

## DU VENT SOLAIRE VERS LA MAGNETOSPHERE

J. LEMAIRE

*Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique  
3, avenue Circulaire - B-1180 Bruxelles*

Abstract

The upper atmosphere of the Sun (i.e. the solar corona) is not maintained in hydrostatic equilibrium ; indeed it is convectively unstable. This instability leads to a radial expansion of the whole corona and produces the solar wind flow whose bulk velocity becomes supersonic beyond 7-8 solar radii ( $R_{\odot}$ ). One can also describe this expansion as the consequence of evaporation of the thermal ions and electrons from an exobase level (at  $6 R_{\odot}$ ) where the mean free path of these ions and electrons becomes larger than the plasma density scale height. The general characteristics of the solar wind plasma and of the interplanetary magnetic field have also been reviewed at the end of the first part of this article. The deflection of the solar wind plasma flow by the Earth's magnetic field, forms a magnetosphere whose outer surface is called the magnetopause. Impulsive penetration of solar wind plasma density irregularities inside the magnetospheric cavity leads to charged particle precipitation observed along the geomagnetic field lines converging in the polar cusp regions. The precipitation of these particles and of those which are trapped inside the magnetosphere produces aurorae borealis, field-aligned electric currents, as well as perturbations in the geomagnetic field which can be measured at ground level.

## Introduction

Il y a un quart de siècle, nous avions une représentation très simple de l'environnement spatial de la Terre et du Soleil : on savait que le Soleil était entouré d'une couronne de plus d'un million de degrés de température, mais on supposait toujours que celle-ci était en équilibre hydrostatique. D'autre part, on s'était très peu soucié de l'extension de la couronne solaire dans le milieu interplanétaire. Jusqu'aux années 50, on n'avait guère manifesté plus d'intérêt pour l'extension de l'ionosphère au-delà de 300 à 400 km d'altitude.

Aujourd'hui, après plus de 25 années d'exploration spatiale, nous avons acquis une somme importante de connaissances concernant ces régions éloignées de la Terre et du Soleil grâce aux prodigieux moyens techniques dont nous disposons de nos jours. Des vues simples que nous avions il y un quart de siècle, nous sommes passés au stade où il a fallu introduire une foule de termes nouveaux - comme "vent solaire" et "magnétosphère" - pour caractériser les nouvelles régions de cet espace qui nous a si longtemps été inaccessible.

