



HAL
open science

Modélisation de la dynamique couplée des plasmas magnétosphérique et ionosphérique.

Yannis Hurtaud.

► **To cite this version:**

Yannis Hurtaud.. Modélisation de la dynamique couplée des plasmas magnétosphérique et ionosphérique.. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2007. Français. NNT: . tel-00261300

HAL Id: tel-00261300

<https://theses.hal.science/tel-00261300v1>

Submitted on 6 Mar 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Toulouse III - Paul SABATIER
(U.F.R. Physique, Chimie, Automatique)

Thèse
pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Toulouse III

Discipline : Physique des plasmas spatiaux

présentée et soutenue par

Yannis Hurtaud

le 19 octobre 2007

Titre :

**Modélisation de la dynamique couplée
des plasmas
magnétosphérique et ionosphérique**

Jury

Président :	Prof. Henri	REME
Directeur de thèse :	Prof. Christophe	PEYMIRAT
Codirecteur de thèse :	Dr. Pierre-Louis	BLELLY
Rapporteurs :	Dr. Dominique	FONTAINE
	Dr. Pierrette	DECREAU
Examineur :	Dr. Pierre	DEGON

Résumé

L'interaction du vent solaire avec le champ magnétique terrestre crée dans la magnétosphère un champ électrique qui induit un déplacement (ou convection) du plasma de la queue magnétosphérique vers la Terre. Au cours de ce mouvement les particules magnétosphériques interagissent avec la composante ionisée de la haute atmosphère de la Terre qu'on appelle ionosphère. Elles modifient les propriétés électriques du milieu conducteur ionosphérique, en particulier la distribution du champ électrique responsable de la convection magnétosphérique.

Le Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements dispose d'un modèle numérique décrivant de manière autocohérente la convection magnétosphérique et ses couplages avec l'ionosphère. Nous avons modifié ce code afin :

→ 1) d'y inclure les effets des asymétries entre les deux hémisphères Nord et Sud de la Terre liées à l'éclairement solaire

→ 2) de remplacer le modèle de champ magnétique dipolaire utilisé jusqu'à présent par un modèle plus proche des observations.

Les premiers résultats obtenus montrent que les asymétries inter-hémisphériques ont un effet considérable sur la dynamique du plasma ionosphérique mais que la magnétosphère y est relativement insensible. Ils montrent également qu'une topologie de champ magnétique différente de celle d'un dipôle est nécessaire pour reproduire les observations.

Abstract

The interaction of the solar wind with the terrestrial magnetic field induces in the magnetosphere an electric field responsible of the motion (or convection) of the plasma from the tail to the Earth. The magnetospheric particles interact with the ionosphere, the ionized part of the Earth's atmosphere. They modify the electrical properties of the ionospheric conductor, particularly the electric field distribution which moves the magnetospheric plasma.

The Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements built a numerical model describing self-consistently the magnetospheric convection coupled with the ionosphere. We modified this code in order :

→ 1) to include the effects of the asymmetry between the two north and south hemispheres due to the solar illumination

→ 2) to replace the used dipolar magnetic field model by a more realistic model

The first numerical results show the large effect of the inter-hemispheric asymmetry on the ionospheric plasma dynamics but that the magnetosphere is relatively insensitive to these effects. They also show that the use of a magnetic field topology more realistic than the one of a dipole is necessary to reproduce the observations.

Remerciements

Ce manuscrit de thèse présente l'aboutissement de 8 années d'études supérieures débutées à l'Université de Nantes, poursuivies à l'Université Paris XI – Orsay, puis achevées à l'Université Toulouse III – Paul Sabatier. J'aimerais remercier tout d'abord mes parents, frère et soeurs qui m'ont encouragé et accompagné tout au long de cette aventure, mais aussi Claudia pour avoir été à mes côtés et m'avoir soutenu dans la dernière ligne droite.

Je souhaite ensuite exprimer toute ma gratitude à Christophe Peymirat pour m'avoir encadré et appuyé durant la thèse. Un grand merci aussi à mes collègues du CESR Jean Fontanari, Denis Alcaydé, Pierre-Louis Blelly et Dominique Toublanc pour leur joie de vivre, leur aide, et pour les nombreuses discussions que nous avons eues tant sur le travail que sur la vie en dehors du labo.

J'aimerais remercier chaleureusement mes amis de toujours et ceux rencontrés à Toulouse, spécialement Déborah, Philippe, Patricia, Cindy, Cécile et « Petit Bonnet » avec qui j'ai partagé tant de choses, et pour l'amitié qu'ils me portent. Un mot aussi pour mes camarades du *Bagad Bro Tolosa* avec qui j'ai pu souffler entre deux équations.

Merci infiniment aux membres du jury et spécialement à mes « rapportrices » Dominique Fontaine et Pierrette Décréau pour leurs encouragements, leur patience, et leur expertise de mon travail. Je souhaite enfin dire merci à Arthur Richmond du HAO et Richard Wolf de l'Université de RICE, pour leur accueil et leur collaboration, ainsi qu'à l'équipe du laboratoire de planétologie de Grenoble avec laquelle j'ai pu partager le temps d'une nuit le privilège d'observer de magnifiques aurores.

Table des matières

I	Présentation générale	13
1	Le contexte	15
1.1	Météorologie de l'espace	15
1.1.1	Qu'est ce que la météorologie de l'espace?	15
1.1.2	Impacts liés aux tempêtes magnétiques	16
1.1.3	Efforts de modélisation	16
1.2	La convection magnétosphérique	17
1.2.1	Portrait de la magnétosphère terrestre	17
1.2.2	La magnétosphère interne	18
1.2.3	Couplages avec l'ionosphère de la Terre	20
1.3	État des lieux des connaissances	22
1.3.1	Un passé en commun	22
1.3.2	Rice Convection Model (RCM)	23
1.3.3	Ionosphere Magnetosphere Model (IMM)	24
1.4	Objectifs de la thèse	25
2	Le modèle IMM	27
2.1	Schéma global de résolution numérique	27
2.2	Domaine de résolution numérique	28
2.3	Éléments de couplage	28
2.3.1	Le champ magnétique	28
2.3.2	Les courants alignés de région-2	30
2.3.3	Les précipitations	30
2.3.4	Equipotentialité des lignes de champ magnétique	31
2.4	Bloc ionosphérique	32
2.4.1	Loi d'Ohm ionosphérique	32
2.4.2	Courants horizontaux intégrés en altitude	32
2.4.3	Fermeture des courants alignés de région-2	32
2.4.4	Conditions aux limites	33
2.5	Bloc magnétosphérique	33
2.5.1	Equations du transport	34

2.5.2	Les électrons	34
2.5.3	Les ions	35
2.6	Déroulement du programme	36

II Introduction des variations saisonnières et journalières dans l'IMM **37**

3	Description du modèle	39
3.1	Introduction	39
3.2	Système de coordonnées	41
3.3	Domaines de résolutions	44
3.4	Calcul des conductivités intégrées en altitude	46
3.5	Calcul du potentiel électrique	49
3.6	Calcul des courants alignés de région-2	54
4	Présentation et résultats des simulations numériques	57
4.1	Description des simulations	57
4.2	Dipôle centré	59
4.2.1	Dipôle parallèle à l'axe de rotation de la Terre : effets saisonniers	59
4.2.2	Dipôle non-parallèle à l'axe de rotation de la Terre : effets journaliers	66
4.3	Dipôle excentré	70
4.3.1	Historique et caractéristiques du dipôle excentré	70
4.3.2	Asymétrie supplémentaire des conductivités	72
4.3.3	Résultats des simulations	72
4.4	Comparaison aux observations	76
4.5	Conclusions	78

III Nouveau modèle incluant un champ magnétique de type Tsyganenko (1987) **81**

5	Nouveau modèle incluant un champ magnétique de type Tsyganenko	83
5.1	Introduction	83
5.2	Equations de la dynamique couplée du système Magnétosphère–Ionosphère dans le cas d'un champ magnétique quelconque	84
5.2.1	Cadre mathématique	85
5.2.2	Convection du plasma dans la magnétosphère interne	88
5.2.3	L'anneau de courant	90
5.2.4	Les courants alignés	91
5.2.5	Les précipitations	92

5.2.6	La transmission du champ électrique	93
6	Comparaison au dipôle magnétique et schéma de résolution numérique	95
6.1	Différences par rapport au champ magnétique dipolaire	95
6.2	Difficultés liées au choix du système de coordonnées	98
6.3	Résolution des équations du transport magnétosphérique et de son couplage avec l'ionosphère	98
6.4	Domaines de résolutions	101
7	Présentation et résultats des simulations numériques	107
7.1	Description des simulations numériques	107
7.1.1	Source de plasma	107
7.1.2	Frontière équatoriale de la calotte polaire	108
7.2	Comparaison avec le dipôle magnétique	109
7.2.1	Présentation du modèle dipolaire	109
7.2.2	Comparaison	110
7.2.3	Comparaison avec <i>Peymirat et Fontaine (1994b)</i>	114
7.2.4	Conclusion	114
7.3	Comparaison aux observations	116
7.3.1	Dynamique du plasma magnétosphérique	116
7.3.2	Couplages Magnétosphère–Ionosphère	118
7.3.3	Dynamique ionosphérique	120
7.3.4	Conclusion	125
7.3.5	Convergence numérique	126
7.4	Conclusions	126
IV	Conclusions et perspectives	131
8	Conclusions et perspectives	133
8.1	Développement d'IMM	133
8.2	Variations saisonnières et journalières	134
8.3	Champ magnétique de type Tsyganenko	135
8.4	Perspectives	137
A	Ecriture des équations dans le système de coordonnées généralisées	149
A.1	Généralités	149
A.1.1	Formulaire	149
A.1.2	Système de coordonnées	149
A.1.3	Calculs de divergences	150
A.2	Conservation de la matière	152

A.3 Conservation de l'énergie	153
A.4 Les courants alignés	155
B Agrandissements de figures	157
C <i>Hurtaud et al. (2007)</i>	171

Première partie
Présentation générale

Chapitre 1

Le contexte

1.1 Météorologie de l'espace

1.1.1 Qu'est ce que la météorologie de l'espace ?

La météorologie de l'espace est la prédiction de l'impact des activités solaire et géomagnétique sur l'ensemble des activités humaines. Elle dépend aussi de la position de notre planète par rapport à notre étoile, et de la position de cette dernière dans la galaxie.

Le soleil est un formidable réservoir d'énergie dont l'expression la plus spectaculaire reste les éjections de masse coronale (ou CME, signifiant Coronal Mass Ejection). Cette bulle de plasma, gaz composé de particules chargées positivement et négativement, peut atteindre des proportions dantesques (typiquement quelques dizaines à centaines de rayons terrestres (R_T) pour 10^{13} – 10^{14} kg) et n'est pas sans conséquence pour l'environnement terrestre. Se déplaçant à une vitesse d'environ 100 – 2500 km s^{-1} , elle met typiquement 3 jours pour atteindre la Terre et son champ magnétique, provoquant des orages magnétiques.

Par ailleurs, l'astre du jour émet en permanence un flux de plasma (environ 10^9 kg s^{-1}) appelé le vent solaire et se déplaçant en moyenne à 450 km s^{-1} . Le champ magnétique interplanétaire est la composante du champ magnétique solaire gelée dans le vent solaire et transportée dans le milieu interplanétaire. L'orientation du champ magnétique interplanétaire varie. Une orientation antiparallèle au champ magnétique terrestre crée des conditions favorables au déclenchement dans la queue de la magnétosphère d'événements impulsifs considérables, qu'on appelle les sous-orages magnétiques.

Finalement, le soleil émet en continu un rayonnement électromagnétique dont certaines composantes s'avèrent létales pour l'homme. Ainsi, l'atmosphère terrestre et le champ géomagnétique constituent deux remparts, contre les menaces issues de notre étoile. C'est de la volonté d'identifier, de mieux connaître et de prévoir les risques que fait peser le Soleil sur les hommes et ses technologies qu'est née la météorologie de l'espace.

1.1.2 Impacts liés aux tempêtes magnétiques

Les aurores naissent des émissions lumineuses résultant des collisions entre les particules atmosphériques et les particules d'origine solaire ou magnétosphérique, qui pénètrent dans la haute atmosphère (on parle de précipitations). Bien que magnifiques et inoffensives, elles sont souvent associées à d'autres manifestations des tempêtes magnétiques menaçant directement l'homme et ses technologies.

Ainsi, les personnels de bord des avions de ligne et les spationautes sont directement exposés aux radiations et doivent se protéger en cas de tempête magnétique. Une exposition trop longue ou trop intense serait fatale. De plus, l'augmentation de densité du plasma magnétosphérique lors des tempêtes magnétiques peut provoquer des dommages à la surface, mais aussi au coeur des satellites et aller jusqu'à leur perte.

L'ionosphère est la composante chargée de l'atmosphère située à environ 100 km d'altitude. Les ondes électromagnétiques s'y réfléchissent, permettant ainsi leur propagation autour de la Terre. Ce principe, à l'origine des communications radio (télévision, téléphones cellulaires, etc.) est mis à mal lors des tempêtes magnétiques pouvant altérer certaines couches de l'ionosphère (en particulier la couche F2).

Les courants électriques ionosphériques peuvent générer un champ électrique responsable de la circulation d'un courant induit à la surface de la Terre qui, s'il se propage dans les pipelines ou le réseau électrique, peut les altérer ou les endommager. Ce phénomène est à l'origine en 1989 d'une panne générale qui priva le Québec d'électricité durant plus de 9 heures.

Enfin, le rayonnement UV intense qui accompagne certaines éruptions solaires peut être à l'origine du réchauffement et de l'expansion de l'atmosphère, ce qui peut causer une altération de l'orbite des satellites de basse altitude. Les variations de densité ionosphériques peuvent aussi perturber les systèmes de navigation par satellite.

1.1.3 Efforts de modélisation

La météorologie de l'espace recouvre de nombreux domaines liés par exemple à la physique solaire, à la physique magnétosphérique ou bien à la physique des plasmas. Les efforts de modélisation sont nombreux et permettent de traiter des sujets aussi variés que l'héliosphère, la couronne, les éruptions et le vent solaire, la magnétosphère et l'atmosphère terrestre (petites, moyennes et grandes échelles), et bien d'autres encore.

Les couplages entre modèles décrivant le Soleil, la Terre et leurs relations ont permis de mettre à jour deux grands modèles de « météo spatiale », l'un développé à l'université de Boston au CISM (Center for Integrated Space Weather Modeling), l'autre à l'université du Michigan au CSEM (Center for Space Environment Modeling).

Le travail que j'ai effectué porte sur une partie des domaines couverts par la météorologie de l'espace, la convection magnétosphérique.

1.2 La convection magnétosphérique

1.2.1 Portrait de la magnétosphère terrestre

La magnétosphère forme une cavité creusée dans le vent solaire par le champ magnétique terrestre (*Chapman et Ferraro, 1931*). Sa forme, engendrée par le « drapement » du champ magnétique interplanétaire (ou IMF, signifiant Interplanetary Magnetic Field) autour des lignes de force du champ magnétique terrestre, rappelle celle d'une comète.

Elle constitue un rempart face aux particules énergétiques en provenance de notre étoile, qui, si elles n'étaient freinées par une onde de choc en amont de la magnétosphère, diffuseraient librement vers la Terre (voir figure 1.1). Les particules du vent solaire se heurtent alors au bouclier géomagnétique constitué par la magnétopause et s'accumulent dans la magnétogaine, région dominée par l'IMF (champ magnétique d'origine solaire et gelé dans le vent solaire).

Cependant, la magnétopause n'est pas totalement hermétique et laisse diffuser le plasma vers la Terre pour engendrer le manteau, les lobes et le feuillet de plasma (voir figure 1.1). A l'intérieur de la cavité magnétosphérique seule la plasmasphère, tore situé à proximité de la Terre, reste majoritairement peuplée de particules d'origine terrestre.

Les cornets polaires constituent des zones où l'amplitude du champ magnétique est très faible, permettant ainsi un accès direct du plasma solaire vers notre planète. Ils séparent les lignes de champ géomagnétique fermées localisées du côté jour (c.-à-d. dans la direction solaire) des lignes de champ situées côté nuit (c.-à-d. dans la direction antisolaire), et qui s'ouvrent dans le vent solaire. Le tableau 1.1 donne quelques chiffres typiques concernant la magnétosphère.

	Densité	Température
Manteau	0.01–1 cm ⁻³	100 eV
Lobes	<0.1 cm ⁻³	0.2–40 keV
Feuillet	0.4–2 cm ⁻³	10 keV
Plasmasphère	10 ³ cm ⁻³	1 eV

TAB. 1.1 – La magnétosphère en quelques chiffres.

Les courants alignés sont des courants de grande échelle circulant le long des lignes de champ magnétique (voir figure 1.1). On distingue principalement deux systèmes de courants alignés : les courants alignés de région-1 associés aux lignes de champ magnétique ouvertes dans le vent solaire, et les courants alignés de région-2 associés aux lignes de champ magnétique fermées (c.-à-d. connectées à la Terre de part et d'autre de l'équateur magnétique).

La figure 1.2 présente une projection ionosphérique dans l'hémisphère magnétique Nord de la distribution statistique des courants alignés déduite des observations du satellite TRIAD pour une activité magnétique modérée (*Ijima et Potemra, 1978*). Le pôle Nord est situé au centre de la figure, la latitude invariante est indiquée sur chaque cercle et le temps magnétique local est indiqué sur le cercle extérieur. Les courants noirs pénètrent dans l'ionosphère, tandis que les courants gris en sortent.

Les courants alignés de région-1, liés aux précipitations électroniques dans la zone des aurores discrètes, pénètrent l'ionosphère à haute latitude côté aube (06:00 MLT) et quittent l'ionosphère à haute latitude côté crépuscule (18:00 MLT). Leur amplitude atteint quelques dixièmes de $\mu\text{A m}^{-2}$ et ils dépendent d'une manière complexe des conductivités ionosphériques (e.g. *Fedder et Lyon, 1987; Christiansen et al., 2002; Ridley et al., 2004*). Les courants alignés de région-2 circulent à plus basse latitude que les courants alignés de région-1, dans la zone de précipitation des électrons du feuillet de plasma. Leur amplitude est environ deux fois plus faible et leur sens de circulation est en opposition par rapport à celui des courants alignés de région-1. Les courants alignés de région-1 et de région-2 sont connectés à haute latitude par des courants qui circulent horizontalement dans l'ionosphère et appelés courants horizontaux (*Fontaine et Peymirat, 1996, 1997*).

1.2.2 La magnétosphère interne

La magnétosphère interne s'étend sur environ 30 rayons terrestres depuis le nez de la magnétosphère côté jour, localisé à environ 8 rayons terrestres, jusqu'à des distances d'environ 20 rayons terrestres côté nuit. Elle comprend la plasmasphère et le feuillet de plasma mais exclut les régions situées au-dessus des pôles magnétiques (voir figure 1.1). La magnétosphère interne est une région de la magnétosphère où les lignes de champ magnétique sont fermées et où prend place la convection magnétosphérique.

La convection magnétosphérique est par définition le mouvement du feuillet de plasma à l'intérieur de la magnétosphère interne, et est très fortement couplée à la haute atmosphère de la Terre par les courants alignés et les précipitations qui seront définis par la suite (voir figure 1.3). L'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre crée par effet dynamo un champ électrique \mathbf{E} de grande échelle, dirigé globalement du côté aube (situé en arrière plan de la figure 1.3) vers le côté crépuscule (situé en avant plan de la figure 1.3), et appelé champ électrique de convection (*Axford et Hines, 1961; Dungey, 1961*). Ce phénomène, connu sous le nom de « dynamo magnétosphérique », est responsable du transport du feuillet de plasma depuis la queue de la magnétosphère (côté nuit) en direction de la Terre, avec une vitesse \mathbf{V}_e donnée par :

$$\mathbf{V}_e = \mathbf{E} \times \frac{\mathbf{B}}{B^2} \quad (1.1)$$

où \mathbf{B} représente le champ géomagnétique d'amplitude B .

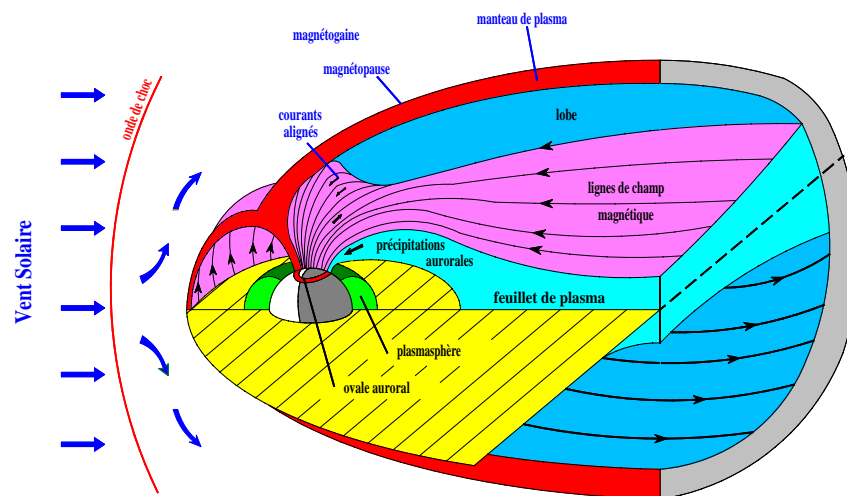


FIG. 1.1 – Représentation tridimensionnelle simplifiée de la magnétosphère terrestre. Ralenties au niveau de l'onde de choc, les particules du vent solaire peuplent la magnétogaine et pénètrent la magnétopause pour donner naissance au manteau de plasma (en rouge), aux lobes (en bleu) et au feuillet de plasma (en vert foncé). La magnétopause constitue la frontière entre le champ magnétique interplanétaire, et le champ géomagnétique. Enfin, la plasmasphère (en vert clair) est un tore peuplé de particules d'origine terrestre essentiellement.

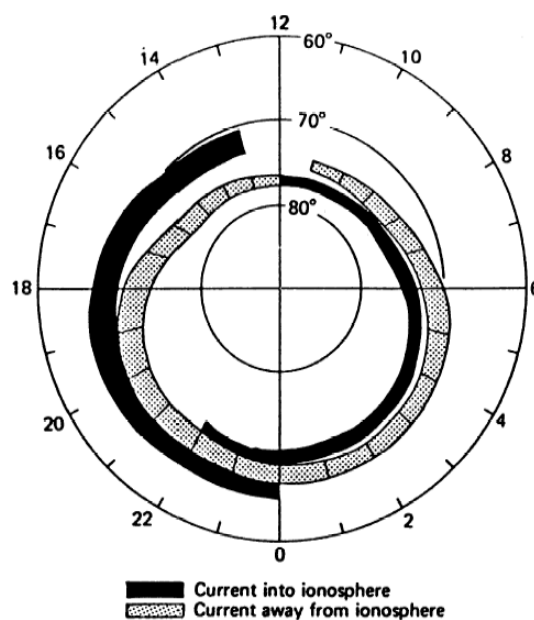


FIG. 1.2 – Projection ionosphérique de la distribution statistique des courants alignés déduite des observations du satellite TRIAD pour une activité magnétique modérée (*Ijima et Potemra, 1978*). La latitude invariante est indiquée sur chaque cercle et le temps magnétique local (MLT) est indiqué sur le cercle extérieur avec les conventions suivantes : 12:00 MLT correspond au côté dirigé vers le soleil ou « côté jour », 00:00 MLT correspond au côté opposé ou « côté nuit ».

L'origine de cette dynamo n'est pas encore bien comprise de nos jours et serait liée à des phénomènes de reconnexion ou une interaction visqueuse entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre. Lors de la convection, le plasma subit une compression adiabatique qui a pour effet de modifier la vitesse \mathbf{V}_e par le terme suivant :

$$\mathbf{V}_p = -\frac{\nabla P}{nq} \times \frac{\mathbf{B}}{B^2} \quad (1.2)$$

où P représente la pression totale du plasma, et où q et n désignent respectivement la charge et la densité des particules considérées. Comme le suggère l'équation (1.2), les particules subissent une séparation de charge, les électrons se dirigeant du côté aube et les ions du côté opposé, formant ainsi un anneau de courant.

1.2.3 Couplages avec l'ionosphère de la Terre

L'ionosphère est la partie ionisée de la haute atmosphère située à environ 100 km d'altitude (voir figure 1.3). Elle baigne dans la thermosphère et on y dénombre à peu près 1 paire ion-électron pour 1000 particules neutres. Tout comme la magnétosphère, elle constitue un rempart contre le plasma solaire et absorbe par exemple les excès de précipitations magnétosphériques lors des sous-orages.

La magnétosphère interne et l'ionosphère sont étroitement liées à travers les 3 couplages qui sont présentés ci-après, et qui seront décrits dans le chapitre suivant. Ainsi, toute variation des propriétés du plasma magnétosphérique a des répercussions sur le plasma ionosphérique, et vice versa.

Les précipitations

La compression du plasma magnétosphérique entraîne des échappements de particules par les extrémités ionosphériques des tubes de force, dont l'un est représenté en vert clair sur la figure 1.3. Ces particules, essentiellement les électrons, augmentent les conductivités $\overline{\Sigma}$ du milieu conducteur qu'est l'ionosphère. Leur entrée dans l'ionosphère est à l'origine des aurores boréales et australes que l'on observe à proximité des régions polaires (voir figure 1.4). Ce phénomène appelé précipitation constitue le premier couplage entre la magnétosphère et l'ionosphère.

Les flux numériques observés sont de l'ordre de $3 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour les électrons et compris entre $2 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $6 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour les ions, tandis que les flux d'énergie observés sont de l'ordre de $5 \cdot 10^{12} \text{ keV m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour les électrons avec une température de l'ordre de 1 keV, et compris entre $6 \cdot 10^{11} \text{ keV m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $2 \cdot 10^{13} \text{ keV m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour les ions avec une température comprise entre 3 keV et 30 keV (*Peymirat et al.*, 1991a, et références incluses).

La zone de précipitations, localisée typiquement entre 60° et 75° , est appelée zone aurorale ou ovale auroral (voir figure 1.1).

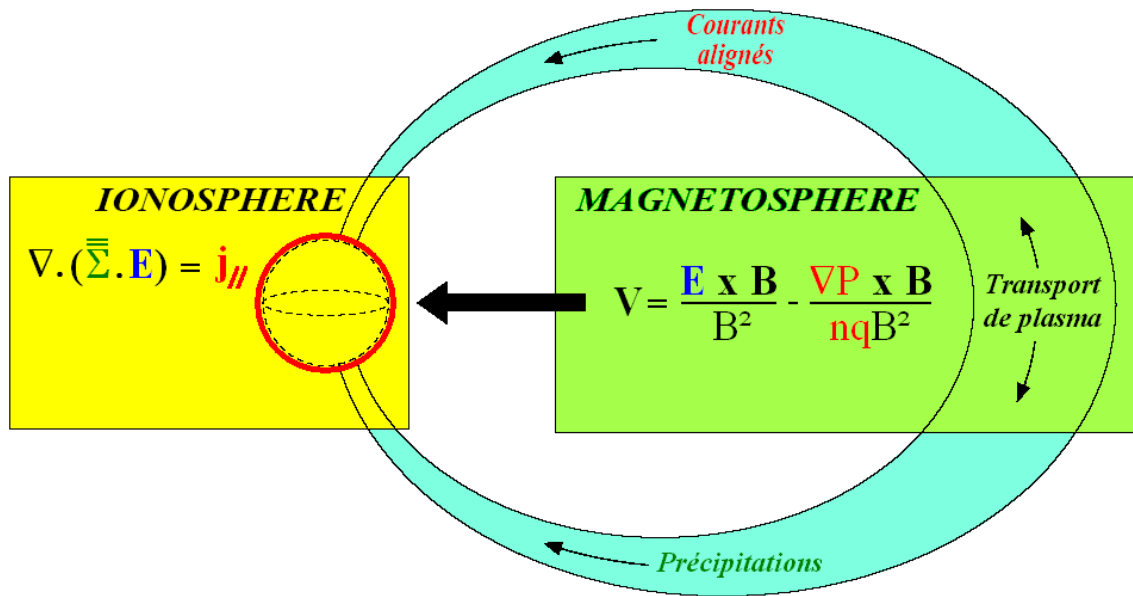


FIG. 1.3 – Coupe simplifiée de la magnétosphère interne dans le plan du méridien midi-minuit illustrant les mécanismes de couplage entre la convection magnétosphérique (en vert foncé) et l'ionosphère (en rouge) de la Terre (tirets). Sur cette figure est représenté un tube de champ magnétique (en bleu ciel).



FIG. 1.4 – Aurore boréale à proximité de l'antenne ESR (EISCAT Svalbard Radar) de 42m. Photo prise dans la nuit du 19 au 20 décembre 2006 lors d'une campagne EISCAT.

Les courants alignés de région-2

La séparation azimuthale des ions et des électrons qui intervient lors du transport du feuillet de plasma donne naissance à un anneau de courant, dont une partie des courants se referme le long des lignes de champ magnétique sous la forme de courants alignés de région-2 (voir figure 1.2). Ces derniers se referment à leur tour dans l'ionosphère par des courants horizontaux qui modifient le champ électrique ionosphérique à travers la loi d'ohm (voir figure 1.5).

Le champ électrique généré par les courants horizontaux s'ajoute au champ électrique ionosphérique à haute latitude, mais s'oppose à celui-ci à basse latitude. Cet effet, connu sous le nom d'effet d'écran, confine la convection du plasma ionosphérique à haute latitude.

Ainsi, les courants alignés de région-2 connectent directement la magnétosphère interne à l'ionosphère et assurent le deuxième couplage.

Equipotentialité des lignes de champ magnétique

Les lignes de force très conductrices du champ magnétique terrestre peuvent être considérées comme équipotentielles. Par conséquent, toute modification du champ électrique ionosphérique sera répercutée sur le champ électrique magnétosphérique et à posteriori sur le transport du plasma magnétosphérique. Cette transmission du potentiel entre la magnétosphère interne et l'ionosphère constitue le troisième couplage évoqué.

A travers les couplages, l'ionosphère agit comme un « garde-fou » empêchant le feuillet de plasma d'atteindre les régions proches de la Terre.

1.3 État des lieux des connaissances

Deux principaux modèles de convection magnétosphérique ont été développés ces quelques vingt dernières années : le *Rice Convection Model* (ou *RCM*) de *Wolf et al.* (2006, et références incluses), et l'*Ionosphere Magnetosphere Model* (ou *IMM*) de *Peymirat et Fontaine* (1994b, et références incluses). Ces modèles proposent une résolution autocohérente et dépendante du temps et prennent en compte les couplages avec l'ionosphère.

1.3.1 Un passé en commun

Le concept de convection a été proposé par *Axford et Hines* (1961) et *Dungey* (1961) qui ont introduit la notion de champ électrique de convection. Ce dernier peut être modélisé par un potentiel électrique imposé à travers la calotte polaire, et transmis à la magnétosphère via le champ magnétique (*Coroniti et Kennel*, 1979; *Swift et Lee*, 1982; *Sonnerup*, 1980; *Lotko et al.*, 1987).

Le rôle de l'ionosphère sur la convection magnétosphérique a été suggéré par *Fejer* (1964) qui montre que l'ionosphère est capable d'absorber les courants alignés issus de

la magnétosphère. *Block* (1966) et *Schild et al.* (1969) montrèrent que l'ionosphère agit également en retour sur la convection magnétosphérique en empêchant le feuillet de plasma d'atteindre la Terre, phénomène appelé effet d'écran.

Par la suite, les études de la convection magnétosphérique se sont focalisées sur une évaluation quantitative du rôle joué par l'ionosphère. En particulier, elles ont mis en évidence la structure en double vortex du potentiel ionosphérique et le rôle très important joué par les courants alignés qui concentrent le champ électrique ionosphérique aux hautes latitudes (*Vasyliunas*, 1970, 1972; *Swift*, 1971; *Jaggi et Wolf*, 1973; *Southwood*, 1977; *Senior et Blanc*, 1984, voir aussi figure 1.5).

Vasyliunas (1972) montra que l'effet d'écran est contrôlé par la composante chaude du plasma magnétosphérique via les courants alignés, et que cet effet peut être simulé en introduisant dans la loi d'ohm ionosphérique une « conductivité magnétosphérique équivalente ». Par la suite, *Jaggi et Wolf* (1973) et *Southwood* (1977) se concentrèrent sur l'évolution temporelle de l'effet d'écran et montrèrent qu'il est inversement proportionnel aux conductivités ionosphériques. Ce résultat fut confirmé par *Senior et Blanc* (1984) dont le modèle fait appel à des théories semi-analytiques simplifiées décrivant les couplages entre l'ionosphère et la magnétosphère. Le lecteur intéressé consultera avec profit les revues sur la convection magnétosphérique et ses couplages avec l'ionosphère, écrites par *Stern* (1977), *Blanc et Richmond* (1980), *Blanc et Caudal* (1985) et *Caudal et Blanc* (1988).

1.3.2 Rice Convection Model (RCM)

Le groupe de l'Université de Rice a été le premier à proposer un modèle numérique décrivant de manière autocohérente l'évolution temporelle de la convection magnétosphérique et de son couplage avec l'ionosphère. Il commença tout d'abord par simuler l'état stationnaire du système magnétosphère-ionosphère pour aboutir à un modèle permettant de simuler le début et l'évolution d'un sous-orage (*Harel et al.*, 1981a,b; *Spiro et al.*, 1981; *Chen et al.*, 1982; *Wolf et al.*, 1982; *Spiro et Wolf*, 1984). Ils utilisent une description cinétique du transport du plasma magnétosphérique, et une description fluide des couplages entre la magnétosphère et l'ionosphère. Les précipitations électroniques n'étaient pas calculées de manière autocohérente et furent rajoutées par la suite (*Spiro et al.*, 1988; *Wolf et al.*, 1991; *Erickson et al.*, 1991).

Le couplage du RCM à d'autres modèles permit ensuite d'approfondir nos connaissances dans le cadre de la « météo spatiale ». En particulier le RCM fut couplé au modèle d'anneau de courant de *M. C. Fok* (*Fok et al.*, 2001) ou encore à plusieurs codes MHD décrivant l'interaction du vent solaire avec la magnétosphère terrestre (*DeZeeuw et al.*, 2004; *Toffoletto et al.*, 2004). Plus récemment, *Wolf et al.* (2006) ont développé un formalisme permettant d'inclure les effets saisonniers sur la dynamique du système magnétosphère-ionosphère.

1.3.3 Ionosphere Magnetosphere Model (IMM)

Le second groupe à entreprendre des simulations numériques de la convection est le Centre de Recherches en Physique de l'Environnement (CRPE) qui a débuté ses travaux en proposant un modèle de convection semi-analytique (*Senior et Blanc, 1984*).

Fontaine et al. (1985) ont par la suite construit un code numérique décrivant le transport des électrons magnétosphériques seuls en incluant son couplage avec l'ionosphère induit par les précipitations. Ils utilisent une description complètement fluide contrairement au modèle RCM. Ils ont montré que les précipitations font tourner la distribution du champ électrique vers l'ouest et que les flux de précipitation calculés sous l'hypothèse de diffusion forte en angle d'attaque sont en bon accord avec les observations. Cependant l'intensité du champ électrique est sous-estimée aux hautes latitudes et surestimée aux basses latitudes car ils n'incorporent pas la composante chaude du plasma responsable de la génération des courants alignés.

Peymirat et al. (1991a) ont rajouté à ce modèle la composante ionique chaude du plasma afin de prendre en compte l'effet d'écran induit par les courants alignés. Cet effet est suffisant pour prédire une distribution de champ électrique en bon accord avec les observations.

Le modèle IMM de *Peymirat et Fontaine (1994b)* constitue l'aboutissement des efforts de modélisation décrits ci-dessus et s'inscrit directement dans le cadre de la météorologie de l'espace. A partir d'un instant initial, l'IMM calcule l'évolution temporelle de la densité, température et pression des ions et des électrons ainsi que les distributions des potentiels magnétosphérique et ionosphérique. De plus, il calcule les flux numérique et d'énergie des particules magnétosphériques précipitant dans la haute atmosphère terrestre ainsi que les distributions de courants alignés de région-2 (voir figure 1.2). Il fournit des ordres de grandeurs comparables aux observations, mais possède cependant un champ d'application restreint. En effet, il considère le champ magnétique terrestre comme étant dipolaire et ne prend pas en compte sa déformation engendrée par la pression du vent solaire (voir par exemple *Stern, 1994b*). De plus, l'axe du dipôle est supposé aligné avec l'axe de rotation de la Terre et perpendiculaire à la direction Soleil-Terre, de telle sorte que les deux hémisphères sont éclairés de façon identique. Par conséquent, il ne peut pas simuler les effets saisonniers et journaliers sur la dynamique du système couplé magnétosphère-ionosphère.

Le travail a été repris par le groupe du Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR) avec notamment la contribution de *Hurtaud (2004)* consistant à introduire dans l'IMM de *Peymirat et Fontaine (1994b)* les différences journalières et saisonnières d'éclairement solaire.

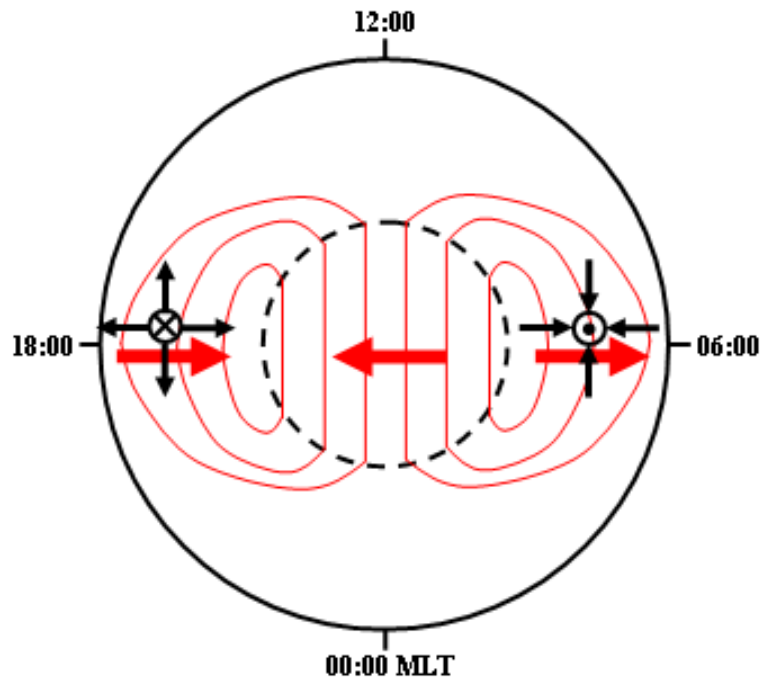


FIG. 1.5 – Représentation schématique du potentiel et du champ électrique ionosphérique (rouge), des courants alignés et des courants horizontaux (noir). Le cercle pointillé représente la calotte polaire et le temps magnétique local est indiqué sur le cercle extérieur.

1.4 Objectifs de la thèse

L'objectif principal de la thèse est d'améliorer et d'enrichir le modèle IMM de *Peymirat et Fontaine* (1994b), qui sera présenté brièvement dans le chapitre suivant.

Premier thème

Le premier thème abordé (deuxième partie) concerne l'étude des effets journaliers et saisonniers associés aux variations de conductivités solaires. En effet, toute modification des propriétés électriques de l'ionosphère aura une répercussion sur le transport du plasma magnétosphérique et vice-versa. Pour ce faire, il est nécessaire :

→ 1) d'une part d'introduire dans le modèle IMM l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre par rapport à la perpendiculaire à l'écliptique afin de simuler les effets saisonniers

→ 2) d'autre part d'inclure dans le modèle IMM l'inclinaison du dipôle magnétique par rapport à l'axe de rotation de la Terre afin de simuler les effets journaliers.

Bien que le modèle de champ magnétique dipolaire constitue une bonne approximation du champ géomagnétique sur des distances de quelques rayons terrestres, celui-ci est mieux représenté par un dipôle dont le centre est excentré par rapport au centre de la Terre : on parle de dipôle excentré (*Fraser-Smith*, 1987). L'introduction du dipôle excentré

dans le modèle IMM présente un effort particulier car il introduit des différences dans la distribution du champ magnétique (direction et module) entre hémisphères. Il est donc impératif de réécrire de manière rigoureuse les équations menant à la détermination du potentiel électrique ionosphérique, et intervenant dans la convection du plasma. Ceci introduit une difficulté supplémentaire car il faut recalculer à chaque itération temporelle les coordonnées des noeuds de la grille ionosphérique.

Ces travaux ont donné lieu à un article publié dans le journal JGR (*Hurtaud et al.*, 2007), dont une copie est reportée en fin du manuscrit.

Second thème

Le second thème abordé (troisième partie) vise à introduire dans le modèle IMM un nouveau modèle de champ magnétique plus réaliste que celui du modèle dipolaire utilisé par *Peymirat et Fontaine* (1994b) ou bien celui utilisé par *Hurtaud et al.* (2007).

Nous avons inclus dans une nouvelle version du modèle IMM le modèle de champ géomagnétique élaboré par *Tsyganenko* (1987). Il prend en compte l'interaction du vent solaire avec l'environnement terrestre qui comprime les lignes de champ magnétique du côté jour et les étirent du côté queue. Le modèle de *Tsyganenko* (1987) dépend de l'indice K_p , qui paramétrise l'activité magnétique. Cet indice varie de $K_p = 0$ pour une activité magnétique nulle à $K_p = 9$ pour une activité magnétique intense, en passant par $K_p = 3$ pour une activité magnétique modérée et $K_p = 6$ pour une activité magnétique forte. De plus, la composante d'origine terrestre du modèle de champ magnétique de *Tsyganenko* (1987) est modélisée par un dipôle magnétique centré dont on peut faire varier l'inclinaison Ψ par rapport au plan de l'écliptique. Cependant, on souhaite n'étudier que les effets géométriques apportés par le nouveau champ magnétique, sans considérer ses variations saisonnières ($\Psi = 0$). L'axe de rotation de la Terre sera supposé perpendiculaire au plan de l'écliptique, et le champ magnétique sera supposé symétrique par rapport à ce plan.

L'introduction de ce nouveau modèle de champ magnétique dans l'IMM nécessite de reformuler de manière générale les équations de *Peymirat et Fontaine* (1994b) décrivant le transport du plasma magnétosphérique. Cela implique en particulier de reconstruire complètement une partie du modèle.

Les deux modèles présentés dans chacun des thèmes peuvent être réunis dans un modèle global prenant en compte à la fois un modèle de champ magnétique plus réaliste que le dipôle magnétique, ainsi que les variations journalières et saisonnières d'éclairement solaire. Ce couplage final fera l'objet d'études ultérieures.

Chapitre 2

Le modèle IMM

2.1 Schéma global de résolution numérique

La figure 2.1 issue de *Peymirat et Fontaine (1994b)* montre la structure du modèle IMM. Il est constitué de deux blocs, un bloc magnétosphère (en haut) et un bloc ionosphère (en bas), connectés l'un à l'autre par le champ magnétique et les éléments de couplage associés à l'équipotentialité des lignes de champ magnétique, les précipitations électroniques et les courants alignés (au milieu).

Le module ionosphérique permet de calculer à partir de la loi d'Ohm le champ électrique ionosphérique lorsque l'on connaît les distributions des conductivités et des courants horizontaux ionosphériques. Il permet de résoudre une équation elliptique différentielle du second ordre portant sur le potentiel ionosphérique qui est transmis à la magnétosphère le long des lignes de champ magnétiques équipotentielles où il modifie le transport du plasma magnétosphérique. Il est résolu à l'aide d'une méthode variationnelle appliquée aux éléments finis qui permet de prendre en compte de manière pratique les deux conditions aux limites imposées sur le potentiel. La première est une condition de Dirichlet qui donne la forme du potentiel sur la frontière équatoriale de la calotte polaire et qui est le véritable moteur de la convection magnétosphérique. La deuxième est une condition de Neumann qui assure la fermeture des courants horizontaux ionosphériques des basses latitudes dans l'électrojet équatorial.

Le module magnétosphérique quant à lui résout les équations de conservation de la matière et de conservation de l'énergie, et permet de calculer la densité et la température des particules magnétosphériques, lorsque la distribution des vitesses est connue. La résolution des équations du transport magnétosphérique est réalisée à l'aide d'une méthode des caractéristiques combinée avec une méthode des pas fractionnés.

2.2 Domaine de résolution numérique

La figure 2.2 présente la projection ionosphérique (à gauche) et magnétosphérique (à droite) du domaine de résolution numérique (en gris). Pour chaque figure, l'azimut est repéré sur le cercle extérieur sous la forme d'un angle horaire appelé temps magnétique local (ou MLT, signifiant Magnetic Local Time), et prenant les valeurs particulières 00:00 MLT, 06:00 MLT, 12:00 MLT et 18:00 MLT côté nuit, côté aube, côté jour et côté crépuscule, respectivement. La source de particules est schématisée côté nuit entre 18:00 MLT et 06:00 MLT (trait épais).

Projection ionosphérique

Le domaine de résolution numérique est limité à haute latitude $\lambda_{max} = 71.97^\circ$ par la frontière équatoriale de la calotte polaire qui délimite la zone où les lignes de champ magnétiques sont ouvertes ($\lambda > \lambda_{max}$) de la zone où les lignes de champ magnétique sont fermées ($\lambda < \lambda_{max}$). Il est limité aussi à basse latitude $\lambda_{min} = 10.14^\circ$ par la frontière polaire de l'électrojet équatorial qui exclut du domaine de résolution numérique la zone où les lignes de champ magnétique sont totalement immergées dans l'ionosphère ($\lambda < \lambda_{min}$).

Projection magnétosphérique

La frontière à haute latitude ($\lambda = \lambda_{max}$) se projette dans le plan équatorial de la magnétosphère à 10.44 rayons terrestres. Le domaine de résolution numérique est limité à proximité de la Terre par le sommet de l'ionosphère. Le champ électrique de convection, dirigé globalement de l'aube vers le crépuscule, est schématisé par une flèche.

2.3 Éléments de couplage

2.3.1 Le champ magnétique

Dans le modèle IMM de *Peymirat et Fontaine* (1994b), le champ magnétique est supposé dipolaire et permet de tester la validité du formalisme développé. Ce formalisme sera présenté brièvement dans ce chapitre. Seules sont considérées les lignes de champ magnétique fermées non immergées dans l'ionosphère.

On souhaite suivre l'évolution des particules magnétosphériques perpendiculairement et parallèlement au champ magnétique \mathbf{B} . Il est donc nécessaire d'introduire un système de coordonnées prenant en compte la topologie du champ magnétique, tels que les potentiels d'Euler α et β . Ils sont définis par (*Stern, 1967*) :

$$\mathbf{B} = \nabla\alpha \times \nabla\beta \quad (2.1)$$

et, dans le cas d'un dipôle magnétique, sont donnés par :

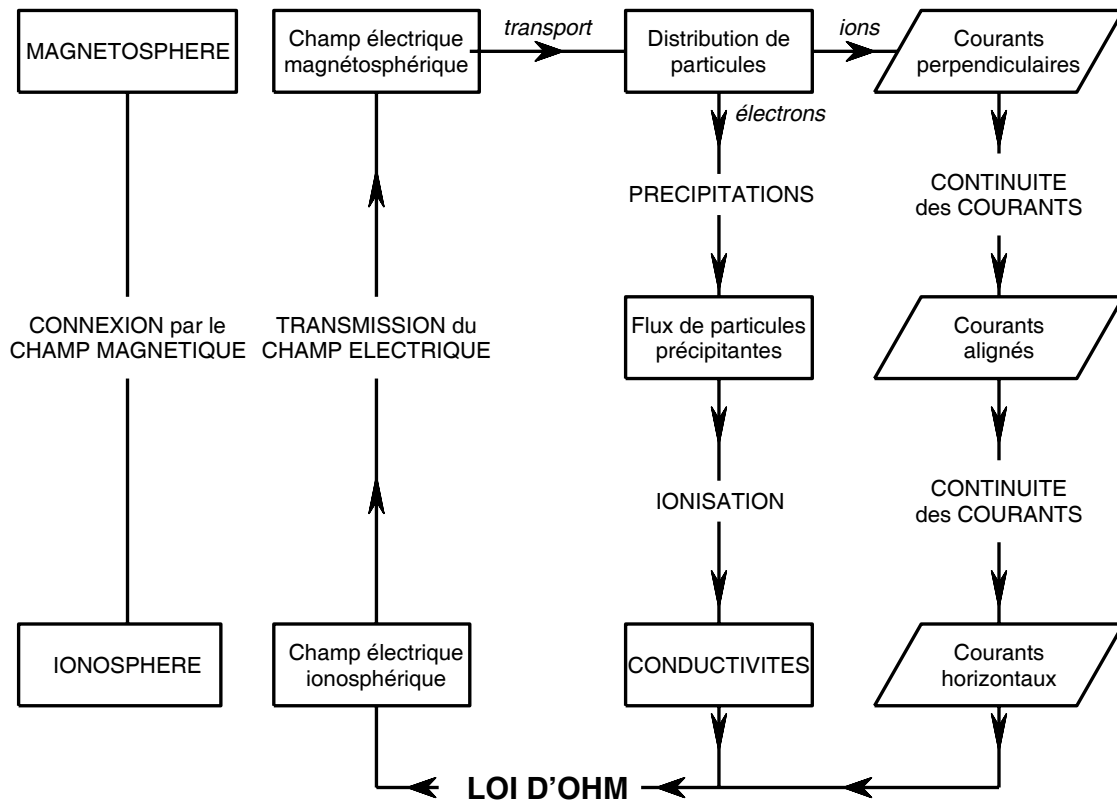


FIG. 2.1 – Schéma global de résolution numérique de la convection magnétosphérique couplée à l'ionosphère.

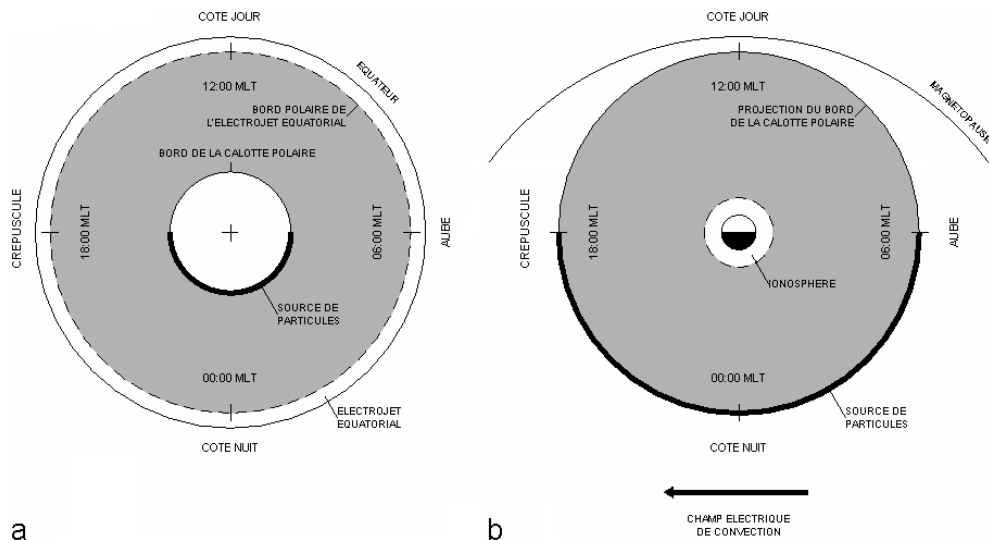


FIG. 2.2 – Projection ionosphérique (a) et magnétosphérique (b) du domaine de résolution numérique (en gris). La limite polaire (a) correspond à la frontière équatoriale de la calotte polaire et se projette dans le plan équatorial de la magnétosphère à environ 10 rayons terrestres (b). La limite équatoriale (a) correspond à la frontière polaire de l'électrojet équatorial et se projette à proximité de la Terre (b). Le temps magnétique local est indiqué sur les cercles extérieurs et la source de plasma est localisée côté nuit entre 18:00 MLT et 06:00 MLT.

$$\alpha = -R_T^2 B_0 (\sin \theta)^2 r^{-1} \quad (2.2)$$

$$\beta = R_T \varphi \quad (2.3)$$

où B_0 est l'amplitude du champ magnétique à l'équateur terrestre, R_T le rayon de la Terre, θ la colatitude, φ la longitude et r la distance radiale. Toute ligne de champ magnétique est ainsi définie par un couple de constantes (α, β) .

Le système de coordonnées est complété par une troisième coordonnée γ , qui varie de façon monotone le long des lignes de champ magnétique. Si les courants d'origine magnétosphérique sont négligeables devant les courants d'origine Terrestre, la troisième coordonnée peut être le potentiel magnétique :

$$\gamma = \frac{R_T^3 B_0 \cos \theta}{r^2} \quad (2.4)$$

2.3.2 Les courants alignés de région-2

Les gradients de pression du plasma magnétosphérique sont responsables d'une séparation de charge, et de l'apparition d'un anneau de courant autour de la Terre dont les courants se referment le long des lignes de champ magnétique sous forme de courants alignés $j_{//}$ (Boström, 1975) :

$$j_{//} = \frac{B_I}{2} \left[\frac{\partial P_t}{\partial \beta} \frac{\partial \vartheta}{\partial \alpha} - \frac{\partial P_t}{\partial \alpha} \frac{\partial \vartheta}{\partial \beta} \right] \quad (2.5)$$

où $j_{//}$ est la densité des courants alignés de région-2, définie positive lorsque les courants circulent parallèlement au champ magnétique, où P_t représente la pression totale du plasma, et où ϑ représente le volume d'un tube de force de flux égal à l'unité. Les ions étant plus énergétiques que les électrons ($P_t \sim P_i$, où P_i est la pression des ions), il est possible de simplifier (2.5) en tenant compte des symétries du champ magnétique dipolaire :

$$j_{//} = \frac{B_I}{2} \frac{\partial P_i}{\partial \beta} \frac{\partial \vartheta}{\partial \alpha} \quad (2.6)$$

Les courants alignés de région-2 sont donc liés aux variations de pression le long des isovolumes ($\vartheta = cte$) du champ magnétique terrestre.

2.3.3 Les précipitations

Le flux numérique F (en $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$), le flux d'énergie Γ (en mW m^{-2}) et l'énergie moyenne E des précipitations sont donnés par (Peymirat et Fontaine, 1994b, et références incluses) :

$$F = 2n\sqrt{\frac{2kT}{\pi m}} \quad (2.7)$$

$$\Gamma = nkT\sqrt{\frac{2kT}{\pi m}} \quad (2.8)$$

$$E = \frac{3}{2}kT \quad (2.9)$$

où k est la constante de Boltzmann et où n , m et T sont respectivement la densité, la masse et la température des particules considérées. Les flux observés pour les ions sont plus faibles que pour les électrons, ce qui peut être expliqué en partie par le rapport de masse entre les ions et les électrons (voir section 1.2.3).

Les précipitations électroniques contribuent à augmenter les conductances de Pedersen Σ_P et de Hall Σ_H par (Harel *et al.*, 1981a) :

$$\Delta\Sigma_P = 5.2\Gamma^{1/2} \quad (2.10)$$

$$\Delta\Sigma_H = 0.55\Delta\Sigma_P E^{3/5} \quad (2.11)$$

où Γ est le flux d'énergie des électrons en mW m^{-2} et E est l'énergie moyenne des électrons en keV.

2.3.4 Equipotentialité des lignes de champ magnétique

On suppose que le champ électrique ionosphérique \mathbf{E} dérive d'un potentiel électrostatique Φ tel que :

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi \quad (2.12)$$

et que les lignes de force très conductrices du champ magnétique sont équipotentielles de telle sorte que la dépendance suivant la troisième coordonnée γ du potentiel électrostatique est nulle :

$$\Phi = \Phi(\alpha, \beta) \quad (2.13)$$

D'après la relation (2.13), le potentiel électrique ionosphérique est identique sur chaque hémisphère magnétique. De plus, il est directement projeté dans la magnétosphère où il se superpose au potentiel électrique de corotation Φ_{cor} , créé par la rotation du milieu conducteur que constitue l'ionosphère à travers les lignes de champ magnétique terrestres :

$$\Phi_{cor} = R_T\omega\alpha \quad (2.14)$$

où ω est la vitesse angulaire de la Terre.

2.4 Bloc ionosphérique

2.4.1 Loi d'Ohm ionosphérique

La loi d'ohm ionosphérique permet de relier les courants électriques ionosphériques \mathbf{j} au champ électrique ionosphérique et aux conductivités :

$$\mathbf{j} = \sigma_{//} \mathbf{E}_{//} + \sigma_P \mathbf{E}_{\perp} + \sigma_H \frac{\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}}{B} \quad (2.15)$$

où $\sigma_{//}$ est la conductivité parallèle aux lignes de champ magnétique, σ_P et σ_H sont les conductivités de Pedersen et de Hall, et où $\mathbf{E}_{//}$ et \mathbf{E}_{\perp} sont les composantes du champ électrique ionosphérique parallèle et perpendiculaire au champ magnétique \mathbf{B} d'amplitude B (l'effet des vents neutres est négligé). On reconnaît les courants électriques parallèles (terme de gauche du membre de droite) et perpendiculaires (termes de droite du membre de droite) au champ magnétique.

2.4.2 Courants horizontaux intégrés en altitude

L'intégration de la loi d'ohm (2.15) suivant l'altitude z dans la mince région conductrice que constitue l'ionosphère (entre la base $z = z_b$ et le sommet $z = z_s$) permet de ramener le problème à deux dimensions. On obtient alors l'expression des courants horizontaux intégrés en altitude \mathbf{J}_H en fonction de \mathbf{E}_{\perp} et du tenseur de conductances $\bar{\bar{\Sigma}}$:

$$\mathbf{J}_H = \bar{\bar{\Sigma}} \cdot \mathbf{E}_{\perp} \quad (2.16)$$

où le tenseur de conductances s'exprime en fonction de l'inclinaison I du champ magnétique par :

$$\bar{\bar{\Sigma}} = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma_P}{(\sin I)^2} & \frac{\Sigma_H}{\sin I} \\ -\frac{\Sigma_H}{\sin I} & \Sigma_P \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Dans le tenseur de conductances apparaissent les conductances de Pedersen Σ_P et de Hall Σ_H :

$$\Sigma_{P,H} = \int_{z_b}^{z_s} \sigma_{P,H} dz \quad (2.18)$$

que l'on peut évaluer à partir de mesures Radar (e.g. *Senior*, 1991).

2.4.3 Fermeture des courants alignés de région-2

L'équation de conservation des courants au niveau de l'ionosphère se traduit par :

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (2.19)$$

qui intégrée en altitude sur l'épaisseur de l'ionosphère fournit :

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_H = j_{//} \sin I \quad (2.20)$$

La combinaison des équations (2.12), (2.16) et (2.20) permet d'établir la relation suivante, qui relie le potentiel électrique ionosphérique aux courants alignés de région-2 :

$$\nabla \cdot (\bar{\bar{\Sigma}} \cdot \nabla \Phi) = -j_{//} \sin I \quad (2.21)$$

2.4.4 Conditions aux limites

L'équation 2.21 est une équation différentielle du second ordre que l'on résout sur le domaine situé entre le bord équatorial de la calotte polaire et le bord polaire de l'électrojet équatorial (voir figure 2.2). Elle nécessite les deux conditions aux limites suivantes :

Condition de Dirichlet

On impose au niveau du bord équatorial de la calotte polaire un potentiel à variation sinusoidale en temps magnétique local, donc un champ électrique de convection uniforme dirigé de l'aube vers le crépuscule, qui représente une bonne approximation de l'interaction vent solaire–magnétosphère :

$$\Phi = \Phi_0 \sin(\text{MLT} \times (360/24)) \quad (2.22)$$

où Φ_0 représente la différence de potentiel à travers la calotte polaire, et où MLT représente le temps magnétique local exprimé en heure(s).

Condition de Neumann

L'électrojet équatorial est un courant intense qui résulte de la fermeture des courants méridionaux ionosphériques J_θ au niveau du bord polaire de l'électrojet équatorial (*Blanc et Richmond*, 1980) :

$$J_\theta = -\nabla I_E \quad (2.23)$$

où l'intensité I_E de l'électrojet équatorial dépend des conductivités équatoriales $S(\varphi)$ et de la composante azimutale du champ électrique E_φ :

$$I_E = S(\varphi) E_\varphi \quad (2.24)$$

2.5 Bloc magnétosphérique

Le formalisme développé par *Peymirat et Fontaine* (1994b) repose sur une approche bifluide pour laquelle le plasma constituant le feuillet de plasma est composé d'une seule

population d'ions, de protons précisément, et d'une seule population d'électrons. Ils supposent par ailleurs l'existence d'un plasma froid avec une température de l'ordre de 1 eV qui maintient la quasi-neutralité, mais qui n'apporte pas de contribution aux conductivités ionosphériques, au transport magnétosphérique, et aux courants alignés.

2.5.1 Equations du transport

Les équations fluides d'Euler à trois dimensions régissant la densité des particules n ainsi que la température des particules T sont données par (*Shunk, 1977*) :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{V}) = 0 \quad (2.25)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right] \left(\frac{3}{2}nkT \right) + \frac{5}{2}nkT \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (2.26)$$

où k est la constante de Boltzmann et où \mathbf{V} est la vitesse des particules. Ces équations expriment la conservation de la matière (2.25) et de l'énergie (2.26) dans un volume d'espace donné (par exemple le volume d'un tube de champ magnétique de flux égal à l'unité). La vitesse des particules quant à elle est déduite de l'équation du mouvement, et fait apparaître un équilibre entre les gradients de pression et la force de Lorentz :

$$nq(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) = \nabla P \quad (2.27)$$

où q est la charge électrique et P la pression des particules.

Les équations (2.25)–(2.27) sont projetées dans l'espace des potentiels d'Euler (α, β, γ) puis réduites à deux dimensions en intégrant (par rapport à γ) le long des lignes de champ magnétique et en supposant n et P indépendants de γ , d'une part, et \mathbf{B} indépendant du temps, d'autre part (*Fontaine et al., 1985*). Il est possible alors de calculer le nombre de particules N et la température moyenne T des particules dans un tube de champ magnétique de flux égal à l'unité.

2.5.2 Les électrons

Les électrons, dont la température est inférieure à celle des ions (*Baumjohann et al., 1989*), ne participent pas aux gradients de pression du plasma. On dit qu'ils sont gelés dans le champ magnétique \mathbf{B} et leur vitesse \mathbf{V}_e vérifie :

$$\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad (2.28)$$

où \mathbf{E} représente le champ électrique. Les électrons dérivent donc orthogonalement au champ magnétique à la vitesse de dérive électromagnétique :

$$\mathbf{V}_{e\perp} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.29)$$

où B est l'amplitude du champ magnétique.

Le nombre N_e d'électrons et la température moyenne T_e des électrons dans un tube de champ magnétique de flux égal à l'unité et de volume ϑ sont donnés par :

$$\frac{D}{Dt} N_e = -2 \frac{F_e}{B_I} \quad (2.30)$$

$$\frac{D}{Dt} (kT_e \vartheta^{2/3}) = -\frac{4\vartheta^{2/3}}{3N_e B_I} \left(\Gamma_e - \frac{3}{2} kT_e F_e \right) \quad (2.31)$$

où

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V}_e \cdot \nabla \quad (2.32)$$

est la dérivée Lagrangienne le long de la trajectoire et où B_I est l'amplitude du champ magnétique au niveau de l'ionosphère. Les membres de droite des équations (2.30) et (2.31) font apparaître les termes de pertes sous forme de flux de précipitations électroniques F_e et de flux d'énergie électronique Γ_e (voir équations 2.7 et 2.8).

2.5.3 Les ions

La vitesse des ions orthogonale au champ magnétique se déduit de l'équation du mouvement (2.27) :

$$\mathbf{V}_{i\perp} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} - \frac{\nabla P_i \times \mathbf{B}}{n_i q_i B^2} \quad (2.33)$$

où n_i et q_i sont respectivement la densité et la charge des ions, P_i est la pression des ions, et où l'on reconnaît le terme de dérive électromagnétique (2.29).

Le nombre N_i d'ions et la température moyenne T_i des ions dans un tube de champ magnétique de flux égal à l'unité et de volume ϑ sont donnés par :

$$\frac{D}{Dt} N_i = -2 \frac{F_i}{B_I} + \frac{2j_{\parallel}}{q_i B_I} \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} (kT_i \vartheta^{2/3}) = & -\frac{4\vartheta^{2/3}}{3N_i B_I} \left(\Gamma_i - \frac{3}{2} kT_i F_i \right) + \frac{1}{n_i^{1/3} q} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[kT_i \left(\frac{\vartheta}{n_i} \right)^{2/3} \right] \frac{\partial P_i}{\partial \beta} \\ & - \frac{1}{n_i^{1/3} q} \frac{\partial}{\partial \beta} \left[kT_i \left(\frac{\vartheta}{n_i} \right)^{2/3} \right] \frac{\partial P_i}{\partial \alpha} \end{aligned} \quad (2.35)$$

où l'on reconnaît la dérivée Lagrangienne (2.32) ainsi que les termes de pertes sous forme

de flux de précipitations ioniques F_i et de flux d'énergie ionique Γ_i (voir équations 2.7 et 2.8). L'équation (2.34) fait apparaître un terme supplémentaire par rapport à (2.30) lié aux courants alignés de région-2 $j_{//}$. L'équation (2.35) fait apparaître quant à elle des termes de pertes supplémentaires par rapport à (2.31), liés aux gradients de la pression des ions, et qui s'effectuent orthogonalement au champ magnétique.

2.6 Déroulement du programme

A l'instant initial $t = 0$, on applique une différence de potentiel à travers la calotte polaire (voir équation 2.22) qui se traduit par un transport du plasma magnétosphérique depuis le feuillet de plasma en direction de la Terre. La source de plasma située côté nuit est supposée perpétuelle de telle sorte que le plasma entre la source et la Terre est constamment renouvelé.

Tout d'abord, le bloc ionosphérique calcule le potentiel électrique ionosphérique (voir équation 2.21) sur le domaine ionosphérique (voir figure 2.2a) en supposant nuls les courants alignés de région-2 (voir équation 2.6) ainsi que la contribution des précipitations aux conductivités (voir équations 2.10 et 2.11). Puis le potentiel électrique ionosphérique est projeté sur le domaine magnétosphérique (voir figure 2.2b) via les lignes de champ magnétique. Le potentiel électrique magnétosphérique est alors la somme du potentiel électrique ionosphérique et du potentiel électrique de corotation (voir équation 2.14).

