

Titre (Title) : Modèles de magnétosphère, mouvement des particules chargées, conjugaisons géomagnétiques et projets : une perspective de 35 ans

Auteur (Author) : Jean Claude KOSIK du Centre Spatial de Toulouse

Mots Clés (Key words) :

- projets, modèles de magnétosphère
- mouvement des particules chargées
- conjugaisons géomagnétiques
- *projects, Magnetospheric models*
- *Motion of charged particles*
- *geomagnetic conjugacy*

Résumé :

Au cours de ces trente dernières années, le CNES a participé à plus d'une douzaine de projets d'étude de la magnétosphère. L'analyse de mission, le traitement des données et leur exploitation scientifique nécessitait chaque fois un modèle de champ magnétique de la magnétosphère. Dans le présent travail nous présentons l'évolution des modèles dans le cadre historique des études mathématiques du mouvement des particules chargées, de l'analyse de mission et du dépouillement des données des différents projets, notamment des observations des conjugaisons géomagnétiques. Nous mettons en évidence la différence entre les premiers modèles simples qui permettaient de beaux résultats dans l'étude mathématique du mouvement des particules chargées mais une analyse de mission grossière et les modèles récents complexes qui permettent une analyse de mission précise mais ont signé l'arrêt de mort des études mathématiques du passé.

Abstract :

In 30 years more than 12 missions and projects have been undertaken by CNES for the exploration of the magnetosphere. For all these projects, the best magnetic field model of the magnetosphere was required for the mission analysis, the data treatment and subsequent scientific studies. In the present work, the evolution of the models is put in the historical perspective of the mathematical studies of the charged particle motion, the mission analysis and the data analysis of these different projects, particularly the geomagnetic conjugate observations. The emphasis is put on the difference between the early simple models which enabled beautiful results in the mathematical study of charged particle motion but very crude mission analysis and the present complex models which offer a precise mission analysis but have signed the death of the mathematical studies of the past.

SOMMAIRE

1 INTRODUCTION	1
2 DE 1900 AUX PREMIERS EXPLORER	1
3 LES ANNEES 1960- 1970	2
4 LES ANNEES 1970- 1980	8
5 LES ANNEES 1980- 2000	14
5.1 LES MODELES DE VASYLIUNAS	14
5.2 LES PROJETS ET MODELES DE CES DEUX DECENNIES	15
6 LE FUTUR	19
7 CONCLUSIONS	20

Modèles de magnétosphère, mouvement des particules chargées, conjugaisons géomagnétiques et projets : une perspective de 35 ans

J.Cl.Kosik

Division Mathématiques, bpi 1214, CNES, 31401 Toulouse Cedex 4

Introduction :

Depuis 1957 les satellites scientifiques ont permis d'explorer la magnétosphère de la Terre, région de l'espace plus ou moins protégée du vent solaire par le champ magnétique terrestre. Le CNES participait très tôt à cette aventure avec une série de projets nationaux ou en coopération: Fr1, Araks, Géos, Sambo, Arcade3, Viking, Interball, Cluster2. A travers les travaux théoriques, l'analyse de mission et l'aide au dépouillement des expériences scientifiques nous avons participé à l'aventure « magnétosphérique » de 1967 à 2002 pendant 35 ans. Dans le présent travail nous rappelons brièvement les principaux résultats, notamment l'utilisation des modèles pour les analyses de mission des projets CNES et le dépouillement des données. Un parallèle est fait entre les analyses de mission conduites pour les projets CNES et les outils issus de ces avancées scientifiques. Nous mettons en évidence la dichotomie apparue avec l'évolution des modèles de magnétosphère. Au début les modèles simples permettaient de grands progrès dans les études théoriques mais étaient trop rudimentaires pour les premiers projets, notamment pour le calcul des lignes de champ magnétique donc la détermination des points conjugués. Puis les modèles étant parvenus à maturité, c'est à dire suffisamment précis pour l'analyse de mission, ils étaient alors trop complexes pour de nouvelles études mathématiques. D'où la nécessité de revenir à d'autres modèles simplifiés pour entreprendre des études théoriques nouvelles. Mais aussi dans le même temps la quête de modèles de plus en plus complets pour expliquer des données de plus en plus précises. En ce début de siècle le modèle idéal n'existe toujours pas. Les modèles actuels sont des modèles moyens basés sur des données de champ magnétique recueillies sur une grande échelle de temps et dans des périodes d'activité géomagnétique calmes et perturbées. Nous concluons ce travail en donnant les conditions à remplir pour atteindre le but ultime d'un modèle de magnétosphère réaliste et en décrivant les possibilités offertes par un ou deux projets possibles.

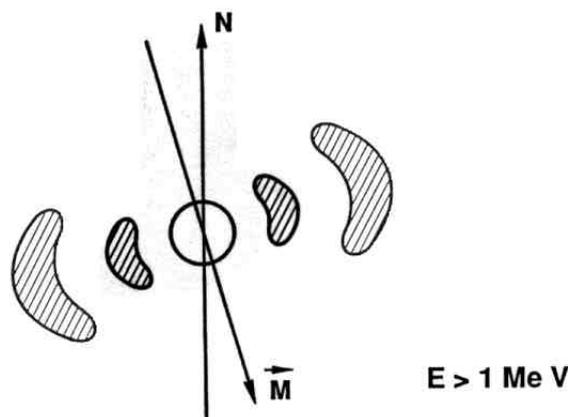
De 1900 aux premiers Explorer :

Dans les décennies précédentes les savants avaient accumulé des faits et pressenti l'influence du Soleil sans pour autant avoir une vue globale de l'environnement de la Terre : Celsius avait observé les perturbations du champ magnétique liées aux aurores polaires, Carrington notait un délai de 24h entre les éruptions solaires et l'apparition d'une aurorale boréale, Birkeland faisait des expériences avec une sphère aimantée et des rayons cathodiques. Thomson suggérait dès 1903 que les aurores étaient causées par des électrons éjectés par le Soleil pénétrant dans l'ionosphère. Des théories avaient été développées : Störmer, Chapman et Ferraro étudiaient l'arrivée des particules chargées au voisinage de la Terre. En 1953 Storey découvrait l'ionosphère. Puis, dès 1957, avec l'apparition des premiers satellites, Van Allen et Vernov allaient embarquer des détecteurs et mesurer des flux de particules chargées. Van Allen donnait son nom aux ceintures de radiation entourant la Terre. Le russe Vernov aurait pu prétendre à la même découverte s'il

avait eu à sa disposition les enregistrements australiens de son satellite. La découverte de ces ceintures confirmaient ainsi les travaux de Störmer sur la possibilité du piégeage des particules par le champ magnétique terrestre. Dans les deux décennies qui suivirent les sondes lointaines observaient les frontières de la magnétosphère et permettaient d'avoir une vue plus globale de l'environnement circumterrestre.

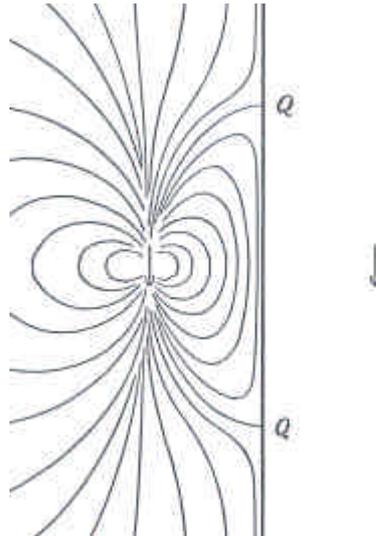
Les années 1960 - 1970 :

L'exploration spatiale de la magnétosphère commence en 1957 avec la découverte par Van Allen des ceintures de radiation. Sur le satellite Explorer il embarquait des compteurs Geiger mesurant des particules d'énergie supérieure à 1 MeV. Il observait ainsi deux ceintures de radiation entourant la Terre. Les ceintures de Van Allen étaient nées.



Ce nom allait perdurer jusqu'au jour où Frank, mesurant des électrons de plus basse énergie (supérieure à 40 keV), constatait la présence de particules de basse énergie entre ces deux ceintures comblant ainsi le trou observé aux hautes énergies. On avait alors en réalité plus qu'une seule ceinture appelée dorénavant ceinture de Van Allen.

La découverte de la ceinture de radiations confirmait les travaux de Störmer qui avait démontré que sous certaines conditions les particules énergétiques pouvaient être piégées par le champ magnétique terrestre. La mesure des particules de basse énergie montrait également la forte fluctuation des flux dans les couches externes de la ceinture et leur sensibilité aux conditions interplanétaires. Chapman et Ferraro avaient émis l'hypothèse d'un flux de particules comprimant le champ magnétique terrestre lors des orages magnétiques. Un plan conducteur venant du Soleil s'approche de la Terre, comprime le champ magnétique puis repart à l'infini: c'est le modèle de Chapman Ferraro.



