



PROMOTION X98



RAPPORT DE STAGE D'OPTION SCIENTIFIQUE

NGO DUC Thanh

Sujet

DÉVELOPPEMENT D'UN MODÈLE COUPLÉ IONOSPHERE-MAGNÉTOSPHERE

<i>Option</i>	Sciences de la planète terre et environnement Département de Physique
<i>Directeurs de l'option</i>	Eric CHASSEFIERE et Gauthier HULOT
<i>Directeurs de stage</i>	Pierre-Louis BLELLY et Christophe PEYMIRAT
<i>Organisme d'accueil</i>	Centre d'Etudes Spatiales des Rayonnements 9, avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse

Date du stage : 01/04/2001 – 04/07/2001

Remerciements

Je tiens à exprimer tout particulièrement ma gratitude à Pierre-Louis Blelly et Christophe Peymirat pour m'avoir dirigé tout au long de mon stage. Ils ont bien voulu consacrer de leur temps à me guider dans mon travail, et m'ont également transmis l'expérience acquise et la passion pour le monde de la recherche.

Je remercie Denis Alcaydé pour ses conseils indispensables. Un remerciement spécial pour Jean Fontanari, qui m'a aidé à tracer de nombreuses illustrations dans ce rapport.

Je tiens aussi à remercier Eric Chassefière, mon responsable de stage d'option à l'Ecole Polytechnique, qui a trouvé cet attachant stage et me l'a proposé.

Résumé

Le but de ce stage est de faire un couplage électrodynamique de deux modèles numériques : IMM (**I**onophère **M**agnétosphère **M**odèle) [*Peymirat et al.*] qui décrit l'évolution temporelle de la magnétosphère et TRANSCAR (**T**RANSpport au **C**ARré) [*Blelly et al.*] décrivant celle de l'ionosphère.

Dans un premier temps, le couplage est à sens unique : on utilise les grandeurs déterminées par IMM (champ électrique de convection sous forme de potentiel, courants alignés et précipitation des particules) comme entrées de TRANSCAR et on en déduit alors l'évolution temporelle du plasma ionosphérique. L'interface de couplage est relativement complexe à cause de la différence d'approche entre les 2 codes : IMM adopte une approche Eulérienne avec une grille de résolution moyenne pour l'ionosphère tandis que TRANSCAR utilise une approche Lagrangienne qui nécessite une description plus fine. Une méthode de projection depuis les grilles de IMM vers les grilles requises par TRANSCAR a été développée, avec une continuité imposée des gradients du potentiel. L'évolution temporelle de plusieurs tubes de champ, la grande dynamique du plasma ionosphérique et notamment l'effet de la corotation sur l'évolution de ce plasma ont été testés.

Abstract

The main focus of this training course has been on coupling the two numerical models : IMM (**I**onophère **M**agnétosphère **M**odèle) [*Peymirat et al.*], describing the temporal evolution of the magnetosphere and TRANSCAR (**T**RANSpport au **C**ARré) [*Blelly et al.*], describing that of the ionosphere.

In a first step, the coupling is in one way : using the outputs generated from IMM (convection electric fields, precipitation of particule and field-aligned currents) as inputs to TRANSCAR, we deduce the temporal evolution of ionospheric plasma. The coupling interface is relatively complex due to the different numerical methods used in the two codes : IMM adopts an Eulerian approach with a coarse grid for the ionosphere while TRANSCAR uses a Lagrangian approach which requires a finer description. A method of projection from the grids of IMM towards the grids required by TRANSCAR was developed, with an imposed continuity of the gradients of the potential. The temporal evolution of plasma tubes, the dynamics of the ionospheric plasma were tested and in particular the effect of the corotation on the evolution of this plasma.

Table des matières

Remerciements	3
Résumé	5
Table des matières	7
INTRODUCTION	9
1 IONOSPHERE MAGNETOSPHERE MODELE	11
1.1 Magnétosphère terrestre	11
1.1.1 Définition et formation de la magnétosphère	11
1.1.2 Circulation du plasma dans la magnétosphère	13
1.2 Modèle IMM	15
1.2.1 Structure générale du modèle IMM	15
1.2.2 Entrées du modèle	15
1.2.3 Sorties du modèle	17
2 MODELE TRANSCAR	19
2.1 Ionosphère	19
2.1.1 Définition et formation de l'ionosphère	19
2.1.2 Chimie de l'ionosphère	21
2.2 Modèle TRANSCAR	21
2.2.1 Description générale du modèle	21
2.2.2 Les entrées et les sorties de TRANSCAR	23
3 COUPLAGE ENTRE IMM ET TRANSCAR	25
3.1 Couplage entre l'ionosphère et la magnétosphère	25
3.1.1 Premier couplage : les courants alignés	25
3.1.2 Deuxième et troisième couplages : précipitations de particules et champ électrique de convection	28
3.2 Couplage entre IMM et TRANSCAR	29
3.2.1 Schéma du couplage	29

3.2.2	Lecture des sorties de IMM et transmission de ces sorties à TRANSCAR sous forme de polynômes de Legendre et d'harmoniques sphériques	30
3.2.3	Utilisation simultanée des deux modèles	34
3.3	Résultats	35
3.3.1	L'effet de la corotation sur la trajectoire d'un tube de force	35
3.3.2	Couverture spatiale induite par la convection	38
3.3.3	Effet dominant de la convection	39
	CONCLUSION	45
	BIBLIOGRAPHIE	47

INTRODUCTION

L'ionosphère est couplée à la magnétosphère par le biais du champ électrique de convection, des précipitations de particules et des courants alignés. Une description complète de la dynamique de chacune de ces régions ne peut donc être obtenue qu'en développant un modèle couplé entre la magnétosphère et l'ionosphère.

Dans l'environnement ionisé de la Terre, il est classique et commode de considérer l'ionosphère comme une région distincte de la magnétosphère située au-dessous avec un couplage contrôlé par le champ magnétique terrestre. En effet la dynamique du couplage s'organise parallèlement et perpendiculairement aux lignes de champ magnétique, reliant des régions de la magnétosphère et de l'ionosphère situées aux extrémités des mêmes lignes de champs. Ce couplage a de nombreuses influences sur l'ionosphère : augmentation de la densité d'électron, changement de la composition des molécules ionosphériques, élévation de la température des ions et des électrons de l'ionosphère. Les processus ionosphériques agissent en retour sur la dynamique de la magnétosphère, en particulier par le changement des conductivités. Une approche cohérente du système ne peut donc s'envisager qu'en considérant une description de chaque région, avec une prise en compte des rétro-actions.

Il existe deux modèles qui décrivent séparément ces deux régions : **I**onosphère **M**agnétosphère **M**odèle (IMM), développé pour la magnétosphère et réalisé par M. Christophe PEYMIRAT *et al.* et **T**ransport au **C**arré (TRANSCAR) pour l'ionosphère, construit par M. Pierre-Louis BLELLY *et al.*

Le but du stage était de bâtir les éléments qui conduiraient à un modèle global du système ionosphère-magnétosphère en couplant les deux modèles existants, c'est à dire la création d'une interface entre les deux codes permettant des échanges d'information entre eux :

- de IMM à TRANSCAR : champ électrique, courants alignés, précipitation
- de TRANSCAR à IMM : conductivités.

J'ai réalisé cette tâche en plusieurs étapes. L'intérêt du travail est de coupler ces deux modèles, qui diffèrent par les langages de programmation

utilisés(FORTRAN77, FORTRAN90, MATLAB), et leurs entrées et sorties.

Ce rapport comporte donc de plusieurs parties : les deux premières parties décrivent les deux modèles IMM et TRANSCAR et les régions qu'ils modélisent, la troisième partie est consacrée au couplage des deux modèles que j'ai réalisé ainsi qu'à l'analyse des résultats obtenus, la dernière partie est dédiée à la synthèse et conclusion sur ce travail.

Chapitre 1

IONOSPHERE MAGNETOSPHERE MODELE

Le modèle IMM a été développé par Christophe PEYMIRAT *et al.*. Il résout la circulation du plasma dans la magnétosphère terrestre couplée à la circulation ionosphérique. Dans cette partie, on va d'abord s'intéresser à la magnétosphère terrestre et à la théorie de la circulation du plasma magnétosphérique. Puis on décrira le modèle IMM.

1.1 Magnétosphère terrestre

1.1.1 Définition et formation de la magnétosphère

L'activité solaire est la source première de nombreux processus affectant l'environnement terrestre. Sous l'effet du vent solaire, flux permanent de particules chargées issues de la couronne solaire, le champ magnétique terrestre, au lieu de s'étendre à l'infini dans toutes les directions, est confiné à l'intérieur d'une cavité de forme cométaire, *la magnétosphère*, séparée du vent solaire par une surface conductrice très abrupte, *la magnétopause*. La figure 1.1 représente une vue tridimensionnelle de la magnétosphère.

Côté jour (direction dirigée vers le soleil), le vent solaire comprime la magnétosphère vers 10 rayons terrestres environ. Côté nuit par contre (direction anti-solaire), la magnétosphère s'étire en une longue queue magnétique de plusieurs dizaines de rayons terrestres.

La frontière de la magnétosphère est cependant poreuse, et une faible portion du vent solaire pénètre à l'intérieur de cette cavité côté nuit. Ces particules sont ensuite concentrées dans le feuillet de plasma d'où elles sont accélérées vers la Terre.

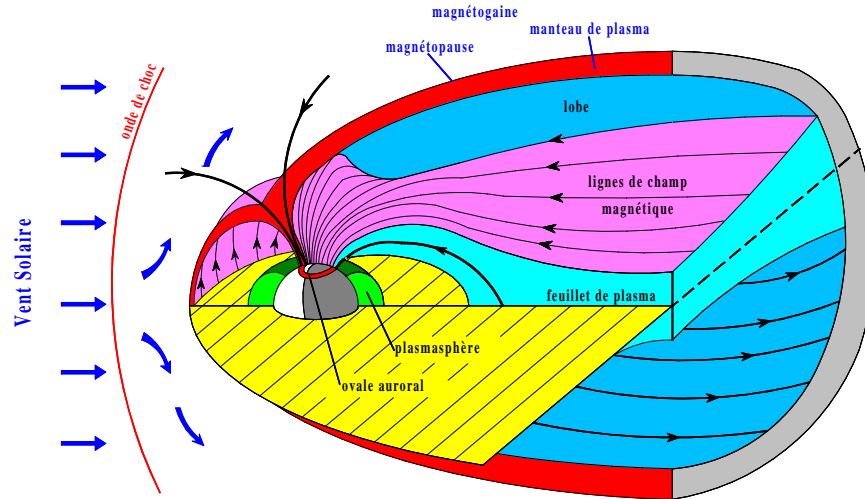


FIG. 1.1 – Vue tridimensionnelle de la magnétosphère

Plusieurs types de plasma se forment dans la magnétosphère :

Le manteau de plasma : Il enrobe du côté nuit la magnétosphère. Cette région est formée par la diffusion à l'intérieur de la magnétosphère d'une faible fraction du plasma de la magnétogaine le long de lignes de forces magnétiques qui présentent une composante très faible transverse à la magnétopause.