Ensuite, le module magnétosphérique résout les équations du transport des électrons (voir équations 2.29–2.31) et des ions (voir équations 2.33–2.35) et calcule la distribution de pression des ions à partir de la densité et de la température des ions. Alors, les courants alignés de région-2 sont évalués (voir équation 2.6) puis transmis au module ionosphérique.

Après cela, le module ionosphérique calcule la contribution des précipitations aux conductivités (voir équations 2.10 et 2.11) puis le nouveau champ électrique ionosphérique (voir équation 2.21); la boucle est bouclée. On choisit d'arrêter le programme lorsque le potentiel électrique ionosphérique devient stationnaire (il ne varie plus).

Deuxième partie

Introduction des variations saisonnnières et journalières dans l'IMM

Chapitre 3

Description du modèle

3.1 Introduction

La magnétosphère est fortement couplée au vent solaire ainsi qu'aux couches supérieures de l'atmosphère terrestre et évolue suivant leurs états respectifs. En particulier, des effets saisonniers ont été observés : l'activité géomagnétique tend à être plus élevée autour des équinoxes (*Russell et McPherron, 1973; Mayaud, 1978, 1980; Crooker et Siscoe, 1986; Crooker et al., 1992; Cliver et al., 2000, 2001*) et les conductivités d'origine solaire augmentent en été et diminuent en hiver. Les conductivités dépendent aussi de l'amplitude locale du champ magnétique qui n'est pas nécessairement la même en des points magnétiques conjugués (e.g. *Wagner et al., 1980; Gasda et Richmond, 1998*).

Les variations saisonnières modifient également la distribution des courants alignés. En effet, les densités de courant ont été mesurées plus fortes dans l'hémisphère d'été qu'ailleurs et les courants alignés de région-2 circulant dans l'hémisphère d'hiver ont été localisés principalement du côté nuit entre 15:00 MLT et 10:00 MLT.

Observations, études statistiques et modélisation

Lu et al. (1994, 1995) ont utilisé la procédure AMIE (Assimilative Mapping of Ionospheric Electrodynamics) pour obtenir des distributions conjuguées du potentiel électrique ionosphérique et des densités de courants alignés de région-1 et de région-2 et mettre en évidence les différences entre hémisphères. Les 28 et 29 janvier 1992, pour un champ magnétique interplanétaire (ou IMF, signifiant Interplanetary Magnetic Field) dirigé vers le sud et pour une différence de potentiel à travers la calotte polaire comprise entre 85 kV et 94 kV, l'intensité totale (région-1 plus région-2) des courants descendants a été évaluée à environ 6.3 MA dans l'hémisphère d'été et une valeur plus faible de 4.4 MA dans l'hémisphère d'hiver. Ces chiffres ont été obtenus en intégrant la composante radiale ($j_r = j_{//} \sin I$, où I est l'inclinaison du champ magnétique) des courants alignés de région-2 pénétrant dans l'ionosphère, sur la surface polaire comprise au delà de $\pm 50^\circ$ de latitude magnétique.

Pour les solstices, à partir d'études statistiques basées sur les données des satellites Ørsted et MAGSAT, *Papitashvili et al.* (2002) ont montré que le rapport d'intensité totale des courants descendants I_{ETE}/I_{HIVER} dépend de l'orientation de l'IMF et varie entre 0.92 et 1.57. Pour les courants ascendants (c.-à-d. quittant l'ionosphère), ce rapport a été évalué entre 1.31 et 1.62. En moyenne, l'intensité totale est plus large d'un facteur 1.35 en été qu'en hiver. Ces résultats sont en accord avec *Ridley et al.* (2004) qui ont montré à partir de simulations MHD que les conductances (ou conductivités intégrées en altitude) d'origine solaire favorisent la fermeture des courants alignés sur la face éclairée de l'ionosphère.

Pour les équinoxes, *Papitashvili et al.* (2002) ont trouvé que les distributions de courants alignés sont symétriques entre les hémisphères, tandis que *Ohtani et al.* (2005a) ont montré que les courants alignés sont plus intenses autour des équinoxes qu'autour des solstices (en accord avec l'idée que l'activité géomagnétique tend à être plus élevée autour des équinoxes qu'autour des solstices). *Ridley et al.* (2004) et *Ridley* (2007) ont étudié l'asymétrie saisonnière des courants alignés en combinant un modèle MHD et un modèle empirique et ont trouvé que le rapport I_{ETE}/I_{HIVER} s'accorde avec les observations si l'on tient compte des variations saisonnières des flux de particules aurorales observés (20% plus larges en hiver qu'en été).

L'effet saisonnier sur les courants alignés est en réalité complexe et dépend de leur localisation. *Fujii et al.* (1981) et *Fujii et Iijima* (1987) ont montré que l'intensité des courants alignés du côté jour augmente d'un facteur 2 et leur latitude s'accroît de 1° à 3° dans l'hémisphère d'été par rapport à celui d'hiver. Ces résultats sont corroborés par des études statistiques récentes basées sur les données d'Ørsted et MAGSAT (*Christiansen et al.*, 2002; *Papitashvili et al.*, 2002), DMSP (*Ohtani et al.*, 2005a,b), Polar et IMAGE (*Østgaard et al.*, 2005) et CHAMP (*Wang et al.*, 2005). Les variations saisonnières des courants alignés semblent plus complexes côté nuit (*Fujii et al.*, 1981; *Fujii et Iijima*, 1987). En effet, tandis que certaines observations ne reportent aucune variation saisonnière de l'intensité des courants alignés nocturnes (*Fujii et al.*, 1981; *Fujii et Iijima*, 1987; *Christiansen et al.*, 2002; *Wang et al.*, 2005), d'autres montrent une préférence pour les courants alignés de grande échelle à circuler dans l'hémisphère d'hiver (*Ohtani et al.*, 2005a,b; *Østgaard et al.*, 2005). Ces derniers résultats sont supportés par l'observation d'aurores intenses accompagnées de courants alignés et se produisant préférentiellement là où l'ionosphère n'est pas éclairée (*Newell et al.*, 1996, 2005).

Ohtani et al. (2005a,b) ont mis en évidence un déplacement du système de courants alignés nocturne dirigé vers l'équateur dans l'hémisphère d'été, et vers le pôle dans l'hémisphère d'hiver. La situation inverse est observée côté jour. Ce déplacement peut être, selon les auteurs, expliqué par l'asymétrie de la configuration du champ magnétique de part et d'autre de l'équateur magnétique, et dans des proportions moindres, par les conductivités plus élevées du côté jour.

Les modèles de convection IMM et RCM

Une partie des ces effets saisonniers sur les courants alignés et la convection du plasma magnétosphérique peut être due à l'interaction entre la magnétosphère et l'ionosphère. Le modèle de *Peymirat et Fontaine* (1994b) (ou IMM, signifiant Ionosphere Magnetosphere Model) décrit ce transport et cette interaction à l'aide d'un formalisme fluide. Entre autres choses, le champ magnétique est supposé dipolaire, aligné avec l'axe de rotation terrestre et perpendiculaire à l'axe reliant le Soleil à la Terre, de telle sorte que les deux hémisphères sont pareillement éclairés et symétriques. Par conséquent, l'IMM de *Peymirat et Fontaine* (1994b) ne peut pas simuler les effets saisonniers et journaliers sur la dynamique du système couplé magnétosphère–ionosphère.

Un autre modèle de convection du plasma dans la magnétosphère interne est le RCM ou Rice Convection Model (e.g. *Wolf et al.*, 2006, et références incluses). Le RCM diffère de l'IMM car il utilise un formalisme cinétique plutôt que fluide pour la description du transport des particules magnétosphériques et prend en compte la distorsion du champ géomagnétique. Tout comme l'IMM, le RCM a jusqu'à présent considéré que la composante interne du champ magnétique terrestre est un dipôle centré orienté perpendiculairement à la direction Soleil–Terre, et que les distributions du potentiel électrique ionosphérique et des courants alignés sont symétriques de part et d'autre de l'équateur magnétique. *Wolf et al.* (2006) ont développé un formalisme basé sur les potentiels d'Euler (e.g. *Stern*, 1970) pour outrepasser ces limitations.

Modélisation des variations saisonnières et journalières

Notre étude se concentre sur la modélisation des effets saisonniers et journaliers sur la dynamique couplée du système magnétosphère–ionosphère soumis à différentes conditions d'éclairement solaire. La finalité est d'essayer de reproduire quelques observations concernant les courants alignés de région-2 et de mieux comprendre comment l'efficacité de l'effet d'écran dépend de la saison. Ceci est réalisé en introduisant dans l'IMM l'inclinaison de l'axe du dipôle en direction solaire ou antisolaire. Nous distinguerons les cas où l'axe du dipôle est ou n'est pas confondu avec l'axe de rotation terrestre ainsi que les cas où le dipôle est ou n'est pas centré par rapport au centre de la Terre (ces deux possibilités sont référencées comme le dipôle centré et le dipôle excentré).

3.2 Système de coordonnées

Coordonnées dipolaires

La magnétosphère interne est une région où les phénomènes sont dominés ou organisés par le champ magnétique terrestre. Par exemple, les gradients de pression du plasma magnétosphérique génèrent des courants alignés avec le champ magnétique et responsables

de l'un des couplages entre l'ionosphère et la magnétosphère. Il est donc avantageux d'utiliser un système de coordonnées prenant en compte la topologie du champ magnétique. Cette étude étant restreinte au cas d'un champ magnétique terrestre de type dipolaire, le choix des coordonnées dipolaires (α, φ, β) semble naturel.

Celles-ci ont été amplement utilisées par le passé et notamment pour la modélisation de l'électrojet équatorial (e.g. *Richmond, 1973; Gagnepain et al., 1975*), fort courant ionosphérique ($\sim 0,1$ MA) circulant vers l'est au niveau de l'équateur magnétique. Elles sont définies par :

$$\alpha = r/(\sin \theta)^2 \quad (3.1)$$

$$\varphi = \varphi \quad (3.2)$$

$$\beta = \cos \theta/r^2 \quad (3.3)$$

où r , θ et φ sont les coordonnées sphériques usuelles, associées au dipôle magnétique (voir figure 3.1). La première coordonnée dipolaire, α , est par définition la distance radiale entre le centre du dipôle et le point d'intersection d'une ligne de force donnée avec le plan de l'équateur magnétique repéré par $\theta = \pi/2$. La seconde n'est autre que l'azimut φ des coordonnées sphériques. Ainsi, toute ligne de champ magnétique est caractérisée par un couple de constantes (α, φ) . Enfin, la troisième coordonnée, β , est liée au potentiel magnétique et varie de façon monotone dans la direction du champ magnétique.

Les facteurs d'échelle

Les facteurs d'échelle h_α , h_φ et h_β assurent le passage des coordonnées sphériques vers les coordonnées dipolaires. Ils sont donnés par (e.g. *Gagnepain et al., 1975*) :

$$h_\alpha = (\sin \theta)^3/(1 + 3(\cos \theta)^2)^{1/2} \quad (3.4)$$

$$h_\varphi = r \sin \theta \quad (3.5)$$

$$h_\beta = r^3/(1 + 3(\cos \theta)^2)^{1/2} \quad (3.6)$$

et ne varient pas de plus de 1 à 2% en altitude (par rapport à leurs valeurs moyennes) entre 100 et 130 km, zone de maximum des conductances de Hall et de Pedersen (e.g. *Richmond, 1995b*). L'élément de volume élémentaire $d\vartheta$ est alors donné par :

$$d\vartheta = h_\alpha h_\varphi h_\beta d\alpha d\varphi d\beta = r(\sin \theta)^2 dr d\theta d\varphi \quad (3.7)$$

Les vecteurs de base

Les vecteurs de base orthonormés $(\mathbf{e}_\alpha, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{e}_\beta)$ adjoints aux coordonnées dipolaires s'expriment de la façon suivante :

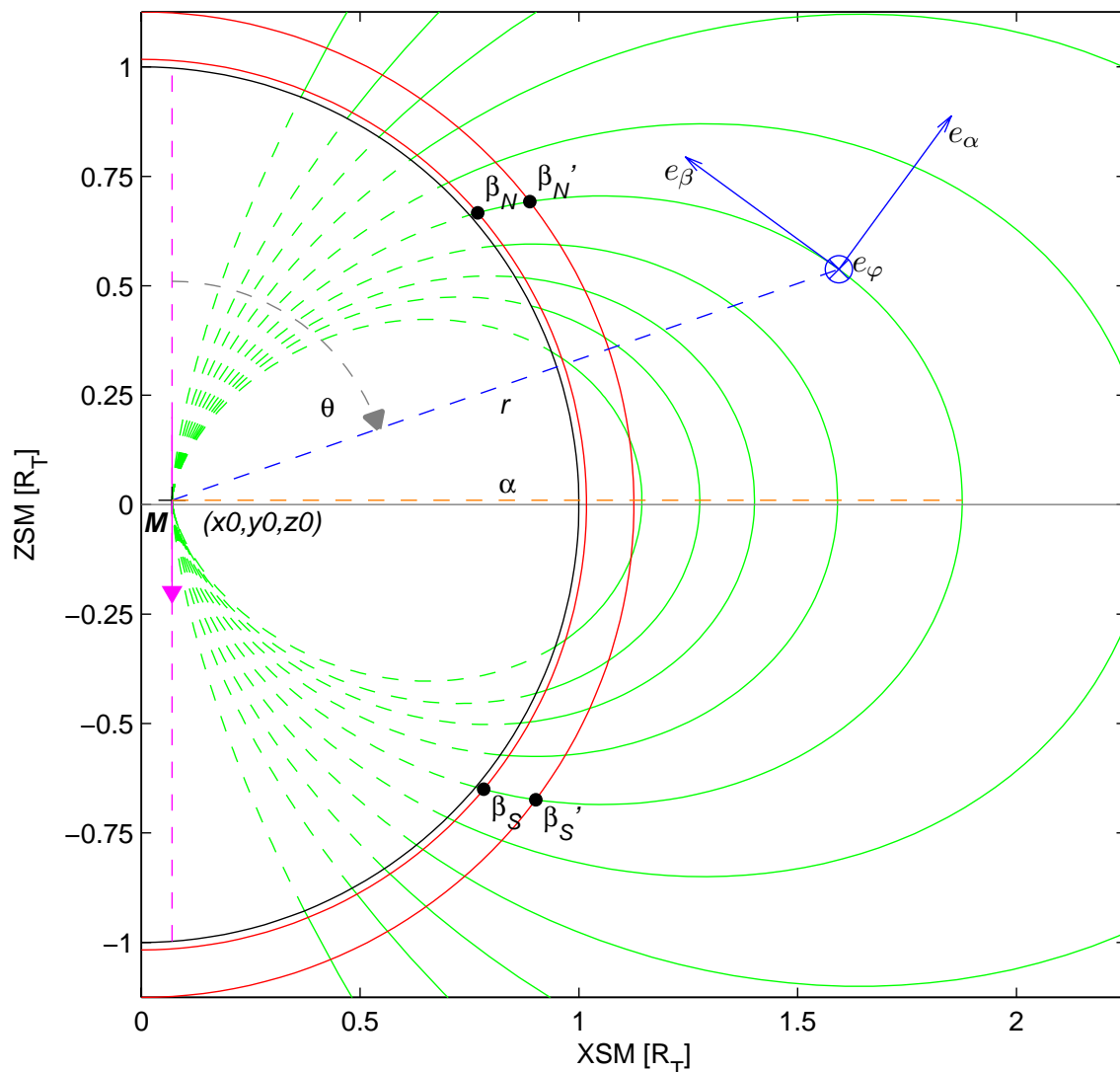


FIG. 3.1 – Coupe de la Terre (noir), de l'ionosphère (rouge) et de son champ magnétique (vert) dans le plan du méridien magnétique minuit (00:00 MLT). Le dipôle magnétique terrestre M est représenté par une flèche pourpre dont l'axe (tirets pourpres), parallèle à l'axe ZSM, sert de référence pour la colatitude θ . Le centre du dipôle est illustré par une croix située aux coordonnées (x_0, y_0, z_0) , référence pour la distance radiale r (tirets bleus). Pour une ligne de force choisie, les deux premières coordonnées dipolaires α (tirets orange) et φ sont constantes tandis que la troisième, β , varie de façon monotone et prend les valeurs particulières β_N et β'_N respectivement à la base et au sommet de l'ionosphère dans l'hémisphère nord, ainsi que β_S et β'_S en leurs points conjugués. Les vecteurs de base associés aux coordonnées dipolaires sont figurés par des flèches bleues au point (r, θ, φ) : celui associé à φ est perpendiculaire à la figure et pointe vers les valeurs positives de YSM. Enfin, les distances sont exprimées en rayons terrestres R_T .

$$\mathbf{e}_\alpha = h_\alpha \nabla \alpha \quad (3.8)$$

$$\mathbf{e}_\varphi = h_\varphi \nabla \varphi \quad (3.9)$$

$$\mathbf{e}_\beta = h_\beta \nabla \beta \quad (3.10)$$

Ils sont représentés sur la figure 3.1 au point de coordonnées (r, θ, φ) , où le champ magnétique de norme B vaut :

$$\mathbf{B} = B \mathbf{e}_\beta \quad (3.11)$$

Soit Φ un champ scalaire, ainsi que \mathbf{J} et \mathbf{E} des champs vectoriels de composantes respectives $(J_\alpha, J_\varphi, J_\beta)$ et $(E_\alpha, E_\varphi, E_\beta)$.

Définition du gradient

$$\nabla \Phi = \frac{1}{h_\alpha} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} \mathbf{e}_\alpha + \frac{1}{h_\varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \mathbf{e}_\varphi + \frac{1}{h_\beta} \frac{\partial \Phi}{\partial \beta} \mathbf{e}_\beta \quad (3.12)$$

Définition de la divergence

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{h_\alpha h_\varphi h_\beta} \left[\frac{\partial h_\varphi h_\beta J_\alpha}{\partial \alpha} + \frac{\partial h_\alpha h_\beta J_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial h_\alpha h_\varphi J_\beta}{\partial \beta} \right] \quad (3.13)$$

Définition du rotationnel

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} = & \frac{\mathbf{e}_\alpha}{h_\varphi h_\beta} \left[\frac{\partial (h_\beta E_\beta)}{\partial \varphi} - \frac{\partial (h_\varphi E_\varphi)}{\partial \beta} \right] + \frac{\mathbf{e}_\varphi}{h_\alpha h_\beta} \left[\frac{\partial (h_\alpha E_\alpha)}{\partial \beta} - \frac{\partial (h_\beta E_\beta)}{\partial \alpha} \right] \\ & + \frac{\mathbf{e}_\beta}{h_\alpha h_\varphi} \left[\frac{\partial (h_\varphi E_\varphi)}{\partial \alpha} - \frac{\partial (h_\alpha E_\alpha)}{\partial \varphi} \right] \end{aligned} \quad (3.14)$$

3.3 Domaines de résolutions

Les calculs sont effectués sur deux grilles indépendantes l'une de l'autre : une grille magnétosphérique et une grille ionosphérique (voir figures 3.2 et 3.3).

La grille magnétosphérique

La grille magnétosphérique repose dans le plan de l'équateur magnétique ($\theta = \pi/2$) et possède 31×40 noeuds (distance radiale et longitude, respectivement) distribués régulièrement entre $\alpha_{min} = 1.074 R_T$ et $\alpha_{max} = 10.44 R_T$, et uniformément entre $\varphi_{min} = 0$

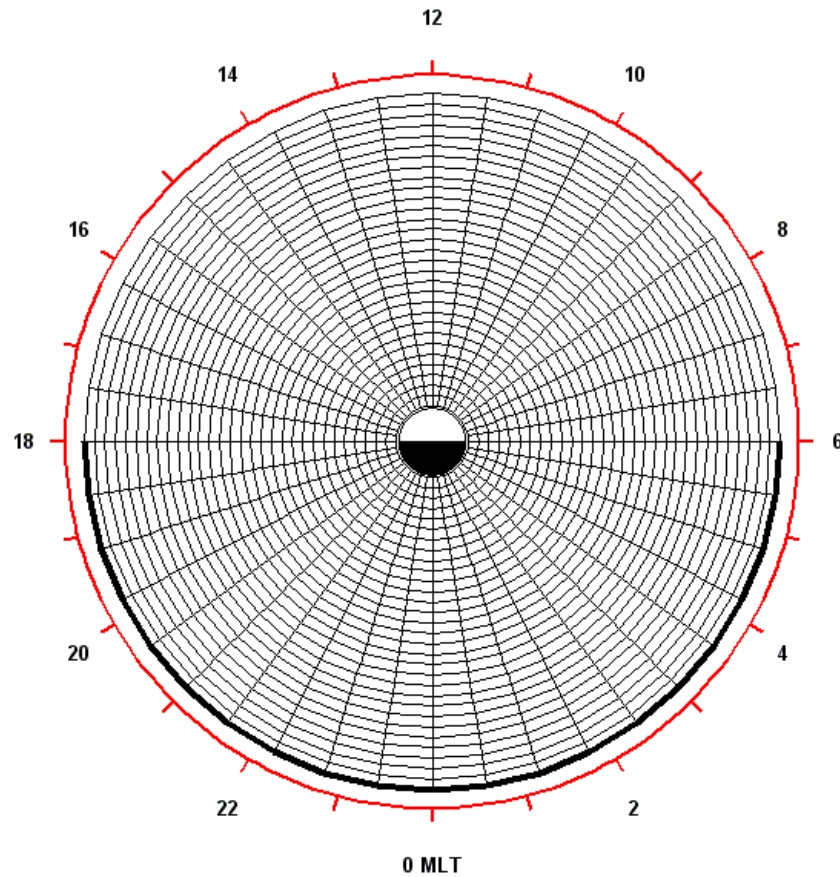


FIG. 3.2 – Projection du domaine de résolution dans le plan équatorial de la magnétosphère ($\theta = \pi/2$). La grille magnétosphérique possède 31×40 noeuds (rayon et longitude magnétique, respectivement) répartis régulièrement entre 1.074 et 10.44 rayons terrestres (R_T), et uniformément entre 00:00 et 24:00 heures de temps magnétique local (ou MLT, signifiant Magnetic Local Time). La Terre est représentée au centre de la figure et la source de plasma (trait épais) se situe côté nuit entre 18:00 MLT et 06:00 MLT.

et $\varphi_{max} = 2\pi$ (voir figure 3.2). La projection magnétosphérique du domaine de résolution correspond donc à un anneau borné entre la distance radiale minimale α_{min} , et la distance radiale maximale α_{max} . La source de plasma est placée côté nuit entre 18:00 MLT et 06:00 MLT à $r = \alpha_{max}$.

La grille ionosphérique

La grille ionosphérique, définie par $r = R_T$, possède 25×80 noeuds (latitude invariante et longitude, respectivement) distribués de façon irrégulière entre $\lambda_{min} = 15.20^\circ$ et $\lambda_{max} = 71.97^\circ$, et uniformément entre $\varphi_{min} = 0$ et $\varphi_{max} = 2\pi$ (voir figure 3.3). Ce découpage a été choisi pour augmenter la résolution dans les régions d'intérêt, en particulier les hautes et les basses latitudes.

La latitude inférieure λ_{min} se projette dans le plan équatorial de la magnétosphère à $r = \alpha_{min}$ et a été choisie pour que dans le cas d'un dipôle excentré toutes les lignes de champ magnétique du domaine de résolution s'étendent au delà de la surface terrestre. La latitude supérieure λ_{max} correspond à la calotte polaire et délimite la zone où les lignes de

champ magnétique sont ouvertes ($\lambda > \lambda_{max}$), de celle où les lignes de champ magnétique sont fermées ($\lambda \leq \lambda_{max}$). Sur la figure 3.3, la source de plasma représentée côté nuit au bord de la calotte polaire par un arc de cercle épais correspond à la projection de la source de plasma de la figure 3.2.

3.4 Calcul des conductivités intégrées en altitude

Dans l'IMM, deux sources d'ionisation et de conductivités sont considérées : les ultraviolets extrêmes d'origine solaire ainsi que les précipitations d'électrons provenant de la magnétosphère (*Fontaine et al.*, 1985). On supposera que les contributions respectives aux conductivités intégrées en altitude (ou conductances) sont quadratiques :

$$\Sigma_P^{dip} = \sqrt{(\Sigma_P^\odot)^2 + (\Delta\Sigma_P)^2} \quad (3.15)$$

$$\Sigma_H^{dip} = \sqrt{(\Sigma_H^\odot)^2 + (\Delta\Sigma_H)^2} \quad (3.16)$$

où Σ_H^{dip} et Σ_P^{dip} sont respectivement les conductances de Hall et de Pedersen, pour un champ magnétique dipolaire, et où Σ^\odot et $\Delta\Sigma$ se réfèrent aux conductances d'origine solaire et aurorale.

Les conductances d'origine particulière

Les flux de particules observés ont des valeurs typiques de l'ordre de 2.10^{10} – 6.10^{11} m^{-2} s^{-1} pour les ions et 3.10^{12} m^{-2} s^{-1} pour les électrons (e.g. *Peymirat*, 1991b, et références incluses). Ainsi, les conductances particulières sont principalement dues aux précipitations des électrons, et dépendent de leur énergie moyenne E et de leur flux en énergie Γ (*Harel et al.*, 1981a) :

$$\Delta\Sigma_P = 5.2 \Gamma^{1/2} \quad (3.17)$$

$$\Delta\Sigma_H = 0.55 \Delta\Sigma_P E^{3/5} \quad (3.18)$$

avec les conductances exprimées en Siemens (S), l'énergie moyenne des électrons en keV et le flux d'énergie des électrons en mW m^{-2} (voir sections 1.2.3 et 2.3.3).

Les conductances d'origine solaire

Le modèle de conductances solaires utilisé dans cette étude est celui de *Senior* (1991). Il s'agit d'un modèle statistique obtenu à partir de données accumulées pendant plus de trois années par le radar Européen à diffusion incohérente (EISCAT) opérant en mode CP-3 (17 points de mesures le long du méridien magnétique nord-sud pour une durée de 30 minutes). Ces mêmes données ont servi par exemple à élaborer un modèle de champ

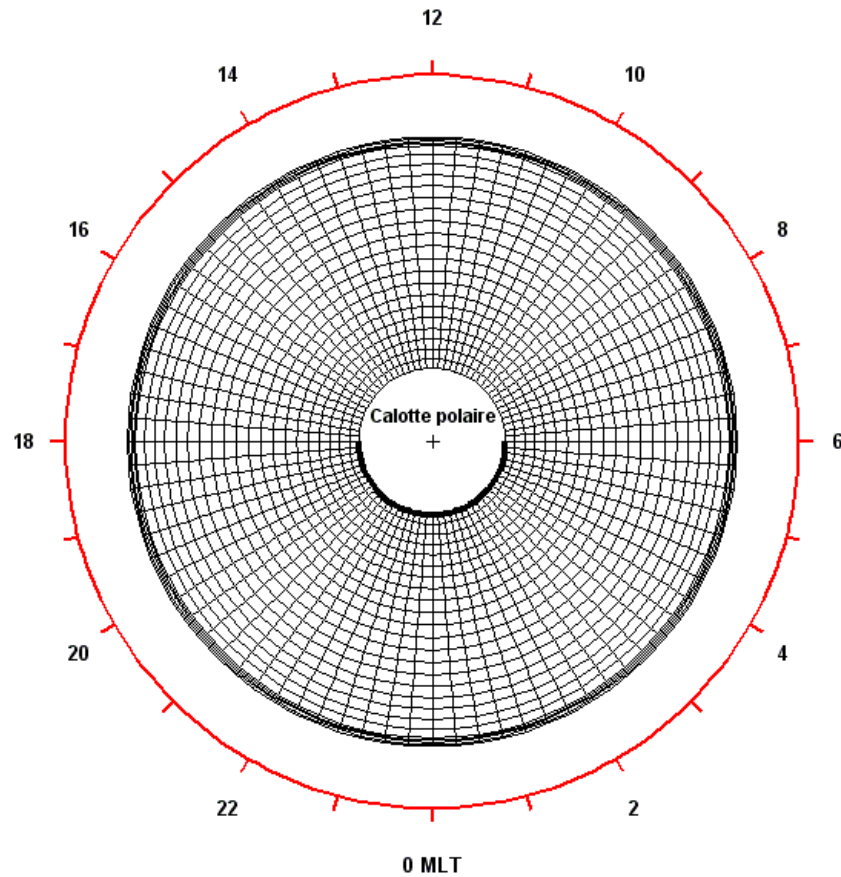


FIG. 3.3 – Projection ionosphérique du domaine de résolution ($r = R_T$). La grille ionosphérique possède 25×80 noeuds (latitude invariante et longitude magnétique, respectivement) répartis irrégulièrement entre 15.20° et 71.97° de latitude invariante, et uniformément entre 00:00 et 24:00 heures de temps magnétique local. Le pôle nord est repéré par une croix au centre de la figure. La source de plasma (trait épais) se projette à 71.97° de latitude invariante.

électrique ionosphérique à grande échelle (*Alcaydé et al.*, 1986; *Senior et al.*, 1990) et peuvent être séparées en trois ensembles suivant le niveau d'activité magnétique considéré ($0 < K_p < 2-$, $2 < K_p < 4-$ et $4 < K_p < 6-$).

Les modèles de *Senior et al.* (1990) et de *Senior* (1991) ont par ailleurs servi de base pour l'étude des courants alignés de grande échelle (*Peymirat et Fontaine*, 1994a; *Fontaine et Peymirat*, 1996, 1997) et de la convection du plasma à l'intérieur de la calotte polaire (*Peymirat et Fontaine*, 1997).

Pour cette étude, le modèle de conductances de *Senior* (1991) remplace le modèle de conductances solaires de *Blanc et Richmond* (1980) précédemment utilisée dans l'IMM (voir *Peymirat et Fontaine* (1994b)) car il est directement issu de mesures radar. Cependant, des simulations montrent que les résultats renvoyés par l'IMM en utilisant l'un ou l'autre de ces modèles de conductances solaires diffèrent de moins de 10% (voir *Hurtaud*, 2004).

Pour une activité magnétique modérée ($K_p \sim 3$) et un angle solaire zénithal χ ne dépassant pas 90° , les conductances solaires sont modélisées par (*Senior, 1991*) :

$$\Sigma_P^\odot = 1.81 + 8.88 \cos \chi \quad (3.19)$$

$$\Sigma_H^\odot = 21.58 - 0.21 \chi \quad (3.20)$$

où χ est en degrés. Au contraire, lorsque l'ionosphère est dans le noir complet ($\chi > 105^\circ$), une faible ionisation atmosphérique est assurée par les rayons cosmiques et les ultraviolets extrêmes d'origine galactique (voir *Senior, 1991*, et références incluses). Leur contribution est estimée (en Siemens) à :

$$\Sigma_P^\odot(\chi > 105^\circ) = 0.2 \quad (3.21)$$

$$\Sigma_H^\odot(\chi > 105^\circ) = 0.4 \quad (3.22)$$

Une interpolation parabolique est adoptée entre (3.19) et (3.21) d'une part, (3.20) et (3.22) d'autre part, quand l'angle solaire zénithal est compris entre 90° et 105° .

Calcul de l'angle solaire zénithal

Soit un point (λ_G, φ_G) à la surface de la Terre de latitude géographique λ_G et de longitude géographique φ_G . L'angle solaire zénithal y est déterminé par la formule suivante (e.g. *Lilensten et Blelly, 1999*) :

$$\cos \chi = \sin \lambda_G \sin \delta - \cos \lambda_G \cos \delta \cos \varphi_{LT} \quad (3.23)$$

où apparaissent les dépendances saisonnière et journalière à travers la déclinaison solaire δ et l'angle de temps local φ_{LT} :

$$\delta = -23.45^\circ \cos(90^\circ QRT) \quad (3.24)$$

$$\varphi_{LT} = 15^\circ LT = 15^\circ UT + \varphi_G \quad (3.25)$$

où UT est le temps universel (ou GMT) en heures, LT le temps local en heures et QRT le paramètre de saison égal au nombre de quarts d'année écoulés depuis le solstice de décembre ($QRT = 0$). Ce paramètre fait partie des entrées du modèle et prend les valeurs respectives 1, 2 et 3 pour l'équinoxe de mars, le solstice de juin et l'équinoxe de septembre.

Correction magnétique

Pour un champ magnétique réaliste, une correction magnétique doit être apportée lors du calcul des conductances (*Gasda et Richmond, 1998*) :

$$\Sigma_P = \Sigma_P^{dip} (B_I / B_I^{dip})^{-1.3} \quad (3.26)$$

$$\Sigma_H = \Sigma_H^{dip} (B_I / B_I^{dip})^{-1.3} \quad (3.27)$$

où Σ_H et Σ_P sont les conductances corrigées de Hall et de Pedersen, B_I est le module du champ magnétique ionosphérique, et où B_I^{dip} serait le module du champ magnétique ionosphérique pour un dipôle centré.

Dans le cas d'un dipôle magnétique centré, le facteur de correction est égal à 1 et l'on retrouve :

$$\Sigma_P = \Sigma_P^{dip} \quad (3.28)$$

$$\Sigma_H = \Sigma_H^{dip} \quad (3.29)$$

3.5 Calcul du potentiel électrique

Lorsque l'on modélise la dynamique ionosphérique sur une échelle de temps supérieure à la minute, celle-ci peut être considérée comme étant stationnaire, avec le champ électrique \mathbf{E} supposé électrostatique et dériver du potentiel Φ , et la divergence de la densité de courant \mathbf{J} , nulle (*Richmond, 1995a*). Le calcul du potentiel ionosphérique revient alors à résoudre le système suivant :

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_\Omega + \mathbf{J}_M + \mathbf{J}_\beta \quad (3.30)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (3.31)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi \quad (3.32)$$

où \mathbf{J}_Ω est une composante ohmique liée aux conductivités ionosphériques et au potentiel électrique Φ , \mathbf{J}_M une composante non-ohmique d'origine magnétosphérique, transverse au champ magnétique, et où \mathbf{J}_β représente les courants alignés. En insérant (3.30) dans (3.31), le calcul du potentiel électrique passe par la résolution de :

$$\nabla \cdot (\mathbf{J}_\Omega + \mathbf{J}_M + \mathbf{J}_\beta) = \nabla \cdot \mathbf{J}_\Omega + \nabla \cdot \mathbf{J}_M + \nabla \cdot \mathbf{J}_\beta = 0 \quad (3.33)$$

ce qui peut être fait en multipliant cette dernière équation par $h_\alpha h_\varphi h_\beta$ puis en intégrant le résultat le long d'une ligne de champ magnétique entre ses extrémités β_S et β_N (voir figure 3.1) :

$$\underbrace{\int_{\beta_S}^{\beta_N} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_\Omega) d\beta}_A + \underbrace{\int_{\beta_S}^{\beta_N} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_M) d\beta}_B + \underbrace{\int_{\beta_S}^{\beta_N} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_\beta) d\beta}_C = 0 \quad (3.34)$$

Pour résoudre le potentiel électrique Φ il convient donc d'évaluer les quantités A, B et C.

Champ électrique ionosphérique

Si l'on considère que les lignes de champ magnétique sont très conductrices (c.-à-d. que la conductivité le long des lignes de champ magnétique σ_β est très grande), la composante parallèle au champ magnétique du champ électrique ionosphérique E_β s'annule et il reste (voir équation 3.12) :

$$\mathbf{E} = E_\alpha \mathbf{e}_\alpha + E_\varphi \mathbf{e}_\varphi = -\frac{1}{h_\alpha} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} \mathbf{e}_\alpha - \frac{1}{h_\varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \mathbf{e}_\varphi \quad (3.35)$$

où E_α et E_φ sont les composantes du champ électrique ionosphérique transverses au champ magnétique, dirigées dans les directions de e_α et e_φ , respectivement. Si l'on combine les équations (3.14) et (3.32) et que l'on prend en compte le fait que $E_\beta = 0$, il est possible de montrer que les quantités $h_\alpha E_\alpha$ et $h_\varphi E_\varphi$ sont indépendantes de β .

Composante ohmique \mathbf{J}_Ω (calcul de A)

L'ionosphère résulte principalement de l'interaction du rayonnement solaire avec l'atmosphère terrestre. Les espèces chargées ainsi créées sont mues par la force de Lorentz et interagissent entre elles et avec les espèces neutres par le biais de frictions. Si l'on néglige les vents neutres, la loi d'Ohm permet de relier les courants horizontaux \mathbf{J}_Ω au champ électrique \mathbf{E} et aux conductivités ionosphériques (*Gagnepain et al.*, 1975; *Richmond*, 1995b) :

$$\mathbf{J}_\Omega = (\sigma_P E_\alpha - \sigma_H E_\varphi) \mathbf{e}_\alpha + (\sigma_H E_\alpha + \sigma_P E_\varphi) \mathbf{e}_\varphi \quad (3.36)$$

où σ_H et σ_P sont les conductivités de Hall et de Pedersen, respectivement. La relation (3.36) est équivalente à la relation (2.16). En faisant usage des égalités (3.13), (3.35) et (3.36), il est possible de calculer $h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_\Omega$:

$$h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_\Omega = -\frac{\partial}{\partial \alpha} \left[h_\beta \left(\frac{h_\varphi}{h_\alpha} \sigma_P \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} - \sigma_H \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[h_\beta \left(\sigma_H \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} + \frac{h_\alpha}{h_\varphi} \sigma_P \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) \right] \quad (3.37)$$

qui une fois intégré par rapport à β depuis la base de l'ionosphère dans l'hémisphère sud ($\beta = \beta_S$) jusqu'à la base de l'ionosphère dans l'hémisphère nord ($\beta = \beta_N$) le long des lignes de force du champ magnétique fournit :

$$\int_{\beta_S}^{\beta_N} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_\Omega) d\beta = - \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} \int_{\beta_S}^{\beta_N} \frac{h_\varphi}{h_\alpha} \sigma_P h_\beta d\beta - \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \int_{\beta_S}^{\beta_N} \sigma_H h_\beta d\beta \right) - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} \int_{\beta_S}^{\beta_N} \sigma_H h_\beta d\beta + \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \int_{\beta_S}^{\beta_N} \frac{h_\alpha}{h_\varphi} \sigma_P h_\beta d\beta \right) \quad (3.38)$$

où a été prise en compte la constance du potentiel électrique (voir 3.35) et des coordonnées α et φ le long des lignes de champ magnétique. Les conductivités σ_H et σ_P sont nulles en dehors de l'ionosphère, c.-à-d. entre β'_S et β'_N (voir figure 3.1) ce qui a pour conséquence de séparer chaque intégration en deux parties : l'une dans l'hémisphère sud de β_S à β'_S , l'autre dans l'hémisphère nord de β'_N à β_N :

$$\int_{\beta_S}^{\beta_N} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_\Omega) d\beta = - \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} \left(\int_{\beta_S}^{\beta'_S} \frac{h_\varphi}{h_\alpha} \sigma_P h_\beta d\beta + \int_{\beta'_N}^{\beta_N} \frac{h_\varphi}{h_\alpha} \sigma_P h_\beta d\beta \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \left(\int_{\beta_S}^{\beta'_S} \sigma_H h_\beta d\beta + \int_{\beta'_N}^{\beta_N} \sigma_H h_\beta d\beta \right) \right] - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} \left(\int_{\beta_S}^{\beta'_S} \sigma_H h_\beta d\beta + \int_{\beta'_N}^{\beta_N} \sigma_H h_\beta d\beta \right) \right] - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \left(\int_{\beta_S}^{\beta'_S} \frac{h_\varphi}{h_\alpha} \sigma_P h_\beta d\beta + \int_{\beta'_N}^{\beta_N} \frac{h_\varphi}{h_\alpha} \sigma_P h_\beta d\beta \right) \right] \quad (3.39)$$

En supposant que h_α et h_φ ne varient pas trop dans l'ionosphère et en posant :

$$\int \sigma_P h_\beta d\beta = \frac{1}{|\sin I|} \int \sigma_P dr = \frac{\Sigma_P}{|\sin I|} \quad (3.40)$$

$$\int \sigma_H h_\beta d\beta = \frac{1}{|\sin I|} \int \sigma_H dr = \frac{\Sigma_H}{|\sin I|} \quad (3.41)$$

où r est la distance radiale, Σ_H et Σ_P les conductances de Hall et de Pedersen, respectivement, il vient :

$$\int_{\beta_S}^{\beta_N} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_\Omega) d\beta = - \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\Sigma_{\alpha\alpha} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} - \Sigma_{\alpha\varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\Sigma_{\varphi\alpha} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} + \Sigma_{\varphi\varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) \quad (3.42)$$

avec :

$$\Sigma_{\alpha\alpha} = \left(\frac{h_\varphi \Sigma_P}{h_\alpha |\sin I|} \right)_N + \left(\frac{h_\varphi \Sigma_P}{h_\alpha |\sin I|} \right)_S \quad (3.43)$$

$$\Sigma_{\varphi\varphi} = \left(\frac{h_\alpha \Sigma_P}{h_\varphi |\sin I|} \right)_N + \left(\frac{h_\alpha \Sigma_P}{h_\varphi |\sin I|} \right)_S \quad (3.44)$$

$$\Sigma_{\alpha\varphi} = \Sigma_{\varphi\alpha} = \left(\frac{\Sigma_H}{|\sin I|} \right)_N + \left(\frac{\Sigma_H}{|\sin I|} \right)_S \quad (3.45)$$

où I est l'angle d'inclinaison entre l'horizontale locale et le champ magnétique et où les indices N et S se réfèrent aux hémisphères nord et sud, respectivement.

Dans (3.43)–(3.45) apparaissent les différences entre hémisphères, qui sont gommées dans le cas où le champ magnétique est symétrique entre les deux hémisphères.

Composante magnétosphérique transverse \mathbf{J}_M (calcul de B)

Le feuillet de plasma situé dans la queue de la magnétosphère constitue un réservoir de particules chargées pour la magnétosphère interne. Au fur et à mesure que le plasma, mû par les forces électromagnétiques, se déplace vers la Terre (dans un mouvement antisolaire), des gradients de pression se développent et induisent une séparation azimutale entre les ions, d'une part se déplaçant vers le crépuscule, et les électrons, d'autre part se dirigeant vers l'aube. Cette séparation de charges conduit à la génération d'un anneau de courant, dont les courants \mathbf{J}_M s'expriment par (Vasyliunas, 1970; Wolf, 1983) :

$$\mathbf{J}_M = \frac{\mathbf{e}_\beta \times \nabla P}{B} = -\frac{1}{B h_\varphi} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \mathbf{e}_\alpha + \frac{1}{B h_\alpha} \frac{\partial P}{\partial \alpha} \mathbf{e}_\varphi \quad (3.46)$$

où B représente l'amplitude du champ magnétique et P la pression totale du plasma. Les expressions (3.13) et (3.46) permettent alors de calculer la divergence de \mathbf{J}_M :

$$h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_M = -\frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{h_\beta}{B} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{h_\beta}{B} \frac{\partial P}{\partial \alpha} \right) \quad (3.47)$$

qui, si l'on développe équivaut à :

$$h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_M = -\frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{h_\beta}{B} \right) \frac{\partial P}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{h_\beta}{B} \right) \frac{\partial P}{\partial \alpha} + \frac{h_\beta}{B} \left(-\frac{\partial}{\partial \alpha} \frac{\partial P}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{\partial P}{\partial \alpha} \right) \quad (3.48)$$

Le dernier terme de l'égalité précédente s'annule, ce qui permet de simplifier les calculs. Si l'on intègre maintenant d'un hémisphère à l'autre sachant que P , α et φ sont indépendants de β on obtient :

$$\int_{\beta_S}^{\beta_N} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_M) d\beta = -\frac{\partial P}{\partial \varphi} \frac{\partial}{\partial \alpha} \int_{\beta_S}^{\beta_N} \frac{h_\beta}{B} d\beta + \frac{\partial P}{\partial \alpha} \frac{\partial}{\partial \varphi} \int_{\beta_S}^{\beta_N} \frac{h_\beta}{B} d\beta \quad (3.49)$$

où apparaît ϑ , le volume du tube de flux magnétique de flux égal à l'unité :

$$\vartheta = \int_{\beta_S}^{\beta_N} \frac{h_\beta}{B} d\beta \quad (3.50)$$

Pour un champ magnétique de type dipolaire centré ou légèrement excentré par rapport au centre de la Terre (voir figure 3.1), ϑ est invariant par rapport à φ (le maximum du volume se situant dans le plan équatorial de la magnétosphère). L'expression finale obtenue se résume à :

$$\int_{\beta_S}^{\beta_N} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_M) d\beta = -\frac{\partial P}{\partial \varphi} \frac{\partial \vartheta}{\partial \alpha} \quad (3.51)$$

Courants alignés \mathbf{J}_β (calcul de C)

Pour calculer le potentiel électrique ionosphérique, il n'est pas nécessaire d'explicitier le terme de courants alignés \mathbf{J}_β . En effet, sa divergence est d'après (3.13) égale à :

$$h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_\beta = \frac{\partial (h_\alpha h_\varphi J_\beta)}{\partial \beta} \quad (3.52)$$

ce qui, une fois intégré entre β_S et β_N fournit :

$$\int_{\beta_S}^{\beta_N} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_\beta) d\beta = \int_{\beta_S}^{\beta_N} \frac{\partial (h_\alpha h_\varphi J_\beta)}{\partial \beta} d\beta = 0 \quad (3.53)$$

Les courants alignés devant nécessairement s'annuler à la base de l'ionosphère (sans conductivités, pas de courants possibles), le terme (3.53) est nul.

Equation du potentiel ionosphérique

Compte tenu des résultats (3.42), (3.51) et (3.53), l'équation du potentiel électrique ionosphérique (3.34) se réécrit :

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\Sigma_{\alpha\alpha} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} - \Sigma_{\alpha\varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\Sigma_{\varphi\alpha} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} + \Sigma_{\varphi\varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) = -\frac{\partial P}{\partial \varphi} \frac{\partial \vartheta}{\partial \alpha} \quad (3.54)$$

Dans le cas d'un dipôle excentré, les facteurs d'échelle h_α , h_φ et h_β ainsi que le facteur $|\sin I|$ diffèrent entre les deux points conjugués d'une même ligne de champ magnétique. Cependant, pour un dipôle dont le centre est confondu avec celui de la Terre, les conductances sont identiques d'un hémisphère à l'autre et l'équation précédente se réduit à celle résolue dans l'IMM de *Peymirat et Fontaine* (1994b). L'IMM peut faire des prédictions uniquement sur le potentiel électrique ionosphérique en dessous de la latitude limite λ_{max} soit à l'intérieur de la limite externe α_{max} dans le plan équatorial de la magnétosphère.

L'équation 3.54 est une équation différentielle du second ordre que l'on résout sur le domaine situé entre le bord équatorial de la calotte polaire et le bord polaire de l'électrojet

équatorial (voir figure 3.3). Elle nécessite les deux conditions aux limites décrites dans le chapitre précédent (voir section 2.4.4).

3.6 Calcul des courants alignés de région-2

On suppose que les différences de potentiel électrique alignées au champ magnétique sont nulles (voir équation 3.35). Ainsi, la distribution du potentiel électrique ionosphérique est la même aux 2 pieds dans les hémisphères Sud et Nord des lignes de force. Le couple magnétosphère–ionosphère peut donc être imaginé comme un circuit électrique à grande échelle où les deux hémisphères terrestres joueraient le rôle de deux résistances (ou conductances) montées en parallèle, et reliées par les lignes de champ magnétique. La source des courants alignés au niveau du plan équatorial de la magnétosphère (anneau de courant) donne naissance à deux systèmes de courants alignés, l'un circulant vers l'hémisphère nord $J_{\beta N}$, l'autre vers l'hémisphère sud $J_{\beta S}$. Leurs amplitudes, inégales, sont alors fonction de la valeur de la résistance (ou conductance) de chaque hémisphère.

Pour évaluer séparément les courants alignés de région-2 circulant dans l'hémisphère sud $J_{\beta S}$, de ceux circulant dans l'hémisphère nord $J_{\beta N}$, il suffit dans l'égalité (3.34) de restreindre l'intégration entre β_S et β'_S d'une part, β'_N et β_N , d'autre part :

$$\int_{\beta_S}^{\beta'_S} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_\beta) d\beta = \int_{\beta_S}^{\beta'_S} \frac{\partial(h_\alpha h_\varphi J_\beta)}{\partial\beta} d\beta = h_\alpha h_\varphi J_{\beta S}(\beta'_S) \quad (3.55)$$

$$\int_{\beta'_N}^{\beta_N} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_\beta) d\beta = \int_{\beta'_N}^{\beta_N} \frac{\partial(h_\alpha h_\varphi J_\beta)}{\partial\beta} d\beta = -h_\alpha h_\varphi J_{\beta N}(\beta'_N) \quad (3.56)$$

où a été utilisé le fait que les courants alignés s'annulent à la base de l'ionosphère et où $J_{\beta S}(\beta'_S)$ et $J_{\beta N}(\beta'_N)$ sont évalués aux points de coordonnées β'_S et β'_N , respectivement.

Si l'on considère la nullité des courants d'origine magnétosphérique à l'intérieur de l'ionosphère, on obtient :

$$\int_{\beta_S}^{\beta'_S} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_M) d\beta = 0 \quad (3.57)$$

$$\int_{\beta'_N}^{\beta_N} (h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}_M) d\beta = 0 \quad (3.58)$$

Enfin, l'équation (3.34) permet d'écrire :

$$h_\alpha h_\varphi j_{\beta S}(\beta'_S) = \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\Sigma_{\alpha\alpha}^S \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} - \Sigma_{\alpha\varphi}^S \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\Sigma_{\varphi\alpha}^S \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} + \Sigma_{\varphi\varphi}^S \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) \quad (3.59)$$

$$-h_\alpha h_\varphi j_{\beta N}(\beta'_N) = \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\Sigma_{\alpha\alpha}^N \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} - \Sigma_{\alpha\varphi}^N \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\Sigma_{\varphi\alpha}^N \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} + \Sigma_{\varphi\varphi}^N \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) \quad (3.60)$$

où l'on a introduit les quantités suivantes :

$$\Sigma_{\alpha\alpha}^i = \left(\frac{h_\varphi \Sigma_P}{h_\alpha |\sin I|} \right)_i \quad (3.61)$$

$$\Sigma_{\varphi\varphi}^i = \left(\frac{h_\alpha \Sigma_P}{h_\varphi |\sin I|} \right)_i \quad (3.62)$$

$$\Sigma_{\alpha\varphi}^i = \Sigma_{\varphi\alpha}^i = \left(\frac{\Sigma_H}{|\sin I|} \right)_i \quad (3.63)$$

Dans les équations (3.61)–(3.63), i fait référence à N (pour l'hémisphère nord) ou à S (pour l'hémisphère sud).

Dans l'hémisphère nord, les courants alignés $J_{\beta N}$ sont positifs lorsqu'ils circulent vers l'ionosphère et négatifs lorsqu'ils circulent vers la magnétosphère. La convention inverse prévaut pour les courants alignés de l'hémisphère sud $J_{\beta S}$. Pour un dipôle centré, les conductances sont symétriques entre les deux hémisphères (i.e. $\Sigma_{ij}^N = \Sigma_{ij}^S$) tandis que les courants alignés sont antisymétriques (i.e. $j_{\beta N}(\beta'_N) = -j_{\beta S}(\beta'_S)$). Ainsi, les équations (3.59) et (3.60) combinées avec l'équation (3.54) mènent à l'expression de la densité de courant utilisée par *Peymirat et Fontaine* (1994b).

Chapitre 4

Présentation et résultats des simulations numériques

4.1 Description des simulations

Trois types de simulations ont été réalisées et correspondent à trois configurations différentes du champ magnétique terrestre, distinctes de celle utilisée précédemment dans l'IMM (voir figure 4.1a) :

Dipôle centré et parallèle à l'axe de rotation de la Terre

La distribution du champ magnétique est équivalente pour les deux hémisphères géographiques. Les variations saisonnières de conductances sont introduites par la déclinaison solaire qui est l'angle entre le plan de l'équateur terrestre et le plan de l'écliptique. Ce cas est référencé par la suite comme le *cas NT (No Tilt, figure 4.1b)*.

Dipôle centré et incliné relativement à l'axe de rotation de la Terre

La distribution du champ magnétique est dissemblable entre les deux hémisphères géographiques. Les variations journalières de conductances sont introduites par la rotation du dipôle magnétique autour de l'axe de rotation terrestre. Ce cas est référencé par la suite comme le *cas WT (With Tilt, figure 4.1c)*.

Dipôle excentré et incliné relativement à l'axe de rotation de la Terre

La distribution du champ magnétique est différente de part et d'autre de l'équateur magnétique, ce qui introduit des différences de conductances supplémentaires entre les deux hémisphères géographiques (3.26)–(3.27). Ce cas est référencé par la suite comme le *cas WS (With Shift, figure 4.1d)*.

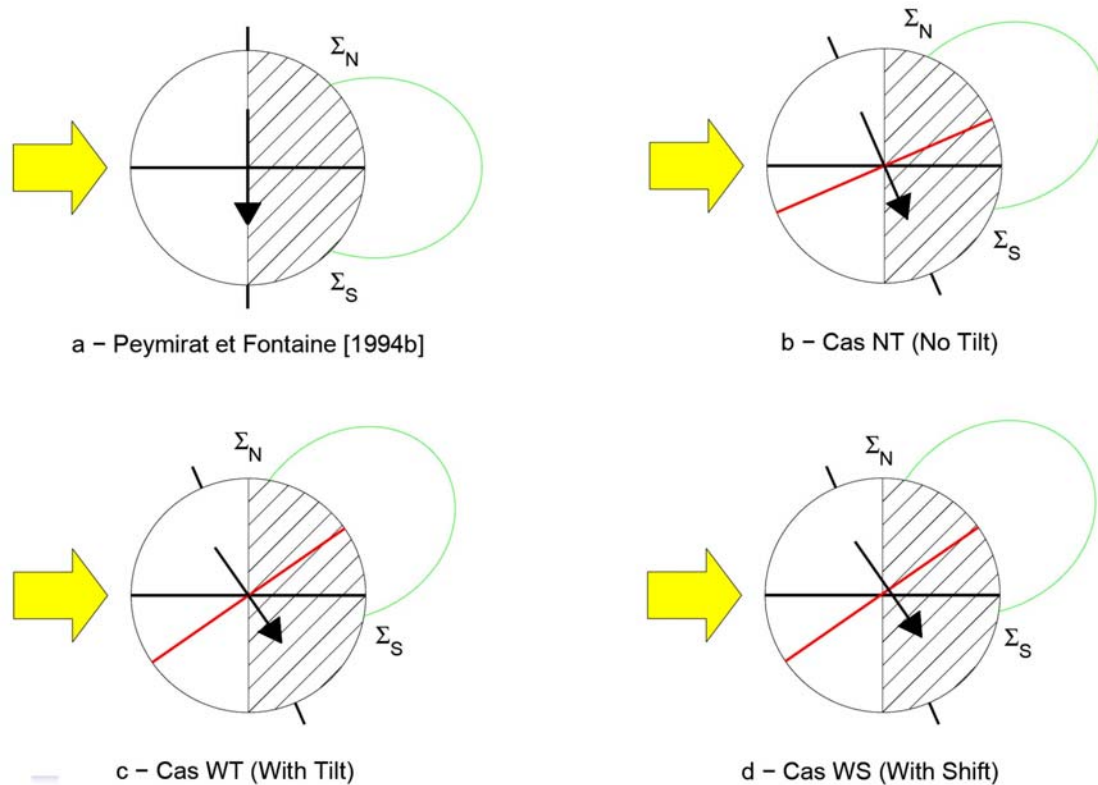


FIG. 4.1 – Coupes de la Terre dans le plan du méridien midi-minuit : (a) Modèle IMM de *Peymirat et Fontaine* (1994b), (b) Dipôle centré et non incliné par rapport à l'axe de rotation terrestre (*Cas NT*), (c) dipôle centré et incliné par rapport à l'axe de rotation terrestre (*Cas WT*), et (d) dipôle excentré (*Cas WS*). L'éclairement solaire est représenté par une flèche jaune. Le plan de l'écliptique (trait noir épais) est perpendiculaire au terminateur, cercle de longitude séparant le côté éclairé de notre planète (blanc) de son côté non éclairé (hachuré). L'axe de rotation terrestre (tirets noirs épais) est tantôt perpendiculaire au plan de l'écliptique (a), tantôt incliné vers le Soleil (b à d). Le dipôle magnétique (flèche noire) est tantôt confondu avec l'axe de rotation terrestre (a à b), tantôt incliné par rapport à lui (c à d). L'équateur magnétique est représenté en rouge. Pour chaque cas considéré, une ligne de champ magnétique (vert) est tracée, permettant de montrer les différences de localisation et donc d'éclairement de ses points d'intersections avec l'ionosphère.

Conditions aux limites et entrées du modèle

La source de particules se situe côté nuit entre 18:00 MLT et 06:00 MLT le long des lignes de champ magnétique qui interceptent le plan de l'équateur magnétique à la frontière externe du domaine magnétosphérique ($\alpha_{max} = 10.44 R_T$) et l'ionosphère à $\lambda_{max} = 71.97^\circ$ de latitude (voir figure 3.2, figure 3.3, et chapitre précédent). La source est perpétuelle ce qui signifie que le plasma magnétosphérique est continuellement renouvelé. Les conditions aux limites ont été choisies pour correspondre à une activité magnétique modérée ($K_p \sim 3$). La température des ions et des électrons est fixée respectivement à 5 keV et 1 keV, et la densité du plasma est choisie égale à 0.4 cm^{-3} (*Richmond et al.*, 2003).

A 00:00 HTU (Heure(s) de Temps Universel), l'instant initial, la magnétosphère est supposée vide de plasma et les courants alignés sont nuls. On applique alors une différence de potentiel à travers la calotte polaire de 50 kV (*Fontaine et al.*, 1985) et le plasma magnétosphérique est transporté depuis la source en direction de la Terre et commence à peupler la magnétosphère. Plus il approche de la Terre, plus la compression adiabatique tend à augmenter sa pression. Cette augmentation de la pression du plasma s'oppose à un affaiblissement dû aux pertes par précipitations.

Le champ électrique originel qui initie le mouvement du plasma est entièrement déterminé par les distributions initiales de conductances ionosphériques (3.54). Les simulations durent 60 heures (temps simulé) dont environ 10 à 15 heures sont nécessaires pour atteindre un état stationnaire. Certains résultats présentent une variation périodique de période égale à un jour (voir sections suivantes) et par conséquent sont affichés entre 24 et 48 heures (temps simulé), correspondant à 00:00 HTU et 24:00 HTU, respectivement.

Equations de transport fluides

Le transport des particules constituant le feuillet de plasma est décrit par les équations fluides à trois dimensions présentées au chapitre 2 (voir équations 2.25–2.27). Elles sont ensuite projetées dans l'espace des coordonnées dipolaires (α, φ, β) puis réduites à deux dimensions en intégrant (par rapport à β) le long des lignes de champ magnétique et en supposant n et P indépendants de β , d'une part, et \mathbf{B} indépendant du temps, d'autre part. Il est possible alors de calculer le nombre de particules N et la température moyenne T des particules dans un tube de champ magnétique de flux égal à l'unité.

4.2 Dipôle centré

4.2.1 Dipôle parallèle à l'axe de rotation de la Terre : effets saisonniers

Afin de séparer les effets saisonniers des effets journaliers, une première série de simulations a été réalisée en introduisant dans le modèle IMM de *Peymirat et Fontaine* (1994b) les variations saisonnières de conductivités induites par l'évolution de la déclinaison solaire au cours de l'année (voir figures 4.1a et 4.1b). Étant donné la multitude de cas d'études correspondant à la position de la Terre autour du Soleil, nous nous restreindrons aux cas particuliers des équinoxes et des solstices. Compte tenu des symétries du problème, la distribution des conductivités solaires dans l'hémisphère nord est exactement la même que dans l'hémisphère sud 6 mois plus tard. Or, l'équation du potentiel ionosphérique (3.54) fait intervenir la somme des conductances nord et des conductances sud. Par conséquent, les résultats obtenus sont les mêmes pour les deux équinoxes et pour les deux solstices.

La figure 4.2 présente la distribution de la pression des ions à l'état stationnaire dans le plan équatorial de la magnétosphère pour les solstices (a) et les équinoxes (b). Les isobares

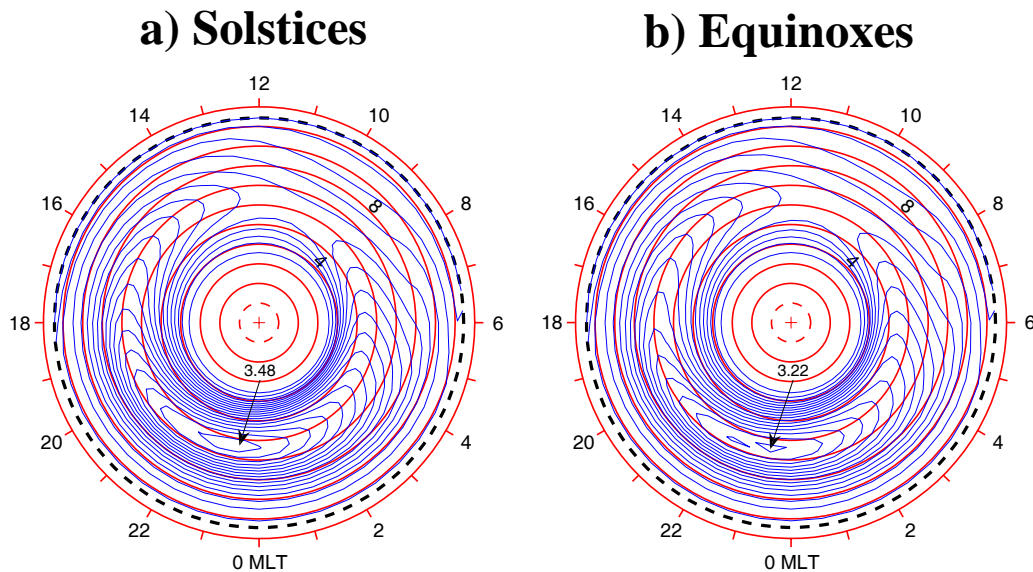


FIG. 4.2 – Distribution à l'état stationnaire de la pression des ions dans le plan équatorial de la magnétosphère, entre $1 R_T$ (tirets rouges) et $10.44 R_T$ (tirets noirs), pour les solstices (a) et les équinoxes (b). La pression est tracée sous forme d'isobares tous les 0.2 nPa à partir de zéro, et les maxima sont indiqués en nPa et repérés par des flèches. Dipôle centré et parallèle à l'axe de rotation de la Terre (cas *NT*).

sont tracés tous les 0.2 nPa à partir de zéro. Quelle que soit la saison, la distribution de pression des ions présente un anneau partiel autour de la Terre et un maximum côté crépuscule (indiqué par une flèche).

Le maximum de pression des ions est légèrement plus élevé (3.48 nPa) aux solstices qu'aux équinoxes (3.22 nPa). La table 4.1 fournit en complément de la figure 4.2 le flux d'énergie maximum des ions et des électrons ainsi que le maximum de pression des ions et des électrons, et leur localisation dans le plan équatorial de la magnétosphère. Des solstices vers les équinoxes le maximum de pression des électrons décroît de 1.7% . Contrairement au maximum de pression des ions, il est situé dans le secteur après minuit à une distance plus éloignée de la Terre, et sa position azimutale ne varie pas avec les saisons. Les pertes électroniques par précipitation, plus effectives que les pertes ioniques par précipitation (*Peymirat et al.*, 1991a), empêchent les électrons de s'approcher plus de notre planète. Le flux d'énergie associé aux particules qui précipitent aux hautes latitudes ionosphériques varie comme $p^{3/2}$, et son maximum suit la même tendance que le maximum de pression, avec une baisse de 7% pour les ions et 5.7% pour les électrons.

L'effet saisonnier sur la dynamique couplée du système magnétosphère–ionosphère peut être évalué par le rapport $\xi = \frac{\max-\min}{\max+\min}$ qui donne l'amplitude relative de la variation $\frac{\max-\min}{2}$ par rapport à l'amplitude moyenne $\frac{\max+\min}{2}$. D'après la table 4.1, des équinoxes vers les solstices, ξ vaut 3.9% pour le maximum de pression des ions et 0.9% pour le maximum de pression des électrons, ainsi que 3.6% et 2.9% pour le maximum du flux d'énergie des ions et des électrons, respectivement.

	Solstices		Equinoxes	
	Ions	Electrons	Ions	Electrons
Flux d'énergie maximum [mW m ⁻²]	0.590	1.40	0.549	1.32
Pression maximum [nPa]	3.48	0.295	3.22	0.290
Rayon [R _T]	6.38	7.32	6.38	7.63
Azimut [MLT]	23.4	1.80	23.4	1.20

TAB. 4.1 – Flux d'énergie maximum et pression maximum des ions et des électrons lors des solstices et des équinoxes. Les coordonnées du maximum de pression sont renseignées dans le plan équatorial de la magnétosphère.

La figure 4.3 présente la distribution des courants alignés de région-2 au niveau de l'ionosphère, pour l'hémisphère nord (en haut) et l'hémisphère sud (en bas), lors du solstice de décembre (a, d), de l'équinoxe de mars (b, e) et le solstice de Juin (c, f). Les résultats sont identiques pour les deux équinoxes. La distribution des courants alignés présente deux croissants asymétriques situés de part et d'autre du méridien 10:00–22:00 MLT (Magnetic Local Time), et s'étendant soit du côté jour et du côté nuit, soit dans les régions sombres de l'ionosphère uniquement. Si l'on ne considère qu'un seul hémisphère, les valeurs extrémales de la densité de courant (indiquées par des flèches) augmentent entre hiver et été. Par exemple à 06:00 MLT dans l'hémisphère nord pour les courants ascendants (i.e. circulant vers la magnétosphère, en bleu), le minimum augmente d'un facteur 1.38 de décembre (a) à mars (b), et ensuite d'un facteur 1.57 de mars à juin (c).

Lors des équinoxes, les distributions de courants alignés de région-2 sont identiques (b, e) : tandis que le croissant côté aube présente un pic autour de 06:00 MLT, le croissant côté crépuscule exhibe deux maxima d'amplitude modérée à 14:00 MLT et à 20:00 MLT. Pour comparaison, dans l'hémisphère d'été (c, d), les croissants de courants s'élargissent en direction de l'équateur magnétique, probablement à cause d'une plus grande pénétration des ions durant les solstices, tandis que dans l'hémisphère d'hiver (a, f) la distribution des courants est plus étroite probablement parce que les conductivités ionosphériques sont restreintes à la zone de précipitation. Aux solstices, la différence inter-hémisphérique de densité de courant peut atteindre jusqu'à 0.43 $\mu\text{A m}^{-2}$ en valeur absolue.

