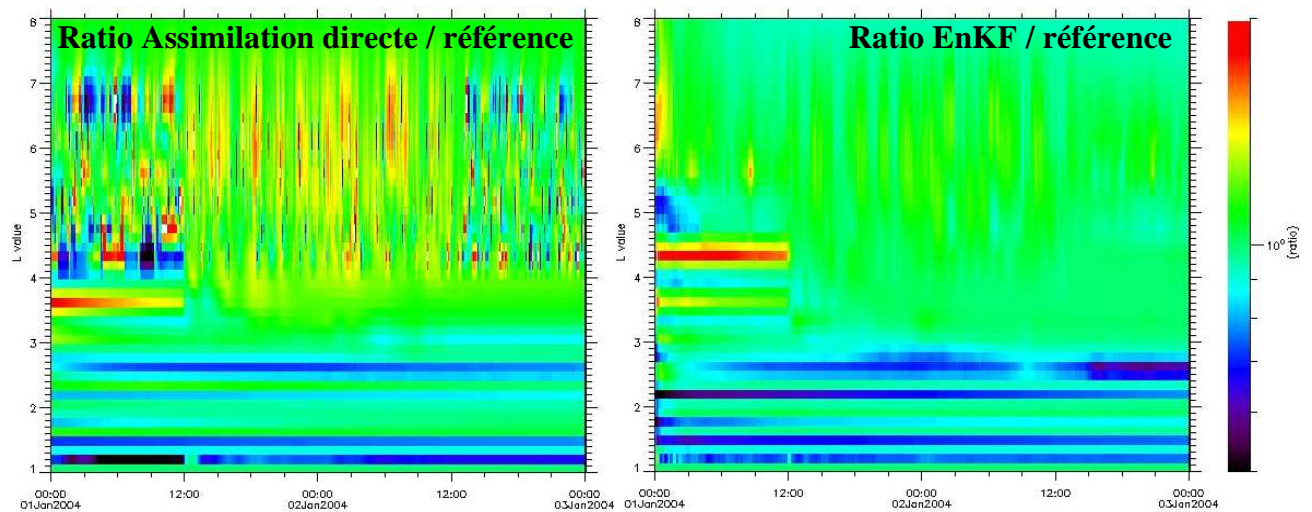
Les résultats de la référence et de l'EnKF sont tracés sur la Figure 4-15. On constate une très bonne correction apportée par cette assimilation filtrée. En particulier, le fait de bruite la valeur de l'indice  $K_p$  pour définir les trajectoires des différents membres de l'ensemble permet d'englober dans la dispersion associée l'état de référence, et par conséquent, d'effectuer une correction physique et lissée de l'état des ceintures de radiation. Le gain apporté par cette méthode est très important comparé à l'assimilation directe. Elle fournit en particulier une base solide de restitution précise de l'évolution des ceintures de radiation à l'échelle de l'orage magnétique. Enfin, la prise en compte des interactions ondes de cœur électrons dans la modélisation améliore davantage la correction en dispersant les trajectoires des membres dans la ceinture externe (voir chapitre 3, §3.2.3.). L'EnKF n'a en effet pas besoin d'utiliser des modélisations très précises des processus physiques pour effectuer une bonne correction, tant que l'on dispose d'une estimation réaliste de leur incertitude.



**Figure 4-15 : Cartographies  $L^*$  vs temps au niveau de l'équateur magnétique de la fonction de distribution (en  $\text{MeV}^{-3} \text{s}^{-3}$ ) des électrons de 70 MeV/G des simulations REFERENCE et EnKF.**

La Figure 4-16 présente enfin les ratios des fonctions de distribution des assimilations par rapport à la référence (l'échelle des ratios s'étend de 0.5 à 2). L'amélioration apportée par l'EnKF est clairement visible sur ces graphiques. La qualité de restitution de la ceinture externe montre que la correction réalisée effectue un lissage physique et nuancé de l'information apportée par les mesures. Cependant, en dessous de  $L^* = 3$ , aussi bien l'EnKF que l'assimilation directe n'apportent plus d'améliorations. Comme aucune mesure n'est assimilée en dessous de  $L^* = 4$ , aucune information directe n'y est disponible. Les corrections résiduelles s'y effectuant reposent uniquement sur la diffusion des incertitudes de modélisation dans cette zone interne. En effet, comme nous l'avons précisé dans le chapitre 3, §3.2.1, le bruit de modélisation permet de disperser les trajectoires temporelles suivies par les différents membres de l'ensemble constituant l'EnKF. Plus elles seront dispersées (tout en conservant une signification physique), et plus il sera assuré que l'état à retrouver est englobé par ces trajectoires. Or, la diffusion radiale ne pousse pas les particules piégées en deçà de  $L^* = 3$  pour des valeurs de  $K_p$  ne dépassant pas  $K_p = 6$  (chapitre 3, § 3.2.2). Par conséquent les trajectoires des membres sont très peu dispersées à ces valeurs de  $L^*$ , et la correction résiduelle est négligeable.



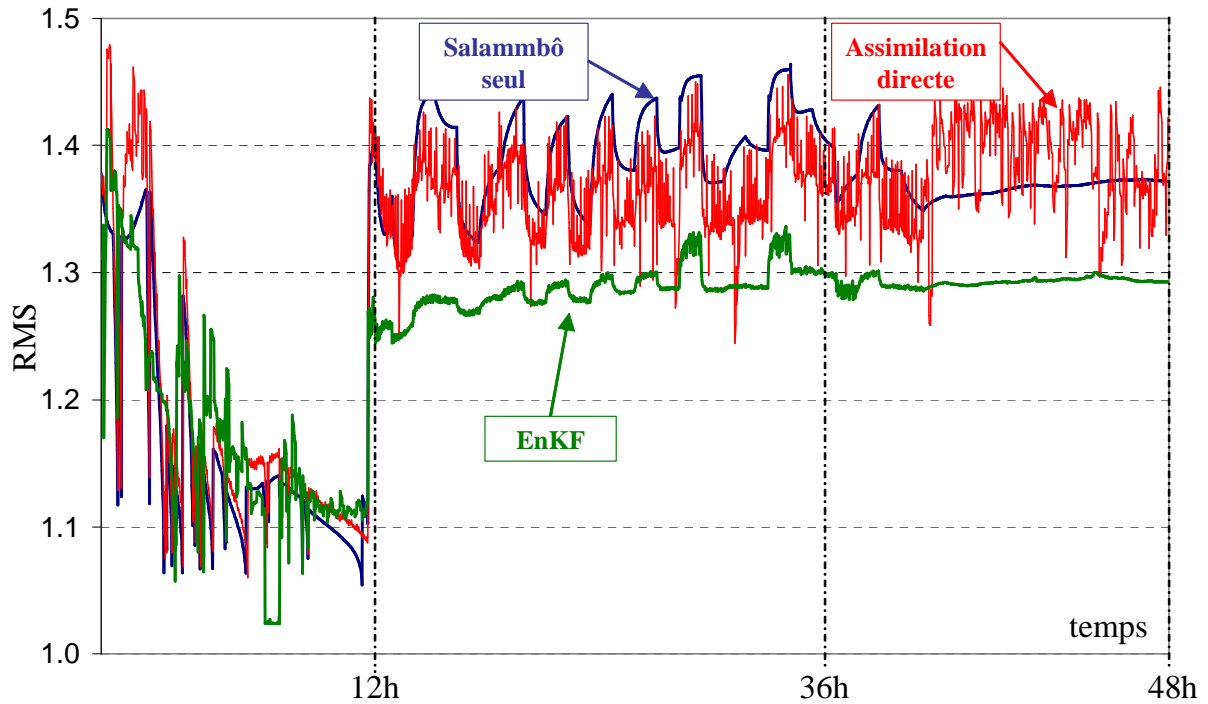


**Figure 4-16 : Cartographies  $L^*$  vs temps au niveau de l'équateur magnétique des ratios des fonctions de distribution des électrons de 70 MeV/G des assimilations sur la référence.**

#### 4.1.2.4. Erreur résiduelle et variance estimée : le second apport de l'EnKF

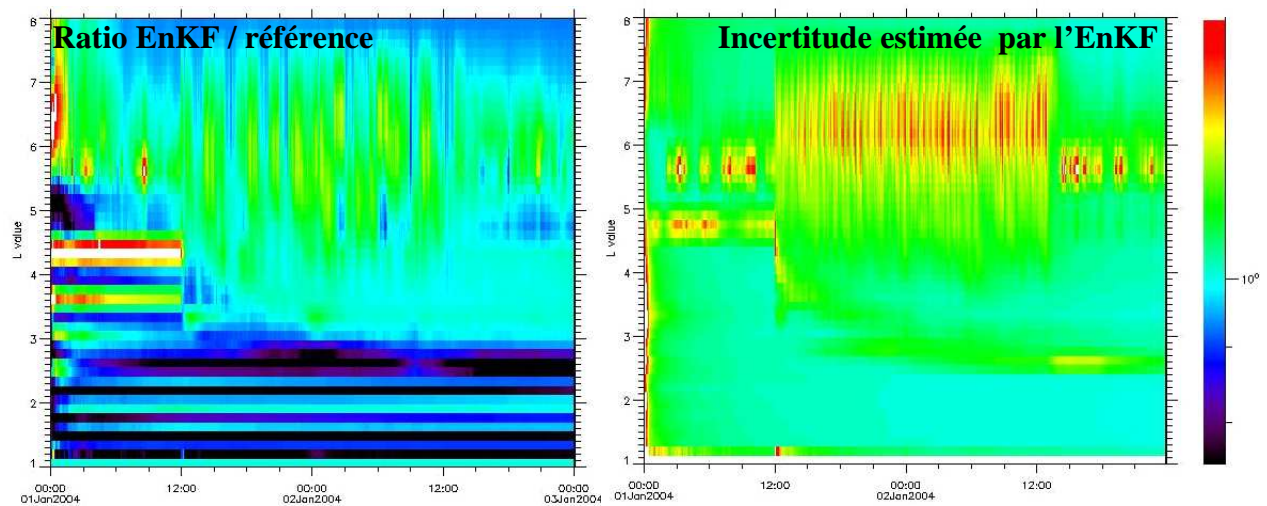
Nous avons analysé dans un premier temps les résultats obtenus sur un point particulier de la grille de Salammbô, puis plus globalement sur les électrons de 70 MeV/G rebondissant à l'équateur magnétique. Nous comparons maintenant globalement les résultats sur l'intégralité de la grille utilisée. Pour cela, la Figure 4-17 présente l'incertitude résiduelle au sens des moindres carrés (notée rms, 'residual mean square') des différentes simulations. Elle est calculée sur toute la grille tridimensionnelle de Salammbô 3D. La courbe bleue correspond à l'évolution de la rms de Salammbô seul, la courbe hachée rouge à celle de l'assimilation directe, et enfin, la verte à celle de l'EnKF.

Nous constatons deux phases. Avant le début de l'orage magnétique (à douze heures), les trois rms sont comparables. A ces valeurs de  $K_p$ , le bruit introduit sur cet indice ne modifie que peu la dynamique des ceintures de radiation. En particulier, la diminution des rms coïncide avec le lissage des incertitudes introduites sur l'état initial de la simulation de référence. Lorsque l'orage magnétique est déclenché, le bruit sur l'indice  $K_p$  influe d'autant plus sur la dynamique des ceintures que ce dernier est fort. Nous observons en conséquence une brusque perte de précision de restitution des trois simulations à douze heures. Aussi bien pour la simulation libre (Salammbô seul) que pour l'assimilation directe, la rms oscille largement au cours de l'orage magnétique jusqu'à la trente-sixième heure. Ce sont les sauts dans les classes de définition de l'intensité des interactions ondes de chœur électrons qui en sont la cause. Nous constatons qu'au contraire, la précision globale de l'EnKF reste très stable est nettement inférieure aux autres.



**Figure 4-17 : Tracé de la rms des différentes simulations par rapport à la référence en fonction du temps. Instant 1 : début de l'assimilation de mesures ; Instant 2 : la rms de l'EnKF ré augmente ; Instant 3 : Stabilisation de la rms de l'EnKF.**

Enfin, l'EnKF fournit en temps réel une estimation de sa précision de restitution à travers la dispersion de ces membres. Nous avons tracé sous forme de cartographies sur la Figure 4-18 l'évolution du ratio de l'EnKF sur la référence et l'évolution de la variance de dispersion de ses membres pour les électrons de 70 MeV/G rebondissant au niveau de l'équateur magnétique. L'EnKF fournit ainsi une estimation cohérente avec la réalité de son incertitude de restitution. Les ordres de grandeurs sont comparables et les zones d'incertitudes sont bien mises en évidence. Il constitue donc un outil complet pour la restitution précise et la prédiction de l'évolution des ceintures de radiation.



**Figure 4-18 : Cartographies  $L^*$  vs temps au niveau de l'équateur magnétique (pour les électrons de 70 MeV/G) du ratio de l'EnKF sur la référence (panneau de gauche) et de l'incertitude de restitution estimée par l'EnKF lui-même (panneau de droite).**

Ce premier test met donc en évidence l'apport d'une méthode évoluée (filtrée) pour améliorer la restitution des ceintures à l'échelle de l'orage magnétique. En particulier, dans le cadre de la mise en place d'une « météorologie spatiale », l'estimateur intégré de précision de restitution est un atout important. Le seul bémol apporté à cette méthode est sa lenteur de calcul. En effet, il est nécessaire de propager en parallèle au minimum une cinquantaine de membres pour pouvoir réaliser une assimilation de confiance. Une parallélisation du code est donc nécessaire pour améliorer son efficacité.

En conclusion, l'EnKF est une approche prometteuse à l'échelle de l'orage magnétique tandis que l'assimilation directe, par son temps de calcul bien plus court, est parfaitement adaptée à l'échelle du cycle solaire.

#### 4.1.3. Synthèse des résultats à l'échelle de l'orage magnétique

Le Tableau 4-2 présente la synthèse des résultats que nous avons obtenus à l'échelle de l'orage magnétique. Il met en particulier en avant les avantages et inconvénients de chaque méthode implémentée.

En conclusion, l'assimilation directe ne prenant pas en compte les interactions ondes de chœur électrons est une solide base d'assimilation de données à une échelle temporelle supérieure à l'orage magnétique. Pour raffiner la restitution de la dynamique des ceintures de radiation à une échelle temporelle de l'ordre de l'heure, il devient nécessaire de prendre en compte le processus rapide que constituent les interactions ondes de chœur électrons. La précision encore insuffisante de leur

modélisation nécessite alors l'utilisation d'une méthode d'assimilation optimisée, telle le filtre de Kalman d'Ensemble, permettant de tirer au mieux partie de cela.

	<b>Restitution des phases de l'orage</b>	<b>Précision de la restitution à l'échelle de l'orage</b>	<b>Restitution de la distribution en angle d'attaque</b>	<b>Indice de confiance de la restitution</b>
<i>SIMU<sub>sans_chorus</sub></i>	+	Facteur < 2 à 3	++	Aucun
<i>SIMU<sub>chorus</sub></i>	++	Facteur < 3 sauf vers L = 3 (facteur > 10)	-	Aucun
<i>Assimilation directe améliorée</i>	++	Gain dans la ceinture externe	+	Aucun
<i>EnKF</i>	+++	Gain global compensant l'incertitude des interactions ondes de chœur électrons	+	Automatique, dynamique et global

Tableau 4-2 : Comparaison et synthèse des résultats obtenus à l'échelle de l'orage magnétique

## 4.2. RESULTATS D'ASSIMILATION DE DONNEES A L'ECHELLE DU CYCLE SOLAIRE

Le principal objectif de ce travail de thèse est de restituer la dynamique des ceintures de radiation à l'échelle du cycle solaire (de 1990 à 2005), aussi bien dans le cas des électrons que des protons. L'intérêt déjà souligné est de disposer ainsi d'une 'base de données' complète sur 11 ans des niveaux de flux en tout point des ceintures de radiation grâce à l'assimilation de données.

De plus, ce travail a permis d'analyser et de mettre en évidence les caractéristiques principales de la dynamique long terme des ceintures de radiation ainsi que les besoins auxquels devront répondre les futurs modèles de spécification. Par manque de données complémentaires et disponibles sur un intervalle de temps suffisamment long, peu d'études globales ont été menées sur la dynamique long terme des ceintures de radiation. Nous présentons ici les résultats que nous avons obtenus dans le cas des électrons et des protons.

### 4.2.1. Le cas des électrons : une dynamique complexe

Ce paragraphe s'articule en trois sous parties et les résultats présentés sont essentiellement extraits de [Maget et al., 2007a]. Dans un premier point, nous présentons l'étude réalisée, puis les résultats obtenus ainsi que leur validité d'un point de vue dynamique, ce qui constitue une importante avancée dans ce domaine. Enfin, nous comparons nos résultats aux modèles actuels de spécifications CRRESELE [Brautigam, 1995] et AE8 [Vette, 1991] et en déduisons leurs limitations et les besoins auxquels devront répondre leurs futurs remplaçants.

#### 4.2.1.1. Présentation de l'étude effectuée

Pour réaliser l'assimilation de données, nous utilisons des mesures de confiance de satellites orbitant dans la ceinture externe. Nous avons choisi d'utiliser les satellites géostationnaires et GPS du Los Alamos National Laboratory (Figure 4-1, panneau du haut). Les satellites GPS couvrent une large gamme de valeurs de  $L^*$  à différentes latitudes magnétiques dans la zone externe, ce qui est parfaitement adapté aux besoins de l'assimilation de données (voir chapitre 3). Les satellites LANL GEO sont principalement situés près de l'équateur géographique à une valeur en  $L^*$  comprise entre 5.5 et 6.5, donc très proche des conditions limites de la grille de Salammbô 3D. Embarquant deux détecteurs complémentaires (SOPA pour les énergies inférieures à 1.5 MeV, et ESP au dessus de 800 keV), ces satellites permettent de couvrir la majeure partie du spectre en énergie supporté par le code (excepté dans la gamme du keV). Bien entendu, le code Salammbô 3D est utilisé pour interpoler et extrapoler (spatialement et en énergie) physiquement ces données localisées.