Le feuillet de plasma : Il se trouve entre les lobes nord et sud de la queue magnétique et a une épaisseur d'environ 3 à 7 rayons terrestres. Sa frontière proche se trouve vers 7 rayons terrestres de la Terre. Il est essentiellement constitué de particules du vent solaire qui pénètrent à l'intérieur de la cavité magnétosphérique, et convergent vers le feuillet. Cet effet est important du côté nuit, où la vitesse des particules est parallèle aux lignes de force du champ géomagnétique. La densité moyenne dans le feuillet est de $3 \cdot 10^5$ à $5 \cdot 10^5$ particules/ m^3 . L'énergie des ions est typiquement de 2 à 5 keV, et celle des électrons de 0,5 à 1 keV. Cette région est probablement l'une des plus dynamiques de la magnétosphère. Les sources du feuillet de plasma sont multiples et sa composition varie en fonction de l'activité magnétosphérique. En période calme, les ions majoritaires sont He^+ et H^+ , dont environ 20 à 30% pourrait être d'origine ionosphérique. En période active, l'ion O^+ (d'origine terrestre) peut représenter jusqu'à 40% de la composition totale entre 10 et 23 rayons terrestres.

La plasmasphère : Si l'on quitte le feuillet de plasma et entre dans les

régions plus proches de la Terre (jusqu'à 2-3 rayons terrestres de distance environ), on rencontre une région, *la plasmasphère*, dont la géométrie magnétique, moins affectée par l'interaction avec le vent solaire, se rapproche beaucoup plus de la configuration dipolaire. La densité dans la plasmasphère varie de $10^{10}m^{-3}$ au sommet de l'ionosphère, vers 1000 km, à 10^8m^{-3} sur sa bordure externe appelée *plasmopause*. Au-delà de cette frontière, la densité chute brutalement d'un facteur 10. L'énergie des particules y est en moyenne inférieure à 1eV, mais peut beaucoup fluctuer.

Les différentes populations de particules que nous venons de définir ne sont pas indépendantes. Elles communiquent entre elles grâce à une circulation permanente à grande échelle induite par le vent solaire à l'intérieur de la magnétosphère, que l'on va présenter maintenant.

1.1.2 Circulation du plasma dans la magnétosphère

Le mouvement du plasma dans la magnétosphère est essentiellement lié à l'existence au sein de la magnétosphère d'un champ électrique appelé champ électrique de convection. L'existence de ce champ est fondamentalement liée à l'interaction du vent solaire avec le champ magnétique \vec{B} de la Terre. Le vent solaire est un milieu conducteur qui se déplace à une vitesse \vec{v}_s par rapport au champ magnétique de la Terre. Il y a donc apparition d'un champ électrique $\vec{v}_s \times \vec{B}$ au sein du vent solaire. Comme le vent solaire est un très bon conducteur, il ne peut y avoir de champ électrique en son sein. Il doit donc apparaître un champ électrique \vec{E} qui vient compenser le champ dû à $\vec{v}_s \times \vec{B}$ pour que le champ total \vec{E}_{total} reste nul :

$$\vec{E}_{total} = \vec{E} + \vec{v}_s \times \vec{B} = 0 \quad (1.1)$$

Ce champ \vec{E} crée une différence de potentiel $\Delta\phi$ entre les différentes lignes de champ magnétique que l'on suppose équipotentielles.

Pour modéliser le déplacement du plasma dans la magnétosphère, il faut aussi tenir compte de la rotation de la Terre. La vitesse \vec{v}_R du plasma induite par la rotation de la Terre est donnée par :

$$\vec{v}_R = \vec{\Omega}_R \times \vec{R} \quad (1.2)$$

où $\vec{\Omega}_R$ est la vitesse de rotation angulaire de la Terre et \vec{R} la distance géocentrique.

Cette rotation induit un champ électrique supplémentaire appelé champ électrique de corotation et donné par :

$$\vec{E}_C = -[\vec{\Omega}_R \times \vec{R}] \times \vec{B} \quad (1.3)$$

Le champ électrique total \vec{E}_M à l'intérieur de la magnétosphère est donc donné par :

$$\vec{E}_M = \vec{E} - [\vec{\Omega} \times \vec{R}] \times \vec{B} \quad (1.4)$$

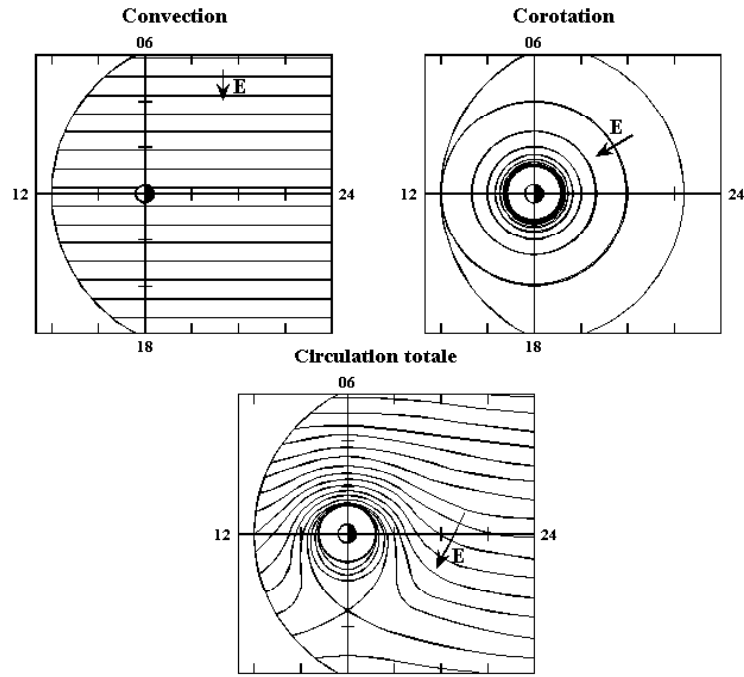


FIG. 1.2 – Mouvement du plasma dans la magnétosphère. En haut à gauche : l'effet de la convection ; à droite : l'effet de la rotation de la Terre ; en bas : somme des deux effets, qui donne la forme de la plasmasphère

La circulation du plasma dans la magnétosphère prenant en compte la rotation de la Terre est représentée sur la figure 1.2 où on a représenté les équipotentielles des différentes composantes du champ électrique \vec{E}_M . Les particules magnétosphériques se déplacent le long de ces équipotentielles. La figure en haut à gauche représente l'effet de la convection, la figure de droite celui de la rotation de la Terre. La dernière figure représente la conjonction des deux effets qui donne naissance à la plasmasphère définie comme la région où les équipotentielles sont fermées. Le plasma magnétosphérique qui se déplace le long des équipotentialles ne peut accéder à cette région qui est essentiellement peuplée de particules d'origine ionosphérique.

1.2 Modèle IMM

1.2.1 Structure générale du modèle IMM

IMM calcule au cours du temps la circulation du plasma magnétosphérique terrestre en considérant son couplage avec l'ionosphère. Il fait appel à différentes techniques numériques (méthodes des caractéristiques, formulation variationnelle appliquée aux éléments finis) et utilise deux grilles numériques, l'une pour calculer le transport du plasma magnétosphérique, l'autre pour calculer le potentiel dont dérive le champ électrique ionosphérique. Le modèle est écrit en langage FORTRAN77. Les sorties du modèle sont visualisées à l'aide du logiciel MATLAB.

IMM comprend 3 fichiers principaux :

- Drive11.f : programme principal , qui lit les entrées du modèle, résout les équations du plasma et écrit les sorties.
- Marche1.f : sous programme qui déplace le plasma magnétosphérique
- Potentiel1.f : sous programme qui calcule le potentiel associé au champ électrique

IMM fait appel à ces routines de manière itérative pour chaque instant. Tout d'abord, DRIVE11 fait appel à Potentiel1.f qui calcule le potentiel sur la grille ionosphérique. Ce potentiel est ensuite interpolé sur la grille à partir de laquelle est calculé le mouvement des particules.

Ensuite le programme fait appel à la routine MARCHE1 qui fait avancer les électrons et les ions sur la grille magnétosphérique. Les paramètres de couplage avec l'ionosphère (précipitations, courants alignés) sont alors calculés pour en déduire à l'instant suivant le nouveau potentiel. Le modèle recommence alors un cycle temporel, et ce jusqu'à atteindre un état quasi-stationnaire ou l'instant désiré.

1.2.2 Entrées du modèle

Nous allons utiliser IMM pour modéliser le mouvement du plasma en direction de la Terre depuis une source localisée dans la queue de la magnétosphère.

Au début des calculs, on part d'une magnétosphère vide. En première approximation, on peut admettre que le plasma magnétosphérique est gelé de telle sorte que sa vitesse est donnée par : $\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = 0$, soit pour la composante perpendiculaire à \vec{B} :

$$\vec{v}_{\perp} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (1.5)$$

Pour un champ électrique de convection dirigé de l'aube vers le crépuscule et supposé uniforme, le plasma se déplace donc en ligne droite vers la Terre (voir figure 1.3)

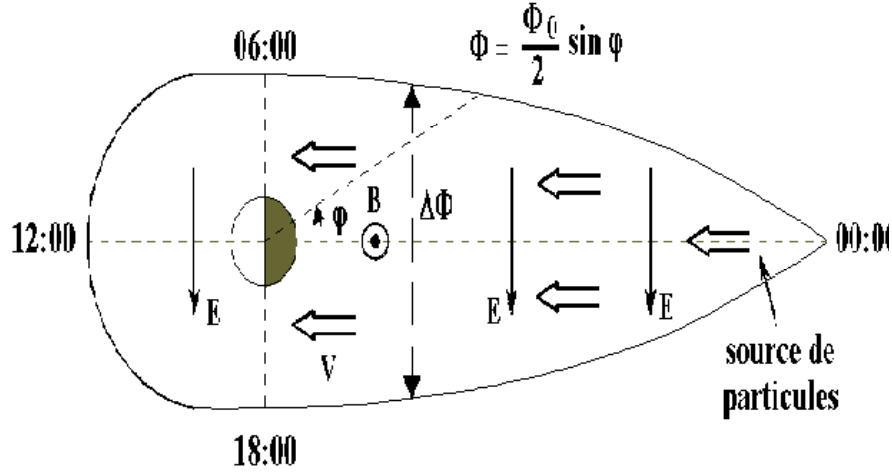


FIG. 1.3 – Déplacement du plasma vers la Terre en supposant le champ électrique uniforme. La source du plasma se trouve dans la queue de la magnétosphère

Un tel champ électrique \vec{E} est lié à un potentiel ϕ donné par :

$$\phi = \frac{\phi_0}{2} \sin \varphi \quad (1.6)$$

le long de la frontière de la magnétosphère interne (φ est la longitude).

La différence de potentiel maximale à travers la frontière de la magnétosphère interne, est localisée le long du méridien aube-crêpuscule (06h00-18h00 en temps magnétique local (MLT)) et vaut :

$$\Delta\phi_{max} = \frac{\phi_0}{2} \sin(\pi/2) - \frac{\phi_0}{2} \sin(3\pi/2) \quad (1.7)$$

soit :

$$\Delta\phi_{max} = \phi_0 \quad (1.8)$$

ϕ_0 constitue la première entrée dont le modèle IMM a besoin.

Cette différence de potentiel se projette sur l'ionosphère le long des lignes de champ magnétique connectant la magnétosphère à l'ionosphère supposées équipotentiels. Elle correspond à une condition aux limites de IMM permettant de calculer le potentiel sur la grille ionosphérique. La figure 1.4 correspond à la projection de la grille magnétosphérique sur la grille ionosphérique où on a représenté les points de la grille ionosphérique. Le cercle le plus petit à 72° de latitude correspond à la projection de la frontière de la magnétosphère interne et est appelée frontière équatoriale de la calotte polaire. Le potentiel ϕ représenté par l'équation 1.6 se projette sur cette frontière et sert de condition aux limites pour calculer le potentiel dans l'ionosphère.