La table 4.2 donne pour les trois mêmes périodes que la figure 4.3 l'intensité des courants alignés de région-2, ascendants et descendants, correspondant à l'intégration de $j_\beta \sin I$ à la surface de la Terre :

$$R_T^2 \iint (j_\beta \sin I) \cos \lambda_M d\lambda_M d\varphi_M \quad (4.1)$$

ainsi que les conductances de Pedersen intégrées à la surface de la Terre :

$$R_T^2 \iint \Sigma_P \cos \lambda_M d\lambda_M d\varphi_M \quad (4.2)$$

où λ_M est la latitude invariante et φ_M est la longitude magnétique. L'intégration numérique a été effectuée entre $\lambda_M = 71.97^\circ$ (position de la calotte polaire définie par *Peymirat et Fontaine* (1994b)) et $\lambda_M = 59.55^\circ$ pour l'hémisphère nord, et leurs points conjugués dans l'hémisphère sud. La valeur 59.55° a été choisie car elle correspond à un cercle de latitude invariante de la grille ionosphérique, au dessus de laquelle l'amplitude simulée des courants alignés de région-2 est supérieure ou égale à $0.1 \mu\text{A m}^{-2}$ en valeur absolue. La valeur inférieure de la densité de courant de $0.1 \mu\text{A m}^{-2}$ a été choisie en accord avec les résultats de *Christiansen et al.* (2002), où les courants d'amplitude inférieure à cette limite n'ont pas été pris en compte. Les courants ascendants et descendants ont été intégrés séparément pour évaluer leur contribution respective.

Comme les taux de précipitations sont les mêmes pour les deux hémisphères, les conductances produites par les précipitations y sont identiques. Intégrées à la surface de la Terre, elles atteignent une valeur de 38.4 TS m^2 aux équinoxes et la valeur plus large de 39.6 TS.m^2 aux solstices. La table 4.2 montre que l'intensité des courants augmente avec les conductances intégrées à la surface de la Terre, ce qui est attendu d'après les équations (3.59) et (3.60). L'intensité totale des courants alignés originaires de la magnétosphère (= descendants) est légèrement différente de celle des courants d'origine ionosphérique (= ascendants), probablement parce que les courants alignés de région-1 n'ont pas été pris en compte dans cette étude. En effet, l'intensité totale (i.e. région-1 plus région-2) des courants ascendants doit équilibrer l'intensité totale des courants descendants (*Fujii et al.*, 1981; *Fontaine et Peymirat*, 1996, 1997; *Christiansen et al.*, 2002).

L'effet des saisons sur les conductances totales de Pedersen et les courants alignés peut être évaluée à partir des valeurs fournies par la table 4.2 grâce à la quantité ξ définie ci-avant. Du solstice de juin au solstice de décembre, dans l'hémisphère nord, on trouve $\xi = 28.5\%$ pour les courants ascendants, $\xi = 52.8\%$ pour les courants descendants, et $\xi = 45.7\%$ pour les conductances de Pedersen. Des variations similaires sont obtenues pour l'hémisphère sud.

Les précipitations et les courants alignés contribuent à la modification des propriétés électriques de l'ionosphère. La figure 4.4 illustre à l'état stationnaire la distribution azimutale (en temps magnétique local) des composantes du champ électrique ionosphérique dirigées vers le sud (a, b) et vers l'est (c, d). Celles-ci sont tracées à haute latitude (65° , gauche) et à moyenne latitude (45° , droite) pour les solstices (courbes pleines) et les équinoxes (tirets). Ces latitudes ont été choisies en référence aux travaux de *Peymirat et Fontaine* (1994b). La composante « sud » du champ électrique domine la composante « est » aux hautes latitudes, tandis qu'elles sont du même ordre de grandeur à moyenne latitude. *Peymirat et Fontaine* (1994b) ont trouvé un comportement similaire avec des amplitudes plus élevées.

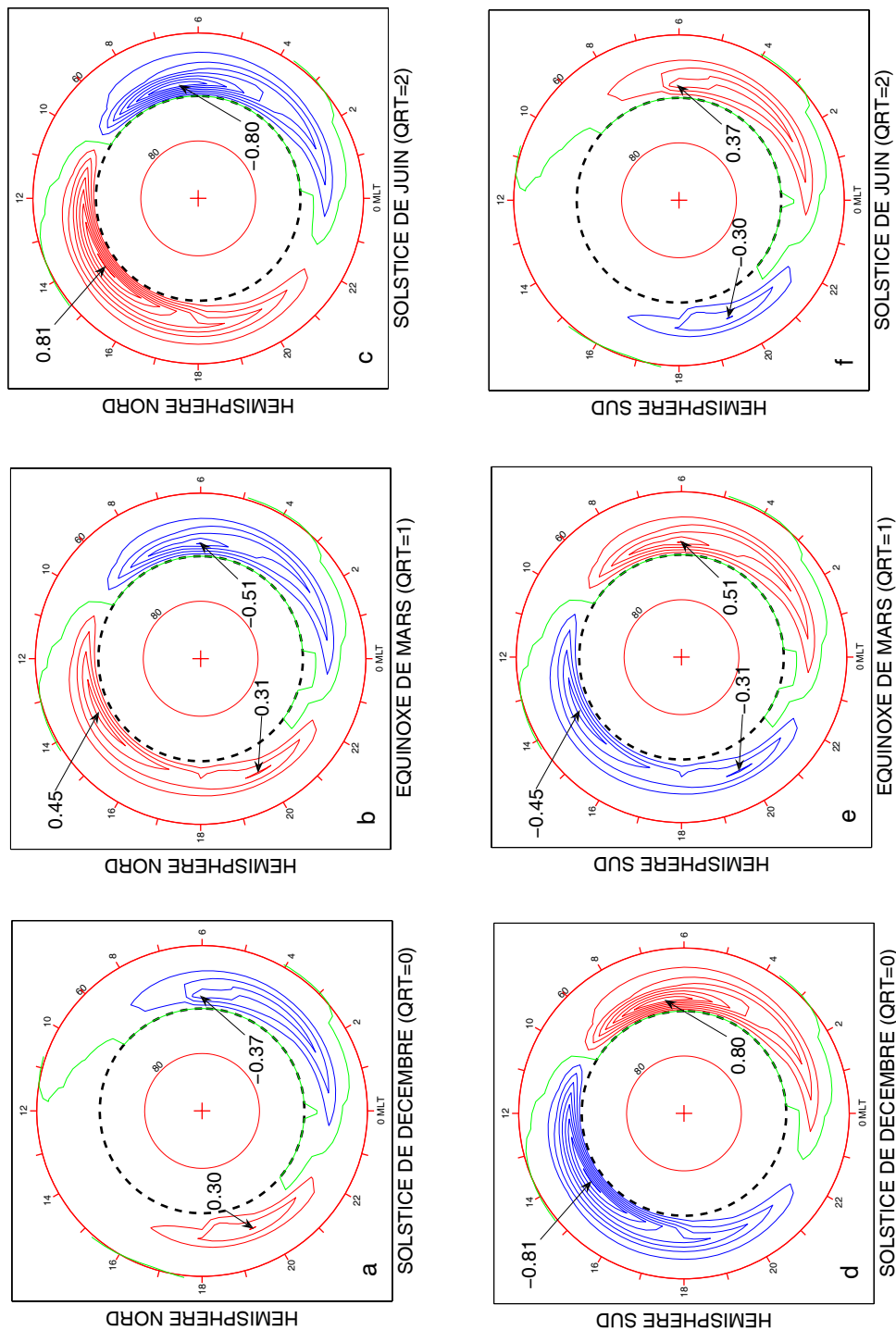


FIG. 4.3 – Distribution à l'état stationnaire de la densité des courants alignés de région-2 dans l'hémisphère nord (en haut) et dans l'hémisphère sud (en bas) pour le solstice de décembre (a, d), l'équinoxe de mars (b, e) et le solstice de juin (c, f). La densité est tracée sous forme d'isocourbes tous les $0.1 \mu A m^{-2}$ en rouge, bleu et vert pour les valeurs positives, négatives et nulles, respectivement. Les valeurs maximales (en valeur absolue) sont indiquées en noir. Les cercles de latitude invariante 60° et 80° sont représentés en rouge et la calotte polaire (choisie à 71.97°) en noir. La croix représente le pôle magnétique et le temps magnétique local est indiqué sur le cercle extérieur. Pour l'hémisphère sud, les figures sont vues à travers la Terre depuis l'hémisphère nord. Dipôle centré et parallèle à l'axe de rotation de la Terre (cas *NT*).

		Solstice de décembre	Equinoxe de mars	Solstice de Juin
		aube/crépuscule	aube/crépuscule	aube/crépuscule
Intensité des courants [MA]	Nord	-0.785/0.541	-0.997/1.07	-1.41/1.75
	Sud	1.41/-1.75	0.997/-1.07	0.785/-0.541
Conductances intégrées [TS m ²]	Nord	50	82	134
	Sud	134	82	50

TAB. 4.2 – Variations saisonnières de l’intensité des courants alignés de région-2 côté aube (courants ascendants) et côté crépuscule (courants descendants) et variations saisonnières des conductances de Pedersen intégrées en surface. Les valeurs sont calculées pour les deux hémisphères au solstices de décembre et de juin, et à l’équinoxe de printemps. Les valeurs sont obtenues en intégrant respectivement les quantités $j_{\beta} \sin I$ et Σ_P entre 59.55° and 71.97° de latitude invariante (voir texte).

L’amplitude crête à crête des composantes méridionale (= dirigée vers le sud) et azimutale (= dirigée vers l’est) à haute latitude est similaire pour les solstices et les équinoxes, ne soulignant aucune variation saisonnière. Contrairement aux hautes latitudes, l’amplitude crête à crête aux moyennes latitudes augmente de 0.37 mV.m^{-1} et 0.31 mV.m^{-1} entre les équinoxes et les solstices, pour les composantes méridionale et azimutale respectivement (c.-à-d. une variation relative de l’ordre de 19 à 29%), avec les principales différences localisées du côté nuit.

La séparation azimutale des ions et des électrons due aux gradients de pression est responsable de l’apparition d’un champ électrique qui s’oppose au champ électrique de convection à proximité de la Terre et par conséquent empêche la pénétration du plasma plus près de notre planète.

Ce phénomène, connu comme l’effet d’écran, a été amplement décrit et étudié par le passé (*Block*, 1966; *Schiold et al.*, 1969; *Vasyliunas*, 1970, 1972; *Pellat et Laval*, 1972; *Southwood*, 1977; *Senior et Blanc*, 1984). Comme l’effet d’écran dépend inversement des conductances, il doit être moins fort quand les conductances augmentent (*Vasyliunas*, 1972; *Senior et Blanc*, 1984).

Les résultats de la simulation sont en accord avec l’effet d’écran. En effet, la somme des conductances (3.43–3.45) est plus élevée aux solstices (tableau 4.2) ce qui conduit à un effet d’écran moins prononcé aux solstices qu’aux équinoxes (3.54). En conséquence, les protons s’approchent plus de la Terre aux solstices qu’aux équinoxes et leur pression est plus élevée (voir figure 4.2, table 4.1), ce qui en résulte une augmentation de la densité des courants alignés de région-2.

Les intensités des courants ascendants et descendants (obtenues en sommant les contributions respectives pour chaque hémisphère) sont égales à $1.75 + 0.541 = 2.29 \text{ MA}$ et $1.41 + 0.785 = 2.20 \text{ MA}$ aux solstices et $1.07 \times 2 = 2.14 \text{ MA}$ et $0.997 \times 2 = 1.99 \text{ MA}$ aux équinoxes (voir figure 4.3 et table 4.2).

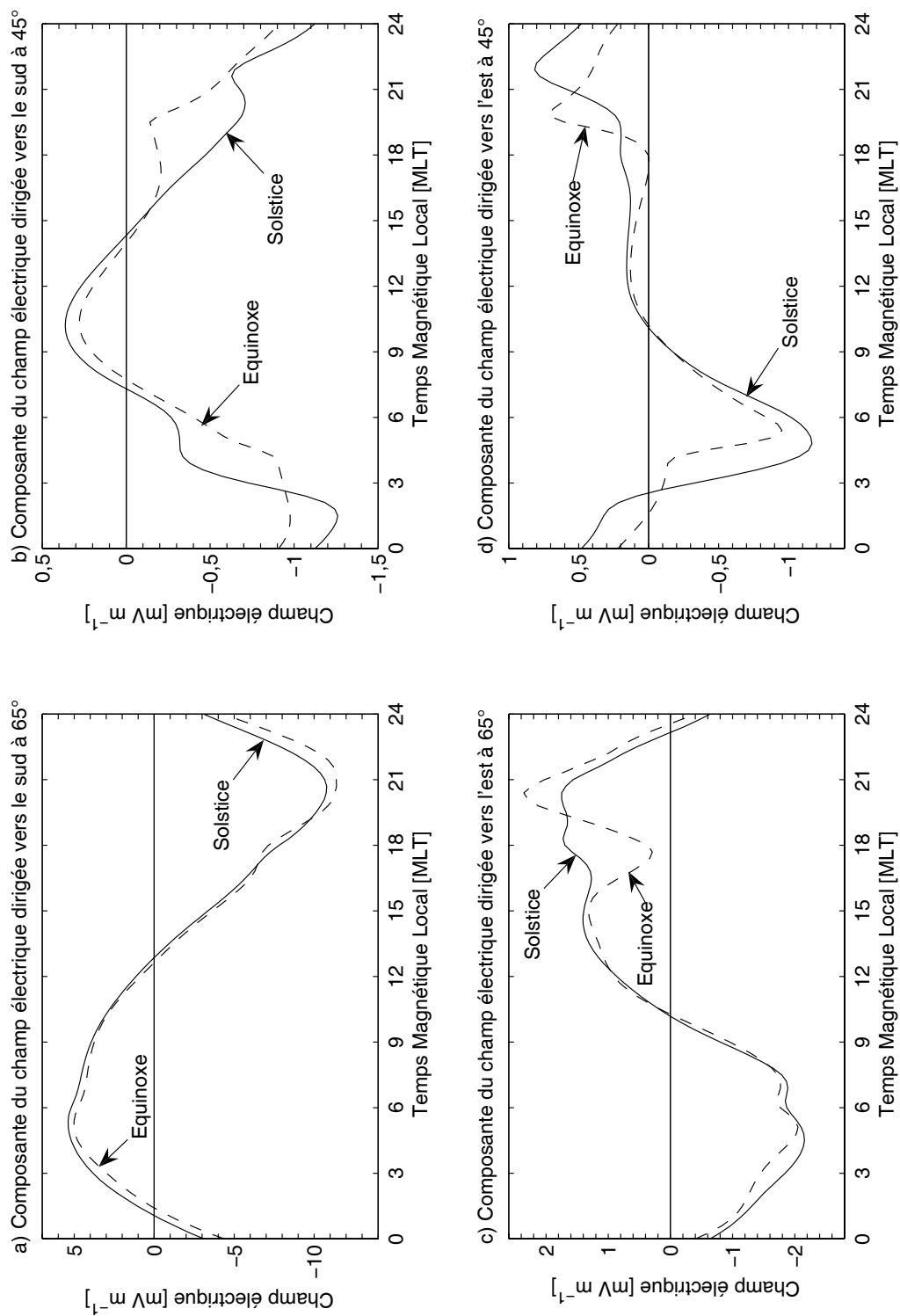


FIG. 4.4 – Distribution azimutale à l'état stationnaire des composantes du champ électrique ionosphérique dirigées vers le sud (en haut) et vers l'est (en bas), à (a, c) 65° et (b, d) 45° de latitude invariante. Les courbes pleines correspondent aux solstices et les tirets correspondent aux équinoxes. Dipôle centré et parallèle à l'axe de rotation de la Terre (cas NT).

Comme le flux d'énergie des électrons qui précipitent contrôle l'amplitude des conductances principalement côté nuit, la distribution des courants alignés sera différente dans les deux hémisphères. Par exemple, comme illustré sur la figure 4.3, les courants alignés sont essentiellement situés côté nuit dans l'hémisphère d'hiver, correspondant à la localisation de la ceinture de précipitation (a, f), tandis que dans l'hémisphère d'été les courants alignés sont localisés partout, étant dus aux conductances produites par le rayonnement solaire (c, d).

Les points importants

Pour résumer, les effets saisonniers prédits par l'IMM peuvent être résumés comme suit :

- * variation des conductances de Pedersen de 45.7% et de la densité des courants alignés de région-2 entre 28.5% et 52.8% ;

- * variation de l'amplitude du champ électrique ionosphérique à moyenne latitude de 19% à 29% ;

- * variation du maximum de pression des ions et des électrons de 0.9% à 3.9% et du maximum du flux d'énergie des ions et des électrons entre 2.9% et 3.6%.

Le fait que les variations du maximum de pression et de flux d'énergie ne suivent pas celles des conductances de Pedersen et des courants alignés reflète la non-linéarité du système couplé magnétosphère–ionosphère et le fait que les deux hémisphères contribuent à la dynamique du plasma magnétosphérique.

4.2.2 Dipôle non-parallèle à l'axe de rotation de la Terre : effets journaliers

Pour évaluer les effets des variations journalières de conductivités sur le transport du plasma magnétosphérique et son interaction avec l'ionosphère terrestre, une inclinaison de l'axe du dipôle magnétique par rapport à l'axe de rotation de la Terre a été ajoutée au modèle. Les coordonnées géographiques du pôle nord magnétique (78.6°N, 69.8°W) sont obtenues à partir de la composante dipolaire du modèle international de référence du champ géomagnétique (IGRF) pour l'époque 1965 (*Peddie*, 1982). Le pôle sud magnétique est situé géographiquement aux antipodes du pôle nord magnétique. Par conséquent, lorsque la planète tourne sur elle-même, l'axe du dipôle magnétique précède autour de l'axe de rotation terrestre ce qui modifie son inclinaison par rapport au Soleil et induit des variations journalières d'éclairement et donc de conductances solaires. Ce cas est référencé comme le cas *WT* (*With Tilt*).

La figure 4.5 montre les variations journalières de l'intensité (en haut, voir équation 4.1) des courants ascendants (= aube) et descendants (= crépuscule) ainsi que les conductances de Pedersen intégrées à la surface de la Terre (en bas, voir équation 4.2) pour le solstice de décembre (a, c) et l'équinoxe de mars (b, d). En vue d'illustrer les différences introduites par l'inclinaison de l'axe du dipôle magnétique (*cas WT*, courbes bleues), les résultats précédents obtenus sans l'inclinaison de l'axe du dipôle ont été ajoutés (*cas NT*, courbes rouges). Dans les deux cas (*cas NT* et *cas WT*), les courants et les conductances de Pedersen sont du même ordre de grandeur, mais pour le *cas WT* présentent des variations cycliques de part et d'autre des valeurs constantes obtenues avec le *cas NT*. A l'équinoxe de mars (b, d), sans inclinaison de l'axe du dipôle (courbes rouges), les courants ascendants, descendants et les conductances sont identiques dans les deux hémisphères.

Lors des solstices la zone aurorale est presque toujours entièrement éclairée dans l'hémisphère d'été et presque toujours entièrement sombre dans l'hémisphère d'hiver, bien que l'intensité de l'éclairement à travers les régions polaires varie lorsque la Terre tourne sur elle-même (= variations d'angle solaire zénithal). Les conductances intégrées (à la surface de la Terre) sont par conséquent plus larges et présentent des variations plus importantes en été qu'en hiver (figure 4.5c). Comme on peut le remarquer sur les figures 4.5a et 4.5c pour le solstice de décembre, et sur les figures 4.5b et 4.5d pour l'équinoxe de mars, les variations journalières des conductances induisent des variations journalières d'intensité des courants alignés de région-2 avec leurs extrema situés à 05:00 HTU et 17:00 HTU (voir section 3.6).

Les heures auxquelles interviennent les valeurs extrêmes correspondent aux heures où le dipôle présente une inclinaison maximale en direction solaire ou antisolaire. Pour le solstice de décembre (figure 4.5a), autour de 05:00 HTU, lorsque l'inclinaison du dipôle n'est pas incluse (*cas NT*), l'amplitude des courants alignés côté crépuscule est d'environ 1.75 MA dans l'hémisphère sud tandis qu'elle est d'environ 0.54 MA dans l'hémisphère nord, correspondant à une différence inter-hémisphérique d'environ 1.21 MA. Lorsque l'inclinaison du dipôle est prise en compte (*cas WT*), l'amplitude des courants alignés augmente jusqu'à 1.99 MA dans l'hémisphère sud et baisse jusqu'à 0.46 MA dans l'hémisphère nord, menant à une différence inter-hémisphérique plus prononcée de 1.53 MA environ, soit une augmentation de 26%. L'inverse intervient autour de 17:00 HTU avec une différence inter-hémisphérique d'environ 0.67 MA pour le *cas WT*, correspondant à une chute de 45% environ relativement au *cas NT*. A l'aube, le même comportement est observé. A l'équinoxe de mars (figure 4.5b), côté crépuscule, les variations journalières de conductances induisent à 05:00 HTU et 17:00 HTU une différence inter-hémisphérique de courants alignés d'environ 0.63 MA pour le *cas WT*, tandis qu'il n'y a pas de différence inter-hémisphérique pour le *cas NT*, où une valeur moyenne de 1.07 MA est observée. Ceci correspond à une variation des courants alignés d'environ 59%.

Les courants alignés de région-2 ne sont pas les seuls à afficher une variation cyclique journalière. En effet les maxima de pression, température, densité, flux numérique et flux d'énergie des ions et des électrons présentent le même comportement (figures non incluses). La figure 4.6 complète le cas d'étude et présente la dépendance saisonnière des valeurs maximales et minimales journalières des courants ascendants et descendants (a), du maximum de pression des ions (b), des conductances de Pedersen intégrées à la surface de la Terre (c) et du maximum du flux d'énergie des électrons (d), simulés avec le dipôle centré et incliné (*cas WT*). Le sommet des barres jaunes ou vert clair et des barres rouges ou vert foncé représente les valeurs minimum et maximum obtenues au cours d'une journée, respectivement. Sur les figures sont aussi reportées les valeurs simulées pour le *cas NT*. Elles correspondent aux sommets des barres orange ou vertes.

Sur la figure 4.6a, les valeurs négatives représentent les courants circulant dans une direction anti-parallèle au champ magnétique. Pour les figures 4.6a et 4.6c, la série jaune-rouge correspond à l'hémisphère nord tandis que la série verte correspond à l'hémisphère sud. Une fois de plus, on peut remarquer que l'intensité des courants est liée aux conductances : les valeurs les plus larges sont obtenues dans l'hémisphère d'été tandis que les plus faibles apparaissent dans l'hémisphère d'hiver. Les résultats sont similaires pour les deux solstices d'une part, et pour les deux équinoxes d'autre part.

Au solstice de décembre, pour les courants alignés descendants (figure 4.6a ; positifs dans l'hémisphère nord et négatifs dans l'hémisphère sud), la variation journalière relative est d'environ 24.6% dans l'hémisphère nord et 17.6% dans l'hémisphère sud.

Pour les courants ascendants, les variations simulées sont de 5.5% et 14.3% au nord et au sud, respectivement. Des variations similaires sont calculées pour le solstice de Juin. Pour les équinoxes, ces variations sont plus importantes que pour les solstices avec des valeurs proches de 29% (côté crépuscule) et 16% (côté aube) pour les deux hémisphères.

Pour le solstice de décembre (resp. juin), la variation journalière relative des conductances de Pedersen (figure 4.6c) est d'environ 17.4% dans l'hémisphère nord (resp. sud) et 20.6% dans l'hémisphère sud (resp. nord). Pour les deux équinoxes, cette variation atteint 23.5% dans les deux hémisphères. Le maximum de pression des ions (figure 4.6b) est aussi affecté par les changements d'éclairement solaire avec des variations journalières relatives de l'ordre de 4.2% aux solstices et 1.5% aux équinoxes. Il en va de même pour le maximum du flux d'énergie des électrons (figure 4.6d) avec des variations journalières relatives de l'ordre de 7.1% aux solstices et 0.4% aux équinoxes.

Les points importants

Pour résumer, l'inclinaison du dipôle centré (*cas WT*) induit des modifications par rapport au dipôle centré et non incliné (*cas NT*) pouvant être résumées ainsi :

* variations des différences inter-hémisphériques de l'intensité des courants alignés entre 26% et 59% suivant la saison ;

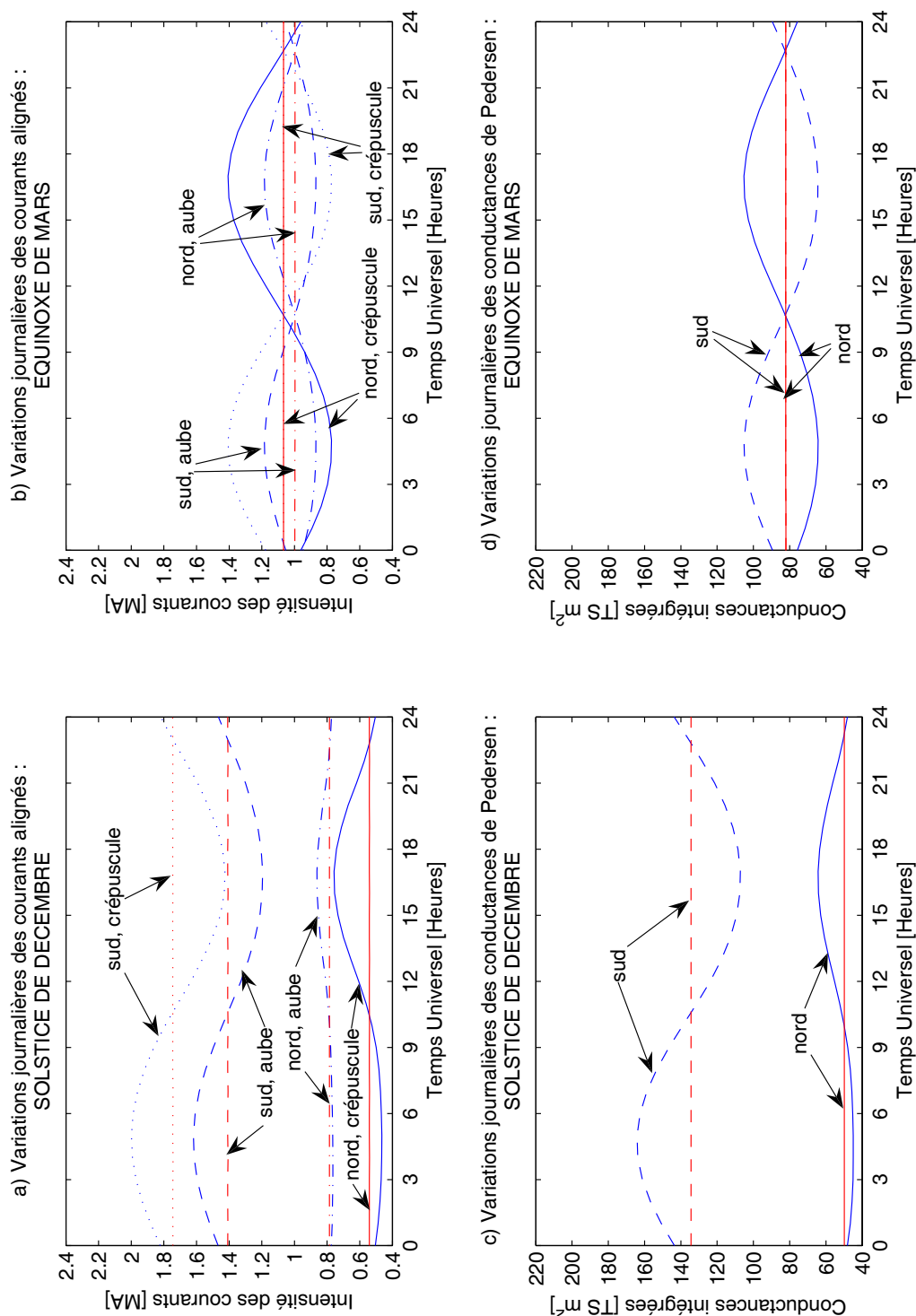


FIG. 4.5 – Variations journalières de l'intensité des courants alignés de région-2 (en haut, voir équation 4.1) et des conductances de Pedersen intégrées en surface (en bas, voir équation 4.2) pour (a, c) le solstice de décembre ($QRT = 0$) et (b, d) l'équinoxe de mars ($QRT = 1$). Les courbes bleues représentent le dipôle centré et incliné (cas WT) et les courbes rouges représentent le dipôle centré et non incliné (cas NT).

* variations journalières des conductances de Pedersen par rapport à leur valeur moyenne d'environ 17.4-23.5% ;

* variations journalières de l'intensité des courants alignés par rapport à leur valeur moyenne d'environ 5.5-29% ;

* variations journalières du maximum de pression des ions et du maximum du flux d'énergie des électrons par rapport à leurs valeurs moyennes de 1.5-4.2% et de 0.4-7.1%, respectivement.

Ces variations journalières induites par l'inclinaison du dipôle (*cas WT*) sont à peu près du même ordre de grandeur que celles induites par les effets de saison (*cas NT*), illustrant que les effets journaliers et saisonniers doivent être pris en compte simultanément pour être modélisés de façon satisfaisante. Il est bon de noter que ces variations dépendent fortement de la saison. Par exemple, aux solstices, la variation journalière du maximum de pression des ions (figure 4.6b, *cas WT*) excède sa variation saisonnière (figure 4.6b, *cas NT*), tandis qu'elle est plus faible aux équinoxes (figure 4.6b, *cas WT*). Le maximum du flux d'énergie des électrons suit la même tendance (figure 4.6d).

4.3 Dipôle excentré

4.3.1 Historique et caractéristiques du dipôle excentré

Les pôles magnétiques ou pôles d'inclinaison sont les points de la surface terrestre où le champ magnétique est vertical : l'inclinaison y est de $\pm 90^\circ$. Les premières mesures des coordonnées géographiques de ces pôles datent de 1831 (J.C. Ross) et 1903 (R.F.Scott) au Canada et en Antarctique (voir la revue de *Fraser-Smith* (1987)). *Fraser-Smith* (1987) montra que leurs variations séculaires sont mieux reproduites par un dipôle excentré que par un dipôle centré (section précédente). Le dipôle excentré a ainsi les mêmes caractéristiques que le dipôle centré, c'est-à-dire la même intensité et la même direction, mais son centre est déplacé par rapport au centre de la Terre (*Schmidt*, 1934; *Bartels*, 1936; *Chapman et Bartels*, 1940; *Fraser-Smith*, 1987). Les coordonnées cartésiennes du centre du dipôle excentré, dans le repère géocentrique, fournies par le modèle IGRF 1965 sont $x_0 = -5.8 \cdot 10^{-2} R_T$, $y_0 = 3.5 \cdot 10^{-2} R_T$ et $z_0 = 2.1 \cdot 10^{-2} R_T$. Les pôles géomagnétiques excentriques, définis comme l'intersection de l'axe du dipôle excentrique avec la surface de la Terre, sont situés à $(\lambda_N, \varphi_N) = (81.4^\circ N, 86.2^\circ W)$ et $(\lambda_S, \varphi_S) = (75.2^\circ S, 119.7^\circ E)$.

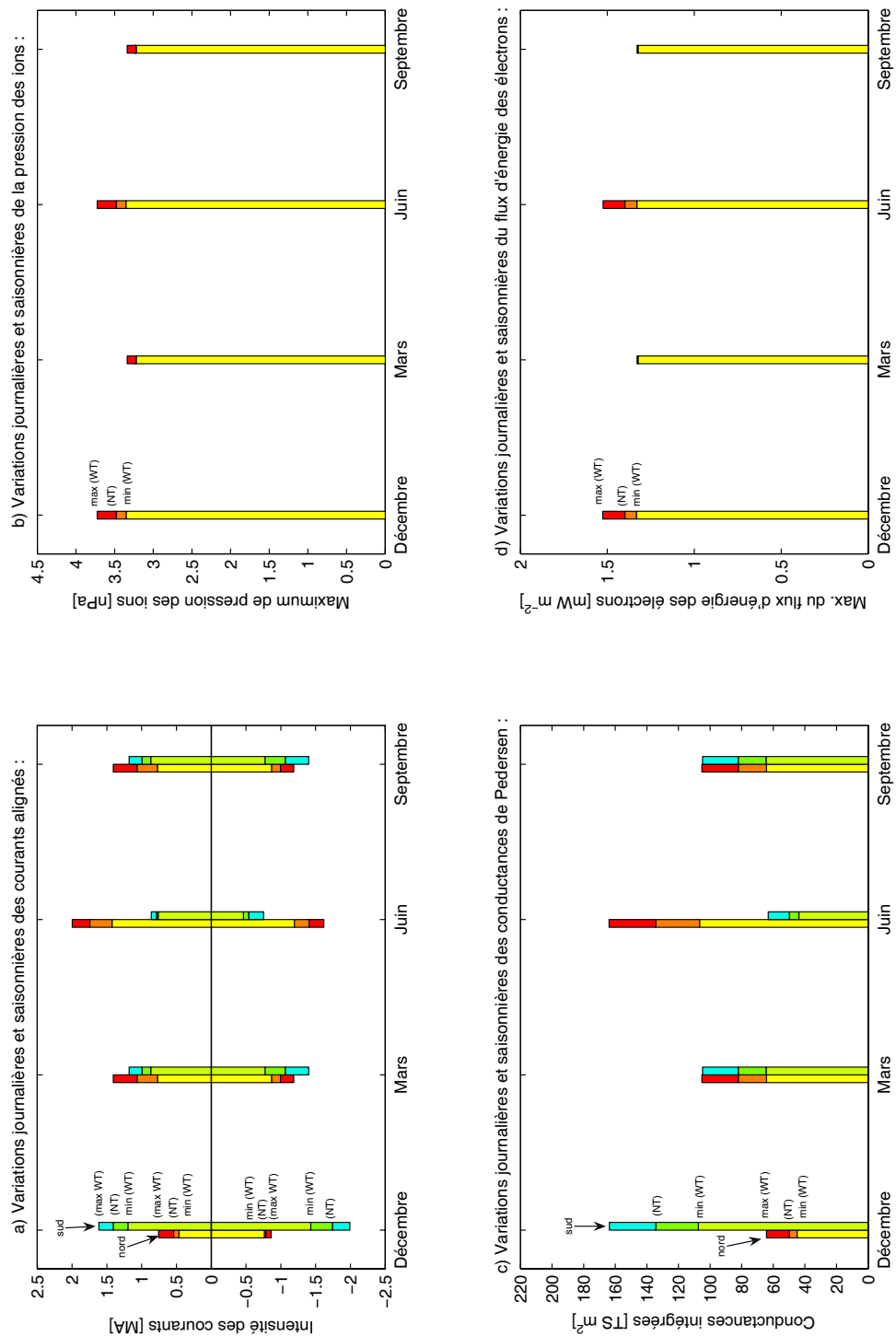


FIG. 4.6 – Variations saisonnières des minimales (*min WT*) et maximales (*max WT*) journalières : (a) de l'intensité des courants alignés de région-2, (b) du maximum de pression des ions, (c) des conductances de Pedersen intégrées en surface et (d) du maximum du flux d'énergie des électrons. Le sommet des barres jaunes et vert clair représentent les minimales, et le sommet des barres rouges et vert foncé représentent les maximales journalières. En complément, le sommet des barres orange et vertes représente les valeurs simulées avec le dipôle centré et non incliné (*NT*, voir texte).

4.3.2 Asymétrie supplémentaire des conductivités

Le dipôle excentrique introduit une asymétrie inter-hémisphérique des conductivités aux équinoxes ($\delta = 0$), lorsque les angles solaires zénithaux des pôles géomagnétiques excentriques sont donnés par (voir équations 3.23, 3.24 et 3.25) :

$$\cos \chi_N = -\cos \lambda_N \cos(15^\circ UT + \varphi_N) \quad (4.3)$$

$$\cos \chi_S = -\cos \lambda_S \cos(15^\circ UT + \varphi_S) \quad (4.4)$$

Les conductances maximales aux pôles sont atteintes lorsque les angles solaires zénithaux associés sont minimum (voir équations 3.19 et 3.20, c.-à-d. lorsque $\cos \chi_N = \cos \lambda_N$ et $\cos \chi_S = \cos \lambda_S$). Le pôle sud magnétique repose à une latitude inférieure à celle du pôle nord ($|\lambda_S| < \lambda_N$), de telle sorte que les variations journalières des conductances lors des équinoxes sont plus élevées dans l'hémisphère sud ($\cos \lambda_S > \cos \lambda_N$).

Puisque le module du champ magnétique est plus élevé au pôle nord magnétique qu'au pôle sud magnétique, les conductances sont généralement plus élevées dans l'hémisphère sud à angles solaires zénithaux identiques, en accord avec les équations (3.26) et (3.27). Les différences inter-hémisphériques des coefficients métriques et de l'inclinaison magnétique, qui affectent les conductances à travers les relations (3.43)–(3.45), ont une plus faible influence sur les conductances que les variations de champ magnétique et d'angle solaire zénithal.

4.3.3 Résultats des simulations

Ce cas d'étude est référencé par la suite comme le cas *WS (With Shift)*. La figure 4.7 présente dans un format similaire à la figure 4.5 les variations journalières de l'intensité des courants ascendants et descendants et des conductances de Pedersen intégrées à la surface de la Terre pour le solstice de décembre (a, c) et l'équinoxe de mars (b, d). Les valeurs obtenues sont très proches de celles obtenues avec le cas *WT*.

Les courbes dans l'hémisphère nord présentent systématiquement un retard de phase d'environ 1–2 heures en comparaison avec celles de l'hémisphère sud, quelle que soit la période. Ceci résulte des positions géographiques des pôles magnétiques. Par exemple, autour de 16:00 HTU l'angle solaire zénithal du pôle sud atteint sa valeur maximum de telle sorte que les conductances au sud sont minimum (figures 4.7a et 4.7b). C'est seulement après 17:00 HTU que l'angle solaire zénithal du pôle nord est minimum et que les conductances de l'hémisphère nord sont maximum. L'opposé intervient autour de 04:00 HTU et 05:00 HTU, respectivement.

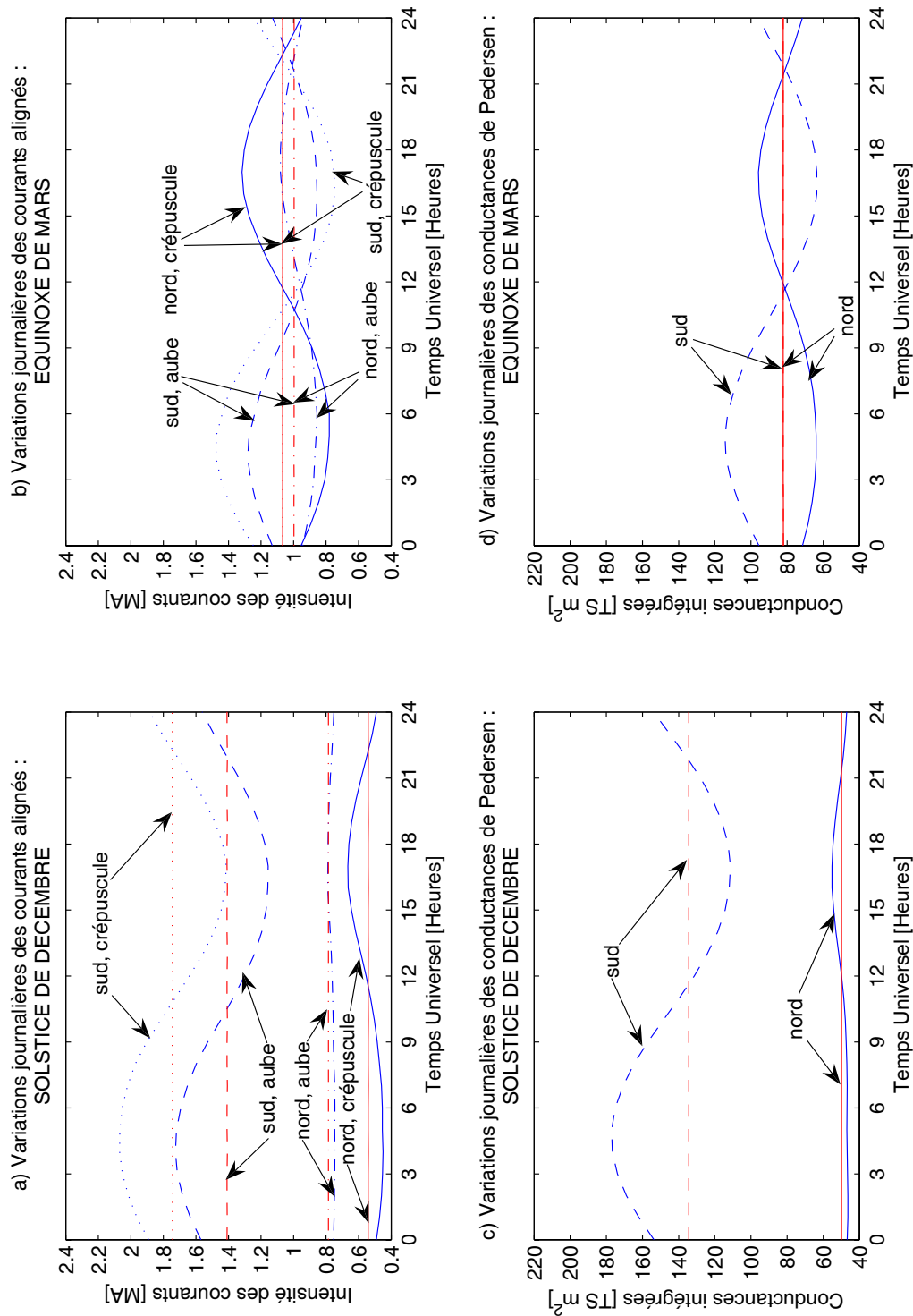


FIG. 4.7 – Variations journalières de l'intensité des courants alignés de région-2 (en haut, voir équation 4.1) et des conductances de Pedersen intégrées en surface (en bas, voir équation 4.2) pour (a, c) le solstice de décembre ($QRT = 0$) et (b, d) l'équinoxe de mars ($QRT = 1$). Les courbes bleues représentent le dipôle excentré et incliné (cas WS) et les courbes rouges représentent le dipôle centré et non incliné (cas NT).

Durant l'équinoxe de mars, l'amplitude des variations journalières des conductances intégrées (figure 4.7d) est dans l'hémisphère sud d'environ $\frac{114-64}{96-64} = 1.6$ fois plus élevée que dans l'hémisphère nord et d'environ $\frac{114-64}{105-65} = 1.3$ fois la valeur équivalente du cas *WT* (figure 4.5d). Dans l'hémisphère nord, au contraire, les variations sont plus petites pour le cas *WS* que pour le cas *WT*. Ces effets sont en accord avec des variations journalières d'angle solaire zénithal plus larges au pôle sud magnétique, localisé à plus basse latitude que le pôle nord magnétique.

Si l'on compare, à l'équinoxe de mars, les variations journalières de l'intensité des courants alignés entre les deux hémisphères (figure 4.7b), l'amplitude est plus large dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord d'un facteur $\frac{1.28-0.86}{1.08-0.86} = 1.9$ côté aube et $\frac{1.48-0.75}{1.32-0.78} = 1.4$ côté crépuscule. De plus, l'amplitude des variations est plus large dans l'hémisphère sud d'un facteur $\frac{1.28-0.86}{1.18-0.87} = 1.4$ côté aube et $\frac{1.48-0.75}{1.40-0.78} = 1.2$ côté crépuscule pour le cas *WS* (figure 4.7b) que pour le cas *WT* (figure 4.5b). La tendance opposée est simulée dans l'hémisphère nord, avec une amplitude réduite d'un facteur $\frac{1.18-0.87}{1.08-0.86} = 1.4$ côté aube et $\frac{1.41-0.77}{1.32-0.78} = 1.2$ côté crépuscule.

Les mêmes conclusions peuvent être avancées pour le solstice de décembre : si l'on compare les variations journalières de l'intensité des courants alignés entre les deux hémisphères (figure 4.7a), l'amplitude est plus large dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord d'un facteur $\frac{1.73-1.16}{0.79-0.75} = 14$ côté aube et $\frac{2.07-1.42}{0.67-0.45} = 3$ côté crépuscule. De plus, l'amplitude des variations est plus large (resp. plus faible) dans l'hémisphère sud (resp. nord) d'un facteur $\frac{1.73-1.16}{1.62-1.20} = 1.4$ (resp. $\frac{0.86-0.77}{0.79-0.75} = 2.3$) côté aube et $\frac{2.07-1.42}{1.99-1.43} = 1.2$ (resp. $\frac{0.76-0.46}{0.67-0.45} = 1.2$) côté crépuscule pour le cas *WS* (figure 4.7a) que pour le cas *WT* (figure 4.5a). Pour les conductances (figures 4.5c et 4.7c), les variations journalières croissent (resp. diminuent) dans l'hémisphère sud (resp. nord) entre le cas *WS* et le cas *WT*.

De manière générale, les variations sont toujours plus importantes dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord, que ce soit aux solstices ou aux équinoxes.

La figure 4.8 donne des informations supplémentaires dans un format similaire à la figure 4.6. Les tracés 4.8a et 4.8c confirment la tendance pour l'amplitude des variations journalières de croître (resp. décroître) dans l'hémisphère sud (resp. nord) quelle que soit la saison, lorsque le décalage du centre du dipôle est ajouté. Ceci est accompagné par une augmentation de l'amplitude des variations saisonnières du maximum de pression des ions et du maximum du flux d'énergie des électrons lors du solstice de décembre et des équinoxes de mars et septembre, mais par une diminution au solstice de juin (voir figures 4.6b, 4.6d, 4.8b et 4.8d).

Les différences les plus larges sont observées entre le solstice de décembre et le solstice de juin, où la variations d'amplitude du maximum de pression des ions est divisé par 2 (voir figure 4.8b) et la variation d'amplitude du maximum du flux d'énergie des électrons est divisé par 27 (voir figure 4.8d).

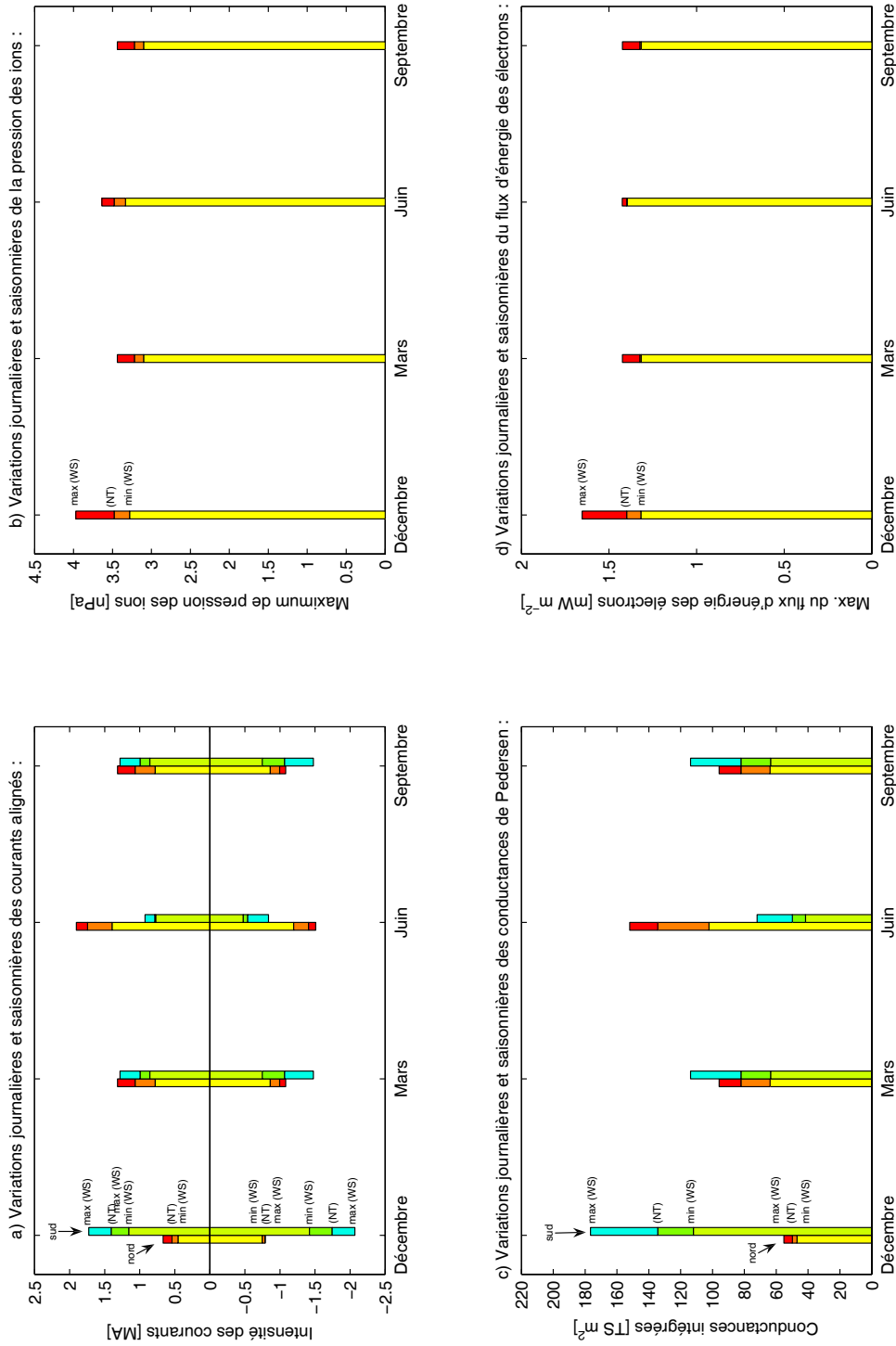


FIG. 4.8 – Variations saisonnières des minimales (*min WS*) et maximales (*max WS*) journalières : (a) de l'intensité des courants alignés de région-2, (b) du maximum de pression des ions, (c) des conductances de Pedersen intégrées en surface et (d) du maximum du flux d'énergie des électrons. Le sommet des barres jaunes et vert clair représentent les minimales, et le sommet des barres rouges et vert foncé représentent les maximales journalières. En complément, le sommet des barres orange et vertes représente les valeurs simulées avec le dipôle centré et non incliné (*NT*, voir texte).

En outre, les variations induites par le décalage du centre du dipôle (*cas WS*) sont faibles par rapport à celles induites par l'inclinaison du dipôle (*cas WT*). Par exemple, au solstice de décembre, la valeur maximale de la pression des ions augmente de 3.72 nPa (*cas WT*, figure 4.6b) à 3.97 nPa (*cas WS*, figure 4.8b), soit une augmentation relative d'environ 6.7%. En comparaison, l'amplitude des variations journalières induites par l'inclinaison du dipôle (*cas WT*, figure 4.6b) est d'environ 11%.

Les points importants

Pour résumer, le décalage du centre du dipôle induit les modifications suivantes par rapport au *cas WT* :

- * une augmentation dans l'hémisphère sud et une diminution dans l'hémisphère nord des variations journalières des conductances et de l'intensité des courants alignés de région-2 d'un facteur compris entre 1.2 et 2.3, quelque soit la saison ;

- * une augmentation des variations journalières du maximum de pression des ions et du flux d'énergie des électrons au solstice de décembre et aux équinoxes de mars et septembre, mais une diminution au solstice de juin. Ces variations d'environ 6.7% sont faibles comparées à celles induites par l'inclinaison du dipôle d'environ 11%. Cependant, elles ne peuvent être négligées car elles induisent des différences entre les deux solstices qui n'interviennent pas lorsque le décalage du dipôle n'est pas pris en compte.

Ces résultats soulignent l'importance de prendre en considération au même moment dans les simulations les trois différentes variations de conductances induites par l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre, l'inclinaison de l'axe du dipôle magnétique et un modèle de champ magnétique plus réaliste comme le dipôle excentrique.

4.4 Comparaison aux observations

Dans cette partie quelques prédictions du modèle obtenues pour le *cas NT* sont comparées aux observations (des conclusions similaires apparaissent pour les *cas WT* et *WS*).

La composante solaire des conductances calculées à l'aide du modèle de *Senior* (1991) dépend de l'angle solaire zénithal, un paramètre qui, d'après les observations du satellite CHAMP (*Wang et al.*, 2005), présente une influence sur les courants alignés. Les densités simulées des courants alignés de région-2 (voir figure 4.3) sont en accord avec les observations présentées par *Wang et al.* (2005) et reproduites sur la figure 4.9. En effet, elles sont du même ordre de grandeur et présentent le même comportement, dont une augmentation de l'intensité côté jour d'un facteur supérieur à 2 entre le solstice de décembre et le solstice de juin, comme reporté par *Fujii et al.* (1981); *Fujii et Iijima* (1987); *Christiansen et al.*

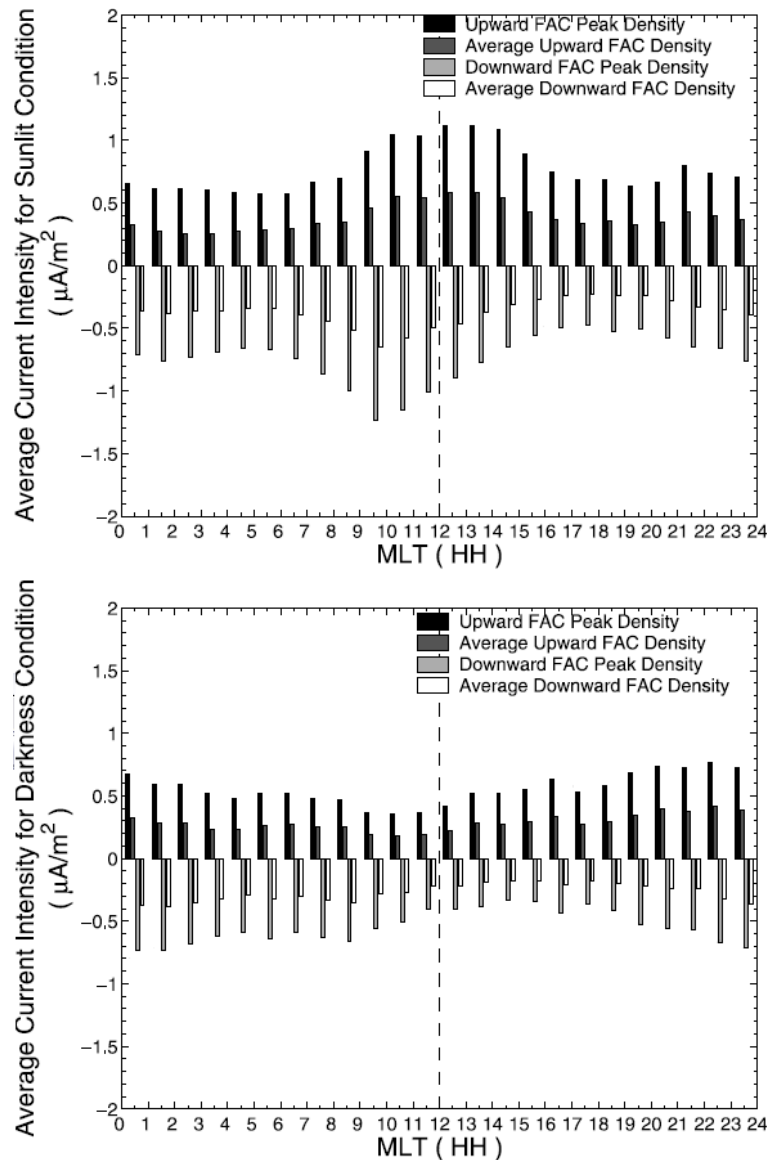


FIG. 4.9 – Distribution en temps magnétique local (MLT) de la densité maximale et moyenne des courants alignés dans l'ionosphère diurne (haut, $\chi > 100^\circ$) et nocturne (bas, $\chi \leq 100^\circ$), d'après *Wang et al.* (2005). La densité des courants alignés est en général plus élevée dans l'hémisphère diurne que dans l'hémisphère nocturne, que ce soit pour les courants ascendants ou bien descendants. Les différences les plus élevées sont observées autour de 12:00 MLT. Côté nuit, l'intensité des courants alignés dépend peu des conditions d'illumination.

(2002); *Papitashvili et al.* (2002); *Ohtani et al.* (2005a,b); *Østgaard et al.* (2005).

De plus, les distributions de courants alignés de région-2 sont proches de celles obtenues par *Lu et al.* (1995) à partir de la procédure AMIE (Assimilative Mapping of Ionospheric Electrodynamics), particulièrement dans l'hémisphère d'hiver où les courants alignés de région-2 sont restreints côté nuit et présentent les mêmes pics autour de 06:00 MLT et 19:00 MLT, avec cependant une sous-estimation de l'amplitude côté crépuscule d'un facteur 3 environ. L'intensité totale des courants descendants a été évaluée à 0.54 MA

dans l'hémisphère d'hiver et à 1.75 MA dans l'hémisphère d'été (voir table 4.2). La même tendance a été obtenue par *Lu et al.* (1995) mais avec des valeurs plus grandes (4.4 MA et 6.3 MA). De telles différences peuvent être expliquées par le fait que les auteurs ont considéré à la fois les courants de région-1 et de région-2 tandis que dans les présentes simulations, seuls les courants de région-2 ont été considérés (les courants de région-1 sont plus intenses que les courants de région-2 donc leur contribution est plus large).

Papitashvili et al. (2002) ont trouvé des valeurs d'intensité totale plus faibles que celles de *Lu et al.* (1995), et montré une dépendance avec l'orientation de l'IMF. En hiver, l'intensité totale des courants descendants s'élève à 2.6–3.6 MA tandis qu'elle s'élève à 2.9–3.4 en été. Ces valeurs sont toujours supérieures à celles simulées par l'IMM ce qui est dû en partie au fait que l'IMM n'inclut pas la contribution des courants alignés de région-1. La même tendance est observée pour les courants ascendants, avec des valeurs de 1.8–2.2 (resp. 2.8–3.4) en hiver (resp. été) à comparer à la valeur prédite par l'IMM soit 0.78 MA (resp. 1.41 MA).

Les simulations (voir figure 4.3) sont aussi en accord avec les simulations MHD effectuées par *Ridley et al.* (2004), qui ont montré que les courants alignés se referment principalement côté jour, où les conductances sont larges.

Contrairement au côté jour, les courants alignés du côté nuit semblent varier peu avec les variations d'éclairement solaire (voir figure 4.3), en accord avec *Fujii et al.* (1981); *Fujii et Iijima* (1987); *Christiansen et al.* (2002); *Wang et al.* (2005). Au contraire, *Ohtani et al.* (2005a,b); *Østgaard et al.* (2005) ont montré une préférence pour les courants alignés à circuler dans l'hémisphère d'hiver. *Ohtani et al.* (2005b) ont suggéré que ce désaccord est le résultat des différentes couvertures spatiales et temporelles des satellites. *Newell et al.* (1996, 2005) ont suggéré que les courants alignés intenses observés du côté nuit sont liés aux aurores intenses qui interviennent préférentiellement dans l'obscurité.

Côté jour, les résultats présentés dans cette étude (voir figure 4.3) affichent des variations de densité plus élevées en été qu'aux équinoxes, d'un facteur compris entre 1.6 et 1.8. Ce résultat est différent de celui trouvé par *Ohtani et al.* (2005b), pour qui les courants alignés sont plus intenses aux équinoxes qu'aux solstices, en accord avec une activité magnétique plus grande autour des équinoxes (*Russell et McPherron*, 1973; *Mayaud*, 1978, 1980; *Crooker et Siscoe*, 1986; *Crooker et al.*, 1992; *Cliver et al.*, 2000, 2001).

Enfin, l'IMM ne détecte aucun déplacement latitudinal du système de courants alignés entre l'été à l'hiver, contrairement aux observations de *Ohtani et al.* (2005a).

4.5 Conclusions

L'inclinaison de l'axe du dipôle géomagnétique, centré ou excentré, dans la direction solaire ou antisolaire a été introduite dans le modèle IMM de *Peymirat et Fontaine* (1994b) pour pouvoir étudier la réponse du système couplé magnétosphère-ionosphère

aux variations journalières et saisonnières d'éclairement solaire.

Une part importante de ce travail de thèse réside dans la dérivation de l'équation du potentiel électrique (3.54), responsable du transport du plasma magnétosphérique. En effet, cette équation différentielle inclut les différences inter-hémisphériques de conductances solaires et constitue un apport nouveau dans le domaine de la simulation de la convection magnétosphérique. De plus, le nouveau modèle est capable d'évaluer simultanément les distributions ionosphériques de densité des courants alignés de région-2. Les principaux résultats qui en découlent sont rappelés ci-dessous.

Dipôle centré et non incliné (*cas NT*)

Lorsque le dipôle est aligné avec l'axe de rotation de la Terre (*cas NT*), l'IMM prédit :

* une variation saisonnière des conductances de Pedersen et des courants alignés d'environ 28.5–52.8% ;

* une variation saisonnière du champ électrique à moyenne latitude d'environ 19–29% ;

* une variation saisonnière du maximum de pression des ions et des électrons d'environ 0.9–3.9% et du maximum du flux d'énergie des ions et des électrons d'environ 2.9–3.6%.

Cette première étude illustre le fait que les saisons affectent de façon importante les distributions de conductances et de courants alignés, mais a une influence faible sur la distribution du plasma magnétosphérique.

Dipôle centré et incliné (*cas WT*)

L'inclinaison du dipôle par rapport à l'axe de rotation terrestre (*cas WT*) induit des variations journalières pouvant être résumées ainsi :

* une variation journalière des conductances de Pedersen et des courants alignés d'environ 5.5–29% ;

* une variation journalière du maximum de pression des ions et des électrons d'environ 1.5–4.2% et du maximum du flux d'énergie des ions et des électrons d'environ 0.4–7.1%.

Ces variations journalières sont à peu près du même ordre de grandeur que les variations saisonnières induites dans le *cas NT*, soulignant le fait que ces deux types de variations doivent être prises en compte simultanément dans les simulations.

Dipôle excentré et incliné (*cas WS*)

Le décalage du centre du dipôle par rapport au centre de la Terre (*cas WS*) induit des modifications par rapport au *cas WT* qui peuvent être résumées comme suit :

* une augmentation (resp. diminution) des variations journalières des conductances de Pedersen et des courants alignés d'un facteur 1.2–2.3 dans l'hémisphère sud (resp. nord), quelle que soit la saison, qui contribue à augmenter l'asymétrie entre les deux hémisphères ;

* une augmentation du maximum de pression et du maximum du flux d'énergie des ions et des électrons d'environ 6.7% au solstice de décembre et aux équinoxes, mais une diminution au solstice de juin.

Cette dernière partie met en évidence le fait que les trois types de variations de conductances décrites ci-avant doivent être considérées simultanément dans les simulations.

En conclusion, les courants alignés de région-2 simulés grâce au nouveau modèle sont en accord avec les observations. Un accord meilleur pourrait être obtenu en prenant en compte dans les simulations les chutes de potentiel alignées avec le champ magnétique introduites par *Knight* (1972), un modèle de conductances ionosphériques faisant intervenir l'indice d'activité solaire $F_{10.7}$ comme celui de *Lilensten et al.* (1996), et un modèle de champ magnétique plus réaliste comme celui de *Tsyganenko* (1996), comme utilisé par *Ohtani et al.* (2005a,b) pour modéliser les différences inter-hémisphériques de la configuration du champ magnétique.

Un premier pas vers une modélisation plus réaliste a été effectué et est présenté dans la partie suivante. Il s'agit d'un nouveau modèle de convection, là encore basé sur l'IMM de *Peymirat et Fontaine* (1994b), ne prenant pas en compte les asymétries décrites dans cette partie, mais incluant un champ magnétique plus réaliste de type *Tsyganenko* (1987).

Troisième partie

Nouveau modèle incluant un champ
magnétique de type Tsyganenko
(1987)

Chapitre 5

Nouveau modèle incluant un champ magnétique de type Tsyganenko

5.1 Introduction

Peymirat et Fontaine (1994b) ont développé le modèle IMM à partir d'un noyau réalisé par *Fontaine et al.* (1985) pour décrire le transport des électrons magnétosphériques seuls. Les ions n'étaient pas inclus et les couplages avec l'ionosphère limités aux précipitations. L'effet d'écran associé aux courants alignés responsable d'une augmentation du champ électrique dans la zone aurorale au détriment des moyennes et basses latitudes ne pouvait donc pas être reproduit. *Peymirat et Fontaine* (1994b) ont rajouté la composante ionique et ont montré qu'elle avait un effet considérable sur la convection magnétosphérique en la limitant aux grandes distances radiales du fait de l'effet d'écran. Les résultats obtenus sont du bon ordre de grandeur par rapport aux observations. Mais des désaccords persistent :

→ 1) Les précipitations électroniques sont sous-estimées d'un facteur 4 par rapport aux observations statistiques de *Hardy et al.* (1989).

→ 2) La distribution des courants alignés est décalée de $2 - 3^\circ$ vers le pôle nord par rapport aux observations statistiques de *Fontaine et Peymirat* (1996).

→ 3) Les variations en temps local du champ électrique ionosphérique montrent un déphasage par rapport aux observations statistiques de *Senior et al.* (1990). Il est d'environ 01:00 MLT pour la composante méridionale et la distribution de la composante azimutale est très mal reproduite.

Peymirat et Fontaine (1994b) suggèrent que les causes de désaccord sont probablement liées aux conditions aux limites adoptées pour la source de plasma et la forme du potentiel le long de la frontière équatoriale de la calotte polaire, ainsi qu'au modèle de champ magnétique dipolaire considéré mal adapté à l'étude de la convection loin dans la queue de la magnétosphère où de manière équivalente à proximité de la calotte polaire.

Dans la suite logique de ces travaux, j'ai modifié le modèle IMM afin d'y inclure un champ magnétique non dipolaire dont l'axe magnétique est aligné avec l'axe *ZGSE* du système *Geocentric Solar Ecliptic* (l'axe *XGSE* pointe en direction du soleil, l'axe *YGSE* pointe vers le crépuscule et l'axe *ZGSE* est perpendiculaire au plan de l'écliptique). La version modifiée ne prend pas en compte les effets d'asymétrie étudiés dans le chapitre précédent.