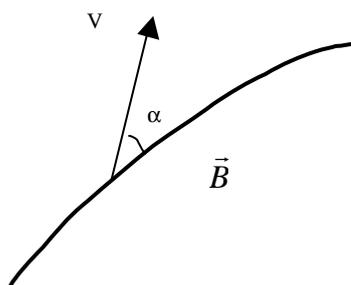
Parker (1960) va utiliser le modèle de Chapman Ferraro pour faire une étude du mouvement des particules chargées dans le plan équatorial de la Terre. Il utilise la théorie des invariants adiabatiques qui s'est développée dans la physique des plasmas pour étudier le mouvement des particules au voisinage du plan équatorial géomagnétique. Les invariants adiabatiques développés par les théoriciens des plasmas pour le confinement magnétique dans les machines telles que le Tokamak sont ainsi définis (Northrop et al., 1960):

$$\mathbf{m} = p_{\perp}^2 / B$$

$$J = \oint v_{\parallel} ds$$

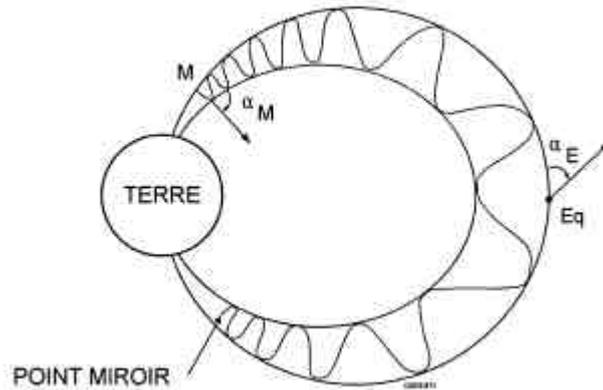
$$\Phi = \iint_{cal} \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

et portent respectivement les noms de premier, deuxième et troisième invariant adiabatique. Le premier invariant adiabatique correspond au mouvement de giration de la particule autour du vecteur champ magnétique local. L'angle d'attaque de la particule est \mathbf{a} :

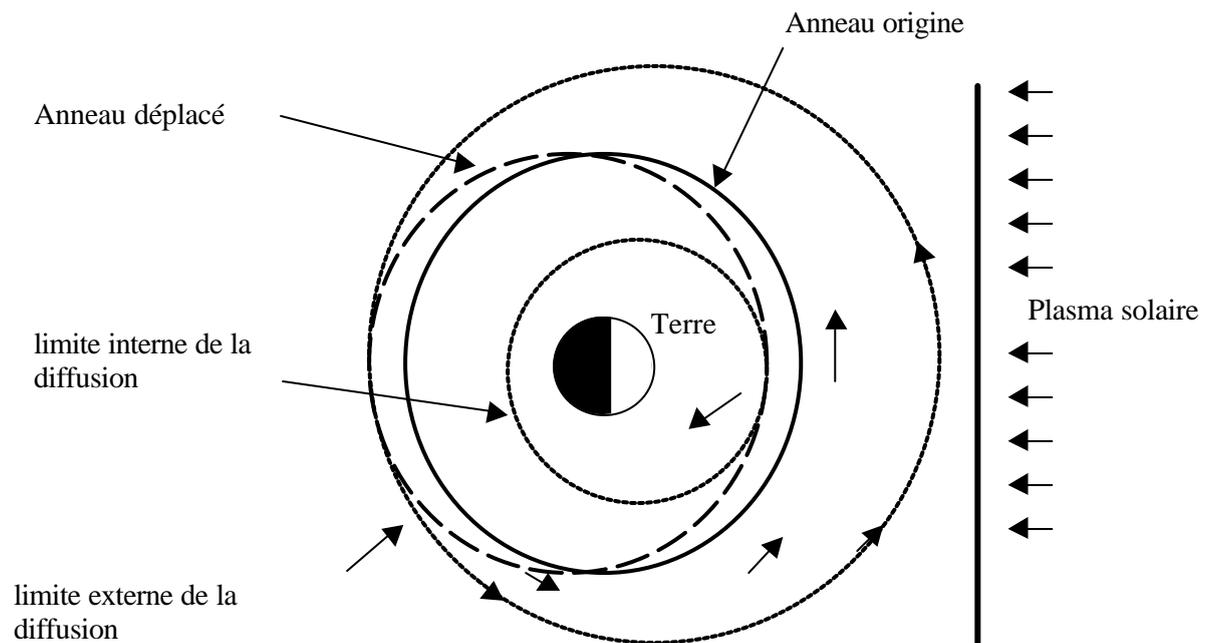


$$\mathbf{m} = p^2 \frac{\sin^2 \mathbf{a}}{B} = \frac{2m E}{B}$$

B, B_m sont respectivement les champs magnétiques au point courant et au point miroir. p, p_{\perp} sont les quantités de mouvement totale et perpendiculaire au champ magnétique, v_{\parallel} est la composante de la vitesse parallèle au champ magnétique, m, E sont la masse et l'énergie de la particule. Le point miroir correspond à un angle d'attaque de 90° . Le deuxième invariant adiabatique est l'intégrale curviligne le long de la ligne de champ magnétique de la vitesse parallèle. Il correspond au mouvement d'oscillation de la particule le long de la ligne de champ magnétique entre les deux points miroirs.



Le troisième invariant adiabatique est lié au mouvement de dérive des particules autour de la Terre. Dans ce mouvement de dérive les particules décrivent une coquille dont l'intersection avec la surface de la Terre définit une calotte polaire. Le flux de champ magnétique à travers cette calotte polaire définit le troisième invariant adiabatique. Ces invariants adiabatiques ont la propriété d'invariance lorsque la variation des paramètres (perturbation du champ magnétique de la magnétosphère par exemple) est très lente dans le temps. A chaque invariant est associé une échelle de temps (échelles de temps respectives de l'ordre de 10^{-7} s, 1s, 10^5 s pour les premier, deuxième et troisième invariants dans le cas des électrons). Un changement un peu rapide du champ magnétique cassera le troisième. Si la vitesse de changement augmente c'est alors le deuxième invariant et éventuellement le premier invariant qui sont cassés. Parker va considérer seulement les particules équatoriales ou quasi équatoriales uniformément réparties sur un anneau. Dans la phase de compression rapide, l'anneau de particules est déplacé et chaque particule de l'anneau subira un champ magnétique comprimé dépendant de la position de la particule. Dans la phase lente, adiabatique, chaque particule va dériver en conservant la même valeur de champ d'où des trajectoires différentes: c'est le processus de diffusion.



Les particules ayant des trajectoires quasi équatoriales, Parker pourra linéariser le deuxième invariant adiabatique et en déduire le changement de l'angle d'attaque. Il pourra ainsi obtenir analytiquement l'évolution de la fonction de distribution.

Parallèlement, Fälthammar (1968), Haerendel (1968), étudient le phénomène de diffusion en utilisant les invariants adiabatiques, toujours dans le plan équatorial de la Terre, et formalisent un peu plus ce processus. En 1964, Beard et Mead montrent que l'hypothèse du plan conducteur de Chapman Ferraro est trop sommaire. En fait le champ magnétique terrestre subit la pression d'un flux constant de particules. Il est confiné à l'intérieur de la surface d'équilibre entre la pression des particules et la pression magnétique:

$$p = 2nmv^2 \cos^2 \mathbf{y} = B_t^2 / 8\mu_0$$

où n est la densité des ions du vent solaire, m la masse des ions, v la vitesse, \mathbf{y} l'angle entre la normale à la surface et B_t est le champ magnétique total au voisinage de la surface à l'intérieur de la cavité. Après une série d'itérations ils obtiennent, pour un champ magnétique terrestre limité au terme dipôle et perpendiculaire au flux solaire, cette surface d'équilibre appelée magnétopause. Le plan conducteur est donc remplacé par une surface parcourue par des courants et de forme cométaire. A partir de cette surface dont les courants vont générer un champ magnétique perturbateur, Mead établit le premier modèle de champ magnétique de la magnétosphère. Ce champ est exprimé en harmoniques sphériques avec des puissances croissantes de r jusqu'à l'ordre 6. En fait beaucoup de théoriciens vont utiliser les deux premiers harmoniques:

$$V = a \left\{ \frac{a^2}{r^2} g_1^0 \cos \mathbf{q} + \frac{r}{a} \bar{g}_1^0 \cos \mathbf{q} + \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{r^2}{a^2} \bar{g}_2^1 \sin 2\mathbf{q} \cos \mathbf{j} \right\}$$

Dans cette expression le premier terme en g_1^0 est celui du dipôle géomagnétique, le deuxième terme en \bar{g}_1^0 correspond à une compression uniforme et le dernier terme en \bar{g}_2^1 décrit une compression asymétrique midi minuit, le champ étant plus comprimé côté Soleil que dans le côté opposé. a, r sont respectivement le rayon de la Terre et la distance d'un point au centre de la Terre, \mathbf{q}, \mathbf{j} sont respectivement la colatitude et la longitude du point.