IMM demande également d'autres entrées : les densités n_i, n_e , les températures T_i, T_e respectivement des ions et électrons de la source de particules. Il existe deux endroits qui permettent aux particules du vent solaire de pénétrer dans la magnétosphère : aux cornets polaires et à la frontière de la magnétosphère côté nuit.

Dans ce modèle, on considère que cette source de particules est localisée dans la queue de la magnétosphère (*voir figure 1.3*). Les densités et les températures dépendent de l'activité du vent solaire.

1.2.3 Sorties du modèle

IMM calcule à chaque instant à partir des entrées précédentes les sorties dans l'ionosphère et dans la magnétosphère :

Sorties ionosphériques :

- ϕ : potentiel dans l'ionosphère
- $\overrightarrow{v_{ionosphère}} = \frac{\overrightarrow{E} \times \overrightarrow{B}}{B^2}$: vitesse du plasma ionosphérique
- Conductivités de Pedersen et de Hall Σ_P, Σ_H : conductivités du plasma ionosphérique dans les deux directions perpendiculaires au champ magnétique.
- Flux en énergie, et énergie des particules qui précipitent : F_E, E
- j_{\parallel} : courants alignés
- j_H : courants électrique circulant horizontalement dans l'ionosphère.

Sorties magnétosphériques :

- Densité des ions et électrons : n_i, n_e
- Température des ions et électrons : T_i, T_e
- Pression des ions, électrons : $p_i = n_i k T_i, p_e = n_e k T_e$ avec k : constante de Boltzmann
- $\overrightarrow{v_e} = \frac{\overrightarrow{E} \times \overrightarrow{B}}{B^2}$: vitesse des électrons
- $\overrightarrow{v_i} = (\overrightarrow{E} - \frac{\overrightarrow{\nabla} p_i}{n_i q}) \times \frac{\overrightarrow{B}}{B^2}$: vitesse des ions où q est la charge électrique des ions

- \vec{j}_M : courants électriques circulant perpendiculairement au champ magnétique dans la magnétosphère.

Les phénomènes de couplage entre l'ionosphère et la magnétosphère sont assurés par la transmission du potentiel ϕ , les précipitations et les courants alignés. Ce sont ces quantités que l'on utilise pour coupler le modèle IMM au modèle TRANSCAR. Elles seront décrites plus en détail dans la partie 3 du rapport.

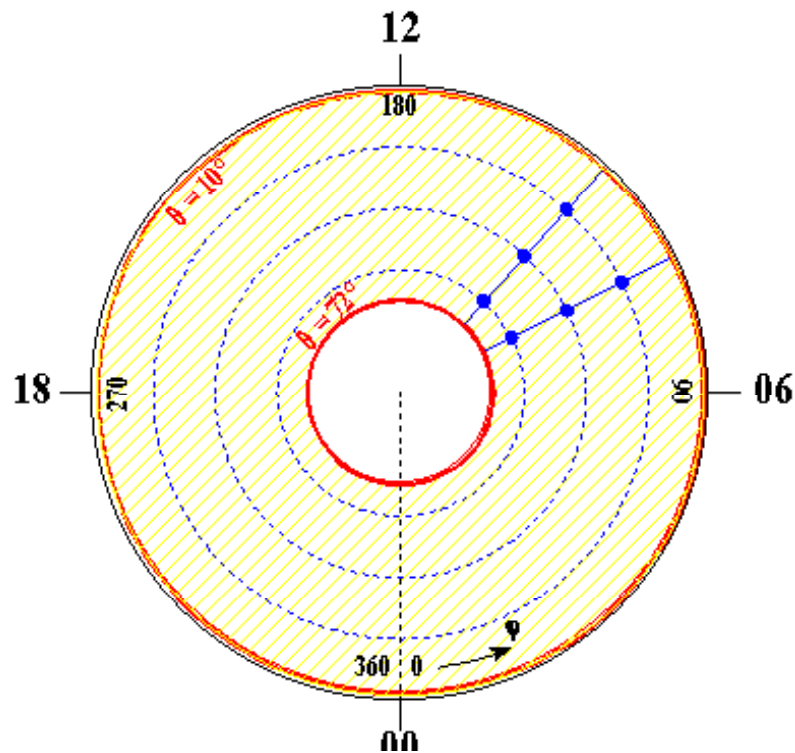


FIG. 1.4 – Grille ionosphérique utilisé par IMM pour calculer le potentiel dont dérive le champ électrique. Le cercle le plus petit à 72° de latitude correspond à la projection de la frontière de la magnétosphère interne et est appelée frontière équatoriale de la calotte polaire. Les cercles successifs correspondent à des latitudes décroissantes, avec le dernier cercle à 10° de latitude. Les points en bleu correspondent aux points de grille de la grille ionosphérique avec 25 subdivisions en latitude et 80 subdivisions en longitude.

Chapitre 2

MODELE TRANSCAR

Le modèle TRANSCAR a été développé par Blelly *et al.* Il s'agit d'un modèle numérique dépendant du temps, qui décrit la distribution verticale du plasma ionosphérique entre 100 et 3000 km d'altitude. Avant d'entrer un peu plus dans le détail du modèle, on va introduire d'abord la région décrite par TRANSCAR.

2.1 Ionosphère

2.1.1 Définition et formation de l'ionosphère

L'ionosphère est la partie ionisée de la haute atmosphère (au-dessus de 80 km). Elle est le produit de l'interaction de cette atmosphère avec l'ensemble des agents ionisants. Ces sources d'ionisation comprennent les photons émis par le soleil et les particules énergétiques qui précipitent depuis la magnétosphère. L'énergie d'ionisation des constituants neutres atomiques ou moléculaire se situe entre 10 et 20 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde du rayonnement solaire inférieure à 100 nm : c'est donc l'extrême ultraviolet du rayonnement solaire qui constitue la principale source de création de l'ionosphère. Les particules ionisantes peuvent aussi arriver de la galaxie (rayons cosmiques), du soleil, de la magnétosphère, ou bien de l'ionosphère elle-même. Dans les régions de hautes latitudes magnétiques, des particules énergétiques de la magnétosphère et du vent solaire sont précipitées dans la haute atmosphère, et y constituent une source d'ionisation supplémentaire, en même temps qu'elles font apparaître les aurores polaires. Un électron de 10 keV peut descendre dans l'atmosphère jusqu'à 100 kilomètres avant d'être complètement freiné. Il produit des paires électron-ion tout le long de sa trajectoire par collisions avec les atomes et molécules auxquels il arrache des

électrons périphériques. Une énergie d'environ 35 eV est requise pour chaque création de paire.

On note l'influence des deux sources d'ionisation : du côté jour, autour de midi, les électrons libres sont produits essentiellement par la photoionisation solaire ; du côté nuit, on reconnaît l'effet beaucoup plus irrégulier des précipitations aurorales d'électrons provenant de la queue de la magnétosphère. L'ionosphère aurorale voit cet effet tout au long d'une journée, et est donc beaucoup plus irrégulière dans le temps et dans l'espace que l'ionosphère des moyennes latitudes.

La formation de l'ionosphère est bien expliquée par deux modèles : le modèle simple de Chapman et un modèle cinétique 'voir [1] *J.Lilensten and P.L.Blelly, Du Soleil à la Terre, aéronomie et météorologie de l'espace*

L'ionosphère est structurée en couches qui reflètent la distribution spectrale du rayonnement solaire de haute énergie, ainsi d'ailleurs que le flux particulaire en provenance du soleil.

Les trois couches principales sont :

Couche D : comprise entre 60 et 85 km. Dans cette couche, l'ionisation résulte majoritairement de la photoionisation de NO par le rayonnement X solaire, de longueur d'onde inférieure à 1nm, et le rayonnement Ly- α solaire (à 121,6 nm). Cette couche est la seule couche contenant des ions négatifs.

L'ion majoritaire dans la couche D est NO^+

Couche E : produite par l'ionisation de l'oxygène moléculaire et de l'oxygène atomique, ainsi que l'azote moléculaire, elle s'étend de 85 à 130 kilomètres d'altitude environ.

Les agents ionisants sont ici le rayonnement X solaire (1-10 nm), le rayonnement Ly- β solaire à 102,6 nm. Les ions prédominants dans la couche E sont O_2^+ et NO^+ .

C'est une couche α -Chapman où la production est équilibré par les pertes. Les phénomènes de transport y sont négligeables.

Couche F : située au-dessus de 130 km d'altitude, elle est divisée en deux régions F_1 et F_2 . La région F_1 est approximativement une couche de Chapman. C'est la zone de transition de l'ion majoritaire "lourd" NO^+ à l'altitude inférieure à l'ion majoritaire "léger" O^+ aux altitudes supérieures. Le maximum de la densité d'électron dans cette région se situe autour de 170 kilomètres d'altitude.

La couche F_2 résulte d'un équilibre entre production ionique et diffusion des ions dans l'ionosphère. L'ion majoritaire est O^+

2.1.2 Chimie de l'ionosphère

L'ionosphère résulte de l'ionisation des composants neutres principaux (O , N_2 , et O_2) par les rayons solaires de courte longueur d'onde et les particules précipitantes. A côté de ces premières sources d'ions, d'autres processus interviennent et produisent des espèces ioniques nouvelles :

- Les ions N^+ sont créés par la dissociation de N_2
- les ions H^+ sont engendrés par la réaction d'échange de charge entre O^+ et H
- L'ion NO^+ vient de la recombinaison chimique avec les neutres et est l'ion majoritaire dans la région E bien que NO soit un composant neutre minoritaire

La figure 2.1 résume le schéma des réactions chimiques utilisées dans le modèle TRANSCAR.

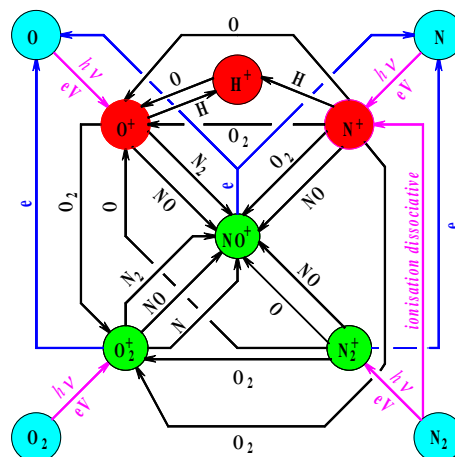


FIG. 2.1 – synoptique du modèle de chimie ionique. Les réactif neutres sont mentionnés au-dessus des flèches et les mécanismes d'ionisations sont spécifiés par $h\nu$ (photoionisation) et eV (précipitation).

2.2 Modèle TRANSCAR

2.2.1 Description générale du modèle

Le modèle TRANSCAR décrit l'évolution temporelle des six espèces ioniques H^+ , N^+ , O^+ , N_2^+ , NO^+ , O_2^+ et des électrons le long d'un tube de champ, principalement dans les régions E, F et l'ionosphère supérieure.

La résolution utilise un système d'équations basé sur les 8 moments de la fonction de distribution des vitesses. Le modèle donne une représentation de l'évolution temporelle des profils verticaux de la concentration, de la vitesse, de la température pour ces 6 ions et les électrons, et le profil vertical du flux en énergie des ions O^+ , H^+ , N^+ et des électrons.

TRANSCAR nous donne le comportement du plasma qui est décrit par l'équation de transport de Boltzmann :

$$\frac{Df_s}{Dt} = \frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_s + \frac{e_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_v f_s = \frac{\delta f_s}{\delta t} \quad (2.1)$$

où f_s est la fonction de distribution de l'espèce s dans l'espace des vitesses et $\frac{\delta f_s}{\delta t}$ est le taux de variation de f_s sous l'effet des collisions. De l'équation 2.1, on établit les équations de transport de chaque moment.