La structure du nouveau modèle reste inchangée par rapport à celle du modèle présenté au chapitre 3, et a été décrite dans le chapitre 2 (voir figure 2.1). Le module ionosphérique permet de calculer à partir de la loi d'Ohm le champ électrique ionosphérique lorsque l'on connaît les distributions des conductivités et des courants horizontaux ionosphériques. Le module magnétosphérique permet de calculer à partir du potentiel électrique issu de l'ionosphère le champ électrique magnétosphérique qui met en mouvement le plasma dans la magnétosphère interne. Au cours de ce déplacement, les ions et électrons subissent une compression qui est responsable, d'une part d'un échappement des particules par les extrémités ionosphériques des tubes de force, les précipitations, et d'autre part de l'apparition de courants électriques circulant perpendiculairement aux lignes de champ magnétique, les courants perpendiculaires. Les flux de précipitation, essentiellement ceux des électrons, augmentent les conductivités ionosphériques. Les courants perpendiculaires se referment par les courants alignés qui circulent le long des lignes de champ magnétique vers l'ionosphère où ils donnent naissance aux courants horizontaux ionosphériques. Le transport magnétosphérique est résolu à l'aide d'une méthode des caractéristiques combinée avec une méthode des pas fractionnés.

L'inclusion d'un champ magnétique non dipolaire a nécessité de modifier en profondeur le module magnétosphérique du modèle IMM. La première partie décrit le contexte théorique permettant de généraliser à un champ magnétique quelconque les équations de transport utilisées par *Peymirat et Fontaine* (1994b). La deuxième partie présente les modifications du schéma de résolution global induites par ces nouvelles équations. Finalement, les résultats sont discutés et comparés par rapport à la version dipolaire du modèle IMM et aux observations.

5.2 Equations de la dynamique couplée du système Magnétosphère–Ionosphère dans le cas d'un champ magnétique quelconque

L'un des paramètres clé contrôlant le transport du plasma magnétosphérique est le champ magnétique qui assure les différents couplages entre l'ionosphère et la magnétosphère et dont on sait qu'ils exercent une très grande influence sur ce transport. *Peymirat et Fontaine* (1994b) ont utilisé un système de coordonnées bien adapté à la description

de la topologie magnétique, les potentiels d'Euler. Outre le fait qu'il permet de coupler facilement l'ionosphère à la magnétosphère, il permet aussi d'écrire de manière élégante et simple les équations décrivant la convection magnétosphérique. S'il est facile d'utilisation dans le cas d'un champ magnétique dipolaire, quelques précautions nécessitent d'être prises en compte afin de généraliser son utilisation pour un modèle de champ magnétique quelconque. Nous allons donc présenter le cadre théorique général d'utilisation des potentiels d'Euler afin d'en déduire les équations décrivant le transport du plasma magnétosphérique et les couplages entre ce transport et l'ionosphère et de s'affranchir de l'hypothèse de champ magnétique dipolaire utilisée par *Peymirat et Fontaine* (1994b).

5.2.1 Cadre mathématique

Pour un champ magnétique dipolaire, les potentiels d'Euler permettent d'utiliser un système de coordonnées orthogonales, ce qui simplifie la dérivation des équations de la convection magnétosphérique. Cela n'est généralement pas possible pour une configuration quelconque de champ magnétique.

Potentiels d'Euler

Les potentiels d'Euler α et β sont définis à partir de la relation (*Stern*, 1994b) :

$$\mathbf{B} = \nabla\alpha \times \nabla\beta \quad (5.1)$$

D'après cette définition, les lignes de champ magnétique représentent les courbes $\alpha = \text{constante}$ et $\beta = \text{constante}$. Les potentiels d'Euler sont complétés par l'abscisse curviligne s , variant de façon monotone le long des lignes de champ magnétique, afin de se repérer dans un espace à trois dimensions. Le choix de l'abscisse curviligne est motivé par le fait qu'elle est facilement calculable pour n'importe quel modèle de champ magnétique. Elle est repérée depuis le plan de l'équateur magnétique ($s = 0$) et croît dans la direction de ∇s . Cette définition, différente de celle communément utilisée, sera discutée par la suite.

Les potentiels d'Euler ne sont pas uniques. Le champ magnétique \mathbf{B} peut être représenté par d'autres fonctions $\alpha'(\alpha, \beta)$ et $\beta'(\alpha, \beta)$ pourvu que (*Peymirat et Fontaine*, 1999) :

$$\frac{\partial\alpha'}{\partial\alpha} \frac{\partial\beta'}{\partial\beta} - \frac{\partial\beta'}{\partial\alpha} \frac{\partial\alpha'}{\partial\beta} = 1 \quad (5.2)$$

Dans le cas d'un champ magnétique dipolaire, il est possible de trouver une expression analytique où α et β sont donnés par (*Stern*, 1976) :

$$\alpha = -B_0(R_T \sin \theta)^2 r^{-1} \quad (5.3)$$

$$\beta = R_T \varphi \quad (5.4)$$

où B_0 est l'amplitude du champ magnétique à l'équateur terrestre, R_T le rayon de la Terre, θ la colatitude, φ la longitude et r la distance radiale.

Dans le cas d'un champ magnétique quelconque, il n'existe pas en général de solution analytique et il faut calculer numériquement α et β à partir de (5.1). *Peymirat et Fontaine* (1999) ont proposé une méthode générale de calcul numérique des potentiels d'Euler que nous résumons brièvement et qui procède en deux étapes.

Ils calculent un premier jeu de potentiels d'Euler α_1 et β_1 à partir des volumes ϑ des tubes de force en s'imposant à priori la valeur de α_1 :

$$\alpha_1 = -B_0^{0.75} R_T^{1.25} \vartheta^{-0.25} \quad (5.5)$$

qui est exactement la relation que l'on a entre α et ϑ pour un dipôle. Les isocontours de α_1 reproduisent les isocontours de ϑ . A proximité de la Terre, ils sont axisymétriques et se referment sur eux-mêmes comme pour un dipôle. Loin de la Terre, les volumes des tubes de force sont plus importants du côté nuit que du côté jour et les contours de α_1 s'ouvrent du côté jour de part et d'autre du méridien midi–minuit là où les lignes de champ magnétique ne sont plus fermées. Le long de ces contours, la longitude φ varie et atteint une valeur maximale $\varphi_{max}(\alpha_1)$ à l'endroit où ils s'ouvrent. Cette valeur dépend du contour considéré α_1 . *Peymirat et Fontaine* (1999) en déduisent alors β_1 par intégration numérique de (5.1). Loin de la Terre, les contours de β_1 s'écartent de ceux attendus pour un dipôle, et la relation (5.4) n'est plus vérifiée.

Pour s'affranchir de ce problème, ils calculent à partir de α_1 et β_1 un deuxième jeu de potentiels d'Euler α_2 et β_2 . Ils imposent à β_2 de vérifier pour chaque contour de α_1 la relation suivante en $\varphi_{max}(\alpha_1)$:

$$\beta_2 = R_T \varphi_{max}(\alpha_1) \quad (5.6)$$

ce qui permet de retrouver en ces points exactement la relation entre φ et β pour un dipôle. α_2 s'en déduit alors par intégration numérique de (5.1). Ils aboutissent ainsi à un jeu de potentiels d'Euler qui diffèrent des potentiels d'Euler dipolaires mais en s'en écartant le moins possible. Il est important de noter que α_2 ne vérifie plus exactement la relation (5.5), ce que nous utiliserons par la suite.

Peymirat et Fontaine (1999) ont utilisé cette méthode pour calculer les potentiels d'Euler associés au modèle de champ magnétique élaboré par *Tsyganenko* (1987). Les potentiels d'Euler ne sont plus orthogonaux comme pour le cas d'un dipôle et leur inclusion dans le modèle IMM nécessite de modifier les équations de transport du plasma magnétosphérique.

Systemes de coordonnées généralisées non orthogonales

Avant d'aborder la dérivation des équations de la convection magnétosphérique, nous rappelons quelques règles de calcul relatives aux coordonnées généralisées non orthogo-

nales en nous basant sur le travail de *Richmond* (1995a).

Dans ce qui suit les potentiels d'Euler α et β seront dénommés respectivement par x_1 et x_2 , et l'abscisse curviligne s par x_3 . Nous supposons que les coordonnées x_i définissent un système de coordonnées direct. Nous introduisons le paramètre de volume :

$$W = (\nabla x_1 \times \nabla x_2 \cdot \nabla x_3)^{-1} \quad (5.7)$$

relié au volume élémentaire $d\vartheta$ dans l'espace (x_1, x_2, x_3) par :

$$d\vartheta = W dx_1 dx_2 dx_3 \quad (5.8)$$

et les vecteurs d'aire \mathbf{a}_i qui sont donnés par les produits de W et des gradients de x_i

$$\mathbf{a}_i = W \nabla x_i \quad (5.9)$$

On peut vérifier à partir de (5.1) et (5.9) que \mathbf{a}_1 et \mathbf{a}_2 sont perpendiculaires à \mathbf{B} :

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2}{W^2} \quad (5.10)$$

Par conséquent, n'importe quelle fonction vectorielle peut être développée localement sur le plan qu'ils définissent et sur la composante \mathbf{a}_3 . Pour un système de coordonnées généralisées, les expressions du gradient et de la divergence sont données par (*Richmond*, 1995a) :

$$\nabla \xi = \frac{1}{W} \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \xi}{\partial x_i} \mathbf{a}_i \quad (5.11)$$

$$\nabla \cdot \Psi = \frac{1}{W} \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\mathbf{a}_i \cdot \Psi) \quad (5.12)$$

où ξ and Ψ sont respectivement des fonctions scalaire et vectorielle.

En insérant \mathbf{B} et \mathbf{a}_3 dans (5.7) et en divisant par W (supposé non nul), on montre que :

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}_3 = 1 \quad (5.13)$$

Comme nous le verrons, cette relation permettra de simplifier les calculs.

Volume d'un tube de flux

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le passage des équations du transport du plasma magnétosphérique de trois à deux dimensions repose sur une intégration des ces équations le long des lignes de champ magnétique, où intervient le volume ϑ des tubes de champ magnétique de flux égal à l'unité.

Dans la relation 5.8, dx_1 et dx_2 sont orthogonaux à \mathbf{B} et un élément dx_1dx_2 occupe une surface élémentaire dS donnée par :

$$dS = (\nabla x_1 \times \nabla x_2 \cdot \mathbf{n})^{-1} dx_1 dx_2 \quad (5.14)$$

où \mathbf{n} est la normale à dx_1dx_2 donnée par \mathbf{B}/B , et si $dx_1dx_2 = 1$ alors :

$$BdS = 1 \quad (5.15)$$

$$d\vartheta = W dx_3 \quad (5.16)$$

où $d\vartheta$ est le volume de flux magnétique unité le long de x_3 qui peut être différent du volume le long de \mathbf{B} . L'intégration le long du tube de flux entre ses extrémités $x_{3,S}$ et $x_{3,N}$ aboutit à :

$$\vartheta = \int_{x_{3,S}}^{x_{3,N}} W dx_3 \quad (5.17)$$

où ϑ est le volume du tube de force de flux égal à l'unité.

5.2.2 Convection du plasma dans la magnétosphère interne

Avec en gros 10^6 particules par mètre cube, les collisions entre particules deviennent négligeables et la dynamique du plasma magnétosphérique est contrôlée par les interactions électromagnétiques. Dans le formalisme fluide (*Peymirat et Fontaine, 1994b*) la vitesse d'une population de particules de charge q et de densité n ne dépend alors plus que des gradients du potentiel du champ électrique $\nabla\phi$ et des gradients de la pression ∇P :

$$\mathbf{V}_\perp = -(\nabla\phi + \frac{\nabla P}{nq}) \times \frac{\mathbf{B}}{B^2} \quad (5.18)$$

Pour calculer complètement la dynamique magnétosphérique, il faut ajouter deux équations supplémentaires afin de déterminer la densité n et la température T de chacun des constituants du plasma. Ces équations sont similaires pour les ions et les électrons et nous ne ferons pas de distinction par la suite entre ces deux espèces sauf lorsqu'il faudra faire intervenir leur charge électrique. Suivant *Shunk (1977)* ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{V}) = 0 \quad (5.19)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\right) \left(\frac{3}{2}nkT\right) + \frac{5}{2}nkT\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (5.20)$$

où \mathbf{V} est la vitesse totale des particules et k la constante de Boltzmann.

Vitesse orthogonale au champ magnétique

La vitesse \mathbf{V} peut être décomposée en deux termes, une composante perpendiculaire à \mathbf{B} , \mathbf{V}_\perp , et une parallèle à \mathbf{B} , \mathbf{V}_\parallel . Avec le jeu d'équations dont nous disposons, seule la composante perpendiculaire à \mathbf{B} peut s'exprimer en fonction des autres paramètres du problème.

Aux grandes échelles auxquelles on s'intéresse, les différences de potentiel peuvent être négligées de telle sorte que :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x_3} = 0 \quad (5.21)$$

Cela revient à dire que les lignes de champ magnétique sont suffisamment conductrices pour annuler toute différence de potentiel. On montrera par la suite que l'on a aussi :

$$\frac{\partial P}{\partial x_3} = 0 \quad (5.22)$$

Ces deux dernières relations permettent de calculer les composantes de \mathbf{V}_\perp sur chacun des vecteurs de base \mathbf{a}_i , décomposition qui nous sera très utile par la suite :

$$\mathbf{V}_\perp \cdot \mathbf{a}_1 = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_2} W - \frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{W}{nq} \quad (5.23)$$

$$\mathbf{V}_\perp \cdot \mathbf{a}_2 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} W + \frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{W}{nq} \quad (5.24)$$

$$\mathbf{V}_\perp \cdot \mathbf{a}_3 = \frac{(\mathbf{a}_3 \times \mathbf{B})}{B^2 W} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_1} + \frac{1}{nq} \frac{\partial P}{\partial x_1} \right) \mathbf{a}_1 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_2} + \frac{1}{nq} \frac{\partial P}{\partial x_2} \right) \mathbf{a}_2 \right] \quad (5.25)$$

Equation de continuité

On suppose que la densité n du plasma est constante le long d'une ligne de champ magnétique. Il est possible de dériver à partir de (5.19) une équation qui décrit l'évolution de la densité moyenne d'un tube de force (voir annexe 1) :

$$\frac{DN}{Dt} = - \left[\frac{nV_\parallel}{B} + n\mathbf{V}_\perp \cdot \mathbf{a}_3 \right]_S^N - \frac{1}{q} \left[\frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial \vartheta}{\partial x_2} - \frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial \vartheta}{\partial x_1} \right] \quad (5.26)$$

où $N = n\vartheta$ est le nombre de particules contenu dans un tube de force de flux égal à l'unité, et où :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_2} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} \frac{\partial}{\partial x_1} \quad (5.27)$$

n'est rien d'autre que la dérivée lagrangienne exprimée dans l'espace des potentiels d'Euler avec une vitesse donnée par le champ électrique seul. Le premier terme du membre de droite est évalué aux deux extrémités nord (N) et sud (S) du tube de force.

L'équation (5.26) exprime le fait que lors de son transport un tube de force peut se

vider ou se remplir de trois manières différentes. Le terme lié à V exprime la perte de particules liées aux précipitations tandis que le terme lié à P et ϑ correspond à des flux de particules qui s'effectuent orthogonalement aux parois du tube et qui viennent le vider ou le remplir. Le dernier terme fait intervenir la composante orthogonale de la vitesse \mathbf{V}_\perp qui contribue à vider ou remplir le tube de force selon qu'elle est dirigée vers ou en dehors de l'ionosphère. Nous y reviendrons par la suite car ce terme n'apparaît pas dans les équations de transport obtenues par *Peymirat et Fontaine* (1994b). Il est important de noter que (5.26) est une équation bidimensionnelle alors que l'équation de continuité initiale (5.19) est tridimensionnelle. La procédure adoptée permet de simplifier le problème en se limitant à deux dimensions mais fait disparaître tout phénomène physique s'effectuant le long des lignes de champ magnétique.

Equation d'énergie

De manière similaire, il est possible de dériver à partir de (5.20) une équation qui décrit l'évolution de la température moyenne d'un tube de force (voir annexe 1) :

$$\frac{D(kT\vartheta^{2/3})}{Dt} = \frac{1}{qn^{1/3}} \left[\frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial(kT(\vartheta/n)^{2/3})}{\partial x_1} - \frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial(kT(\vartheta/n)^{2/3})}{\partial x_2} \right] - \frac{2}{3}kT \left[\frac{V_{//}}{B} + \mathbf{V}_\perp \cdot \mathbf{a}_3 \right]_S^N \quad (5.28)$$

On suppose de même que la température T du plasma est constante le long d'une ligne de champ magnétique. Cette équation s'interprète de manière simple. Lorsque les membres de droite sont tous nuls, le plasma subit une compression adiabatique, ce qui se traduit par une augmentation de la température lorsque le plasma se déplace depuis la queue de la magnétosphère où les volumes des tubes de force sont importants vers la Terre où les volumes sont plus petits. Le premier terme est lié à un apport où une perte d'énergie associée aux flux latéraux tandis que le terme lié à $V_{//}$ correspond à la perte en énergie induite par les particules précipitantes. Le dernier terme est un terme nouveau par rapport à *Peymirat et Fontaine* (1994b) et correspond à un transport d'énergie associé à la composante perpendiculaire de la vitesse \mathbf{V}_\perp et se produisant aux extrémités ionosphériques du tube de force.

5.2.3 L'anneau de courant

Quand le plasma se rapproche de la Terre, les gradients de pression se développent et induisent une séparation de charge car ils interviennent dans l'expression de la vitesse orthogonale \mathbf{V}_\perp (5.18) en faisant intervenir la charge q des particules. Les ions se déplacent vers l'ouest et les électrons vers l'est. Ces mouvements contraires donnent naissance à des courants électriques qui circulent vers l'ouest loin de la Terre et vers l'est à proximité de

la Terre. Les observations montrent que ces courants ont une amplitude typique de l'ordre de 1 nA m^{-2} (*Lui et al.*, 1986). Ces courants \mathbf{J}_\perp sont donnés par (voir annexe 1) :

$$\mathbf{J}_\perp = -\frac{\nabla P_t \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (5.29)$$

où P_t représente la pression totale du plasma, somme des pressions partielles des ions et des électrons. Comme la pression des ions est supérieure à celle des électrons, ce sont essentiellement les gradients de pression des ions qui contribuent aux courants orthogonaux \mathbf{J}_\perp .

A priori, les gradients de pression ont trois composantes. Mais on peut montrer que le terme de gauche de (5.29) n'a que deux composantes de telle sorte que :

$$\zeta \mathbf{a}_1 + \eta \mathbf{a}_2 = \frac{\partial P_t}{\partial x_1} \mathbf{a}_1 + \frac{\partial P_t}{\partial x_2} \mathbf{a}_2 + \frac{\partial P_t}{\partial x_3} \mathbf{a}_3 \quad (5.30)$$

où ζ et η sont deux fonctions qui dépendent des produits scalaires $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_j$ et des composantes de la densité de courant orthogonale \mathbf{J}_\perp . On en déduit que :

$$\frac{\partial P_t}{\partial x_3} = 0 \quad (5.31)$$

Les équations (5.29) et (5.31) permettent de calculer les composantes de \mathbf{J}_\perp sur chacun des vecteurs de base \mathbf{a}_i (voir annexe 1) :

$$\mathbf{J}_\perp \cdot \mathbf{a}_1 = -\frac{\partial P_t}{\partial x_2} W \quad (5.32)$$

$$\mathbf{J}_\perp \cdot \mathbf{a}_2 = \frac{\partial P_t}{\partial x_1} W \quad (5.33)$$

$$\mathbf{J}_\perp \cdot \mathbf{a}_3 = \frac{(\mathbf{a}_3 \times \mathbf{B})}{B^2 W} \left[\frac{\partial P_t}{\partial x_1} \mathbf{a}_1 + \frac{\partial P_t}{\partial x_2} \mathbf{a}_2 \right] \quad (5.34)$$

5.2.4 Les courants alignés

Les courants de l'anneau de courant ne se referment pas sur eux-mêmes et une partie de l'anneau se referme par les courants alignés \mathbf{J}_\parallel qui connectent la magnétosphère à l'ionosphère où ils donnent naissance aux courants horizontaux. En l'absence d'accumulation de charge, ils sont reliés aux courants perpendiculaires \mathbf{J}_\perp par la relation suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_\parallel = -\nabla \cdot \mathbf{J}_\perp \quad (5.35)$$

à partir de laquelle il est possible de montrer (voir annexe 1) :

$$\left[\frac{J_\parallel}{B} + \mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{j}_\perp \right]_S^N = \frac{\partial P_t}{\partial x_2} \frac{\partial \vartheta}{\partial x_1} - \frac{\partial P_t}{\partial x_1} \frac{\partial \vartheta}{\partial x_2} \quad (5.36)$$

Le terme entre crochets est comme précédemment évalué aux extrémités ionosphériques nord (N) et sud (S) du tube de force. Le membre de droite traduit le fait qu'il n'y a de courants alignés que lorsque les contours de P_t s'écartent des contours de ϑ dans l'espace des potentiels d'Euler α et β . Le terme en $\mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{J}_\perp$ n'apparaît pas dans les équations de *Peymirat et Fontaine* (1994b) et est lié à un effet géométrique comme nous le montrerons plus tard.

5.2.5 Les précipitations

Les précipitations constituent l'un des mécanismes fondamentaux de couplage entre la magnétosphère et l'ionosphère car elles permettent aux courants alignés de se refermer dans l'ionosphère en augmentant les conductivités ionosphériques. Trop faibles, les distributions du champ électrique induisent des mouvements cycloniques ou anticycloniques qui sont associés aux pics de courants alignés et qui ne sont pas observés en zone aurorale. Elles apparaissent dans le premier terme de droite des équations de continuité et d'énergie (5.26) et (5.28). *Peymirat et Fontaine* (1994b) expriment ces deux termes sous la forme :

$$\left[\frac{nV_{//}}{B} \right]_S^N = \left[\frac{F}{B} \right]_S^N \quad (5.37)$$

et

$$\frac{2}{3} \frac{kT}{\vartheta^{1/3}} \left[\frac{V_{//}}{B} \right]_S^N = \frac{2}{3} \vartheta^{2/3} \left[\frac{\Gamma - \frac{3}{2} kTF}{NB} \right]_S^N \quad (5.38)$$

où F est le flux de particules précipitantes et Γ le flux d'énergie associé.

Sous l'hypothèse de diffusion forte en angle d'attaque F et Γ sont donnés par :

$$F = \frac{n}{2} \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}} \quad (5.39)$$

et

$$\Gamma = nkT \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}} \quad (5.40)$$

lorsqu'on suppose que la fonction de distribution des particules est maxwellienne aux extrémités ionosphériques des tubes de force. Ces expressions montrent que les précipitations des ions sont négligeables par rapport à celles des électrons en raison du rapport de masse.

L'hypothèse de diffusion forte d'attaque donne les valeurs maximales des flux de particules et d'énergie. Son domaine de validité dépend de l'énergie des particules considérées. Pour des énergies supérieures à 1 keV, *Schumaker et al.* (1989) montrent que les électrons précipitent avec un taux correspondant à environ 50% du taux de diffusion forte. *Spiro et al.* (1988) utilisent un taux un peu plus faible mais pour des énergies plus grandes.

Peymirat et Fontaine (1994b) font l'hypothèse de diffusion forte pour des énergies encore plus faibles. Nous avons utilisé un taux moyen de 40% pour les électrons et de 10% pour les ions. Ces valeurs sont issues de l'expérience acquise lors de l'utilisation de la version dipolaire du modèle IMM.

5.2.6 La transmission du champ électrique

L'équipotentialité des lignes de champ magnétique connectant l'ionosphère à la magnétosphère assure un dernier couplage entre ces deux régions. Le potentiel ionosphérique se projette sur le plan équatorial de la magnétosphère où il donne naissance au champ électrique de convection. Il convient d'y rajouter un champ électrique supplémentaire dit de corotation et induit par la rotation de la Terre. En effet, la Terre entraîne dans son mouvement de rotation le milieu conducteur ionosphérique à travers les lignes de champ magnétique, ce qui crée par effet dynamo le champ électrique de corotation \mathbf{E}_c . Dans l'hypothèse de plasma gelé, ce champ s'écrit dans le cas non relativiste :

$$\mathbf{E}_c = -(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B} \quad (5.41)$$

où $\boldsymbol{\Omega}$ est le vecteur rotation de la Terre, et \mathbf{r} le rayon vecteur.

On a l'habitude de représenter ce champ électrique par un potentiel dit de corotation ϕ_c :

$$\mathbf{E}_c = -\nabla \cdot \phi_c \quad (5.42)$$

Le champ électrique magnétosphérique dérive alors d'un potentiel qui est la somme du potentiel de convection et du potentiel de corotation.

Chapitre 6

Comparaison au dipôle magnétique et schéma de résolution numérique

6.1 Différences par rapport au champ magnétique dipolaire

Les équations précédentes écrites dans un système de coordonnées généralisées sont un peu complexes et font apparaître des termes nouveaux par rapport à *Peymirat et Fontaine* (1994b) qui correspondent aux derniers termes des membres de droite des équations de densité, d'énergie et des courants alignés (5.26), (5.28) et (5.36). Ils font intervenir le produit scalaire de \mathbf{a}_3 avec les composantes perpendiculaires de la vitesse \mathbf{V}_\perp et des courants électriques \mathbf{J}_\perp .

Peymirat et Fontaine (1994b) ont utilisé les expressions (5.3) et (5.4) pour les potentiels d'Euler α et β complétée par l'expression suivante pour la troisième coordonnée γ :

$$\gamma = \frac{R_T^3 B_0 \cos \theta}{r^2} \quad (6.1)$$

Pour un champ magnétique dipolaire, \mathbf{B} est relié à γ par :

$$\mathbf{B} = \nabla \gamma \quad (6.2)$$

Le paramètre de volume W (eq. 5.7) s'écrit alors :

$$W = \frac{1}{B^2} \quad (6.3)$$

et le vecteur d'aire \mathbf{a}_3 (eq. 5.9) :

$$\mathbf{a}_3 = \frac{1}{B^2} \nabla \gamma = \frac{1}{B^2} \mathbf{B} \quad (6.4)$$

\mathbf{a}_3 est donc perpendiculaire à \mathbf{V}_\perp et \mathbf{J}_\perp de telle sorte que leurs produits scalaires s'annulent et les termes supplémentaires disparaissent dans les équations (5.26), (5.28) et (5.36). Mais il faut revenir à l'expression du volume ϑ d'un tube de force de flux magnétique unité.

Dans notre système de coordonnées généralisées, le volume élémentaire $d\vartheta$ et la surface élémentaire dS sont donnés par :

$$d\vartheta = W dx_1 dx_2 dx_3 \quad (6.5)$$

$$dS = ((\nabla x_1 \times \nabla x_2) \cdot \mathbf{n})^{-1} dx_1 dx_2 = \frac{dx_1 dx_2}{B} \quad (6.6)$$

où \mathbf{n} est le vecteur unité parallèle à \mathbf{B} . Si de plus $dx_1 dx_2$ est l'unité, alors le flux du champ magnétique à travers la surface élémentaire dS est donné par :

$$B dS = 1 \quad (6.7)$$

Finalement, en combinant les équations (6.5)–(6.7) et en intégrant le long d'une ligne de champ magnétique entre ses deux extrémités ionosphériques nord et sud x_3^N et x_3^S , on obtient le volume d'un tube de force de flux magnétique unité dans le système de coordonnées généralisées :

$$\vartheta = \int_{x_{3,S}}^{x_{3,N}} W dx_3 \quad (6.8)$$

Avec γ comme troisième coordonnée (6.8) s'écrit :

$$\vartheta = \int_{\gamma_S}^{\gamma_N} \frac{1}{B^2} d\gamma \quad (6.9)$$

Peymirat et Fontaine (1994b) transforment ensuite cette expression en utilisant comme troisième coordonnée l'abscisse curviligne s pour laquelle :

$$\mathbf{n} \cdot \nabla s = 1 \quad (6.10)$$

et

$$W = \frac{1}{B} \quad (6.11)$$

(6.9) devient alors :

$$\vartheta = \int_{s_S}^{s_N} \frac{1}{B} ds \quad (6.12)$$

Les expressions (6.9) et (6.12) ne sont cependant pas équivalentes. En effet, la première intégrale (eq. 6.9) se fait par rapport à γ , ce qui veut dire que les surfaces correspondant

aux extrémités ionosphériques du tube de force sont calculées à γ constant. Dans la deuxième intégrale (eq. 6.12), ces surfaces sont calculées à s constant. Ces surfaces ne sont pas équivalentes comme le montre la figure 6.1 qui représente les contours de γ et de s pour un champ magnétique dipolaire. Comme attendu, les contours de γ sont orthogonaux aux lignes de champ magnétique mais pas ceux de s qui sont inclinés par rapport au champ magnétique. Ceci se retrouve sur les surfaces correspondantes des extrémités ionosphériques des tubes de force.

Cette différence se retrouve aussi sur l'expression du vecteur d'aire \mathbf{a}_3 qui s'écrit quand on considère l'abscisse curviligne s sous la forme :

$$\mathbf{a}_3 = \frac{1}{B} \nabla s \quad (6.13)$$

Ce vecteur n'est plus parallèle à \mathbf{B} comme pour la coordonnée γ . Et donc, on ne peut pas négliger les termes supplémentaires des équations (5.26), (5.28) et (5.36), qui font intervenir les produits scalaires de \mathbf{a}_3 avec \mathbf{V}_\perp et \mathbf{J}_\perp comme l'ont fait *Peymirat et Fontaine* (1994b) et les études précédentes.

Ces termes doivent donc a priori être considérés quand le système de coordonnées utilisé n'est pas orthogonal. Intuitivement, on peut cependant penser qu'ils seront négligeables par rapport aux autres termes intervenant dans les équations (5.26), (5.28) et (5.36). En effet, les flux de particules et d'énergie associés aux précipitations ainsi que les courants alignés font intervenir les mouvements des particules le long des lignes de champ magnétiques. On fait en général l'hypothèse que les vitesses parallèles $V_{//}$ sont supérieures aux vitesses orthogonales \mathbf{V}_\perp car les particules se déplacent avec des vitesses thermiques le long de \mathbf{B} mais avec des vitesses subsoniques perpendiculairement à \mathbf{B} . Ceci est vrai dans le cas de la Terre mais ne l'est plus dans les magnétosphères à rotation rapide telles que celles des planètes Jupiter ou Saturne où les écoulements sont supersoniques. Nous procédons comme *Peymirat et Fontaine* (1994b) en continuant à négliger ces termes tout en gardant en mémoire le fait qu'ils doivent probablement être pris en compte pour des écoulements rapides supersoniques.

L'idéal serait de disposer d'un système de coordonnées généralisées avec un vecteur d'aire parallèle à \mathbf{B} de telle sorte que :

$$\mathbf{B} = f \nabla g \quad (6.14)$$

où f et g sont deux fonctions scalaires quelconques. Quand on néglige les courants de déplacement dans la loi de Gauss-Ampère, cela implique que les courants alignés $J_{//}$ sont nuls. Il n'est donc pas toujours possible de construire un système de coordonnées orthogonales pour toute topologie de champ magnétique (*Stern*, 1994b).

Nous avons évalué les termes supplémentaires des équations 5.26, 5.28 et 5.36. Leur valeur maximum est de l'ordre de 1/100 des autres termes apparaissant dans les équations.

6.2 Difficultés liées au choix du système de coordonnées

Le système de coordonnées que nous avons choisi se compose de deux coordonnées x_1 et x_2 variant orthogonalement au champ magnétique (les potentiels d'Euler), et d'une troisième coordonnée x_3 , s'appuyant sur l'abscisse curviligne s et variant le long de ∇s . Ce choix pour x_3 effectué dans un premier temps permet de simplifier le problème numériquement bien qu'il suscite les deux difficultés suivantes :

→ 1) Problème sur la définition du repère à haute latitude où les courbes $s = \text{constante}$ deviennent parallèles aux lignes de champ magnétique (voir figure 6.1), et que nous avons négligé.

→ 2) Le potentiel électrique varie le long de x_3 , qui n'est pas la direction d'un tube de flux. Dans nos calculs, nous avons négligé les différences de potentiel le long de x_3 .

Ces deux approximations seront à réévaluer dans une étape ultérieure d'évolution du code. Il serait peut être même préférable de choisir un système localement orthogonal (\mathbf{a}_3 parallèle à \mathbf{B} partout). Il faudrait par exemple découper une ligne de force donnée par sauts de latitude (ou bien de distance s), puis en chaque point défini ainsi, repérer de proche en proche la surface normale en tout point aux différentes lignes de champ magnétique. Ceci définirait une quantité curviligne s' « constante » sur les autres lignes, reliée à la latitude (ou s) de départ. Il y aurait ainsi un ensemble de nappes surfaciques à s' constant.

6.3 Résolution des équations du transport magnétosphérique et de son couplage avec l'ionosphère

Les équations (5.26), (5.28) combinées avec les équations (5.36), (5.37), (5.38), (5.39) et (5.40) permettent de décrire la convection magnétosphérique en prenant en compte ses couplages avec l'ionosphère induits par les précipitations et les courants alignés. Elles sont résolues de manière similaire à *Peymirat et Fontaine* (1994b) à l'aide d'une méthode des caractéristiques combinée avec une méthode des pas fractionnés dont nous rappelons brièvement le principe.

Elles peuvent se mettre de manière générale sous la forme :

$$\frac{Df}{Dt} = h \quad (6.15)$$

où f est l'une des inconnues du problème et h une fonction non linéaire des inconnues du problème prenant en compte les précipitations et les flux latéraux de particules à travers les parois des tubes de force.

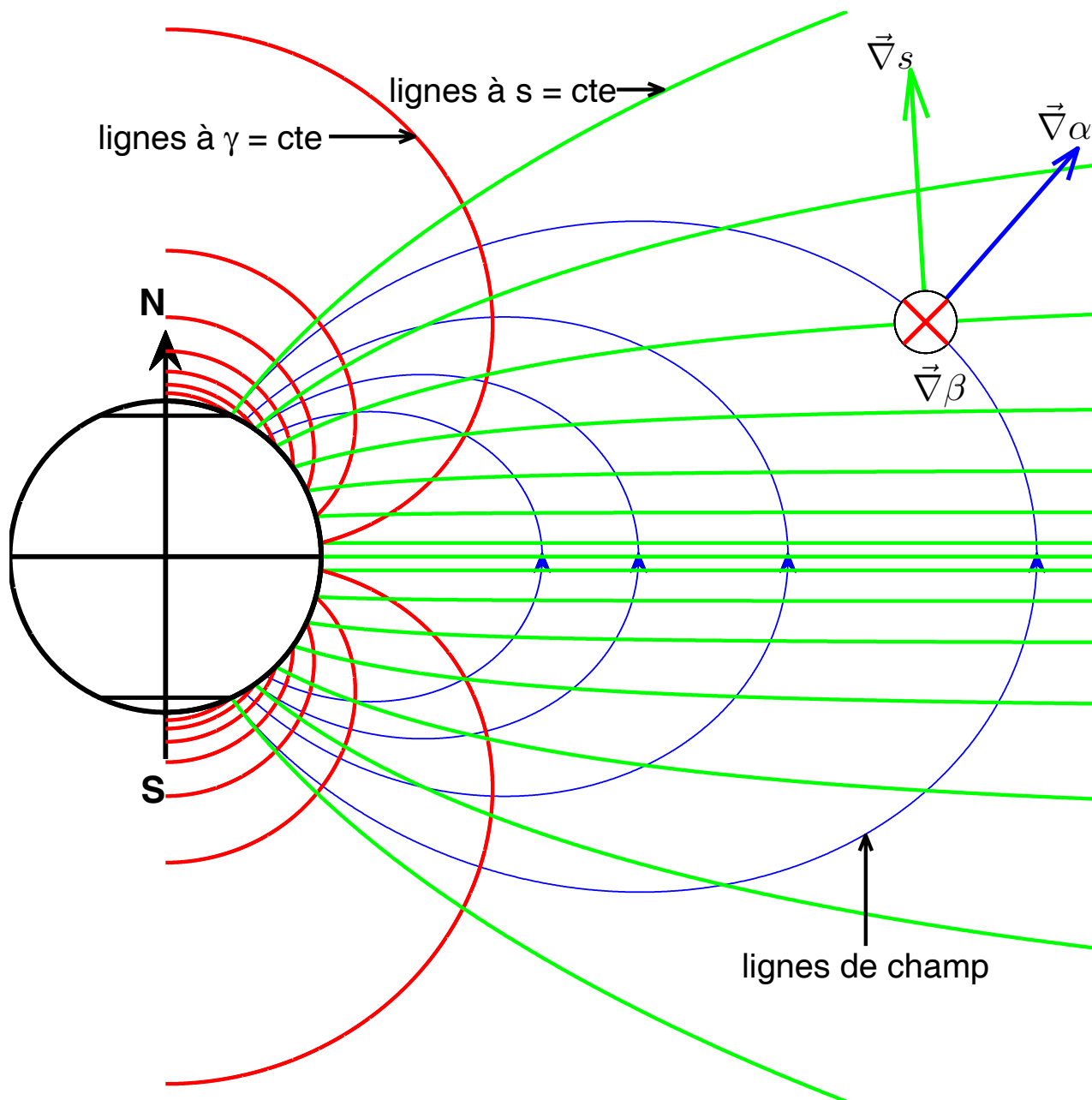


FIG. 6.1 – Contours de γ ($\mathbf{B} = \nabla\gamma$) et de l'abscisse curviligne s pour un champ magnétique dipolaire.

L'équation (6.15) est résolue en deux temps :

→ 1) une méthode des caractéristiques permettant de résoudre le transport « pur » :

$$\frac{Df}{Dt} = 0 \tag{6.16}$$

qui donne une approximation de la solution $f_n^{1/2}$ à l'instant $t_n = n\Delta t$ où Δt correspond au pas en temps de la simulation.

→ 2) une méthode des pas fractionnés qui permet de prendre en compte les non linéarités et qui aboutit à la valeur f_n de f à l'instant t_n :

$$\frac{f_n - f_n^{1/2}}{\Delta t} = h_n \quad (6.17)$$

où h_n est une fonction non linéaire de f_n . La difficulté du problème est liée au fait que h_n dépend aussi des gradients de f_n .

Le schéma de résolution globale du modèle (fig. 2.1) procède de la même manière que *Peymirat et Fontaine* (1994b), à savoir :

→ 1) *Initialisation* : A l'instant initial t_0 , la magnétosphère est vide. Le potentiel électrostatique ϕ_0 à l'instant t_0 est la solution de l'équation (3.54) sans précipitation et sans second membre, c'est-à-dire en l'absence de courants alignés. Cette équation est résolue avec une méthode variationnelle appliquée aux éléments finis.

→ 2) *Résolution de (6.16)* : On suppose connu le potentiel ϕ_n à l'instant t_n . On résout (6.16) avec la vitesse du plasma magnétosphérique calculée à partir de la projection de ϕ_n sur le plan équatorial magnétosphérique.

→ 3) *Résolution de (6.17)* : on prend en compte les non linéarités liées aux précipitations et aux flux latéraux de particules afin d'obtenir les valeurs de N et T à l'instant suivant $t_{n+1} = (n + 1)\Delta t$.

→ 4) *Calcul des couplages* : On évalue les éléments de couplage à l'instant t_{n+1} , c'est-à-dire les courants alignés et le tenseur de conductivités totales prenant en compte l'effet des précipitations et du rayonnement solaire.

→ 5) *Calcul du potentiel* : on résout l'équation (3.54) afin de calculer le nouveau potentiel ϕ_{n+1} à l'instant t_{n+1} à partir des précipitations et des courants alignés déterminés à l'étape précédente.

Nous avons abouti à deux versions du modèle, l'une pour une activité magnétique modérée correspondant à une valeur moyenne de $K_p = 3$, l'autre pour une activité magnétique agitée avec une valeur de $K_p = 5$. Cela a représenté un travail considérable car il a fallu reconstruire le module « Magnétosphère » (fig. 2.1) du modèle de *Peymirat et Fontaine* (1994b) afin d'y insérer les potentiels d'Euler associés au modèle de champ magnétique de *Tsyganenko* (1987) pour ces deux gammes de K_p . En effet la version dipolaire du modèle n'était pas prévue pour ce type d'extension.

L'une des difficultés numériques majeure de ce nouveau modèle est liée à la topologie du champ magnétique. Dans le cas du dipôle, le champ électrique est calculé sur une grille ionosphérique avec un pas constant en longitude mais variable en latitude avec une calotte polaire correspondant à une latitude constante (voir fig. 3.3). Toutefois, pour chaque longitude, le pas en latitude varie de la même manière. Cette grille se projette le long de \mathbf{B} sur le plan équatorial de la magnétosphère où une autre grille est utilisée avec un pas constant en longitude et un pas constant en distance radiale (voir fig. 3.2). Le fait

d'avoir un pas constant dans les deux directions simplifie la mise en oeuvre de la méthode de résolution numérique des équations du transport magnétosphérique. La projection le long de \mathbf{B} se fait « naturellement » car la frontière polaire de la grille ionosphérique se projette sur la frontière externe de la grille équatoriale.

6.4 Domaines de résolutions

Les calculs sont effectués sur deux grilles : une grille magnétosphérique associée au bloc magnétosphérique et une grille ionosphérique associée au bloc ionosphérique. Ces deux grilles sont indépendantes ce qui permet d'apporter des modifications à l'une ou à l'autre ou de travailler sur les deux blocs de façon indépendante. On passe de l'une à l'autre par interpolation.

La grille magnétosphérique

La grille adoptée pour résoudre la convection magnétosphérique utilise le système de coordonnées équivalentes (L_{eq}, φ_{eq}) lié aux potentiels d'Euler (*Peymirat et Fontaine, 1999*) :

$$L_{eq}(\alpha) = \frac{-B_0 R_T}{\alpha} \quad (6.18)$$

$$\varphi_{eq}(\beta) = \frac{\beta}{R_T} \quad (6.19)$$

où R_T est le rayon de la Terre, B_0 l'amplitude du champ magnétique à la surface de la Terre à l'équateur, α et β les potentiels d'Euler. Pour un dipôle, 6.18 correspond à l'apex de la ligne de champ magnétique définie par :

$$r = L(\sin \theta)^2 \quad (6.20)$$

où L est le paramètre de McIlwain (*Stern, 1976*), r la distance radiale et θ la colatitude, et 6.19 correspond à son azimuth dans le plan de l'équateur magnétique. Pour un champ magnétique quelconque, 6.18 et 6.19 ne sont pas égales en général à l'apex et à l'azimut. On définit ces quantités pour comparaisons avec le dipôle magnétique.

La grille magnétosphérique que nous avons utilisée comporte 70×80 noeuds uniformément distribués en L_{eq} et φ_{eq} , respectivement (voir figure 6.2). Cela permet d'utiliser le même noyau de résolution numérique des équations de transport du plasma magnétosphérique que *Peymirat et Fontaine (1994b)* et dont la mise au point a été extrêmement délicate. Cela permet aussi de conserver la rapidité des calculs dont l'efficacité serait diminuée avec l'utilisation d'une grille non uniforme.

Chaque noeud du maillage correspond à un couple de valeurs (α, β) donné (voir 6.18 et 6.19) donc à une ligne de champ magnétique donnée. A chaque ligne de champ magnétique

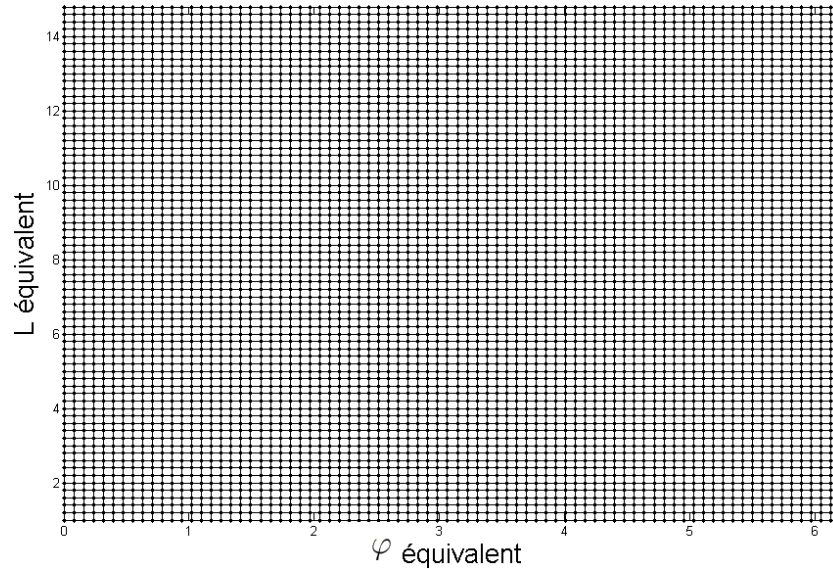


FIG. 6.2 – Projection du domaine de résolution dans le plan (L_{eq}, φ_{eq}) . La grille possède 70×80 noeuds (L_{eq} et φ_{eq} , respectivement) répartis régulièrement entre $L_{eq} = 1$ et $L_{eq} = 14.8$, et uniformément entre 00:00 et 24:00 heures de temps magnétique local (ou MLT, signifiant Magnetic Local Time).

est associé un apex L (différent de L_{eq}) et un azimut φ dans le plan de l'équateur magnétique (différent de φ_{eq}). La grille magnétosphérique peut donc se représenter comme sur la figure 6.3.

La grille ionosphérique

Pour un champ magnétique non dipolaire, le bord de la calotte polaire qui constitue la limite à haute latitude de notre grille ionosphérique, n'est plus situé à latitude constante (voir figure 6.4). La grille ionosphérique possède 51×80 noeuds distribués en latitude et longitude, respectivement. Elle est composée de deux maillages, l'un à basse latitude (pas régulier en latitude et en longitude), l'autre à haute latitude (pas régulier en longitude). Le pas en latitude de ce dernier maillage est régulier suivant un méridien, mais irrégulier suivant l'azimut : il s'adapte à la frontière à haute latitude (représentée par un trait noir épais).

Le fait de pouvoir conserver un pas constant en longitude permet d'utiliser la même méthode de résolution numérique que *Peymirat et Fontaine* (1994b) pour calculer le potentiel ϕ .

Passage d'une grille à une autre

La grille magnétosphérique que nous avons utilisée comporte 70×80 noeuds uniformément distribués en L_{eq} et φ_{eq} . Cela permet d'utiliser le même noyau de résolution numérique des équations de transport du plasma magnétosphérique que *Peymirat et Fontaine* (1994b) et dont la mise au point a été extrêmement délicate. Cela permet aussi de conserver la rapidité des calculs dont l'efficacité serait diminuée avec l'utilisation d'une

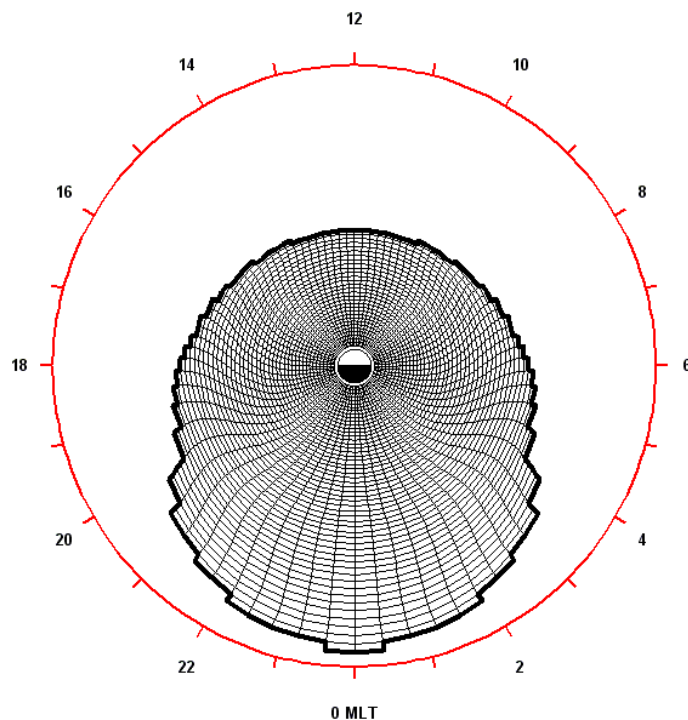


FIG. 6.3 – Projection du domaine de résolution dans le plan équatorial de la magnétosphère ($\theta = \pi/2$). La grille magnétosphérique possède 70×80 noeuds (rayon et longitude magnétique, respectivement) répartis irrégulièrement entre 1.2 et 17.2 rayons terrestres (R_T), et non-uniformément entre 00:00 et 24:00 heures de temps magnétique local (ou MLT, signifiant Magnetic Local Time). La Terre est schématisée au centre de la figure et la source de plasma est représentée par un trait épais.

grille non uniforme. Par contre la projection d'une grille sur l'autre n'est plus aussi « naturelle » que dans le cas d'un dipôle. Les noeuds à une longitude donnée de la grille ionosphérique ne se projettent plus à β constant et les frontières des deux grilles ne se correspondent plus. Il est nécessaire d'inclure dans le modèle des procédures d'interpolation adéquates pour passer d'une grille à l'autre.

Le problème le plus délicat que nous avons rencontré est lié aux conditions aux limites comme le montre la figure 6.5. Elle représente de manière très schématique une projection dans le plan équatorial de la magnétosphère des différentes « frontières » des grilles ionosphérique et magnétosphérique. Les noeuds de ces grilles n'y sont donc pas représentés. La frontière noire est la frontière au delà de laquelle les lignes de champ magnétique sont ouvertes dans le vent solaire. La frontière bleue constitue la projection dans le plan de l'équateur magnétique de la frontière à haute latitude de la grille ionosphérique. La courbe rouge, quant à elle, représente la frontière interne de la source de plasma. La source de plasma représentée par des points noirs entre les courbes rouge et bleue, est localisée tant du côté jour que du côté nuit (contrairement au modèle de convection présenté au chapitre 3). Dans cette zone, les particules ne se déplacent pas et conservent leur densité et température tout au long de la simulation. On évite ainsi les problèmes de discontinuité

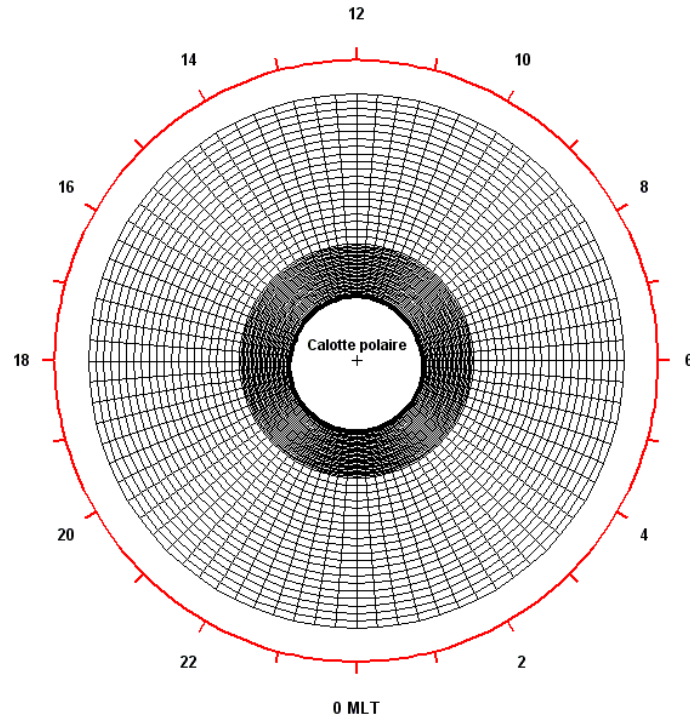


FIG. 6.4 – Projection ionosphérique du domaine de résolution ($r = R_T$). La grille ionosphérique possède 51×80 noeuds (latitude invariante et longitude magnétique, respectivement). Le pas en longitude est constant quelle que soit la latitude et vaut $\pi/40$. Le maillage est régulier entre 9.79° et 49.9° de latitude invariante, et le pas en latitude est constant entre 49.9° de latitude invariante et le bord de la calotte polaire pour une longitude donnée (le pas s'adapte au bord de la calotte polaire). Le pôle nord est repéré par une croix au centre de la figure et la source de plasma est représentée par un trait épais.

liées aux conditions aux limites. Les simulations réalisées montrent que cette procédure permet de les traiter de manière satisfaisante.

A l'instant initial $t = 0$, on applique une différence de potentiel à travers la calotte polaire. Le plasma magnétosphérique se déplace de la queue vers la Terre à partir de la source de plasma (depuis la courbe rouge), et peuple la zone située entre la Terre et la courbe rouge, initialement vide de plasma. Les courants alignés et les précipitations générés au cours de ce transport sont interpolés sur la grille ionosphérique afin de calculer le nouveau potentiel ionosphérique responsable de ce mouvement de convection.

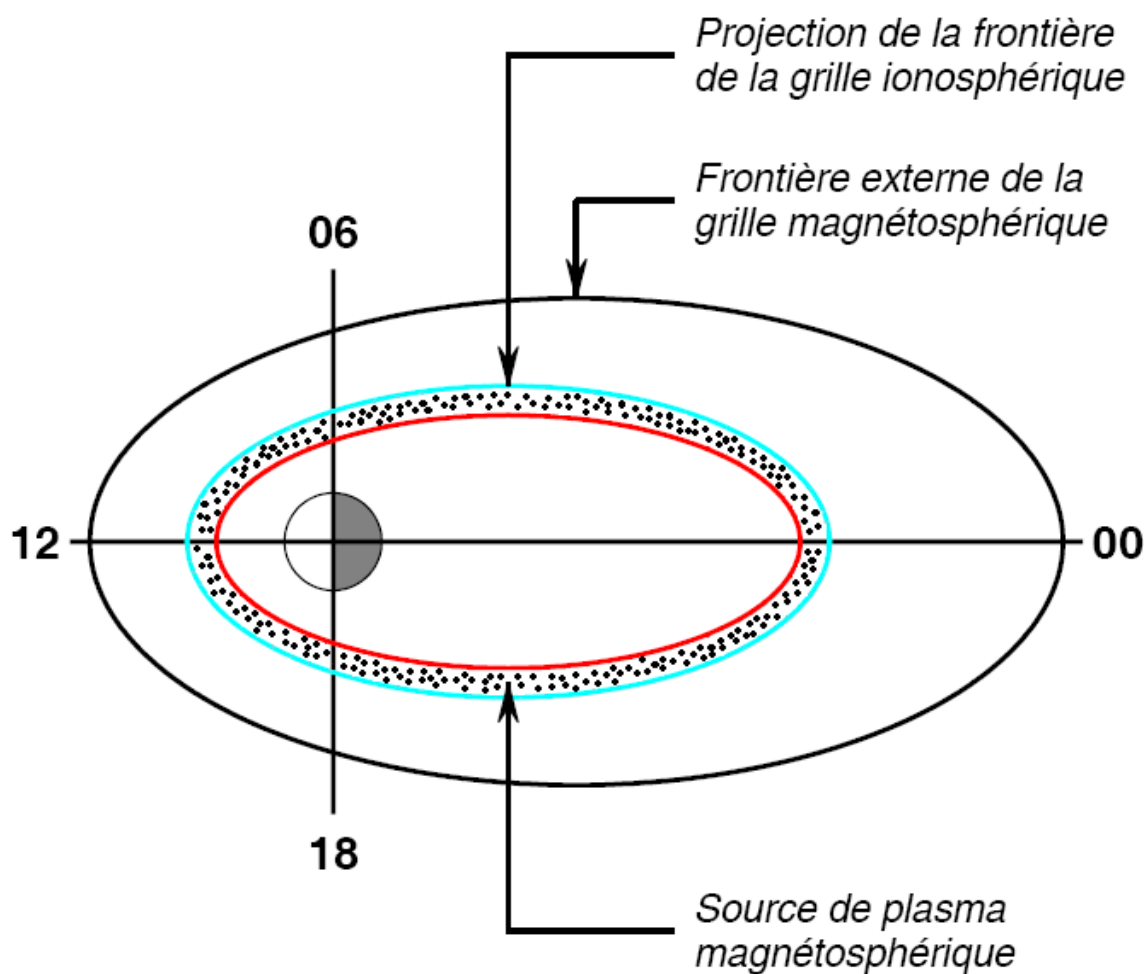


FIG. 6.5 – Projection du bord de la calotte polaire (courbe bleue), de la frontière externe de la grille magnétosphérique (courbe noire) et de la frontière interne de la source de plasma (courbe rouge) dans le plan de l'équateur magnétique ($\theta = \pi/2$). La source de plasma est schématisée par des points situés entre les courbes rouge et bleue

Chapitre 7

Présentation et résultats des simulations numériques

7.1 Description des simulations numériques

Nous avons réalisé plusieurs types de simulations numériques avec le nouveau modèle construit. Nous nous sommes concentrés sur la version $K_p = 3$ du modèle car la version $K_p = 5$ donne des résultats inattendus dont nous ne comprenons pas l'origine. Les simulations réalisées comprennent deux parties, une première partie visant à illustrer les différences par rapport au modèle dipolaire de *Peymirat et Fontaine (1994b)*, une deuxième partie visant à illustrer les améliorations apportées dans l'interprétation des données.

Les paramètres d'entrée du modèle sont la condition aux limites imposée sur la forme du potentiel à la frontière équatoriale de la calotte polaire et les densités et températures des électrons et ions de la source de plasma.

7.1.1 Source de plasma

La position de la source de plasma correspond à la projection sur le plan équatorial de la frontière équatoriale de la calotte polaire (courbe en bleu de la figure 6.5).

Les observations statistiques des populations d'électrons et d'ions montrent que les valeurs moyennes de la densité et de la température des ions sont comprises entre 0.05 et 1 cm^{-3} et entre 1 et 8.7 keV dans le feuillet de plasma [*Huang et Frank (1986)*, *Huang et al. (1989)*, *Huang et al. (1992)*, *Huang et Frank (1994)*, *Baumjohann et Paschmann (1989)*, *Baumjohann et al. (1989)*, *Goertz et Baumjohann (1991)*, *Escoubet et al. (1997)*]. Elles montrent aussi que ces quantités dépendent énormément de l'activité magnétique et de la position dans le feuillet de plasma. *Baumjohann et Paschmann (1989)* montrent que la température électronique est environ égale à un huitième de la température ionique. Il est nécessaire de définir la densité et la température sur toute la source de plasma qui

correspond à la zone pointillée de la figure 6.5 et ceci quel que soit le temps magnétique local. Les observations disponibles ne sont malheureusement que ponctuelles et il n'est pas possible de disposer de mesures simultanées en toute position de la source. Nous avons donc procédé ainsi pour définir les paramètres caractéristiques de la source de plasma :

→ 1) *Minuit local* : A minuit, la densité vaut 0.1 cm^{-3} , la température des électrons 0.5 keV et celle des ions 1 keV . Nous ne respectons pas le critère de *Baumjohann et Paschmann* (1989) où la température des ions devrait être huit fois supérieure à celle des électrons. Ce choix nous permet de reproduire au mieux une partie des observations disponibles.

→ 2) *Côté jour* : Pour déterminer les valeurs de la densité et de la température en tout point de la source, nous faisons l'hypothèse de conservation du nombre de particules $N = n\vartheta = \text{cte1}$ et de compression adiabatique $T\vartheta^{2/3} = \text{cte2}$ où *cte1* et *cte2* sont deux constantes. La densité du plasma augmente ainsi de 0.1 cm^{-3} à minuit jusqu'à 0.8 cm^{-3} à midi, la température des électrons de 0.5 à 2 keV et celle des ions de 1 à 4 keV . Dans le cas du dipôle, ces paramètres sont constants car la frontière équatoriale de la calotte polaire se projette à distance constante contrairement au cas $K_p = 3$ où les lignes de champ magnétique sont comprimées du côté jour mais étirées du côté nuit.

7.1.2 Frontière équatoriale de la calotte polaire

Le potentiel imposé sur la frontière équatoriale de la calotte polaire contrôle la convection magnétosphérique. Pour une activité magnétique modérée ($2 < K_p < 4$), *Senior et al.* (1990) montrent que la différence de potentiel à travers la calotte polaire vaut environ 50 kV et qu'une variation sinusoïdale du potentiel (eq. 2.22) reproduit les observations effectuées par les radars du groupe EISCAT. Nous avons adopté dans un premier temps cette distribution du potentiel électrique ionosphérique sur la frontière équatoriale de la calotte polaire. Par la suite, cette condition aux limites sera dénommée Conditions aux Limites Normales (ou *CLN*).

La frontière équatoriale de la calotte polaire où se situe la source de plasma ne se projette pas de la même manière dans le plan équatorial pour les modèles $K_p = 3$ et dipolaire. Cela nous a amené à introduire une nouvelle condition aux limites le long de cette frontière afin de comparer les résultats du modèle dipolaire à notre modèle $K_p = 3$. Elle sera explicitée dans ce qui suit.

Le modèle $K_p = 3$ permet de suivre au cours du temps les distributions des paramètres caractéristiques de la dynamique magnétosphérique et ionosphérique en considérant les couplages entre la magnétosphère et l'ionosphère induits par les lignes de champ magnétique équipotentielles connectant ces deux régions. Au départ la magnétosphère est vide de plasma et se remplit progressivement jusqu'à atteindre un état quasi-stationnaire au bout de 5–6 heures. Les simulations ont été réalisées avec un pas en temps Δt de 60 s .

7.2 Comparaison avec le dipôle magnétique

7.2.1 Présentation du modèle dipolaire

Nous avons adapté le modèle dipolaire pour pouvoir comparer les deux modèles de champ magnétique ($K_p = 3$ et dipôle) avec des conditions aux limites similaires (notamment le potentiel au niveau de la calotte polaire et la source de plasma).

La grille magnétosphérique du modèle dipolaire possède un maillage régulier (voir figure 7.1). Elle a été construite de telle sorte que la distribution azimuthale du volume ϑ des tubes de flux le long de la source de plasma (trait épais sur la figure 7.1) soit équivalente à celle du modèle $K_p = 3$ (trait épais sur la figure 6.3). Nous avons opté pour ce choix car il permet de paramétrer de manière similaire la source de plasma (notamment le nombre de particules $N = n\vartheta$ dont l'évolution est régie par 5.26, et la quantité $kT\vartheta^{2/3}$ dont l'évolution est régie par 5.28).

La grille ionosphérique possède un double maillage tel que celui du modèle $K_p = 3$ (voir figure 7.2). La distribution azimuthale du potentiel électrique ionosphérique le long de la limite supérieure de la grille sera choisie toujours identique à celle de modèle $K_p = 3$.

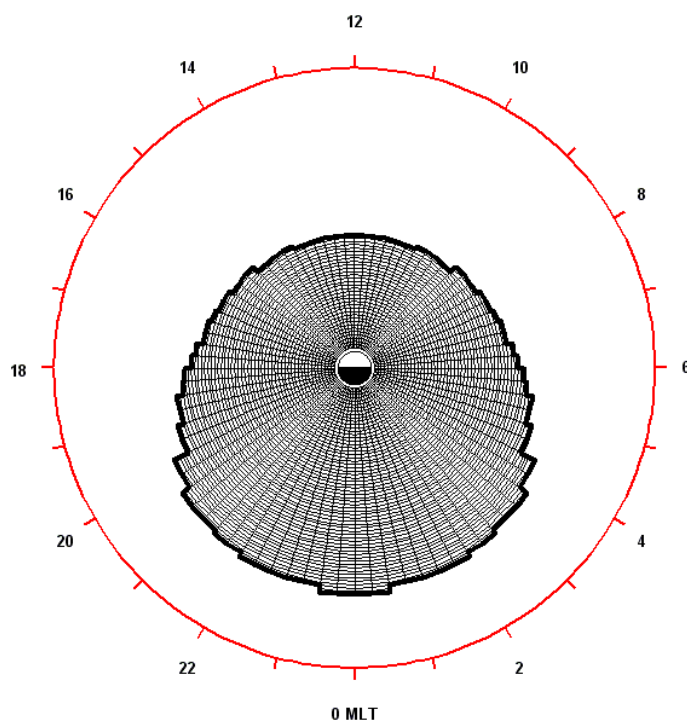


FIG. 7.1 – Projection du domaine de résolution dans le plan équatorial de la magnétosphère ($\theta = \pi/2$). La grille magnétosphérique possède 70×80 noeuds (rayon et longitude magnétique, respectivement) répartis régulièrement entre 1.2 et 13.6 rayons terrestres (R_T), et uniformément entre 00:00 et 24:00 heures de temps magnétique local. La Terre est schématisée au centre de la figure et la source de plasma est représentée par un trait épais.

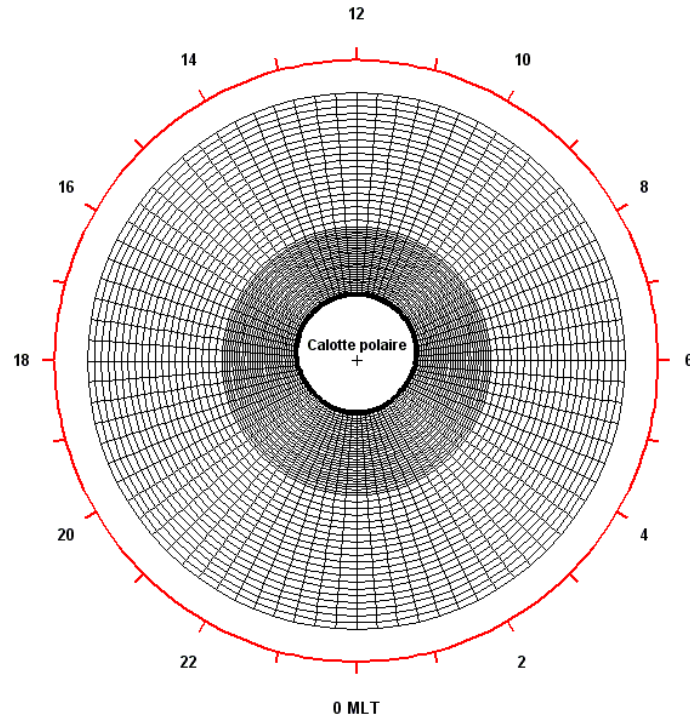


FIG. 7.2 – Projection ionosphérique du domaine de résolution ($r = R_T$). La grille ionosphérique possède 51×80 noeuds (latitude invariante et longitude magnétique, respectivement). Le pas en longitude est constant quelle que soit la latitude et vaut $\pi/40$. Le maillage est régulier entre 9.79° et 49.9° de latitude invariante, et le pas en latitude est constant entre 49.9° de latitude invariante et le bord de la calotte polaire pour une longitude donnée (le pas s'adapte au bord de la calotte polaire). Le pôle nord est repéré par une croix au centre de la figure et la source de plasma est représentée par un trait épais.