Nous réalisons cette simulation sur 15 ans (de janvier 1990 à décembre 2005). Elle englobe ainsi la majeure partie des cycles solaires 22 et 23. Le code ingère à chaque minute les mesures GEO et GPS disponibles. Les satellites disponibles au cours de la période simulée sont (leurs couvertures temporelles sont tracées sur la Figure 4-19, panneau (a)) :

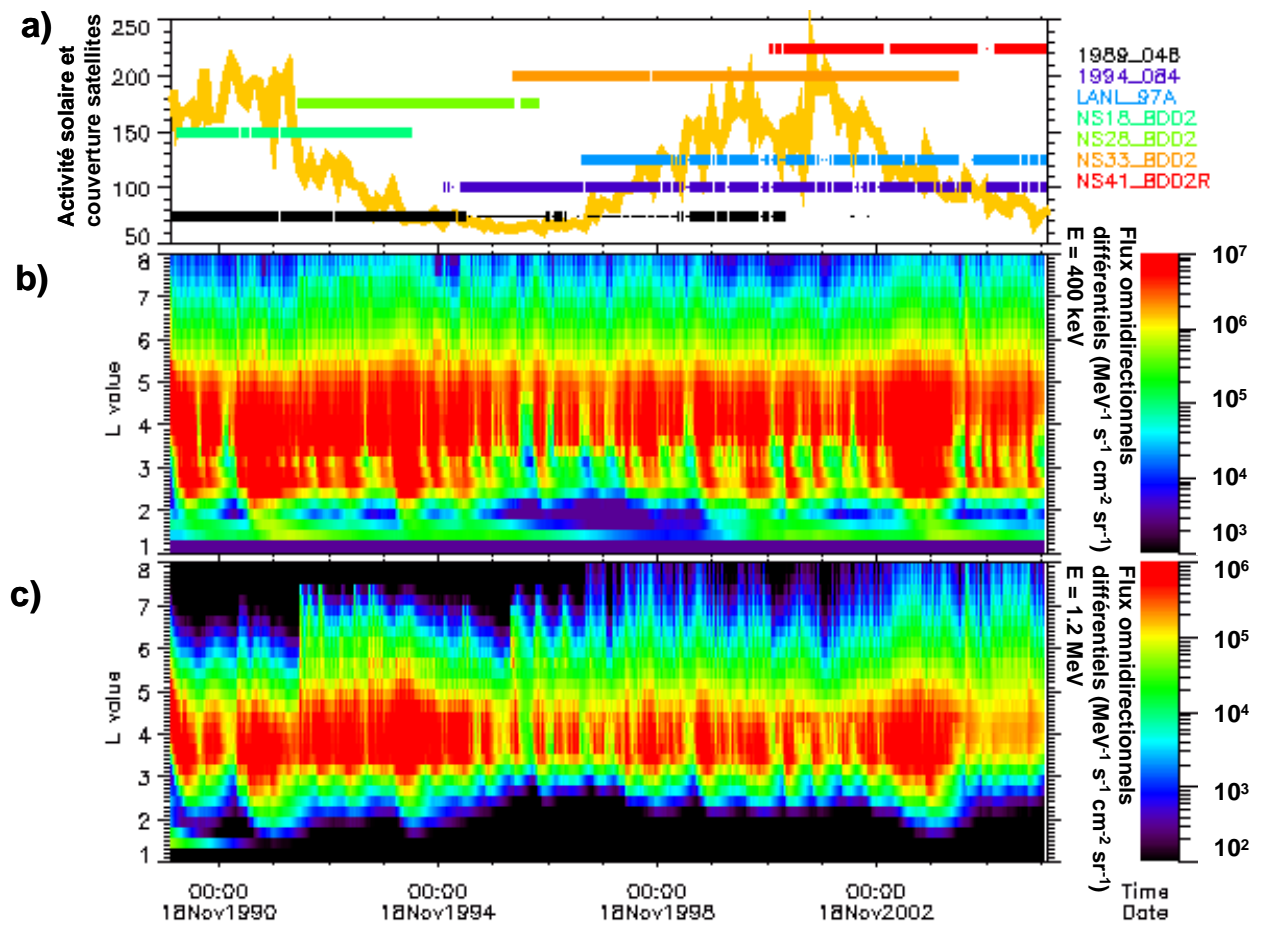
- ✓ **Satellites GPS :** *GPS ns18, GPS ns28, GPS ns33 et GPS ns41;*
- ✓ **Satellites GEO :** *LANL 1989-046, LANL 1994-094 et LANL-97A.*

Afin de réduire les incertitudes numériques, nous n'assimilons qu'un satellite géostationnaire à la fois selon un ordre de préférence basé sur la qualité estimée de leurs mesures.

#### 4.2.1.2. Reconstitution des variations long terme des flux d'électrons par l'assimilation directe

Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 4-19 de la manière suivante : (a) cycle solaire (représenté par le flux solaire à 10.7cm et 1 U.A.) et couverture temporelle des satellites utilisés pour l'assimilation ; (b) évolution temporelle des flux omnidirectionnels différentiels à

l'équateur magnétique des électrons de 400 keV ; (c) évolution temporelle des flux omnidirectionnels différentiels à l'équateur magnétique des électrons de 1.2 MeV.



**Figure 4-19 : Cartographies  $L^*$  vs temps des flux omnidirectionnels différentiels (en  $\text{MeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ) de 1990 à 2005 pour deux énergies. a) Cycle solaire représenté par le flux solaire à 10.7cm et couverture temporelle des satellites utilisés, b) flux des électrons de 400keV, c) flux des électrons de 1.2MeV.**

Les résultats présentés dans le panneau (b) montrent que la dynamique globale de la ceinture de radiation externe ( $L^* > 3.5$ ) pour les électrons de 400 keV est clairement liée au cycle solaire. Les pénétrations des électrons de la zone externe dans la région du 'slot' sont bien corrélées avec le maximum d'activité solaire, puis tandis que durant le minimum solaire, cette région est vidée. En effet, les orages majeurs en maximum solaire sont induits par des éjections de masse coronale (voir chapitre 1, §1.1.3.2.) qui génèrent des perturbations magnétiques de courte durée (de l'ordre de la journée) mais très intenses ( $K_p > 7$ ). Durant ces périodes, la diffusion radiale pousse très bas les particules (dans la région du 'slot' voire en deçà) depuis le feuillet neutre. En minimum solaire, les orages sont beaucoup moins fréquents, et la région du 'slot' se vide petit à petit (de l'ordre du mois).

Il est important de noter que durant des orages magnétiques dits exceptionnels, une ceinture interne est créée en dessous de la région du 'slot' autour de  $L^* = 1.4$ . Cela s'est produit en 1991, 1994,

1999 et 2003, à chaque fois au printemps. On peut enfin noter l'apparition régulière d'une troisième ceinture dans la région du 'slot' durant quelques mois.

En ce qui concerne les flux d'électrons de 1.2 MeV (panneau (c)), avant 1997, aucune donnée du détecteur ESP embarqués sur les satellites géostationnaires n'est disponible. En conséquence, les conditions limites sont déduites de la distribution Kappa imposée par défaut en  $L^*=8$  (voir chapitre 2, § 2.2.2.5.). On observe par ailleurs une variation globale des flux liée au cycle solaire, mais aucune ceinture interne n'est créée à cette énergie. Les électrons correspondant ont en effet été perdus dans la plasmasphère par les résonances des interactions ondes électrons. Enfin, la diffusion radiale n'est jamais suffisamment puissante pour prendre le dessus sur les mécanismes de perte dans cette région, à cette énergie, et à l'échelle du cycle solaire.

Y. Miyoshi [Miyoshi, 2004] note (quelque soit l'énergie considérée) un déplacement en direction de la Terre du pic de flux de la région externe durant la phase décroissante du maximum vers le minimum solaire et vers l'extérieur en minimum solaire. Notre simulation montre les mêmes conclusions (aussi bien à 400 keV qu'à 1.2 MeV), en particulier au cours de l'été 1996 lorsque le niveau des flux des électrons a fortement diminué entre  $L^*=3$  et 4. Qui plus est, uniquement les niveaux des flux des électrons d'énergie  $> 1$  MeV diminuent au-delà de  $L^*=5$  durant le maximum d'activité solaire comme observé dans les mesures NOAA par [Miyoshi, 2004] ou par le modèle POLE [Boscher, 2003].

Toujours dans la même étude, Y. Miyoshi a également observé trois origines principales aux variations des flux sur des échelles de temps long terme : des variations à l'échelle du cycle solaire, des modulations semi annuelles et enfin des variations récurrentes sur des périodes de 13.5 à 27 jours. La Figure 4-20 présente les résultats de cette étude (panneau de gauche) et de notre simulation (panneau de droite) afin de comparer les variations observées. Une différence majeure est néanmoins à noter entre ces deux analyses : les flux que nous avons tracés correspondent aux flux des électrons équatoriaux tandis que ceux de [Miyoshi, 2004] (Figure 4-20 gauche) correspondent aux mesures réalisées sur les orbites basses très inclinées des satellites de la NOAA. Ainsi, la valeur absolue des flux peut différer d'un facteur 100, mais la dynamique long terme reste similaire.

Les panneaux (a) présentent l'évolution des flux moyennés mensuellement des électrons de 300 keV sur 11 ans à  $L^*=3$ . Ils montrent tous les deux la même modulation liée au cycle solaire, avec un maximum de flux correspondant à la phase décroissante du cycle solaire. Une diminution est ensuite observée et coïncide avec le minimum solaire.

Les panneaux (b) présentent les mêmes flux, mais sur seulement 3 ans, de 1993 à 1996, au cours de la phase descendante du cycle solaire 22 (de 1993 à 1996). Des variations semi annuelles sont clairement visibles. Les flux sont plus forts au printemps et à l'automne, c'est-à-dire aux équinoxes lorsque la connexion Soleil Terre est favorable (voir chapitre 1, paragraphe 1.1.3.3.). Les variations reproduites par notre simulation sont cohérentes avec celles observées par [Miyoshi, 2004] et avec

l'analyse de [Baker, 1999] qui conclut à un ratio global de l'ordre de 2 à 3 entre les flux aux équinoxes et aux solstices. Ainsi, le code et les mesures assimilées prennent globalement en compte les variations semi annuelles corrélées à l'indice Kp. Enfin, nous constatons effectivement que la fréquence des perturbations magnétiques augmentent au cours du printemps et de l'automne.

Enfin, sur les panneaux (c) sont tracés les flux moyennés chaque jour pour l'année 1993. Le panneau de droite montre que le modèle Salammbô reproduit les variations récurrentes de période 13.5 à 27 jours durant l'année 1993, variations correspondant à la phase descendante du cycle solaire 22 lorsque les trous coronaux présents à la surface du Soleil et convergeant dans le plan de l'écliptique sont mieux connectés à la Terre (voir chapitre 1, § 1.1.3.3.).

En conclusion, l'apport de l'assimilation de données consiste à fournir une restitution physique globale et précise de la dynamique des ceintures de radiation à l'échelle du cycle solaire, contrairement à une étude réalisée sur des mesures issues d'orbites uniques.



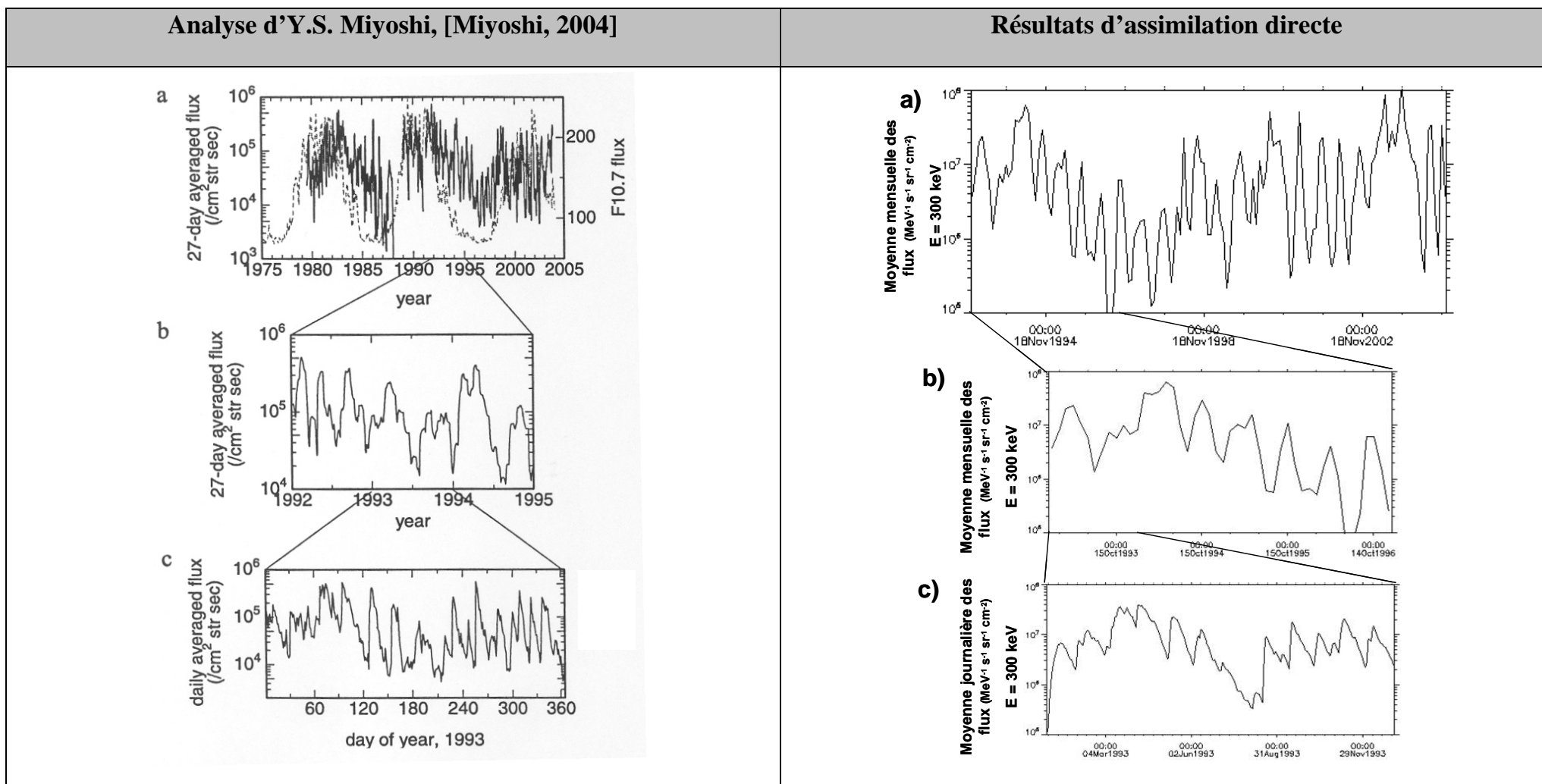


Figure 4-20 : Les différentes échelles de temps des variations restituées par notre simulation au même format que les observation faites par [Miyoshi, 2004]. Chaque figure représente l'évolution temporelle des flux des électrons de 300 keV (en  $\text{MeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ) à  $L^*=3.25$  sur la période considérée. (a) variation des flux moyennés mensuellement de 1993 à 2004. La courbe jaune montre la modulation de l'activité solaire à travers le flux solaire à 10.7cm ; (b) Variation des flux moyennés mensuellement au cours de la période 1993-1996. (c) variation des flux moyennés journalièrement au cours de l'année 1993.

#### 4.2.1.3. Comparaison quantitative avec les modèles AE8 et CRRESELE

Dans la Figure 4-21, panneau (a), nous comparons la moyenne des flux des électrons de 1.2 MeV au niveau de l'équateur magnétique issus de notre simulation avec ceux prédits par AE8 min. Dans le panneau (b), nous réalisons la même comparaison mais avec AE8 max. Pour pouvoir comparer nos résultats à ces modèles décrivant les niveaux de flux en minimum et maximum solaire, nous avons estimé des flux moyens afin de déterminer un état stationnaire représentatif du maximum solaire (moyenne sur les années 1995 à 1998) et un autre du minimum solaire (moyenne sur les années 1990 à 1994 et 1999 à 2005). Les années composant ces deux phases du cycle solaire ont été choisies de la manière suivante : quatre années de minimum solaire et sept de maximum solaire (chapitre 1, § 1.1.3.3.). La répartition des années de chacune de ces phases n'étant pas précisée dans le modèle AE8 (et AP8), nous les avons déterminé manuellement dans notre cas en analysant les niveaux annuels de flux obtenus. De plus, pour illustrer la limitation de considérer seulement un état de maximum et de minimum solaire pour définir des modèles de spécification, nous avons superposé les dispersions maximales obtenues au cours de la période considérée (à partir de moyennes annuelles en minimum ou maximum solaire selon le cas), pour tout  $L^*$ . Par ailleurs, nous ajoutons au panneau (b) l'estimation du modèle CRRESELE AVE. Ce dernier modèle correspond à un état moyenné des ceintures de radiation sur toute la période de vie de CRRES donc pendant le maximum solaire. Ainsi, il donne un ordre de grandeur de la contribution long terme de l'intense orage du 24 mars 1991 (Dst minimum de -298 nT) à l'intensification des flux d'électrons dans la région du 'slot' ( $L^* < 3.5$ ).