Pour le système d'équations à 8 moments, on considère que la fonction de distribution peut être approchée par l'expression suivante :

$$f = f_0 \left\{ 1 - \left(1 - \frac{m_s c_s^2}{5 k_b T_s} \right) \frac{m_s}{k_b T_s p_s} \vec{q}_s \cdot \vec{c}_s \right\} \quad (2.2)$$

où f_0 est la fonction de distribution de Boltzmann :

$$f_0 = n_s \left(\frac{m_s}{2\pi k_b T_s} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_s c_s^2}{2k_b T_s}} \quad (2.3)$$

k_b est la constante de Boltzmann, $p_s = n_s k_b T_s$ est la pression partielle et c_s la vitesse thermique de l'espèce s .

Cette expression est valable pour les ions et les électrons dans la zone d'altitude considérée par TRANSCAR.

Ce modèle inclut les effets du champ électrique de convection et les processus physiques comme les courants alignés ou les vents thermosphériques. En plus, ce modèle est associé à un modèle cinétique de transport des électrons suprathermiques (photoélectrons et électrons précipités), qui nous permet de prendre en compte les précipitations de particules d'origine magnétosphérique. Ce modèle cinétique fournit par ailleurs le taux de production des ions et le taux de chauffage des électrons, nécessaires pour la partie fluide. Inversement, le code fluide fournit la concentration et la température des électrons au code cinétique. TRANSCAR peut ainsi être divisé en deux parties : code fluide et code cinétique, dynamiquement couplés. La figure 2.2 ci-dessous montre ce couplage.

Les différents effets thermiques, comme conduction, diffusion, collisions sont intrinsèquement compris dans l'ensemble des équations.

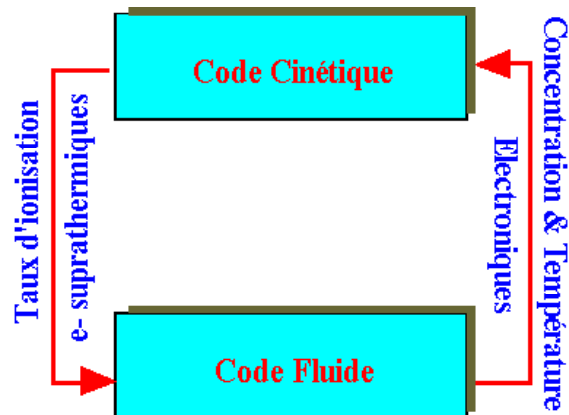


FIG. 2.2 – code cinétique et code fluide de TRANSCAR

2.2.2 Les entrées et les sorties de TRANSCAR

On s'intéresse dans ce travail aux entrées du modèle qui sont couplées avec la magnétosphère. Le modèle TRANSCAR prend les grandeurs d'origine magnétosphérique (champ électrique de convection, courants alignés, flux en énergie, énergie des particules qui précipitent) comme conditions aux limites au sommet de l'ionosphère, qui sont précisément les grandeurs résolues dans le code IMM.

Les applications du modèle TRANSCAR sont variées. Couplé à une description spatio-temporelle de la convection, il peut suivre l'évolution du contenu d'un tube de flux au cours de son transport convectif au travers de la zone aurorale et de la calotte polaire.

Chapitre 3

COUPLAGE ENTRE IMM ET TRANSCAR

C'est la partie essentielle du stage. Le couplage entre les deux modèles précédents est basé sur un raisonnement qui est simple sur le plan théorique, mais difficile à mettre en oeuvre. L'adaptation des entrées et des sorties des deux modèles, ainsi que la cohérence des conditions aux limites dans la zone frontière entre l'ionosphère et la magnétosphère ont posé beaucoup de problèmes que l'on a dû résoudre pas à pas.

On va s'attacher tout d'abord à décrire les aspects théoriques du couplage avant de passer aux aspects pratiques.

3.1 Couplage entre l'ionosphère et la magnétosphère

3.1.1 Premier couplage : les courants alignés

Dans la magnétosphère, les équations du mouvement du plasma sont données dans un formalisme fluide par :

$$\vec{v}_i = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} - \frac{\vec{\nabla} p_i}{n_i e} \times \frac{\vec{B}}{B^2} \quad (3.1)$$

$$\vec{v}_e = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} + \frac{\vec{\nabla} p_e}{n_e e} \times \frac{\vec{B}}{B^2} \quad (3.2)$$

où \vec{v}_i est la vitesse du plasma ionique, \vec{v}_e celle du plasma électronique.

Ces deux équations 3.1 et 3.2 se déduisent de l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour l'espèce s constitutive du plasma :

$$n_s m_s \left[\frac{\partial}{\partial t} \vec{v}_s + \vec{v}_s \nabla \vec{v}_s \right] = -\vec{\nabla} p_s + n_s e (\vec{E} + \vec{v}_s \times \vec{B}) + n_s m_s \gamma_{sn} (\vec{v}_s - \vec{v}_n) + n_s m_s \vec{g} \quad (3.3)$$

avec

e : charge élémentaire

n_s : densité de l'espèce s

m_s : masse des particules d'espèce s

\vec{v}_s : vitesse de l'espèce s

\vec{p}_s : pression de l'espèce s

γ_{sn} : fréquence de collision entre les particules d'espèce s et les particules neutres de l'atmosphère terrestre.

\vec{v}_n : vitesse des particules neutres de l'atmosphère terrestre

\vec{g} : accélération de la pesanteur.

A l'état stationnaire, en négligeant les collisions entre les particules neutres et les particules magnétosphériques, en négligeant la gravité \vec{g} , l'équation 3.3 se ramène dans le cas d'un écoulement subsonique à :

$$0 = -\vec{\nabla} p_s + n_s e (\vec{E} + \vec{v}_s \times \vec{B}) \quad (3.4)$$

La projection de cette équation perpendiculairement au champ magnétique \vec{B} permet d'obtenir les équations 3.1 et 3.2 valables respectivement pour les ions et les électrons.

On en déduit le courant électrique \vec{j} circulant dans la magnétosphère qui se simplifie en supposant la neutralité globale du plasma ($n_e = n_i$) pour donner :

$$\vec{j} = n_i e \vec{v}_i - n_e e \vec{v}_e = -\vec{\nabla} P_t \times \frac{\vec{B}}{B^2} \quad (3.5)$$

où $P_t = P_e + P_i$ est la pression totale du plasma magnétosphérique.

Par ailleurs, la conservation de la matière impose à l'état stationnaire :

$$\text{div}[\vec{j}] = 0 \quad (3.6)$$

où \vec{j} est le courant dans la magnétosphère qui s'exprime par :

$$\vec{j} = \vec{j}_{M\perp} + \vec{j}_{\parallel} \quad (3.7)$$

\vec{j}_{\parallel} représente les courants alignés circulant le long des lignes de champ magnétique et $\vec{j}_{M\perp}$ correspond aux courants circulant perpendiculairement au champ magnétique \vec{B} .

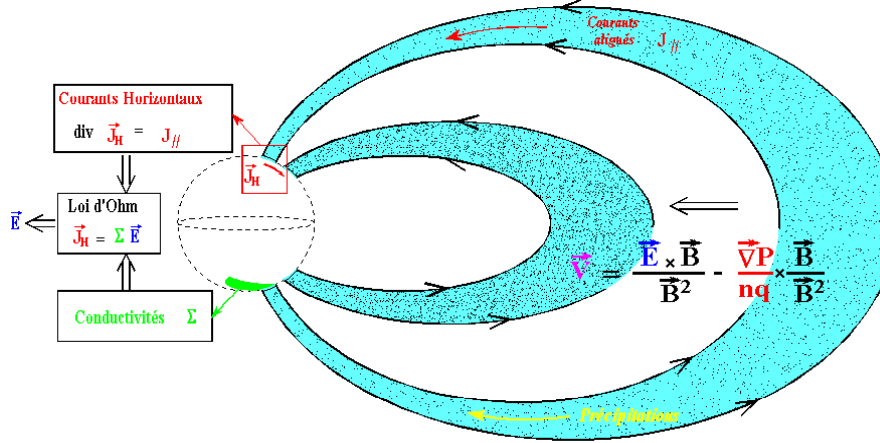


FIG. 3.1 – Couplages entre la magnétosphère et l'ionosphère

De même, dans l'ionosphère le courant électrique peut être décomposé en deux composantes :

$$\vec{j}_{ionosphere} = \vec{j}_H + \vec{j}_{||} \quad (3.8)$$

où \vec{j}_H sont les courants circulant horizontalement dans l'ionosphère et $\vec{j}_{||}$ les courants alignés.

La condition 3.6 appliquée à 3.7 et 3.8 conduit à :

$$div[\vec{j}_H] = -div[\vec{j}_{||}] = div[\vec{j}_{M\perp}] \quad (3.9)$$

Cette équation traduit la fermeture des courants magnétosphériques $\vec{j}_{M\perp}$ dans l'ionosphère par les courants horizontaux \vec{j}_H , par l'intermédiaire des courants alignés $\vec{j}_{||}$. Les courants alignés assurent donc le premier couplage entre la magnétosphère et l'ionosphère liant le mouvement du plasma ionosphérique à celui du plasma magnétosphérique. Il est représenté de manière schématique sur la figure 3.1, qui correspond à une coupe de la magnétosphère dans un plan passant par les méridiens de midi et de minuit.

3.1.2 Deuxième et troisième couplages : précipitations de particules et champ électrique de convection

Au cours du temps, un tube ionosphérique perd des particules par ses deux extrémités mais reçoit également de la matière depuis la magnétosphère (voir figure 3.1). Ce sont les précipitations. Elles sont à l'origine des aurores boréales et australes (figure 3.2) car une fois que les particules pénètrent dans l'atmosphère, elles excitent les atomes de la haute atmosphère, les ionisent. L'excitation des atomes provoquent les émissions lumineuses observées lorsque ces atomes se dés excitent en émettant un photon.

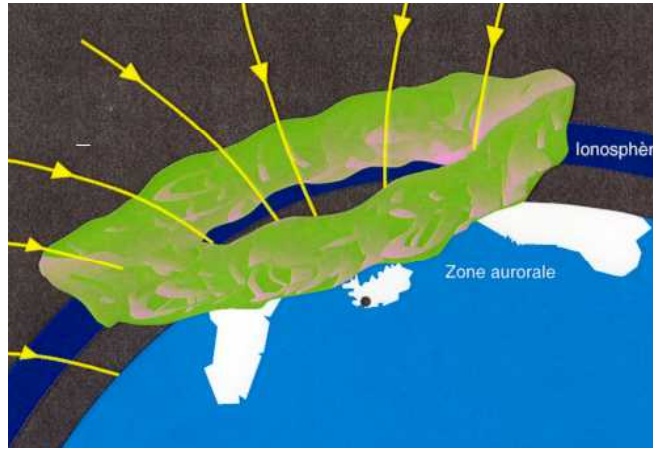


FIG. 3.2 – région aurorale

L'ionisation augmente les densités des ions et des électrons, et donc la conductivité Σ de l'ionosphère.

La présence du champ magnétique induit une anisotropie du milieu de telle sorte que les conductivités sont différentes dans les trois directions de l'espace expliquant l'origine des conductivités de Pedersen et de Hall précédemment introduites.