La réalisation du modèle dipolaire a représenté un travail important car il a fallu redéfinir les grilles ionosphérique et magnétosphérique ainsi que les procédures d'interpolation permettant de passer d'une grille à l'autre.

7.2.2 Comparaison

Conditions aux limites normales

La figure 7.3 représente les distributions du potentiel, de la densité (exprimée en cm^{-3}), de la température (exprimée en keV) et de la pression (exprimée en nPa) des électrons dans le plan équatorial de la magnétosphère calculées par le modèle $K_p = 3$ (colonne de gauche) et le modèle dipolaire (colonne de droite).

Le potentiel montre la structure typique prédite par les modèles de convection avec des contours ouverts loin de la Terre mais qui se referment lorsqu'on se rapproche de la Terre. La dernière équipotentielle fermée définit la plasmasphère à l'intérieur de laquelle le plasma ne peut pénétrer.

La dérive électronique majoritairement liée au champ électrique entraîne les électrons vers l'est comme le montre la figure 7.3b pour $K_p = 3$. La densité présente également un pic secondaire à l'ouest vers 18:00 MLT. Il est induit par le potentiel qui présente un infléchissement des contours lié au terminateur situé dans le méridien aube-crêpuscule, mais aussi par les conditions aux limites que nous avons considérées avec une densité augmentant de la nuit vers le jour. Le cas dipolaire montre une structure différente (fig. 7.3f) où le pic de densité est situé avant minuit aux alentours de 22:00 MLT. Ce résultat surprenant ne se retrouve pas dans la distribution de la température (fig. 7.3g). Par contre la pression est elle aussi déplacée vers l'ouest car elle est calculée à partir de la densité et de la température en utilisant la loi des gaz parfaits (7.3h). Ceci est lié aux équipotentielles qui montrent un infléchissement vers l'ouest un peu plus important pour le dipôle que pour $K_p = 3$. Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons effectué plusieurs simulations. Nous avons tout d'abord imposé pour les deux types de simulation un potentiel identique constant au cours du temps pour lequel nous obtenons des distributions de densité toutes les deux orientées vers l'est. Une autre simulation pendant laquelle le potentiel calculé par le modèle $K_p = 3$ est transmis au modèle dipolaire a permis de retrouver la distribution attendue de densité. Ces tests montrent que c'est la structure du potentiel calculée par le modèle dipolaire qui est responsable de l'orientation vers l'ouest de la densité. Lorsqu'on supprime l'effet des courants alignés sur le potentiel, en annulant le terme de droite de l'équation elliptique 2.21, la densité s'oriente correctement vers l'est, montrant que l'ionosphère n'est pas capable d'absorber complètement les courants alignés en raison d'un défaut de précipitations qui n'augmentent pas suffisamment les conductivités ionosphériques. Il est intéressant de noter que les pics de densité ont approximativement la même amplitude aux alentours de $0.67\text{-}0.84 \text{ cm}^{-3}$ et sont localisés à une distance géocentrique équivalente de $7 R_T$. Ceci est probablement lié au fait que les particules subissent le même taux de compression adiabatique car elles sont issues d'une source de plasma où les volumes des tubes de force ϑ sont identiques.

Les distributions de température sont elles par contre similaires avec un pic d'amplitude $2.1\text{-}2.42 \text{ keV}$ aux alentours de $7 R_T$ et 01:00 MLT (fig. 7.3c et 7.3g). La température réagit différemment de la densité car les précipitations et les flux latéraux de particules ne s'expriment pas de la même manière (eqs. (5.26) et (5.28)).

Enfin les courbes de pression calculées avec la loi des gaz parfaits ont une structure qui correspond à une moyenne des distributions de densité et de température. Pour $K_p = 3$ elle présente un maximum d'environ 0.32 nPa à $7 R_T$ et 01:00 MLT alors qu'il est localisé à $7 R_T$ et 24:00 MLT avec une amplitude de 0.22 nPa pour le dipôle.

Conditions aux limites anormales

Les simulations précédentes montrent des anomalies dans la distribution de la densité calculée pour le dipôle avec un potentiel sinusoïdal sur la frontière équatoriale de la calotte polaire. Elles ont également montré que c'est la structure du potentiel induite par la convection qui est responsable de ce phénomène. Pour s'affranchir de ce problème nous avons changé la condition aux limites au niveau de la calotte polaire et adopté une nouvelle distribution.

Les conditions aux limites dites « anormales » (ou *CLA*) correspondent à une distribution non sinusoïdale du potentiel électrique ionosphérique le long du bord de la calotte polaire (voir figure 7.4), et ont été obtenues en trois temps. Dans un premier temps, la grille ionosphérique du modèle de *Peymirat et Fontaine* (1994b) a été adaptée de telle sorte que sa limite supérieure (circulaire) soit incluse dans celle du modèle dipolaire (non circulaire, voir figure 7.2) et s'y confonde à 00:00 MLT. Dans un deuxième temps, une simulation a été lancée en imposant une distribution sinusoïdale du potentiel électrique le long de la limite supérieure de la grille ionosphérique adaptée, avec une différence de potentiel de 70 kV à travers la calotte polaire. Dans un troisième temps, le potentiel électrique ionosphérique obtenu à l'état stationnaire a été interpolé depuis la grille adaptée vers la limite supérieure de la grille ionosphérique du modèle dipolaire. La valeur 70 kV a été choisie telle que la différence de potentiel à travers la calotte polaire pour le potentiel interpolé soit d'environ 50 kV.

Il n'a pas été possible d'utiliser les observations statistiques du potentiel auroral réalisées avec les radars du groupe EISCAT car ils ne montent pas suffisamment haut en latitude (*Senior et al.*, 1990). La méthode utilisée présente aussi l'avantage de disposer d'une structure de potentiel calculée de manière autocohérente par le modèle.

Les résultats sont illustrés sur la figure 7.5 selon la même disposition que la figure 7.3. Du côté crépuscule, l'infléchissement vers l'ouest des équipotentielles est moins marqué que dans le cas *CLN* et les électrons peuvent atteindre plus facilement le côté est. En particulier, dans la queue de la magnétosphère, du côté aube, elles sont dirigées principalement de minuit vers 06:00 alors que dans le cas *CLN* elles ont tendance à s'infléchir vers 12:00. Ceci est attendu d'après la structure du potentiel illustrée sur la figure 7.4. La région correspondant à un champ azimuthal dirigé vers l'est est localisée entre 20:00 et 05:00 MLT et est moins étendue que dans le cas dipolaire où elle s'étend de 18:00 vers 06:00 MLT.

Les distributions sont donc légèrement décalées vers l'est par rapport au cas *CLN*. La densité présente un pic localisé vers minuit avec la même amplitude que dans le cas *CLN* et à la même distance géocentrique. Il en est de même pour la température et la pression.

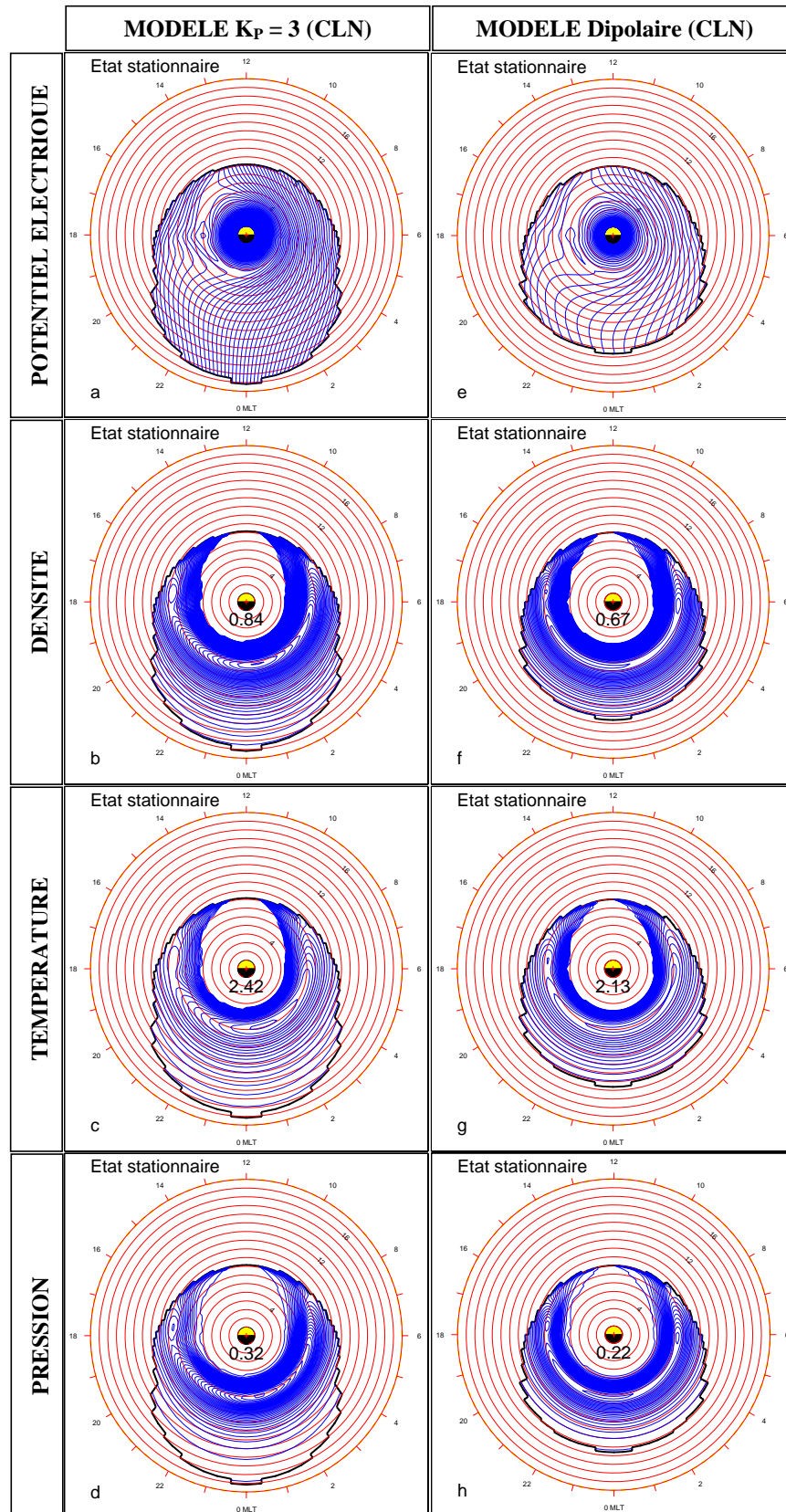


FIG. 7.3 – Distributions du potentiel, de la densité (exprimée en cm^{-3}), de la température (exprimée en keV) et de la pression (exprimée en nPa) des électrons dans le plan équatorial de la magnétosphère calculées par le modèle $K_p = 3$ (colonne de gauche) et le modèle dipolaire (colonne de droite). Les valeurs maximales sont indiquées au centre de la figure. Conditions aux limites normales (CLN).

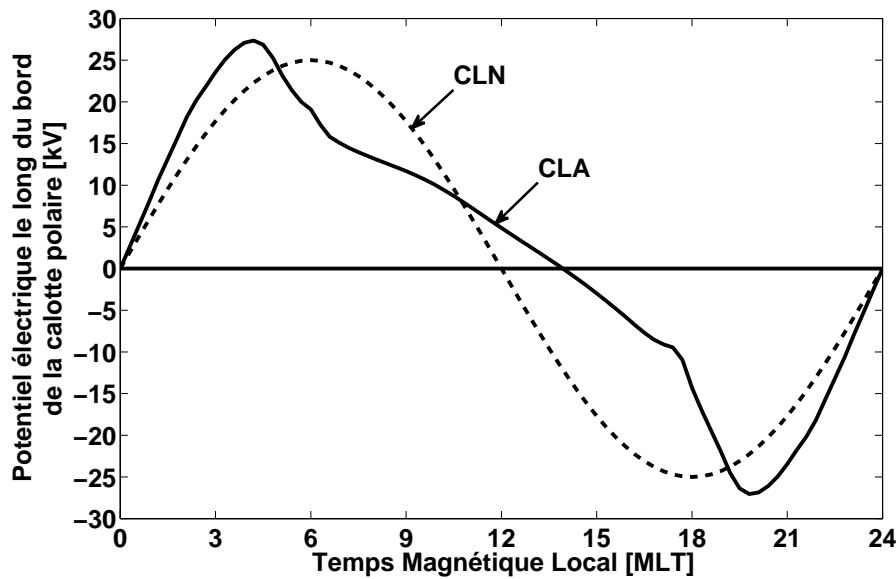


FIG. 7.4 – Distribution azimutale du potentiel électrique ionosphérique le long du bord de la calotte polaire, correspondant aux conditions aux limites normales (ou *CLN*, tirets) et aux conditions aux limites anormales (ou *CLA*, trait continu).

7.2.3 Comparaison avec *Peymirat et Fontaine (1994b)*

La figure 7.6 présente la distribution de pression des électrons dans le plan équatorial de la magnétosphère entre 1 et 10 rayons terrestres. La Terre est tracée au centre de la figure et les valeurs extrémales sont indiquées en nPa.

Tout comme pour le modèle $K_p = 3$ (voir figure 7.3d), la pression des électrons forme un anneau partiellement ouvert du côté jour, et présente un maximum décalé vers le côté aube, et localisé autour de $7 R_T$ et 01:00 MLT. La valeur du maximum est cependant plus faible ce qui peut être en partie dû aux conditions aux limites. De plus, la source de plasma étant plus éloignée de la Terre dans le modèle $K_p = 3$, le plasma subit une compression plus grande d'où valeur plus élevée de la pression maximum.

7.2.4 Conclusion

Le modèle $K_p = 3$ prédit des distributions d'électrons similaires à ceux de *Peymirat et Fontaine (1994b)*. La comparaison par rapport au modèle dipolaire montre que ce dernier n'est pas adapté à l'étude de la convection magnétosphérique issue d'une source de plasma localisée au delà de $13 R_T$. En effet, la densité est décalée vers l'ouest contrairement aux observations et prédictions théoriques précédentes. La densité n'est déplacée vers l'est que dans le cas d'une convection contrôlée par un champ électrique qui force les particules à se déplacer vers l'est le long de la frontière équatoriale de la calotte polaire.

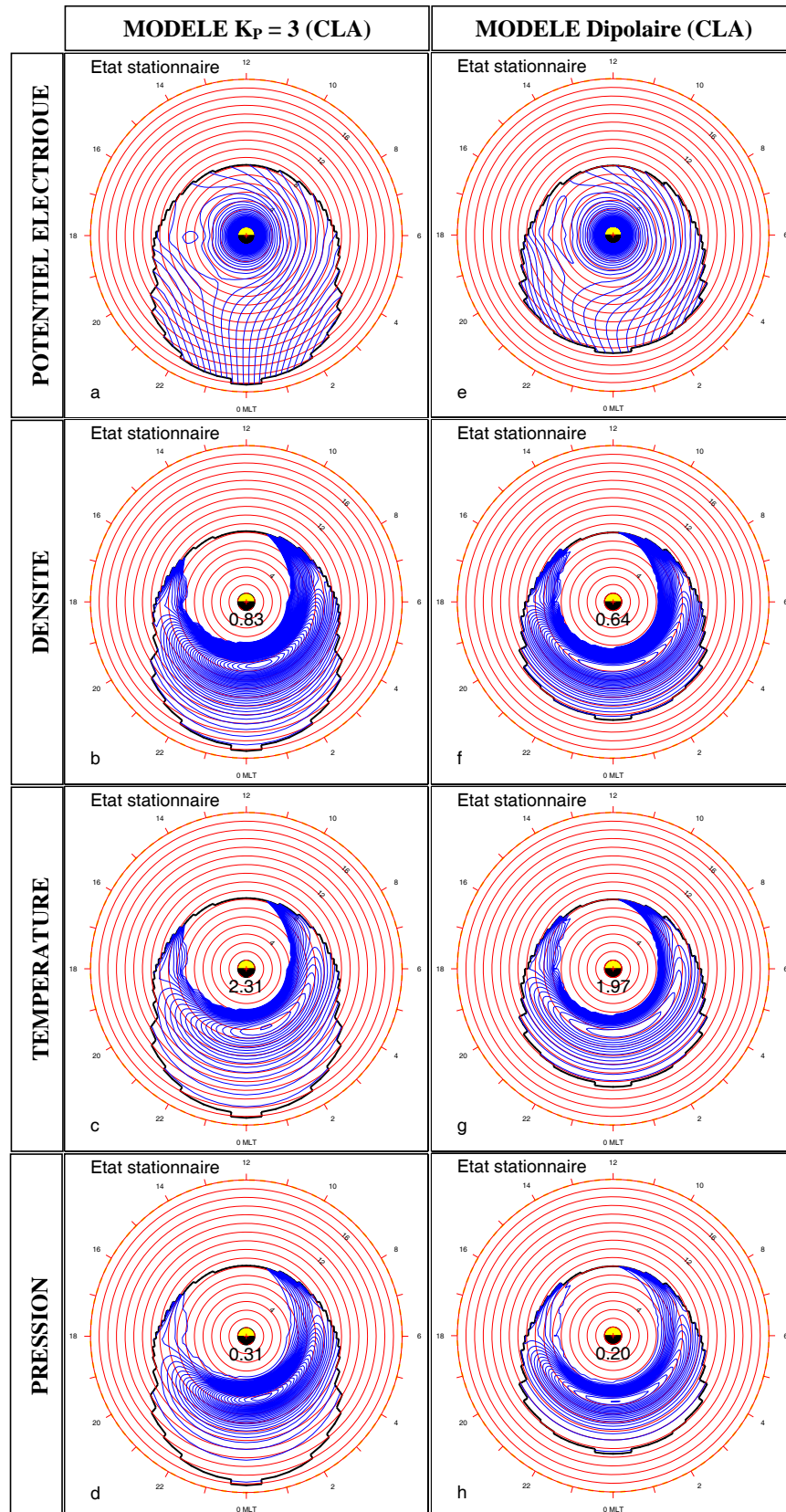


FIG. 7.5 – Distributions du potentiel, de la densité (exprimée en cm^{-3}), de la température (exprimée en keV) et de la pression (exprimée en nPa) des électrons dans le plan équatorial de la magnétosphère calculées par le modèle $K_p = 3$ (colonne de gauche) et le modèle dipolaire (colonne de droite). Les valeurs maximales sont indiquées au centre de la figure. Conditions aux limites anormales (CLA).

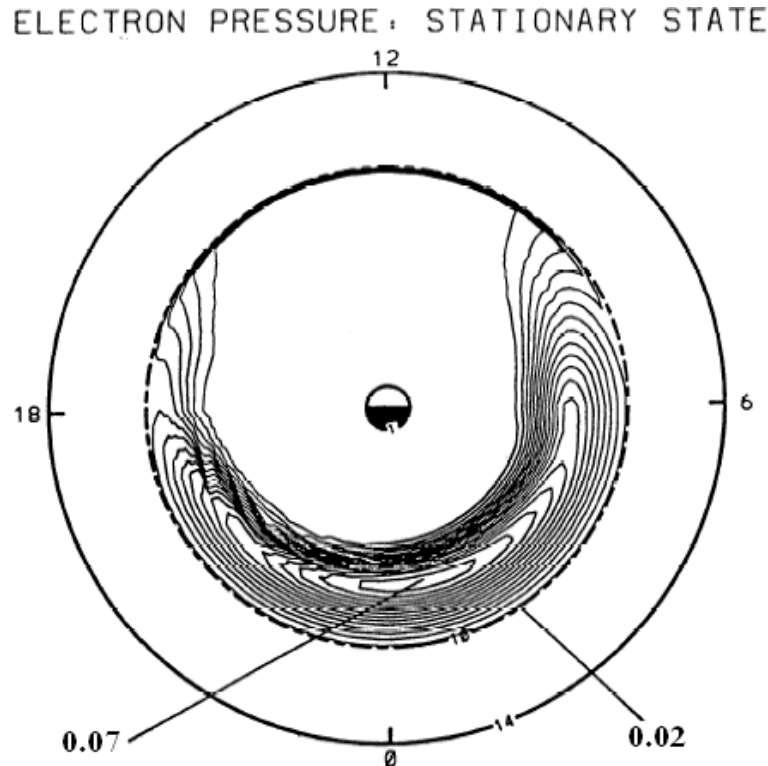


FIG. 7.6 – Distribution de la pression des électrons dans le plan équatorial de la magnétosphère calculée par le modèle de *Peymirat et Fontaine* (1994b). Les valeurs extrémales sont indiquées en nPa.

Cela montre l'importance d'utiliser un modèle de champ magnétique adéquat pour étendre la zone d'étude à l'ensemble de la magnétosphère interne où les lignes de champ magnétique connectent le transport du plasma magnétosphérique à la dynamique ionosphérique.

7.3 Comparaison aux observations

Nous présentons dans ce qui suit une comparaison quantitative non exhaustive des prédictions du modèle $K_p = 3$ à l'état stationnaire avec les observations. Elles correspondent aux conditions aux limites normales *CLN*. Nous suivons la logique du schéma de la figure 2.1, en décrivant d'abord la convection magnétosphérique, puis les couplages entre la magnétosphère et l'ionosphère, et finalement la dynamique ionosphérique.

7.3.1 Dynamique du plasma magnétosphérique

Les distributions du potentiel, de la densité, de la température et de la pression sont illustrées sur la figure 7.7, la colonne de gauche correspondant aux électrons et celle de droite aux ions. Le potentiel et les distributions électroniques sont exactement les mêmes que celles de la figure 7.3.

Le potentiel montre deux structures, l'une proche de la Terre où les contours se referment sur eux-mêmes et associés au potentiel de corotation, l'autre dans la queue de la magnétosphère où les contours sont dirigés du côté nuit vers le côté jour et associés au potentiel de convection. Le pic observé à 18:00 MLT et $5 R_T$ est lié au terminateur localisé dans le méridien 06:00–18:00 MLT.

Sous l'action du champ électrique associé à cette distribution de potentiel, le plasma se déplace de la queue de la magnétosphère vers la Terre et remplit la cavité magnétosphérique à l'exception du côté jour qu'il ne peut atteindre. *Peymirat et Fontaine* (1994b) obtiennent des résultats similaires. C'est seulement en faisant varier l'activité magnétique que le groupe de Wolf réussit à peupler le côté jour depuis une source de plasma localisée dans la queue magnétosphérique (*Harel et al.*, 1981a).

La densité électronique augmente progressivement de la queue vers la Terre pour atteindre une valeur maximale de 0.84 cm^{-3} vers 01:00 MLT et $7 R_T$. Celle des ions atteint une valeur maximale de 2.93 cm^{-3} à 24:00 MLT et $5 R_T$. La densité ionique est supérieure à celle des électrons car les flux de particules liées aux précipitations qui vident les tubes de force de leur contenu sont plus importants pour les électrons que pour les ions. Les simulations montrent que les précipitations n'ont quasiment aucun effet sur la dynamique ionique.

Les distributions de température illustrent de manière claire les effets des dérives électroniques et ioniques qui entraînent les électrons vers l'est et les ions vers l'ouest. La température électronique atteint un maximum de 2.42 keV à 01:00 MLT et $7 R_T$, celle des ions de 8.19 keV à 23:00 MLT et $5 R_T$. De même que pour la densité, la température ionique augmente d'avantage que celle des électrons en raison des phénomènes de précipitation.

La pression qui est calculée à partir de la densité et de la température en utilisant la loi des gaz parfaits, « moyenne » les distributions de densité et température. Celle des électrons présente un maximum de 0.32 nPa à 01:00 MLT et $7 R_T$, celle des ions un maximum de 3.71 nPa à 24:00 MLT et $5 R_T$. Ces effets de dérive sont très similaires à *Peymirat et Fontaine* (1994b) qui obtiennent toutefois des pics moins prononcés avec pour les électrons 0.072 nPa et pour les ions 1.27 nPa pour une densité de 0.2 cm^{-3} , une température électronique de 0.7 keV et une température ionique de 3.5 keV au niveau de la source de plasma. Ces paramètres sont supérieurs à ceux que nous avons considérés et on devrait s'attendre à obtenir des valeurs de pression plus importantes que celles que nous obtenons. Toutefois, les simulations de *Peymirat et Fontaine* (1994b) sont réalisées avec une source localisée à une distance constante de la Terre et dont les paramètres ne varient pas en fonction du temps magnétique local considéré. Notre source de plasma n'est pas située à une distance géocentrique constante, la densité varie de 0.1 cm^{-3} à 0.8 cm^{-3} , la température des électrons de 0.5 à 2 keV et celle des ions de 1 à 4 keV. Les densités et températures atteignent localement des valeurs supérieures à celles de *Peymirat et*

Fontaine (1994b), et peuvent expliquer les différences par rapport à leur modèle. Ceci va dans le même sens que *Peymirat et al.* (2002) qui obtiennent des valeurs de 2.42 nPa pour la pression ionique avec une densité de 0.4 cm^{-3} , une température électronique de 2 keV et une température ionique de 5 keV. Enfin, la localisation à plus grande distance de la Terre de la source pour $K_p = 3$ que pour le dipôle contribue également à l'augmentation de la pression.

7.3.2 Couplages Magnétosphère–Ionosphère

Lors de leur déplacement de la queue vers la Terre, les électrons précipitent et augmentent les conductivités ionosphériques, le plasma subit une compression à l'origine des courants alignés.

Précipitations électroniques

Les flux de particules et d'énergie associés à la précipitation des électrons sont illustrés respectivement sur les figures 7.8a et 7.8b. Elles correspondent à des projections ionosphériques entre 50° et le pôle Nord avec en pointillés la frontière équatoriale de la calotte polaire. Celle-ci est légèrement décalée vers le côté nuit avec une latitude de 68.8° à 00:00 MLT et de 70.6° à 12:00 MLT.

Les flux de particules atteignent une valeur maximale de $2.74 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ décalée du côté est et localisée à environ 65° et 01:00 MLT. Les observations statistiques de *Hardy et al.* (1989) montrent la présence d'un maximum localisé à la même position mais d'amplitude supérieure 2.25 fois plus grand de l'ordre de $6.28 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. *Peymirat et Fontaine* (1994b) obtenaient aussi une sous-estimation mais d'un facteur 4. L'accord pourrait être amélioré en ajustant les densités et températures de la source plasma mais aussi en augmentant le taux de diffusion en angle d'attaque qui vaut dans les simulations réalisées 40% du taux de diffusion forte en angle d'attaque.

La distribution des flux d'énergie est similaire à celle des flux de particules avec un maximum de 2.12 mW m^{-2} . Il est sous-estimé d'un facteur 1.5 par rapport aux observations de *Hardy et al.* (1989) qui atteignent des valeurs de l'ordre de 3.14 mW m^{-2} . Là aussi une source de plasma différente et une augmentation du taux de diffusion en angle d'attaque devraient améliorer l'accord avec les observations.

Les précipitations augmentent les conductivités ionosphériques qui sont représentées sur la figure 7.9 avec à gauche les conductivités de Pedersen et à droite celles de Hall.

Elles créent du côté nuit un anneau qui est associé aux aurores diffuses que l'on observe en zone aurorale. Les conductivités sont décalées vers l'est comme pour les précipitations avec des maxima de l'ordre de 8 et 9 Siemens respectivement pour les conductivités de Pedersen et de Hall. Elles sont supérieures à celles de *Peymirat et Fontaine* (1994b) car la pression électronique est plus importante. Elles permettent aux courants alignés issus de la magnétosphère de se refermer dans l'ionosphère.

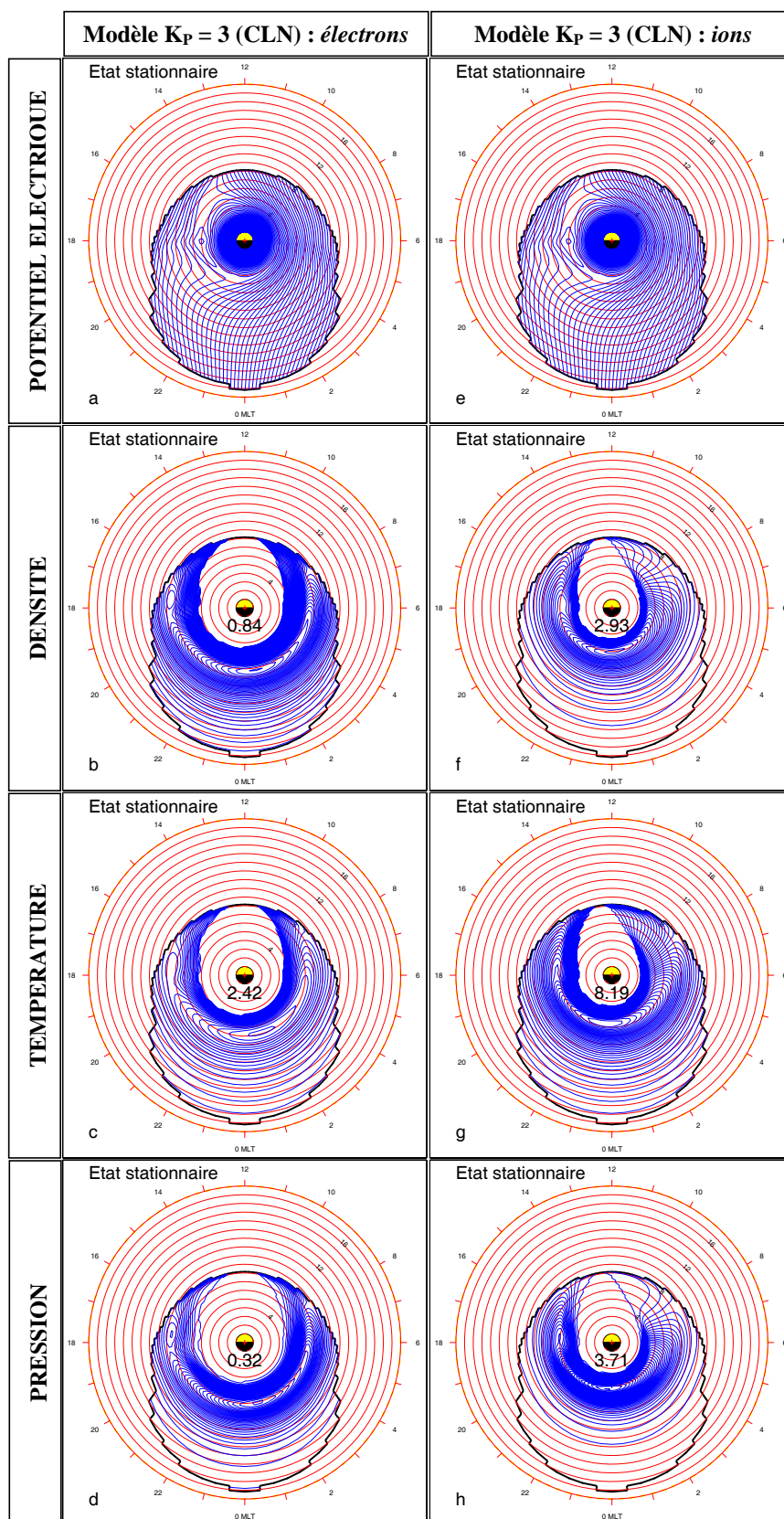


FIG. 7.7 – Distributions du potentiel, de la densité (exprimée en cm^{-3}), de la température (exprimée en keV) et de la pression (exprimée en nPa) des électrons (colonne de gauche) et des ions (colonne de droite) dans le plan équatorial de la magnétosphère calculées par le modèle $K_p = 3$. Les valeurs maximales sont indiquées au centre de la figure. Conditions aux limites normales (CLN).

Courants alignés

Les courants alignés sont engendrés par les gradients de la pression totale du plasma le long des contours des volumes des tubes de force ϑ (eq. (5.36)). Comme la pression ionique est dix fois supérieure à celle des électrons, ce sont les ions qui contribuent majoritairement aux courants alignés. Ils sont représentés sur la figure 7.10. La figure du haut correspond aux prédictions numériques et celles du bas aux observations statistiques réalisées à partir du sondeur ionosphérique du groupe EISCAT (*Fontaine et Peymirat, 1996*). Les courants entrant dans l'ionosphère sont positifs (d'après la convention que nous avons adoptée) et correspondent aux contours en rouge, les courants alignés sortant correspondant aux contours en bleu. Ils sortent de l'ionosphère à l'aube avec une amplitude maximale de $0.43 \mu\text{A m}^{-2}$ à 07:00 MLT et 65° de latitude. Au crépuscule, ils entrent dans l'ionosphère et présentent deux pics, l'un de $0.35 \mu\text{A m}^{-2}$ à 19:00 MLT et 65° , l'autre de $0.67 \mu\text{A m}^{-2}$ à 15:00 MLT et 67° . Du côté nuit, ces distributions sont en bon accord avec les observations bien que l'amplitude des courants alignés soit sur-estimée d'un facteur 1.3 et que le maximum à l'aube soit déphasé d'environ 03:00 MLT. Du côté jour, les observations ne montrent pas d'extremum vers 19:00. Ceci est probablement lié aux conditions aux limites que nous avons utilisées où la densité et la température sont maximales à midi. *Peymirat et Fontaine (1994b)* prédisent une distribution de courants alignés décalée de $2 - 3^\circ$ vers le pôle par rapport aux observations. Ce décalage n'existe plus dans nos simulations, et montre qu'il est lié à la topologie du champ magnétique. Aux hautes latitudes, les observations montrent l'existence de courants alignés de polarité opposée. Ce sont les courants alignés de région-1 qui ne peuvent pas être calculés par le modèle car ils apparaissent dans une région où les lignes de champ magnétique ne sont pas connectées à la magnétosphère interne et s'ouvrent dans le vent solaire. Les simulations magnétohydrodynamiques (ou simplement MHD) décrivant la dynamique du vent solaire et de son interaction avec l'environnement terrestre reproduisent la distribution des courants alignés de région-1 mais ont tendance à sous-estimer les courants alignés de région-2 car les gradients de la pression du plasma magnétosphérique sont mal calculés (*Ridley et al., 2004*).

7.3.3 Dynamique ionosphérique

Les conductivités ionosphériques induites par les précipitations et les courants alignés issus de la magnétosphère modifient les propriétés électriques du milieu conducteur ionosphérique, et en particulier le champ électrique ionosphérique.

La figure 7.11a représente la distribution du potentiel initial calculée par le modèle lorsque la magnétosphère est vide de plasma, c'est-à-dire en l'absence de précipitations et de courants alignés. Les particules ionosphériques se déplacent du côté nuit vers le côté jour le long des équipotentielles connectant ces deux régions.

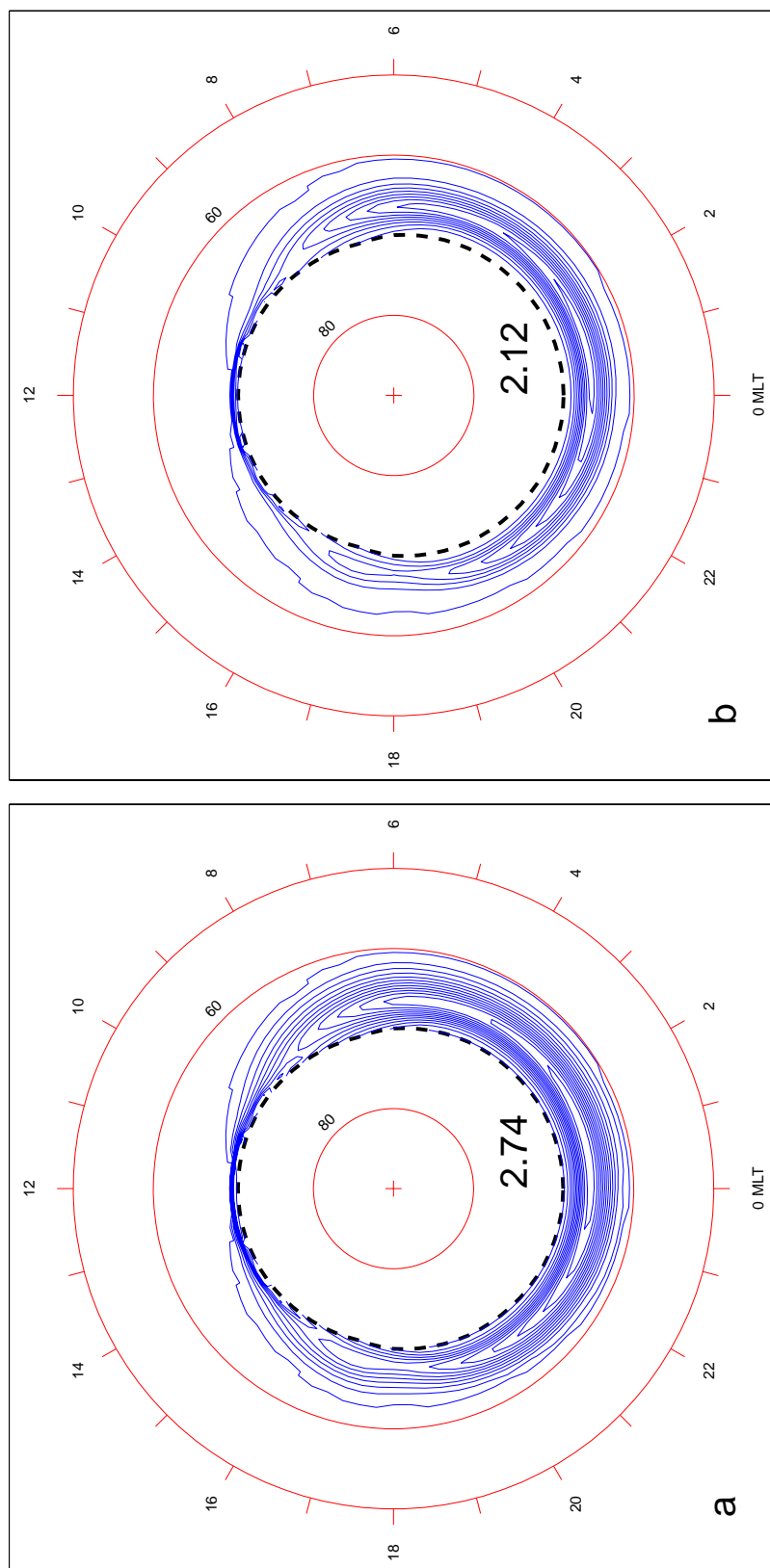


FIG. 7.8 – Distributions à l'état stationnaire (a) des flux de particules (exprimé en $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) et (b) d'énergie (exprimé en mW s^{-1}) associées aux électrons et calculées par le modèle $K_p = 3$. Les valeurs maximales sont indiquées sur la figure. Conditions aux limites normales (CLN).

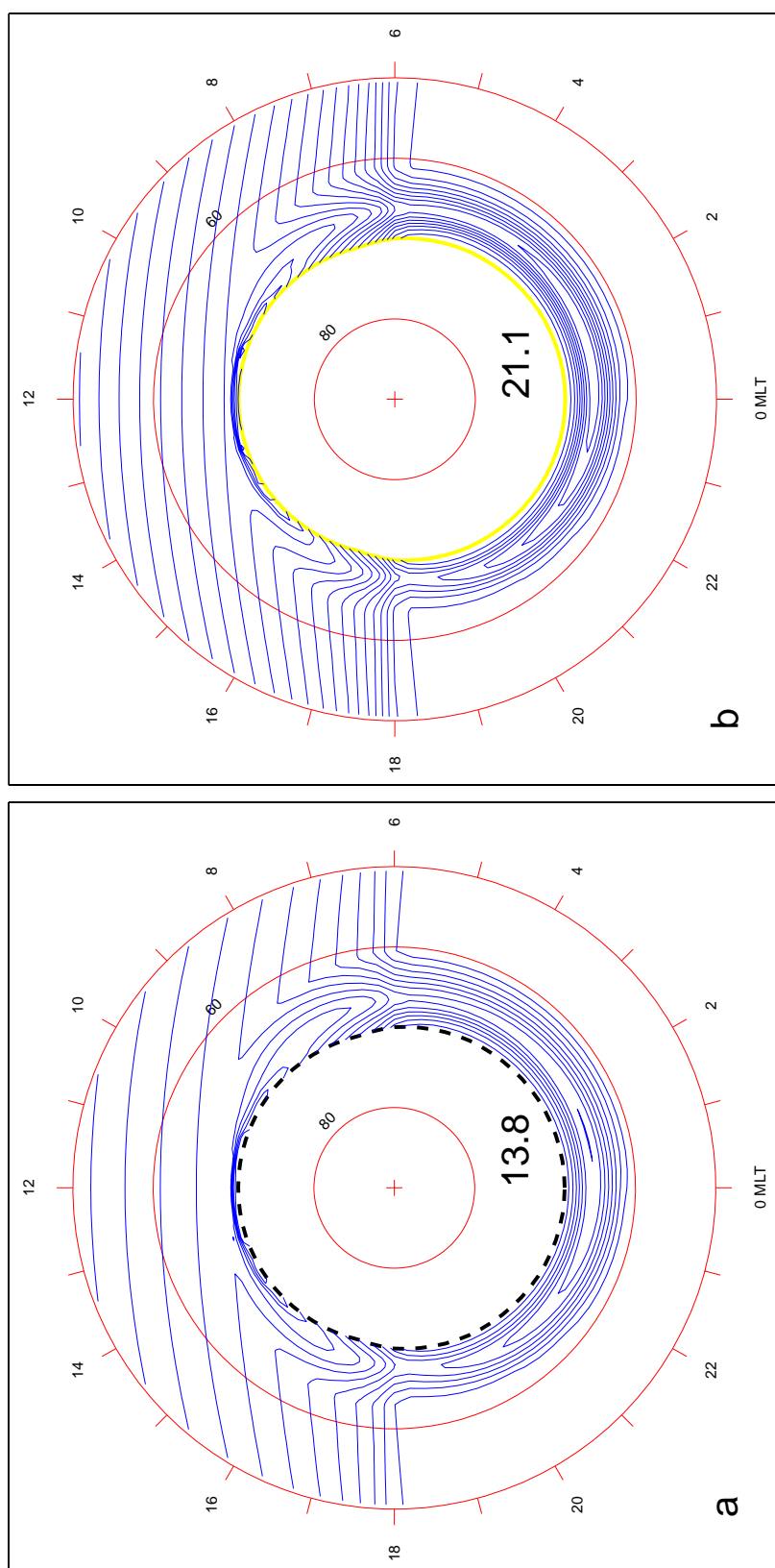


FIG. 7.9 – Distributions à l'état stationnaire des conductances (a) de Pedersen et (b) de Hall (exprimées en Siemens) calculées par le modèle $K_p = 3$. Les valeurs maximales sont indiquées au centre de la figure. Conditions aux limites normales (CLN).

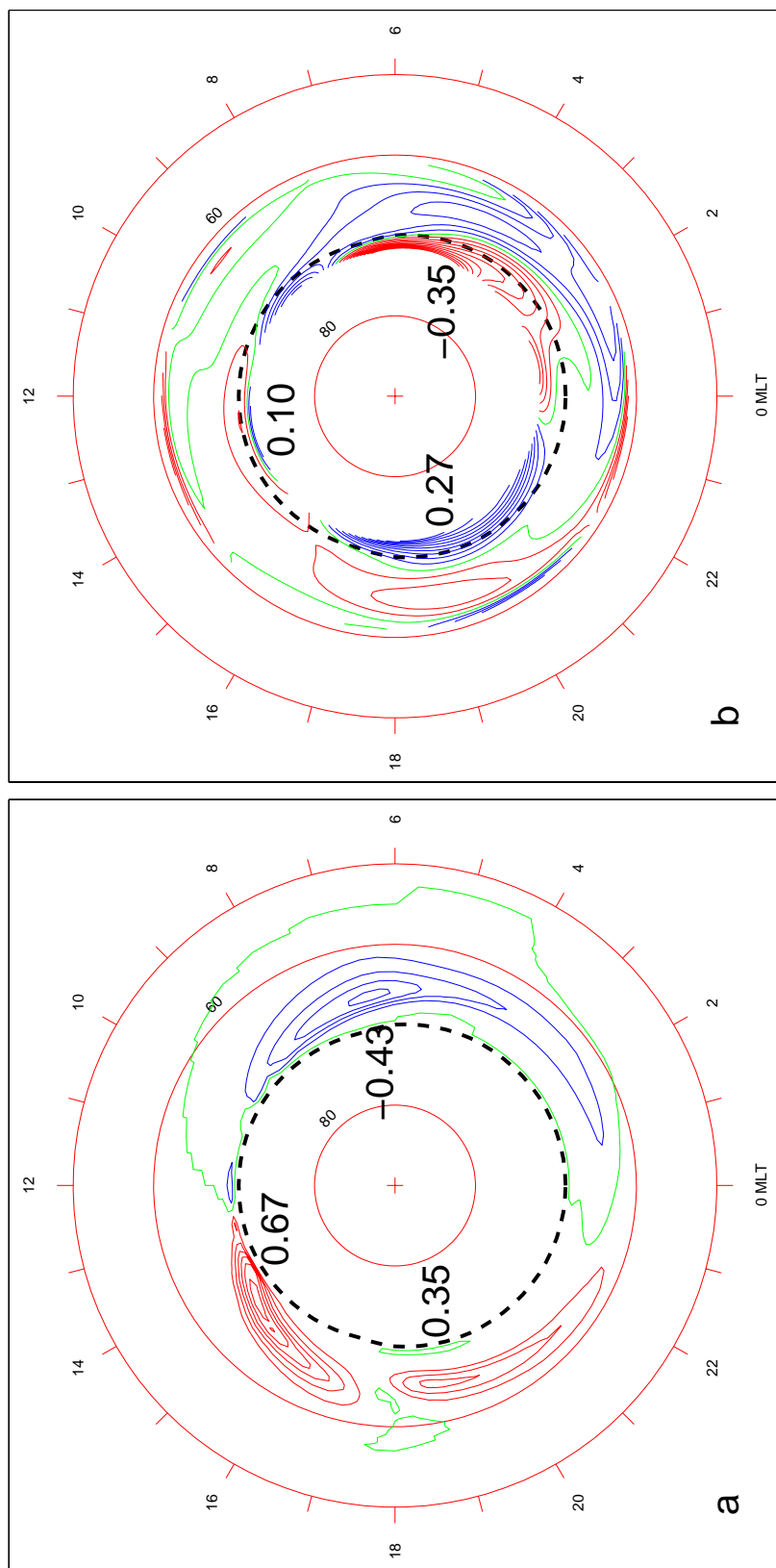


FIG. 7.10 – Distribution à l'état stationnaire des courants alignés (a) calculés par le modèle $K_p = 3$ (CLN) et (b) observés par EISCAT. Les valeurs extrémales sont indiquées en $\mu A m^{-2}$ au centre de la figure.

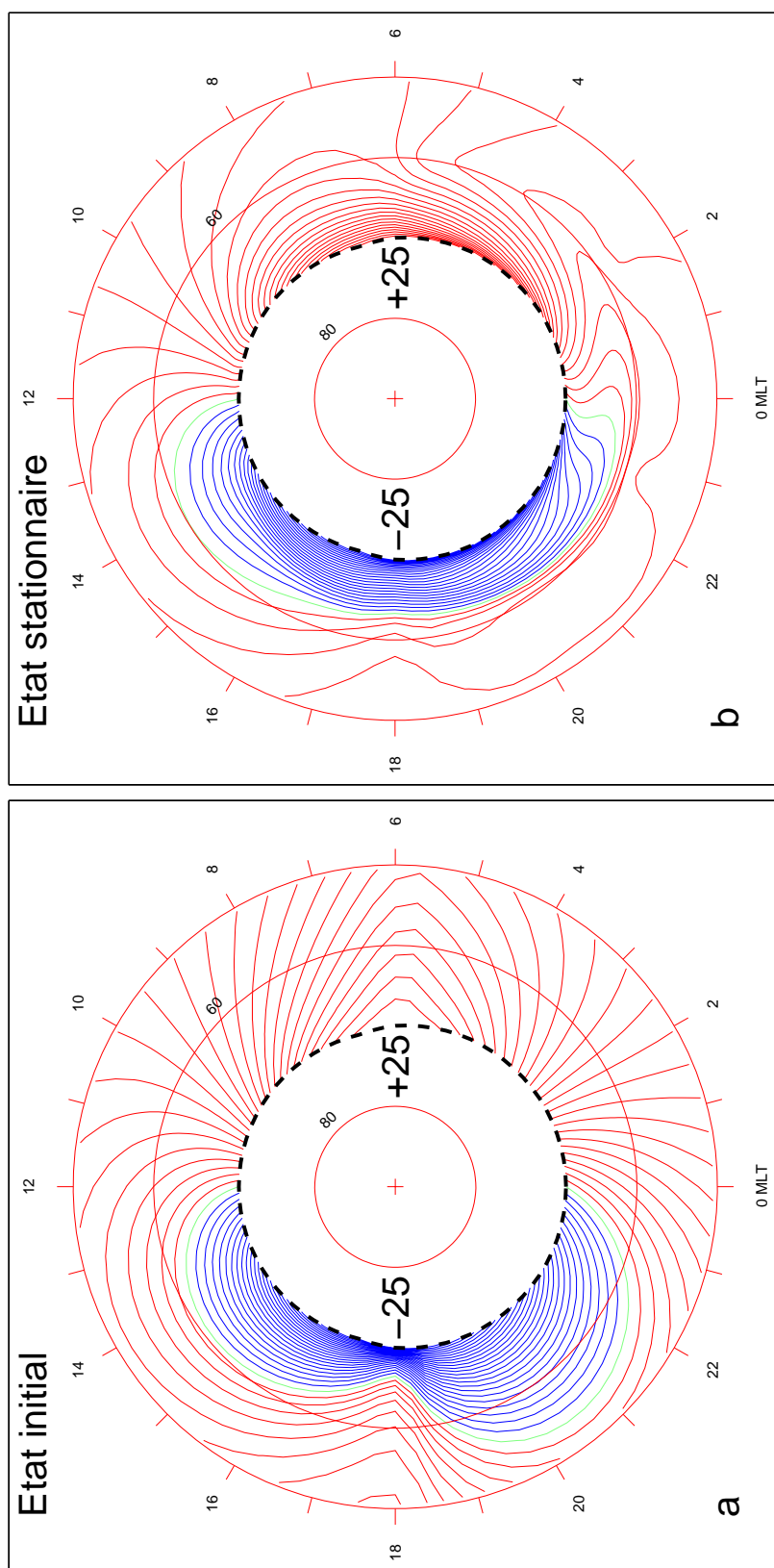


FIG. 7.11 – Distribution du potentiel électrique ionosphérique (a) à l'état initial et (b) à l'état stationnaire calculée par le modèle $K_p = 3$. Les valeurs extrêmes sont indiquées en kV au centre de la figure. Conditions aux limites normales (CLN).

L'asymétrie aube–crépuscule est liée à l'asymétrie jour–nuit des distributions de conductivités induite par le rayonnement solaire. A l'état stationnaire, les équipotentielles sont comprimées aux hautes latitudes au détriment des basses latitudes (non montrées) où elles ont tendance à s'ouvrir. Le champ électrique augmente aux hautes latitudes et diminue aux basses latitudes limitant la convection aux hautes latitudes ou de manière équivalente aux grandes distances radiales dans le plan équatorial de la magnétosphère. C'est l'effet d'écran qui écrante les basses latitudes en empêchant le plasma d'atteindre ces régions et qui est associé aux courants alignés (*Block*, 1966; *Schild et al.*, 1969; *Vasyliunas*, 1970, 1972). L'effet d'écran est contrôlée par les conductivités ionosphériques et diminue lorsque ces dernières augmentent (*Southwood*, 1977; *Senior et Blanc*, 1984).

La figure 7.12 représente pour une latitude de 66° la variation en temps local des composantes nord-sud (en haut) et ouest-est (en bas) du champ électrique. Une valeur positive correspond à un champ dirigé vers le sud ou l'est. Cette latitude a été choisie afin de comparer nos résultats à ceux de *Peymirat et Fontaine* (1994b, figure 15) qui montrent aussi les distributions de champ électrique observées en zone aurorale par les radars EISCAT (*Senior et al.*, 1990).

Le champ électrique méridional varie de manière sinusoïdale et correspond à la structure en double vortex du potentiel de la figure 7.11b induite par la variation sinusoïdale du potentiel imposée sur la frontière équatoriale de la calotte polaire. Il présente un maximum de 20 mV m^{-1} à 06:00 MLT et un minimum de 30 mV m^{-1} à 16:00 MLT et s'annule à 12:00 MLT. *Peymirat et Fontaine* (1994b) obtiennent un maximum de 10 mV m^{-1} à 03:00 MLT et un minimum de 30 mV m^{-1} à 20:00 MLT. Les observations montrent que le champ électrique est maximal à 03:00 MLT et minimal à 18:00 MLT avec une amplitude de 20 mV m^{-1} . Les amplitudes sont donc mieux reproduites par notre modèle mais la variation en temps local présente un déphasage systématique d'environ 03:00 MLT.

La composante azimutale est très similaire à celle prédite par *Peymirat et Fontaine* (1994b). Elle reproduit les variations crête à crête de l'ordre de 10 mV m^{-1} observées par les radars EISCAT mais la variation en temps local est toujours très mal reproduite.

Les variations en temps local du champ électrique sont très fortement liées à la forme de la frontière équatoriale de la calotte polaire et au choix du potentiel imposé sur cette frontière. L'accord avec les observations pourrait être amélioré en utilisant une frontière et des conditions aux limites différentes.

7.3.4 Conclusion

Le modèle $K_p = 3$ retrouve les distributions typiques des électrons et ions magnétosphériques avec une dérive vers l'ouest des ions et vers l'est des électrons. Les structures des flux de précipitation sont correctement reproduites avec cependant une sous-estimation d'un facteur 1.5–2.25 des amplitudes observées, ce qui est une amélioration par rapport

au modèle dipolaire de *Peymirat et Fontaine* (1994b) où elles étaient sous-estimées d'un facteur 4. Les courants alignés sont en bon accord avec les observations du sondeur ionosphérique EISCAT. Notamment la distribution des courants alignés n'est plus décalée de $2 - 3^\circ$ par rapport aux observations comme c'était le cas pour *Peymirat et Fontaine* (1994b). Toutefois les courants alignés sont sur-estimés du côté jour. Le potentiel électrique met en évidence l'effet d'écran lié aux courants alignés. La structure du champ électrique associé est en bon accord avec les observations des radars EISCAT. En particulier l'amplitude est mieux calculée mais la variation en temps local est mal reproduite avec un déphasage de 03:00 MLT par rapport aux observations. Les sources de désaccord sont probablement liées aux paramètres d'entrée du modèle tels que la source de plasma, le taux de diffusion en angle d'attaque, la forme de la frontière équatoriale de la calotte polaire ainsi que du potentiel le long de cette frontière.

7.3.5 Convergence numérique

La convergence numérique du modèle $K_p = 3$ peut être évaluée en faisant varier le pas en temps Δt et en comparant les résultats obtenus. Dans cette optique, nous avons réalisé trois simulations avec les conditions aux limites normales (CLN) pour des valeurs de Δt égales à 30, 60 et 120 secondes respectivement.

Les résultats obtenus pour $\Delta t = 30s$ et pour $\Delta t = 120s$ s'écartent peu ou pas des résultats initiaux, établis à la section 7.3.1 pour $\Delta t = 60s$ (voir figures 7.7 à 7.11). Nous avons donc choisi de ne pas inclure les figures correspondantes au manuscrit. Cependant, nous avons reporté ci-après dans le tableau 7.1, les valeurs maximales de la densité des ions et des électrons, de la température des ions et des électrons, des conductances de Hall et de Pedersen, du flux d'énergie et du flux numérique des électrons, ainsi que les extrema locaux des courants alignés de région-2. Lorsque le pas en temps est multiplié ou divisé par 2, les différentes variables divergent peu ou pas des résultats initiaux ($\Delta t = 60s$), montrant que la méthode numérique utilisée converge correctement.

Modifier légèrement le pas de la grille magnétosphérique (voir figure 6.2) ou de la grille ionosphérique (voir figure 6.4) devrait confirmer la stabilité des résultats et la convergence de la méthode numérique utilisée. Ce test pourra être réalisé dans le futur.

7.4 Conclusions

Nous avons modifié le modèle IMM de *Peymirat et Fontaine* (1994b) afin de remplacer le champ magnétique dipolaire par un champ magnétique plus proche des observations avec des lignes de force comprimées du côté jour mais étirées dans la queue de la magnétosphère. Nous avons procédé en plusieurs étapes.

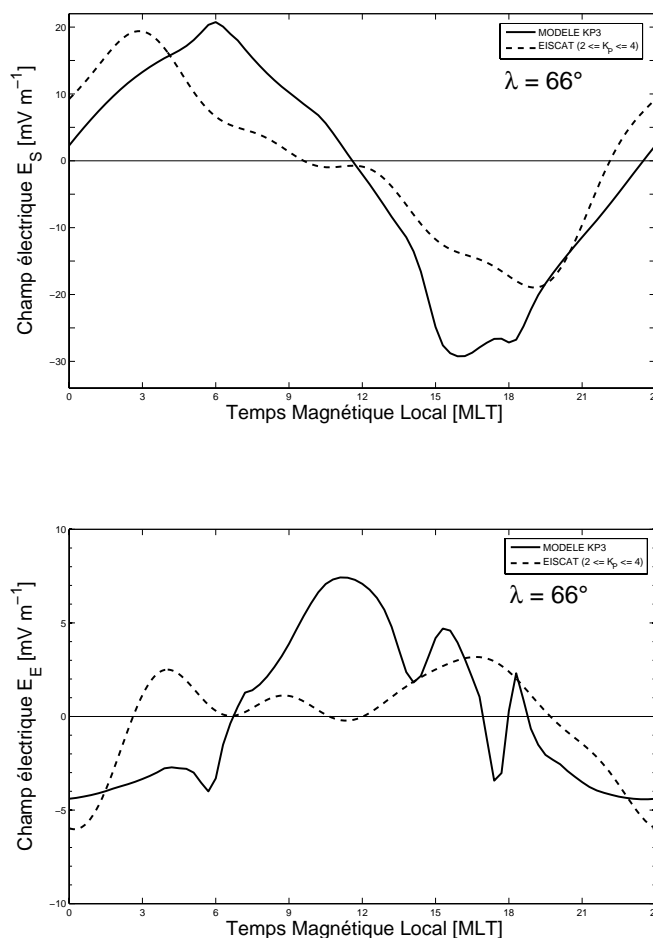


FIG. 7.12 – Distribution azimuthale à 66° de latitude et à l'état stationnaire de la composante nord-sud (en haut) et de la composante ouest-est (en bas) du champ électrique ionosphérique. Les courbes pleines ont été calculées par le modèle $K_p = 3$ (CLN), les courbes tiretées par le modèle de *Peymirat et Fontaine* (1994b).

Le modèle IMM utilise le formalisme des potentiels d'Euler (*Stern*, 1994b) qui permet de définir un système de coordonnées bien adapté à la topologie du champ magnétique. Pour un dipôle, les potentiels d'Euler sont relativement simples d'utilisation car il existe des expressions analytiques et car ils définissent un système de coordonnées orthogonales. Il n'est pas possible de généraliser cette approche pour un champ magnétique quelconque. Nous avons donc introduit un système de potentiels d'Euler non orthogonaux afin de dériver les équations décrivant le transport du plasma dans la magnétosphère terrestre. Cette approche nouvelle aboutit à un système d'équations très similaire à *Peymirat et Fontaine* (1994b) mais avec quelques termes supplémentaires. Ces termes sont associés au transport du plasma s'effectuant orthogonalement au champ magnétique et aux extrémités ionosphériques des tubes de force. Ils sont probablement négligeables pour des écoulements subsoniques tels que ceux de la Terre.

Pas en temps Δt [s]	30	60	120
Densité des électrons [cm^{-3}]	0.79	0.84	0.87
Température des électrons [keV]	2.17	2.42	2.57
Densité des ions [cm^{-3}]	2.13	2.39	3.34
Température des ions [keV]	6.41	8.19	9.33
Conductances de Hall [S]	21.1	21.1	21.1
Conductances de Pedersen [S]	13.8	13.8	13.8
Flux d'énergie des électrons [mW s^{-1}]	1.70	2.12	2.37
Flux numérique des électrons [$\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$]	2.17	2.74	2.55
Courants alignés de région-2 [$\mu\text{A m}^{-2}$]	-0.3	-0.4	-0.5
	0.3	0.3	0.4
	0.4	0.6	0.8

TAB. 7.1 – Valeurs maximales de la densité des ions et des électrons, de la température des ions et des électrons, des conductances de Hall et de Pedersen, du flux d'énergie et du flux numérique des électrons, et extrema locaux des courants alignés de région-2, pour les trois simulations avec des pas en temps différents (voir texte).

Nous avons ensuite inclus ce formalisme dans le modèle IMM en utilisant les potentiels d'Euler calculés par *Peymirat et Fontaine* (1999) pour le modèle de champ magnétique élaboré par *Tsyganenko* (1987). Deux versions ont été réalisées, l'une pour des conditions d'activité magnétique modérée correspondant à un $K_p = 3$, l'autre pour des conditions d'activité magnétique avec un $K_p = 5$. L'approche adoptée permet de conserver les méthodes de résolution numérique de *Peymirat et Fontaine* (1994b) tout en introduisant des difficultés supplémentaires liées aux conditions aux limites qui sont modifiées par la topologie du champ magnétique. Nous ne discutons par la suite que de la version $K_p = 3$ car la version $K_p = 5$ prédit des résultats inattendus probablement liés à un mauvais choix de conditions aux limites.

Les premiers résultats obtenus ont été comparés d'une part au modèle dipolaire, et d'autre part aux observations. La position de la source de plasma correspond à la projection équatoriale de la frontière équatoriale de la calotte polaire du modèle de *Tsyganenko* (1987). Elle ne se projette plus à distance constante comme dans le cas du dipôle utilisé par *Peymirat et Fontaine* (1994b). La densité de la source de plasma varie de 0.1 cm^{-3} à 0.8 cm^{-3} , la température électronique de 0.5 à 2 keV et la température ionique de 1 à 4 keV. Les valeurs minimales sont localisées à minuit et maximales à midi. La différence de potentiel à travers la calotte polaire vaut 50 kV en accord avec les observations statistiques de *Senior et al.* (1990) pour un $K_p = 3$.

Quand on impose une variation sinusoidale du potentiel le long de la frontière équatoriale, c'est-à-dire un champ électrique dirigé de l'aube vers le crépuscule, la version $K_p = 3$ prédit une dérive vers l'est des électrons alors que la version dipolaire une dérive inattendue vers l'ouest. La dérive vers l'est n'est retrouvée que dans le cas d'une condition aux limites

imposant de manière artificielle un mouvement vers l'est des électrons. Le modèle dipolaire n'est donc pas adapté à l'étude de la convection magnétosphérique à partir d'une source de plasma localisée dans la queue de la magnétosphère au delà de $13 R_T$.

Le modèle $K_p = 3$ reproduit les dérives classiques des ions vers l'ouest et des électrons vers l'est. Il prédit des flux de précipitation avec des valeurs de l'ordre de $2.74 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et 2.12 mW m^{-2} . Elles sous-estiment d'un facteur 1.5–2.25 les observations de *Hardy et al.* (1989) mais améliorent l'accord par rapport à *Peymirat et Fontaine* (1994b). Les sources de désaccord sont probablement liées au taux de diffusion en angle d'attaque que nous avons pris égal à 40% de celui de diffusion forte. Les courants alignés de l'ordre de $0.35\text{--}0.43 \mu\text{A m}^{-2}$ du côté nuit sont du bon ordre de grandeur par rapport aux observations de *Fontaine et Peymirat* (1996). Le décalage par rapport aux observations de $2 - 3^\circ$ vers le nord de la distribution des courants alignés calculée par *Peymirat et Fontaine* (1994b) disparaît dans nos simulations et illustre l'influence de la topologie magnétique sur la génération des courants alignés. Toutefois la version $K_p = 3$ prédit du côté jour un pic de $0.67 \mu\text{A m}^{-2}$ qui n'est pas observé. Ceci pourrait provenir d'une mauvaise paramétrisation de la source de plasma où la densité et la température sont maximales du côté jour. La distribution du potentiel calculé illustre l'effet d'écran qui renforce aux hautes latitudes la convection du plasma ionosphérique du côté nuit vers le côté jour. Le champ électrique associé est en bon accord avec les observations en zone aurorale de *Senior et al.* (1990). L'amplitude de la composante méridionale est de l'ordre de $20\text{--}30 \text{ mV m}^{-1}$ et celle de la composante azimutale de l'ordre de 5 mV m^{-1} . L'accord est amélioré par rapport au modèle de *Peymirat et Fontaine* (1994b) mais la variation en temps local est mal reproduite avec un déphasage de 03:00 MLT. Elle est contrôlée par la forme du potentiel imposée sur la frontière équatoriale de la calotte polaire et un choix différent pourrait reproduire de manière plus satisfaisante les observations.

Quatrième partie

Conclusions et perspectives

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

8.1 Développement d'IMM

La météorologie de l'espace est née de la volonté de mieux connaître l'environnement de la Terre et les relations qu'elle entretient avec le Soleil, pour mieux protéger l'homme et ses technologies. La convection de plasma depuis la queue de la magnétosphère vers la Terre résulte de l'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre, deux acteurs de la « météo spatiale ».

L'*Ionosphere Magnetosphere Model* (ou IMM) de *Peymirat et Fontaine* (1994b) constitue l'aboutissement des efforts de modélisation du groupe EISCAT France et décrit ce transport, tout en prenant en compte l'interaction de la magnétosphère avec l'ionosphère. Il simule les distributions de densité, température et pression des ions et des électrons du plasma ainsi que les champs et les courants électriques ionosphériques et magnétosphériques. L'IMM utilise un modèle de champ magnétique dipolaire, hypothèse valide à proximité de la Terre mais qui devient irréaliste lorsque l'on s'approche de la queue de la magnétosphère où les lignes de champ magnétique sont très étirées. De plus, il ne simule la dynamique du plasma que dans un seul hémisphère et ne tient donc pas compte de l'influence des dissymétries inter-hémisphériques.