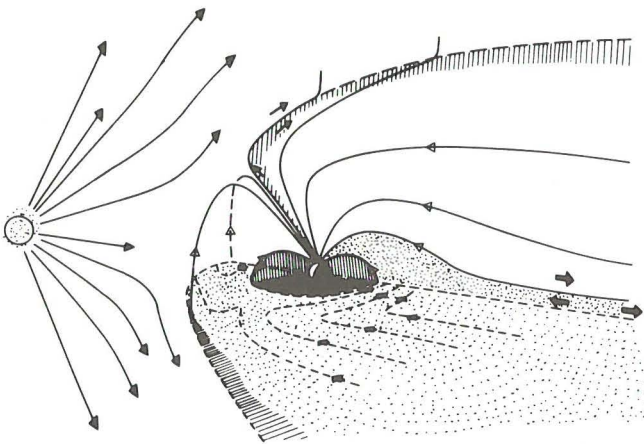


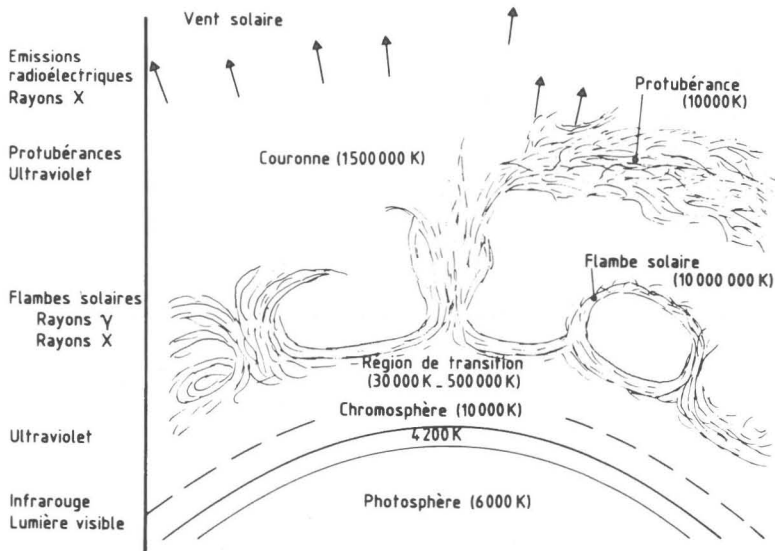
Fig.1: Représentation en perspective du Soleil et de la magnétosphère de la Terre. La plasmasphère est la région hachurée enveloppant la Terre au centre de la figure. Le vent solaire est dévié par le champ géomagnétique à une distance approximative de 10 rayons terrestres.

L'objectif de cet article est de brosser un tableau de ces nouvelles régions qui se situent entre le Soleil, représenté en perspective à gauche

sur la figure n°1, et la Terre entourée de sa magnétosphère et de la plasmasphère, à droite sur la figure.

### La couronne solaire et le vent solaire

Le Soleil possède une atmosphère que l'on a divisée en différentes couches (cf. fig. n°2). La couche inférieure est la photosphère. La température y décroît jusqu'à une valeur minimum de 4200 K (c'est-à-dire approximativement 4000 degrés Celsius). La photosphère est assimilée à la surface visible du Soleil. Immédiatement au-dessus de la photosphère se trouve une couche connue sous le nom de chromosphère, et à laquelle se superpose une mince région de transition où la température augmente de manière très abrupte pour atteindre plus d'un million de degrés dans la couronne solaire.



**Fig.2:** Les différentes couches de l'atmosphère du Soleil émettent des radiations de longueur d'onde qui s'étendent depuis le rayonnement Gamma jusqu'aux ondes radioélectriques.

La couronne solaire est le siège d'émissions de rayonnement X et également de raies spectrales d'atomes métalliques fortement ionisés. Cette couronne est fréquemment perturbée et traversée par des jets de matière provenant de flambes solaires ou d'éruptions telles que les protubérances.

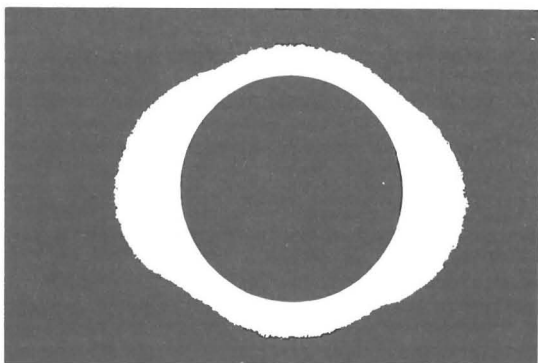
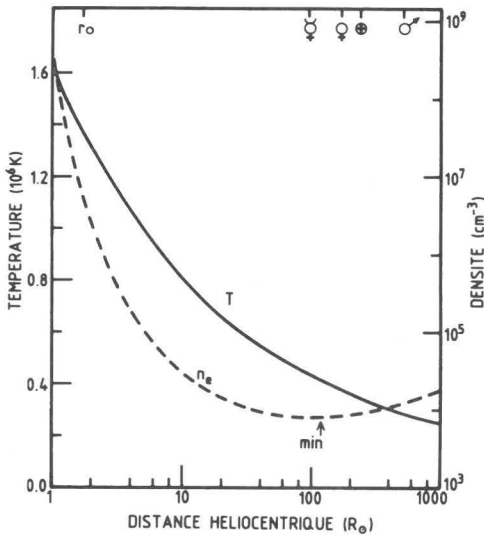


Fig.3: Photographie d'une éclipse solaire lors d'un minimum d'activité solaire. On voit le halo de lumière diffusée par la couronne s'étendant autour du Soleil.