Roederer (1967,1968,1970) va utiliser ce modèle pour calculer numériquement le mouvement des particules chargées. Il va définir ainsi le dédoublement des coquilles (shell-splitting) puis les zones de piégeage stable et instable. Il va étudier numériquement le processus de diffusion. Ce modèle, très simple et beaucoup plus réaliste que le modèle de Chapman Ferraro, va faire le bonheur des théoriciens. Un équivalent théorique pourra être donné à l'étude numérique majeure de Roederer. Le champ magnétique pourra être décrit de façon approchée en utilisant une méthode implicite, les potentiels d'Euler (Stern, 1968), ou une méthode explicite (Kosik, 1971). En utilisant les potentiels d'Euler \mathbf{a} et \mathbf{b} le champ sera défini par :

$$\mathbf{B} = \nabla \mathbf{a} \wedge \nabla \mathbf{b}$$

et les lignes de champ par les équations:

$$\frac{\mathbf{a}}{ag_1^0} = \left\{ (a/r) - \frac{1}{2} g_1^0 (r/a)^2 \right\} \sin^2 \mathbf{q} + 2\sqrt{3} g_2^1 \left(\frac{r}{a} \right)^3 \left\{ \left(\frac{\sin \mathbf{q}}{7} \right) - \left(\frac{\sin^3 \mathbf{q}}{3} \right) \right\} \cos \mathbf{j}$$

$$\frac{\mathbf{b}}{a} = \mathbf{j} - \frac{\sqrt{3}}{7} g_2^1 \left(\frac{r}{a} \right)^3 \frac{\sin \mathbf{j}}{\sin \mathbf{q}}$$

Le calcul explicite (Kosik 1971) consiste à écrire que le champ non dipolaire est une perturbation du champ dipolaire:

$$B = B_d + B_p$$

En utilisant une méthode de perturbation (Parker 1960, Laval, 1969) il va être possible d'obtenir les équations des lignes de champ (Kosik, 1971):

$$r = L \sin^2 \mathbf{q} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \frac{\bar{g}_1^0}{g_1^0} L^3 \sin^6 \mathbf{q} + \frac{3}{4} \left(\frac{\bar{g}_1^0}{g_1^0} \right)^2 L^6 \sin^{12} \mathbf{q} + 2\sqrt{3} \frac{\bar{g}_2^1}{g_1^0} L^4 \left(\frac{\sin^7 \mathbf{q}}{7} - \frac{\sin^9 \mathbf{q}}{3} \right) \cos \mathbf{j}_0 \right\}$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_0 + \frac{\sqrt{3}}{7} \frac{g_2^1}{g_1^0} L^4 \sin^7 \mathbf{q} \sin \mathbf{j}_0$$

Ce modèle simplifié de Mead a aussi un énorme avantage: les coefficients \bar{g}_1^0 , \bar{g}_2^1 dépendent de la distance subsolaire, r_b , du point de la magnétopause (frontière de la magnétosphère) intersection avec la ligne Terre-Soleil. L est l'apex de la ligne dipolaire associée exprimée en rayons terrestres. Il va donc être possible d'étudier non seulement le mouvement des particules chargées dans la magnétosphère calme, mais aussi d'étudier l'influence des compressions soudaines de la magnétosphère et ceci pour des particules chargées non équatoriales en utilisant la conservation des invariants adiabatiques. En période géomagnétique calme, les particules dérivent vers le côté nuit (opposé au Soleil) en se rapprochant de la Terre afin de conserver les invariants adiabatiques. Stern (1968) obtient ainsi l'expression des coquilles dérive en utilisant les potentiels d'Euler:

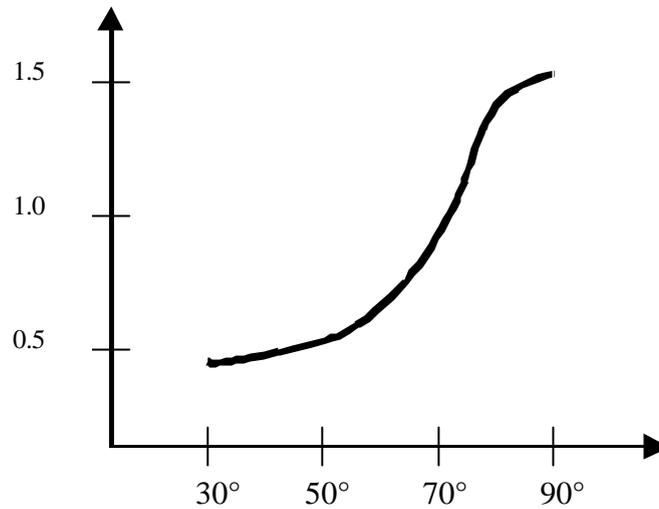
$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_0 + \frac{1}{a} \left\{ \bar{g}_1^0 \left(\frac{ag_1^0}{\mathbf{a}_0} \right)^2 \left[\bar{\mathbf{a}}_1^0(\mathbf{q}_m) - \frac{1}{2} \right] + \bar{g}_2^1 \left(\frac{ag_1^0}{\mathbf{a}_0} \right)^3 \bar{\mathbf{a}}_2^1(\mathbf{q}_m) \cos \mathbf{j} \right\}$$

\mathbf{a}_0 , $\bar{\mathbf{a}}_1^0$, $\bar{\mathbf{a}}_2^1$ sont les potentiels d'Euler associés respectivement au champ dipole et aux perturbations. a est le rayon de la Terre.

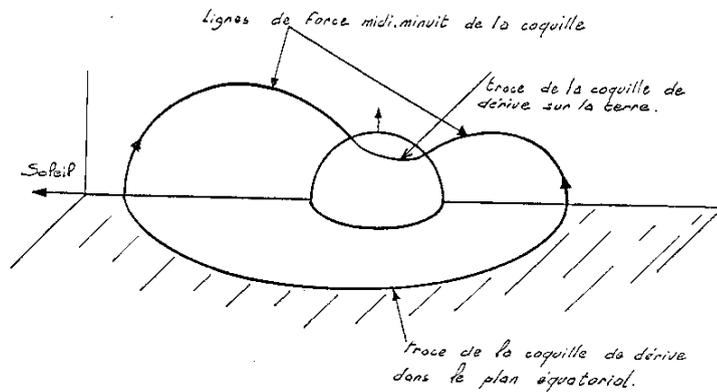
Kosik (1971), donne l'expression explicite:

$$L = L_0 \left[1 + \frac{\bar{g}_2^1}{g_1^0} L_0^4 p(\mathbf{q}_m) (\cos \mathbf{j} - \cos \mathbf{j}_0) \right]$$

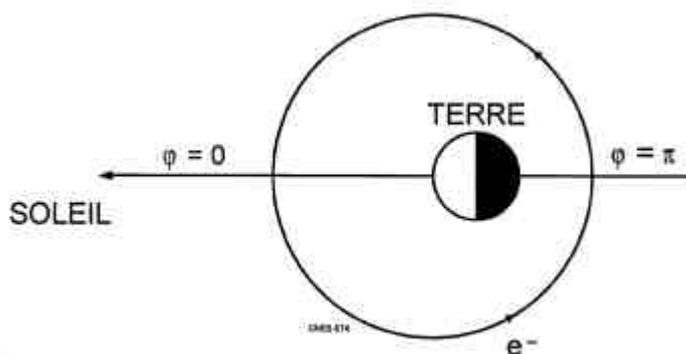
dans ces deux équations apparaît la colatitude q_m du point miroir. La figure suivante donne la fonction $p(q_m)$ qui montre que l'asymétrie des coquilles de dérive est maximum pour les particules équatoriales.



La figure suivante donne un aperçu d'une coquille de dérive. Seul un quart de cette coquille est représenté en raison de la symétrie par rapport au plan équatorial et au plan midi-minuit.



La trace de la coquille dans le plan équatorial est représentée sur la figure suivante:



Roederer (1970) a ainsi défini une région de piégeage stable et une région de piégeage temporaire. Dans la région de piégeage stable les particules dérivent sans rencontrer la magnétopause. Par contre, dans la région de piégeage temporaire, les particules rencontrent la magnétopause après une dérive plus ou moins longue.

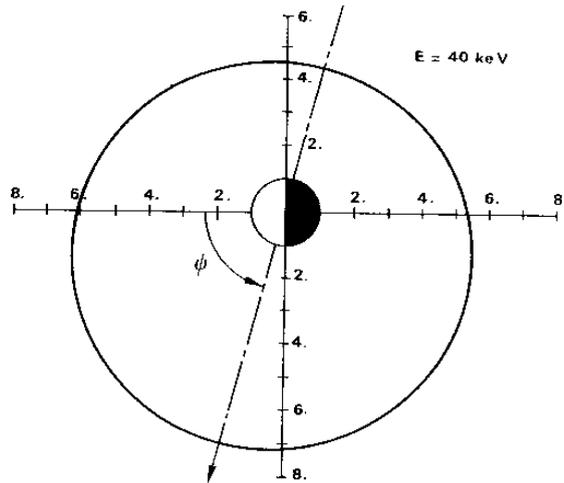
Les coefficients du champ magnétique de Mead dépendent de la distance subsolaire et permettent à Brewer et al. (1969) d'étudier l'effet de la compression sur les flux de particules observés aux altitudes synchrones. Ils démontrent ainsi, pour des particules équatoriales, que les flux observés subissent des oscillations appelées "drift echoes". Chanteur et al.(1977) étudieront également ce phénomène en utilisant les mesures de particules énergétiques à bord d'ATS-5. A la fin des années 70 les Etats Unis ont déjà lancé un grand nombre d'expériences spatiales (série Explorer) qui alimentent les théoriciens en thèmes à explorer. Au cours de cette même période, le Cnes va lancer sa première grande expérience spatiale avec le satellite FR1 qui étudiera la propagation des ondes TBF émises par les émetteurs au sol. Le Cnet réalise aussi l'expérience Omega1, en conjugaison géomagnétique avec la station géophysique russe Sogra,.