Le but de cette thèse a donc consisté à poursuivre le développement du modèle incluant des conditions de simulations plus réalistes et en intégrant des éléments de couplages comme les échanges inter-hémisphériques. Le premier thème abordé (voir seconde partie) concerne l'étude des effets journaliers et saisonniers associés aux variations d'éclairement solaire. Celles-ci ont été modélisées en prenant en compte tout d'abord l'inclinaison de l'axe de rotation terrestre par rapport à la perpendiculaire à l'écliptique. Ensuite, l'inclinaison du dipôle magnétique par rapport à l'axe de rotation terrestre a été considéré. Enfin, le centre du dipôle a été excentré relativement au centre de la Terre pour mieux représenter la composante interne du champ magnétique de notre planète, et une correction magnétique aux conductivités a été ajoutée.

Le second thème abordé (voir troisième partie) présente le développement d'un nouveau modèle de convection en remplaçant le modèle dipolaire utilisé par l'IMM par un modèle de type *Tsyganenko* (1987) plus proche des observations. Ce modèle est paramétrisé par l'indice géomagnétique K_p . Il a fallu modifier les équations de transport utilisées par *Peymirat et Fontaine* (1994b) afin de généraliser pour tout type de topologie magnétique. Ce nouveau modèle a été validé par comparaison avec les observations satellites et radar (en particulier EISCAT).

8.2 Variations saisonnières et journalières

Afin d'étudier l'influence des effets saisonniers et journaliers sur la dynamique du système couplé magnétosphère-ionosphère, j'ai inclus dans le modèle IMM l'inclinaison du dipôle magnétique par rapport à la perpendiculaire à l'écliptique et par rapport à l'axe de rotation terrestre. J'ai ensuite déplacé le dipôle magnétique par rapport au centre de la Terre pour être plus proche des observations. Il m'a fallu modifier en profondeur le module de résolution de la dynamique ionosphérique du modèle IMM, en particulier la partie permettant de calculer le champ électrique ionosphérique.

Les principaux résultats obtenus concernant l'étude des effets saisonniers et journaliers sur la dynamique couplée magnétosphère-ionosphère sont regroupés dans le tableau (8.1). Les variations saisonnières d'éclairement solaire se traduisent par une augmentation des conductances de Pedersen de l'ordre de 45.7% entre le solstice de décembre et le solstice de juin. La densité des courants alignés de région-2 suit la même tendance avec une augmentation comprise entre 28.5% et 52.8%. Côté jour, cette densité est deux fois plus forte dans l'hémisphère d'été, en accord avec les observations. Lorsque l'inclinaison du dipôle par rapport à l'axe de rotation terrestre est pris en compte, les conductances de Pedersen et l'intensité des courants alignés de région-2 affichent une variation cyclique avec des maximales et minimales journalières qui apparaissent lorsque l'axe du dipôle magnétique traverse le méridien midi-minuit. L'amplitude de ces variations est de l'ordre de 17.4–23.5% pour les conductances et de 5.5–29% pour les courants, ce qui contribue à accentuer les différences inter-hémisphériques d'environ 26% à 59%. Enfin, la prise en compte d'un dipôle magnétique excentré contribue à augmenter (resp. diminuer) les conductances et l'intensité des courants d'un facteur 1.2–2.3 dans l'hémisphère sud (resp. hémisphère nord).

Les simulations montrent qu'entre les équinoxes et les solstices l'amplitude du champ électrique à moyenne latitude s'intensifie de 19% à 29%, correspondant à une chute de l'effet d'écran. Cet effet ne se retrouve pas sur la dynamique du plasma magnétosphérique qui n'est modifié que par un facteur inférieur à 5%.

Les effets saisonniers et journaliers prédits par le modèle ont été validés par comparaison avec les observations des distributions des courants alignés de région-2 car ces

	<i>cas NT</i>	<i>cas WT</i>	<i>cas WS</i>
Conductances	45.7%	17.4–23.5%	1.2–2.3
Courants alignés	28.5–52.8%	5.5–29% (26–59%)	1.2–2.3
Pression max.	0.9–3.9%	1.5–4.2%	6.7%
Flux d'énergie max.	2.9–3.6%	0.4–7.1%	6.7%

TAB. 8.1 – Tableau regroupant les principaux résultats du modèle. Les *cas NT*, *WT* et *WS* correspondent respectivement au dipôle centré et non incliné, au dipôle centré et incliné, et au dipôle excentré. Les valeurs reportées dans le tableau concernent les variations des conductances de Pedersen, des courants alignés de région-2, de la pression maximum des ions et des électrons ainsi que du flux d'énergie maximum des ions et des électrons. Les valeurs entre parenthèses correspondent aux différences inter-hémisphériques.

derniers contrôlent de manière très importante la convection magnétosphérique. Cependant des points de désaccord subsistent. Ils pourraient être résolus en prenant en compte dans les simulations les chutes de potentiel alignées avec le champ magnétique introduites par *Knight* (1972), un modèle de conductances ionosphérique faisant intervenir l'indice d'activité solaire $F_{10.7}$ comme celui de *Lilensten et al.* (1996), et un modèle de champ magnétique plus réaliste comme celui de *Tsyganenko* (1987). Ceci nous mène ainsi à la seconde partie du travail réalisé au cours de ma thèse.

8.3 Champ magnétique de type Tsyganenko

La réalisation d'un nouveau modèle de convection intégrant un champ géomagnétique de type *Tsyganenko* (1987) est un pas supplémentaire vers une modélisation plus réaliste. Tout comme pour l'IMM de *Peymirat et Fontaine* (1994b), le nouveau modèle utilise le formalisme des potentiels d'Euler (*Stern*, 1994b) qui permet d'utiliser un système de coordonnées adapté à la topologie du champ magnétique.

Ces potentiels d'Euler sont toutefois plus compliqués que ceux utilisés par *Peymirat et Fontaine* (1999) car il n'existe pas d'expression analytique comme pour le cas dipolaire. En particulier, il faut les calculer de manière numérique, et ils ne définissent plus un système de coordonnées orthogonaux. J'ai donc généralisé à un champ magnétique quelconque le formalisme des potentiels d'Euler. Des termes nouveaux apparaissent dans les équations de transport développés par *Peymirat et Fontaine* (1994b). Ils modifient le contenu des tubes de force en faisant intervenir à leurs extrémités ionosphériques des flux de particules perpendiculaires au champ magnétique. Ces flux sont probablement négligeables pour les écoulements subsoniques comme c'est le cas pour la Terre et nous les avons négligés.

J'ai inclus dans le modèle IMM le modèle de champ magnétique élaboré par *Tsyganenko* (1987) en utilisant les potentiels d'Euler calculés par *Peymirat et Fontaine* (1994b) pour ce modèle. Deux versions du modèle ont été réalisées, une correspondant à une activité magnétique modérée ($K_p = 3$), une autre correspondant à une activité magnétique

élevée ($K_p = 5$). La version $K_p = 5$, opérationnelle, donne des résultats inattendus probablement liés à un mauvais choix de conditions aux limites, et seule la version $K_p = 3$ sera discutée par la suite.

Le nouveau modèle modifie la frontière de séparation des régions de ligne de champ magnétique fermées et ouvertes par rapport au modèle dipolaire. Cette frontière est déformée par le vent solaire et perd sa régularité. Dans le plan équatorial de la magnétosphère, elle se situe à environ $8 R_T$ à 12:00 MLT et environ à $20 R_T$ à 24:00 MLT. La compression adiabatique subie par le plasma est donc plus forte du côté jour que du côté nuit et il est nécessaire d'utiliser des conditions aux limites adéquates pour la source de plasma qui se situe sur cette frontière. La densité de la source de plasma varie de 0.1 cm^{-3} à 0.8 cm^{-3} , la température électronique de 0.5 à 2 keV et la température ionique de 1 à 4 keV . La calotte polaire constitue la projection ionosphérique de cette frontière. Conformément aux observations, elle se situe à plus basse latitude du côté jour que du côté nuit, ce qui n'était pas pris en considération dans la précédente version d'IMM. La différence de potentiel à travers la calotte polaire est fixée à 50 kV en accord avec les observations statistiques de *Senior et al.* (1990) pour un $K_p = 3$.

Les résultats montrent que le modèle $K_p = 3$ est mieux adapté que le modèle dipolaire pour étudier la convection magnétosphérique à partir d'une source de plasma localisée dans la queue de la magnétosphère au delà de $13 R_T$. En effet, il prédit une dérive des ions vers le côté crépuscule et une dérive des électrons vers le côté opposé, conformément aux observations. Cependant, il sous-estime les flux de précipitations observés par *Hardy et al.* (1989) d'un facteur 1.5 – 2.25 (voir tableau 8.2). Les courants alignés simulés du côté nuit sont du bon ordre de grandeur par rapport aux observations de *Fontaine et Peymirat* (1996). En particulier, le décalage de $2 - 3^\circ$ vers le nord de la distribution des courants alignés par rapport aux observations calculé par *Peymirat et Fontaine* (1994b) n'apparaît plus. Cependant, ils sont surestimés du côté jour. Enfin, le champ électrique est en bon accord avec les observations en zone aurorale de *Senior et al.* (1990) mais les variations locales sont mal reproduites avec un déphasage de $03:00 \text{ MLT}$.

Observable	Valeur simulée
Flux numériques	$2.74 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Flux d'énergie	2.12 mW m^{-2}
Courants alignés	$0.35\text{--}0.43 \mu \text{ A m}^{-2}$
Champ électrique méridional	$20\text{--}30 \text{ mV m}^{-1}$
Champ électrique azimuthal	5 mV m^{-1}

TAB. 8.2 – Tableau regroupant les principaux résultats du modèle $K_p = 3$.

En conclusion, le modèle $K_p = 3$ améliore globalement l'accord entre résultats et observations par rapport à *Peymirat et Fontaine* (1994b). Les sources de désaccord persistantes pourraient être résolues en augmentant le taux de diffusion en angle d'attaque

fixé à 40% du taux de diffusion forte et par le choix de conditions aux limites plus appropriées sur la source de plasma et la forme du potentiel imposée sur la frontière du domaine de résolution du modèle.

8.4 Perspectives

Ce travail de thèse ouvre de nombreuses perspectives.

Modèle asymétrique

Les observations montrent qu'il existe des différences de potentiel électrique le long des lignes de champ magnétiques (*Knight*, 1972). Elles sont liées aux événements de précipitations intenses (ou aurores intenses) permettant la fermeture des courants alignés côté nuit dans la zone où les conductivités sont faibles (*Newell et al.*, 1996, 2005). Un meilleur accord entre le modèle asymétrique que j'ai développé (voir seconde partie) et les observations pourrait être obtenu en insérant de telles différences de potentiel.

Le modèle asymétrique ne tient pas compte de tous les aspects saisonniers en particulier les variations d'activité solaire. Il pourrait être amélioré par exemple en remplaçant le modèle de conductances solaires de *Senior* (1991) par celui de *Lilensten et al.* (1996) qui fait intervenir l'indice $F_{10.7}$ lié à l'activité solaire.

Sous-orages magnétiques

Le modèle $K_p = 5$ est opérationnel mais nécessite la recherche de conditions aux limites adéquates pour être opérationnel.

Les sous-orages magnétiques correspondent à des libérations brutales de l'énergie accumulée dans la queue de la magnétosphère. Elles s'accompagnent d'une dipolarisation du champ magnétique. Ces événements pourraient être simulés en utilisant les versions $K_p = 5$, $K_p = 3$ et dipolaire du modèle IMM en partant d'une configuration initiale du champ magnétique correspondant à $K_p = 5$ pour aboutir à une configuration dipolaire en passant par un état intermédiaire correspondant à $K_p = 3$.

Couplage TRANSCAR-IMM

Le modèle TRANSCAR développé au sein de l'équipe EISCAT du CESR est un modèle local unidimensionnel de l'ionosphère le long d'une ligne de champ magnétique et adapté à l'étude des phénomènes de petite échelle. Ces phénomènes peuvent s'avérer très importants en particulier lors des sous-orages magnétiques où des interactions très importantes se produisent entre l'ionosphère et la magnétosphère. Un premier couplage avec l'IMM de *Peymirat et Fontaine* (1994b) a été réalisé au CESR, mais ne tient pas compte des asymétries inter-hémisphériques. Un second couplage TRANSCAR-IMM pourrait être envisagé avec le premier modèle développé durant ma thèse pour prendre en compte ces asymétries.

Bibliographie

- Alcaydé, D., G. Caudal, et J. Fontanari, Convection electric fields and electrostatic potential over $61^\circ < \Lambda < 72^\circ$ invariant latitude observed with the European incoherent scatter facility. 1. Initial results, *J. Geophys. Res.*, *91*, 233–247, 1986.
- Axford, W. I., et C. O. Hines, A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms, *Can. J. Phys.*, *39*, 1433–1464, 1961.
- Bartels, J., The eccentric dipole approximating the earth's magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *41*, 225–250, 1936.
- Baumjohann, W., et G. Paschmann, Determination of the polytropic index in the plasma sheet, *Geophys. Res. Lett.*, *16*, 295–298, 1989.
- Baumjohann, W., G. Paschmann, et C. A. Catell, Average plasma properties in the central plasmashet, *J. Geophys. Res.*, *94*, 6597–6606, 1989.
- Blanc, M., et G. Caudal, The spatial distribution of magnetospheric convection electric field at ionospheric altitudes : A review 2, *Theories*, *3(1)*, 27–42, 1985.
- Blanc, M., et A. D. Richmond, The ionospheric disturbance dynamo, *J. Geophys. Res.*, *85*, 1669–1686, 1980.
- Block, L. P., On the distribution of electric fields in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *71*, 855, 1966.
- Boström, R., *Mechanisms for driving Birkeland currents*, pp. 314–365, *Physics of the Hot Plasma in the Magnetosphere*, B. Hultqvist ed., Plenum, New York, 1975.
- Caudal, G., et M. Blanc, Magnetospheric convection during quiet or moderately disturbed times, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *26*, 809–822, 1988.
- Chapman, S., et J. Bartels, *Geomagnetism*, vol. 2, pp. 639–668, Oxford University Press, New York, 1940.
- Chapman, S., et V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, Part 1, The initial phase, *Terrest. Magnetism and Atmospheric Elec.*, *36*, 171, 1931.

- Chen, C. K., R. A. Wolf, M. Harel, et J. L. Karty, Theoretical magnetograms based on quantitative simulation of a magnetospheric substorm, *J. Geophys. Res.*, *87*, 6137–6152, 1982.
- Christiansen, F., V. O. Papitashvili, et T. Neubert, Seasonal variations of high-latitude field-aligned currents inferred from Ørsted and Magsat observations, *J. Geophys. Res.*, *107*, 5–1, 2002.
- Cliwer, E. W., Y. Kamide, et A. G. Ling, Mountain versus valleys : The semiannual variation of geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.*, *105*, 2413–2424, 2000.
- Cliwer, E. W., Y. Kamide, A. G. Ling, et N. Yokoyama, Semiannual variation of the geomagnetic *Dst* index : Evidence for a dominant non-storm component, *J. Geophys. Res.*, *106*, 21,297–21,304, 2001.
- Coroniti, F. V., et C. F. Kennel, *Magnetospheric reconnection, substorms, and energetic particle acceleration*, in *Particle Acceleration in Planetary Magnetosphere*, pp. 169–178, J. Arons, C. Max, and C. McKee ed., American Institute of Physics, New York, 1979.
- Crooker, N. U., et G. L. Siscoe, The effect of the solar wind on the terrestrial environment, in *Physics of the Sun*, vol. 3, pp. 193–249, 1986.
- Crooker, N. U., E. W. Cliwer, et B. T. Tsurutani, The semiannual variation of great geomagnetic storms and the postshock Russel-McPherron effect preceding coronal mass ejecta, *Geophys. Res. Lett.*, *19*, 429, 1992.
- DeZeeuw, D. L., S. Sazykin, R. A. Wolf, T. I. Gombosi, A. J. Ridley, et G. Tóth, Coupling of a global MHD code and an inner magnetospheric model : Initial results, *J. Geophys. Res.*, *109*, 2004.
- Dungey, J. W., Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, *6*, 47–48, 1961.
- Erickson, G. M., R. W. Spiro, et R. A. Wolf, The physics of the Harang discontinuity, *J. Geophys. Res.*, *96*, 1633–1645, 1991.
- Escoubet, C. P., A. Pedersen, R. Schmidt, et P. A. Lindqvist, Density in the magnetosphere inferred from ISEE 1 spacecraft potential, *J. Geophys. Res.*, *1026*, 17,595–17,609, 1997.
- Fedder, J. A., et J. G. Lyon, The solar wind-magnetosphere-ionosphere current-voltage relationship, *Geophys. Res. Lett.*, *14*, 880–883, 1987.
- Fejer, J., Theory of the geomagnetic daily disturbance variations, *J. Geophys. Res.*, *69*, 123–137, 1964.

- Fok, M.-C., R. A. Wolf, R. W. Spiro, et T. E. Moore, Comprehensive computational model of Earth's ring current, *J. Geophys. Res.*, *106*, 8417–8424, 2001.
- Fontaine, D., et C. Peymirat, Large-scale distributions of ionospheric horizontal and field-aligned currents inferred from EISCAT, *Ann. Geophys.*, *14*, 1284–1296, 1996.
- Fontaine, D., et C. Peymirat, The large-scale current system and the ionosphere/magnetosphere coupling, *Adv. Space Res.*, *20*, 459–467, 1997.
- Fontaine, D., M. Blanc, L. Reinhart, et R. Glowinski, Numerical simulations of the magnetospheric convection including the effects of electron precipitation, *J. Geophys. Res.*, *90*, 8343–8360, 1985.
- Fraser-Smith, A. C., Centered and Eccentric Geomagnetic Dipoles and Their Poles, 1600–1985, *Rev. Geophys.*, *25*, 1–16, 1987.
- Fujii, R., et T. Iijima, Control of the ionospheric conductivities on large-scale Birkeland current intensities under geomagnetic quiet conditions, *J. Geophys. Res.*, *92*, 4505–4513, 1987.
- Fujii, R., T. A. Potemra, et M. Sugiura, Seasonal dependence of large-scale birkeland currents, *Geophys. Res. Lett.*, *8*, 1103–1106, 1981.
- Gagnepain, J., M. Crochet, et A. D. Richmond, Longitudinal and interhemispheric variations of auroral ionospheric electrodynamics in a realistic geomagnetic field, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *38*, 279–286, 1975.
- Gasda, S., et A. D. Richmond, Longitudinal and interhemispheric variations of auroral ionospheric electrodynamics in a realistic geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, *103*, 4011–4022, 1998.
- Goertz, C. K., et W. Baumjohann, On the thermodynamics of the plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, *96*, 20,991–20,998, 1991.
- Hardy, D. A., M. S. Gussenhoven, et D. Brautigam, A statistical model of auroral ion precipitation, *J. Geophys. Res.*, *94*, 370–392, 1989.
- Harel, M., R. A. Wolf, P. H. Reiff, R. W. Spiro, W. J. Burke, F. J. Rich, et M. Smiddy, Quantitative simulation of magnetospheric substorm, 1. Model logic and overview, *J. Geophys. Res.*, *86*, 2217–2241, 1981a.
- Harel, M., R. A. Wolf, R. W. Spiro, P. H. Reiff, et C. K. Chen, Quantitative simulation of magnetospheric substorm, 2. Comparison with observations, *J. Geophys. Res.*, *86*, 2242–2260, 1981b.

- Huang, C. Y., et L. A. Frank, A statistical study of the central plasma sheet : implications for substorm models, *Geophys. Res. Lett.*, *13*, 652–655, 1986.
- Huang, C. Y., et L. A. Frank, A statistical survey of the central plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, *99*, 83–95, 1994.
- Huang, C. Y., C. K. Goertz, L. A. Frank, et G. Rostoker, Observational determination of the adiabatic index in the quiet time plasma sheet, *Geophys. Res. Lett.*, *16*, 563–566, 1989.
- Huang, C. Y., L. A. Frank, G. Rostoker, J. Fennel, et D. G. Mitchell, Nonadiabatic heating of the central plasmashet at substorm onset, *J. Geophys. Res.*, *97*, 1481–1495, 1992.
- Hurtaud, Y., *Modélisation de la dynamique couplée des plasmas magnétosphérique et ionosphérique, Rapport de stage de DEA APS, filière planétologie*, pp. 13–19, UFR PCA/Université Paul Sabatier, Toulouse, 2004.
- Hurtaud, Y., C. Peymirat, et A. D. Richmond, Modelling seasonal and diurnal effects on ionospheric conductances, region-2 currents, and plasma convection in the inner magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *XX*, 2007.
- Ijima, T., et T. A. Potemra, Large-scale characteristics of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, *83*, 599–615, 1978.
- Jaggi, R. K., et R. A. Wolf, Self-consistent calculation of the motion of a sheet of ions in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *78*, 2852–2866, 1973.
- Knight, S., Parallel electric fields, *Planet. Space Sci.*, *21*, 741–750, 1972.
- Lilensten, J., et P.-L. Blelly, *Du Soleil à la Terre, Aéronomie et météorologie de l'espace*, p. 49, pug ed., Presses Universitaires de Grenoble, 1999.
- Lilensten, J., P.-L. Blelly, W. Kofman, et D. Alcaydé, Auroral ionospheric conductivities : a comparison between experiment and modeling, and theoretical $f_{10.7}$ -dependent model for EISCAT and ESR, *Ann. Geophys.*, *14*, 1297–1304, 1996.
- Lotko, W., B. U. O. Sonnerup, et R. L. Lysak, Non steady boundary layer flow including ionospheric drag and parallel electric fields, *J. Geophys. Res.*, *92*, 8635–8648, 1987.
- Lu, G., A. D. Richmond, B. A. Emery, P. H. Reiff, O. de la Beaujardière, F. J. Rich, W. F. Denig, H. W. Kroehl, L. R. Lyons, J. M. Ruohoniemi, E. Friis-Christensen, H. Opgenoorth, M. A. L. Persson, R. P. Lepping, A. S. Rodger, T. Hughes, A. McEwin, S. Dennis, R. Morris, G. Burns, et L. Tomlinson, Interhemispheric asymmetry of the high-latitude ionospheric convection pattern, *J. Geophys. Res.*, *99*, 6491–6510, 1994.

- Lu, G., L. R. Lyons, P. H. Reiff, W. F. Denig, O. de la Beaujardière, H. W. Kroehl, P. T. Newell, F. J. Rich, H. Opgenoorth, M. A. L. Persson, J. M. Ruohoniemi, E. Friis-Christensen, L. Tomlinson, R. Morris, G. Burns, et A. McEwin, Characteristics of ionospheric convection and field-aligned currents in the dayside cusp region, *J. Geophys. Res.*, *100*, 11,845–11,861, 1995.
- Lui, A. T. Y., R. W. McEntire, et S. M. Krimigis, Storm time ring current densities from MEPA measurements on AMPTE/CCE, *Eos. Trans. AGU*, *67*, 343, 1986.
- Mayaud, P. N., The annual and daily variations of the *Dst* index, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *55*, 193, 1978.
- Mayaud, P. N., *Derivation, Meaning and Use of Geomagnetic Indices*, vol. 22 of *Geophys. Monogr. Ser.*, P. N. Mayaud ed., AGU, Washington, D. C., 1980.
- Newell, P. T., C.-I. Meng, et K. M. Lyons, Suppression of discrete aurorae by sunlight, *Nature*, *381*, 766–767, 1996.
- Newell, P. T., S. Wing, T. Sotirelis, et C.-I. Meng, Ion aurora and its seasonal variations, *J. Geophys. Res.*, *110*, 1215, 2005.
- Ohtani, S., G. Ueno, T. Higuchi, et H. Kawano, Annual and semiannual variations of the location and intensity of large-scale field-aligned currents, *J. Geophys. Res.*, *110*, 1216, 2005a.
- Ohtani, S., G. Ueno, et T. Higuchi, Comparison of large-scale field-aligned currents under sunlit and dark ionospheric conditions, *J. Geophys. Res.*, *110*, 9230–+, 2005b.
- Østgaard, N., N. A. Tsyganenko, S. B. Mende, H. U. Frey, T. J. Immel, M. Fillingim, L. A. Frank, et J. B. Sigwarth, Observations and model predictions of substorm auroral asymmetries in the conjugate hemispheres, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, 5111–+, 2005.
- Papitashvili, V. O., F. Christiansen, et T. Neubert, A new model of field-aligned currents derived from high-precision satellite magnetic field data, *Geophys. Res. Lett.*, *29*, 28–1, 2002.
- Peddie, N. W., International Geomagnetic Reference Field : the Third Generation, *J. Geomagn. Geoelectr.*, *34*, 309–326, 1982.
- Pellat, R., et G. Laval, *Remarks on the steady and time dependant mathematical convection models*, E. R. Dyer ed., Inter-Union Commission on Solar-Terrestrial Physics, Washington, D. C., 1972.

- Peymirat, C., *Etude expérimentale et numérique des relations entre les courants alignés de grande échelle et la convection magnétosphérique*, Thèse de doctorat de Physique, pp. 43–45, Faculté des sciences de l'Université Paris 7, Paris, 1991b.
- Peymirat, C., et D. Fontaine, Relationships between field-aligned currents and convection observed by EISCAT and implications concerning the mechanism that produces region-2 currents : Statistical study, *Ann. Geophys.*, *12*, 304–315, 1994a.
- Peymirat, C., et D. Fontaine, Numerical simulation of magnetospheric convection including the effect of field-aligned currents and electron precipitation, *J. Geophys. Res.*, *99*, 11,155–11,176, 1994b.
- Peymirat, C., et D. Fontaine, Polar cap convection patterns inferred from EISCAT observations, *Ann. Geophys.*, *15*, 403–411, 1997.
- Peymirat, C., et D. Fontaine, A numerical method to compute Euler potentials for non dipolar magnetic fields, *Ann. Geophys.*, *17*, 328–337, 1999.
- Peymirat, C., D. Fontaine, et C. Senior, Influence of the ion losses on the generation of region 2 field-aligned currents, *Ann. Geophys.*, *9*, 111–125, 1991a.
- Peymirat, C., A. D. Richmond, et R. G. Roble, Neutral wind influence on the electrodynamic coupling between the ionosphere and the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *107*, 2–1, 2002.
- Richmond, A. D., Equatorial electrojet–I. Development of a model including winds and instabilities, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *35*, 1083, 1973.
- Richmond, A. D., Ionospheric Electrodynamics Using Magnetic Apex Coordinates, *J. Geomagn. Geoelectr.*, *47*, 191–212, 1995a.
- Richmond, A. D., *Ionospheric Electrodynamics*, pp. 249–290, Handbook of ATMOSPHERIC ELECTRODYNAMICS, H. Volland ed., CRC Press, London, 1995b.
- Richmond, A. D., C. Peymirat, et R. G. Roble, Long-lasting disturbances in the equatorial ionospheric electric field simulated with a coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere model, *J. Geophys. Res.*, *108*, 5–1, 2003.
- Ridley, A. J., Effect of seasonal changes in the ionospheric conductances on magnetospheric field-aligned currents, *Geophys. Res. Lett.*, *34*(L05101), 2007.
- Ridley, A. J., T. I. Gombosi, et D. L. DeZeeuw, Ionospheric control of the magnetosphere : Conductance, *Ann. Geophys.*, *22*, 567–584, 2004.

- Russell, C. T., et R. L. McPherron, Semiannual variation of geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.*, *78*, 92, 1973.
- Schild, M. A., J. W. Freeman, et A. J. Dessler, A source for field-aligned currents at auroral latitudes, *J. Geophys. Res.*, *74*, 247, 1969.
- Schmidt, A., Der magnetische mittelpunkt der erde und seine bedeutung, *Gerlands Beitr. Geophys.*, *41*, 346, 1934.
- Schumaker, T. L., M. S. Gussenhoven, D. A. Hardy, et R. L. Carovillano, The relationship between diffuse auroral and plasma sheet electron distributions near local midnight, *J. Geophys. Res.*, *94*, 10,061–10,078, 1989.
- Senior, C., Solar and particle contributions to auroral height-integrated conductivities from EISCAT data : a statistical study, *Ann. Geophys.*, *9*, 449–460, 1991.
- Senior, C., et M. Blanc, On the control of magnetospheric convection by the spatial distribution of ionospheric conductivities, *J. Geophys. Res.*, *89*, 261–284, 1984.
- Senior, C., D. Fontaine, G. Caudal, D. Alcaydé, et J. Fontanari, Convection electric fields and electrostatic potential over $61^\circ < \Lambda < 72^\circ$ invariant latitude observed with the European incoherent scatter facility. 2. Statistical results, *Ann. Geophys.*, *8*, 257–272, 1990.
- Shunk, R. W., Mathematical structure of transport equations for multispecies flows, *Rev. Geophys.*, *15*, 429, 1977.
- Sonnerup, B. U. O., Theory of the low-latitude boundary layer, *J. Geophys. Res.*, *82*, 5512–5520, 1980.
- Southwood, D. J., The role of the hot plasma in magnetospheric convection, *J. Geophys. Res.*, *82*, 5512–5520, 1977.
- Spiro, R. W., et R. A. Wolf, *Electrodynamics of convection in the inner magnetosphere*, in *Magnetospheric Currents*, vol. 28 of *Geophys. Monogr. Ser.*, pp. 247–259, T. A. Potemra ed., AGU, Washington, D. C., 1984.
- Spiro, R. W., M. Harel, R. A. Wolf, et P. H. Reiff, Quantitative simulation of magnetospheric substorm, 3. Plasmaspheric electric fields and evolution of the plasmapause, *J. Geophys. Res.*, *86*, 2261–2272, 1981.
- Spiro, R. W., R. A. Wolf, et B. G. Fejer, Penetration of high-latitude-electric-field effects to low latitudes during SUNDIAL 1984, *Ann. Geophys.*, *6*, 39–50, 1988.
- Stern, D. P., Geomagnetic Euler Potentials, *J. Geophys. Res.*, *72*, 3995–4005, 1967.

- Stern, D. P., Euler Potentials, *Amer. J. Phys.*, 38, 494–501, 1970.
- Stern, D. P., Representation of magnetic fields in Space, *Rev. Geophys.*, 14, 199–214, 1976.
- Stern, D. P., Large-scale electric fields in the Earth's magnetosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 15, 156–194, 1977.
- Stern, D. P., The art of mapping the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 99, 17,169–17,198, 1994b.
- Swift, D. W., Possible mechanisms for the formation of the ring current belt, *J. Geophys. Res.*, 76, 2276–2297, 1971.
- Swift, D. W., et L. C. Lee, The magnetotail boundary and energy transfert process, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 527–530, 1982.
- Toffoletto, F. R., S. Sazykin, R. W. Spiro, R. A. Wolf, et J. G. Lyon, Rcm meets lfm : Initial results of one-way coupling, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 66(15-16), 1361–1370, 2004.
- Tsyganenko, N. A., Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels, *Planet. Space Sci.*, 35, 1347–1358, 1987.
- Tsyganenko, N. A., Effects of the solar wind conditions on the global magnetospheric configuration as deduced from data-based field models, in *ESA-SP 389*, p. 181, Eur. Space Agency Spec. Publ., 1996.
- Vasyliunas, V. M., *Mathematical Models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere*, pp. 60–71, *Particles and Fields in the Magnetosphere*, M. McCormac ed., D. Reidel, Dordrecht, 1970.
- Vasyliunas, V. M., *The interrelationship of magnetospheric processes*, pp. 29–38, *Earth's Magnetospheric Processes*, M. McCormac ed., D. Reidel, Dordrecht, 1972.
- Wagner, C. U., D. Möhlmann, K. Schäfer, V. M. Mishin, et M. I. Matveev, Large-scale electric fields and currents and related geomagnetic variations in the quiet plasmasphere, *Space Sci. Rev.*, 26, 391–446, 1980.
- Wang, H., H. Lühr, et S. Y. Ma, Solar zenith angle and merging electric field control of field-aligned currents : A statistical study of the southern hemisphere, *J. Geophys. Res.*, 110, 3306–+, 2005.
- Wolf, R. A., *The Quasi-Static (Slow-Flow) Region of the Magnetosphere*, pp. 303–368, *Solar-Terrestrial Physics : Principles and Theoretical Foundations*, R. L. Carovillano and J. M. Forbes ed., D. Reidel, Dordrecht, 1983.

-
- Wolf, R. A., M. Harel, R. W. Spiro, G. H. Voigt, P. H. Reiff, et C. K. Chen, Computer simulation of inner magnetospheric dynamics for the magnetic storm of July 29, 1977, *J. Geophys. Res.*, *87*, 5949–5962, 1982.
- Wolf, R. A., R. W. Spiro, et F. J. Richt, Extension of convection modeling into the high-latitude ionosphere : Some theoretical difficulties, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *53*, 817–829, 1991.
- Wolf, R. A., R. W. Spiro, S. Sazykin, F. R. Toffoletto, P. Lesager, et T.-S. Huang, Use of the Euler potentials for describing magnetosphere-ionosphere coupling, *J. Geophys. Res.*, *111*, 2006.

Annexe A

Ecriture des équations dans le système de coordonnées généralisées

A.1 Généralités

A.1.1 Formulaire

Pour effectuer les calculs, les deux relations suivantes sont nécessaires :

$$(\mathbf{v}_1 \times \mathbf{v}_2) \times \mathbf{v}_3 = (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_3)\mathbf{v}_2 - (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_3)\mathbf{v}_1 \quad (\text{A.1})$$

$$(\mathbf{v}_1 \times \mathbf{v}_2) \cdot (\mathbf{v}_3 \times \mathbf{v}_4) = (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_3)(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_4) - (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_4)(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_3) \quad (\text{A.2})$$

où \mathbf{v}_1 , \mathbf{v}_2 , \mathbf{v}_3 et \mathbf{v}_4 sont des vecteurs quelconques.

A.1.2 Système de coordonnées

Les calculs sont effectués dans le système de coordonnées généralisées (x_1, x_2, x_3) défini au chapitre 5, tel que (voir 5.1) :

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2}{W^2} \quad (\text{A.3})$$

où \mathbf{B} est le champ magnétique, \mathbf{a}_1 et \mathbf{a}_2 deux vecteurs d'aire respectivement associés aux coordonnées x_1 et x_2 (voir 5.9), et W est le paramètre de volume (voir 5.7). Ce paramètre est relié au volume ϑ d'un tube de champ magnétique de flux égal à l'unité par la relation :

$$\vartheta = \int_{x_{3,S}}^{x_{3,N}} W dx_3 \quad (\text{A.4})$$

où $x_{3,S}$ et $x_{3,N}$ sont les valeurs que prend la coordonnée x_3 aux extrémités ionosphériques nord et sud du tube de champ magnétique, respectivement.

En utilisant les identités A.2 et A.3, il est possible de montrer :

$$(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2)(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2) - (\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_1)(\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}_2) = -B^2 W^4 \quad (\text{A.5})$$

où B est le module du champ magnétique.

A.1.3 Calculs de divergences

Les équations de transport du modèle IMM font apparaître la divergence de vecteurs parallèles au champ magnétique comme les courants alignés de région-2, ou bien perpendiculaires au champ magnétique comme la vitesse dans le plan de l'équateur magnétique. (voir chapitre 2).

Vecteur parallèle à \mathbf{B}

Considérons un vecteur \mathbf{A} , de module A , parallèle au champ magnétique :

$$\mathbf{A} = A \frac{\mathbf{B}}{B} \quad (\text{A.6})$$

La divergence de \mathbf{A} s'écrit :

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \nabla \cdot \left(A \frac{\mathbf{B}}{B} \right) \quad (\text{A.7})$$

et peut se décomposer comme :

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{A}{B} \right) + \frac{A}{B} \nabla \cdot \mathbf{B} \quad (\text{A.8})$$

La divergence du champ magnétique étant nulle et compte tenu de la définition du gradient (voir 5.11) :

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{\mathbf{B}}{W} \cdot \left[\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{A}{B} \right) \mathbf{a}_1 + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{A}{B} \right) \mathbf{a}_2 + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{A}{B} \right) \mathbf{a}_3 \right] \quad (\text{A.9})$$

D'après l'équation A.3, les vecteurs \mathbf{a}_1 et \mathbf{a}_2 sont perpendiculaires au champ magnétique, d'où il vient :

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{W} \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{A}{B} \right) \quad (\text{A.10})$$

où l'on a utilisé la propriété du champ magnétique (voir 5.13) :

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}_3 = 1 \quad (\text{A.11})$$

Vecteur perpendiculaire à \mathbf{B}

Considérons un champ scalaire Ω tel que :

$$\frac{\partial \Omega}{\partial x_3} = 0 \quad (\text{A.12})$$

ainsi qu'un vecteur \mathbf{C} , perpendiculaire au champ magnétique, pouvant s'écrire :

$$\mathbf{C} = \frac{\mathbf{B} \times \nabla \Omega}{aB^2} \quad (\text{A.13})$$

où a est une grandeur quelconque. Compte tenu de la définition du gradient (voir 5.11) et de la relation A.3, \mathbf{C} peut se réécrire :

$$\mathbf{C} = \frac{\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2}{aB^2W^3} \times \left[\frac{\partial \Omega}{\partial x_1} \mathbf{a}_1 + \frac{\partial \Omega}{\partial x_2} \mathbf{a}_2 \right] \quad (\text{A.14})$$

D'après la définition de la divergence (voir 5.12), la divergence de \mathbf{C} s'écrit :

$$\nabla \cdot \mathbf{C} = \frac{1}{W} \left[\frac{\partial}{\partial x_1} (\mathbf{C} \cdot \mathbf{a}_1) + \frac{\partial}{\partial x_2} (\mathbf{C} \cdot \mathbf{a}_2) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\mathbf{C} \cdot \mathbf{a}_3) \right] \quad (\text{A.15})$$

et fait intervenir les produits scalaires suivants :

$$\mathbf{C} \cdot \mathbf{a}_1 = -\frac{\partial \Omega}{\partial x_2} \frac{W}{a} \quad (\text{A.16})$$

$$\mathbf{C} \cdot \mathbf{a}_2 = \frac{\partial \Omega}{\partial x_1} \frac{W}{a} \quad (\text{A.17})$$

$$\mathbf{C} \cdot \mathbf{a}_3 = \frac{(\mathbf{a}_3 \times \mathbf{B})}{aB^2W} \left[\frac{\partial \Omega}{\partial x_1} \mathbf{a}_1 + \frac{\partial \Omega}{\partial x_2} \mathbf{a}_2 \right] \quad (\text{A.18})$$

calculés à partir des relations A.5 et A.14. En injectant les relations A.16–A.18 dans A.15, on obtient l'expression finale :

$$\nabla \cdot \mathbf{C} = \frac{1}{W} \left[\frac{\partial \Omega}{\partial x_1} \frac{\partial (W/a)}{\partial x_2} - \frac{\partial \Omega}{\partial x_2} \frac{\partial (W/a)}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_3} (\mathbf{C} \cdot \mathbf{a}_3) \right] \quad (\text{A.19})$$

A.2 Conservation de la matière

On part de l'équation de conservation de la matière 2.25 dans laquelle on fait apparaître les composantes parallèle $\mathbf{V}_{//}$ et perpendiculaire \mathbf{V}_{\perp} de la vitesse, avec (voir 2.33) :

$$\mathbf{V}_{\perp} = \mathbf{V}_{\mathbf{E}} + \mathbf{V}_{\mathbf{P}} \quad (\text{A.20})$$

où $\mathbf{V}_{\mathbf{E}}$ et $\mathbf{V}_{\mathbf{P}}$ peuvent s'écrire sous la forme A.13 avec $(\Omega = \Phi, a = 1)$ et $(\Omega = P, a = nq)$, respectivement, où Φ est le potentiel électrique, n et P la densité et la pression du plasma, et q est la charge des particules. L'équation de conservation de la matière s'écrit donc :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{V}_{\mathbf{E}} \cdot \nabla n = -\nabla \cdot (n\mathbf{V}_{//}) - n\nabla \cdot \mathbf{V}_{\mathbf{E}} - \nabla \cdot (n\mathbf{V}_{\mathbf{P}}) \quad (\text{A.21})$$

où l'on a développé le terme contenant $\mathbf{V}_{\mathbf{E}}$. Si l'on néglige les gradients de Φ (voir section 2.3.4), n et P le long de \mathbf{B} (cela revient à moyenner n et P dans chaque tube de champ magnétique), et en faisant usage des relations A.10, A.16–A.19 et A.21, il est possible d'écrire directement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \left[\frac{\partial \Phi}{\partial x_1} \frac{\partial n}{\partial x_2} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} \frac{\partial n}{\partial x_1} \right] &= -\frac{1}{W} \left[\frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{nV_{//}}{B} \right) \right] \\ &\quad - \frac{n}{W} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial x_1} \frac{\partial W}{\partial x_2} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} \frac{\partial W}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_3} (\mathbf{V}_{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{a}_3) \right] \\ &\quad - \frac{1}{Wq} \left[\frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial W}{\partial x_2} - \frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial W}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_3} (nq\mathbf{V}_{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{a}_3) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

où $V_{//}$ est le module de $\mathbf{V}_{//}$. En multipliant l'équation précédente par W et en combinant le deuxième et le quatrième terme, on obtient :

$$\begin{aligned} W \frac{\partial n}{\partial t} + \left[\frac{\partial \Phi}{\partial x_1} \frac{\partial (nW)}{\partial x_2} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} \frac{\partial (nW)}{\partial x_1} \right] &= - \left[\frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{nV_{//}}{B} \right) \right] \\ -n \left[\frac{\partial}{\partial x_3} (\mathbf{V}_{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{a}_3) \right] - \frac{1}{q} \left[\frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial W}{\partial x_2} - \frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial W}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_3} (nq\mathbf{V}_{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{a}_3) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

En intégrant le long du champ magnétique entre ses extrémités ionosphériques sud et nord, en supposant que W est indépendant du temps (i.e. \mathbf{B} est stationnaire), et en utilisant les relations 5.27 et A.4, on obtient finalement :

$$\frac{D(n\vartheta)}{Dt} = - \left[\frac{nV_{//}}{B} + n\mathbf{V}_{\perp} \cdot \mathbf{a}_3 \right]_S^N - \frac{1}{q} \left[\frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial \vartheta}{\partial x_2} - \frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial \vartheta}{\partial x_1} \right] \quad (\text{A.24})$$

A.3 Conservation de l'énergie

On part de l'équation de conservation de l'énergie 2.26 que l'on multiplie par $2/3$ et dont on développe le premier terme :

$$kT \left[\frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla n \right] + n \left[\frac{\partial(kT)}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla kT \right] + \frac{5}{3} n kT \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (\text{A.25})$$

En utilisant l'équation de conservation de la matière :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla n = -n \nabla \cdot \mathbf{V} \quad (\text{A.26})$$

et en combinant le premier et le troisième terme de l'équation A.25 on obtient :

$$n \left[\frac{\partial(kT)}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla kT \right] + \frac{2}{3} n kT \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (\text{A.27})$$

En divisant l'équation A.27 par n , en faisant apparaître les composantes de la vitesse parallèle et perpendiculaire à \mathbf{B} et en supposant que kT est constant le long de \mathbf{B} , on obtient :

$$\frac{\partial(kT)}{\partial t} + \mathbf{V}_E \cdot \nabla kT = -\frac{2}{3} kT \nabla \cdot \mathbf{V}_{//} - \mathbf{V}_P \cdot \nabla kT - \frac{2}{3} kT \nabla \cdot \mathbf{V}_E - \frac{2}{3} kT \nabla \cdot \mathbf{V}_P \quad (\text{A.28})$$

où l'on a supposé que kT est constant le long de \mathbf{B} . En faisant usage des relations A.10, A.16–A.19 et A.28, il est possible d'écrire directement :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(kT)}{\partial t} + \frac{\partial\Phi}{\partial x_1} \frac{\partial(kT)}{\partial x_2} - \frac{\partial\Phi}{\partial x_2} \frac{\partial(kT)}{\partial x_1} = -\frac{2}{3} \frac{kT}{W} \left[\frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{V_{//}}{B} \right) \right] \\ & - \frac{1}{nq} \left[\frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial(kT)}{\partial x_2} - \frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial(kT)}{\partial x_1} \right] - \frac{2}{3} \frac{kT}{W} \left[\frac{\partial\Phi}{\partial x_1} \frac{\partial W}{\partial x_2} - \frac{\partial\Phi}{\partial x_2} \frac{\partial W}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_3} (\mathbf{V}_E \cdot \mathbf{a}_3) \right] \\ & - \frac{2}{3} \frac{kT}{W} \left[\frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial(W/nq)}{\partial x_2} - \frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial(W/nq)}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_3} (\mathbf{V}_P \cdot \mathbf{a}_3) \right] \quad (\text{A.29}) \end{aligned}$$

On multiplie ensuite A.29 par W , on intègre le long du champ magnétique et on réarrange les termes pour obtenir :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(kT\vartheta)}{\partial t} + \frac{\partial\Phi}{\partial x_1} \left[\vartheta \frac{\partial(kT)}{\partial x_2} + \frac{2}{3} kT \frac{\partial\vartheta}{\partial x_2} \right] - \frac{\partial\Phi}{\partial x_2} \left[\vartheta \frac{\partial(kT)}{\partial x_1} + \frac{2}{3} kT \frac{\partial\vartheta}{\partial x_1} \right] \\ & = -\frac{\vartheta}{nq} \left[\frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial(kT)}{\partial x_2} - \frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial(kT)}{\partial x_1} \right] - \frac{2}{3} kT \left[\frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial(\vartheta/nq)}{\partial x_2} - \frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial(\vartheta/nq)}{\partial x_1} \right] \\ & \quad - \frac{2}{3} kT \left[\frac{V_{//}}{B} + \mathbf{V}_\perp \cdot \mathbf{a}_3 \right]_S^N \quad (\text{A.30}) \end{aligned}$$

que l'on peut réarranger comme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(kT\vartheta)}{\partial t} + \frac{\partial\Phi}{\partial x_1} \frac{\partial(kT\vartheta)}{\partial x_2} - \frac{\partial\Phi}{\partial x_2} \frac{\partial(kT\vartheta)}{\partial x_1} &= \frac{1}{3}kT \left[\frac{\partial\Phi}{\partial x_1} \frac{\partial\vartheta}{\partial x_2} - \frac{\partial\Phi}{\partial x_2} \frac{\partial\vartheta}{\partial x_1} \right] \\ - \frac{\vartheta}{nq} \left[\frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial(kT)}{\partial x_2} - \frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial(kT)}{\partial x_1} \right] - \frac{2}{3}kT \left[\frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial(\vartheta/nq)}{\partial x_2} - \frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial(\vartheta/nq)}{\partial x_1} \right] \\ &\quad - \frac{2}{3}kT \left[\frac{V_{//}}{B} + \mathbf{V}_\perp \cdot \mathbf{a}_3 \right]_S^N \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

On pose (voir 5.27, A.24) :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial\Phi}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_2} - \frac{\partial\Phi}{\partial x_2} \frac{\partial}{\partial x_1} \quad (\text{A.32})$$

On cherche ensuite à faire apparaître la quantité $kT\vartheta^{2/3}$:

$$\frac{D(kT\vartheta^{2/3})}{Dt} = \frac{1}{\vartheta^{1/3}} \left[\frac{D(kT\vartheta)}{Dt} - \frac{1}{3}kT \frac{D\vartheta}{Dt} \right] \quad (\text{A.33})$$

En injectant A.31 dans A.33, en considérant ϑ stationnaire et en réarrangeant les termes on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{D(kT\vartheta^{2/3})}{Dt} &= -\frac{1}{q} \frac{\partial P}{\partial x_1} \left[\frac{\vartheta^{2/3}}{n} \frac{\partial(kT)}{\partial x_2} + \frac{2}{3} \frac{kT}{\vartheta^{1/3}} \frac{\partial(\vartheta/n)}{\partial x_2} \right] \\ &\quad + \frac{1}{q} \frac{\partial P}{\partial x_2} \left[\frac{\vartheta^{2/3}}{n} \frac{\partial(kT)}{\partial x_1} + \frac{2}{3} \frac{kT}{\vartheta^{1/3}} \frac{\partial(\vartheta/n)}{\partial x_1} \right] \\ &\quad - \frac{2}{3}kT \left[\frac{V_{//}}{B} + \mathbf{V}_\perp \cdot \mathbf{a}_3 \right]_S^N \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

Il est possible enfin de faire apparaître dans cette dernière expression les dérivées de la quantité $kT(\vartheta/n)^{2/3}$. On obtient alors l'expression finale :

$$\begin{aligned} \frac{D(kT\vartheta^{2/3})}{Dt} &= \frac{1}{qn^{1/3}} \left[\frac{\partial P}{\partial x_2} \frac{\partial(kT(\vartheta/n)^{2/3})}{\partial x_1} - \frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial(kT(\vartheta/n)^{2/3})}{\partial x_2} \right] \\ &\quad - \frac{2}{3}kT \left[\frac{V_{//}}{B} + \mathbf{V}_\perp \cdot \mathbf{a}_3 \right]_S^N \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

A.4 Les courants alignés

On exprime tout d'abord la force de Lorentz pour les deux populations de particules (voir 2.27) :

$$n_i q_i (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) = \nabla P_i \quad (\text{A.36})$$

$$n_e q_e (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) = \nabla P_e \quad (\text{A.37})$$

où les indices i et e se rapportent aux ions et aux électrons, respectivement, et où toutes les quantités ont été définies ci-avant. L'addition des ces deux équations fournit :

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla P_t \quad (\text{A.38})$$

où $P_t = P_i + P_e$ représente la pression totale du plasma, \mathbf{J} représente les courants électriques associés aux déplacements de particules, et où l'on a tenu compte de l'hypothèse de quasi-neutralité :

$$n_i q_i + n_e q_e = 0 \quad (\text{A.39})$$

Le produit vectoriel de A.38 et de \mathbf{B} permet de calculer la composante du courant \mathbf{J}_\perp perpendiculaire au champ magnétique. On le calcule grâce à A.1 :

$$(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = (\mathbf{J} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B} - B^2 \mathbf{J} = \nabla P_t \times \mathbf{B} \quad (\text{A.40})$$

d'où l'on tire :

$$\mathbf{J}_\perp = \frac{\mathbf{B} \times \nabla P_t}{B^2} \quad (\text{A.41})$$

L'équation de conservation du courant fournit (voir 2.19) :

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_\perp = -\nabla \cdot \mathbf{J}_\parallel \quad (\text{A.42})$$

où \mathbf{J}_\parallel (de module J_\parallel) représente la composante du courant parallèle à \mathbf{B} . A l'aide des équations A.10, A.16–A.19 et A.41, il est possible de réécrire A.42 comme :

$$\frac{\partial P_t}{\partial x_1} \frac{\partial W}{\partial x_2} - \frac{\partial P_t}{\partial x_2} \frac{\partial W}{\partial x_1} + \frac{\partial (\mathbf{J}_\perp \cdot \mathbf{a}_3)}{\partial x_3} = -\frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{J_\parallel}{B} \right) \quad (\text{A.43})$$

Finalement on intègre A.43 le long du champ magnétique et on obtient :

$$\left[\frac{J_\parallel}{B} + \mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{J}_\perp \right]_S^N = \frac{\partial P_t}{\partial x_2} \frac{\partial \vartheta}{\partial x_1} - \frac{\partial P_t}{\partial x_1} \frac{\partial \vartheta}{\partial x_2} \quad (\text{A.44})$$

Annexe B

Agrandissements de figures

Cette annexe regroupe les agrandissements des figures :

→ 7.3a à 7.3h

→ 7.5a à 7.5h

→ 7.7a à 7.7h

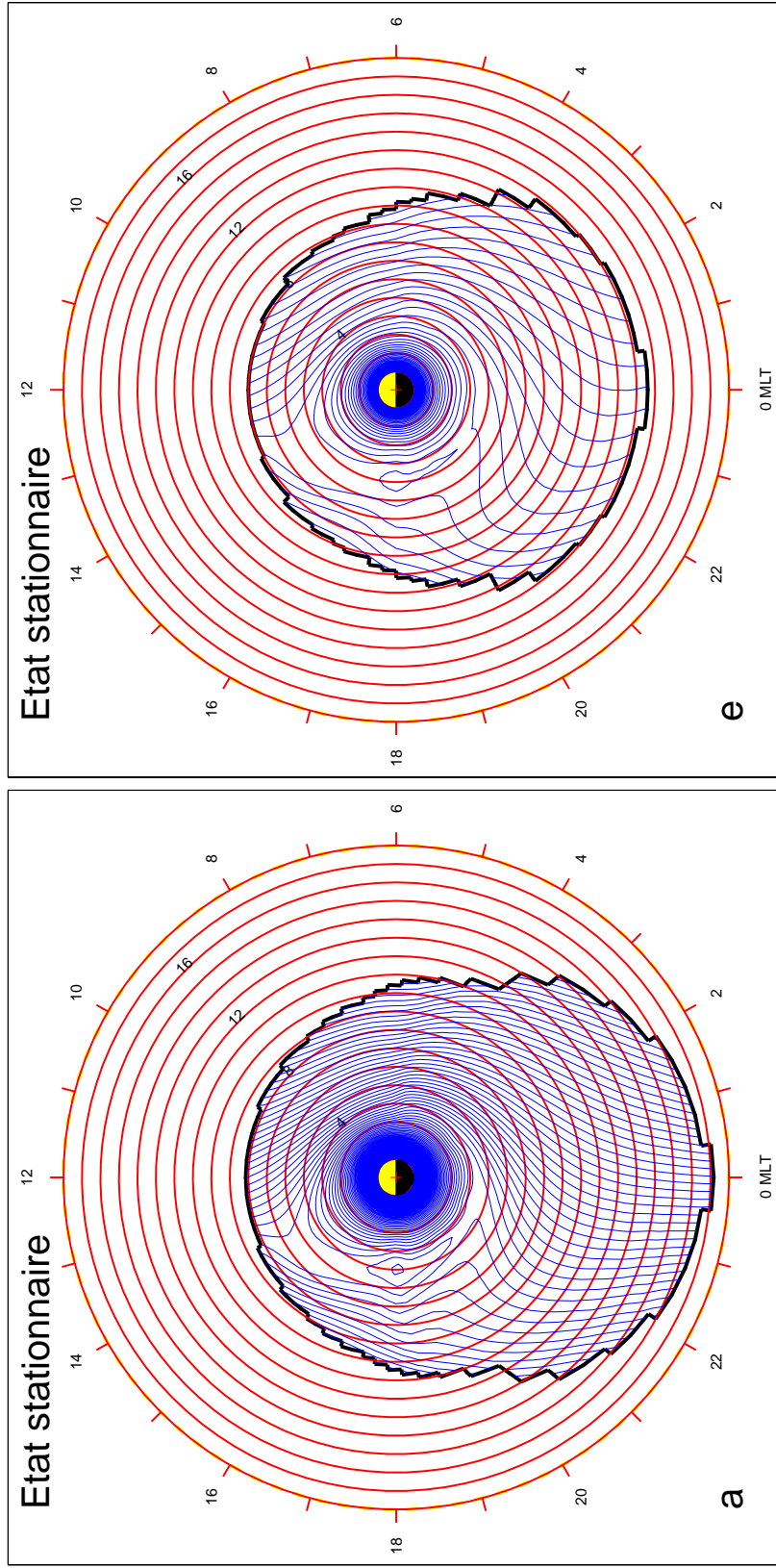


FIG. B.1 – Agrandissement des figures 7.3a et 7.3e. Potentiel électrique magnétosphérique pour le modèle $K_P = 3$ (CLN, à gauche), et pour le modèle Dipolaire (CLN, à droite).

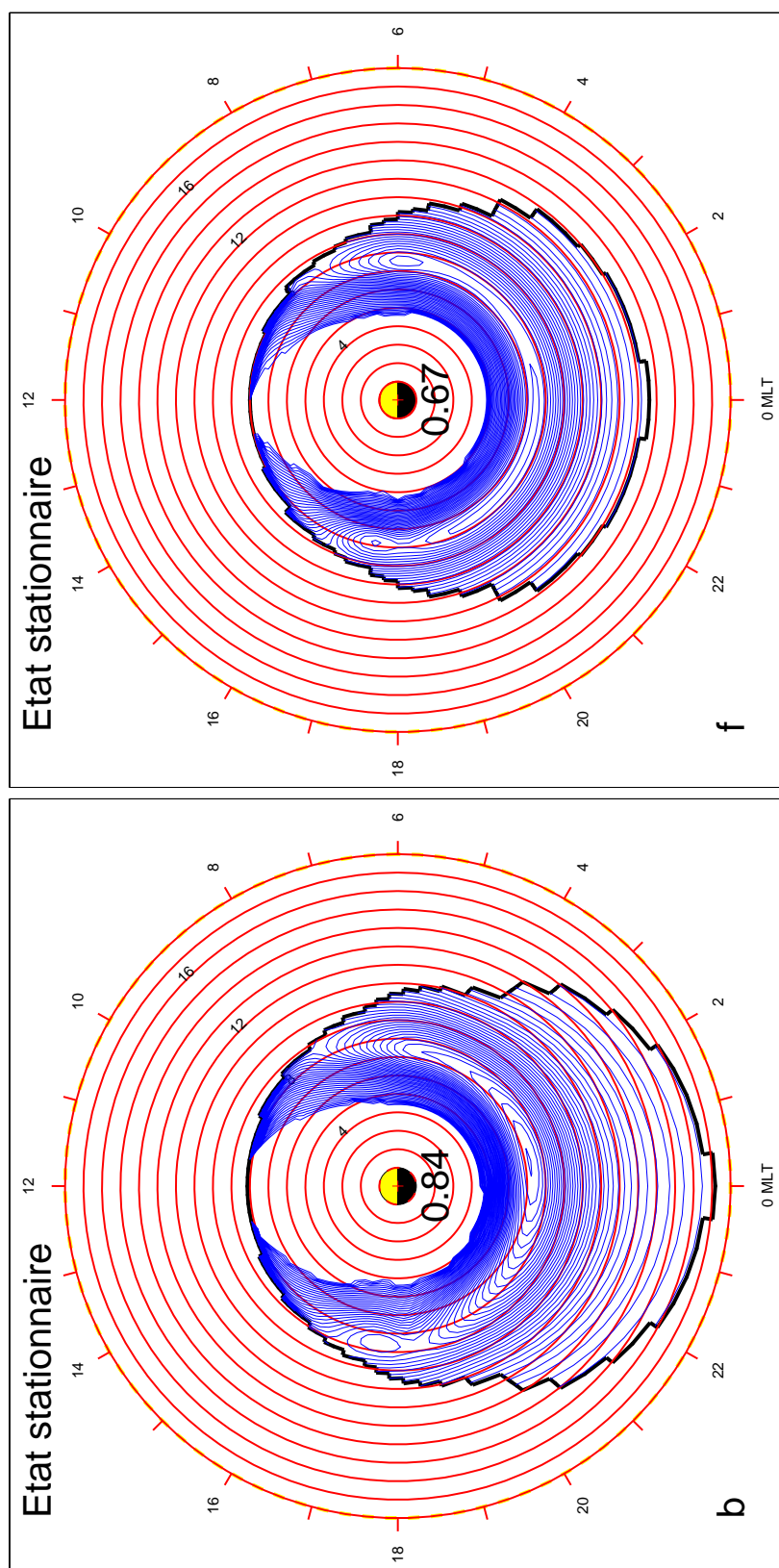


FIG. B.2 – Agrandissement des figures 7.3b et 7.3f. Densité électronique pour le modèle $K_P = 3$ (CLN, à gauche), et pour le modèle Dipolaire (CLN, à droite).

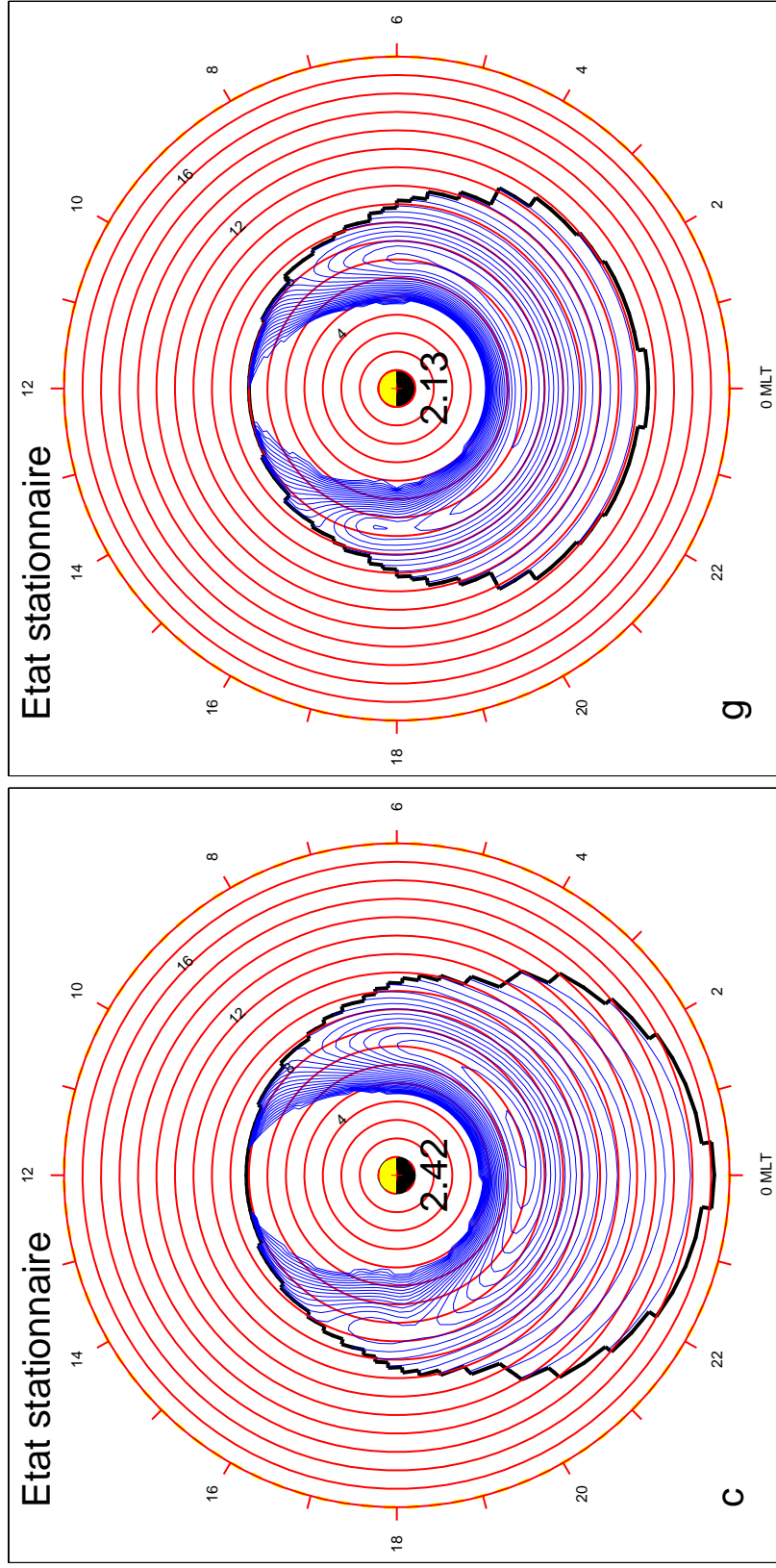


FIG. B.3 – Agrandissement des figures 7.3c et 7.3g. Température électronique pour le modèle $K_P = 3$ (CLN, à gauche), et pour le modèle Dipolaire (CLN, à droite).

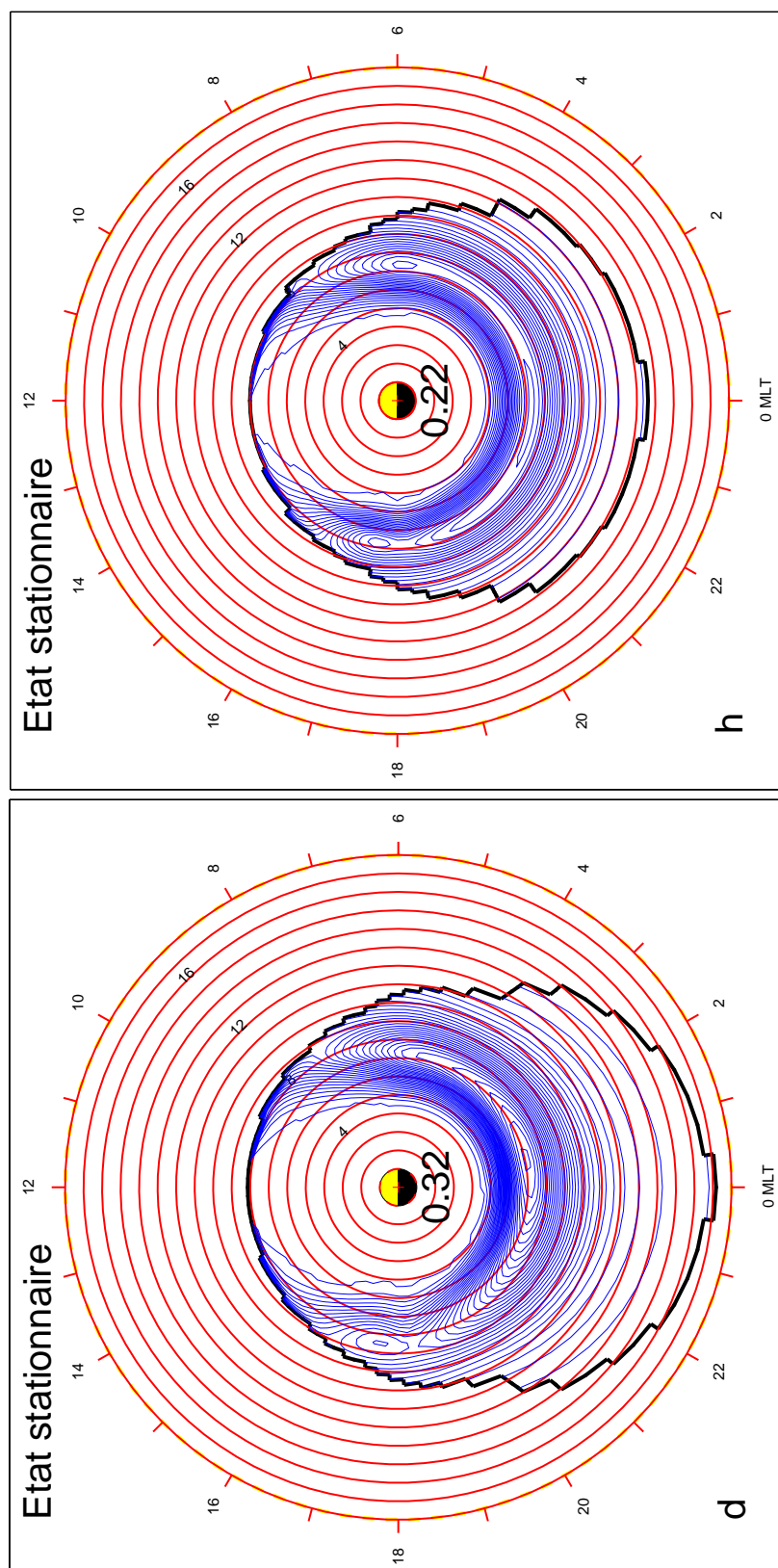


FIG. B.4 – Agrandissement des figures 7.3d et 7.3h. Pression électronique pour le modèle $K_P = 3$ (CLN, à gauche), et pour le modèle Dipolaire (CLN, à droite).