Les précipitations constituent donc un deuxième couplage entre l'ionosphère et la magnétosphère. Les courants horizontaux et les conductivités modifient alors le champ électrique \vec{E} que l'on calcule à partir de la loi d'Ohm :

$$\vec{j}_H = \Sigma \vec{E} \quad (3.10)$$

Ce champ électrique est ensuite transmis à la magnétosphère le long des lignes de champ magnétique connectant l'ionosphère à la magnétosphère et

supposées équipotentielles. Il modifie le transport du plasma magnétosphérique et assure le troisième et dernier couplage entre l'ionosphère et la magnétosphère (voir figure 3.1).

3.2 Couplage entre IMM et TRANSCAR

3.2.1 Schéma du couplage

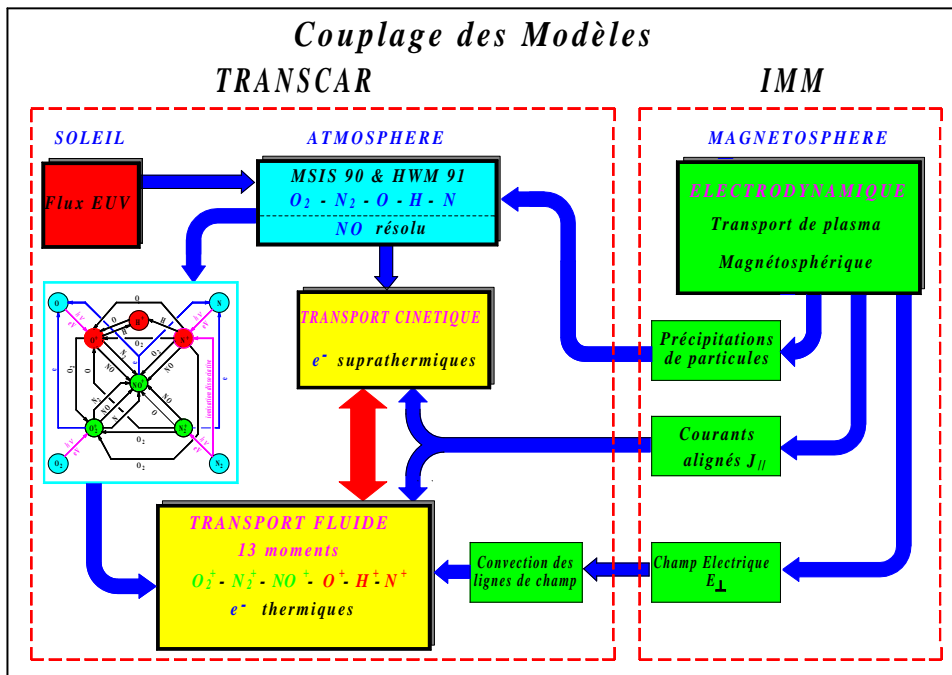


FIG. 3.3 – Schéma détaillé du couplage entre les deux modèles IMM et TRANSCAR

Le but du stage est de coupler les deux modèles IMM et TRANSCAR qui ont été décrits précédemment.

Dans un premier temps, il faut que l'on crée une interface entre les sorties de IMM et les entrées de TRANSCAR. La figure 3.3 représente le schéma détaillé du couplage entre ces deux modèles. IMM fournit à TRANSCAR les courants alignés $\vec{j}_{||}$, le champ électrique de convection E_{\perp} (calculé à partir du potentiel ϕ) et les précipitations de particules.

Dans un deuxième temps, on va également créer une interface qui transmet les conductivités calculées dans TRANSCAR au modèle IMM. La figure

3.4 résume ces deux étapes de manière synoptique afin de construire un couplage autocohérent entre IMM et TRANSCAR.

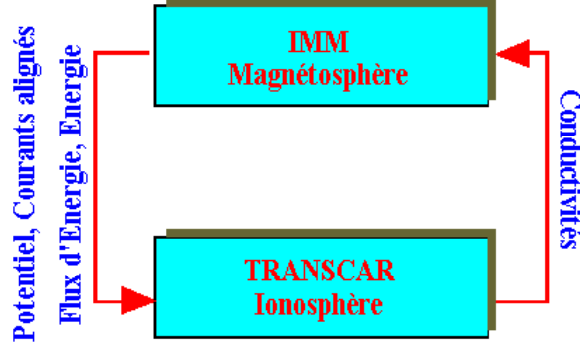


FIG. 3.4 – Schéma simplifié du couplage entre IMM et TRANSCAR

3.2.2 Lecture des sorties de IMM et transmission de ces sorties à TRANSCAR sous forme de polynômes de Legendre et d'harmoniques sphériques

Dans l'ionosphère, la sortie de IMM est une grille de résolution moyenne. Le potentiel, le flux en énergie, l'énergie et les courants alignés sont déterminés en chaque point de la grille. Le domaine résolu par IMM s'étend de 10° de latitude jusqu'à 72° de latitude (*voir figure 1.4*). En dehors de cette région, c'est à dire pour les latitudes θ telles que : $0^\circ < \theta < 10^\circ$ ou $72^\circ < \theta < 90^\circ$, les valeurs de toutes les grandeurs sont mises à zéro.

Par contre, les entrées de TRANSCAR ne sont pas des grilles mais ont besoin d'être des fonctions continues. Une technique d'interpolation qui utilise les polynômes de Legendre a été développée pour assurer le transfert des grandeurs entre IMM et TRANSCAR.

Polynômes de Legendre

Les polynômes de Legendre sont donnés par les formules récursives suivantes :

$$P_0(x) = 1 \quad (3.11)$$

$$P_1(x) = x \quad (3.12)$$

$$P_n(x) = \left(2 - \frac{1}{n}\right)xP_{n-1}(x) - \left(1 - \frac{1}{n}\right)P_{n-2}(x) \quad (3.13)$$

Décomposition des sorties du IMM sous forme de polynômes de Legendre couplés à des harmoniques sphériques

Les sorties du IMM sont données sous la forme : $\phi(\theta_i, \varphi_j)$ où θ_i est la latitude et φ_j la longitude du point considéré de la grille ionosphérique du IMM. ϕ peut présenter le potentiel, le flux en énergie, l'énergie des particules qui précipitent ou les courants alignés. Nous avons approché $\phi(\theta_i, \varphi_j)$ par une combinaison de polynômes de Legendre pour la latitude, et par une série de Fourier pour la longitude, sous la forme :

$$\phi(\theta_i, \varphi_j) = \sum_{n=0}^{n_m} \sum_{m=0}^{m_m} P_n(\theta_i) [A_{mn} \cos(m\varphi_j) + B_{mn} \sin(m\varphi_j)] \quad (3.14)$$

On obtient alors le système matriciel suivant quand on projette 3.14 sur chacun des points de la grille :

$$[\phi] = \begin{bmatrix} P_0(\theta_1) \dots P_{n_m}(\theta_1) \cos \varphi_1 P_0(\theta_1) (\sin \varphi_1) P_0(\theta_1) \dots \\ P_0(\theta_1) \dots P_{n_m}(\theta_1) \cos \varphi_2 P_0(\theta_1) (\sin \varphi_2) P_0(\theta_1) \dots \\ \dots \\ P_0(\theta_{l_a}) \dots P_{n_m}(\theta_{l_a}) \cos \varphi_{l_o} P_0(\theta_{l_a}) (\sin \varphi_{l_o}) P_0(\theta_{l_a}) \dots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{00} \\ A_{01} \\ \dots \\ A_{0n_m} \\ A_{10} \\ B_{10} \\ \dots \\ A_{m_m n_m} \\ B_{m_m n_m} \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

où l_a et l_o sont respectivement le nombre de points en latitude et le nombre de points en longitude de la grille ionosphérique du IMM et

$$[\phi] = \begin{bmatrix} \phi(\theta_1, \varphi_1) \\ \phi(\theta_1, \varphi_2) \\ \dots \\ \phi(\theta_i, \varphi_j) \\ \dots \\ \phi(\theta_{l_a}, \varphi_{l_o}) \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

est un vecteur colonne dont chacun des éléments est la valeur de la fonction ϕ à approcher sur les points de la grille ionosphérique de latitude θ_i et de longitude φ_j .

L'équation 3.15 se réduit à :

$$[\phi] = [a][coef] \quad (3.17)$$

où $[a]$ et $[coef]$ sont respectivement la première et la deuxième matrice du membre de droite de l'équation 3.15

$[\phi]$ est obtenu à partir des sorties du IMM, $[a]$ à partir des polynômes de Legendre et des séries de Fourier appliqués sur les points de la grille ionosphérique du IMM. On en déduit alors :

$$[coef] = ([a]'[a])^{-1}[a]'\phi \quad (3.18)$$

où $[a]'$ est la transposée de $[a]$

TRANSCAR utilise les coefficients calculés ci-dessus comme entrées. Une fois que l'on a obtenu $[coef]$, on peut utiliser l'équation 3.14 pour en déduire $[\phi]$. Plus la différence entre $[\phi]$ reconstruit (calculé à partir de 3.17) et $[\phi]$ initial (issu du IMM) est petite, plus cette procédure de transmission des sorties de IMM à TRANSCAR est bonne. On constate que la procédure de reconstruction des sorties de IMM est très bonne si $n_m = m_m = 8$ et si on limite cette procédure aux latitudes comprises entre 40° et 72° comme cela est illustré sur la figure 3.5. Elle représente une vue polaire ionosphérique des paramètres de sortie de IMM et de ces mêmes paramètres reconstruits avec la procédure décrite précédemment. Le centre correspond au pôle Nord et les cercles concentriques à des latitudes décroissantes. La latitude la plus basse correspond à 60° de latitude.