Les années 1970 - 1980:

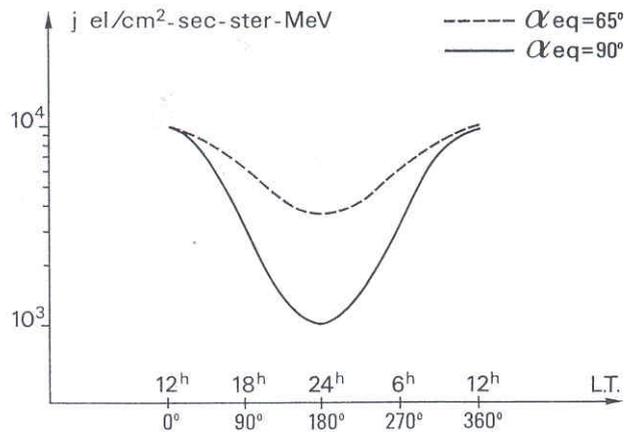
Durant cette même période de nouveaux progrès sont réalisés dans l'étude mathématique du mouvement des particules chargées. Le mouvement des particules chargées est étudié (Stern,1973), (Schulz, 1970), (Kosik, 1971, 1979) avec le modèle de Mead auquel on a rajouté les champs électriques de convection et de corotation: ces champs électriques sont créés par l'écoulement du plasma circumterrestre et l'entraînement des lignes de champ magnétique vers l'arrière de la magnétosphère par le vent solaire. En première approximation les potentiels électriques de convection et de corotation ont pour expression:

$$V_1 = A L \sin j \quad , \quad V_2 = B/L$$

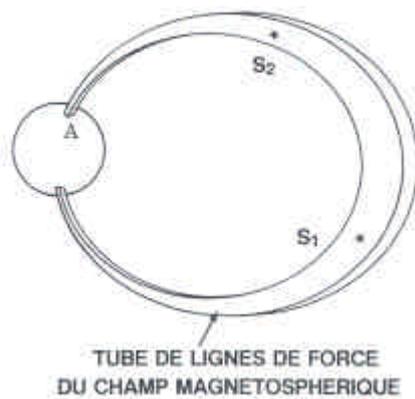
Le potentiel de corotation ($B = 92\text{kVolts/rayon terrestre}$) ne présente pas d'asymétrie alors que le potentiel de convection ($A = 2\text{kVolts/rayon terrestre}$) présente une asymétrie aube - crépuscule le long d'un plan méridien orthogonal au plan midi minuit qui lui contient le Soleil. Les particules chargées seront attirées par le champ électrique suivant le plan aube-crépuscule alors qu'elles seront également soumises à l'asymétrie du champ magnétique. La figure suivante montre la distorsion de la coquille de dérive des électrons due à la combinaison des trois champs.



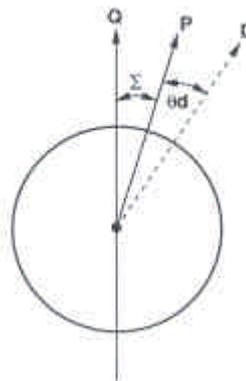
On pourra également décrire la variation locale ou diurne des flux de particules due au déplacement ou au spin du satellite mais aussi les effets des champs électriques qui déplacent le minimum de flux.



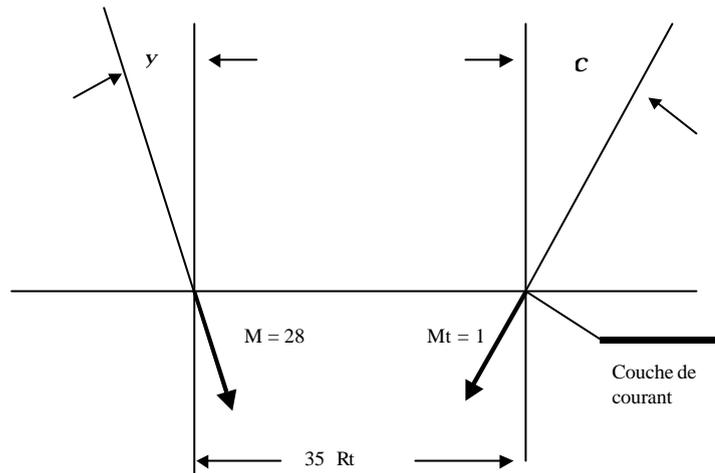
Dans cette décennie le CNES participera aux projets Araks, Geos et Sambo. Le projet Araks comprend deux tirs de fusée, Araks 1 vers le Nord et Araks 2 vers l'Est. Ce projet mené en coopération avec l'Union Soviétique consiste à injecter des électrons sur des lignes de force depuis Kerguelen et à détecter les échos avec un radar dans l'autre hémisphère et à détecter les électrons de retour par la fusée. La figure suivante schématise le phénomène de conjugaison : deux points sont dits conjugués s'ils se trouvent dans le même tube de force. Ici la station sol A est conjuguée avec les satellites S1 et S2



La préparation de ces deux missions implique la détermination des conjugués magnétiques hémisphère Nord hémisphère Sud et aussi la recherche de la conjugaison hémisphère Nord - hémisphère Sud - satellite. Dans cette phase nous sommes forts dépourvus. Le modèle de Mead qui permet des avancées remarquables dans la modélisation du mouvement des particules chargées est inutilisable car il ne rend pas compte des effets diurnes et saisonniers: l'axe de rotation de la Terre fait un angle Σ de $23^{\circ}27'$ avec l'axe de l'écliptique et le dipôle géomagnétique fait lui-même un angle q_d de 11° environ avec l'axe de rotation de la Terre.

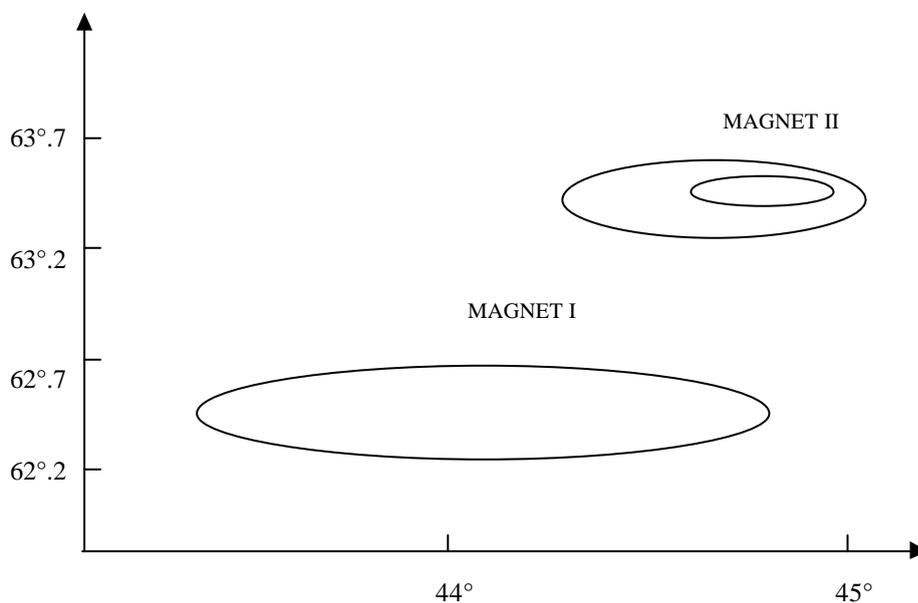


Ceci entraîne une variation diurne de $\pm 11^{\circ}$ et une variation annuelle de $\pm 23^{\circ}$. L'angle de ligne Terre Soleil peut varier entre $+35^{\circ}$ (solstice d'été) et -35° (solstice d'hiver). L'analyse de mission est faite avec le modèle très approximatif à deux dipôles de Roederer et Sauer sans couche de courant (Magnet I) ou avec couche de courant (Magnet II):



Ce modèle sera utilisé pour l'analyse de mission des projets Araks1, Araks2 et Geos1.

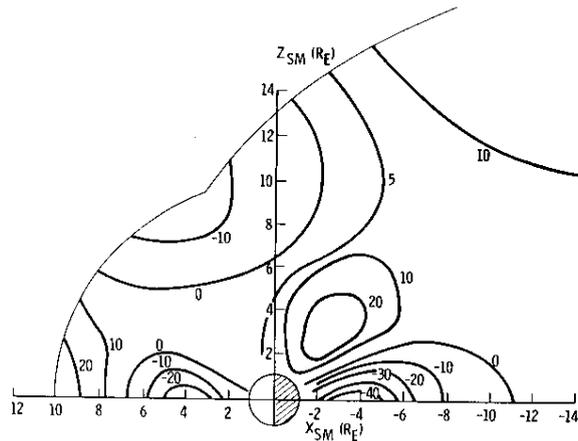
La figure suivante donne une idée de l'incertitude des prédictions de conjugaison pour le projet Araks en utilisant les modèles Magnet I et Magnet II : la présence ou non de la couche de courant déplace le point de conjugaison de 0.5° en latitude et de 1° en longitude. Ce déplacement est relativement important compte tenu de la latitude relativement basse de l'expérience. On notera aussi le déplacement diurne du point conjugué suivant une ellipse qui correspond à une rotation du dipôle terrestre autour du pôle géographique en 24 heures.



Lors du lancement de Geos 1 coup de théâtre: la fusée Thor Delta fabriquée par Mc Donnell Douglas rate partiellement le tir et Geos 1 est placée sur une orbite elliptique au lieu de l'orbite géostationnaire visée. W.P.Olson, scientifique de la Compagnie Mc Donnell Douglas,

vient de réaliser le premier modèle de magnétosphère tenant compte des effets diurnes et saisonniers. Il obtient l'autorisation de nous donner son modèle à titre de dédommagement, modèle qui ne sera jamais publié ni distribué par la suite car appartenant à cette compagnie privée. Ce modèle est assez remarquable pour l'époque: il prend en compte non seulement les effets diurnes et saisonniers mais décrit également assez bien la dépression du champ magnétique observée près de la Terre. Cette dépression, due à l'effet diamagnétique des particules chargées, forme un courant annulaire (ring current en anglais). La figure suivante donne les courbes de niveau, écarts positifs ou négatifs entre le champ total et le champ de la Terre.