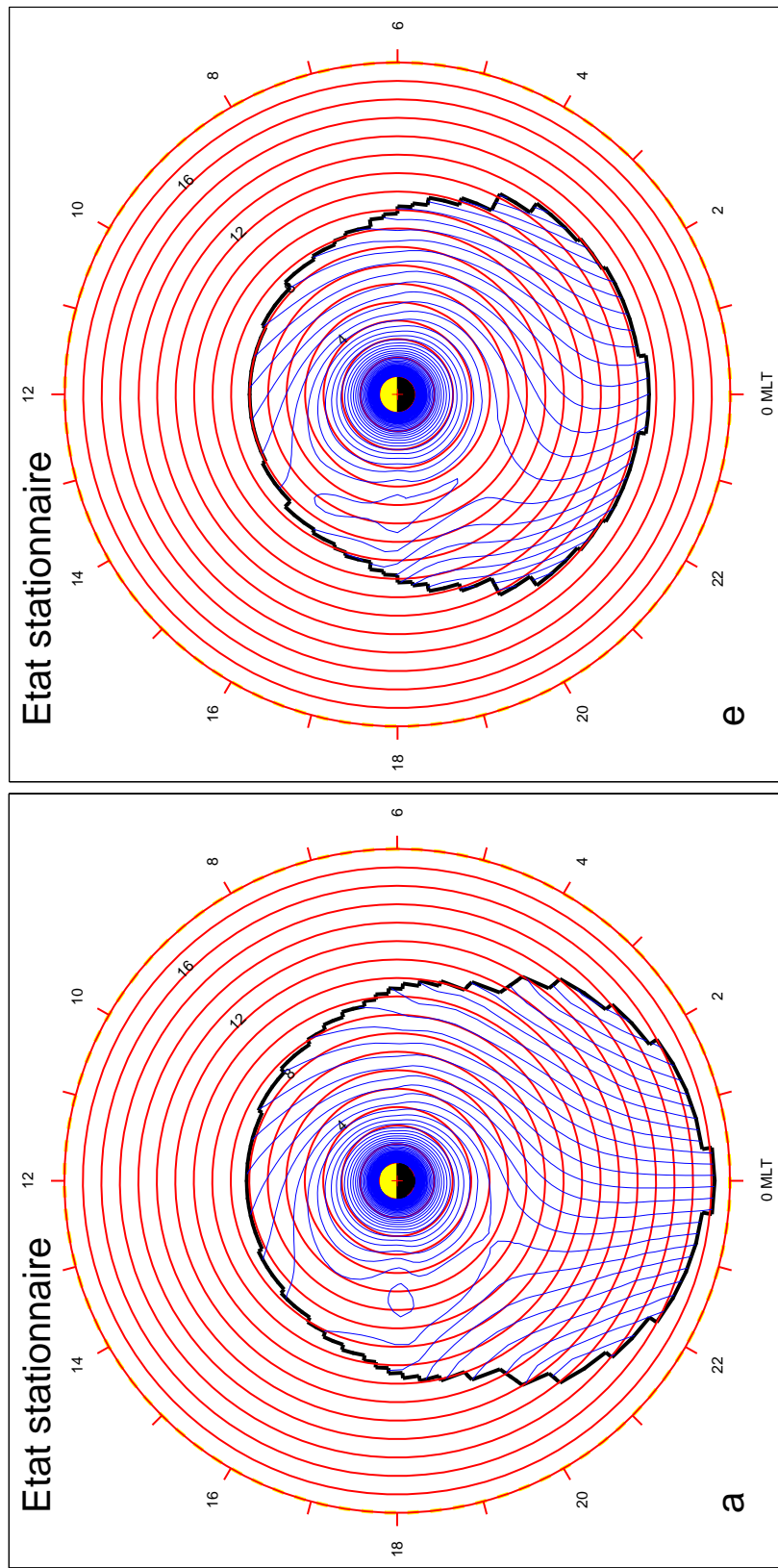


FIG. B.5 – Agrandissement des figures 7.5a et 7.5e. Potentiel électrique magnétosphérique pour le modèle $K_P = 3$ (CLA, à gauche), et pour le modèle Dipolaire (CLA, à droite).

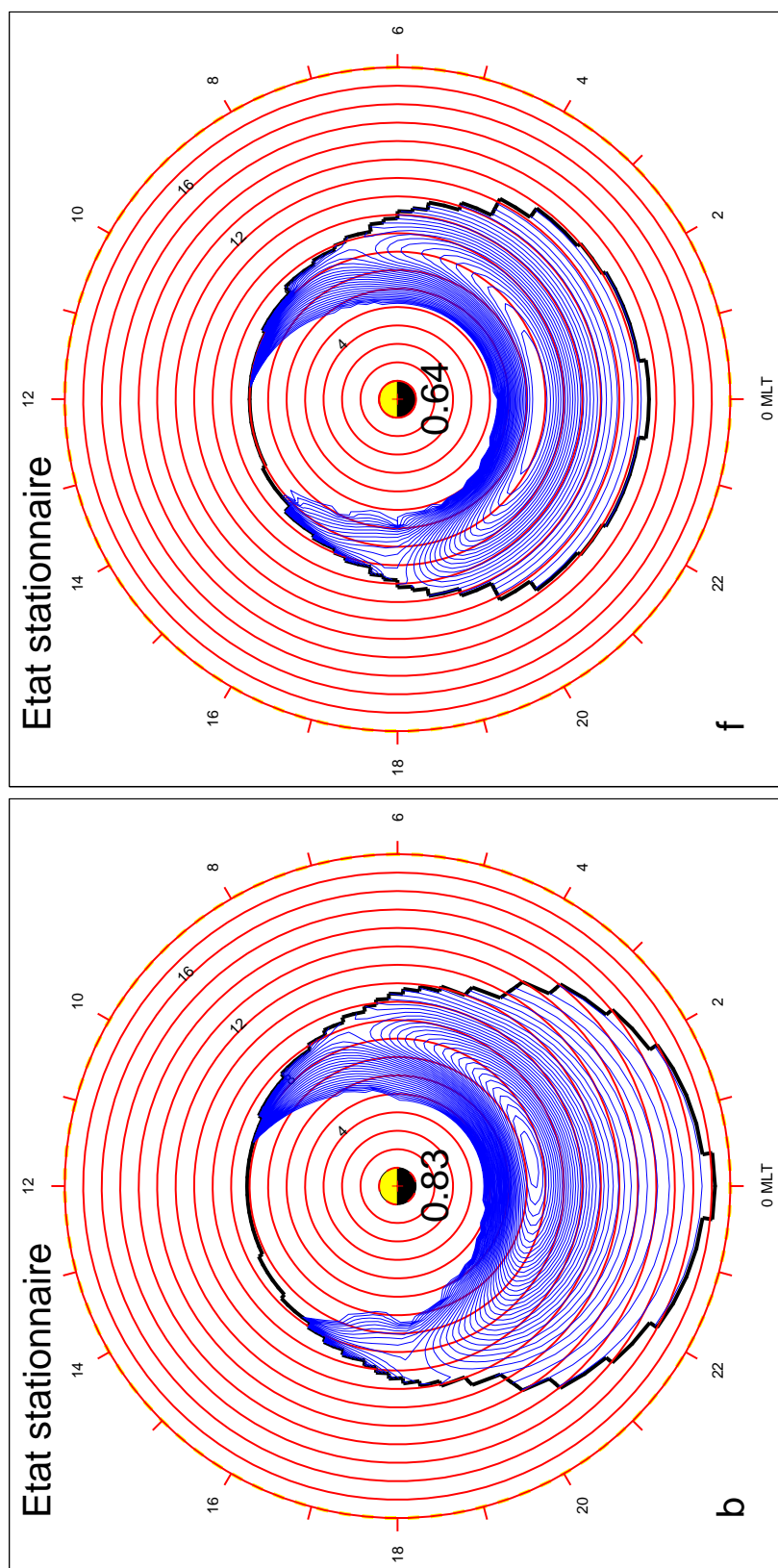


FIG. B.6 – Agrandissement des figures 7.5b et 7.5f. Densité électronique pour le modèle $K_P = 3$ (CLA, à gauche), et pour le modèle Dipolaire (CLA, à droite).

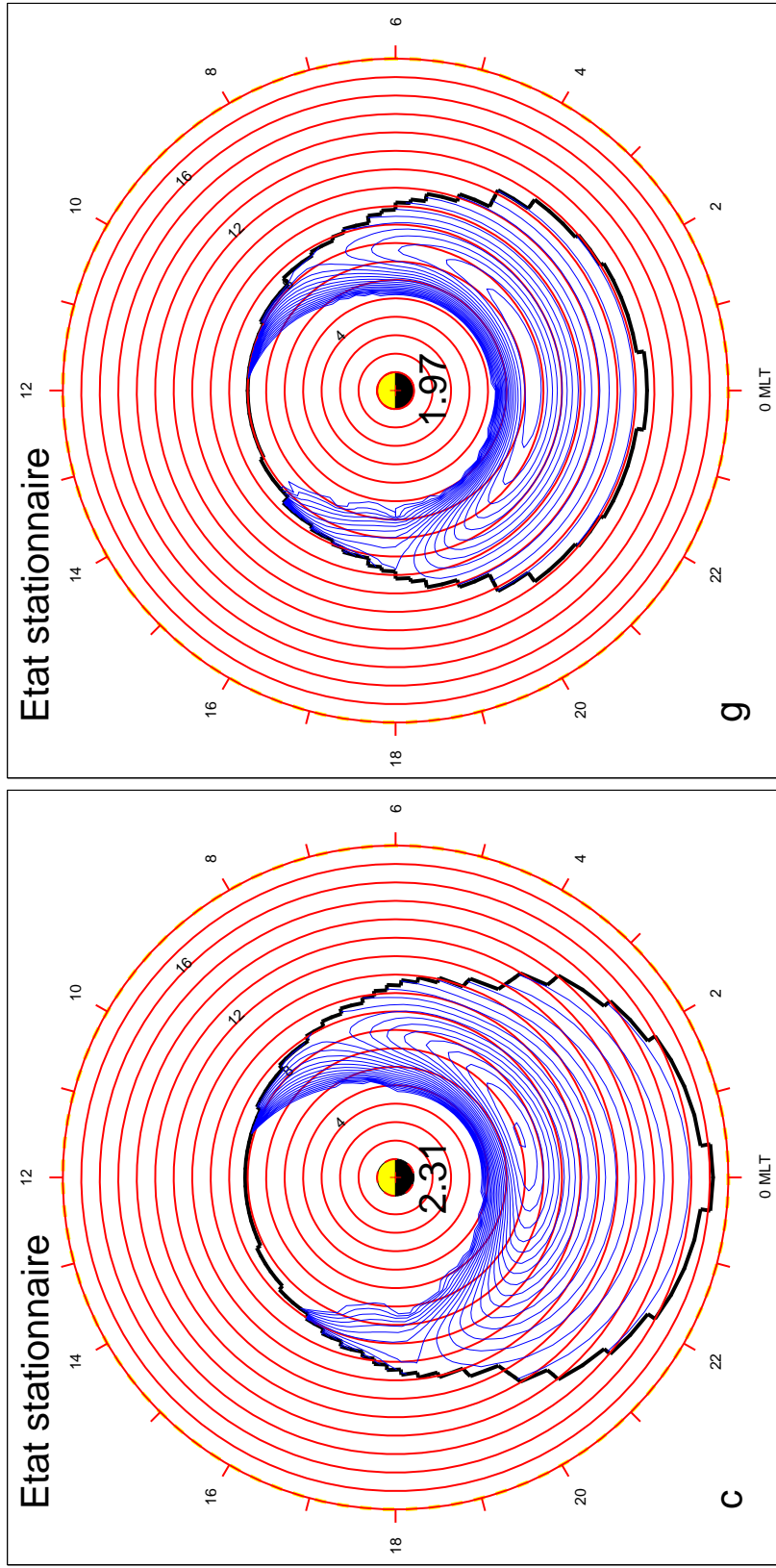


FIG. B.7 – Agrandissement des figures 7.5c et 7.5g. Température électronique pour le modèle $K_P = 3$ (CLA, à gauche), et pour le modèle Dipolaire (CLA, à droite).

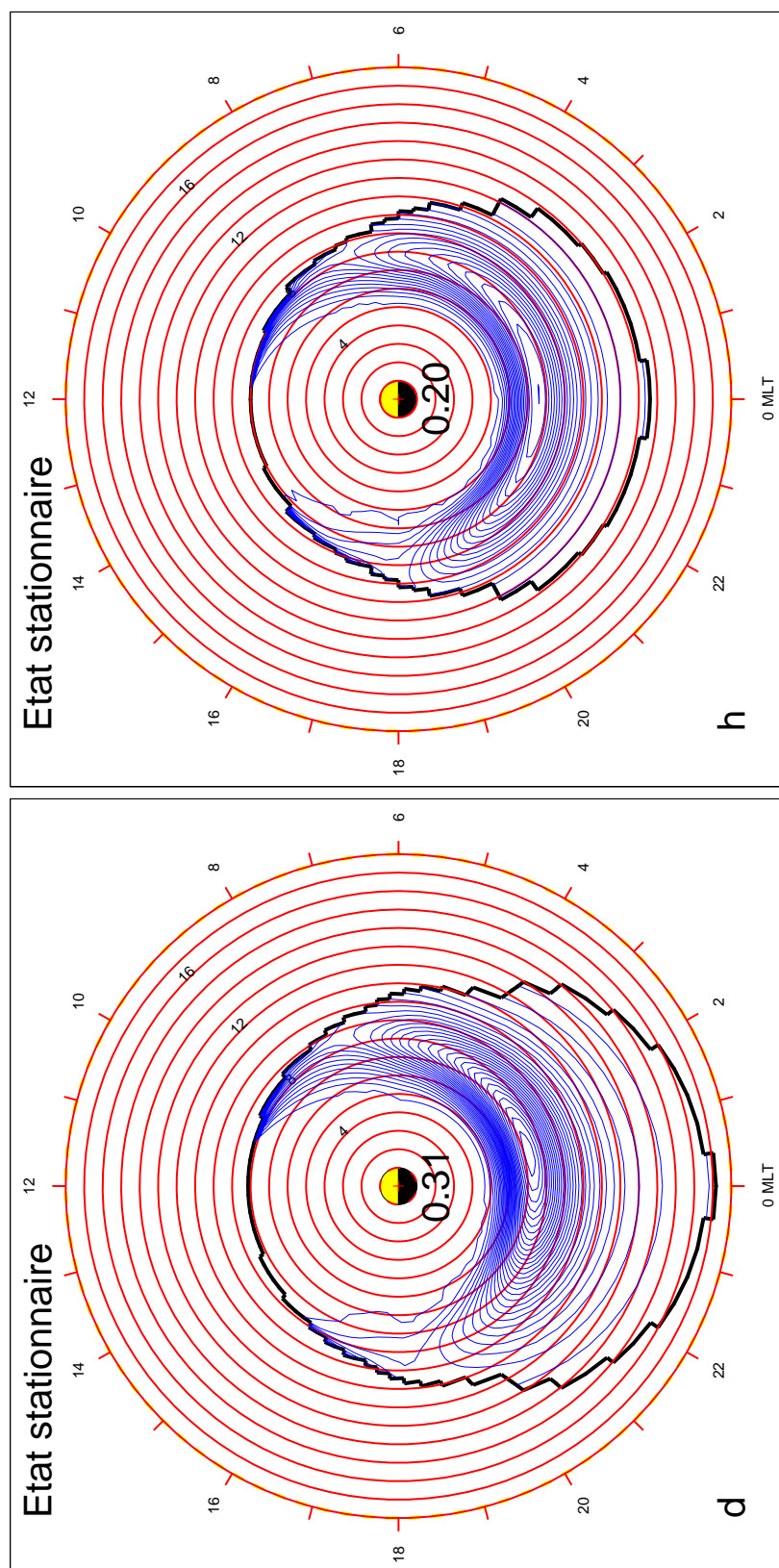


FIG. B.8 – Agrandissement des figures 7.5d et 7.5h. Pression électronique pour le modèle $K_P = 3$ (CLA, à gauche), et pour le modèle Dipolaire (CLA, à droite).

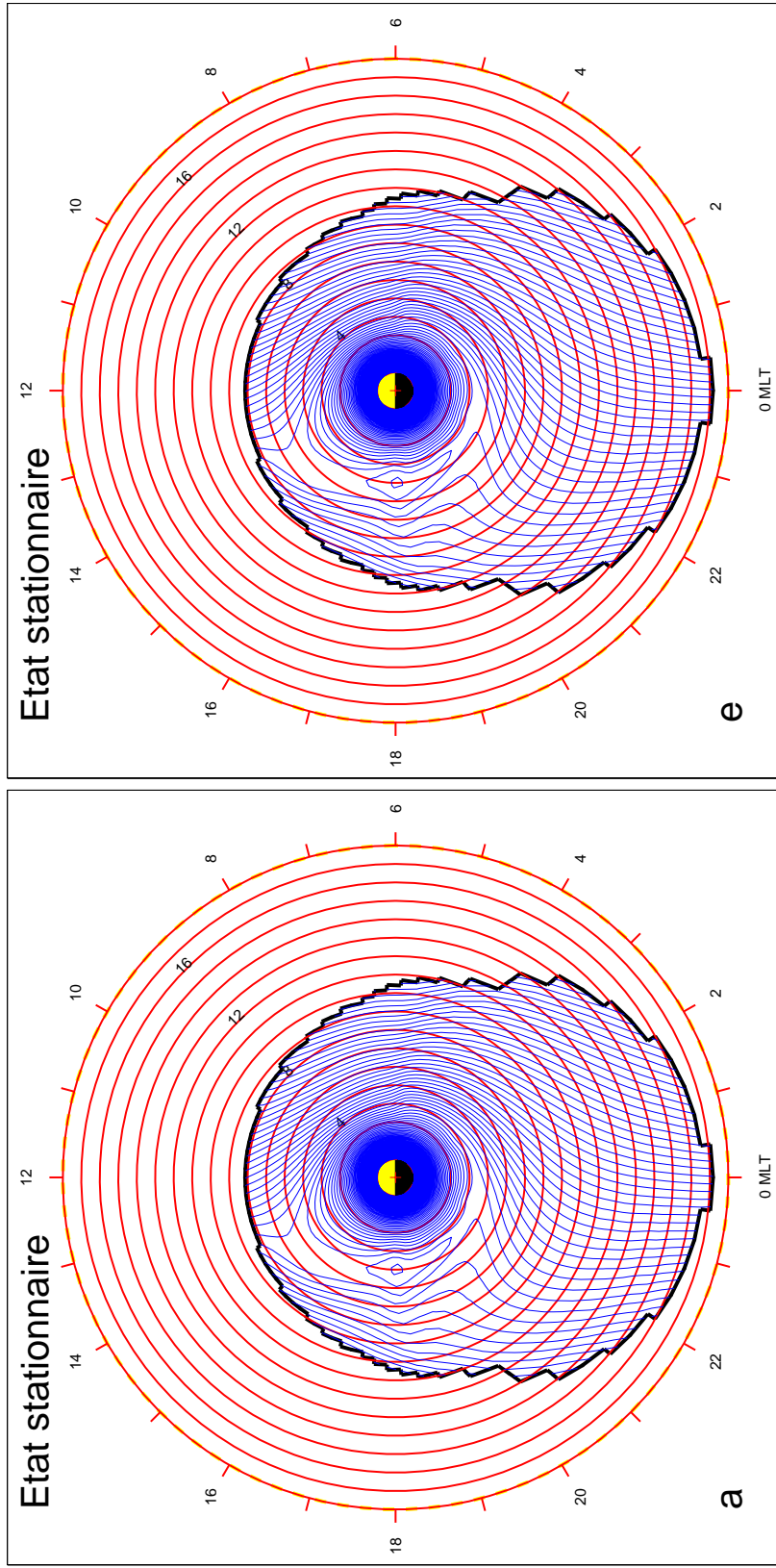


FIG. B.9 – Agrandissement des figures 7.7a et 7.7e. Potentiel électrique magnétosphérique pour le modèle $K_P = 3$ (CLN, à gauche et à droite).

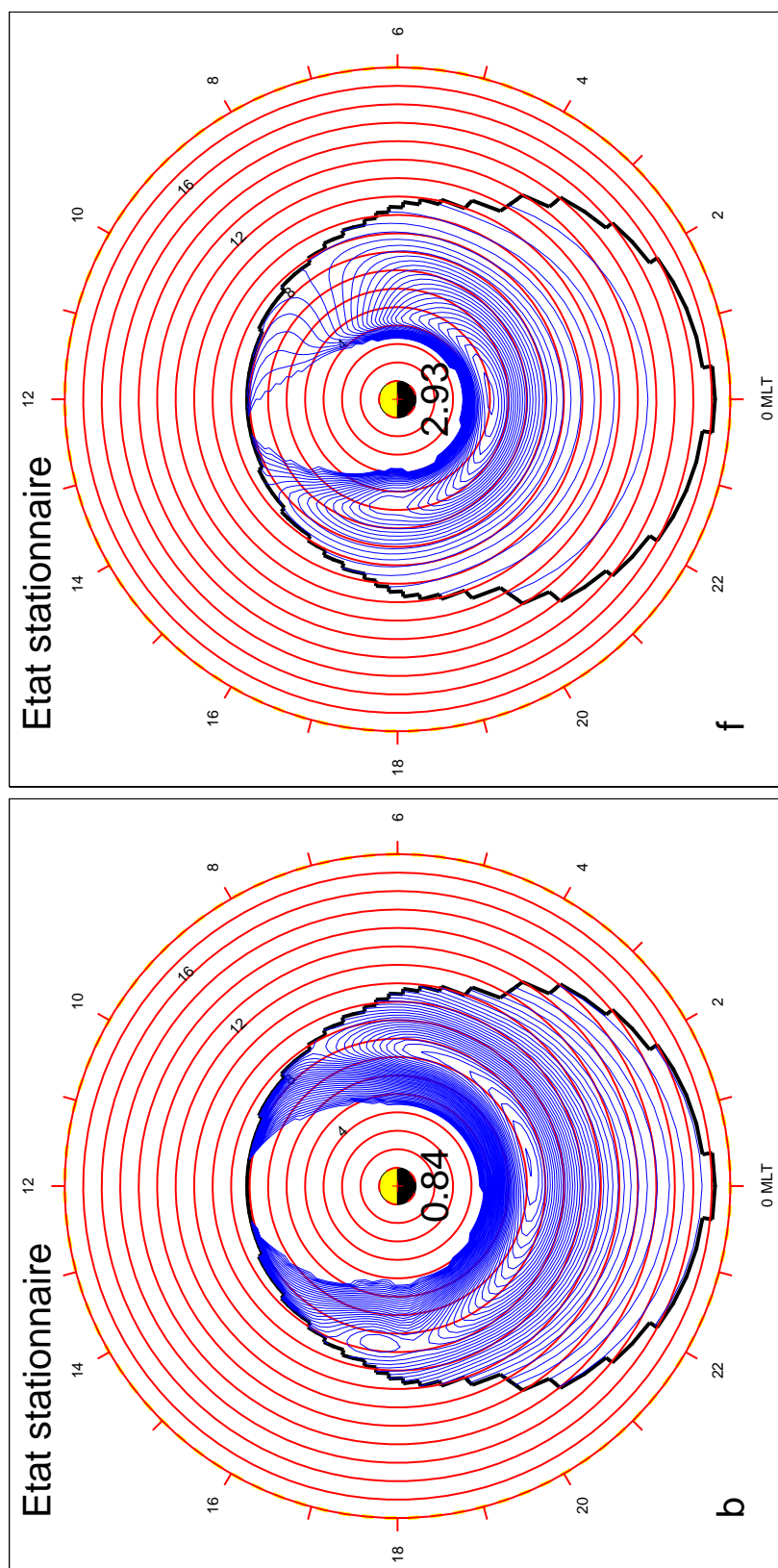


FIG. B.10 – Agrandissement des figures 7.7b et 7.7f. Densité électronique (à gauche) et ionique (à droite) pour le modèle $K_P = 3$ (CLN).

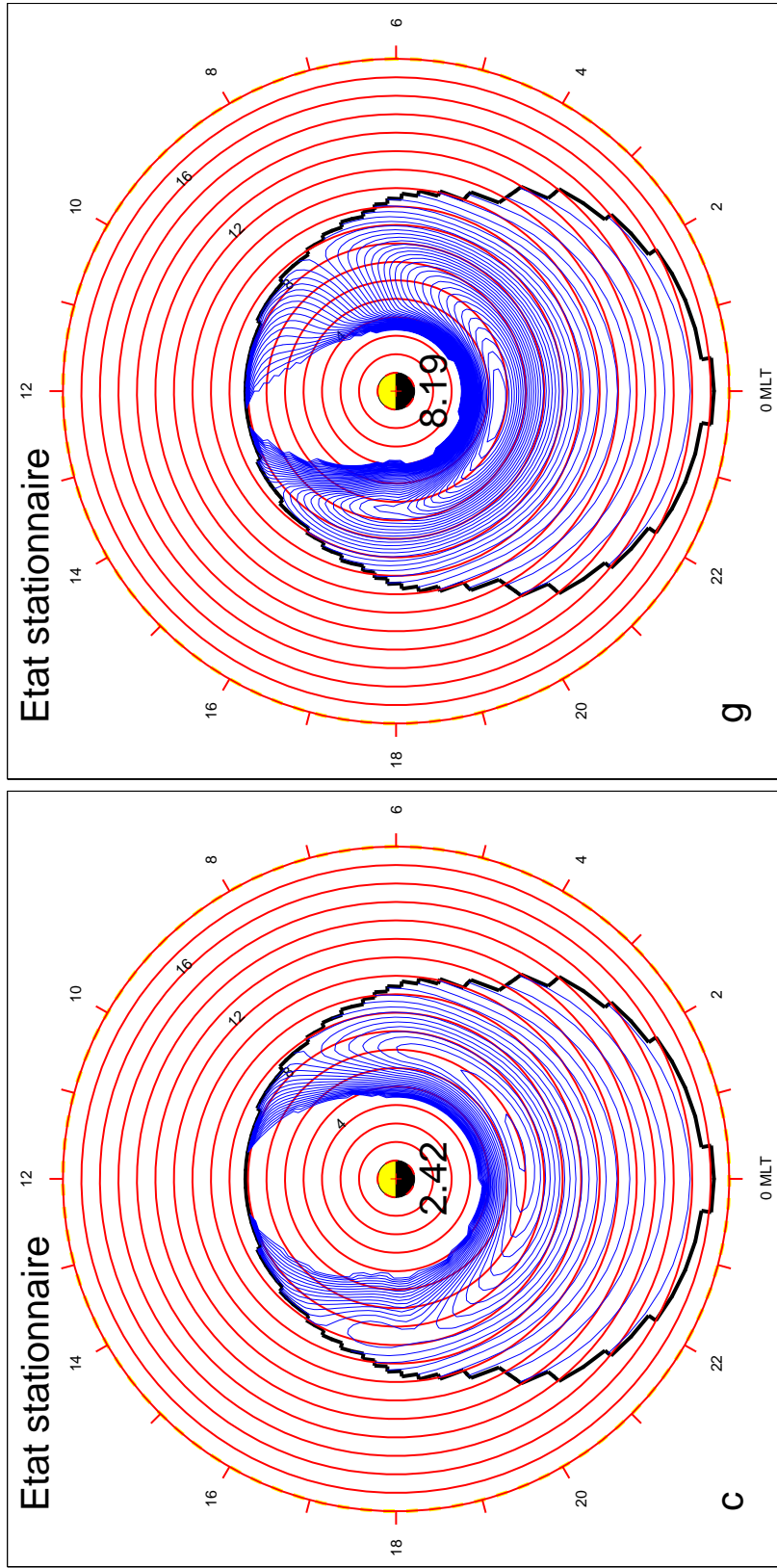
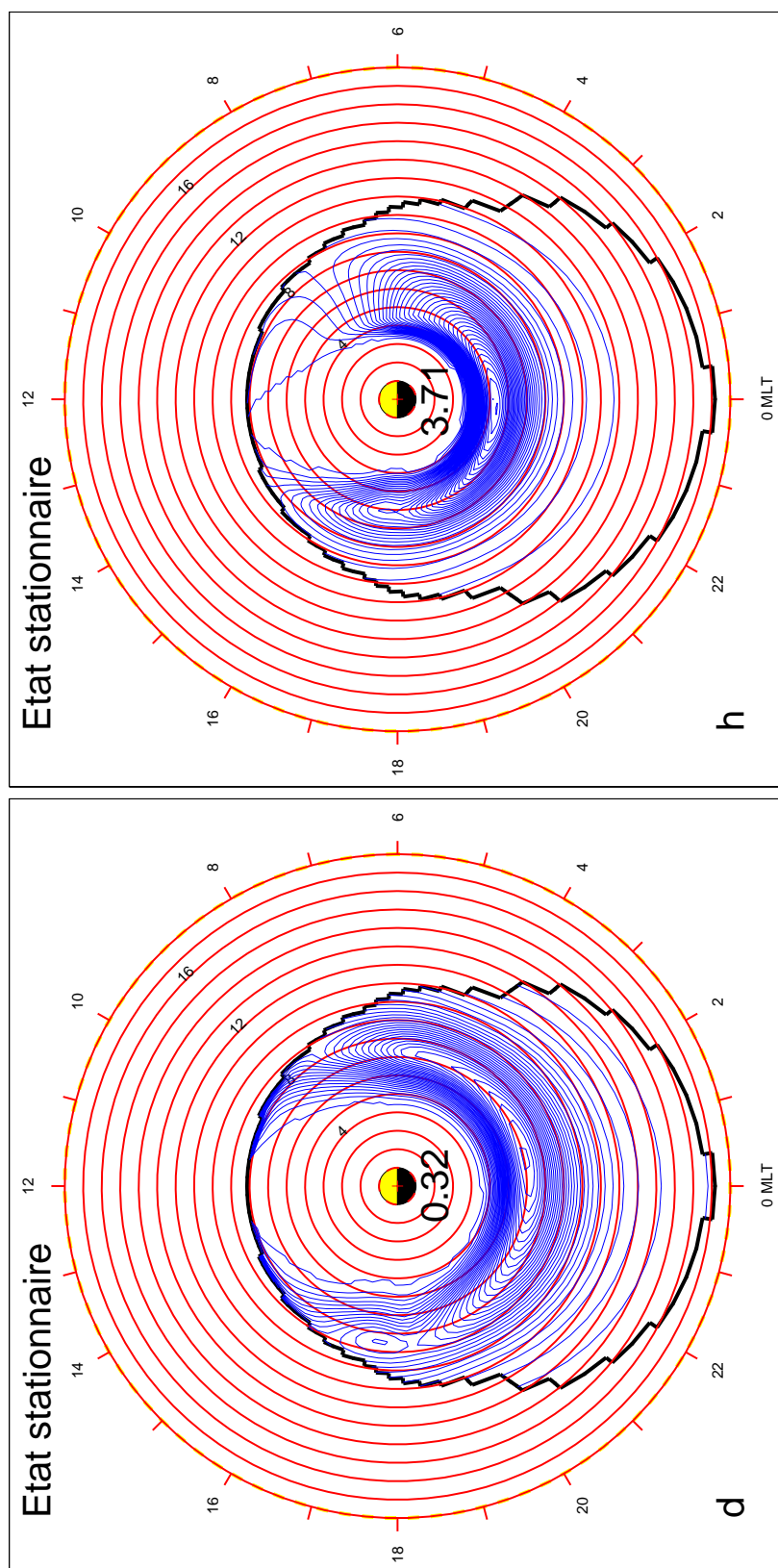


FIG. B.11 – Agrandissement des figures 7.7c et 7.7g. Température électronique (à gauche) et ionique (à droite) pour le modèle $K_P = 3$ (CLN).

FIG. B.12 – Agrandissement des figures 7.7d et 7.7h. Pression électronique (à gauche) et ionique (à droite) pour le modèle $K_P = 3$ (CLN).

Annexe C

Hurtaud et al. (2007)



Modeling seasonal and diurnal effects on ionospheric conductances, region-2 currents, and plasma convection in the inner magnetosphere

Y. Hurtaud,¹ C. Peymirat,¹ and A. D. Richmond²

Received 8 January 2007; revised 23 April 2007; accepted 12 June 2007; published 25 September 2007.

[1] The present study focuses on a modeling of the seasonal and diurnal effects on the dynamics of the coupled magnetosphere-ionosphere system under different solar illumination conditions, to try to reproduce some of the observations concerning the region 2 (R2) field-aligned currents (FAC). This is performed by introducing in the Ionosphere Magnetosphere Model (IMM) the Earth's rotation axis tilt, the dipole axis tilt and an eccentric dipole. The simulated patterns of the R2 FAC agree rather well with the observations. In particular the dayside FAC density is two times greater in the summer hemisphere than in the winter one. The results show that seasonal tilt of the dipole axis affects the distributions of the Pedersen conductances and FAC by 28.5–52.8% and do not have much influence on the distribution of the magnetospheric plasma, which is modified by only 0.9–3.9%. The diurnal variations induced by the tilt of the dipole axis are of the same order of magnitude, 5.5–29% for the Pedersen conductances and FAC and 0.4–7.1% for the magnetospheric plasma. They modulate the interhemispheric asymmetry of the FAC by 26–59%. The eccentric dipole induces an increase (decrease) of the daily variations of the conductances and the FAC by a factor 1.2–2.3 in the Southern (Northern) Hemisphere, irrespective of the season, which contributes to increase the asymmetry between the two hemispheres. This results in an increase of the daily variations of the ion maximum pressure and of the electron maximum energy flux at the December solstice and at the March and September equinoxes, but a decrease at the June solstice. The maximal variation of the magnetospheric plasma distribution amounts to 6.7% at December solstice. These results underline the importance of considering the three different effects at the same time.

Citation: Hurtaud, Y., C. Peymirat, and A. D. Richmond (2007), Modeling seasonal and diurnal effects on ionospheric conductances, region-2 currents, and plasma convection in the inner magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 112, A09217, doi:10.1029/2007JA012257.

1. Introduction

[2] The magnetosphere is a complex system where numerous physical phenomena take place. It is strongly coupled to the solar wind and to the Earth's upper atmospheric layers and evolves depending on their relative state. In particular, seasonal effects have been observed. The geomagnetic activity tends to be higher around the equinoxes [Russell and McPherron, 1973; Mayaud, 1978, 1980; Crooker and Siscoe, 1986; Crooker *et al.*, 1992; Cliver *et al.*, 2000, 2001] and the solar-produced conductivities are enhanced in the summer hemisphere. The conductivities depend not only on season, but also on the spatially varying geomagnetic field strength [e.g., Wagner *et al.*, 1980; Gasda and Richmond, 1998].

[3] Seasonal variations also modify the distribution of the field-aligned currents (FAC). Lu *et al.* [1994, 1995] used the Assimilative Mapping of Ionospheric Electrodynamics

(AMIE) procedure to derive conjugate patterns of the convection electric potential and of the region 1 (R1) and region 2 (R2) FAC densities to stress the interhemispheric differences. On January 28–29, 1992, under southward IMF condition, and for a total cross-polar-cap potential drop ranging from 85 to 94 kV, the total downward current (i.e., the radial component of the inward FAC integrated over the area poleward of $\pm 50^\circ$ magnetic latitude) was found greater in the summer hemisphere (~ 6.3 MA) than in the winter one (~ 4.4 MA). Globally, the current densities were found higher in the summer hemisphere and the R2 FAC flowing in the winter hemisphere were roughly bounded between 1500 MLT and 1000 MLT (i.e., mainly on the nightside). For solstices, from statistical studies based on data from Ørsted and MAGSAT, Papitashvili *et al.* [2002] showed that the ratio of the total summer downward FAC over the total winter downward FAC depends on the orientation of the IMF and varies between 0.92 and 1.57. For the total upward currents, this ratio takes values between 1.31 and 1.62. On average the total downward or upward FAC are larger by a factor 1.35 in summer than in winter. These results are in agreement with Ridley *et al.* [2004], who showed in a MHD simulation study that solar-produced

¹Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, Toulouse, France.

²High Altitude Observatory, Boulder, Colorado, USA.

conductances promote the closure of FAC in sunlight. For equinox conditions, *Papitashvili et al.* [2002] found the total currents to be symmetrically distributed between the two hemispheres, and *Ohtani et al.* [2005a] showed the FAC to be more intense around the equinoxes than around the solstices (consistent with the idea that the geomagnetic activity tends to be higher around the equinoxes than around the solstices). *Ridley et al.* [2004] and *Ridley* [2007] studied the seasonal asymmetry of the FAC with a combination of MHD and empirical models, and found that the modeled ratio of total R1 plus R2 FAC in summer to those in winter can be consistent with observations if the statistically observed seasonal variation of auroral particle fluxes (winter 20% larger than summer) is taken into account.

[4] The seasonal effect on the FAC is in fact complex and depends on the location of FAC, with dayside FAC reacting differently from nightside FAC. *Fujii et al.* [1981] and *Fujii and Iijima* [1987] have shown that the dayside FAC increase by a factor of 2 and their latitude increases by 1° to 3° in the summer hemisphere with respect to the winter hemisphere. These results are corroborated by recent statistical studies based on data from Ørsted and MAGSAT [*Christiansen et al.*, 2002; *Papitashvili et al.*, 2002], DMSP [*Ohtani et al.*, 2005a, 2005b], Polar and IMAGE [*Østgaard et al.*, 2005] and CHAMP [*Wang et al.*, 2005]. The seasonal variations of the FAC seem more complex on the nightside [*Fujii et al.*, 1981; *Fujii and Iijima*, 1987]. Indeed, whereas some of these observations reported no significant seasonal variation of the R1 and R2 current intensity on the nightside [*Fujii et al.*, 1981; *Fujii and Iijima*, 1987; *Christiansen et al.*, 2002; *Wang et al.*, 2005], the others showed a preference for the large-scale field-aligned currents to flow in the winter hemisphere [*Ohtani et al.*, 2005a, 2005b; *Østgaard et al.*, 2005]. The latter results are supported by the observations of intense auroras occurring preferentially under dark conditions, where field-aligned electric fields are found [*Newell et al.*, 1996, 2005].

[5] *Ohtani et al.* [2005a, 2005b] showed an equatorward displacement of the nightside FAC in the summer hemisphere and a poleward displacement in the winter hemisphere, the reverse of the dayside FAC. They explained that this displacement is most likely due to the interhemispheric asymmetry of the magnetospheric configuration and, to a smaller extent, to the higher ionospheric conductivities on the dayside.

[6] Parts of these seasonal effects on the FAC can be due to the interaction between the magnetosphere and the ionosphere. In the inner magnetosphere, plasma motion results from the combined action of the convection electric field and plasma pressure gradients. The latter effect is responsible for a charge separation and the appearance of a partial ring current. The R2 FAC that originate there close in the ionosphere and, together with energetic precipitating particles, modify the electrical properties of the ionosphere. The modified ionospheric electric potential is then transmitted to the magnetosphere along the highly conductive magnetic lines of force, and in turn affects the plasma transport.

[7] The Ionosphere Magnetosphere Model (IMM) [*Peymirat and Fontaine*, 1994b] describes the magnetospheric and ionospheric plasma dynamics, taking feedback into account. From an initial state, the IMM computes the temporal evolution of the ion and electron density, temperature and

pressure, and also the electric potential in the magnetospheric equatorial plane. Furthermore, it calculates the particle precipitations along with the distributions of R2 field-aligned currents and ionospheric electric potential. Among other things, the magnetic field is assumed dipolar, and in previous studies the dipole axis was assumed to be aligned with the Earth's rotation axis and perpendicular to the Sun-Earth line, so that both hemispheres were equally illuminated and symmetric. As such, it could therefore not simulate seasonal effects on the dynamics of the coupled magnetosphere-ionosphere (M-I) system.

[8] Another model of inner-magnetospheric plasma convection is the Rice Convection Model (RCM) [see *Wolf et al.* [2006] and references therein]. The RCM differs from the IMM in that it uses a kinetic rather than fluid formalism for the description of magnetospheric particle convection, and it allows for distortion of the geomagnetic field from a dipole in the magnetosphere. Similar to the IMM, the RCM has until now assumed that the Earth's internal magnetic field is a centered dipole oriented perpendicular to the Sun-Earth line, and that the ionospheric electric potential and field-aligned currents are symmetric about the dipole equator. *Wolf et al.* [2006] developed a formalism based on Euler potentials [*Stern*, 1970] to overcome these limitations.

[9] The present study focuses on a modeling of the seasonal and diurnal effects on the dynamics of the coupled magnetosphere-ionosphere system under different solar illumination conditions, to try to reproduce some of the observations concerning the R2 FAC with the IMM. This is performed by introducing in the IMM a tilt of the dipole axis toward or away from the Sun. We consider cases where the dipole axis is either aligned with the Earth's rotation axis or tilted relative to it, and cases where the dipole is either at or displaced from the Earth's center (hereafter respectively referred to as the centered dipole and the eccentric dipole). In all cases the IMM coordinates are defined relative to the location and orientation of the dipole.

[10] The R1 currents and cross-polar-cap potential depend in a complex manner on the ionospheric conductances and are coupled to the R2 currents [e.g., *Fedder and Lyon*, 1987; *Christiansen et al.*, 2002; *Ridley et al.*, 2004]. The IMM can make predictions only about the region-2 currents and electric potential equatorward of its high-latitude boundary, for a given potential across this boundary. Thus the present study is limited to examining seasonal effects only equatorward of its high-latitude boundary (or inside the outer boundary in the magnetospheric equatorial plane), for a given potential across this boundary. The value of this is to understand better how the effectiveness of shielding depends on season. A more realistic evaluation of this effect could be performed coupling the IMM with an MHD code as has been done with the RCM [*De Zeeuw et al.*, 2004], but this is beyond the scope of the present study.

[11] The next section introduces the model and the runs we carried out, section 3 presents the results, and section 4 compares the results with the observations.

2. Description of the Model

2.1. Generalities About the IMM

[12] The calculations are made on two independent grids, one ionospheric and the other magnetospheric, both in a

solar magnetic (SM) frame (the Z axis is antiparallel to the magnetic dipole, the X - Z plane contains the direction of the Sun, and the Y axis, perpendicular to the Sun-Earth line, points toward dusk). This system rotates with both a yearly and a daily period with respect to the geocentric equatorial inertial (GEI) system (the Z axis is parallel to the Earth's rotation axis and the X axis is directed toward the Sun at March equinox).

[13] The magnetospheric grid lies in the magnetic equatorial plane (i.e., the X - Y plane). It has 31×40 points (radius and longitude, respectively) distributed evenly in radius between 1.074 and 10.44 Earth radii (R_E), which correspond to 15.20° and 71.97° invariant latitude, and evenly in magnetic longitude between 0000 and 2400 magnetic local time (MLT). The ionospheric grid has 25×80 points (magnetic latitude and longitude, respectively) distributed unevenly in invariant latitude between 15.20° and 71.97° but evenly in magnetic longitude. The latitudinal grid spacing is smaller near the regions of interest like the auroral zone and the poleward boundary of the equatorial electrojet.

[14] The low-latitude boundary has been chosen so that in the case of the eccentric dipole all lines of force in the computational domain extend beyond the Earth's surface.

2.2. Computation of Height-Integrated Conductivities

[15] In the IMM, two sources of ionization and conductivity are considered: solar EUV radiation and precipitating electrons from the magnetosphere [Fontaine *et al.*, 1985]. It is assumed that the respective contributions to the Pedersen and Hall conductances (height-integrated conductivities) combine quadratically:

$$\Sigma_{P,H}^{dip} = \sqrt{(\Sigma_{P,H}^\odot(\chi))^2 + (\Delta\Sigma_{P,H}(E, \Gamma))^2} \quad (1)$$

where $\Sigma_{P,H}^{dip}$ are the total conductances for a dipolar geomagnetic field, $\Sigma_{P,H}^\odot$ are the solar components, and $\Delta\Sigma_{P,H}$ are the auroral particle components. $\Delta\Sigma_P$ and $\Delta\Sigma_H$ depend on the mean energy E and the energy flux Γ of precipitating electrons [Harel *et al.*, 1981]:

$$\Delta\Sigma_P = 5.2 \Gamma^{1/2} \quad (2)$$

$$\Delta\Sigma_H = 0.55 \Delta\Sigma_P E^{3/5} \quad (3)$$

where the conductances are expressed in Siemens (S), the electron mean energy in keV and the electron energy flux in mW m^{-2} .

[16] More than three years of EISCAT CP-3 experiments were used to derive statistical models for large-scale convection ionospheric electric fields [Alcaydé *et al.*, 1986; Senior *et al.*, 1990] and for ionospheric conductances [Senior, 1991], for three ranges of the magnetic activity index K_p ($0 < K_p < 2-$, $2 < K_p < 4-$ and $4 < K_p < 6-$). They served as a basis to study the large-scale distributions of ionospheric horizontal and field-aligned currents [Peymirat and Fontaine, 1994a; Fontaine and Peymirat, 1996, 1997] and to infer polar cap convection patterns [Peymirat and Fontaine, 1997].

[17] For the solar conductance component, we favored the conductance model of Senior [1991] for the present simulations instead of that of Blanc and Richmond [1980] previously used in IMM simulations, since the former is directly derived from radar measurements. We performed several test runs to compare the conductance models of Senior [1991] and Blanc and Richmond [1980], and the differences are less than 10%. For moderate magnetic activity and the solar zenith angle χ not exceeding 90° , the solar conductances are modeled as [Senior, 1991]:

$$\Sigma_P^\odot(\chi) = 1.81 + 8.88 \cos \chi \quad (4)$$

$$\Sigma_H^\odot(\chi) = 21.58 - 0.21 \chi \quad (5)$$

(where χ is in degrees), whereas one takes background values of 0.2 and 0.4 Siemens for $\Sigma_P^\odot(\chi)$ and $\Sigma_H^\odot(\chi)$, respectively, when $\chi > 105^\circ$. A smooth parabolic interpolation is applied between 90° and 105° .

[18] Given a point at the Earth's surface with geographic latitude λ_G and longitude ϕ_G , one computes χ from:

$$\cos \chi = \sin \lambda_G \sin \delta - \cos \lambda_G \cos \delta \cos \phi_{LT} \quad (6)$$

to get the solar-produced Pedersen and Hall conductances. The seasonal and diurnal variations appear through the declination angle δ and the local time angle ϕ_{LT} , respectively:

$$\delta = -23.45^\circ \cos(90^\circ QRT) \quad (7)$$

$$\phi_{LT} = 15^\circ LT = 15^\circ UT + \phi_G \quad (8)$$

with UT the Universal Time, LT the Local Time (both in hours), and QRT the season parameter that is equal to the number of quarters of a year passed since the December solstice ($QRT = 0$). This parameter serves as an input to the model, with the March equinox, the June solstice and the September equinox having values of 1, 2, and 3, respectively.

[19] For a realistic geomagnetic field, the total conductances $\Sigma_{P,H}^{dip}$ must be corrected by a factor that depends on the ionospheric magnetic field strength B_i [Gasda and Richmond, 1998]:

$$\Sigma_{P,H} = \Sigma_{P,H}^{dip} \left(\frac{B_i}{B_i^{dip}} \right)^{-1.3} \quad (9)$$

where $\Sigma_{P,H}$ are the corrected conductances. In case of a centered dipole, the correction factor is equal to 1 and $\Sigma_{P,H} = \Sigma_{P,H}^{dip}$.

2.3. Computation of the Ionospheric Electric Potential

[20] The equation of the ionospheric electric potential solved in the IMM was introduced by Fontaine *et al.* [1985], who assumed a thin shell approximation. The use of a more realistic magnetic field like an eccentric dipole requires changing the equation for the ionospheric

potential. We make use of the dipolar coordinates α , φ , β defined by [e.g., *Richmond, 1973; Gagnepain et al., 1975*]:

$$\alpha = r/(\sin \theta)^2 \quad (10)$$

$$\varphi = \varphi \quad (11)$$

$$\beta = \cos \theta / r^2 \quad (12)$$

where r , θ , φ are the usual spherical coordinates. The associated geometrical scale factors are [e.g., *Gagnepain et al., 1975*]:

$$h_\alpha = (\sin \theta)^3 / (1 + 3(\cos \theta)^2)^{1/2} \quad (13)$$

$$h_\varphi = r \sin \theta \quad (14)$$

$$h_\beta = r^3 / (1 + 3(\cos \theta)^2)^{1/2} \quad (15)$$

Gagnepain et al. [1975] used dipolar coordinates to study the longitudinal gradients in the equatorial electrojet. Here we use a similar formalism except that our calculations extend from the polar cap to the equatorial electrojet, and we take into account pressure driven currents from the magnetosphere. Neglecting ionospheric winds we have the following set of equations to solve:

$$\mathbf{J} = \mathbf{e}_\alpha(\sigma_P E_\alpha - \sigma_H E_\varphi) + \mathbf{e}_\varphi(\sigma_H E_\alpha + \sigma_P E_\varphi) + \mathbf{e}_\beta(\sigma_{||} E_\beta) + \mathbf{J}_M \quad (16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (17)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (18)$$

where \mathbf{J} is the current density, $\sigma_{||}$, σ_P , σ_H are the parallel, Pedersen, and Hall conductivities, \mathbf{e}_α , \mathbf{e}_φ , \mathbf{e}_β are unit vectors, and \mathbf{J}_M is a non-ohmic transverse magnetospheric component [e.g., *Richmond, 1995*]. Within the slow-flow region, in the case of a dipole, \mathbf{J}_M is given by *Vasyliunas* [1970] and *Wolf* [1983]:

$$\mathbf{J}_M = \frac{\mathbf{e}_\beta \times \nabla P}{B} \quad (19)$$

where B is the amplitude of the magnetic field.

[21] The equation of the ionospheric electric potential Φ can be obtained by integrating $h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}$ with respect to β along a line of force from one end, at the southern base of the conducting ionosphere, to the other end, at the northern base, and noting that $J_\beta = 0$ at each end [*Gagnepain et al., 1975*]. We assume $\sigma_{||}$ to be infinite (e.g., $E_\beta = 0$), so that for quasi-static conditions ($h_\alpha E_\alpha$) and ($h_\varphi E_\varphi$) are constant along a magnetic line of force (see equation (18) and *Gagnepain et al.* [1975]). For an asymmetric magnetic field, the integration of the conductivities in the northern ionosphere has to be distinguished from that in the southern ionosphere. Furthermore, following *Gagnepain et al.* [1975] the line

integrals of the conductances are approximated in each hemisphere by:

$$\int \sigma_{P,H} h_\beta d\beta = \frac{1}{|\sin I|} \int \sigma_{P,H} dr = \frac{\Sigma_{P,H}}{|\sin I|} \quad (20)$$

where $\Sigma_{P,H}$ are the height-integrated conductivities, and I is the dip angle of the magnetic field crossing the ionosphere. Taking into account the conservation of the plasma pressure along the lines of force (i.e., $\nabla P \cdot \mathbf{e}_\beta = 0$) and neglecting the azimuthal variation of the flux tube volume ϑ (i.e., $\nabla \vartheta \cdot \mathbf{e}_\varphi = 0$) the final equation to be solved is:

$$-\frac{\partial P}{\partial \varphi} \frac{\partial \vartheta}{\partial \alpha} = \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\Sigma_{\alpha\alpha} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} - \Sigma_{\alpha\varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\Sigma_{\varphi\alpha} \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} + \Sigma_{\varphi\varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right] \quad (21)$$

with:

$$\Sigma_{\alpha\alpha} = \left(\frac{h_\varphi \Sigma_P}{h_\alpha |\sin I|} \right)_N + \left(\frac{h_\varphi \Sigma_P}{h_\alpha |\sin I|} \right)_S \quad (22)$$

$$\Sigma_{\varphi\varphi} = \left(\frac{h_\alpha \Sigma_P}{h_\varphi |\sin I|} \right)_N + \left(\frac{h_\alpha \Sigma_P}{h_\varphi |\sin I|} \right)_S \quad (23)$$

$$\Sigma_{\alpha\varphi} = \Sigma_{\varphi\alpha} = \left(\frac{\Sigma_H}{|\sin I|} \right)_N + \left(\frac{\Sigma_H}{|\sin I|} \right)_S \quad (24)$$

$$\vartheta = \int \frac{1}{B} h_\beta d\beta \quad (25)$$

The subscripts N and S refer to the Northern and Southern hemispheres, respectively. For an eccentric dipole the metric coefficients and $|\sin I|$ can differ between the two hemispheres. For a dipole geometry, they are the same at northern and southern conjugate points, and when the conjugate points have equal conductances, equation (21) reduces to the equation solved by *Peymirat and Fontaine* [1994b].

2.4. Computation of R2 Field-Aligned Currents

[22] The field-aligned currents $j_{||}$ connect the non-ohmic transverse magnetospheric component \mathbf{J}_M with the ionospheric currents. The northern and southern R2 FAC $j_{||N}$ and $j_{||S}$ are obtained by limiting the integration of $h_\alpha h_\varphi h_\beta \nabla \cdot \mathbf{J}$ respectively to the northern and southern ionospheres [e.g., *Gagnepain et al., 1975*]:

$$-(h_\alpha h_\varphi j_{||})_N = \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\Sigma_{\alpha\alpha}^N \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} - \Sigma_{\alpha\varphi}^N \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\Sigma_{\varphi\alpha}^N \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} + \Sigma_{\varphi\varphi}^N \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right] \quad (26)$$

$$(h_\alpha h_\varphi j_{||})_S = \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\Sigma_{\alpha\alpha}^S \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} - \Sigma_{\alpha\varphi}^S \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\Sigma_{\varphi\alpha}^S \frac{\partial \Phi}{\partial \alpha} + \Sigma_{\varphi\varphi}^S \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right] \quad (27)$$

where the subscripts N and S refer to the Northern and Southern Hemispheres, respectively. In the Northern Hemisphere $j_{//N}$ are positive when they flow into the ionosphere and negative when they flow out of the ionosphere; reversed signs apply to the Southern Hemisphere. For an aligned dipole with conductances that are symmetric in each hemisphere (that is, $\Sigma_{ij}^N = \Sigma_{ij}^S$), equations (26) and (27) combined with equation (21) lead to the expression of the current density used by *Peymirat and Fontaine* [1994b].

2.5. Eccentric Dipole

[23] The magnetic dip poles are the two points at the Earth's surface where the magnetic field is vertical. *Fraser-Smith* [1987] showed that their secular variations are better reproduced with an eccentric dipole than with a centered dipole. The eccentric dipole has the same strength and direction as the centered dipole, but is displaced from Earth's center such that those quadrupole components of the geomagnetic field that are either longitudinally symmetric or have one cycle in magnetic longitude, computed with respect to the location of the eccentric dipole, are zero [*Schmidt*, 1934; *Bartels*, 1936; *Chapman and Bartels*, 1940; *Fraser-Smith*, 1987]. The geographic Cartesian coordinates of the center of the eccentric dipole provided by the IGRF 1965 model are $x_0 = -5.8 \cdot 10^{-2} R_E$, $y_0 = 3.5 \cdot 10^{-2} R_E$ and $z_0 = 2.1 \cdot 10^{-2} R_E$. The corresponding eccentric-dipole poles, defined as the intersections of the eccentric-dipole axis with the Earth's surface, are at $(\lambda_N, \varphi_N) = (81.4^\circ\text{N}, 86.2^\circ\text{W})$ and $(\lambda_S, \varphi_S) = (75.2^\circ\text{S}, 119.7^\circ\text{E})$.

[24] The eccentric dipole introduces interhemispheric asymmetries of the conductances at the equinoxes ($\delta = 0$), when the solar zenith angles of the magnetic poles are given by (see equations (6), (7) and (8)):

$$\cos \chi_N = -\cos \lambda_N \cos(15^\circ \text{UT} + \varphi_N) \quad (28)$$

$$\cos \chi_S = -\cos \lambda_S \cos(15^\circ \text{UT} + \varphi_S) \quad (29)$$

[25] The maximum conductances at the poles are reached when the solar zenith angles are minimum (see equations (4) and (5)), that is, when $\cos \chi_N = \cos \lambda_N$ and $\cos \chi_S = \cos \lambda_S$. The magnetic South Pole lies at a lower latitude than the northern pole ($|\lambda_S| < \lambda_N$), so that the diurnal variations of the equinox conductances are greater in the Southern Hemisphere ($\cos \lambda_S > \cos \lambda_N$).

[26] Since the magnetic field strength is larger at the northern magnetic pole than at the southern pole, the conductances are generally larger in the Southern Hemisphere for comparable solar zenith angles, according to (9). The hemispheric differences in metric coefficients and magnetic inclination, which affect the conductances as shown in (22)–(24), are found to have considerably smaller influences on the conductances than do the variations of solar zenith angle and magnetic field strength.

2.6. Description of the Runs

[27] We performed three sets of simulations starting each time from an empty magnetosphere without any FAC. The initial distribution of the ionospheric electric potential thus only depends on the solar-produced conductances. The source of magnetospheric plasma lies between 1800 MLT

and 0600 MLT on field lines that intersect the dipole equatorial plane at a distance of $10.44 R_E$, which is conjugate with the polar cap boundary.

[28] The boundary conditions are chosen to correspond to moderate magnetic activity ($K_p \sim 3$): the potential drop across the polar cap is set to 50 kV [*Fontaine et al.*, 1985], the source temperatures for ions and electrons are set respectively to 5 keV and 1 keV, and the source density to 0.4 cm^{-3} as *Richmond et al.* [2003].

[29] At 0000 UT, the beginning of the simulations, the magnetospheric plasma flows in the sunward direction and fills the inner magnetosphere. As the plasma approaches the Earth, its pressure tends to increase due to adiabatic compression, which opposes the pressure decrease induced by the loss of particles that precipitate into the high-latitude ionosphere. About 10 to 15 h are necessary to reach a steady state. We perform all the simulations for 60 h. The results show periodic variations of period one day (see sections 3.2 and 3.3), so we shall display them between 24 h and 48 h of simulated time, which correspond to 0000 UT and 2400 UT, respectively.

[30] First, we assume a centered dipole aligned with the Earth's rotation axis. Then, a tilt of the dipole axis relative to the rotation axis is added, and finally an offset of its center relative to the Earth's center is considered. For each type of dipole geometry, we perform four runs, corresponding to solstices and equinoxes.

3. Results of the Numerical Simulations

3.1. No Dipole Tilt or Offset

[31] In order to separate seasonal and diurnal effects, a first set of simulations is performed assuming no dipole tilt and no center shift (case NT: No Tilt). Figure 1 shows the steady state distribution of the ion plasma pressure in the magnetic equatorial plane for (a) solstices and (b) equinoxes. Due to symmetry considerations, the distributions are identical between both solstices and between both equinoxes.

[32] Both plots display a partial ring around the planet with a maximum (indicated by an arrow) located in the pre-midnight sector. The ion maximum pressure is slightly larger (3.48 nPa) during solstices than equinoxes (3.22 nPa). Table 1 gives the ion and electron maximum energy fluxes and pressures along with the locations of these maxima in the equatorial plane. One can see that going from solstice to equinox conditions, the electron pressure maximum decreases by 1.7%. It is located in the post-midnight sector at a greater distance from the Earth than the ion pressure maximum, and remains approximately at the same MLT for all seasons. Loss by precipitation, which is more effective for electrons than for ions [*Peymirat et al.*, 1991], prevents the electrons from moving close to the Earth. The energy flux due to particles that precipitate into the high-latitude ionosphere varies as $p^{3/2}$, and its maximum follows the same tendency as the pressure maximum, with a 7% drop for ions and a 5.7% drop for electrons.

[33] The seasonal effect on the dynamics of the coupled magnetosphere-ionosphere system can be evaluated with the ratio $\frac{\max - \min}{\max + \min}$ that gives the relative amplitude variation $\frac{\max - \min}{\frac{\max + \min}{2}}$ about the average amplitude $\frac{\max + \min}{2}$. From Table 1, from equinoxes to solstices, one gets a variation of about $\frac{3.48 - 3.22}{3.48 + 3.22} = 3.9\%$ for the ion maximum pressure, $\frac{0.2958 - 0.290}{0.2958 + 0.290} =$

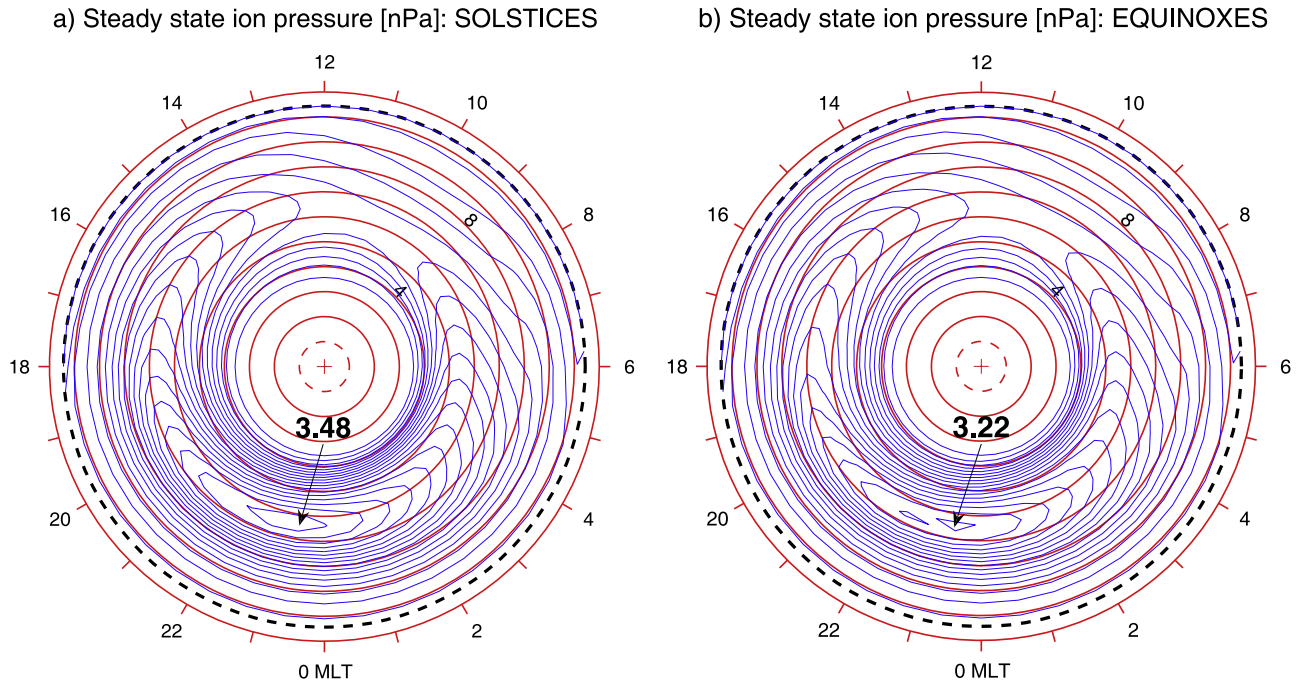


Figure 1. Steady state equatorial distribution of the ion pressure between $1 R_E$ (inner dashed curve) and $10.44 R_E$ (outer dashed curve) for (a) solstices and (b) equinoxes for the case without dipole tilt (NT). The contour interval for the ion pressure is 0.2 nPa, and the maximum value (arrow) is given in nPa.

0.9% for the electron maximum pressure, $\frac{0.590-0.549}{0.590+0.549} = 3.6\%$ for the ion maximum energy flux and $\frac{1.40-1.32}{1.40+1.32} = 2.9\%$ for the electron maximum energy flux.

[34] Figure 2 shows patterns of the northern (top panels) and southern (bottom panels) R2 FAC in the ionosphere for: (a, d) December solstice, (b, e) March equinox and (c, f) June solstice. The results are identical for the two equinoxes. The plots exhibit two asymmetric crescents lying on either side of the 1000–2200 MLT meridian, which extend either on both the dayside and nightside or only in the dark region of the ionosphere. With regard to a single hemisphere, the extreme values of the current density (indicated by arrows) increase from winter to summer. For instance, at 0600 MLT in the Northern Hemisphere for the upward FAC (negative valued), the minimum increases by a factor 1.38 from December (a) to March (b), and then by a factor 1.57 from March to June (c). The equinox patterns (b, e) are similar: while the dawn crescents display a peak around 0600 MLT, the dusk crescents exhibit two smaller peaks at 1400 MLT and 2000 MLT. For comparison, in the summer hemisphere (c, d), the crescents widen equatorward, probably due to the deeper penetration of the ions at solstices, whereas in

Table 1. Steady State Ion and Electron Maximum Energy Fluxes, Maximum Pressures and Their Location in the Magnetic Equatorial Plane for Solstice and Equinox Conditions

	Solstices		Equinoxes	
	Ions	Electrons	Ions	Electrons
Maximum energy flux, mW m^{-2}	0.590	1.40	0.549	1.32
Maximum pressure, nPa	3.48	0.295	3.22	0.290
Radius, R_E	6.38	7.32	6.38	7.63
Azimuth, MLT	23.4	1.80	23.4	1.20

the winter hemisphere (a, f) they are thinner, likely because the ionospheric conductivities are restricted to the precipitation zone. At the solstices the interhemispheric difference in current intensity can reach up to $0.43 \mu\text{A m}^{-2}$ in absolute value.

[35] Table 2 gives for the same three periods as in Figure 2 the upward and downward currents ($j_{\parallel} \sin I$) integrated over the surface of the Earth:

$$R_E^2 \int \int (j_{\parallel} \sin I) \cos \lambda_M d\lambda_M d\varphi_M \quad (30)$$

together with the Pedersen conductances integrated over the surface of the Earth:

$$R_E^2 \int \int \Sigma_P \cos \lambda_M d\lambda_M d\varphi_M \quad (31)$$

where λ_M is invariant latitude and φ_M is magnetic longitude. The numerical integration was performed between $\lambda_M = 71.97^\circ$ and $\lambda_M = 59.55^\circ$ invariant latitude for the Northern Hemisphere, and between their magnetic conjugates for the Southern Hemisphere. The value 59.55° was chosen because it corresponds to a circle of constant invariant latitude of the ionospheric grid, above which the amplitude of the simulated R2 FAC is greater than or equal to $0.1 \mu\text{A m}^{-2}$ in absolute value. The background value of $0.1 \mu\text{A m}^{-2}$ was considered in agreement with *Christiansen et al.* [2002], who disregarded currents of smaller amplitude.