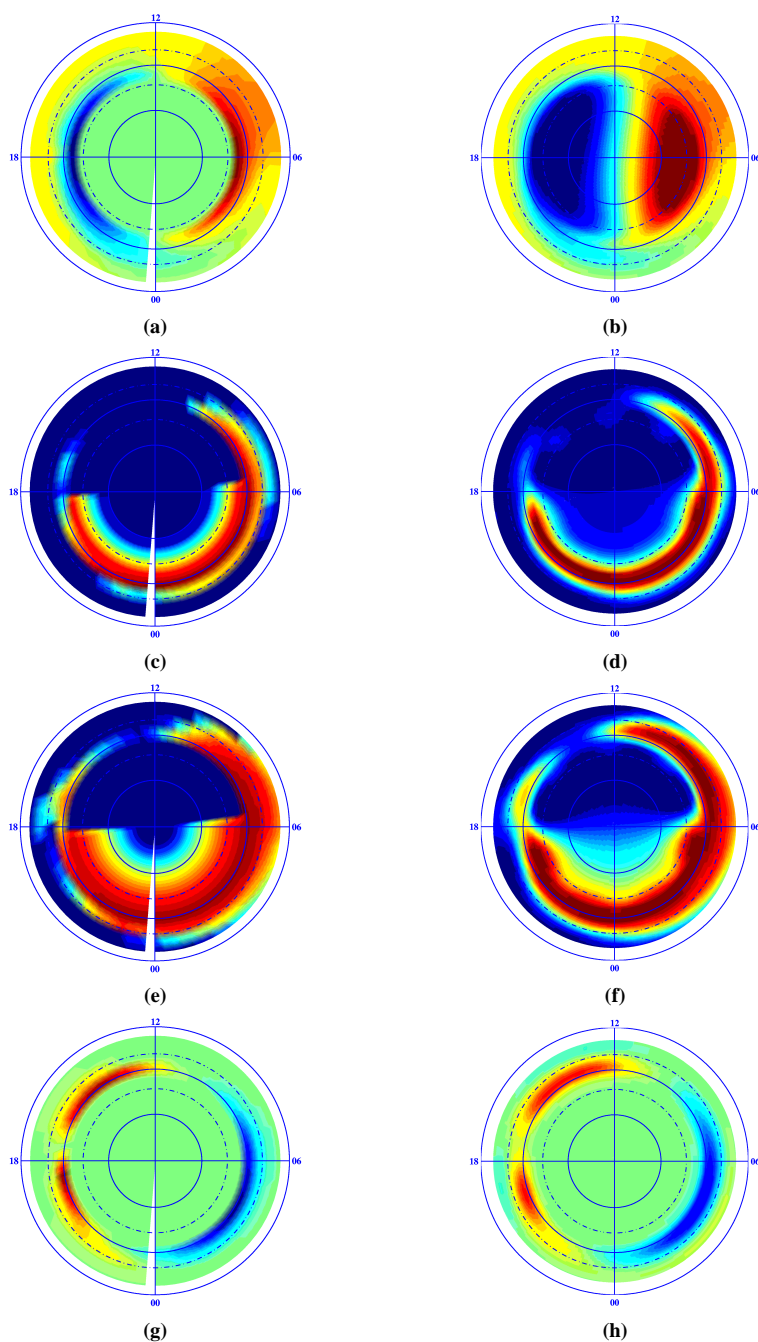


FIG. 3.5 – Sorties de IMM et fonctions reconstruites, représentées sur la grille ionosphérique. Le centre correspond au pôle Nord et les cercles concentriques à des latitudes décroissantes, la latitude la plus basse correspondant à 60° de latitude. a.Potentiel issu du IMM en kV b.Potentiel reconstruit c.Flux en énergie en mW/m^2 des particules qui précipitent, d.Flux en énergie reconstruit e.Energie en keV des particules qui précipitent, f.Energie reconstruite g.Courants alignés en $\mu A/m^2$ calculé par le IMM, h.Courants alignés reconstruits.

3.2.3 Utilisation simultanée des deux modèles

IMM et TRANSCAR sont deux modèles qui dépendent du temps. J'ai fait tourner les deux modèles simultanément en utilisant la procédure décrite précédemment. L'état initial de IMM correspondait à une magnétosphère vide avec une source localisée à 10 rayons terrestres environ. La densité de la source est fixée à 0.4 particules par cm^3 , la température des particules de la source est respectivement de 2 keV pour les électrons, 5 keV pour les ions.

La figure 3.6 représente en fonction du temps le potentiel moyen vu par un tube de force initialement à $6h$ MLT et à $69^\circ 66'$ de latitude (latitude où se trouve le radar EISCAT) et se déplaçant sur l'ionosphère avec le champ électrique reconstruit. Le contenu en particules et en énergie du tube de force est modélisé par TRANSCAR. IMM est utilisé avec un pas en temps fixe de 120 s et TRANSCAR avec des pas en temps variables. La procédure que j'ai construite et qui fait tourner les deux modèles simultanément prend en compte cette différence de pas temporel. La figure 3.6 montre que le potentiel vu par le tube de force se stabilise au bout de 4 heures environ.

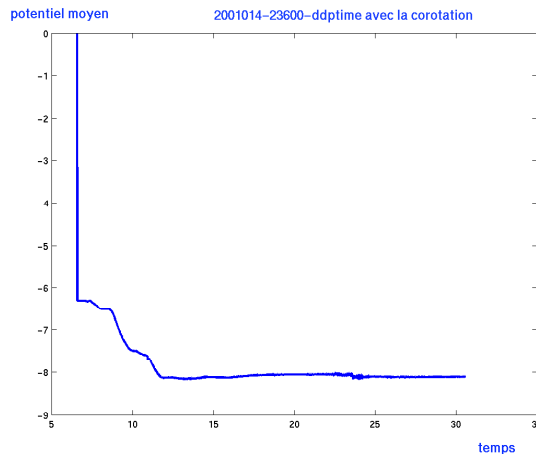


FIG. 3.6 – Potentiel moyen d'un tube en kV qui est parti de $6h$ MLT et de $69^\circ 66'$ de latitude

3.3 Résultats

Ce modèle est développé en partie pour servir à l'interprétation des données acquises par les radars à diffusion incohérente EISCAT et ESR.

EISCAT est implanté à Tromsø (19°2 de longitude et 69°66 de latitude) en Scandinavie et sonde l'ionosphère dans la région aurorale, là où les effets des précipitations et de la convection sont les plus importants, permettant ainsi d'accéder aux couplages ionosphère-magnétosphère. ESR est implanté au Svalbard (16°03, 78°15) et sonde l'ionosphère dans la calotte polaire, fournissant des informations sur le couplage entre le système magnétosphérique et le vent solaire. Toutefois, ainsi que je le montre plus loin, la convection transporte des tubes de la région aurorale vers la calotte polaire et vice versa, et de fait on a un couplage entre ces deux régions au niveau de l'ionosphère, qui peut être très bien appréhendé à l'aide du modèle couplé.

On a étudié le comportement dynamique de différents tubes de champ sur une durée de 24 heures. Partant de la latitude d'EISCAT ou d'ESR, mais situés à des temps MLT différents, ces tubes suivent des trajectoires contrôlées à la fois par la corotation et par la convection pure selon leurs position initiales, les régions qu'ils traversent conduisent à une évolution très différente du contenu du tube.

3.3.1 L'effet de la corotation sur la trajectoire d'un tube de force

Le modèle IMM calcule le potentiel ϕ sans prendre en compte la corotation avec la Terre. En fait, comme on l'a vu précédemment, le mouvement du plasma est contrôlé en partie par la corotation. Pour prendre en compte ce terme, il faut ajouter au potentiel ϕ un terme correctif donné par l'équation 3.19 :

$$\phi_{correction} = 637^2 \times 3.08 \times \frac{2\pi}{86400} \times \sin^2\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \quad (3.19)$$

qui caractérise l'effet de la corotation de la Terre.

Le potentiel total $\phi_{corotation}$ vaut alors :

$$\phi_{corotation} = \phi_{sanscorotation} + \phi_{correction} \quad (3.20)$$

où $\phi_{sanscorotation}$ est le potentiel calculé par le IMM.

Aux hautes latitudes, $\phi_{correction}$ reste petit car $\sin(\frac{\pi}{2} - \theta)$ est petit et l'effet dominant est la convection seule. Par contre aux basses latitudes, $\phi_{correction}$ devient important et l'effet de corotation joue un rôle qui devient prépondérant.

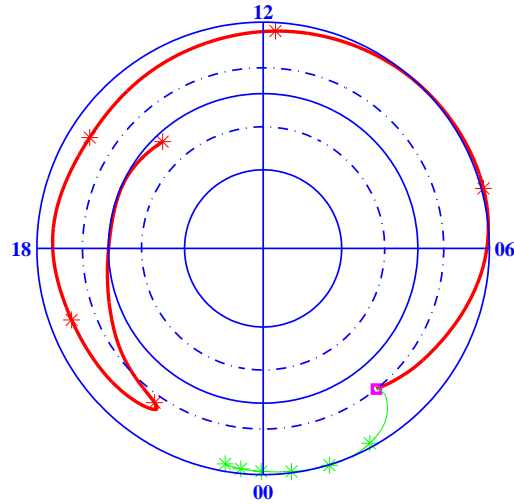


FIG. 3.7 – Trajectoires d’un tube de force représenté sur l’ionosphère, le cercle le plus bas correspond à 60° de latitude. Le tube de force est initialement à 2h30 MLT et $69^\circ 66'$ de latitude. La courbe rouge correspond à la trajectoire du tube avec la corotation, la courbe verte à celle de la convection seule. Chaque * représente 4 heures de mouvement.

La figure 3.7 illustre l’effet de la corotation sur la trajectoire d’un tube de force. Le tube est initialement à environ 2h30 MLT et à la latitude du radar EISCAT. La courbe en vert représente la trajectoire suivie pendant 24 h en l’absence de corotation. Il se déplace peu, avec une vitesse lente, et reste localisé du côté minuit. Lorsqu’on prend en compte la corotation, le tube décrit une grande trajectoire (courbe rouge de la figure 3.7) qui suit approximativement la trace du radar au cours du temps. Il s’avère que dans cette simulation le champ électrique de convection est relativement faible (ce que traduit la courbe verte), et par conséquent le mouvement est grandement dominé par la corotation. Tout se passe donc comme si le tube était fixé au sol, à la position d’EISCAT. En fin de période (après 20h de transport) le tube est remonté en latitude vers la région aurorale dans le secteur nuit là où le champ de convection est le plus important, et de fait on constate que la trajectoire s’incurve pour entraîner le tube dans une convection depuis le secteur nuit vers le secteur jour. Pendant cette phase, sa vitesse de transport s’accroît, et la distance parcourue est relativement plus grande (voir l’écart entre deux * qui se suivent).

La variation de la concentration d’électrons au cours du temps est la conséquence de la trajectoire du tube. Dans le cas du tube sans corotation, la concentration des électrons (N_e), la température électronique (T_e) et la

température des ions (T_i) sont faibles et ne varient pas beaucoup avec le temps (figure 3.8). Ceci est dû au fait que le tube reste dans le secteur minuit et se déplace vers les basses latitudes ; on a alors peu de photoionisation et peu de précipitations. La concentration d'électrons n'atteint que $3 \times 10^{10} m^{-3}$. Par contre, le transport du tube prenant en compte l'effet de la corotation nous donne une image totalement différente. N_e , T_e , T_i varient fortement au cours du temps (voir figure 3.9). Au bout de 6 heures, le tube entre dans le secteur midi et la photoionisation devient importante. La concentration augmente ainsi que la température électronique sous l'effet des électrons suprathermiques. Elles obtiennent leurs valeurs maximales vers le midi local. La concentration N_e atteint $10^{12} m^{-3}$ soit 30 fois plus que le cas sans corotation. On voit ainsi la forte influence de l'éclairement solaire qui crée des photoélectrons et contribue ainsi à chauffer le plasma. Par contre les précipitations sont très faibles et ne donnent lieu à aucune production particulière, contrairement à ce que l'on voit plus loin. Le tube est à trop basse latitude par rapport à l'oval auroral.

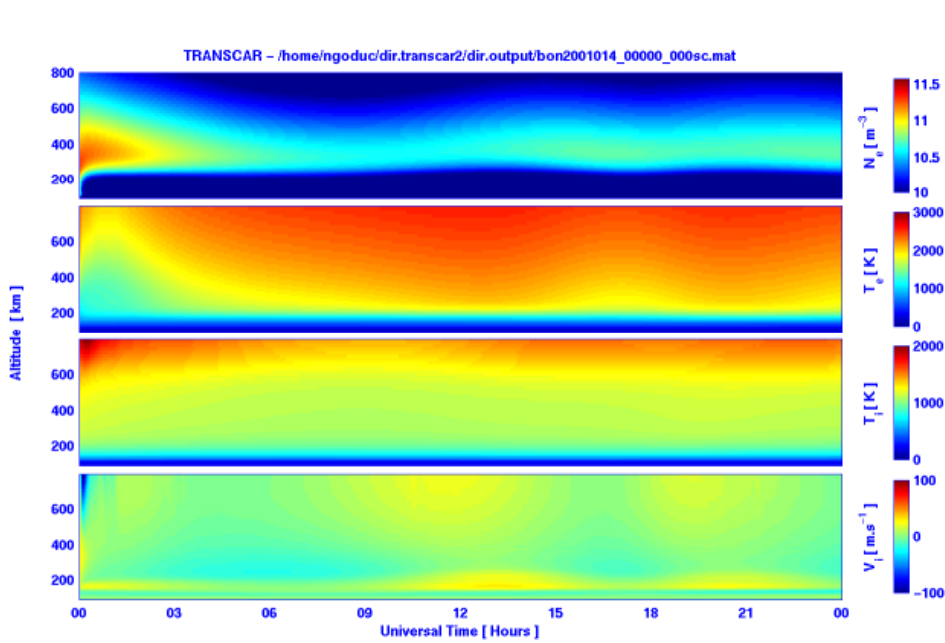


FIG. 3.8 – Concentration des électrons, température des électrons, température des ions et vitesse des ions d'un tube de force qui est initialement à 2h30 MLT et $69^{\circ}66'$ représentées en fonction du temps et de l'altitude. Cela correspond au cas où le tube de force n'est pas en corotation avec la Terre.