Nous constatons tout d'abord sur les deux tracés que les flux d'AE8 présentent une ceinture interne en dessous de  $L^*=2$ , ceinture inexistante dans les résultats de notre simulation (la ceinture résiduelle que l'on aperçoit dans notre résultat en maximum solaire est due à l'état initial utilisé et n'est pas réaliste). [Abel et Thorne, 1994] ont noté que les flux d'électrons de haute énergie étaient surestimés par AE8 à cause de l'effet long terme des explosions nucléaires de haute altitude (exemple du projet Starfish).

Ensuite, dans la zone externe, les flux moyens issus de notre simulation sont inférieurs à ceux de AE8. Le ratio peut effectivement atteindre un facteur 5 à 10 au niveau de l'orbite géostationnaire. Cela est cohérent avec le modèle CRRESELE AVE (panneau (b)) et le modèle d'environnement radiatif des satellites géostationnaire POLE [Boscher, 2003] basé sur les mesures des satellites LANL géostationnaires. Il y est conclu qu'entre 100 keV et 2 MeV, AE8 surestime le flux réel d'électrons.

Enfin, dans la région de la plasmasphère, la précision de notre simulation repose uniquement sur celle de Salammbô 3D puisque aucun satellite n'est assimilé en dessous de  $L^*=4$ . Les flux obtenus sont plus forts d'un facteur atteignant 10 en minimum solaire que ceux d'AE8 dans la zone  $L^*=3-4$ . Néanmoins, nos résultats sont tout à fait cohérents avec CRRESELE AVE en maximum solaire dans cette région également.

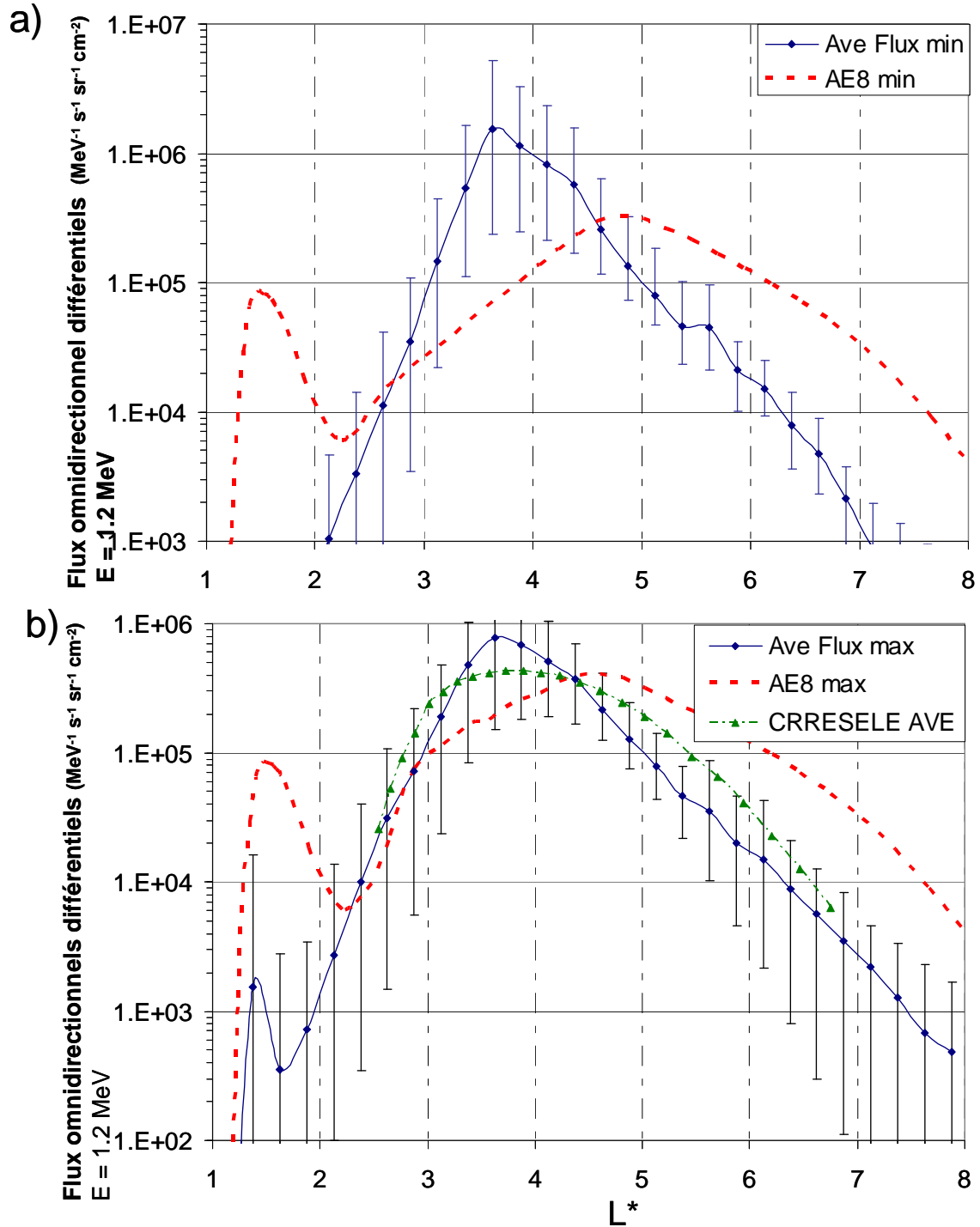


Figure 4-21 : Comparaison des flux des électrons de 1.2 MeV (en MeV<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> sr<sup>-1</sup>) de L\*=1 à L\*=8 entre le modèle de référence AE8, le modèle CRRESELE AVE, et notre simulation en minimum solaire (panneau (a)) et maximum solaire (panneau (b)).

La différence ainsi obtenue en minimum solaire peut être interprétée par la combinaison de deux effets distincts. Tout d'abord, la population d'électrons de 1.2 MeV peut être surestimée dans la région L\*=3-4 par le modèle, dû à ses incertitudes intrinsèques que nous avons mises en évidence dans le chapitre 3 (interactions ondes particules, diffusion radiale, position de la plasmopause, ou encore

conditions limites poussées jusqu'à ces valeurs de  $L^*$ ) et aux forts gradients en  $L^*$  dans cette région. Ensuite, les courbes représentent des moyennes annuelles des flux de 1990 à 2005, tandis que les flux d'AE8 correspondent à une combinaison de mesures de satellites réalisées il y a plus de deux décennies. L'effet résiduel des forts orages antérieurs sur les ceintures de radiation, ainsi que l'intensité même du cycle solaire, peuvent être responsables des différences observées sur la Figure 4-21. A plus bas  $L^*$ , la dispersion augmente beaucoup et les hauts niveaux de flux de notre simulation peuvent être interprétés comme les conséquences d'orages violents comme mars 1991, novembre 2003 ou encore juillet 2004, qui bien entendu ne sont pas pris en compte dans CRRESELE.

En conclusion, nos résultats sont comparables voire même très proches du modèle CRRESELE durant le maximum solaire, ce qui est très encourageant puisque seulement un satellite GPS et un géostationnaire sont assimilés en même temps. De plus, l'historique des ceintures de radiation ainsi que des états plus représentatifs de la dynamique des ceintures de radiation que seulement un état de maximum et de minimum solaire doivent être pris en compte pour qu'un nouveau modèle puisse être considéré comme une référence plus précise que AE8, en particulier dans la région de la plasmasphère. Enfin, le découpage des périodes de minimum et maximum solaire dans AE8 n'étant pas clairement identifié, cela peut expliquer les niveaux proches observés entre AE8min et AE8max. Ainsi notre choix manuel de ces années produit une meilleure distinction des niveaux de flux entre minimum et maximum solaire, remettant ainsi en cause la pertinence de la classification de l'environnement radiatif terrestre en un état de minimum et un autre de maximum d'activité solaire.

#### 4.2.2. Le cas des protons : une dynamique chaotique

De la même manière que pour les électrons, nous avons appliqué la méthode d'assimilation directe de données au cas des ceintures de radiation de protons. Nous présentons dans cette partie les résultats obtenus et extraits de [Maget et al., 2007b]. Tout d'abord, nous décrivons l'étude effectuée, puis les résultats à l'échelle du cycle solaire, et enfin une comparaison avec les modèles AP8 et CRRESPRO.

##### 4.2.2.1. *Présentation de l'étude effectuée*

Les résultats que nous présentons dans les paragraphes suivants concernent également la période s'étendant de 1990 à 2005. Des mesures précises de l'environnement radiatif protons, fournies par les satellites GOES6 à GOES12, sont disponibles sur cet intervalle de temps. Leur couverture temporelle est illustrée par la Figure 4-22. Les simulations réalisées dans le cadre de cette étude sont du même type que celles effectuées dans le cas des électrons, à savoir : une assimilation directe des données disponibles à chaque minute.

Seules des mesures géostationnaires sont assimilées ici, car peu de mesures protons de confiance (ou en adéquation avec la résolution de la grille du modèle retenue ici, voir chapitre 3, § 3.3.1.2.) sont disponibles sur des orbites différentes. Néanmoins, comme nous l'avons décrit dans le chapitre 1, la dynamique des ceintures protons est davantage chaotique et repose essentiellement sur une connaissance précise des flux en condition limite extérieure, de la limite de piégeage et du blindage magnétosphérique.

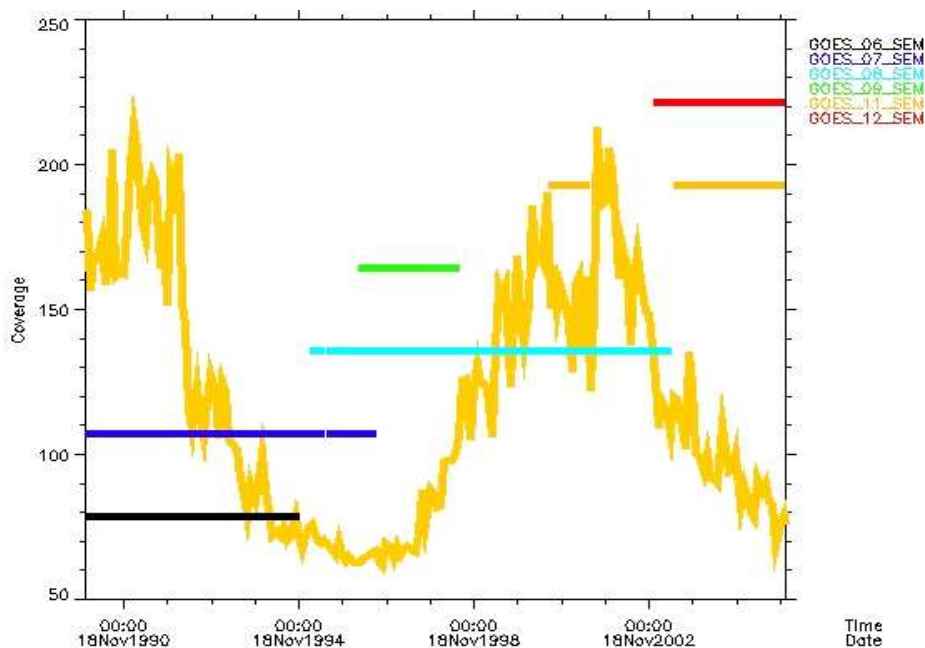


Figure 4-22 : Couverture temporelle des satellites GOES entre 1990 et 2005.

Afin d'éviter les redondances et les incertitudes de mesures, lorsque plusieurs satellites GOES sont disponibles simultanément, nous n'assimilons que celle de plus grande confiance selon les recommandations de la NOAA. Le Tableau 4-3 présente cet ordre de préférence :

Préférence 1	Préférence 2	Préférence 3
GOES 7	GOES 6	
GOES 8	GOES 7	
GOES 9	GOES 7	
GOES 8	GOES 9	GOES 7
GOES 8	GOES 9	
GOES 8	GOES 11	
GOES 8	GOES 12	
GOES 8	GOES 11	GOES 12
GOES 11	GOES 12	

Tableau 4-3 : ordre de préférence des satellites GOES disponibles à une même date

Nous rappelons que pour le cas protons, les mesures de flux sont converties en fonction de distribution selon une distribution isotrope en angle d'attaque, puis directement insérées dans la grille de Salammbô. La couverture en énergie des mesures GOES s'étend d'environ 1 MeV à 500 MeV.

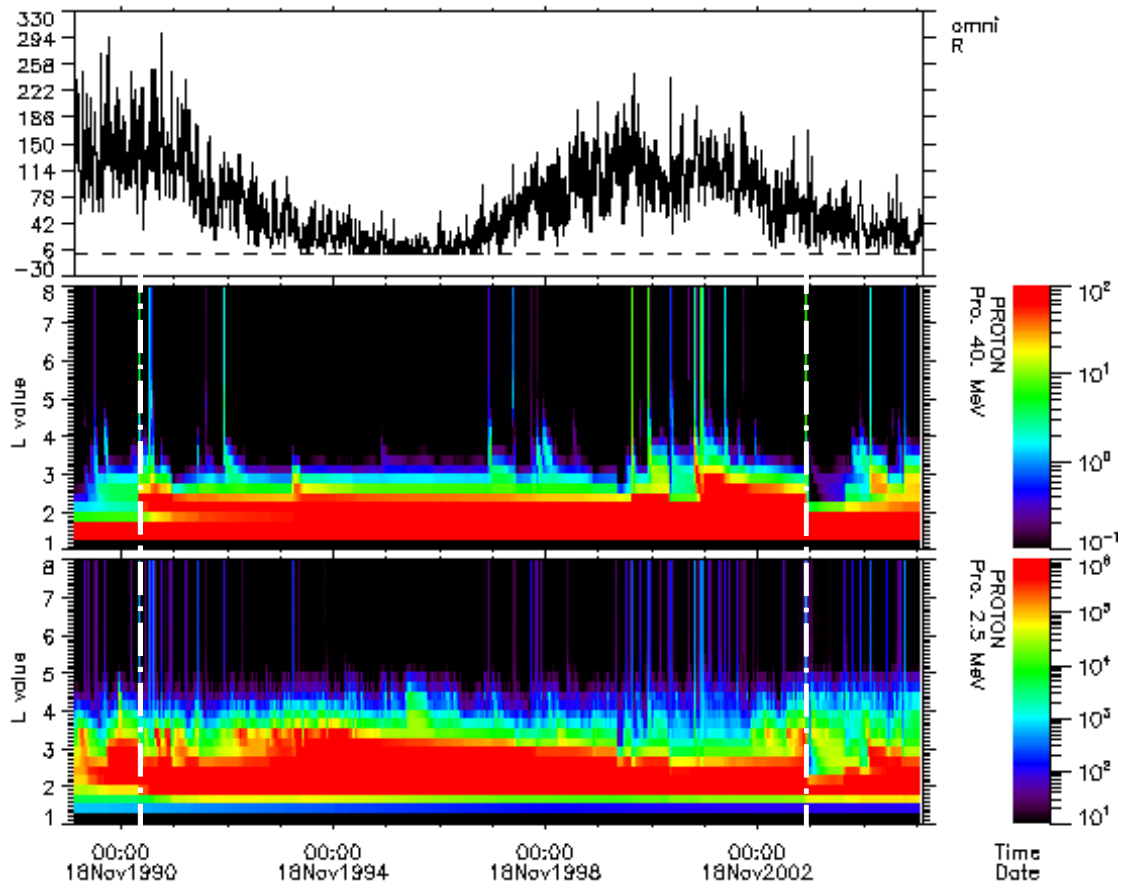
#### 4.2.2.2. *Résultats de simulation sur un cycle solaire complet*

Pour analyser l'évolution des ceintures de radiation protons sur cette période, nous avons tracé sur la Figure 4-23 les flux omnidirectionnels au niveau de l'équateur magnétique pour deux énergies caractéristiques : 2.5 MeV et 40 MeV. L'échelle de couleur correspond à l'intensité des flux exprimée en  $\text{MeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2}$ . Comme nous n'utilisons qu'une résolution limitée en L pour cette simulation (pour éviter les coûts de calculs prohibitifs), la modulation liée au cycle solaire des interactions de la haute atmosphère avec les protons ne peut être observée.

Tout d'abord, nous notons des différences importantes entre 2.5 et 40 MeV. Ainsi, l'extension ces ceintures de 2.5 MeV atteint en moyenne  $L^* = 4$ , tandis que celles de 40 MeV sont limitées à  $L^* = 3$ . De plus, la dynamique est bien plus marquée à 2.5 MeV qu'à 40 MeV. Cependant, deux périodes de fortes perturbations magnétiques sont clairement visibles sur les deux cartographies : mars 1991 et novembre 2003 (une ligne verticale blanche les localise). Ces deux événements ont des conséquences différentes sur les ceintures de radiation.

En mars 1991, l'orage magnétique est synchronisé avec l'arrivée de protons d'une éruption solaire (voir chapitre 1, § 1.1.3.2.) au niveau de l'orbite terrestre. La position du blindage magnétique (voir chapitre 1, § 1.3.1.2.) est abaissée, permettant à ces protons de hautes énergies (supérieures à 10 MeV) d'atteindre des bas  $L^*$  ( $L^* < 2.5$ ) puis de s'y faire directement piéger. Une seconde ceinture de protons de plus de 10 MeV est ainsi créée, ce qui explique les différences observées entre les résultats pour les protons de 2.5 MeV et 40MeV.

En novembre 2003, l'orage magnétique (l'« Halloween storm ») est produit par une éjection de masse coronale (voir chapitre 1, § 1.1.3.2.) qui abaisse la position du blindage magnétosphérique jusqu'à  $L^*=2$  (sans la présence d'une source de protons de hautes énergies due à une éruption solaire). Agissant sur les protons d'énergie supérieure à 1 MeV, à la fois les protons de 2.5 MeV et 40 MeV sont dépiégés, vidant ainsi les ceintures de radiation de protons au dessus de  $L^*=2$ .