ΔB CONTOURS OLSON-PFITZER 1974



On peut comparer cette figure avec les résultats expérimentaux obtenus par Sugiura et Poros avec le satellite OGO présentés dans la figure ci-dessous:

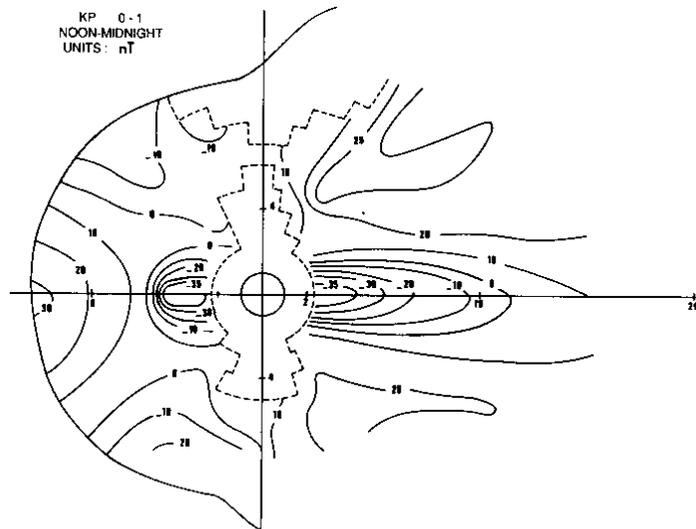
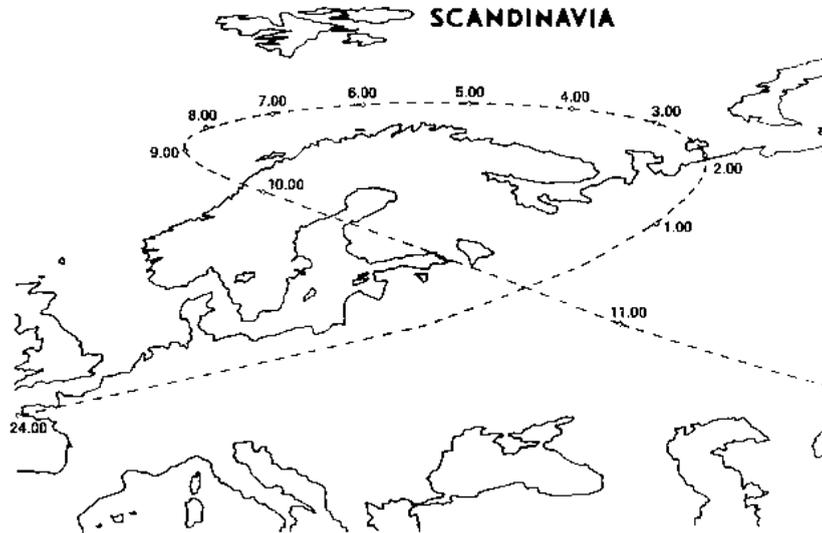


Fig. 3

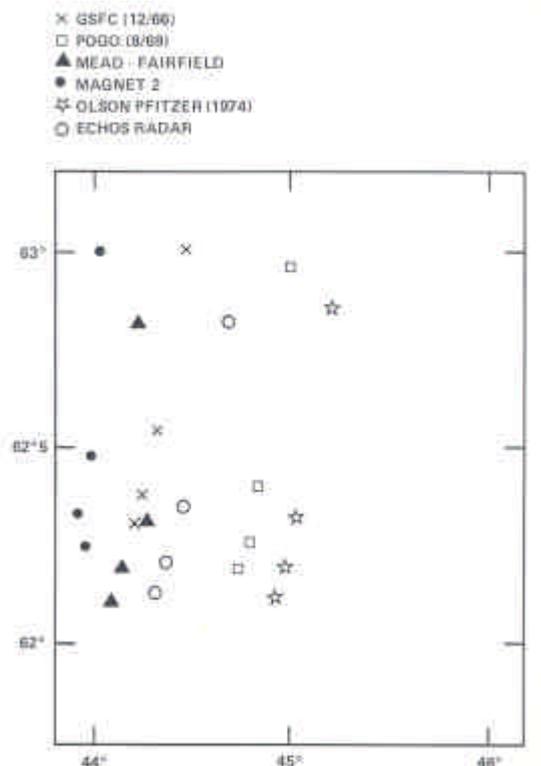
Sur ces deux figures on remarque très nettement la zone de contours négatifs correspondant au courant annulaire et la zone de compression avec des contours positifs. Ce modèle d'Olson Pfitzer qui décrivait correctement le champ magnétique de la magnétosphère ne sera surpassé que 20 ans plus tard. Nous l'utiliserons pour calculer les conjugaisons magnétiques satellite-hémisphère Sud- hémisphère Nord pour les satellites Geos 1 et Geos 2. La figure suivante montre l'excursion du point conjugué de Geos 1 pour une campagne d'expériences conjuguées en Scandinavie. Parrot et al.(1985) utiliseront ces conjugaisons pour établir une corrélation

entre les émissions VLF observées à bord de Geos 1 et Geos 2 et les tremblements de Terre. Cornilleau-Wehrin et al.(1978) et Gendrin et al. (1978) feront aussi des corrélations satellite dans le domaine des ondes ULF.

EXCURSION DU POINT CONJUGUE DE GEOS 1



La figure suivante donne le calcul des conjugaisons magnétiques après le tir d'Araks1. Les électrons injectés lors d'un tir de fusée près de Kerguelen s'enroulent le long des lignes de force et précipitent dans l'hémisphère Nord dans la région de Sogra pour donner des échos radar. La figure suivante montre le désaccord entre modèles et résultats expérimentaux.



Les années 1980 - 2000:

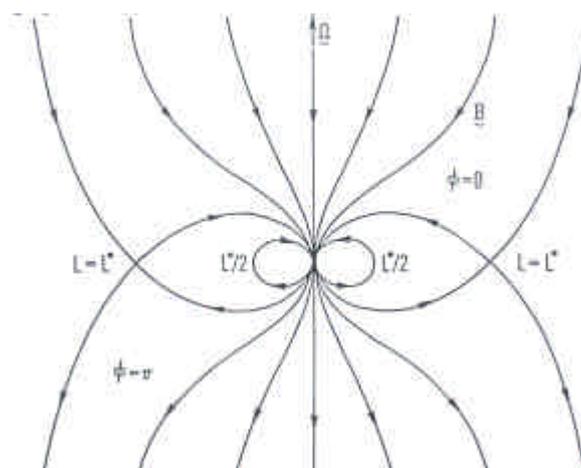
L'apparition du modèle de Mead - Fairfield (1975) et quelques années plus tard du modèle d'Olson - Pfitzer (1977) a sonné le glas des calculs théoriques utilisant les modèles conventionnels. Ceux-ci sont devenus trop compliqués (150 termes pour le modèle d'Olson Pfitzer, 75 termes pour le modèle Mead Fairfield). Il ne sera plus possible de faire de nouvelles études théoriques avec de tels modèles. Apparaissent alors ce que nous appellerons les modèles de Vasylunas.

5.1 Les modèles de Vasylunas:

A l'école d'été de Santa Barbara en 1969, Vasylunas écrivait les phrases suivantes:

" The phrase 'magnetospheric model' can have several meanings. Here I am using the term 'model' in the sense described by Parker : we construct idealized and simplified models for the purpose of demonstrating how the basic laws of physics lead to a certain observed effect. A model in this sense is a solution of the equations that describe the system under consideration. Obtaining an exact solution of the equations governing a system as complex as the magnetosphere is clearly impossible, and to construct a theoretical model the equations must be simplified (often drastically) to the point of tractability".

Les modèles de Vasylunas vont apparaître. Schulz (1976), qui ne prend pas le virage de la création de nouveaux modèles, va être le pourvoyeur principal d'études utilisant les modèles simplifiés. Son modèle favori, qu'il appelle aussi magnétosphère de Dungey, comprend le dipole géomagnétique terrestre et un champ externe uniforme dirigé vers le Sud. Ce modèle est décrit dans la figure suivante. Dans ce modèle on note que près de la Terre les lignes de forces sont fermées: on se trouve à l'intérieur de la magnétosphère. Une ligne particulière ou séparatrice, qui présente un point neutre, représente la magnétopause. Les lignes de champ qui émergent près des pôles sont reliées au champ magnétique interplanétaire. Ce modèle est une version simplifiée du modèle de reconnection imaginé 25 ans avant par Dungey(1961). Avec ce modèle, Schulz va pouvoir faire une série d'études sur la diffusion des particules chargées (1995, 1996, 1997).