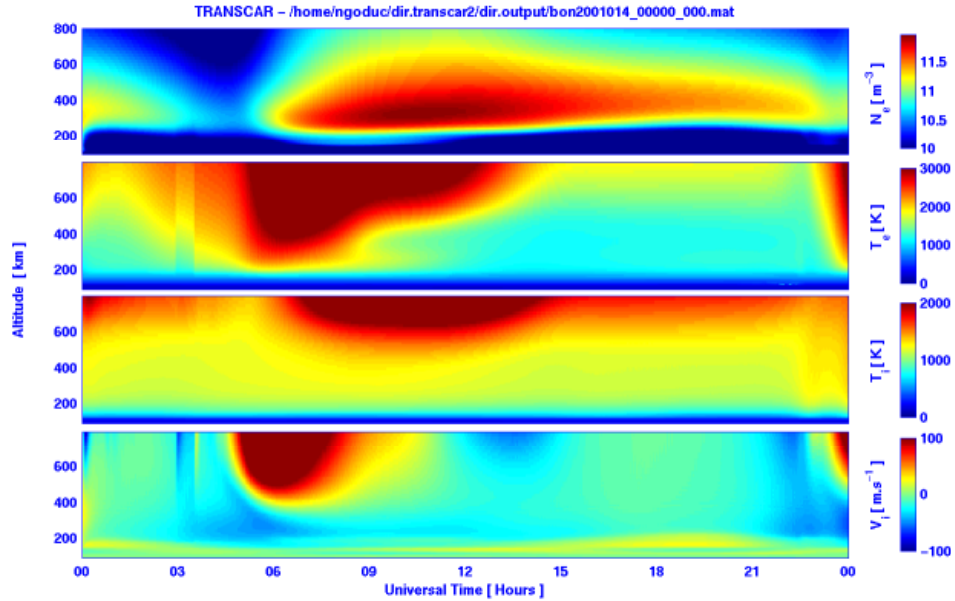


FIG. 3.9 – Concentration des électrons, température des électrons, température des ions et vitesse des ions d’un tube de force qui est initialement à 2h30 MLT et $69^{\circ}66$ représentées en fonction du temps et de l’altitude. Cela correspond au cas où le tube de force est en corotation avec la Terre.

3.3.2 Couverture spatiale induite par la convection

On a simulé l’évolution de plusieurs tubes de force pour des conditions de départ différentes. La figure 3.10 montre les trajectoires pendant 24 heures de 4 tubes initialement à différents temps locaux. Le tube 1 est parti à 2h30, le tube 2 à 5h30, le tube 3 à 9h, le tube 4 à 12h

On note sur cette figure la grande diversité du transport horizontal selon la position initiale en temps local. Ceci est à relier au champ de convection dont l’importance varie selon que l’on est près ou loin des extrêmes du potentiel. On constate que la convection a pour conséquence de faire transiter les tubes par la calotte polaire et donc d’induire des déplacements horizontaux sur de très grandes distances, qui conduisent le tube dans des régions où les précipitations sont importantes, surtout côté nuit. Par contre lorsque la corotation domine, le tube reste à peu près à la même latitude loin des régions de précipitation.

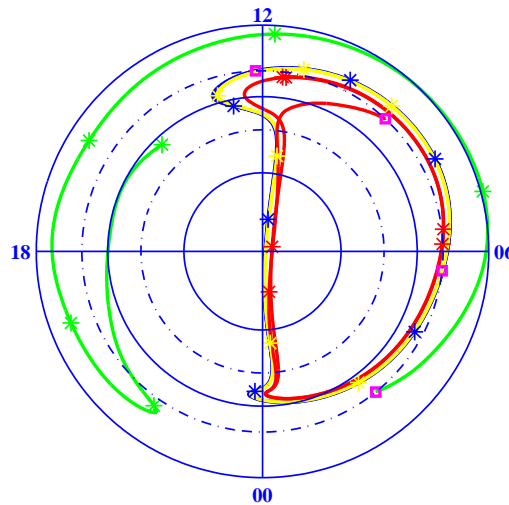


FIG. 3.10 – Trajectoire de plusieurs tubes prenant en compte la corotation avec la Terre. Initialisation des tubes : (a)tube 1 : 2h30MLT (en vert) (b)tube 2 : 5h30MLT (en jaune) (c)tube 3 : 9hMLT (en rouge) (d)tube 4 : 12hMLT (en bleu)

3.3.3 Effet dominant de la convection

Tube initialement à la latitude du radar d'EISCAT

On s'intéresse au tube, qui est initialement à 9h MLT et à la latitude d'EISCAT. La figure 3.11 représente l'évolution de 4 grandeurs calculées le long des trajectoires du tube pendant 24 heures : l'angle zénithal χ , les composantes nord et est du champ électrique et la concentration électronique.

Le premier cadre représente l'angle zénithal χ correspondant à la trajectoire suivie par le tube pendant 24 heures (courbe rouge). On a superposé l'évolution temporelle de l'angle χ pour une position correspondant à celle atteint par le tube au bout de 24 heures (courbe verte). Cette dernière courbe est une sinusoïde qui reste au-dessus de 90° , ce qui correspond à une localisation au-delà du cercle polaire. L'angle réel χ a des variations beaucoup plus importantes avec notamment 2 maxima et une valeur minimale bien en dessous de 90° , qui permet donc une photoionisation des constituants neutres sur toute la gamme d'altitude. Ces 2 maxima indiquent clairement que le tube ne suit pas la corotation et que la convection est le processus dominant.

La figure du milieu montre l'effet de cette convection. Elle représente les deux composantes du champ électrique avec en rouge la composante nord et en vert la composante est. En partant d'une magnétosphère vide, il faut

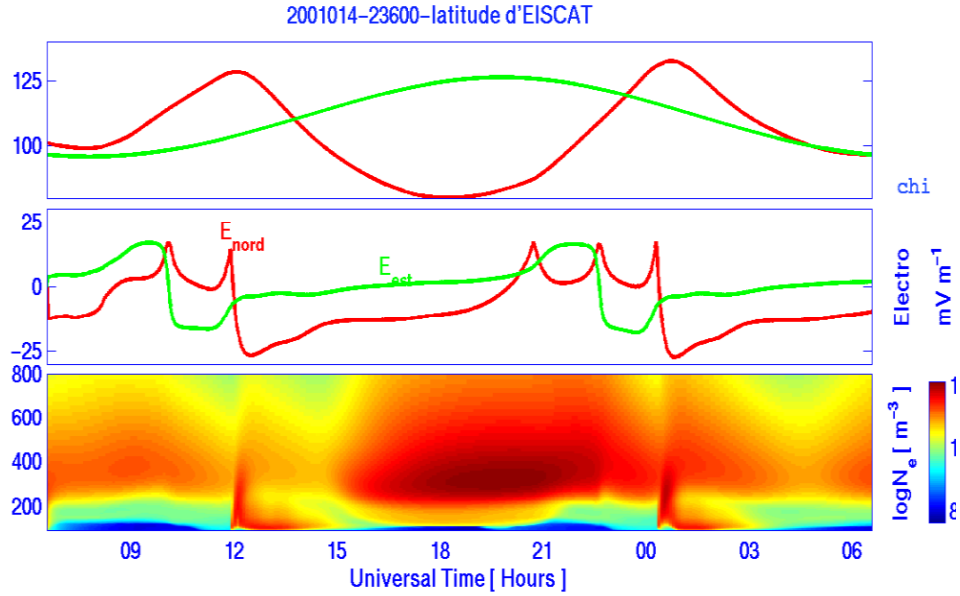


FIG. 3.11 – Angle zénithal χ , composantes nord et est du champ électrique, concentration électronique représentés en suivant les trajectoires d'un tube pendant 24h. Le tube est initialement à 6h55 en temps local et à la latitude d'EISCAT

environ trois heures pour parvenir à un état d'équilibre. A partir de ce moment là, les tubes de plasma évoluent selon des équipotentielles et décrivent donc des courbes fermées. C'est la raison pour laquelle on constate une répétitivité sur l'angle χ , mais également sur les composantes du champ. En particulier on note qu'en général une composante domine alternativement. Selon la composante dominante on peut estimer la direction privilégiée de la convection puisque le mouvement se fait à la vitesse de dérive $\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$. Les variations constatées vers 11h et 23 h correspondent de fait à des changements d'orientation de la convection qui sont associées au passage en région aurorale.

Ceci est particulièrement visible sur le troisième panneau qui représente l'évolution temporelle du profil de concentration. On note deux caractéristiques principales. D'abord, lorsque χ est minimal, la concentration croît entre 200 et 400 km, ce qui traduit l'effet de la photoionisation des constituants neutres. Ensuite, vers 12 et 24h, la concentration croît fortement en dessous de 200 km. Le tube entre dans la région aurorale du côté nuit (χ est

alors maximal) et les précipitations se font nettement sentir sur le profil. Le début de ces précipitations coïncident avec le changement d'orientation de la convection que j'ai déjà mentionné.

La figure 3.12 représente les profils des principaux constituants ioniques pour ces deux périodes particulières. On constate immédiatement que selon la source d'ionisation on a une structure verticale très différente. La photoionisation donne un maximum de concentration vers 300 km avec une amplitude de l'ordre de $10^{12}m^{-3}$ pour O^+ et e^- et un maximum de $9 \times 10^{10}m^{-3}$ vers 200 km pour les ions moléculaires. Cette situation typique d'une ionosphère diurne donne une transition entre ions moléculaires et ions atomiques légèrement en dessous de 200 km. Par contre, lorsque les précipitations et le champ électrique contrôlent la dynamique, la structure se modifie sensiblement. La concentration maximale est atteinte en région E, vers 120 km avec une concentration d'ions moléculaires de $3 \times 10^{11}m^{-3}$. La région F, beaucoup moins sensible aux précipitations énergétiques de la région aurorale, mais par contre très sensible au champ électrique donne un maximum de $3 \times 10^{11}m^{-3}$ vers 340 km. La transition entre ions moléculaires et atomique se fait vers 250 km, en raison du champ électrique qui modifie les constantes de réactions chimiques en provoquant l'échauffement des ions.

Cet échauffement est très visible sur la figure 3.13 qui représente les profils verticaux des 2 composantes de la température de l'ion O^+ pour les périodes mentionnées ci-dessus. De jour, on note que les deux composantes sont quasiment identiques et égales à la température neutre vers 300 km. Par contre dans la région aurorale, alors que la température neutre évolue peu, on constate que la température ionique a crû avec une composante perpendiculaire (courbe verte) plus grande que la composante parallèle (courbe rouge). Ceci est l'effet du champ électrique qui donnent aux ions un mouvement rapide par rapport aux neutres dans la direction perpendiculaire au champ. La friction induite est dissipée par effet Joule et résulte en un accroissement de la composante perpendiculaire qui, après redistribution, conduit à un accroissement de la composante parallèle.