**Figure 4-23 : Flux omnidirectionnels différentiels (en  $\text{MeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ) au niveau de l'équateur magnétique entre 1990 et 2005. Cartographies  $L^*$  vs temps pour des énergies de 2.5 MeV (panneau du bas) et de 40 MeV (panneau du milieu). Le panneau supérieur présente l'évolution du nombre de taches solaires.**

En ce qui concerne l'évolution long terme des protons piégés de 2.5 MeV, nous notons une forte anti-corrélation entre le cycle solaire et les flux des ceintures de radiation. En moyenne, l'extension des ceintures atteint des valeurs en  $L^*$  supérieures à 3 en minimum solaire, tandis qu'elles sont confinées en dessous de  $L^*=2.5$  en maximum solaire. A mesure que l'activité solaire décroît, la limite de piégeage des protons d'énergie de l'ordre du MeV s'éloigne de la Terre, permettant ainsi aux protons piégés et accélérés par diffusion radiale depuis le feuillet neutre d'atteindre de nouvelles coquilles de dérive viables à des valeurs en  $L^*$  plus grandes. Comme la principale source de protons pour cette énergie n'est pas associée aux éruptions solaires, le violent orage de mars 1991 n'a que peu d'influence sur la distribution des protons piégés de 2.5 MeV, comparativement à celle des protons de 40 MeV.

En effet, à 40 MeV, les ceintures de radiation protons sont beaucoup plus stables. Uniquement les fortes perturbations magnétiques peuvent modifier leur allure. Cela est dû au fait que les sources des protons piégés de plus de 10 MeV sont réduites au processus CRAND, qui est continu et très lent, et aux éruptions solaires, qui sont sporadiques et intenses [Vacaresse, 1999b]. Au cours du minimum solaire, la fréquence des orages magnétiques et des éruptions solaires diminue. Ainsi, l'évolution lente des ceintures au cours de cette période est liée à la dernière perturbation importante de l'environnement

terrestre et à la source CRAND. Par exemple, en mars 1991, l'éruption associée à l'orage a rempli les ceintures jusqu'à  $L^*=2.5$ . En conséquence, au cours du minimum solaire qui a suivi, les niveaux de flux sont restés élevés. Au contraire, en novembre 2003, aucune éruption n'est associée à l'orage (les principales éruptions ayant cessé toute activité plus d'une semaine avant). En conséquence, les ceintures de radiation protons sont vidées jusqu'à  $L^*=2$ . Si un tel événement est le dernier avant l'accalmie du minimum solaire, alors l'allure des ceintures de radiation au cours de cette période est complètement différente de celle observée après mars 1991. Seul le processus CRAND reconstituerait alors lentement la ceinture externe des protons ( $L^*>2.5$ ).

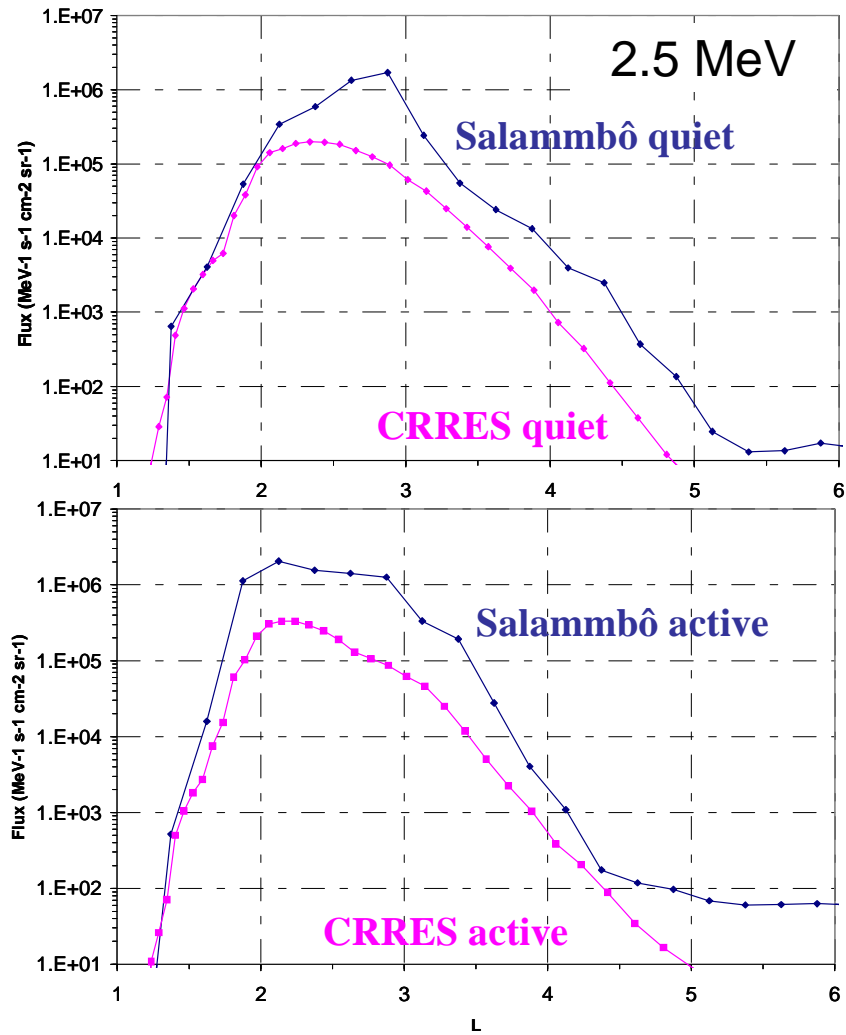
Comme mentionné dans [Gussenhoven, 1989], la définition d'un état en minimum solaire et d'un autre en maximum solaire est insuffisante pour décrire précisément les transitions qui peuvent exister entre ces deux extrêmes. Or c'est le cas dans AP8. Ainsi, la définition d'un modèle de spécifications plus complet avec une résolution temporelle plus fine semble nécessaire pour mieux répondre aux besoins des agences et des industriels du spatial.

#### 4.2.2.3. Comparaisons avec les modèles CRRESPRO et AP8

Pour valider notre simulation, nous comparons dans un premier temps nos résultats obtenus pendant la période de vie de CRRES avec les modèles CRRESPRO. Ainsi, nous calculons une moyenne des flux au niveau de l'équateur magnétique sur les mêmes périodes à savoir, de juillet 1990 à mars 1991 pour CRRESPRO quiet, et de mars 1991 à octobre 1991 pour CRRESPRO active. Nous obtenons ainsi deux modèles, Salammbô quiet et Salammbô active, dont nous présentons les comparaisons avec leurs homologues CRRESPRO sur la Figure 4-24 pour les protons de 2.5 MeV et sur la Figure 4-25 pour les protons de 40 MeV.

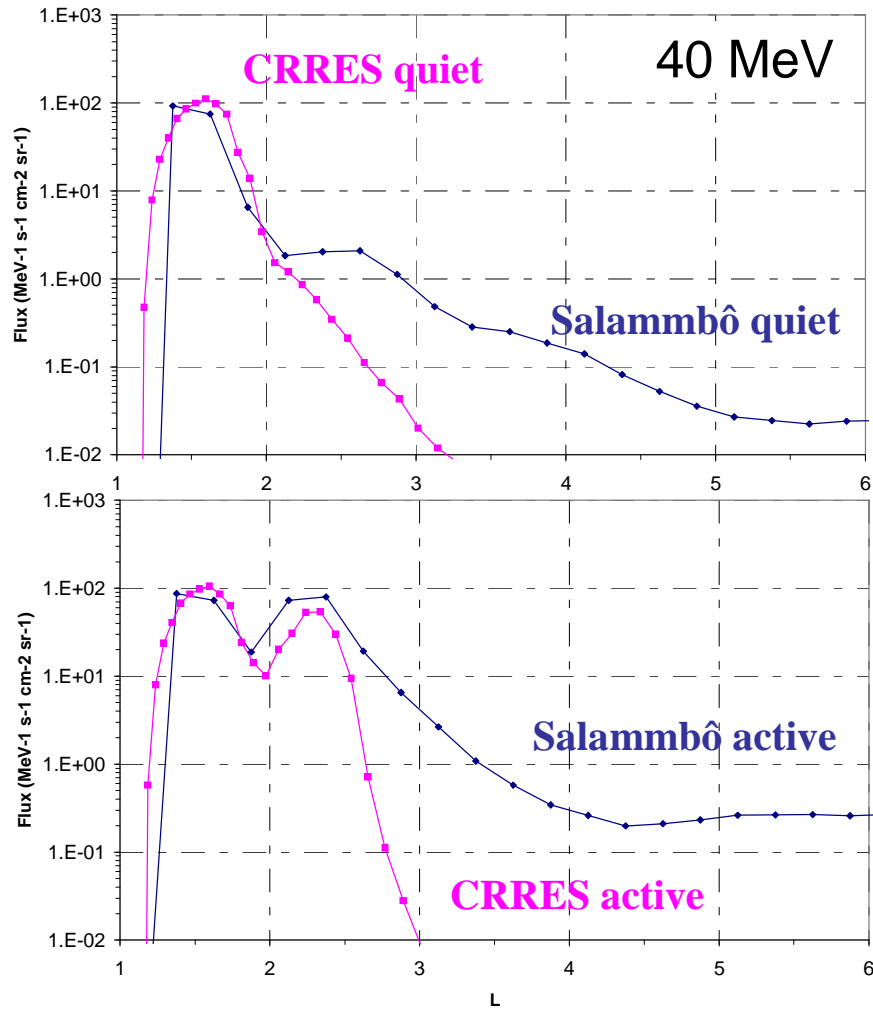
Nous constatons que les flux à 2.5 MeV sont surestimés par notre simulation d'un facteur proche de 10 entre  $L^*=2$  et  $L^*=3$ . Les incertitudes de modélisation en sont responsables (interactions avec l'atmosphère, diffusion radiale, interactions coulombiennes et nucléaires) comme mises en évidence dans le chapitre 3, § 3.2. De plus, dans le code, cette énergie correspond à la transition entre les protons piégés issus du feuillet neutre et les protons piégés issus des éruptions solaires. Nous pensons que les conditions limites sont surestimées à basse énergie et ensuite propagées vers des valeurs en  $L^*$  petites. Rappelons ici qu'aucune mesure de confiance en orbite géostationnaire n'existe dans cette gamme d'énergie et sur la période simulée pour en déduire une condition limite fiable. Néanmoins, comme dans les modèles CRRESPRO quiet et active, on observe dans notre simulation que le niveau maximum de flux et la forme globale des ceintures de radiation à 2.5 MeV sont faiblement affectés par l'événement de mars 1991.





**Figure 4-24 : Comparaison des flux omnidirectionnels différentiels (en MeV-1 s-1 cm-2 sr-1) des protons de 2.5 MeV en fonction de L\*. Sur le panneau du haut sont tracés Salammbô quiet et CRRES quiet. Sur le panneau du bas sont tracés Salammbô active et CRRES active**

En ce qui concerne les protons de 40 MeV, les effets de mars 1991 sont clairement visibles, avec l'apparition d'une seconde ceinture centrée en  $L^*=2.25$  et ayant un niveau de flux proche de celui de la ceinture interne. Les résultats que nous obtenons suivent parfaitement ceux des modèles CRRES quiet et active avec un facteur maximal inférieur à 2 dans la zone interne  $L^*<2.5$ . Notons que sur les deux figures, les particules solaires (donc non piégées) ne sont pas retranchées des résultats de Salammbô, ce qui explique la queue de distribution observée à grand  $L^*$  ( $L^*>5$  à 2.5 MeV et  $L^*> 2.5-3$  à 40 MeV).



**Figure 4-25 : Comparaison des flux omnidirectionnels différentiels (en  $\text{MeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ) des protons de 40 MeV en fonction de  $L^*$ . Sur le panneau du haut sont tracés Salammbô quiet et CRRESPRO quiet. Sur le panneau du bas sont tracés Salammbô active et CRRESPRO active**

Nous comparons maintenant nos résultats aux modèles AP8 et CRRESPRO à l'échelle du cycle solaire. Pour cela, nous calculons des flux moyennés annuellement comme dans le cas des électrons. Les Figure 4-26 et Figure 4-27 présentent respectivement ces comparaisons pour les flux omnidirectionnels de 2.5 MeV et 40 MeV au niveau de l'équateur magnétique.

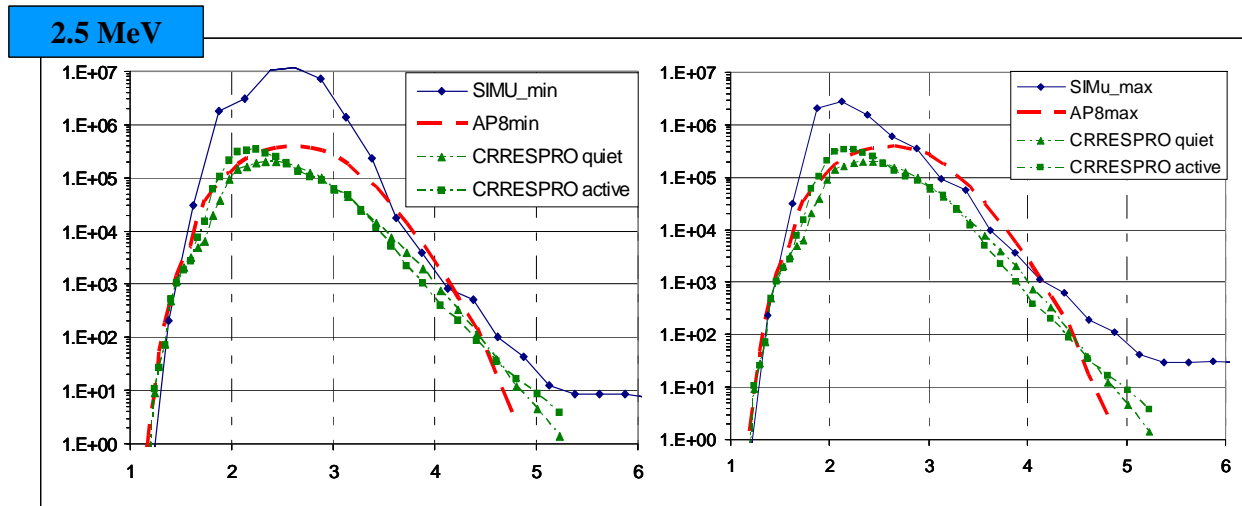
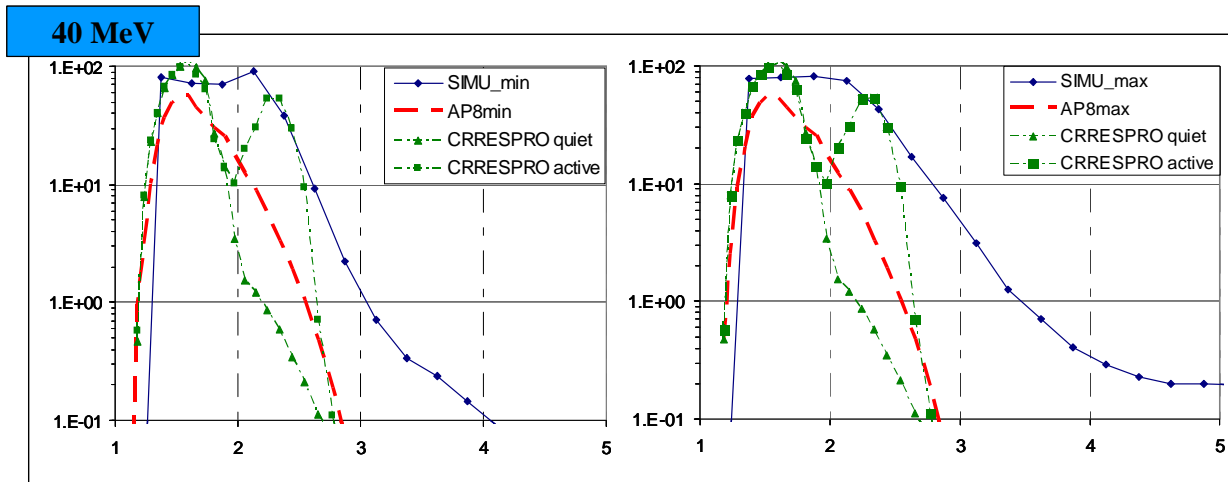


Figure 4-26 : Comparaison des flux omnidirectionnels différentiels (en  $\text{MeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ) des protons de 2.5 MeV à l'équateur magnétique entre notre simulation (courbe bleu, ronds), AP8 (courbe rouge, tirés), CRRESPRO quiet (courbe verte, triangles) et CRRESPRO active (courbe verte, carrés). Comparaison faites en minimum solaire (panneau de gauche) et maximum solaire (panneau de droite).

A 2.5 MeV, les modèles CRRESPRO (dans ses deux configurations) et AP8 donnent des estimations de flux très proches les unes des autres. Nous constatons que le violent orage de mars 1991 n'a qu'une faible répercussion à cette énergie (voir paragraphe précédent). Néanmoins, les flux estimés par Salammbô sont clairement trop élevés par rapport aux différents modèles à cette énergie. Comme expliqué précédemment, cela est dû aux incertitudes de modélisation. Cependant, qualitativement, notre simulation met en évidence qu'en maximum solaire, le pic de flux a tendance à se déplacer vers la Terre. Bien que cette caractéristique ne soit pas observée par AP8, CRRESPRO active confirme cette tendance. Les périodes de fortes perturbations magnétiques intensifient la diffusion radiale qui pousse alors davantage les protons issus du feuillet neutre vers la Terre, les accélérant jusqu'à des énergies de l'ordre du MeV en  $L^*=2$ .