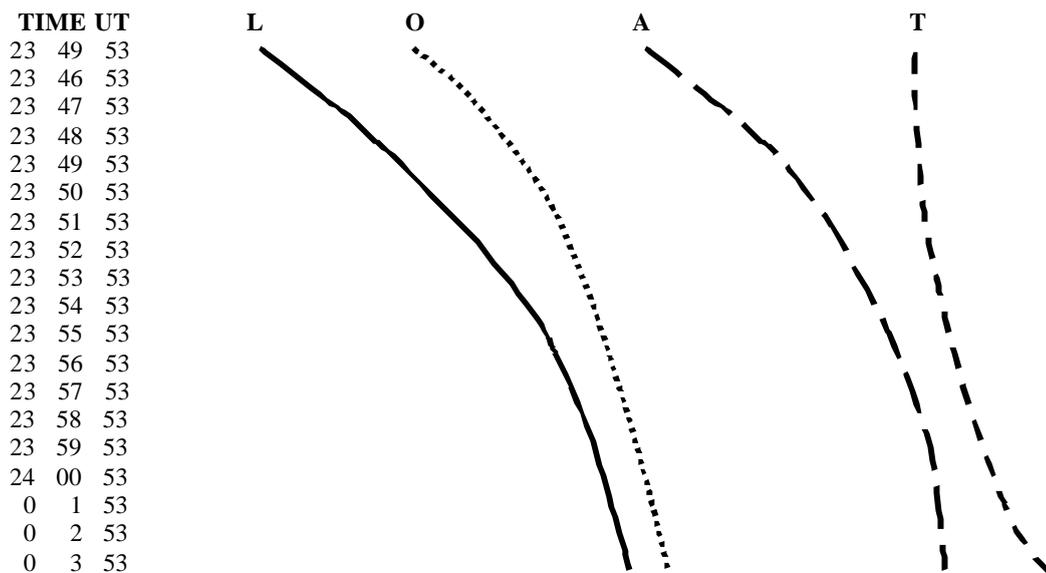
Il est également possible d'expliquer mathématiquement l'excursion diurne ou annuelle du point conjugué en simplifiant à l'extrême les coefficients de certains modèles (Kosik, 1976)..

5.2 Les projets et modèles de ces deux décennies:

Ce qui constitue un handicap pour les théoriciens va être une aubaine pour les projets. Nous utiliserons pour les projets Arcade3, Viking et Interball des modèles de plus en plus sophistiqués. Tout d'abord Olson - Pfitzer pour Arcade3 lancé en 1981 et Viking en 1986. Le graphe suivant montre les possibilités de programmation grâce au modèle d'Olson Pfitzer pour le satellite Arcade 3. Les russes envoyaient chaque semaine les paramètres d'orbite estimés pour le mois suivant. A partir de ces paramètres il était possible de calculer les positions estimées du satellite pour les quatre semaines à venir. Le même graphe parvenait dans chaque laboratoire. Les scientifiques pouvaient donc programmer les modes de fonctionnement de leur expérience en fonction des régions de la magnétosphère traversées par le satellite (Bosqued,1982). Pour Arcade3 ces régions étaient identifiées par le temps géomagnétique local, la latitude géomagnétique et la latitude invariante. Dans le graphe ci-dessous quatre courbes sont tracées en fonction du temps universel **UT** : **L** pour la latitude géomagnétique, **O** pour la latitude invariante, **A** pour l'altitude et **T** pour le temps géomagnétique local. Les choix faits, une table d'ordres de télémesure était téléchargée à bord du calculateur de bord du satellite chaque semaine pour la durée de la semaine ou plusieurs semaines suivant les besoins (Charles et al., 1982, Hameury et al.,1982). Prés de 100 orbites furent ainsi programmées chaque semaine pendant la durée du projet pendant quatre ou cinq ans, soit quelques dizaines de milliers d'orbite au total.

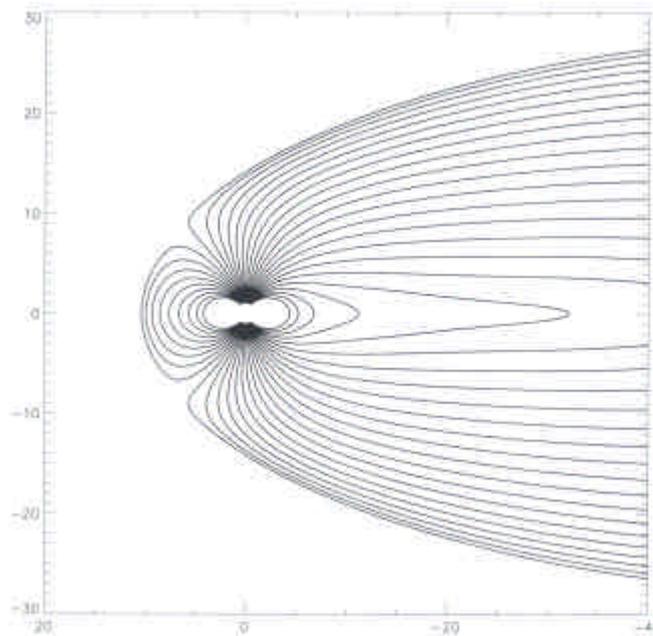
ORBIT NUMBER 4978 DATE OF NODE 3 OCT 82 EAST LONGITUDE OF NODE 300.63

ALTITUDE	300	600	900	1200	1500	1800	2100		
TGEOM	0	3	6	9	12	15	18	21	24
LAT GEOM	0	30	60	90					
LAT INV									



En 1982, apparait le premier modèle de Tsyganenko (1982) tenant compte des effets diurnes et saisonniers et basé sur un ensemble de données de champ magnétique recueilli par les satellites IMP et Heos. Ce modèle tient compte également de l'activité géomagnétique et compense partiellement les deux défauts du modèle quantitatif de Mead et Fairfield: l'absence de courant annulaire et la fuite catastrophique des lignes de champ. Un embryon de courant annulaire est représenté et la fuite des lignes de champ magnétique reste limitée aux conditions extrêmes des solstices. Dans ces conditions extrêmes certaines lignes de champ s'échappent vers l'avant de la magnétosphère et vers l'arrière. le modèle Tsyganenko 89 sera utilisé pour le projet Interball. Ce dernier modèle décrit cependant assez mal les régions au voisinage de la Terre. Il sera remplacé par les modèles Tsyganenko 96 et Kosik 98. Ces derniers modèles bénéficient grandement du travail de défrichage de Stern (1976,1993) qui montre que l'on peut utiliser les champs poloïdaux et toroïdaux ou bien des coordonnées déformées pour modéliser.

Le modèle Tsyganenko est le plus complexe des modèles à ce jour. Il prend en compte le "climat interplanétaire" en introduisant la pression du vent solaire; Il prend en compte également l'influence des courants qui circulent en certaines régions le long des lignes de champ. La couche neutre est modélisée en forme de tuile représentant plus fidèlement les observations. Toutes ces contributions qui perturbent le champ dipolaire doivent quand même aboutir à un ensemble de lignes de champ magnétique confiné à l'intérieur de la magnétosphère d'où la nécessité d'avoir des champs supplémentaires pour obtenir ce confinement. La figure ci-dessous montre la topologie des lignes de champ pour un jeu de coefficients. On notera l'aspect cométaire de la magnétosphère:



Ce modèle très complexe est également très lourd en temps d'utilisation. Nous avons élaboré en 1998 un modèle moins sophistiqué basé sur les champs vectoriels. Le champ peut-être décrit de façon très générale comme somme de fonctions poloïdales et toroïdales P, T , :

$$B = \nabla \times T + \nabla \times \nabla \times P$$

Nous avons montré (Kosik 1998) que seuls les champs poloïdaux étaient utilisables. On peut ainsi décrire non seulement la région du courant annulaire, mais aussi le champ lointain et le champ magnétique de la queue géomagnétique. Le champ de la queue peut être exprimé sous

forme de fonctions de Bessel. On tient compte de la symétrie du champ par rapport à la couche neutre et on obtient des expressions très simples:

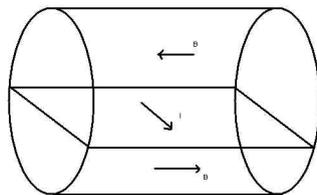
$$B_{cr} = \frac{k}{2} (J_0 - J_2) b \sin f e^{-kz}$$

(12a)

$$B_{cf} = -\frac{k}{2} (J_0 + J_2) b \cos f e^{-kz}$$

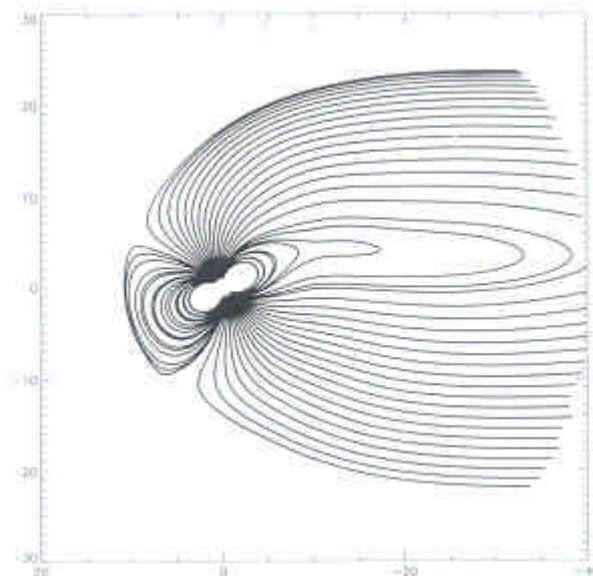
(12b)

$$B_{cz} = J_1 b \sin f e^{-kz} \tag{12c}$$



On obtient finalement un modèle relativement simple compte tenu des contraintes (lignes de champ confinées) et de la topologie à décrire. Le temps calcul est divisé par trois comparativement au modèle précédent.

La figure ci-dessous montre les lignes de champ magnétique obtenues avec le modèle Kosik 98



On voit que dans ce modèle les régions au voisinage de la Terre sont bien décrites et montrent clairement l'influence du courant annulaire. Cette dépression est particulièrement intense en forte activité géomagnétique. Le temps calcul est divisé par trois. Ce modèle est maintenant

distribué avec la bibliothèque Maglib distribuée par le centre de données de physique des plasmas.

En utilisant les sous-programmes constituant la Maglib il a été possible de concevoir un outil interactif de tracer et de programmation des satellites Auroral et Tail d'Interball, l'OCGM. A l'aide de cet outil interactif il était possible de choisir la période de travail, le type de satellite, le type de paramètres à tracer. La figure suivante donne un aperçu des possibilités de cet outil: fenêtres de choix de travail, de type de satellite, de choix d'intervalle de temps étudié, de résultats numériques et tracés.