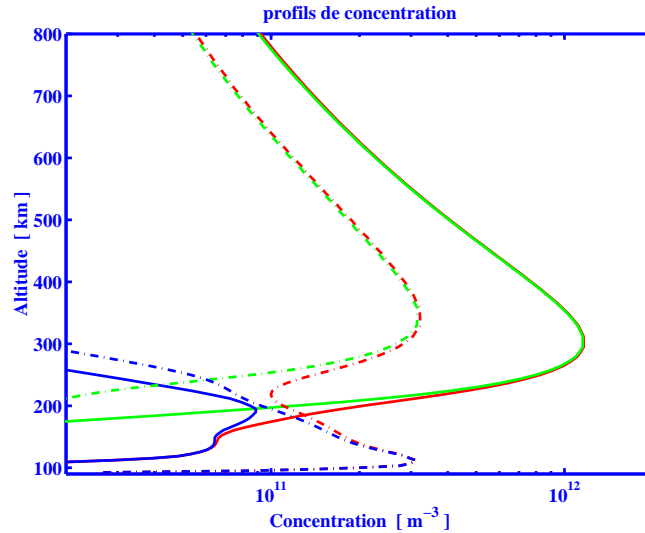


FIG. 3.12 – Profils de concentration de l'ion O^+ (en vert), des ions moléculaires (en bleu) et des électrons (en rouge) à 2 instants : maximum de photoionisation (les courbes pleines) et maximum de précipitation (les courbes pointillées)

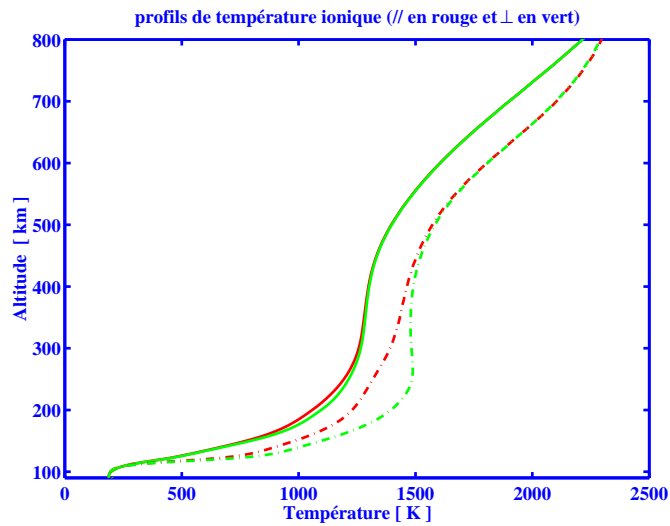


FIG. 3.13 – Profils de température ionique parallèle (rouge) et perpendiculaire (verte) à la direction du champ magnétique avec la même représentation qu'à la courbe précédente

Le tube est initialement à la latitude d'ESR. Comparaison avec le cas d'EISCAT

La position en temps local est importante, ainsi qu'on l'a vue précédemment, mais la position en latitude l'est encore plus. Nous avons donc simulé le transport d'un tube de champ depuis la latitude d'ESR ($74^\circ 5'$) que nous comparons au tube équivalent parti de la latitude d'EISCAT (voir figure 3.14).

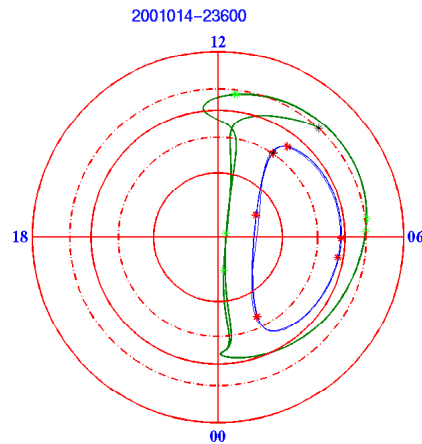


FIG. 3.14 – Trajectoires de 2 tubes qui sont initialement à deux latitudes différentes. Le tube en vert est parti de la latitude d'EISCAT, celui en bleu est parti de la latitude d'ESR. Le temps de départ est 6h55 en temps local (environ 9h30 MLT)

On constate que le fait d'avoir un tube à plus haute latitude, plus près du maximum de potentiel conduit à un effet de la convection encore plus important. En effet la figure 3.15 qui représente pour ESR les mêmes grandeurs que la figure 3.11 pour EISCAT que montre le tube se déplace environ 4 fois plus vite que sous l'effet de la corotation seule. Après la phase transitoire liée à la convergence vers l'équilibre de la partie magnétosphérique, on observe la répétitivité de la trace sur toutes les composantes. Le champ électrique est plus important que dans le cas précédent avec un champ qui atteint 50 mVm^{-1} . Une fois encore on observe le passage en région aurorale caractérisé par une intensification des précipitations et un champ électrique (composante nord) plus important. L'effet de la rotation se voit néanmoins car le passage au minimum d'angle χ donne un spot de densité dont l'intensité varie suivant la trace. Comme dans le cas d'EISCAT, le maximum de concentration est observé vers 18 h TU avec une croissance avant et une décroissance après.

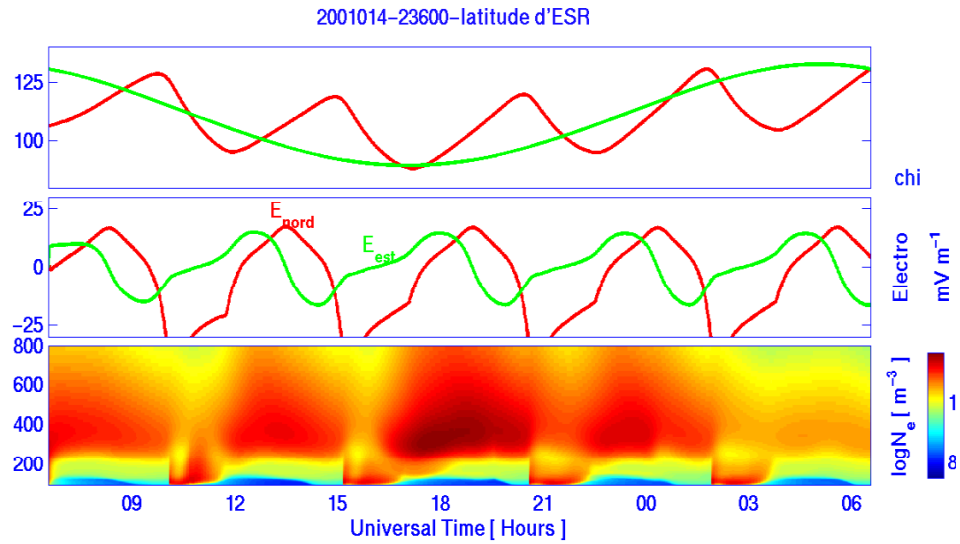


FIG. 3.15 – Angle zénithal, composantes nord et est du champ électrique, concentration électronique représentés en suivant les trajectoires d'un tube pendant 24h. Le tube est initialement à 6h55 en temps local et à la latitude d'ESR

Cet effet diurne s'observe sur la trace moyennée χ qui évolue approximativement comme la trace théorique (en vert). Cet effet, bien que présent, était moins perceptible dans le cas précédent, mais il existe tout de même.

Conclusion

Le couplage entre les deux modèles numériques IMM et TRANSCAR est basé sur un raisonnement qui est simple sur le plan théorique, mais difficile à mettre en oeuvre. Le travail a été réalisé en plusieurs étapes. On a franchi le point le plus difficile où l'adaptation entre les entrées et les sorties de ces deux modèles a été obtenu.

Les premiers résultats obtenus sont tout à fait satisfaisants comparés à la physique de l'ionosphère et de la magnétosphère. On a simulé et suivi l'évolution temporelle de plusieurs tubes de force pour des conditions d'évolution temporelle identiques dans la magnétosphère. On a ainsi mis en évidence la dynamique du plasma ionosphérique qui dépend fortement de la position du plasma en temp local et latitude et notamment de l'effet de la corotation qui est particulièrement important. L'impact de la photoionisation et des précipitations sur l'ionosphère a été mis en évidence sur les différentes simulations auxquelles on a procédé. Tous les mécanismes physiques de base auxquels on peut s'attendre dans les régions aurorales ont pu être testés.

Pourtant, à cause de la durée limitée du stage, je n'ai pas pu parvenir à un couplage complet des deux modèles, en particulier en utilisant les conductivités déterminées par TRANSCAR comme entrées de IMM. Pour réaliser cette étape, il faudra réaliser une interpolation où les mailles voisines des points considérés interviennent. Cette étape s'inscrit dans le prolongement de la phase que j'ai mise en oeuvre et devrait poser moins de problème technique. Une fois incluse cette contre-réaction, nous aurons un modèle cohérent ionosphère-magnétosphère qui permettra d'analyser et d'interpréter de manière optimale les données des radars à diffusion incohérente EISCAT et ESR, qui fournissent des informations sur la structure et la dynamique verticale de l'ionosphère, mais également des radars à diffusion cohérente de la chaîne SuperDarn, qui fournissent des informations sur la dynamique horizontale du plasma, directement liée à la convection.

Bibliographie

- [1] Blelly,P.L. and J.Lilensten, Du Soleil à la Terre, aéronomie et météorologie de l'espace, Presses Universitaires de Grenoble, 1999.
- [2] Blelly,P.L., A.Robineau, D.Lummerzheim, and J.Lilensten, 8-Moment Fluid Models Of The Terrestrial High Latitude Ionosphere Between 100 And 3000 km, in *Handbook of Ionospheric Models*, edited by R.W.Schunk,pp.53-70, Utah State University, Logan, Utah, 1996.
- [3] Bowline,M.D., J.J.Sojka, R.W.Schunk, J.Chen, S.Slinker and J.Fedder, Driving a physical ionospheric model with a magnetospheric MHD model, *J. Geophys. Res.*, vol.102, no.A10, 22,209-22,220, 1997.
- [4] Bowline,M.D., J.J.Sojka, R.W.Schunk, J.Chen, S.Slinker, J.Fedder, and P.J.Sultan, Ionospheric storm simulations driven by magnetospheric MHD and by empirical models with data comparisons, *J. Geophys. Res.*, vol.103, no.A9, 20,669-20,684, 1998
- [5] Cerisier,J.C., Dynamique du système ionosphère - Magnétosphère terrestre : contribution des radars sol EISCAT-ESR et SUPERDARN, CNFGG - Rapport quadriennal 95-98.
- [6] Christophe Peymirat, Circulation du plasma magnétosphérique couplée à la circulation ionosphérique, cours de DEA, Toulouse, 2001.
- [7] Dominique Gresillon and Michel Blanc, Plasmas naturels et de la fusion thermonucléaire, département de physique, Ecole Polytechnique, 1998.
- [8] Eric Chassefière, François Amiranoff, Pierre Pilet, Atmosphère et rayonnement, Majeure la Planète Terre, Ecole Polytechnique, 2001.
- [9] Jay P.Boris, Alexandra M.Landsberg, Elaine S.Oran and John H.Gardner, LCPFCT-Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations, Naval Research laboratory, Washington DC, 1993.
- [10] Schunk, R.W., Mathematical structure of transport equations for multispecies flows, *Rev. Geophys. space phys.*, 15, 429-445,1977.
- [11] T.Encrenaz, J.-P.Bibring and M.Blanc, The Solar System, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1990.

- [12] Introduction to space physics, edited by Margaret G.Kivelson and Christopher T.Russell, Cambridge University Press 1995.