**Figure 4-27 : Comparaison des flux omnidirectionnels différentiels (en  $\text{MeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ) des protons de 40 MeV à l'équateur magnétique entre SIMUGOES (courbe bleu, ronds), AP8 (courbe rouge, tirés), CRRESPRO quiet (courbe verte, triangles) et CRRESPRO active (courbe verte, carrés). Comparaison faites en minimum solaire (panneau de gauche) et maximum solaire (panneau de droite).**

A 40 MeV, les niveaux de flux de notre simulation sont du même ordre de grandeur que les modèles CRRESPRO et AP8, toutes configurations confondues. Cela est dû au fait que l'origine de ces protons provient des éruptions solaires. En conséquence, ces particules sont directement piégées à bas  $L^*$ , en particulier au cours du maximum solaire (voir chapitre 1). Ce processus est bien décrit dans le code Salammbô3D et les incertitudes de diffusion sont ainsi limitées. La lente diminution des niveaux de flux de notre simulation jusqu'à  $L^*=5$  est due au fait que les flux des éruptions solaires ne sont pas retranchés de nos résultats contrairement aux modèles AP8 et CRRESPRO. L'influence de l'orage de mars 1991 est très importante sur cette population de particules piégées. Elle est clairement visible entre CRRESPRO quiet (moyenne réalisée avant cet orage) et CRRESPRO active (moyenne réalisée après). Une seconde ceinture est créée. AP8 ne décrit pas de telles modifications de la structure des ceintures protons entre ses états min et max ce qui constitue une limitation importante à sa précision et à son utilisation dans la configuration actuelle des ceintures de radiation protons. La seule différence mise en évidence par AP8 consiste en la modulation de l'atmosphère avec le cycle solaire. Bien que les états de minimum et maximum solaire de notre simulation soient moyennés sur plusieurs années, ils prennent clairement en compte les effets long terme de l'orage de mars 1991. Nos niveaux de flux sont très proches de ceux de CRRESPRO active. Par diffusion radiale, la seconde ceinture a tendance à diffuser vers la Terre et finalement se confondre avec la ceinture interne à long terme. Comme les processus de pertes sont lents, les niveaux de flux diminuent très lentement, même à l'échelle du cycle solaire. Des différences importantes sont donc notables lorsque l'on compare nos résultats aux estimations d'AP8 dans la zone  $L^*=1.8-2.5$ . Il faut toutefois se rappeler que le cycle solaire, duquel sont issues les mesures servant à l'élaboration d'AP8, est un cycle de faible intensité comparé à celui de la simulation. Ceci peut avoir un impact non négligeable sur la définition des niveaux d'un modèle moyen de particules piégées.

*4.2.2.4. De la relative importance des éruptions solaires et des éjections de masse coronale dans l'évolution long terme des ceintures protons de hautes énergies*

Nous avons décrit dans le chapitre 1 les effets des éruptions solaires et des éjections de masse coronale au niveau de l'orbite terrestre : tandis que les éruptions solaires agissent comme des sources de particules de hautes énergies, les éjections de masse coronale génèrent des perturbations électromagnétiques de fortes intensités lorsqu'elles atteignent la magnétosphère terrestre, induisant des pertes rapides dans la population piégée.

Nous avons de plus montré dans le paragraphe précédent que des évènements majeurs, comme l'orage de mars 1991, induisent une augmentation des niveaux de flux dans les ceintures protons pendant plusieurs années. Enfin, des évènements, comme celui de novembre 2003, produisent uniquement de fortes pertes dans les ceintures protons qui semblent avoir un effet plus ponctuel, sans conséquences significatives à long terme.

Dans ce paragraphe, nous investiguons justement l'importance relative des sources (éruptions solaires associées à un orage magnétique) et des pertes (orage magnétique seul) sur la distribution des protons piégés de 40 MeV. Nous considérons pour cela quatre scénarii définis de la manière suivante :

- 1- Aucune éruption solaire n'atteint l'orbite terrestre du début de mars 1991 à fin 2005 ;*
- 2- Aucune éruption solaire n'atteint l'orbite terrestre entre la fin de l'orage de mars 1991 et fin 2005 ;*
- 3- Il n'y a pas eu d'éruptions solaires associées à l'orage de mars 1991 ;*
- 4- Cas réel présenté dans les paragraphes précédents et servant ici de référence.*

Les résultats de ces 4 simulations sont présentés sur la Figure 4-28 (scénarii 1 à 4 de haut en bas) sous la forme de l'évolution temporelle des flux omnidirectionnels différentiels des protons de 40 MeV en fonction de  $L^*$ .

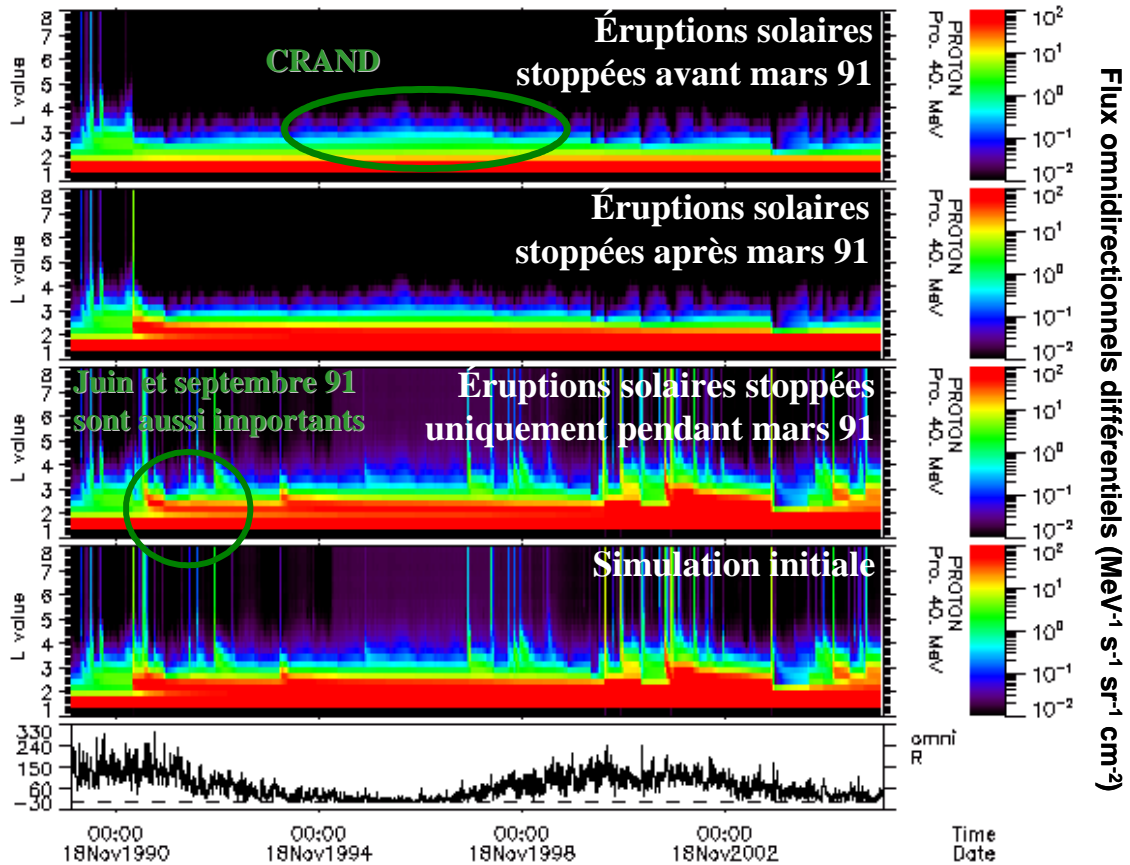


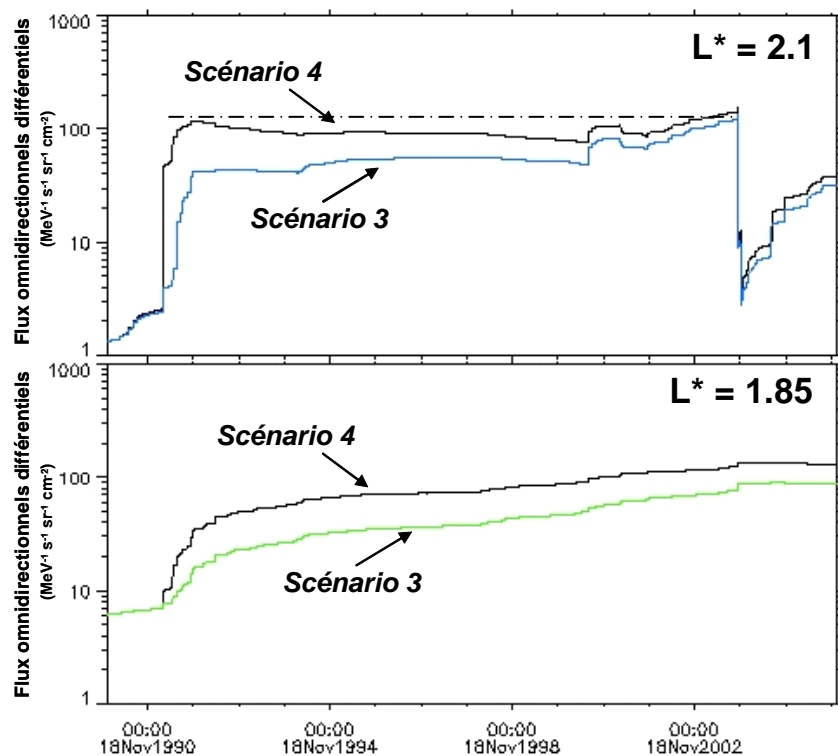
Figure 4-28 : Flux omnidirectionnels différentiels des protons de 40 MeV dans un tracé  $L^*$  en fonction du temps du 1<sup>er</sup> janvier 1990 au 31 décembre 2005 pour 4 scénarii différents. Panneau du haut : les éruptions solaires sont stoppées de début mars 1991 jusqu'à fin 2005, second panneau en partant du haut : les éruptions solaires sont stoppées juste après mars 1991 et jusqu'à fin 2005, troisième panneau en partant du haut : les éruptions solaires associées à l'orage de mars 1991 n'ont pas eu lieu, quatrième panneau en partant du haut : cas réel présenté dans le paragraphe précédent, et panneau du bas : nombre de taches solaires.

Il est clair que dans le scénario 1, plus aucune augmentation des flux de protons piégés dans la zone externe n'est présente. Dans une telle configuration, la seule source de particules est celle induite par les rayons cosmiques (processus CRAND) qui sont maximum en minimum solaire (année 1996). Des pertes sont également notables dans la partie externe des ceintures protons, induites par les orages magnétiques qui abaissent régulièrement la position du blindage magnétosphérique.

Le second scénario est intéressant et rend compte de l'échelle temporelle à laquelle un événement ponctuel mais intense comme l'orage magnétique de mars 1991 peut avoir des répercussions significatives sur les ceintures protons. Ainsi, l'augmentation des flux de protons de 40 MeV, induite par mars 1991, affecte la structure des ceintures de radiation jusqu'à l'orage de novembre 2003, c'est-à-dire le premier orage suffisamment intense pour induire des pertes à des valeurs en  $L^*$  aussi basses que  $L^*=2$  (par abaissement du blindage magnétosphérique).

L'orage de mars 1991 peut apparaître aux premiers abords comme un évènement unique combinant à la fois un orage et des éruptions suffisamment intenses pour piéger une telle quantité de protons de hautes énergies, mais le scénario 3 montre qu'un tel piégeage n'est pas unique à l'échelle du cycle solaire. En particulier, des piégeages similaires ont eu lieu en juin et septembre 1991, ainsi que quelques autres sur la période simulée. De tels évènements se concentrent essentiellement au cours du maximum d'activité solaire et des évènements extrêmes comme mars 1991 ne se produisent qu'une fois par cycle solaire.

Pour réellement apprécier les implications induites par l'intense évènement de mars 1991, nous avons tracé sur la Figure 4-29 l'historique des flux omnidirectionnels différentiels des protons de 40 MeV pour deux valeurs en  $L^*$  et pour les scénarios 3 et 4.



**Figure 4-29 : Évolution des flux omnidirectionnels différentiels des protons de 40 MeV au niveau de l'équateur magnétique à deux valeurs de  $L^*$  différentes pour les scénarios 3 et 4.**

Sans l'intense éruption solaire de mars 1991, le niveau de flux à 40 MeV et à  $L^*=2$  aurait été 2 fois moins élevé. L'orage de novembre 2003 réinitialise finalement cette différence, mais seulement 12 ans plus tard. En dessous de  $L^*=2$ , le rapport d'un facteur 2 n'est pas réduit par l'orage de novembre 2003. Selon notre modélisation, cet orage n'a pas été suffisamment intense pour affecter la population de protons piégés à des  $L^*$  aussi bas. Même si nos simulations ne sont pas parfaites, elles traduisent néanmoins l'effet long terme d'évènements ponctuels (à l'échelle du cycle solaire) mais intenses sur l'évolution des protons piégés de plus de 10 MeV.

## 4.2.3. Synthèse des résultats obtenus à l'échelle du cycle solaire

Le Tableau 4-4 synthétise les résultats que nous avons obtenus à l'échelle du cycle solaire pour les électrons et les protons.

En conclusion, tandis que les électrons et les protons d'énergie inférieure à 10 MeV sont essentiellement soumis au processus d'accélération radiale, les protons de plus de 10 MeV répondent à une dynamique chaotique, à travers laquelle un orage intense peut avoir des répercussions à l'échelle d'un cycle solaire complet. Les résultats que nous avons obtenus rendent compte des limitations des modèles actuels au niveau de la restitution temporelle des différentes dynamiques entrant en jeu. L'assimilation de données offre ainsi une nouvelle voie de développement de modèles de spécifications plus précis, répondant mieux aux attentes des utilisateurs de l'espace.

	<b>Restitution des dynamiques</b>	<b>Précision des résultats</b>	<b>Conclusion principale</b>	<b>Apport des résultats par rapport aux modèles existants</b>
<i>Cas électrons</i>	+++	Facteur < 3 sauf dans la zone interne	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ <math>L &gt; 3,5</math> : dynamique rapide → historique peu important</li> <li>✓ <math>L &lt; 3,5</math> : dynamique lente → historique très important</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Importance de l'historique des ceintures de radiation</li> <li>✓ Un état de minimum et maximum solaire est insuffisant</li> </ul>
<i>Cas protons (<math>E_c &lt; 10</math> MeV)</i>	+	Facteur 5 à 10	✓ Idem électrons	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Importance du positionnement de la limite de piégeage</li> <li>✓ Un état de minimum et maximum solaire est insuffisant</li> </ul>
<i>Cas protons (<math>E_c &gt; 10</math> MeV)</i>	++	Facteur < 2	✓ Dynamique chaotique liées aux éruptions solaires	<ul style="list-style-type: none"> <li>✓ Un événement ponctuel intense peut avoir des répercussions sur tout le cycle solaire qui le suit</li> <li>✓ Un état de minimum et maximum solaire est insuffisant</li> </ul>

**Tableau 4-4 : Comparaison et synthèse des résultats obtenus à l'échelle du cycle solaire**





# CONCLUSIONS

L'assimilation de données est un outil tout nouveau dans le domaine des ceintures de radiation. La caractérisation de ses apports et de ses limitations pour la restitution précise de la dynamique des ceintures de radiation ont été mis en évidence à l'échelle de l'orage magnétique (en s'appuyant sur les travaux initiaux de [Bourdarie, 2005a]) et à l'échelle du cycle solaire, aussi bien dans le cas électrons que protons.

Ce travail a reposé sur le code Salammbô 3D, modèle physique et statistique des ceintures de radiation, et sur la base de données prétraitée de l'ONERA-DESP. Bien que ces deux entités aient chacune été validées indépendamment à de nombreuses reprises au cours des dix dernières années, l'étude de leur combinaison a soulevé plusieurs questions au cours de cette thèse :

Quelles sont les parts d'incertitudes relatives à la modélisation et aux mesures utilisées ? Comment influent-elles sur la précision de restitution que l'on souhaite obtenir des ceintures de radiation ?

L'assimilation de données étant nouvelle dans ce domaine d'étude, comment valider son utilisation et son apport dans le cadre de la définition de nouveaux standards de spécifications des niveaux de flux de l'environnement spatial ?

Comment associer à nos résultats un niveau de confiance réaliste et enfin, comment utiliser de manière optimale les informations complémentaires du code Salammbô 3D et des mesures assimilées ?

Dans le but d'améliorer la spécification de l'environnement radiatif de la Terre, il s'est avéré nécessaire de définir les besoins actuels ainsi que les moyens pour y répondre. Nous avons alors présenté le potentiel de deux méthodes d'assimilation de données à ouvrir une nouvelle voie de développement des modèles d'ingénierie des ceintures de radiation. L'assimilation directe de données répond pour sa part parfaitement aux besoins et contraintes imposées par la définition d'un modèle de spécifications à l'échelle du cycle solaire : rapidité de calcul, précision et restitution des différentes dynamiques. Dans le cadre d'une « météorologie spatiale », l'assimilation filtrée développée au cours de cette thèse (filtre de Kalman d'Ensemble) permet la mise en place de cycles de prédiction / correction

ainsi que la définition d'un indice de confiance physique de la restitution effectuée à l'échelle de l'orage magnétique.

Parallèlement à ces implémentations, nous avons développé une méthodologie de caractérisation des incertitudes de la modélisation et des mesures utilisées dans le processus d'assimilation. Nous nous sommes en particulier intéressés au cas des électrons, une même approche pouvant être menée sur le cas protons.

En ce qui concerne la modélisation, l'imprécision sur la dynamique rapide de la ceinture externe électrons et sur les conditions limites extérieures (en  $L^* = 8$ ) constituent les principales sources d'incertitudes. De plus, cette erreur est directement diffusée à bas  $L^*$  (en particulier dans la région du 'slot') lors d'orages magnétiques. Nous avons enfin montré qu'elle peut être globalement caractérisée en bruitant empiriquement l'indice  $K_p$  autour de sa valeur réelle, montrant ainsi que la principale origine d'incertitude est l'imprécision de description de la dynamique des processus modélisés. Leurs ordres de grandeur atteignent un facteur 2 à 4 dans la zone externe ( $L^* > 3.5$ ), un facteur 2 à 10 dans la région du 'slot' ( $2.5 < L^* < 3.5$ ) et un facteur 10 à 100 pour  $L^* < 2.5$ .