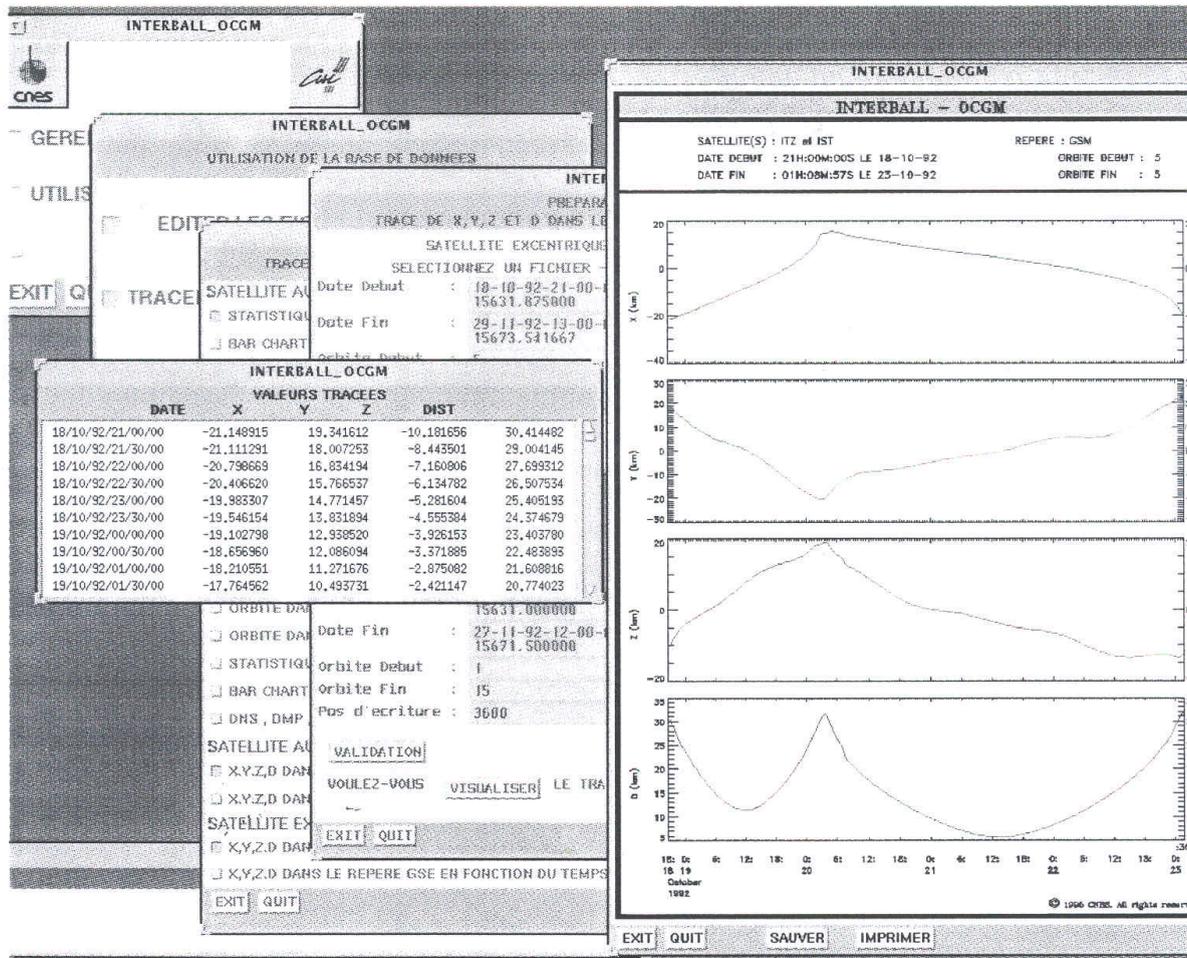
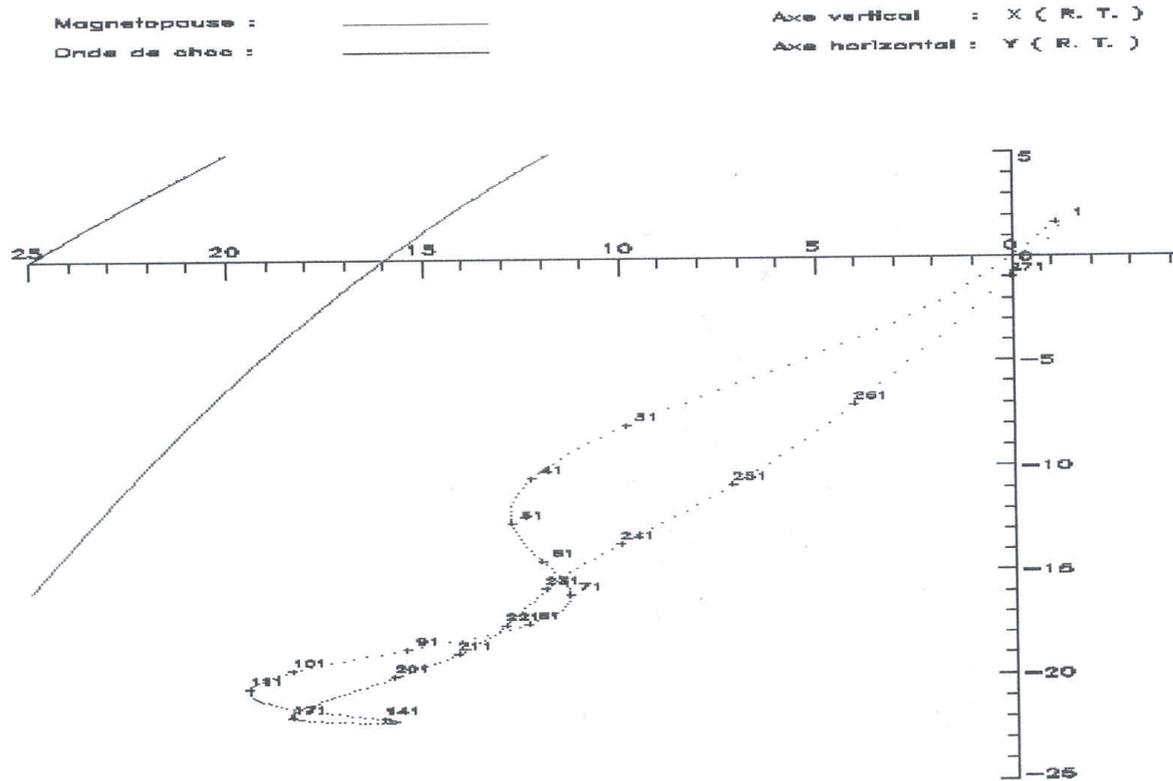


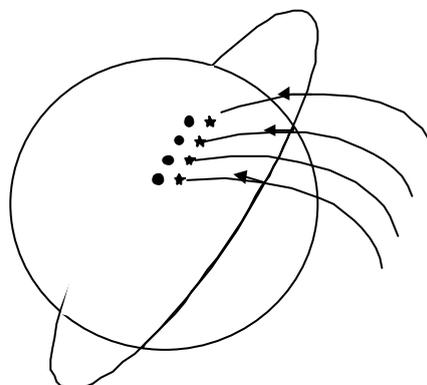
Illustration montrant les tracés et résultats numériques obtenus à l'écran de l'ordinateur

La figure suivante montre un tracé effectué pour le satellite Tail d'Interball dans le plan X-Y perpendiculaire à l'axe du dipôle. La période du satellite étant de plus de 4 jours, le dipôle du champ magnétique terrestre a effectué plusieurs révolutions autour de la normale au plan d'orbite et l'on notera l'oscillation de la projection de l'orbite dans ce plan. Tous les dix points un chiffre à multiplier par 20 donne le temps écoulé le long de l'orbite. On constatera le temps relativement long passé près de l'apogée. Ceci est dû à l'orbite très excentrique du satellite Tail d'Interball dont l'apogée est à quelque 200000 km.



Le futur:

Alors que Cluster2 vient d'être lancé et apporte des résultats prometteurs à la communauté scientifique il est bon de s'interroger sur l'avenir des modèles quantitatifs et de leurs applications futures. Les modèles quantitatifs vont continuer à progresser mais avec un risque de blocage en raison de la complexité déjà atteinte. La modélisation du champ magnétique créé par les courants le long des lignes de champ en est une première illustration. Il reste cependant des efforts à faire dans la simplification de la modélisation. L'incorporation d'une plus grande masse de données améliorera aussi la représentativité des modèles. Ces données recouvrant un grand intervalle de temps et d'une grande plage d'activités géomagnétiques, le modèle quantitatif ne donnera qu'une image globale moyenne. Il faudrait pouvoir collecter une grande masse de données de façon quasi instantanée. Pour cela deux voies sont possibles : on pourrait concevoir un super ARAKS constitué d'un satellite en orbite basse et inclinée embarquant un canon à électrons:



Ce canon émet des bouffées d'électrons qui parcourent la ligne de champ magnétique associée au satellite en une fraction de seconde et précipitent dans l'atmosphère. Les échos (les étoiles dans la figure ci-dessus) sont alors détectés au sol par des radars. On peut mesurer le temps mis par les particules pour atteindre l'autre hémisphère qui sera plus ou moins long suivant la longueur de la ligne de champ magnétique. On pourra également évaluer l'écart au sol entre les points conjugués calculés avec le champ magnétique d'origine terrestre (les cercles pleins sur la figure) et les points conjugués réels correspondant au champ magnétique réel subi par les particules. Ce champ réel sera la somme du champ magnétique d'origine terrestre et de la perturbation magnétosphérique. Au cours d'une orbite soit en moins de deux heures la topologie de la magnétosphère sera explorée pour des longitudes et latitudes très différentes et au bout de quelques heures une image assez complète de la magnétosphère sera obtenue. A plus long terme on peut concevoir le projet beaucoup plus coûteux que sera l'utilisation des constellations de nano satellites répartis dans tout l'espace circumterrestre. Le champ magnétique sera alors mesuré à chaque instant en 64 ou 128 points ce qui permettrait d'obtenir en une heure un minimum de 300000 points de mesure soit dix fois les bases accumulées sur plusieurs années et utilisées pour les modèles cités en référence. Alors aurons-nous une image globale instantanée de la magnétosphère.