[36] Upward and downward currents have been integrated separately to assess their respective contributions. As the precipitation rates are the same for both hemispheres, the conductances they produce in each hemisphere are identical.

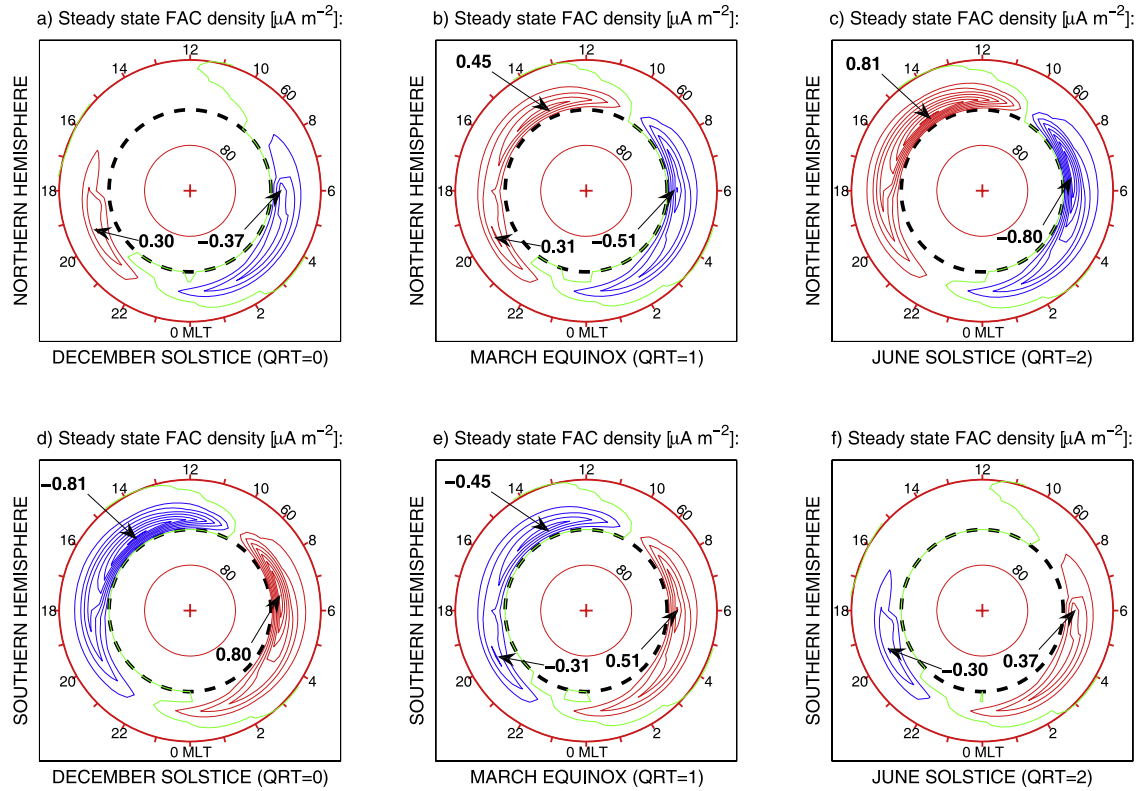


Figure 2. Steady state northern (top panels) and southern (bottom panels) patterns of the R2 field-aligned current density for the case without dipole tilt (NT) for: (a, d) December solstice, (b, e) March equinox and (c, f) June solstice. The extreme values of the current density, in $\mu\text{A m}^{-2}$, are indicated by arrows. Isocontours are traced every $0.1 \mu\text{A m}^{-2}$ in red, blue and green for positive, negative and zero values, respectively. Plain circles represent 60° and 80° invariant latitude, whereas dashed circles correspond to the modeled polar caps at 71.97° invariant latitude. Crosses represent the magnetic poles and the magnetic local time is indicated on the outer circle. Southern patterns are presented as viewed through the Earth from the Northern Hemisphere.

Integrated over the Earth, they reach a value of 38.4 TS m^2 at equinox and a larger value of 39.6 TS m^2 at solstice. Table 2 shows that the total upward and downward currents increase with the area-integrated auroral conductances, which is expected from equations (26) and (27). The total amount of downward current from the magnetosphere is slightly different from the total amount of upward current from the ionosphere, probably due to the absence of the R1 FAC, which have not been taken into account in this study. Indeed, the total downward current (including R1 and R2 currents) must balance the total upward current [Fujii *et al.*, 1981; Fontaine and Peymirat, 1996, 1997; Christiansen *et al.*, 2002].

[37] The effect of the seasons on the total Pedersen conductance and the total upward and downward FAC can

be evaluated from Table 2 with the ratio $\frac{\max - \min}{\max + \min}$. From June solstice to December solstice, in the north hemisphere, one has a variation of about $\frac{-1.41 + 0.785}{-1.41 - 0.785} = 28.5\%$ for the upward FAC, 52.8% for the downward FAC, and $\frac{134 - 50}{134 + 50} = 45.7\%$ for the Pedersen conductances. Similar variations are obtained for the south hemisphere.

[38] Particle precipitation and field-aligned currents contribute to the modification of the electric properties of the ionosphere. Figure 3 illustrates the steady state MLT distributions for solstice conditions (solid curves) and equinox conditions (dotted curves) of the southward (top panels) and eastward (bottom panels) components of the ionospheric electric field at auroral (65°) (a, c) and middle (45°) (b, d) invariant latitudes. It can be noticed that the southward component dominates the eastward component at

Table 2. Area-Integrals of Upward and Downward Current Densities, $j_{\parallel} \sin I$, and of Pedersen Conductance Σ_P , Integrated Between 59.55° and 71.97° Invariant Latitude

		December Solstice Dawn/Dusk	March Equinox Dawn/Dusk	June Solstice Dawn/Dusk
Total Upward/Downward Current, MA	North	-0.785/0.541	-0.997/1.07	-1.41/1.75
	South	1.41/-1.75	0.997/-1.07	0.785/-0.541
Area-integrated Σ_P , TS m^2	North	50	82	134
	South	134	82	50

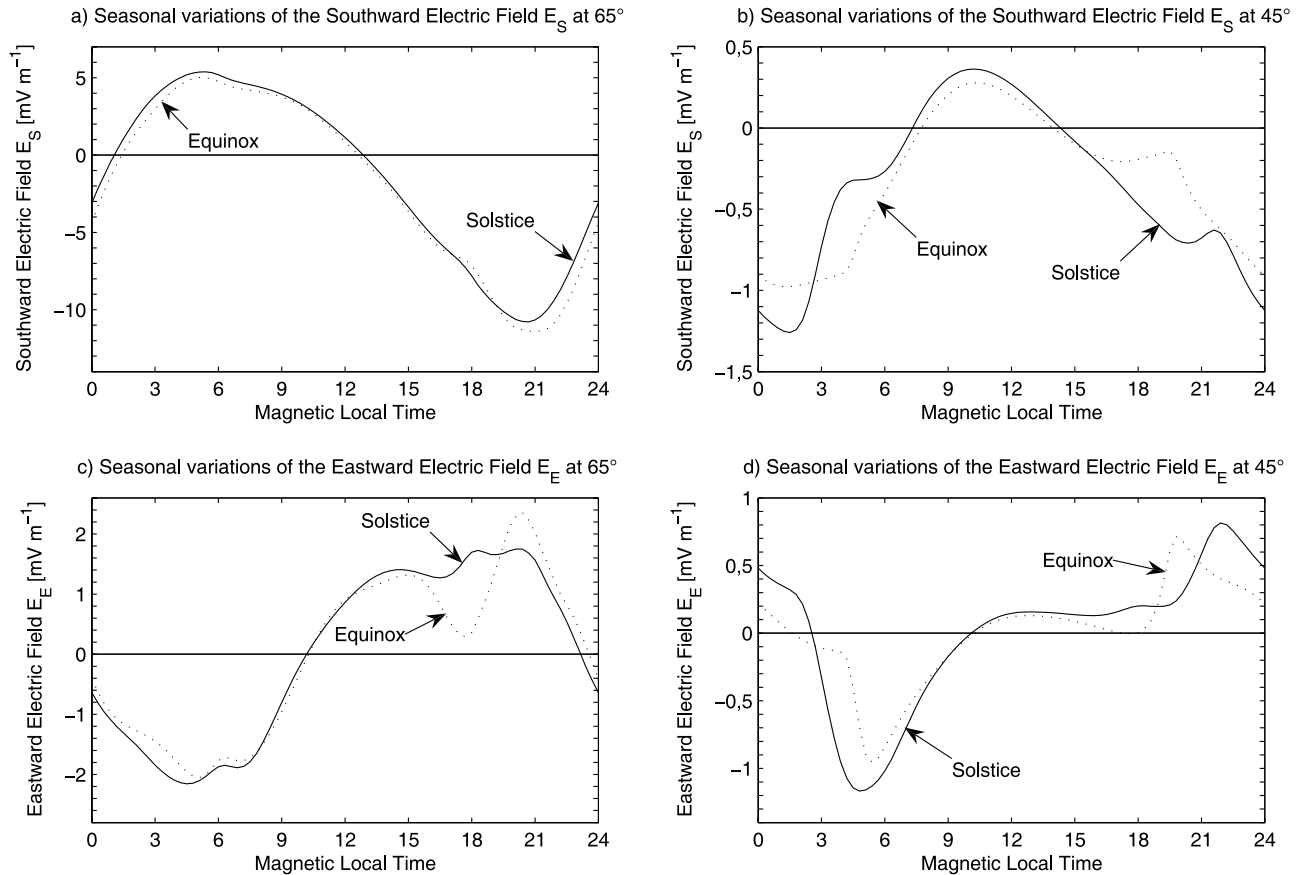


Figure 3. Steady state MLT distributions of the southward (top panels) and eastward (bottom panels) ionospheric electric field at (a, c) 65° and (b, d) 45° invariant latitude in the Northern Hemisphere for case NT. Solid curves correspond to solstice conditions whereas dotted curves correspond to equinox conditions.

high latitudes, whereas both components are of the same order of magnitude at middle latitudes. *Peymirat and Fontaine* [1994b] found a similar behavior but with greater amplitudes.

[39] The peak-to-peak amplitude of the high latitude meridional and azimuthal components are found to be similar for equinoxes and solstices, indicating no seasonal dependence. In contrast, at middle latitude the peak-to-peak amplitude increases from equinox to solstice by 0.37 mV m^{-1} and 0.31 mV m^{-1} for the meridional and azimuthal components, respectively (i.e., a relative variation of about 19–29%), with the major differences located on the nightside ionosphere.

[40] The azimuthal separation of the electrons from the ions due to the pressure gradient drift is responsible for the appearance of an electric field that decreases the convection electric field close to the Earth and therefore decreases the penetration of the plasma into the inner magnetosphere: this is the so-called shielding effect [*Bloch, 1966; Schield et al., 1969; Vasyliunas, 1970, 1972; Pellat and Laval, 1972; Southwood, 1977; Senior and Blanc, 1984*]. As it depends inversely on the conductances, it must be stronger when the conductances increase [*Vasyliunas, 1972; Senior and Blanc, 1984*].

[41] Our results agree with the shielding effect mechanism. Indeed, during solstices the conductances are higher

in the summer hemisphere than in the winter one due to the solar illumination. This interhemispheric asymmetry leads to a shielding effect that is slightly less pronounced, as compared with the equinoxes (see Figure 3). Accordingly, the protons penetrate closer to the Earth and their pressure increases (see Figure 1; Table 1), which results in an increase of the current.

[42] The total downward and upward current intensities (which are obtained by summing the northern and southern downward and upward currents intensities) are $(1.75 + 0.541) \text{ MA} = 2.29 \text{ MA}$ and $(1.41 + 0.785) \text{ MA} = 2.20 \text{ MA}$ at solstices and $(1.07 \times 2) \text{ MA} = 2.14 \text{ MA}$ and $(0.997 \times 2) \text{ MA} = 1.99 \text{ MA}$ at equinoxes (see Figure 2 and Table 1).

[43] As the energy flux of precipitating electrons controls the amplitude of the conductances mainly on the nightside, the distribution of the field aligned currents will be different in the two hemispheres. For instance, as illustrated in Figure 2, the FAC are mainly located on the nightside in the winter hemisphere corresponding to the location of the precipitating electron belt (a, f), whereas in the summer hemisphere the FAC are located everywhere due to the sun produced conductances (c, d).

[44] As a conclusion, the seasonal effect predicted by the IMM can be summed up as follows:

[45] * variations of the Pedersen conductances by 45.7% and of the FAC by 28.5–52.8%;

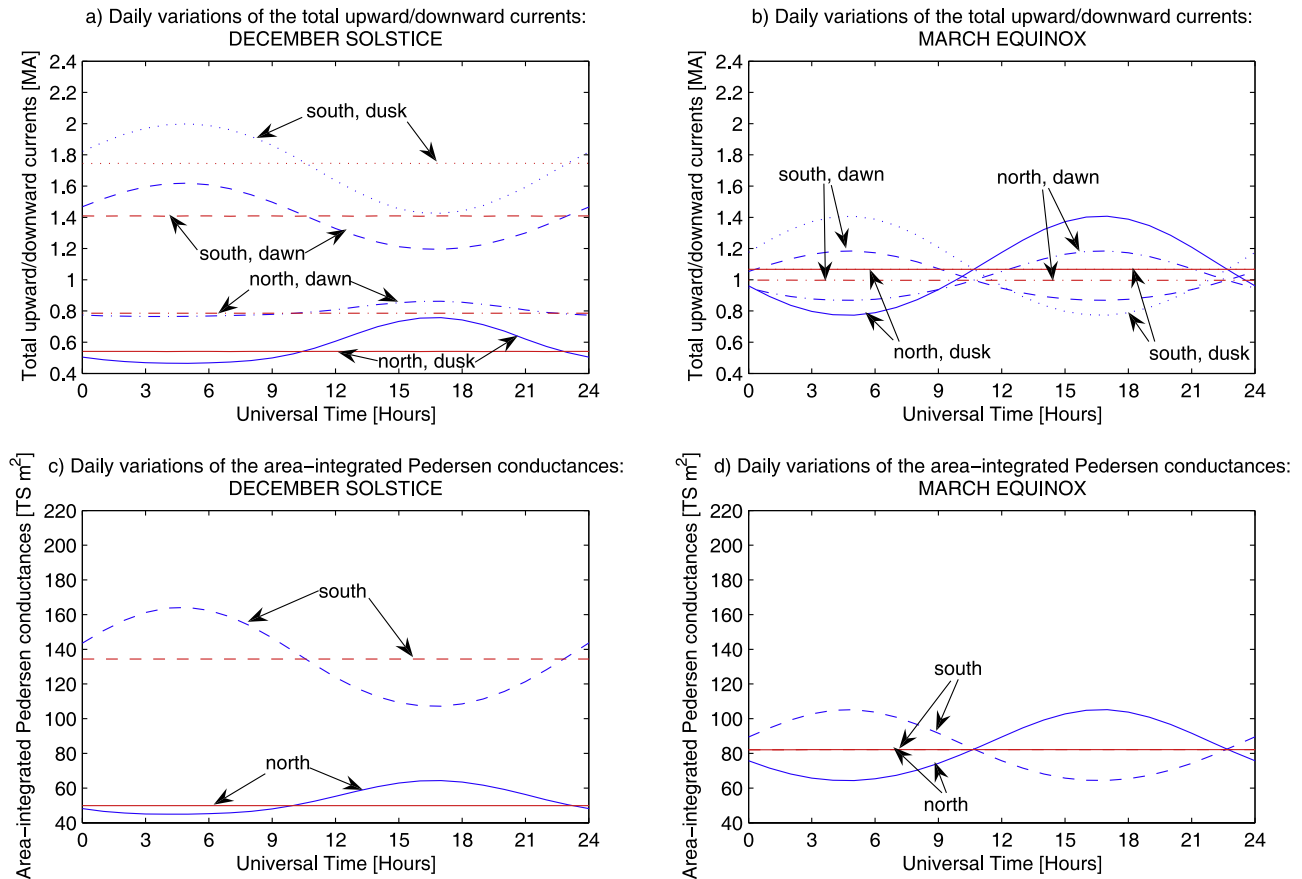


Figure 4. Daily variations of the area-integrated magnitudes of the dawnside upward and duskside downward R2 currents (top panels), and daily variations of the area-integrated Pedersen conductances (bottom panels) for: (a, c) December solstice ($QRT = 0$) and (b, d) March equinox ($QRT = 1$). For the currents, the solid and dash-dotted curves are for the northern dusk and dawn, and the dotted and dashed curves are for the southern dusk and dawn, respectively. For the conductances, solid and dashed curves are for the Northern and the Southern hemispheres, respectively. Blue curves are for a centered tilted dipole (case WT), and red curves are for an aligned dipole (case NT). At March equinox (b) for case NT (red curves), both dusk curves are the same and both dawn curves are the same. The northern and southern Pedersen conductances are also the same (d).

[46] * variations of the midlatitude ionospheric electric field by 19–29%;

[47] * variations of the ion and electron maximum pressure by 0.9–3.9% and of the ion and electron maximum energy flux by 2.9–3.6%.

[48] The fact that the variations of the extrema of the pressure and the energy flux do not follow those of the Pedersen conductances and of the FAC reflects the nonlinearity of the coupled magnetosphere-ionosphere system and the fact that both hemispheres contribute to the dynamics of the magnetospheric plasma.

3.2. Addition of Dipole Tilt: Diurnal Effects

[49] To evaluate the effect of the diurnal variation of the conductivities, a tilt of the magnetic dipole axis relative to the Earth’s rotation axis was introduced. The geographic coordinates of the magnetic North Pole (78.6°N , 69.8°W) correspond to the dipole component of the International Geomagnetic Reference Field (IGRF) for epoch 1965 [Peddie, 1982]. The south magnetic pole is geographically antipodal to the north magnetic pole. Consequently, as the planet

rotates, the magnetic equatorial plane precesses about the rotation axis. This time-varying inclination of the magnetic axis relative to the Sun-Earth line generates diurnal fluctuations of the conductances in magnetic coordinates, produced by the variations of solar illumination. This case is referenced WT (With Tilt).

[50] Figure 4 shows daily variations of the total upward/downward currents (top panels) along with the area-integrated Pedersen conductances (bottom panels) for the December solstice (a, c) and March equinox (b, d). In order to illustrate the differences introduced by the dipole-axis tilt (blue curves), the previous results obtained without tilt (NT) have been added (red curves). For both cases, the currents and the Pedersen conductances have the same order of magnitude, but they present cyclic variations around the steady values for case WT. At the March equinox (b, d), without dipole tilt (red curves) the upward currents, the downward currents and the conductances are the same in both hemispheres.

[51] At the solstices the auroral zone is almost always illuminated in the summer hemisphere and almost always

dark in the winter hemisphere, although the intensity of summer-time illumination over the polar region varies as the Earth rotates and the solar zenith angle varies. The area-integrated conductances are therefore larger and display greater variations in the summer than in the winter (Figure 4c). For a given hemisphere, the daily variations of the total upward/downward currents (Figures 4a, 4b) follow the variations of the surface-integrated conductances (Figures 4c, 4d). Indeed, the two hemispheres can be schematized by two resistors, $1/\Sigma_N$ and $1/\Sigma_S$, wired in parallel via the highly conductive magnetic field lines. The R2 FAC that originate from the magnetosphere split into the northern and the southern R2 FAC, the intensities of which vary in the same way as the northern and southern distributions of conductances Σ_N and Σ_S , respectively.

[52] As can be seen from Figures 4a and 4c for the December solstice, and from Figures 4b and 4d for the March equinox, the diurnal variations of the conductances induce a diurnal variation of the R2 FAC intensity with extrema at 0500 UT and 1700 UT. The universal times of the extrema occur when the dipole has its maximum tilt toward or away from the Sun. For the December solstice (Figure 4a), around 0500 UT, when the dipole tilt is not included (case NT), at dusk the amplitude of the FAC is about 1.75 MA in the Southern Hemisphere while it is about 0.54 MA in the Northern Hemisphere, leading to an interhemispheric difference of about 1.21 MA. When the tilt is included (case WT), the amplitude of the FAC increases 1.99 MA in the south and decreases 0.46 MA in the north, leading to an interhemispheric difference of about 1.53 MA, an increase of about $\frac{1.53-1.21}{1.21} = 26\%$. The reverse happens around 1700 UT with an interhemispheric difference of about 1.21 MA for the NT case and of about $(1.43-0.76)$ MA = 0.67 MA for the WT case, leading to a decrease of about $\frac{1.21-0.67}{1.21} = 45\%$. At dawn, one gets the same behavior. For the March equinox (Figure 4b), at dusk, the diurnal variations of the conductances introduce for the WT case at 0500 UT and 1700 UT an interhemispheric difference of the FAC of about $(1.40-0.77)$ MA = 0.63 MA, while there is no interhemispheric difference for the NT case, where one has an average value of about 1.07 MA for the total amplitude of the FAC. This corresponds to a variation of the FAC by a factor of about $\frac{0.63}{1.07} = 59\%$.

[53] Not only the FAC but also the maxima of the ion and electron pressure, temperature, density, particle and energy flux, display cyclic variations with a period of one day (figures not shown). Figure 5 completes the case study introducing the seasonal dependence of the maximum and minimum daily values of (a) the total upward/downward currents, (b) the ion maximum pressure, (c) the area-integrated Pedersen conductances and (d) the electron maximum energy flux, simulated with the dipole tilt (case WT). The tops of the yellow or light green bars and of the red or dark green bars represent the respective minimum and maximum daily values. Reported on the figure are also the values simulated for case NT. These correspond to the tops of the orange or green bars. In panel (a), negative values are for currents flowing antiparallel to the magnetic field. In panels (a, c) yellow-red series are for the Northern Hemisphere while the green-series are for the Southern Hemisphere. Once more, it can be noted that the total upward/downward intensities are related to the conductances: the

largest ones are obtained in the summer hemisphere, and the smallest ones in the winter hemisphere. Furthermore, the results are similar for the two solstices and for the two equinoxes, as expected.

[54] At the December solstice, for the downward FAC (Figure 5a; positive FAC in the Northern Hemisphere but negative FAC in the Southern Hemisphere), one has a fractional daily variation of about $\frac{0.76-0.46}{0.76+0.46} = 24.6\%$ in the Northern Hemisphere and $\frac{2.0-1.4}{2.0+1.4} = 17.6\%$ in the Southern Hemisphere. For the upward FAC, one gets a variation of about 5.5% and 14.3% in the Northern and Southern Hemispheres, respectively. Similar variations are calculated for the June solstice. For the two equinoxes, the fractional daily variations are larger than at solstice, about 29% and 15.9% for the downward currents and upward currents, respectively, in both hemispheres.

[55] At the December solstice, for the Pedersen conductances (Figure 5c), the fractional daily variations are about $\frac{64-45}{64+45} = 17.4\%$ in the Northern Hemisphere and $\frac{164-108}{164+108} = 20.6\%$ in the Southern Hemisphere. Similar variations are calculated for the June solstice for the opposite hemisphere. For the two equinoxes, the variations are 23.5% in both hemispheres.

[56] The ion maximum pressure and electron maximum energy flux are also affected by the varying solar illumination conditions. For the ion maximum pressure (Figure 5b) the fractional daily variation is roughly $\frac{3.7-3.4}{3.7+3.4} = 4.2\%$ at the solstices and $\frac{3.3-3.2}{3.3+3.2} = 1.5\%$ at the equinoxes. For the electron maximum energy flux (Figure 5d), it is roughly $\frac{1.5-1.3}{1.5+1.3} = 7.1\%$ at the solstices and $\frac{1.33-1.32}{1.33+1.32} = 0.4\%$ at the equinoxes.

[57] To summarize, the dipole tilt induces modifications with respect to the no tilt (NT) case as follows:

[58] * variations of the interhemispheric asymmetry of the FAC between 26% and 59% depending on the season;

[59] * diurnal variations of the Pedersen conductances with respect to their mean values of about 17.4–23.5%;

[60] * diurnal variations of the FAC with respect to their mean values of about 5.5–29%;

[61] * diurnal variations with respect to their mean values of 1.5–4.2% for the ion maximum pressure and of 0.4–7.1% for the electron maximum energy flux.

[62] These daily variations induced by dipole tilt are about the same order as those induced by the seasons (case NT), illustrating that the diurnal and the seasonal effects have to be taken into account simultaneously to be modeled in a satisfactory way. One should note that these variations are very dependent on the season. For instance, at solstice, the daily variations of the ion maximum pressure (Figure 5b, case WT) exceed its seasonal variations (Figure 5b, case NT), while they are small at equinoxes (Figure 5b, case WT). The electron maximum energy flux follows the same trend (Figure 5d).

3.3. Eccentric Dipole

[63] The eccentric-dipole case study is referenced hereafter as case WS (With Shift). Figure 6 presents in a format similar to Figure 4 the total upward and downward currents and the area-integrated Pedersen conductances for the December solstice and the March equinox. The present values are very close to those obtained with case WT. It can be noted that the curves in the Northern Hemisphere

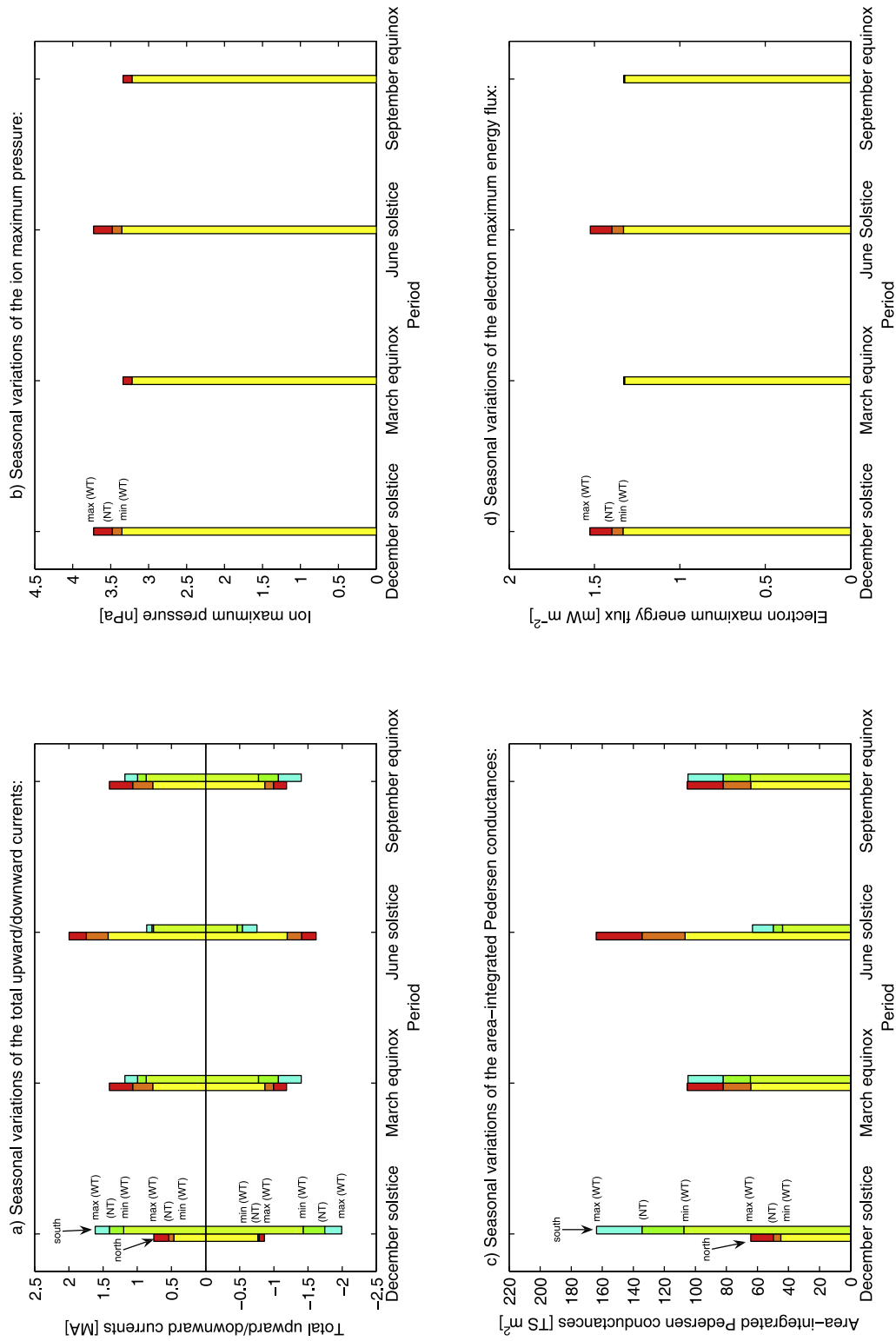


Figure 5

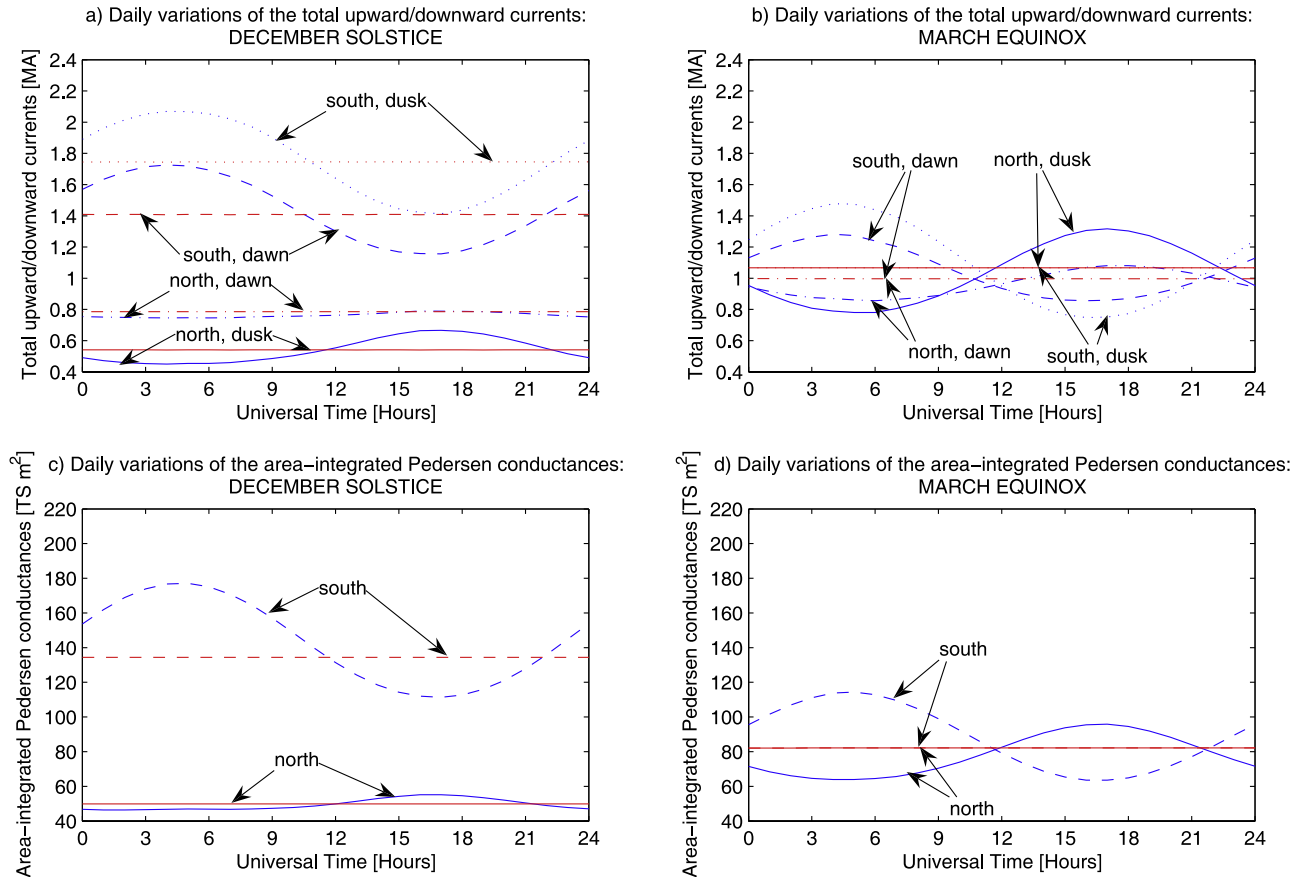


Figure 6. Daily variations of the area-integrated magnitudes of the dawnside upward and duskside downward R2 currents (top panels), and daily variations of the area-integrated Pedersen conductances (bottom panels) for: (a, c) December solstice ($QRT = 0$) and (b, d) March equinox ($QRT = 1$). For the currents, the solid and dash-dotted curves are for the northern dusk and dawn, and the dotted and dashed curves are for the southern dusk and dawn, respectively. For the conductances, solid and dashed curves are for the Northern and the Southern hemispheres, respectively. Blue curves are for an eccentric dipole (case WS), and red curves are for an aligned centered dipole (case NT). At March equinox (b) for case NT (red curves), both dusk curves are the same and both dawn curves are the same. The northern and southern Pedersen conductances are also the same (d).

systematically show a phase lag by about 1–2 h in comparison with the southern ones, regardless of the date. This results from the geographic locations of the magnetic poles. For instance, around 1600 UT the solar zenith angle of the magnetic South Pole attains its maximum value so that the southern conductances are minimum (Figures 6a, 6b). It is only after 1700 UT that the zenith angle at the north magnetic pole is smallest and the northern conductances are maximum. The opposite happens around 0400 UT and 0500 UT, respectively.

[64] During the March equinox the amplitude of the diurnal variation of the area-integrated conductances in

the Southern Hemisphere (Figure 6d) is about $\frac{114-64}{96-64} = 1.6$ times its value in the Northern Hemisphere (Figure 6d) and about $\frac{114-64}{105-65} = 1.3$ times its value for case WT (Figure 4d). In the Northern Hemisphere the reverse happens, with WS variations smaller than those of the WT case. These effects are in accordance with the larger daily variations of solar zenith angle at the south magnetic pole than at the north magnetic pole, associated with the lower geographic latitude of the south magnetic pole due to the eccentricity of the dipole.

[65] Comparing the daily variations of the total upward and downward currents in both hemispheres at the March

Figure 5. Seasonal dependence of the maximum and minimum daily values of (a) the total upward/downward currents, (b) the ion maximum pressure, (c) the area-integrated Pedersen conductances and (d) the electron maximum energy flux, simulated with the tilted dipole (case WT). The upper limits of yellow or light green, and of red or dark green bars represent the respective values of the minimum (min WT) and maximum (max WT) daily values. Reported on the figure are also the values simulated without dipole tilt (case NT). They correspond to the upper limits of the orange or green bars. In panel (a), negative values are for currents flowing antiparallel to the magnetic field. In panels (a, c) the yellow-red series are for the Northern Hemisphere while the green-series are for the Southern Hemisphere. Legends have been added for the December solstice.

equinox (Figure 6b), the amplitude is larger in the Southern Hemisphere than in the Northern Hemisphere by a factor $\frac{1.28-0.86}{1.08-0.86} = 1.9$ at dawn and $\frac{1.48-0.75}{1.32-0.78} = 1.4$ at dusk. Comparing the daily variations of the total upward and downward currents at the March equinox between case WS (Figure 6b) and case WT (Figure 4b), the amplitude in the Southern Hemisphere is larger by $\frac{1.28-0.86}{1.18-0.87} = 1.4$ at dawn and by $\frac{1.48-0.75}{1.40-0.78} = 1.2$ at dusk. The opposite trend is observed for the Northern Hemisphere, with an amplitude reduction by $\frac{1.18-0.87}{1.08-0.86} = 1.4$ at dawn and by $\frac{1.41-0.77}{1.32-0.78} = 1.2$ at dusk.

[66] The same conclusions can be drawn during the December solstice for the FAC and the auroral conductances. Comparing the daily variations of the total upward and downward currents in the two hemispheres (Figure 6a), the amplitude is larger in the Southern Hemisphere than in the Northern Hemisphere by a factor $\frac{1.73-1.16}{0.79-0.75} = 14$ at dawn and by $\frac{2.07-1.42}{0.67-0.45} = 3$ at dusk. Comparing the daily variations of the total upward and downward currents between case WS (Figure 6a) and case WT (Figure 4a), the amplitude in the Southern Hemisphere is larger by $\frac{1.73-1.16}{1.62-1.20} = 1.4$ at dawn and by $\frac{2.07-1.42}{1.99-1.43} = 1.2$ at dusk, and in the Northern Hemisphere is smaller by $\frac{0.86-0.77}{0.79-0.75} = 2.3$ at dawn and by $\frac{0.76-0.46}{0.67-0.45} = 1.4$ at dusk. For the conductances (Figures 4c and 6c), the WS diurnal variations increase with respect to those of the WT case in the Southern Hemisphere but decrease in the Northern Hemisphere. The southern variations are still larger than those in the Northern Hemisphere, as for the March equinox.

[67] Figure 7 gives additional information in a format similar to Figure 5. Plots (a) and (c) confirm the tendency for the amplitudes of the cyclic variations to increase (decrease) in the Southern (Northern) Hemisphere irrespective of the season, when the shift of the dipole is added. This is accompanied by an increase in the amplitude of the daily variations of the ion maximum pressure and of the electron maximum energy flux at the December solstice and at the March and September equinoxes, but a decrease of these at the June solstice (see Figures 5b, 5d, 7b, and 7d).

[68] The largest differences are found between the December solstice and the June solstice, where the variation amplitude of the ion maximum pressure is divided by 2 (see Figure 7b) and the variation amplitude of the electron maximum energy flux is divided by 12 (see Figure 7d). One should note that the variations of the ion maximum pressure and the electron maximum energy flux induced by the shift of the dipole center (case WS) are weak in comparison to those induced by the dipole axis tilt (case WT). For instance, at the December solstice, the maximum daily value of the ion pressure increases from 3.72 nPa (case WT, Figure 5b) to 3.97 nPa (case WS, Figure 7b), a relative increase of about $\frac{3.97-3.72}{3.72}$ or 6.7%. Comparatively, the relative increase between the minimum and maximum daily values induced by the dipole axis tilt at December solstice (case WT, Figure 5b) is about $\frac{3.72-3.35}{3.35}$ or 11%.

[69] As a conclusion, the shift of the dipole induces the following modifications with respect to the WT case:

[70] * an increase of the daily variations of the conductances and the R2 FAC intensity in the Southern Hemisphere and a decrease in the Northern Hemisphere by factors between 1.2 and 2.3, irrespective of the season;

[71] * an increase of the daily variations of the ion maximum pressure and of the electron maximum energy

flux at the December solstice and at the March and September equinoxes, but a decrease at the June solstice. These variations of about 6.7% are small compared with those induced by the tilt of the dipole of about 11%. However, they cannot be neglected because they induce some differences between the two solstices that do not occur when the shift of the dipole is disregarded.

[72] These results underline the importance to take into account at the same time in the simulations the three different variations of the conductances induced by the Earth's rotation axis tilt, the dipole axis tilt and a more realistic magnetic field like the eccentric dipole.

4. Comparisons With Observations

[73] In this section some predictions of the IMM are compared with observations only for case NT, because similar conclusions apply for cases WT and WS.

[74] The solar component of the conductances calculated from the model of *Senior* [1991] that we use depends only on the solar zenith angle, a parameter shown to have an influence on the FAC by recent CHAMP observations [*Wang et al.*, 2005]. The peak densities presented in Figure 2 are in agreement with the observations presented by *Wang et al.* [2005]. Indeed, they are of the same order of magnitude and display the same behavior, with an increase of the dayside FAC intensity by more than a factor of 2 from winter to summer as reported by *Fujii et al.* [1981], *Fujii and Iijima* [1987], *Christiansen et al.* [2002], *Papitashvili et al.* [2002], *Ohtani et al.* [2005a], *Ohtani et al.* [2005b] and *Østgaard et al.* [2005].

[75] The ionospheric patterns of the R2 FAC are close to those derived by *Lu et al.* [1995], especially for the winter hemisphere, where the R2 FAC are restricted to the nightside and present the same peaks near 0600 MLT and 1900 MLT, with, however, an underestimation of the amplitude at dusk in our results by a factor of about 3. This is maybe due to the fact that the cross polar cap potential drop in *Lu et al.* [1995] is about 94 kV, which is approximately twice the polar cap potential drop we used. The total downward FAC have been evaluated as 0.54 MA in the winter hemisphere and 1.75 MA in the summer hemisphere (see Table 2). The same tendency was found by *Lu et al.* [1995] but with greater values (4.4 MA and 6.3 MA). The differences can be due to the larger polar potential drop inferred from AMIE and to the fact that *Lu et al.* [1995] integrated the R1 and R2 FAC whereas we consider only R2 currents. As the R1 currents have a larger amplitude than the R2 currents, their contribution to the total integrated currents is large. *Papitashvili et al.* [2002] derived values of the total downward and upward field-aligned currents a little weaker than those of *Lu et al.* [1995] and showed that they are dependent on the orientation of the IMF. In winter the downward field-aligned currents amount to 2.6–3.6 MA, whereas in summer one gets values of 2.9–3.4 MA. Those values are still larger than the ones computed with the IMM, due at least in part to the fact that the IMM does not include the contribution of the R1 currents. The same tendency is observed for the upward currents, with values of 1.8–2.2 MA (2.8–3.4 MA) in winter (summer), compared with 0.78 MA (1.41 MA) predicted with the IMM.

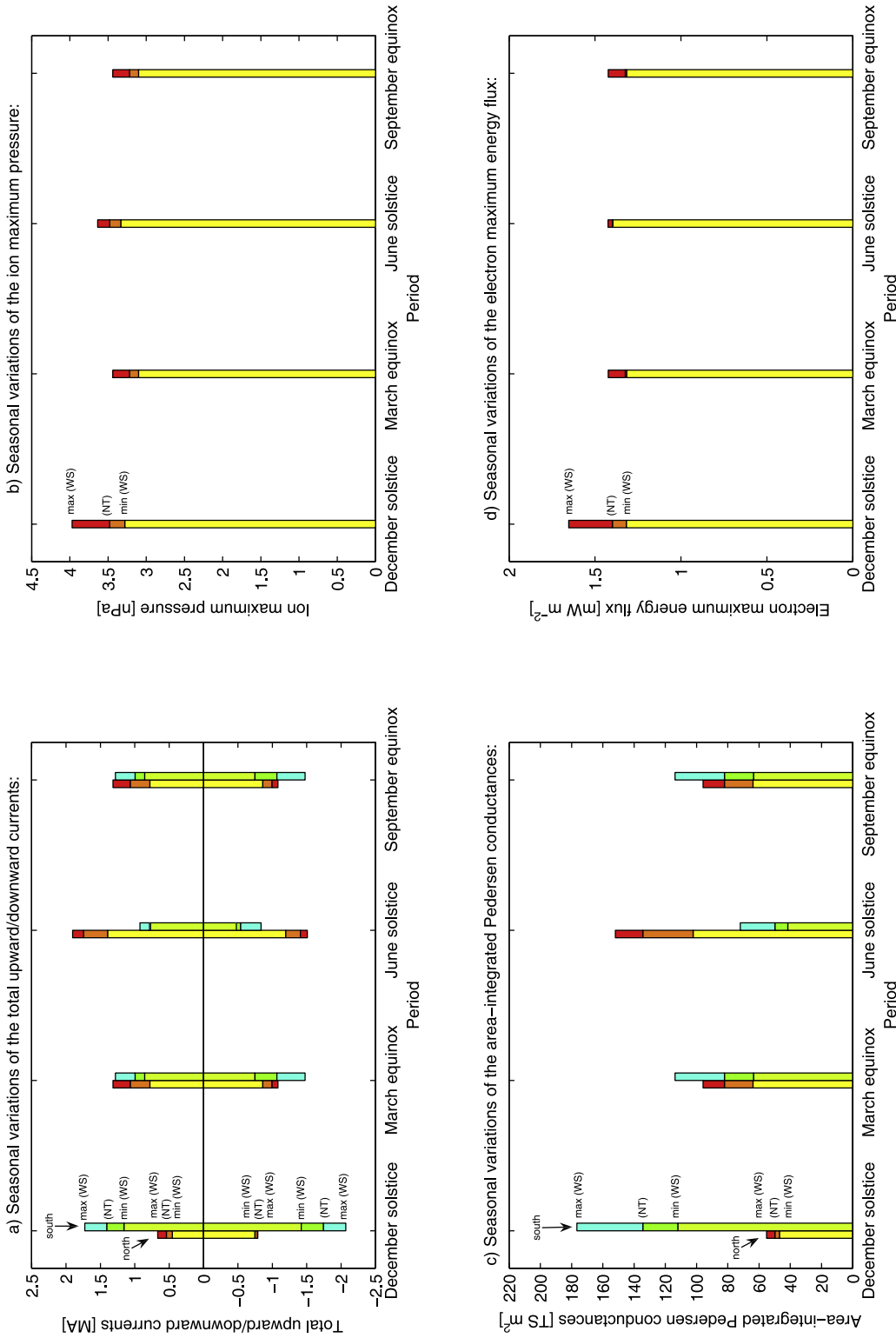


Figure 7. Seasonal dependence of the maximum and minimum daily values of (a) the total upward/downward currents, (b) the ion maximum pressure, (c) the area-integrated Pedersen conductances and (d) the electron maximum energy flux, simulated with the eccentric dipole (case WS). The upper limits of yellow or light green, and of red or dark green bars represent the respective values of the minimum (min WS) and maximum (max WS) daily values. Reported on the figure are also the values simulated without dipole tilt (case NT). They correspond to the upper limits of the orange or green bars. In panel (a), negative values are for currents flowing antiparallel to the magnetic field. In panels (a, c) the yellow-red series are for the Northern Hemisphere while the green-series are for the Southern Hemisphere. Legends have been added for the December solstice.

[76] The present simulations (see Figure 2) are in agreement with MHD simulations performed by *Ridley et al.* [2004], who showed that the field-aligned currents close mainly in sunlight, where conductances are large.

[77] The nightside R2 FAC density seems to vary little or not at all for different solar conditions, compared to the dayside R2 FAC density (see Figure 2), in agreement with *Fujii et al.* [1981], *Fujii and Iijima* [1987], *Christiansen et al.* [2002], and *Wang et al.* [2005]. In contrast, *Ohtani et al.* [2005a]; *Ohtani et al.* [2005b]; *Østgaard et al.* [2005] showed a preference for the nightside FAC to flow in the winter hemisphere. *Ohtani et al.* [2005b] suggested the discrepancy to be the result of the satellites' space and time coverages. *Newell et al.* [1996, 2005] suggested that these intense nightside FAC are linked with intense auroras occurring preferentially under dark conditions.

[78] On the dayside, our results (see Figure 2) display greater FAC density in the summer hemisphere as compared with equinox, by a factor 1.6 to 1.8. This is different from *Ohtani et al.* [2005b], who found the FAC to be more intense around equinoxes than solstices, in agreement with a greater magnetic activity around equinoxes [*Russell and McPherron*, 1973; *Mayaud* 1978, 1980; *Crooker and Siscoe*, 1986; *Crooker et al.*, 1992; *Cliver et al.*, 2000, 2001]. We note that our simulations do not consider seasonal asymmetry of auroral particle precipitation, as was considered by *Ridley* [2007].

[79] The interhemispheric asymmetry of the magnetospheric configuration is not considered in our simulations and no latitudinal displacement of the R2 FAC sheets appears from summer to winter, in contrast to observations by *Ohtani et al.* [2005a], which suggests that the seasonal variations of the conductances do not affect the latitude of the R2 FAC sheets. However, our results indicate a greater equatorward extension of the FAC in summer than in winter (Figure 2).

[80] As a conclusion, the simulated R2 FAC agree quite well with observations. Better agreement might be obtained by taking into account in the simulations the field-aligned potential drops introduced by *Knight* [1972], an $F_{10.7}$ -dependent model of the auroral component of the ionospheric conductances like that of *Lilensten et al.* [1996], and a more realistic magnetic field like that of *Tsyganenko* [1996], as used by *Ohtani et al.* [2005a, 2005b] to model the interhemispheric magnetospheric configuration asymmetry.

5. Summary

[81] The tilt of the magnetic dipole toward or away from the Sun, due both to a seasonal tilt of the Earth's axis and to a tilt of the dipole with respect to the Earth's axis, as well as a shift of the dipole away from the center of the Earth, have been introduced in the IMM to investigate the response of the M-I system to seasonal and diurnal variations of solar illumination.

[82] When the dipole is aligned with the Earth's axis (case NT), the IMM predicts:

[83] * seasonal variations of the Pedersen conductances and FAC by 28.5–52.8%;

[84] * seasonal variations of the midlatitude ionospheric electric field of about 19–29%;

[85] * seasonal variations of the ion and electron maximum pressure by 0.9–3.9% and of the ion and electron maximum energy flux by 2.9–3.6%.

[86] This illustrates the fact that the seasons affect in an important way the distributions of the Pedersen conductances and the FAC but that such effects do not have much influence on the distribution of magnetospheric plasma.

[87] The dipole tilt with respect to the rotation axis (case WT) induces diurnal variations that can be summarized as follows:

[88] * diurnal variations of the Pedersen conductances and FAC by about 5.5–29%;

[89] * diurnal variations of 1.5–4.2% for the ion maximum pressure and 0.4–7.1% for the electron maximum energy flux.

[90] These variations are about the same order as those induced by the seasons in case NT, illustrating the fact that the diurnal and seasonal effects have to be considered simultaneously. The diurnal variations modify the interhemispheric asymmetry of the FAC by 26–59% with respect to case NT.

[91] The shift of the dipole with respect to the center of the Earth (case WS) induces some modifications compared to the WT case that can be summed up as follows:

[92] * an increase (decrease) of the daily variations of the conductances and the R2 FAC by factors between 1.2 and 2.3 in the Southern (Northern) Hemisphere, irrespective of the season, which contributes to increase the asymmetry between the Southern and Northern Hemispheres.

[93] * an increase of the daily variations of the ion maximum pressure and of the electron maximum energy flux at the December solstice and at the March and September equinoxes, but a decrease at the June solstice. This introduces an asymmetry between the two solstices which is not predicted when the shift is disregarded. At December solstice, the increase of the pressure and the energy flux amounts to 6.7%.

[94] These results underline the importance of considering the three different variations of the conductances induced by the Earth's rotation axis tilt, the dipole axis tilt and a more realistic magnetic field like the eccentric dipole.

[95] The simulated patterns of the R2 field-aligned currents agree rather well with the observations, but a better agreement might be obtained by including additional physical effects in the IMM, like solar-activity dependence of the conductance model, a more realistic magnetic field model for the magnetosphere, and field-aligned potential drops.

[96] **Acknowledgments.** This work was supported in part by the NASA Sun-Earth Connections Theory Program.

[97] Amitava Bhattacharjee thanks V. M. Mishin and another reviewer for their assistance in evaluating this paper.

References

- Alcaydé, D., G. Caudal, and J. Fontanari (1986), Convection electric fields and electrostatic potential over $61^\circ < \Lambda < 72^\circ$ invariant latitude observed with the European incoherent scatter facility. 1. Initial results, *J. Geophys. Res.*, *91*, 233.
- Bartels, J. (1936), The eccentric dipole approximating the Earth's magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *41*, 225.
- Blanc, M., and A. D. Richmond (1980), The ionospheric disturbance dynamo, *J. Geophys. Res.*, *85*, 1669.

- Block, L. P. (1966), On the distribution of electric fields in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *71*.
- Chapman, S., and J. Bartels (1940), *Geomagnetism*, vol. 2, pp. 639–668, Oxford Univ. Press, New York.
- Christiansen, F., V. O. Papitashvili, and T. Neubert (2002), Seasonal variations of high-latitude field-aligned currents inferred from Ørsted and Magsat observations, *J. Geophys. Res.*, *107*(A2), 1029, doi:10.1029/2001JA900104.
- Cliver, E. W., Y. Kamide, and A. G. Ling (2000), Mountain versus valleys: Semiannual variation of geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.*, *105*(A2), 2413–2424, doi:10.1029/1999JA900439.
- Cliver, E. W., Y. Kamide, A. G. Ling, and N. Yokoyama (2001), Semiannual variation of the geomagnetic *Dst* index: Evidence for a dominant non-storm component, *J. Geophys. Res.*, *106*(A10), 21,297–21,304, doi:10.1029/2000JA000358.
- Crooker, N. U., and G. L. Siscoe (1986), The effect of the solar wind on the terrestrial environment, in *Physics of the Sun*, edited by P. A. Sturrock, p. 193, D. Reidel, Norwell, Mass.
- Crooker, N. U., E. W. Cliver, and B. T. Tsurutani (1992), The semiannual variation of great geomagnetic storms and the postshock Russel-McPherron effect preceding coronal mass ejections, *Geophys. Res. Lett.*, *19*, 429.
- De Zeeuw, D. L., S. Sazykin, R. A. Wolf, T. I. Gombosi, A. J. Ridley, and G. Tóth (2004), Coupling of a global MHD code and an inner magnetospheric model: Initial results, *J. Geophys. Res.*, *109*, A12219, doi:10.1029/2003JA010366.
- Fedder, J. A., and J. G. Lyon (1987), The solar wind-magnetosphere-ionosphere current-voltage relationship, *Geophys. Res. Lett.*, *14*, 880–883.
- Fontaine, D., and C. Peymirat (1996), Large-scale distributions of ionospheric horizontal and field-aligned currents inferred from EISCAT, *Ann. Geophysicae*, *14*, 1284.
- Fontaine, D., and C. Peymirat (1997), The large-scale current system and the ionosphere/magnetosphere coupling, *Adv. Space Res.*, *20*, 459.
- Fontaine, D., M. Blanc, L. Reinhart, and R. Glowinski (1985), Numerical simulations of the magnetospheric convection including the effects of electron precipitation, *J. Geophys. Res.*, *90*, 8343.
- Fraser-Smith, A. C. (1987), Centered and eccentric geomagnetic dipoles and their poles, 1600–1985, *Rev. Geophys.*, *25*, 1.
- Fujii, R., and T. Iijima (1987), Control of the ionospheric conductivities on large-scale Birkeland current intensities under geomagnetic quiet conditions, *J. Geophys. Res.*, *92*, 4505.
- Fujii, R., T. Iijima, T. A. Potemra, and M. Sugiura (1981), Seasonal dependence of large-scale birkeland currents, *Geophys. Res. Lett.*, *8*, 1103.
- Gagnepain, J., M. Crochet, and A. D. Richmond (1975), Theory of longitudinal gradients in the equatorial electrojet, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *38*, 279.
- Gasda, S., and A. D. Richmond (1998), Longitudinal and interhemispheric variations of auroral ionospheric electrodynamic in a realistic geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, *103*, 4011.
- Harel, M., R. A. Wolf, P. H. Reiff, R. W. Spiro, W. J. Burke, F. J. Rich, and M. Smiddy (1981), Quantitative simulation of magnetospheric substorm, 1. Model logic and overview, *J. Geophys. Res.*, *86*, 2217.
- Knight, S. (1972), Parallel electric fields, *Planet. Space Sci.*, *21*, 741.
- Lilensten, J., P. L. Blelly, W. Kofman, and D. Alcaydé (1996), Auroral ionospheric conductivities: A comparison between experiment and modeling, and theoretical $I_{10.7}$ -dependent model for EISCAT and ESR, *Ann. Geophysicae*, *14*, 1297.
- Lu, G., A. D. Richmond, B. A. Emery, P. H. Reiff, O. de la Beaujardière, F. J. Rich, W. F. Denig, H. W. Kroehl, L. R. Lyons, J. M. Ruohoniemi, E. Friis-Christensen, H. Opgenoorth, M. A. L. Persson, R. P. Lepping, A. S. Rodger, T. Hughes, A. McEwin, S. Dennis, R. Morris, G. Burns, and L. Tomlinson (1994), Interhemispheric asymmetry of the high-latitude ionospheric convection pattern, *J. Geophys. Res.*, *99*, 6491.
- Lu, G., L. R. Lyons, P. H. Reiff, W. F. Denig, O. de la Beaujardière, H. W. Kroehl, P. T. Newell, F. J. Rich, H. Opgenoorth, M. A. L. Persson, J. M. Ruohoniemi, E. Friis-Christensen, L. Tomlinson, R. Morris, G. Burns, and A. McEwin (1995), Characteristics of ionospheric convection and field-aligned currents in the dayside cusp region, *J. Geophys. Res.*, *100*, 11,845.
- Mayaud, P. N. (1978), The annual and daily variations of the *Dst* index, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *55*, 193.
- Mayaud, P. N. (Ed.) (1980), *Derivation, Meaning and Use of Geomagnetic Indices*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 22, AGU, Washington, D. C.
- Newell, P. T., C.-I. Meng, and K. M. Lyons (1996), Suppression of discrete aurorae by sunlight, *Nature*, *381*, 766.
- Newell, P. T., S. Wing, T. Sotirelis, and C.-I. Meng (2005), Ion aurora and its seasonal variations, *J. Geophys. Res.*, *110*, A01215, doi:10.1029/2004JA010743.
- Ohtani, S., G. Ueno, T. Higuchi, and H. Kawano (2005a), Annual and semiannual variations of the location and intensity of large-scale field-aligned currents, *J. Geophys. Res.*, *110*, A01216, doi:10.1029/2004JA010634.
- Ohtani, S., G. Ueno, and T. Higuchi (2005b), Comparison of large-scale field-aligned currents under sunlit and dark ionospheric conditions, *J. Geophys. Res.*, *110*, A09230, doi:10.1029/2005JA011057.
- Østgaard, N., N. A. Tsyganenko, S. B. Mende, H. U. Frey, T. J. Immel, M. Fillingim, L. A. Frank, and J. B. Sigwarth (2005), Observations and model predictions of substorm auroral asymmetries in the conjugate hemispheres, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L05111, doi:10.1029/2004GL022166.
- Papitashvili, V. O., F. Christiansen, and T. Neubert (2002), A new model of field-aligned currents derived from high-precision satellite magnetic field data, *Geophys. Res. Lett.*, *29*(14), 1683, doi:10.1029/2001GL014207.
- Peddie, N. W. (1982), International geomagnetic reference field: The third generation, *J. Geomagn. Geoelectr.*, *34*, 309.
- Pellat, R., and G. Laval (1972), Remarks on the steady and time dependant mathematical convection models, in *Critical Problems of Magnetospheric Physics*, edited by E. R. Dyer, Inter-Union Commission on Solar-Terrestrial Physics, Washington, D. C.
- Peymirat, C., and D. Fontaine (1994a), Relationships between field-aligned currents and convection observed by EISCAT and implications concerning the mechanism that produces region-2 currents: Statistical study, *Ann. Geophysicae*, *12*, 304.
- Peymirat, C., and D. Fontaine (1994b), Numerical simulation of magnetospheric convection including the effect of field-aligned currents and electron precipitation, *J. Geophys. Res.*, *99*(A6), 11,155–11,176.
- Peymirat, C., and D. Fontaine (1997), Polar cap convection patterns inferred from EISCAT observations, *Ann. Geophysicae*, *15*, 403.
- Peymirat, C., D. Fontaine, and C. Senior (1991), Influence of the ion losses on the generation of region 2 field-aligned currents, *Ann. Geophysicae*, *9*, 111.
- Richmond, A. D. (1973), Equatorial electrojet—I. Development of a model including winds and instabilities, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *35*, 1083.
- Richmond, A. D. (1995), Ionospheric electrodynamics using magnetic apex coordinates, *J. Geomagn. Geoelectr.*, *47*, 191.
- Richmond, A. D., C. Peymirat, and R. G. Roble (2003), Long-lasting disturbances in the equatorial ionospheric electric field simulated with a coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere model, *J. Geophys. Res.*, *108*(A3), 1118, doi:10.1029/2002JA009758.
- Ridley, A. J. (2007), Effect of seasonal changes in the ionospheric conductances on magnetospheric field-aligned currents, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L05101, doi:10.1029/2006GL028444.
- Ridley, A. J., T. I. Gombosi, and D. L. De Zeeuw (2004), Ionospheric control of the magnetosphere: Conductance, *Ann. Geophys.*, *22*, 567.
- Russell, C. T., and R. L. McPherron (1973), Semiannual variation of geomagnetic activity, *J. Geophys. Res.*, *78*, 92.
- Schild, M. A., J. W. Freeman, and A. J. Dessler (1969), A source for field-aligned currents at auroral latitudes, *J. Geophys. Res.*, *74*, 247.
- Schmidt, A. (1934), *Der magnetische Mittelpunkt der Erde und seine Bedeutung*, *Gerlands Beitr. Geophys.*, *41*, 346.
- Senior, C. (1991), Solar and particle contributions to auroral height-integrated conductivities from EISCAT data: A statistical study, *Ann. Geophysicae*, *9*, 449.
- Senior, C., and M. Blanc (1984), On the control of magnetospheric convection by the spatial distribution of ionospheric conductivities, *J. Geophys. Res.*, *89*, 261.
- Senior, C., D. Fontaine, G. Caudal, D. Alcaydé, and J. Fontanari (1990), Convection electric fields and electrostatic potential over $61^\circ < \Lambda < 72^\circ$ invariant latitude observed with the European incoherent scatter facility. 2. Statistical results, *Ann. Geophysicae*, *8*, 257.
- Southwood, D. J. (1977), The role of the hot plasma in magnetospheric convection, *J. Geophys. Res.*, *82*, 5512.
- Stern, D. P. (1970), Euler Potentials, *Am. J. Phys.*, *38*, 494.
- Tsyganenko, N. A. (1996), Effects of the solar wind conditions on the global magnetospheric configuration as deduced from data-based field models, *Eur. Space Agency Spec. Publ.*, *ESA-SP*, *389*, 181.
- Vasyliunas, V. M. (1970), Mathematical Models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere, in *“Particles and Fields in the Magnetosphere”*, edited by M. McCormac and D. Reidel, pp. 60–71.
- Vasyliunas, V. M. (1972), The interrelationship of magnetospheric processes, in *Earth’s Magnetospheric Processes*, edited by M. McCormac and D. Reidel, pp. 29–38.
- Wagner, C.-U., D. Möhlmann, K. Schäfer, V. M. Mishin, and M. I. Matveev (1980), Large-scale electric fields and currents and related geomagnetic variations in the quiet plasmasphere, *Space Sci. Rev.*, *26*, 391–446.
- Wang, H., H. Lühr, and S. Y. Ma (2005), Solar zenith angle and merging electric field control of field-aligned currents: A statistical study of the Southern Hemisphere, *J. Geophys. Res.*, *110*, A03306, doi:10.1029/2004JA010530.

Wolf, R. A. (1983), The Quasi-Static (Slow-Flow) Region of the Magnetosphere, in *Solar-Terrestrial Physics: Principles and Theoretical Foundations*, edited by R. L. Carovillano, J. M. Forbes, and D. Reidel, pp. 303–368.

Wolf, R. A., R. W. Spiro, S. Sazykin, F. R. Toffoletto, P. Lesager, and T.-S. Huang (2006), Use of Euler potentials for describing magnetosphere-

ionosphere coupling, *J. Geophys. Res.*, *111*, A07315, doi:10.1029/2005JA011558.

Y. Hurtaud and C. Peymirat, CESR/UPS, 9 avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse, France. (hurtaud@cesr.fr; peymirat@cesr.fr)

A. D. Richmond, HAO/NCAR, P.O. Box 3000, Boulder, CO 80307-3000, USA. (richmond@hao.ucar.edu)

TITLE : Modelling the coupled magnetospheric and ionospheric plasma dynamics

ABSTRACT :

The interaction of the solar wind with the terrestrial magnetic field induces in the magnetosphere an electric field responsible of the motion (or convection) of the plasma from the tail to the Earth. The magnetospheric particles interact with the ionosphere, the ionized part of the Earth's atmosphere. They modify the electrical properties of the ionospheric conductor, particularly the electric field distribution which moves the magnetospheric plasma.

The Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements built a numerical model describing self-consistently the magnetospheric convection coupled with the ionosphere. We modified this code in order :

→ 1) to include the effects of the asymmetry between the two north and south hemispheres due to the solar illumination

→ 2) to replace the used dipolar magnetic field model by a more realistic model

The first numerical results show the large effect of the inter-hemispheric asymmetry on the ionospheric plasma dynamics but that the magnetosphere is relatively insensitive to these effects. They also show that the use of a magnetic field topology more realistic than the one of a dipole is necessary to reproduce the observations.

AUTEUR : Yannis HURTAUD

TITRE : Modélisation de la dynamique couplée des plasmas magnétosphérique et ionosphérique

DIRECTEUR DE THESE : Christophe PEYMIRAT

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : CESR, 19 octobre 2007

RESUME :

L'interaction du vent solaire avec le champ magnétique terrestre crée dans la magnétosphère un champ électrique qui induit un déplacement (ou convection) du plasma de la queue magnétosphérique vers la Terre. Au cours de ce mouvement les particules magnétosphériques interagissent avec la composante ionisée de la haute atmosphère de la Terre qu'on appelle ionosphère. Elles modifient les propriétés électriques du milieu conducteur ionosphérique, en particulier la distribution du champ électrique responsable de la convection magnétosphérique.

Le Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements dispose d'un modèle numérique décrivant de manière autocohérente la convection magnétosphérique et ses couplages avec l'ionosphère. Nous avons modifié ce code afin :

→ 1) d'y inclure les effets des asymétries entre les deux hémisphères Nord et Sud de la Terre liées à l'éclairement solaire

→ 2) de remplacer le modèle de champ magnétique dipolaire utilisé jusqu'à présent par un modèle plus proche des observations.

Les premiers résultats obtenus montrent que les asymétries inter-hémisphériques ont un effet considérable sur la dynamique du plasma ionosphérique mais que la magnétosphère y est relativement insensible. Ils montrent également qu'une topologie de champ magnétique différente de celle d'un dipôle est nécessaire pour reproduire les observations.

MOTS-CLES :

Modélisation ; Magnétosphère ; Ionosphère ; Convection

Plasma ; Couplages ; Courants-alignés ; Précipitations

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE : Physique des plasmas spatiaux

INTITULE ET ADRESSE DU LABORATOIRE :

Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements

9 avenue du Colonel Roche, 31400 TOULOUSE