En ce qui concerne les mesures assimilées, bien qu'elles aient été préalablement assainies, un biais et une incertitude résiduelle sont observables une fois incorporées à la grille de Salammbô. En particulier, nous avons mis en évidence que la résolution de la grille de modélisation ainsi que la méthode d'interpolation utilisée (fonction de distribution conservée à moment magnétique constant) en sont les principales causes. Enfin, ces incertitudes sont à la fois fonction de l'énergie et de l'activité magnétique. Elles atteignent un facteur 2 à 4 pour le satellite GPS ns18.

L'assimilation directe de données, en simulant en continu l'évolution des ceintures de radiation est une puissante méthode de définition de modèles de spécifications qui peuvent alors être facilement mis à jour et améliorés. En particulier, elle fournit une approche modulaire du problème. Raffiner le modèle ou la qualité des mesures utilisées (précision, optimalité et fréquence de l'assimilation en fonction de la zone des ceintures considérée) permet d'améliorer globalement la restitution.

Dans le cas des électrons, nous avons validé la précision de nos résultats à l'échelle de l'orage magnétique par comparaison avec les mesures du satellite CRRES. Nous avons ainsi pu définir un indice de confiance global de la restitution de l'ordre d'un facteur 2 à 3 dans la zone externe ( $L > 3.5$ ), conforme aux résultats de la caractérisation des incertitudes de modélisation et de mesures. Les résultats obtenus à l'échelle du cycle solaire (simulation réalisée sur 15 ans) ont montré une forte concordance avec les modèles actuels de spécification. Par rapport à ces derniers, la plus-value apportée par l'assimilation directe consiste en la restitution précise des différentes dynamiques influant sur l'évolution des ceintures de radiation électrons (validation à partir de l'étude [Miyoshi, 2004]). Les

---

cartographies globales ainsi obtenues montrent en particulier qu'un état en minimum solaire et un second en maximum (comme c'est le cas dans le modèle AE8 de la NASA) ne suffisent pas pour fournir une estimation précise des niveaux de flux auxquels seront confrontés les missions spatiales futures.

Dans le cas des protons, nous avons validé nos résultats à l'échelle du cycle solaire à partir des modèles CRRESPRO. Nous avons démontré l'importance de la bonne connaissance de l'historique à long terme des protons piégés pour définir correctement les niveaux de flux à un instant donné. Nous avons également mis en évidence la forte variabilité qui peut exister dans la population de protons de plus de 10 MeV, fonction de la dernière occurrence d'un événement extrême comme mars 1991 (source de protons de haute énergie) et de sa distance temporelle à un événement du type de novembre 2003 (perte de protons jusqu'à des  $L^*$  très bas). Ces caractéristiques propres au cas des protons piégés rendent difficile la définition d'un modèle de spécification fiable pour chaque phase du cycle solaire. Comme les deux types d'événements extrêmes mis en avant par cette étude se produisent rarement (un seul par cycle solaire !), les statistiques d'occurrence sont très pauvres. En conséquence, il nous semble nécessaire de mettre à jour les modèles d'ingénierie lorsque de telles périodes d'intenses orages magnétiques se produisent. Cela permettrait en particulier, et grâce notamment à l'assimilation de données, de ré-estimer en temps réel le gain ou la réduction en terme de longévité d'un satellite en vol.

Pour palier aux limitations de l'assimilation directe (manque de contrôle sur les prévisions des résultats, l'insertion directe pouvant introduire des mesures de mauvaise qualité ou des gradients numériques irréalistes dans les flux en limite de zone assimilée), nous avons développé et appliqué un filtre de Kalman d'Ensemble au cas électrons. Pour le paramétrer, nous avons utilisé les résultats obtenus précédemment, et en particulier le bruitage empirique de l'indice  $K_p$  pour représenter globalement l'incertitude de Salammbô 3D. Les résultats obtenus à l'échelle de l'orage magnétique et dans un cadre purement théorique et contrôlé démontrent une importante amélioration de la précision de restitution grâce à cette méthode, dont le lissage physique au moment de l'assimilation permet d'éviter l'apparition de gradients numériques.



## PERSPECTIVES

Ce travail de thèse a permis de répondre à un certain nombre de questions quant à la manière d’appréhender l’amélioration des modèles actuels de spécification grâce à des méthodes d’assimilation de données. De nouvelles perspectives de développement peuvent maintenant être envisagées. Les travaux menés à l’ONERA-DESP depuis quinze ans sur les thèmes de la modélisation et du traitement des mesures sont déjà très aboutis. Les perspectives envisagées concernent donc principalement le développement des méthodes d’assimilation et l’exploitation complète du potentiel d’un tel outil.

Nous avons au cours de cette thèse réalisé une première approche de l’estimation des incertitudes de mesures pour toute activité magnétique, afin de rendre compte de leur incertitude de représentativité (somme des incertitudes instrumentales, de transformation et d’interpolation). Elle a ainsi permis d’en fournir un ordre de grandeur global. Il pourrait être intéressant de raffiner cette méthode afin de pouvoir remonter aux différentes composantes de l’incertitude de représentativité (modèle de champ magnétique utilisé, largeur des canaux en énergie, approximations et hypothèses faites, limitations introduites par le modèle, par les interpolations) et ainsi mieux la corriger. Il serait alors intéressant de la déployer à l’échelle du cycle solaire pour que tous les satellites pouvant être assimilés puissent bénéficier de cette correction.

Les résultats d’assimilation directe (aussi bien dans le cas des électrons que des protons) ont montré de fortes possibilités pour définir de nouveaux modèles de spécifications, de meilleure facture que les modèles actuels AE8 et AP8. Travailler sur la qualité du modèle, des mesures assimilées et de l’assimilation elle-même, permettrait de rendre opérationnel un tel modèle. Pour optimiser la base de données satellites assimilés, créer un satellite virtuel à partir d’un ensemble de mesures de satellites réels permettrait de compenser de manière optimale les limitations du modèle tout en limitant une profusion d’informations redondantes. De même, les modélisations des interactions ondes de cœur électrons, et des interactions ondes particules en général, ont encore une forte marge de progression devant elles. Ainsi, améliorer la précision des processus modélisés et de leur dynamique ainsi que la résolution même du code Salammbô (dimension longitudinale, réduction du pas de grille) affinerait la restitution offerte

par l'assimilation directe de données. Ainsi, à moyen terme (à l'échelle de l'année), il est envisageable d'aboutir à un modèle de spécifications protons et électrons fiable, dynamique et plus précis qu'AE8 et AP8. En simulant plusieurs cycles solaires à l'aide de l'assimilation directe et d'une base de données complète (aussi bien des satellites basses altitudes que GPS et géostationnaires), il est possible de réaliser une statistique solide sur les niveaux de flux en fonction des différentes phases du cycle solaire. Enfin, il pourrait être intéressant à long terme de s'interroger sur le choix du modèle de champ magnétique utilisé tout au long du processus d'assimilation. Il constitue en effet une des limitations principales à la précision de la restitution.

Comparativement à l'assimilation directe, nous avons montré que le filtre de Kalman d'Ensemble améliorerait significativement la restitution de la dynamique des ceintures de radiation. De plus, par la prise en compte des erreurs de modélisation et de mesure, il intègre un estimateur temps réel de sa propre incertitude. Appliquée ici uniquement dans un cadre théorique, cette méthode promet de multiples avancées. A court terme, il est envisageable de caractériser assez facilement son comportement (Quelle est son inertie de correction ? Quelle est sa réelle précision ? Comment optimiser la fréquence et le positionnement des assimilations ?), puis de le déployer de manière opérationnelle sur des orages magnétiques réels.

A moyen terme, il serait ensuite possible de l'intégrer dans un système complet de météorologie spatiale. Actuellement, la « météo spatiale » consiste essentiellement en un bulletin d'alerte annonçant des perturbations magnétiques imminentes des ceintures de radiation à partir de mesures ponctuelles de l'environnement spatial (orbite géostationnaire via la flotte de satellites GOES, vent solaire via le satellite ACE). Ici, l'assimilation permet d'avoir un bon rendu de l'état des ceintures dans le passé, ce qui signifie un bon état initial pour envisager des prédictions. A partir des erreurs connues a priori sur le modèle et les mesures, cette prédiction pourrait être fournie avec un niveau de confiance donné, et générer ainsi des cartographies globales d'évolution des niveaux de flux dans toutes les zones des ceintures de radiation, à l'image d'une vraie prédiction météorologique.

Nous n'avons travaillé au cours de cette thèse que sur l'assimilation filtrée appliquée au cas des électrons. A l'échelle de quelques mois, cette méthode pourrait être implémentée également au cas des protons. A hautes énergies, la dynamique des protons piégés repose essentiellement sur l'abaissement de la position du blindage magnétique et sur la synchronisation des éruptions solaires au moment d'orages magnétiques. L'EnKF permettrait d'améliorer ce point clé par l'utilisation de mesures adéquates dans la région du 'slot' ( $2 < L^* < 4$ ). A plus basses énergies, des mesures autour du MeV à des valeurs de  $L^*$  de l'ordre de 3 – 4, qui seraient assimilées dans le filtre de Kalman d'ensemble, permettraient en particulier de remonter aux conditions limites extérieures (au niveau du feuillet neutre) grâce à la prise en compte des incertitudes de modélisation.

Un atout supplémentaire de l'EnKF est de pouvoir être utilisé comme estimateur physique de paramètres et processus modélisés lorsqu'ils sont en partie observables (c'est-à-dire lorsque les mesures permettent d'apporter de l'information dessus). En effet, le filtre de Kalman repose sur une méthode des moindres carrés multidimensionnelle. Par exemple, pour la diffusion radiale (estimée empiriquement par interpolation / extrapolation de mesures réalisées en différents points, temps et activité magnétique) l'assimilation filtrée permet d'interpoler et d'extrapoler spatialement et temporellement les mesures, puis de corriger par minimisation quadratique tout paramètre (ou processus) observable. De plus, il serait ensuite envisageable à long terme, de combiner les modèles électrons et protons des ceintures de radiation. Bien que leurs évolutions soient décorréliées l'une de l'autre, certains processus physiques modélisés et en particulier l'influence de l'activité magnétique jouent de la même manière sur ces deux populations. En conséquence, cela permettrait de multiplier le nombre de mesures disponibles pour corriger un paramètre ou un processus modélisé donné (comme la diffusion radiale par exemple).

Enfin, rien n'empêche parallèlement à cela de déployer le filtre de Kalman d'ensemble à l'échelle du cycle solaire en remplacement de l'assimilation directe, une fois les contraintes informatiques levées. La précision des modèles de référence déduits de cette assimilation ne pourrait être qu'améliorée. Avec le progrès constant des moyens informatiques et des connaissances de l'environnement spatial terrestre, un tel filtre pourrait à très long terme s'intégrer dans un système global de modélisation des interactions Soleil – Terre. En particulier, aujourd'hui, on envisage la construction d'un modèle global de la magnétosphère à partir de ceux décrivant les différentes régions et processus impliqués. Le problème principal d'un tel projet repose sur la connexion de chacun de ces sous-ensembles. Le filtre de Kalman d'ensemble pourrait alors être une réponse raisonnée à la compensation des incertitudes forcément transmises d'un sous modèle à un autre (à travers les conditions limites de chacun). A l'image des modèles océanographiques et météorologiques dans lesquels différents types de mesures sont assimilées (salinité, vitesse des vents de surface, température, hauteur des vagues estimées par altimétrie laser, ...), dans un tel système global des relations Soleil – Terre, l'EnKF permettrait de combiner des mesures très différentes les unes des autres : caractéristiques du vent solaire, mesures de champs électriques et magnétiques, densité de plasma, flux de particules piégées, intensité des précipitations aux hautes latitudes, mesures des ondes se propageant dans la magnétosphère, mesures ionosphériques (hauteur, densité, température), ... De tels couplages ainsi que la correction réalisée par le filtre de Kalman constituent une perspective très intéressante.





# ANNEXE A : LES MOUVEMENTS DES PARTICULES PIEGEES PAR LE CHAMP MAGNETIQUE TERRESTRE

Nous décrivons en détails dans cette annexe les trois mouvements périodiques auxquels sont soumises les particules piégées par le champ magnétique terrestre.

- ✓ un mouvement périodique quasi-circulaire autour de la ligne de champ, la giration ;
- ✓ un mouvement périodique linéaire le long de la ligne de champ, le rebond ;
- ✓ un mouvement périodique de dérive à travers les lignes de champ, la dérive.

## a. L'intensité du champ magnétique et le mouvement de giration

Considérons une particule de charge  $q$ , de masse  $m$  et de vitesse  $\vec{v}$  soumise à un champ magnétique constant, rectiligne et uniforme  $\vec{B}$  (Figure A-1). La force de Lorentz s'exerçant sur cette particule s'écrit  $\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$  (éq. A-1).

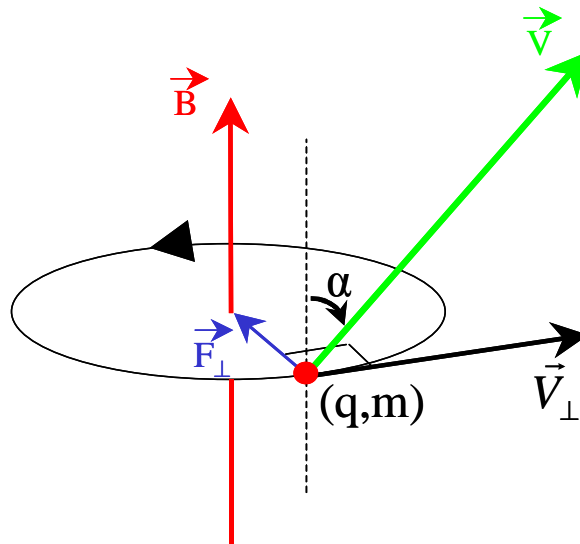


Figure A-1 : Schéma décrivant le mouvement de giration d'une particule chargée

Seule la composante de la vitesse orthogonale à  $\vec{B}$  joue ici un rôle. La force centripète associée oblige la particule à effectuer un mouvement circulaire autour de la ligne de champ dans le sens antihoraire pour les électrons et horaire pour les protons. Les caractéristiques de cette giration sont les suivantes :

- ✓ *Vitesse angulaire* :  $\omega_c = \frac{qB}{mc}$  (éq. A-2), avec  $c$  la vitesse de la lumière ;
- ✓ *Période* :  $\tau_c = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi mc}{qB}$  (éq. A-3) ;
- ✓ *Rayon de giration* :  $r_c = \frac{mv_{\perp}}{qB}$  (éq. A-4), avec  $v_{\perp}$  la vitesse perpendiculaire à  $\vec{B}$ .

On définit pour cette particule un paramètre physique caractéristique de son mouvement : son moment magnétique noté  $\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$  (éq. A-5). Il correspond au rapport entre l'énergie cinétique associée à sa rotation et l'amplitude du champ magnétique à son origine, et étant induit par  $\vec{B}$ , il s'y oppose. Associé au courant créé par la particule tournant autour de la ligne de champ, il constitue un paramètre important de la modélisation des ceintures de radiation. Nous reviendrons dessus dans la suite du chapitre.

Dans le cas d'un champ magnétique rectiligne uniforme, le mouvement de la particule le long de la ligne de champ n'est pas perturbé : la vitesse parallèle à  $\vec{B}$  est conservée. Il en résulte un mouvement d'hélice le long de la ligne de champ. L'angle  $\alpha$  formé par  $\vec{v}$  et  $\vec{B}$  est appelé angle d'attaque de la

particule. Il est un second paramètre clé définissant le mouvement de rebond de la particule chargée que nous allons maintenant présenter.

### b. La courbure des lignes de champ et le mouvement de rebond

Considérons maintenant le cas de la Terre, dans l'approximation du champ dipolaire. Le module du champ magnétique  $\vec{B}$  n'est alors plus constant le long de la ligne de champ. Il est maximum au pied de la ligne de champ et minimum à l'équateur magnétique. Le mouvement linéaire d'hélice décrit dans le cas d'un champ homogène est par conséquent modifié.