La prochaine grande application future sera la météorologie de l'espace circumterrestre ou "space weather" où deux ou trois satellites (dont l'un placé au point de Lagrange) permettront de prédire les accidents géomagnétiques liés aux éruptions solaires et à leurs émissions de matière coronale. Avec quelques heures d'avance les satellites de télécommunication et d'observation se mettront en veille pour éviter l'arrêt intempestif des programmes embarqués à bord.

Conclusions :

Dans cette courte synthèse, forcément incomplète et parcellaire nous avons essayé de montrer les difficultés rencontrées dans l'analyse de mission mais aussi les progrès réalisés en trois décennies, l'analyse de mission ayant toujours un modèle de retard. Nous n'avons pas couvert certains aspects tels que l'observation optique ou radar des aurores. Nous avons essayé d'esquisser quelques possibles investigations futures. Les outils développés à ce jour et qui sont l'héritage de ces trois décennies de calcul ont été sauvegardés dans la bibliothèque Maglib au centre de données de physique des plasmas par C.Huc et Ch.Harvey. Les projets futurs nécessiteront de nouveaux outils et produiront de nouveaux modèles. La relation intime que la Terre entretient avec le Soleil continuera d'être l'objet de soins attentifs donc d'une surveillance accrue et continue. L'exploration de la magnétosphère n'est pas terminée que va commencer bientôt l'ère de la surveillance des relations Soleil-Terre.

Remerciements :

Au terme de 35 ans de recherche et d'ingénierie nous tenons à remercier tous ceux qui nous ont aidé : D.Kastler et l'équipe de professeurs du 3^{ème} cycle de Physique Théorique à Marseille pour la formation à la recherche, G.Laval et R.Pellat pour notre initiation à la Physique des Plasmas, les animateurs successifs du groupe de travail sur les modèles de magnétosphère, J.Roederer, W.P.Olson, D.Stern, H.Voigt et N.Tsyganenko. Nous remercierons particulièrement M.Schulz et R.Gendrin avec qui nous avons échangé beaucoup d'idées dans le domaine des particules et des modèles et qui nous ont apporté leur soutien pendant près de trente ans. Un grand merci aussi au CNES, à l'IKI, aux équipes françaises, russes, et de l'Europe pour cette explosion de projets magnétosphériques pendant quatre décennies. Merci aussi à C.Huc et Ch.Harvey qui ont accueilli la Maglib au sein du Centre de Données et nous ont assuré un support pendant ces dernières années. Merci enfin à

E.Kolesnikova-Sevran et J.M.Bosqued pour leurs commentaires judicieux et à S. Geffroy et M.Arduini pour leur aide à l'édition de cette Note.

REFERENCES

- Bosqued J.M., A. Dalmas, V.A. Gladyshev, J.Cl. Kosik, I.N. Lyssenko, F.K. Shuiskaya:** Elaboration of daily programs and operational control of the ARCAD-3 scientific payload aboard the Aureol-3 satellite, *Ann.Geophys.*,38, 5, p 689-695, 1982
- Brewer H.R. Schulz M . et Eviatar A. :** Origin of drift-periodic echoes in outer-zone electron flux, *J.Geophys.Res.*, 74, p159-167, 1969
- Chanteur G., R. Gendrin, S. Perraut :** Experimental study of high-energy electron drift echoes observed on board ATS 5 , *J.Geophys.Res.*, 82, p 5231-5242, 1977
- Charles G., J. Dupic, M. Ferreol, D. Fournier, J.C. Kosik, V.D. Maslov, D. Monchy, V.M. Pokras and A.S. Viltchinskaia :** French-Soviet data processing system for ARCAD-3 expeyiment, *Ann.Geophys.*, 38, p 713-723, 1982
- Cornilleau-Wehrlin N., R.Gendrin, M.Tixier :** Conjugate ground - satellite relationships, *Space Sci.Rev.*, 22, p 419-432, 1978
- Dungey J.W. :** Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys.rev.Lett.*,6,pp 47-48, 1961
- Fälthammar C-G :** Radial diffusion by violation of the third adiabatic invariant, p 157-169, 1968
- Gendrin R., S. Perraut, H. Fargetton, F. Glangeaud, J.P. Lacoume,** ULF waves – Conjugated ground – satellite relationships, *Space Sci.Rev.*, 22, p 433-446, 1978
- Haerendel G.** Diffusion theory of trapped particles and the observed proton Distribution, p 171-191, 1968
- Kosik J.Cl :** Mouvement des particules chargées dans un modèle analytique approché de la magnétosphère de Mead, *Ann.Géophys.*, 27, p 11-26, 1971
- Kosik J.Cl :** An analytical approach to the Choe-Beard magnetosphere, *Planet.Space.Sci.*, 25, p 457-463, 1977
- Kosik J.Cl. :** A quantitative model of the magnetosphere with poloidal vector fields *Ann.Geophysicae* , 16, p 1557-1566, 1998

- Laval G., R. Pellat et J.P. Philipon:** Calcul des coordonnées B,L par perturbation, Ann.Géophys., 25, p 731-738, 1969
- Mead G.D., D.B. Beard :** Shape of the geomagnetic field solar wind boundary, J.Geophys.Res., 69, p 1169-1179, 1964
- Mead G. :** Deformation of the geomagnetic field by the solar wind, J.Geophys.Res., 69, p 1181-1195, 1964
- Northrop T., E. Teller:** Stability of the adiabatic motion of charged particles in the Earth's field , Phys.rev., 117, 1, p 215-225, 1960
- Olson W.P., K.A. Pfitzer:** A quantitative model of the magnetospheric magnetic field , J.Geophys.Res., 79, 3739-3748, 1974
- Parker E.N. :** Geomagnetic fluctuations and the form of the outer zone of the Van Allen radiation belt, J.Geophys.Res., 65, p 3117-3130, 1960
- Parrot M., F.Lefevre :** Correlation between GEOS VLF emissions and earthquakes Annales Geophysicae, 3,6, p 737-748, 1985
- Roederer J.G. :** On the adiabatic motion of energetic particles in a model magnetosphere, J.Geophys.Res., 72, p 981- , 1967
- Roederer J.G. :** Shell splitting and radial diffusion of geomagnetically trapped particles, dans Earth's Particles and Fields, Ed. B.McCormac, p 193-207, Reinhold Book Corp., 1968
- Roederer J.G.:** Dynamics of geomagnetically trapped radiation. Springer (1970), Heidelberg
- Rossi B., S. Olbert:** Introduction to the physics of space , Mc Graw Hill Book Company, 1970
- Schulz M. :** The Magnetosphere, Geomagnetism Vol 4 ,p 88-293, 1991
- Schulz M. :** Eigenfrequencies of geomagnetic field lines and implications for plasma density modeling, J.Geophys.Res., 101, p 17385-17398, 1996
- Schulz M. :** Particle drift and loss rates under strong pitch angle diffusion in Dungey's model magnetosphere, J.Geophys.Res., 103, p 61-68, 1998
- Schulz M., M.W. Chen:** Bounce averaged hamiltonian for charged particles in axisymmetric but non-dipolar model magnetosphere, J.Geophys.Res.,100, p 5627-5636, 1995
- Stern D.P. :** Euler potentials and geomagnetic drift shells, J.Geophys.Res., 73, p 4373-4378, 1968

Stern D.P. : A simple model of Birkeland currents, J.Geophys.,Res., 98, p 5691-5706, 1993

Stern D.P. : Representation of magnetic fields in space, Rev.Geophys.,14, 199-214, 1976

Stern D.P. : The Art of mapping the magnetosphere, J.Geophys.Res., 99, p 17169-17198, 1994

Storey L.R. : An investigation of whistling atmospherics, Phil.Trans.R.Soc.A., 246, p 113

Thomson J.J. : Conduction of Electricity through gases, General Publishers, Toronto,1903, p30

Tsyganenko N.A., A.V. Usmanov: Determination of the magnetospheric current system parameters and development of experimental geomagnetic field models based on data from IMP and Heos satellites, Planet.Space.Sci., 30, p 985-998, 1982

Tsyganenko N.A.: Quantitative models of the magnetospheric magnetic field: methods and results , Space Science Reviews, 54, p 75-186, 1990

Tsyganenko N.A. : Effects of the solar wind conditions on the global magnetospheric configuration as deduced from data based field models, dans Proceedings ICS-3 Conference on Substorms (Versailles, France, May 12-17, 1996), ESA SP-389, p 181-185, 1996

Vasyliunas V.M. : Mathematical models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere , dans Particles and Fields in the Magnetosphere, Ed. B.McCormac, Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland, 1969