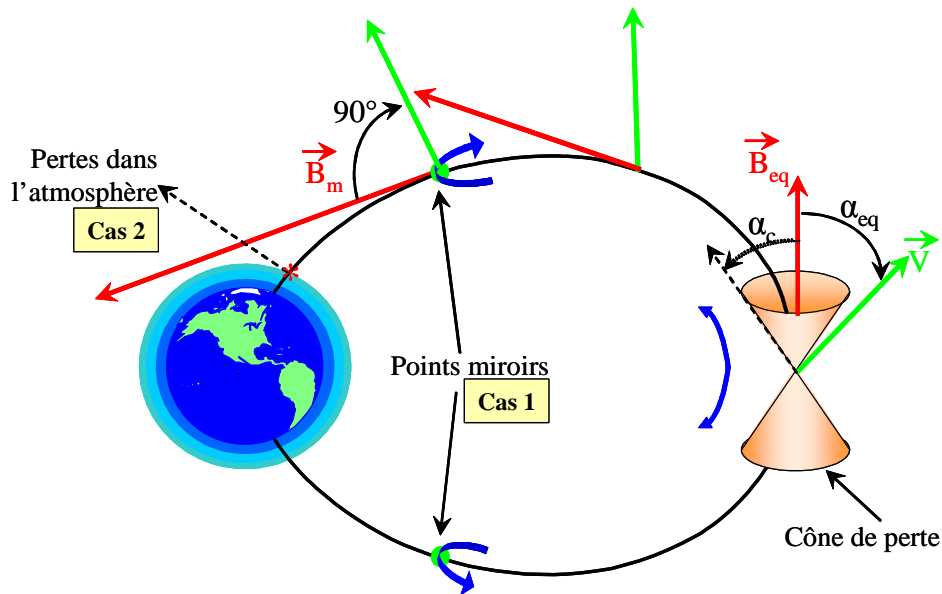


Figure A-2 : Schématisation du mouvement de rebond

Plaçons une particule de charge  $q$ , de vitesse  $\vec{v}$  à l'équateur le long d'une ligne de champ d'apex  $L$  (Figure A-2). L'angle d'attaque qui lui est associé est alors appelé angle d'attaque équatorial et est noté  $\alpha_{eq}$ . Elle suit une hélice en direction du pied de ligne de champ indicé 1 sur la Figure A-2. Or l'intensité de  $\vec{B}$  augmente lorsque l'on se rapproche d'un pied de la ligne de champ ce qui implique la présence d'une force de rappel (car  $div\vec{B} = 0$ ) de la forme [Beutier, 1993] :

$$\vec{F} = -\mu \frac{\partial B(s)}{\partial s} \vec{u}_s \quad (\text{éq. A-6}), \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \mu : \text{moment magnétique} \\ s : \text{abscisse curviligne de la ligne de champ} \\ \vec{u}_s : \text{vecteur tangent à } \vec{B} \text{ en tout point de la ligne de champ} \end{cases}$$

Lorsque  $B(s)$  augmente, la composante  $v_{//}$  diminue sous l'effet de cette force puisque  $\frac{\partial B(s)}{\partial s} < 0$ . L'énergie cinétique étant conservée ( $\vec{B}$  statique ne travaille pas), ce qui est perdu par la

composante parallèle de la vitesse est en fait transmis à la composante perpendiculaire :  $v_{\perp}$  augmente. Ainsi, l'angle d'attaque local de la particule augmente.

Deux cas sont alors envisageables :

- ✓ Cas 1 de la Figure A- : La force de rappel fait tendre  $v_{\parallel}$  vers 0. Une fois  $v_{\parallel}=0$ , la particule ne peut plus, en théorie, se déplacer le long de la ligne de champ dans ce sens. Ce point particulier est appelé point miroir. L'angle d'attaque vaut alors  $90^{\circ}$ . La force de rappel va alors initier le mouvement dans l'autre sens, et la particule repart vers l'équateur magnétique.  $v_{\parallel}$  augmente de nouveau ( $\frac{\partial B(s)}{\partial s} > 0$ ) aux dépens de  $v_{\perp}$  jusqu'à ce que  $\frac{\partial B(s)}{\partial s}$  change de signe au niveau de l'équateur magnétique. Par symétrie, la particule va atteindre un point miroir conjugué dans l'autre hémisphère. Sans force extérieure dissipant l'énergie de la particule, cette oscillation est permanente : c'est le mouvement de rebond.
- ✓ Cas 2 de la Figure A- : La force de rappel n'est pas suffisante de sorte que  $v_{\parallel}$  soit nulle avant d'atteindre l'atmosphère. Dans ce cas, la particule est perdue du point de vue des ceintures de radiation. Son rebond n'aura pas lieu à cause des trop nombreuses interactions qu'elle subit dans l'atmosphère.

Au cours du rebond, l'énergie cinétique totale et le moment magnétique de la particule sont conservés car seule une variation spatiale du champ magnétique est présente (courbure de la ligne de champ) [Roederer, 1970]. D'après (éq. A-5), on a donc à chaque point de la ligne de champ parcourue par la particule :

$$\mu = \frac{mV \sin^2 \alpha}{2B} = cste \quad \text{éq. A-7}$$

En particulier, la valeur calculée à l'équateur magnétique ( $\alpha = \alpha_{\text{éq}}$  et  $B = B_{\text{éq}}$ ) est égale à celle au point miroir ( $\alpha = 90^{\circ}$  et  $B = B_m$ ) :

$$\frac{mV \sin^2 \alpha_{\text{éq}}}{2B_{\text{éq}}} = \frac{mV}{2B_m} \quad \text{éq. A-8}$$

et on en déduit :

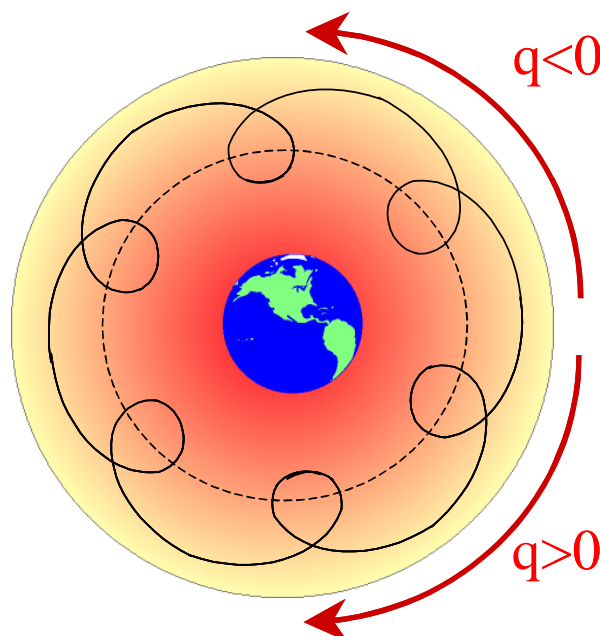
$$B_m = \frac{B_{\text{éq}}}{\sin^2 \alpha_{\text{éq}}} \quad \text{éq. A-9}$$

La position du point miroir est donc uniquement fonction de l'angle d'attaque de la particule à l'équateur. Plus  $\alpha_{\text{éq}}$  est petit, plus  $B_m$  est fort donc proche du pied de la ligne de champ. Il est donc possible de définir une valeur limite de  $\alpha_{\text{éq}}$  en dessous de laquelle la particule sera perdue par précipitation dans l'atmosphère. Cette valeur limite est notée  $\alpha_c$  et délimite le cône de perte au-delà duquel la particule est perdue dans l'atmosphère (cas 2 de la Figure A-2).

L'énergie cinétique de la particule influe quand à elle sur la vitesse de parcours du mouvement car l'hélice suivie est différente ( $r_c$  et  $\tau_c$  sont modifiés). La période de rebond est obtenue en intégrant les périodes de giration le long de la ligne de champ. Son obtention dans l'approximation dipolaire est décrite dans [Bourdarie, 1996] et n'est pas présentée ici.

### c. Le gradient radial du champ magnétique terrestre et le mouvement de dérive

Considérons le cas simple d'une particule rebondissant à l'équateur magnétique toujours dans l'approximation dipolaire du champ magnétique terrestre :  $\alpha_{\text{éq}} = 90^\circ$ . Si le champ magnétique était uniforme alors la particule aurait un mouvement circulaire comme décrit précédemment. Or, le gradient radial du champ magnétique terrestre (il diminue en  $\frac{1}{L^3}$ ) fait dériver la particule autour de la Terre (Figure A-3).



**Figure A-3 : Schématisation du mouvement de dérive des particules piégées. Les protons dérivent vers l'Ouest et les électrons vers l'Est**

Contrairement au cas du champ magnétique homogène, en décrivant son mouvement de giration, la particule rencontre un champ magnétique variable spatialement. Plus la particule se rapproche de la Terre, plus son rayon de Larmor instantané diminue puisque l'intensité de  $\vec{B}$  augmente (voir éq. (A.4)). Inversement, plus la particule s'en écarte et plus son rayon de Larmor augmente ( $\vec{B}$  diminue). La trajectoire résiduelle de la particule est alors une cycloïde décrite autour de la Terre le long d'une iso potentielle magnétique (Figure A-3). Dans le cadre de l'approximation du centre guide, cette iso potentielle est donnée par le paramètre L.

La période de dérive est présentée dans [Bourdarie, 1996]. Elle est fonction de l'énergie cinétique de la particule, du paramètre de Mac Ilwain L et, dans le cas général, de l'angle d'attaque équatorial de la particule. Le sens de giration étant fonction du signe de la charge de la particule, les électrons dérivent vers l'Est tandis que les protons dérivent vers l'Ouest (Figure A-3). Cela peut générer un courant transitoire (le courant annulaire) orienté vers l'Ouest au cours de perturbations électromagnétiques tant que les charges en mouvement ne se sont pas réparties uniformément.

---

## BIBLIOGRAPHIE

- Abel B., Thorne R.M.**, ‘*Solar cycle behavior of trapped energetic electrons in Earth’s inner radiation belt*’, J. Geophys. Res., vol. 99, A10, 19, pp 427 – 431, 1994.
- Abel B. et R.M. Thorne**, ‘*Electron scattering loss in Earth’s inner magnetosphere, I: Dominant physical processes*’, J. Geophys. Res., 1998.
- Alfvén H.**, ‘*Cosmical Electrodynamics*’, éd. Oxford, 1950.
- Allen J.H.**, ‘*Historical and Recent Solar Activity and Geomagnetic Storms Affecting Spacecraft Operations*’, communication in GOMAC 2002, Monterey, California, 2002.
- Andersson E.**, ‘*The ECMWF implementation of the three dimensional variational assimilation (3D-VAR), III : Experimental results*’, Q. J. R. Meteorol. Soc., vol. 120, 1998.
- André R.**, ‘*A first approach to model the low-frequency wave activity in the plasmasphere*’, in Ann. Geophys., 20, 981, 2002.
- Baker D.N.**, ‘*Solar wind-magnetosphere drivers of space weather*’, J. of Atm. And terrestrial Phys., vol. 58, 14, pp. 1509-1526, 1996a.
- Baker D.N.**, ‘*An assessment of the space environmental conditions during recent Anik E1 spacecraft operational failure*’, in ISTP Newsl., 6, 2, 8, 1996b.
- Baker D.N.**, ‘*Strong electron acceleration in the Earth’s magnetosphere*’, Adv. Space Sci., in press, 1998.
- Baker D.N.**, ‘*Equinoctial and solstitial averages of magnetospheric relativistic electrons : a strong semi-annual modulation*’, in Geophys. Res. Lett., 26,3193-3196, 1999.
- Bertino L.**, ‘*Assimilation de données pour la prédiction de paramètres hydrodynamiques et écologiques : le cas de la lagune de l’Oder*’, Mémoire de Thèse, École des Mines de Paris, Fontainebleau, <ftp://cg.ensmp.fr/pub/theses/bertino.pdf>, 2001.



- Bertino L.**, ‘*Sequential data assimilation techniques in oceanography*’, in International Statistical Review, vol. 71, pp. 223-241, 2003.
- Beutier T.**, ‘*Modélisation tri-dimensionnelle pour l’étude de la dynamique des ceintures de radiation*’, Thèse de doctorat – ENSAE, 1993.
- Beutier T.**, ‘*A three dimensional analysis of the electron radiation belt by the Salammbô code*’, J. Geophys. Res., vol. 100, 14, pp. 853, 1995.
- Blake J.B.**, ‘*Correlation of changes in the outer-zone relativistic electron population with upstream solar wind and magnetic field measurements*’, in Geophys. Res. Lett., vol. 24, 927-929, 1997.
- Blanc D.**, ‘*Physique Nucléaire*’, Ed. Masson, 1980.
- Boller B.R.**, ‘*Kelvin-Helmoltz instability and the semi-annual variation of geomagnetic activity*’, in J. Geophys. Res., vol. 75, pp. 6073-6084, 1970.
- Boscher, D., Bourdarie, S., et al.**, ‘*A model for the geostationary electron environment : POLE*’, IEEE Trans. Nucl. Sci., 50 (6), 2278 – 2283, 2003.
- Bourdarie S.**, ‘*Modélisation de la dynamique des ceintures de radiations à l’échelle de l’orage magnétique*’, Thèse de doctorat – ENSAE, 1996a.
- Bourdarie S.**, ‘*Magnetic storm modeling in the Earth’s electron belt by the Salammbô code*’, J. Geophys. Res., vol. 101, 27, pp. 171, 1996b.
- Bourdarie S., et al.**, ‘*Environnement 2000. Moyens d’évaluation de l’environnement radiatif des véhicules spatiaux*’, rapport interne ONERA, RF/CS0410201 DESP, décembre 2000.
- Bourdarie S.**, ‘*Radiation belts and models*’, in Space Environment : Prevention and Risks Related to Spacecraft Charging, éd. Cépadués, p. 107, avril 2002.
- Bourdarie S., et al.**, ‘*Évolution des maintenances des outils de modélisation des ceintures radiatives*’, rapport technique ONERA, RTS1/09524 DESP décembre 2004, 2004.
- Bourdarie S.**, ‘*Radiation belt representation of the energetic electron environment : Model and Data synthesis using the Salammbô radiation belt transport code and Los Alamos geosynchronous and GPS energetic particle data*’, in Space Weather Journal, 3, S04S01, doi:10.1029/2004SW000065, 2005a.
- Bourdarie S.**, ‘*Data Analysis v1.1*’, Internal Communication, 2005b.
- Bourdarie S., Maget V.**, ‘*Complementary of measurements and models in reproducing Earth’s radiation belt dynamics*’, in Space Weather, vol. 344, pp. 219-229, ed. Springer, 2007.
- Bourriau J.**, ‘*L’environnement spatial : flux, dose, blindage, effets des ions lourds*’, colloque RADECS 1991, Montpellier, 1991.

- 
- Bouttier F.**, '*Assimilation de données*', Cours de Master OASC à l'université Paul Sabatier, Toulouse, Notes de cours, 2004.
- Brautigam D.H.**, '*CRRESELE documentation*', PL-TR-94-2218, Philips Laboratory, AFMC, Hanscom, AFB, MA, 1995.
- Brautigam D.H.**, et **J.M. Albert**, '*Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm*', in J. Geophys. Res., 105, 291, 2000.
- Canizares R.**, '*On the application of data assimilation in regional coastal models*', Thèse, Pays Bas, 1999.
- Carpenter D.L.**, '*An ISEE/whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere*', J. Geophys. Res., 1992.
- Chappell C.R.**, '*The morphology of the bulge region of the plasmasphere*', in J. Geophys. Res., 75, 3848-3861, 1970.
- Chen Y.**, '*Multisatellite determination of the relativistic electron phase space density at geosynchronous orbit: Methodology and results during geomagnetically quiet times*', in J. Geophys. Res., vol. 110, 2005.
- Cliver E.W.**, '*Mountains versus Valleys : Semi-annual variation of geomagnetic activity*', in J. Geophys. Res., vol. 105, pp. 2413-2424, 2000.
- Courtier P.**, '*A strategy for operational implementation of 4DVAR, using an incremental approach*', in Q. J.R. Meteorol. Soc., vol. 120, pp. 1367-1387, 1994.
- Crooker N.U.**, '*Solar and heliospheric geoeffective disturbances*', in J. Atmos. Sol. Terr. Phys., vol. 62, pp. 1071-1085, 2000.
- Daley R.**, '*Atmospheric Data Analysis*', in Cambridge Atmospheric and Space Science Series Press, 1991.
- Daly E.J.**, '*Problems with Models of the Radiation Belts*', in IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 43, 2, pp. 403, 1996.
- Desorgher L.**, **P. Bühlher**, '*Outer radiation belt variations during 1995*', in Adv. Space Res., 22, 83, 1998.
- Ecoffet R.**, '*The space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems : Foreword*', in Space Environment : Prevention and Risks Related to Spacecraft Charging, éd. Cépadués, p. 107, avril 2002.
- Eknes M.**, **G. Evensen**, '*An ensemble Kalman Filter with a 1-D marine ecosystem model*', Journal of Marine Systems, 2001.
-

- Evensen G.**, '*Sequential Data Assimilation with nonlinear quasi-geostrophic model using Monte Carlo methods to forecast error statistics*', in J. Geophys. Res., vol. 99, NO. C5, pp. 10143 – 10162, 1994.
- Evensen G.**, '*The Ensemble Kalman Filter : theoretical formulation and practical implementation*', Ocean Dynamics, vol. 53, pp. 343 – 367, 2003.
- Evensen G.**, '*Sampling strategies and square root analysis scheme for the EnKF*', Ocean Dynamics, Ocean Dynamics, pp 539-560, 2004.
- Falthämmar C.G.**, '*On the transport of trapped particles in the outer magnetosphere*', J. of Geophys. Res., Space Physics, vol. 71, p. 1487, 1966.
- Farley T.A.**, '*Sources and loss processes of protons of the inner radiation belt*', J. Geophys. Res., 1971.
- Friedel R.H.W.**, '*Multi-spacecraft synthesis of relativistic electrons in the inner magnetosphere using LANL, GOES, GPS, SAMPEX, HEO and POLAR*', in Adv. Space Res., vol. 26, 1, pp. 93-98, 2000.
- Friedel R.H.W.**, '*Relativistic electron dynamics in the inner magnetosphere – A review*', in J. Atmos. Terr. Phys., vol. 64, pp. 265-282, 2002.
- Friedel, R. H. W., S. Bourdarie, T.E. Cayton**, '*Intercalibration of magnetospheric energetic electron data*', in Space Weather, 3, S09B04, doi:10.1029/2005SSW000153, 2005.
- Goldstein J.**, '*The global pattern of evolution of plasmaspheric drainage plumes*', in Geophys. Monograph 159, American Geophys. Union, 2005.
- Gussenhoven, M.S., Mullen E.G., Holeman, E.**, '*Radiation belt dynamics during solar minimum*', in IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 36, n° 6, 1989.
- Gussenhoven, E. G.**, '*Improved understanding of the Earth's radiation belts from the CRRES satellite*', IEEE Trans. on nucl. Science, vol. 43, n° 2, 1996.
- Hedin A.E.**, '*MSIS-86 Thermospheric Model*', in J. Geophys. Res., 92, pp 4649-4662, 1987.
- Heinderickx D.**, '*A low Altitude Trapped Proton Model for Solar Minimum Conditions Based on SAMPEX/PET Data*', in IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 46, pp. 1475, 1999.
- Hess W.N., E.H.Canfield**, '*Cosmic-ray neutron demography*', in J. Geophys. Res., 66, 665-677, 1961.
- Horne R.B.**, '*Potential waves for relativistic electron scattering and stochastic acceleration during magnetic storm*', in Geophys. Res. Lett., vol. 25, pp. 3011-3014, 1998.
- Horne R.B.**, '*Rationale and requirements for a European space weather programme*', in Proceedings of ESA Workshop, European Space Agency, 2003.

- 
- Hoteit I.**, '*Filtres de Kalman Réduits et Efficaces pour l'Assimilation de données en Océanographie*', Thèse de doctorat, Université de Grenoble 1, 2001.
- Houtekamer P.L.**, '*Data Assimilation using an Ensemble Kalman filter technique*', in *Mon. Weat. Rev.*, vol. 126, pp.796-811, 1998.
- Huston S.L.**, '*Solar cycle variation of the low altitude trapped proton flux*', in *Adv. Space Res.*, 21, 12, 1625, 1998a.
- Huston S.L.**, '*Space environment effects : Low altitude trapped radiation model*', NASA/CR 1998 208593, 1998b.
- Huston S.L.**, '*Space Environment and Effects : Trapped Proton Model*', NASA technical report, NASA / CR-2002-2211784, 2002.
- Iles R.H.A.**, '*Phase space density analysis of the outer belt energetic electron dynamics*', in *J. Geophys. Res.*, 111, 2006.
- Kalman R.**, '*A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems*', *Transactions of the ASME—Journal of Basic Engineering*, vol. 82, Series D, pp. 35-45, 1960.
- Kalman, R. E., Bucy R. S.**, '*New Results in Linear Filtering and Prediction Theory*', *Transactions of the ASME - Journal of Basic Engineering* Vol. 83: pp. 95-107, 1961.
- Kapenman J.G.**, '*Geomagnetic Storms Can Threaten Electric Power Grid*', in *Earth in Space*, Vol. 9, No. 7, March 1997, pp.9-11, 1997.
- Keil M.**, '*Forecasting uncertainty: the ensemble solution* ', presentation à l'ESSVIII, 13-17 November 2006, Royal Library of Belgium, Brussels, 2006.
- Lanczos C.**, '*The variational principles of mechanics, 4<sup>th</sup> ed.*', *Math. Expositions* N°4, in University of Toronto Press, 1970.
- Langel R.A.**, '*International Geomagnetic Reference Field, 1991 revision : International Association of Geomagnetism and Aeronomy (IAGA) Division V, Working group 8: Analysis of the Main Field and Secular Variation*', in *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 70, 1-6, 1992.
- Langlois P.**, '*Probability of occurrence of geomagnetic storms based on a study of the distribution of the electric field amplitudes measured in Abitibi, Québec, in 1993-94*', in *J. geomagn. geoelectr.*, vol. 48, no8, pp. 1033-1041, 1996.
- Lantos P.**, '*Le Soleil en face, le Soleil et les relations Soleil-Terre*', *Collection Culture Scientifique*, Editions Masson, Paris, 1997.
- Le Dimet F.X., Talagrand O.**, '*Variational algorithms for analysis and assimilation of meteorological observations : theoretical aspects*', in *Tellus* (38A), pp. 97-110, 1986.
-

- Lester M.**, *'The solar-terrestrial interaction and its importance for space weather'*, Adv. Space Res., vol. 26, 1, pp 79-88, 2000.
- Lorenc A.C.**, *'The relative merits of 4D-Var and Ensemble Kalman Filter'*, Presentation made at the 6th International Workshop on Adjoint Applications in Dynamic Meteorology, 23 – 28 May 2004, Basilicata, Italy, 2004.
- Lyons L.R. and R.M. Thorne**, *'Equilibrium structure of radiation belt electrons'*, in J. Geophys. Res., Space Physics, 1973.
- Maget V., S. Bourdarie, D. Boscher, R.H.W. Friedel**, *'Data assimilation of LANL satellite data into the Salammbô electron code over a complete solar cycle by direct insertion'*, in Space Weather Journal, manuscript 2007sw000322, 2007a.
- Maget V., S. Bourdarie**, *'Direct data assimilation over solar cycle time-scales to improve proton radiation belts models'*, in RADECS proceedings, submitted, 2007b.
- Masclat A.**, *'Contribution à l'élaboration de modèles de référence des ceintures de radiation de la Terre'*, Thèse de doctorat - ENSAE, 2002.
- Meredith N.P., R.B. Horne**, *'Substorm dependence of chorus amplitudes : Implications for the acceleration of electrons to relativistic energies'*, in J. Geophys. Res., 106, 13, 165, 2001.
- Meredith N.P., R.B. Horne**, *'Outer zone relativistic electron acceleration associated with substorm-enhanced whistler-mode chorus'*, in J. Geophys. Res., 107, 1144, 2002a.
- Meredith N.P., R.B. Horne**, *'Evidence for acceleration of outer zone electrons to relativistic energies by whistler-mode chorus'*, in Ann. Geophys., 20, 967, 2002b.
- Meredith N.P.**, *'Evidence for Chorus-driven electron acceleration to relativistic energies from a survey of geomagnetically disturbed periods'*, in J. Geophys. Res., 108, A6, pp. 1248, 2003a.
- Meredith N.P.**, *'Favored regions for chorus-driven electron acceleration to relativistic energies in the Earth's outer radiation belt'*, Geophys. Res. Lett., 30(A6), pp. 1871, 2003b.
- Meredith N.P.**, *'Statistical analysis of relativistic electron energies for cyclotron resonance with EMIC waves observed by CRRES'*, in J. Geophys. Res., 108,16,1250, 2003c.
- Meredith N.P.**, *'Substorms dependence of plasmaspheric hiss'*, in J. Geophys. Res., 109, A06209, 2004.
- Miyoshi, Y. S.**, *'Long term modulation of low altitude proton radiation belt by the Earth's atmosphere'*, Geophys. Res. Lett., vol. 27, n°14, pp. 2169-2172, 2000.
- Miyoshi Y.S.**, *'Long term variation of radiation belt electrons - TIROS/NOAA observations'*, communication at the American Geophysical Union Fall Meeting, 2001.

- 
- Miyoshi Y.S.**, 'Rebuilding process of the outer radiation belt during the 3 November 1993 magnetic storm : NOAA and Exos-D observations', in *J. Geophys. Res.*, 108, 1004, 2003.
- Miyoshi, Y. S.**, 'Solar cycle variations of the electron radiation belts : Observations and radial diffusion simulation', *Space Weather*, 2, S10S02, doi:10.1029/2004SW000070, 2004.
- Mourre B.**, 'Etude de configuration d'une constellation de satellites altimétriques pour l'observation de la dynamique océanique côtière', Thèse de doctorat, Université Toulouse III, 2004.
- Naehr, S. M., et F. R. Toffoletto**, 'Radiation belt data assimilation with an extended Kalman filter', *Space Weather*, 3, S06001, doi:10.1029/2004SW000121, 2005.
- Panofsky H.**, 'Objective weather-map analysis', *J. Appl. Meteor.*, vol. 6, 1949.
- Parrot M., O. Santolik, et al.**, 'Magnetospherically reflected chorus waves revealed by ray tracing with CLUSTER data', in *Ann. Geophys.*, 21, 1111-1120, 2003.
- Pham D.**, 'A singular evolutive extended Kalmanfilter for data assimilation in oceanography', in *J. of Mar. Syst.*, vol. 16, pp. 323-340, 1997.
- Reeves G.D.**, 'Relativistic electrons and magnetic storms : 1992-1995', *Geophys. Res. Lett.*, vol. 25, 11, pp; 1817-1820, 1998.
- Richardson L.**, 'Weather prediction by numerical process', in Cambridge Press, 1922.
- Richardson I.G.**, 'Sources of geomagnetic activity over the solar cycle : Relative importance of coronal mass ejections, high speed streams, and slow solar wind', in *J. Geophys. Res.*, vol. 105, A8, pp. 18203-18213, 2000.
- Rigler E.J.**, 'Data assimilation workshop notes', présentation au GEM Workshop, juin 2003.
- Rigler, E. J.**, ' Adaptive linear prediction of radiation belt electrons using the Kalman filter', *Space Weather*, 2, S03003, doi:10.1029/2003SW000036, 2004.
- Robert C.**, 'Développement et comparaison de méthodes d'assimilation de données de rang réduit dans un modèle de circulation océanique : application à l'océan Pacifique Tropical', Thèse de doctorat – Université Joseph Fourier Grenoble 1, 2004.
- Robinson A.R.**, 'Real-time operational forecasting on shipboard of the Iceland-faeroe frontal variability', in *Bulletin of the American Meteor. Soc.*, vol. 77, pp. 243-259, 1996.
- Robinson R.M.**, 'The U.S. National Space Weather Program : A retrospective', in *Space Weather*, Geophysical Monograph 125, 2001
- Roederer J. G.**, 'Dynamics of geomagnetically trapped radiation', éd. Springer-Verlag, 1970.
- Russel C.T.**, 'Semiannual variation of geomagnetic activity', *J. Geophys. Res.*, vol. 78, pp. 92-107, 1973.
-

- Santolik O., J. Chum, M. Parrot, et al.**, '*Propagation of whistler mode chorus to low altitudes: Spacecraft observations of structured ELF hiss*', in J. Geophys. Res., 111, A10208, doi:10.1029/2005JA011462, 2006.
- Sauvaud J.A.**, '*Earth magnetosphere*', in Space Environment : Prevention and Risks Related to Spacecraft Charging, éd. Cépadués, p. 81, avril 2002.
- Sawyer D.M., Vette J.I.**, '*AP-8 Trapped Proton Environment for Solar Maximum and Solar Minimum*', NASA technical report, NSSDC/ WDC-A-R&S 76-06, 1976.
- Schulz M., Lanzerotti L.J.**, '*Particle diffusion in the radiation belts*', in Physics & Chemistry in Space n°7, Springer-Verlag, 1974.
- Schulz M.**, '*The Magnetsphere, Geomagnetically Trapped Radiation*', in Geomagnetism, Volume 4, edited by J.A. Jacobs, pp. 202-256, Academic Press, 1991.
- Schunk, R.W.**, '*Ionospheric Specification and Forecast Modeling*', in Journal of Spacecraft and Rockets, 39, 314, 2002.
- Sicard-Piet A., S. Bourdarie**, '*Solar cycle electron radiation environment at GNSS like altitude*', at IAC -06- D5-2, IAC conference, Valencia, 2006.
- Simpson**, Annals of the IGY, 4, 351, 1957.
- Smith E.J.**, '*Plasmaspheric Hiss intensity variations during magnetic storms*', in J. Geophys. Res., 79, A16, 1974.
- Stern D.**, '*A model of the terrestrial electric field*', Eos. Trans. AGU, 55, 403, 1975.
- Summers D.**, '*Relativistic theory of wave-particle resonant diffusion with application to electron acceleration in the magnetosphere*', in J. Geophys. Res., vol. 103, n°20, 1998.
- Théodor R.**, '*Initiation à l'analyse numérique*', éd. MASSON, 3<sup>ème</sup> édition, 1989.
- Tsyganenko N. A., Mukai T.**, '*Tail plasmasheet models derived from Geotail particle data*', J. Geophys. Res., vol. 108, pp 1136, 2003.
- Vacaresse A.**, '*Contribution à l'élaboration de modèles de référence des ceintures de radiation terrestres*', Thèse de doctorat - ENSAE, 1999a.
- Vacaresse A.**, '*Modeling the high-energy proton belt*', in J. Geophys. Res., vol. 104, A12, pp. 28601-28613, 1999b.
- Vampola, A.L., J.V. Osborn, and B.M. Johnson**, '*CRRES magnetic electron spectrometer AFGL-701-5A (MEA)*', in J. Spacecr. Rockets, 29, 592-595, 1992.
- Vampola A.L.**, '*The ESA outer zone electron model update*', ESA-SP-392 Environment modelling for space based applications, 151, 1996.

- 
- Vampola A. L.**, '*Outer zone energetic electron environment update, in Proceedings of the Conference on the High Energy Radiation Background in Space*' ; Snowmass, CO, USA ; July 22, 1997, IEEE Conference Proceedings, pp. 128 – 136, New York, NY, USA : IEEE,1998, 1998.
- Varotsou A.**, '*Utilisation de modèles physiques pour comprendre la dynamique des ceintures de radiation d'électrons de la Terre*', Thèse de doctorat - ENSAE, 2005a.
- Varotsou A., D. Boscher, and S. Bourdarie**, '*Simulation of the outer radiation belt electrons near geosynchronous orbit including both radial diffusion and resonant interaction with Whistler-mode chorus waves*', in Geophys. Res. Lett., 32, 19106, doi:10.1029/2005GL023282, 2005b.
- Vassiliadis D.**, '*The non-linear dynamics of space weather*', Adv. Space res., vol. 26, 1,pp. 197-207, 2000a.
- Vassiliadis D.**, '*System identification, Modeling, and Prediction for Space Weather Environments*', in IEEE Trans. On Plasma Sci., vol. 28, n° 6, 2000b.
- Vassiliadis D.**, '*Long-term-average, solar cycle, and seasonal response of magnetospheric energetic electrons to the solar wind speed*', in J. Geophys. Res., vol. 107, A11, pp. 1383, 2002.
- Vette J.I.**, '*The AE-8 Trapped Electron Model Environment*', NASA technical report, NSSDC / WDC-A-RIS 91-24, 1991.
- Volland H.**, '*A semi empirical model of large scale magnetospheric electric fields*', in J. Geophys. Res., 78, 171, 1973.
- West H.I., R.M. Buck et G.T. Davidson**, '*The dynamics of energetic electrons in the earth's outer radiation belt during 1968 as observed by the Lawrence Livermore National Laboratory's Spectrometer on OGO 5*', in J. Geophys. Res., 86, 2111, 1981.
- Whipple E.C.**, '*(U,B,K) coordinates : a natural system for studying magnetospheric convection*', in J. Geophys. Res., 83, 9, 4318, 1978.
- Wrenn G.**, '*Conclusive evidence for internal dielectric charging anomalies on geosynchronous communications spacecraft*', in J. of Spacecraft and Rockets, 32,pp514-520, 1995.
- Yeh K.C.**, '*The global behavior of the March 1989 ionospheric storm*', in Can. J. Phys./Rev. can. phys., 70(7), pp. 532-543, 1992.
-



## **Développement et comparaison de méthodes d'assimilation de données appliquées à la restitution de la dynamique des ceintures de radiation terrestres**

Les ceintures de radiation de la Terre ont été mises en évidence au début de l'ère spatiale en 1958 par J. Van Allen grâce aux données du satellite Explorer 3. Cet environnement peut être très hostile aussi bien pour le corps humain que pour l'électronique embarquée sur les satellites. Les modèles actuels de référence sont ceux de la NASA : AE8 pour les électrons et AP8 pour les protons. Ils ont été élaborés vers la fin des années 70 et le début des années 80 à l'aide de mesures éparses et d'une interpolation entre chacune d'elles. Parallèlement à cela, la modélisation physique des ceintures de radiation s'est accélérée avec l'essor de l'informatique et des mesures satellites in situ. L'ONERA / DESP dispose à la fois d'un modèle physique dynamique performant des ceintures de radiation et d'un large éventail de mesures satellites. L'objectif de ce travail de thèse a été de tirer parti de cette dualité que peu de laboratoires possèdent grâce à l'assimilation de données. Elle peut être considérée comme un processus d'association d'observations ponctuelles à une prédiction globale réalisée par un modèle. Deux méthodes ont été envisagées aussi bien dans le cas électrons que protons. La première a consisté à poursuivre les travaux d'assimilation directe entamés au département DESP afin de l'adapter à l'échelle du cycle solaire et ainsi poser des bases solides à la définition de nouveaux modèles de spécification de l'environnement spatial. La seconde est l'adaptation d'un filtre de Kalman d'Ensemble (EnKF) issu du domaine de l'océanographie aux ceintures de radiation. Technique d'assimilation évoluée, elle permet d'affiner la restitution et ouvre la voie à la prédiction et à une météorologie spatiale objective.

**Mots clés :** Terre – ceintures de radiation – orage magnétique – magnétosphère - électron – proton – modèle – mesures in-situ – analyse de données – assimilation de données – filtre de Kalman – méthode d'ensemble - EnKF

## **Implementation and comparison of data assimilation techniques used to reconstruct the Earth radiation belts dynamics**

The Earth radiation belts have been discovered at the beginning of the Space Era in 1958 by J. Van Allen using satellite Explorer 3 data. This space environment may have harmful effects on both human bodies and spacecraft electronics. The current reference models are the NASA AE-8 and AP-8 ones. They have been developed at the end of the 1970s and beginning of the 1980s using sparse and interpolated data. In parallel, physical representation of the Earth radiation belts gained maturity thanks to computing expansion and in situ data multiplication. ONERA – DESP has both a physical and dynamical model of the radiation belts and a large database of in situ measurements. The aim of this thesis was to combine these two complementary approaches that few laboratories hold using data assimilation. This process consists into associating point-like data with a global (spatial and temporal) extrapolation performed by a model. Two methods have been developed as well for the electron and proton cases. The first one was to pursue the developments of direct data reanalysis undertaken at the ONERA in order to fit the solar cycle timescale, and consequently to build sound basis to new standards of the Earth space environment specifications. The second one consisted into the adaptation of an ensemble Kalman filter (EnKF) from Oceanography to the radiation belts domain. This complex method allows improving considerably the results and paves the way to prediction and to a new and objective Space Weather.

**Key words :** Earth – radiation belts – magnetic storm – magnetosphere – electron – proton – model – in situ data – data reanalysis – data assimilation – Kalman filter – ensemble method - EnKF