La figure n°3 est une photographie représentant la couronne solaire prise lors d'une éclipse, c'est-à-dire quand la brillante surface du Soleil est occultée par la Lune. A plus d'un million de degrés de température, l'hydrogène et les 10 % d'atomes d'hélium qui constituent la couronne solaire sont totalement ionisés et forment ce que l'on appelle un plasma. Ce plasma coronal, constitué principalement de protons, de particules alpha et d'électrons libres, forme également le vent solaire.

Jusqu'en 1958, on a généralement supposé que le plasma de la couronne était en équilibre hydrostatique dans le champ gravifique du Soleil. C'est une hypothèse sur laquelle était basé également le modèle de conduction thermique proposé par Sidney Chapman (<sup>1</sup>), pour décrire la couronne solaire et son extension dans le milieu interplanétaire jusqu'au-delà de l'orbite terrestre : c'est-à-dire au-delà d'une unité astronomique (UA).



**Fig.4 :** Distribution de la température ( $T$  en degré K) (traits pleins) et de la concentration électronique ( $n_e$  en  $\text{cm}^{-3}$ ) (traits interrompus) dans le modèle hydrostatique et conducteur de la couronne solaire proposé en 1958 par S. Chapman (<sup>1</sup>).

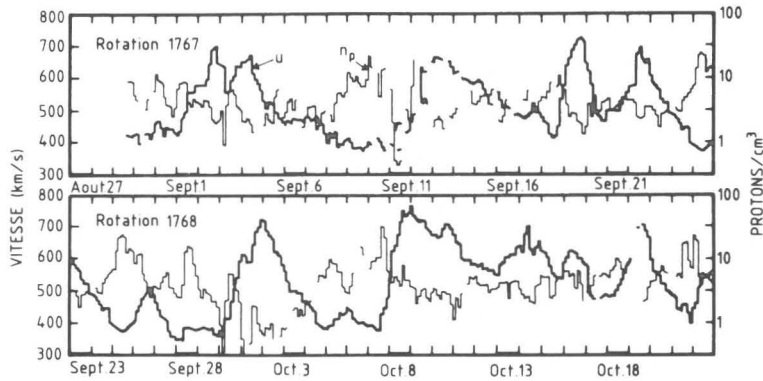
La courbe continue sur le graphique de la figure n°4 donne la distribution de température déduite par Chapman (<sup>1</sup>) en intégrant l'équation de conduction de la chaleur depuis la base de la couronne où la température est de 1,6 million de degrés jusqu'au-delà de 1000 rayons solaires : c'est-à-dire au-delà de l'orbite de la planète Jupiter. En admettant cette distribution de température  $T(r)$ , et, en intégrant ensuite l'équation hydrostatique, Chapman déduisit la distribution de la concentration du plasma ( $n_e$ ) donnée par le trait interrompu. La concentration des ions y est nécessairement égale à la concentration des électrons en vue de maintenir la quasi-neutralité électrique du milieu. On constate que cette distribution de densité possède un minimum à 123 rayons solaires. Au-delà de cette distance, la densité augmente indéfiniment avec l'altitude. Ceci constitue une situation dynamiquement instable ! En effet, on ne peut maintenir en équilibre hydrostatique des couches de densités supérieures au-dessus de couches de densités inférieures. Dans une telle atmosphère se développerait spontanément une instabilité de Rayleigh-Taylor.

Par ailleurs, on peut démontrer que la distribution de température dans ce modèle conducteur de Chapman devient déjà convectivement instable à la distance héliocentrique de 34 rayons solaires (<sup>2</sup>). En effet, au-delà de

cette limite, le gradient de température dans la couronne devient superadiabatique. Par conséquent, des courants de convection doivent nécessairement apparaître dans cette atmosphère supposée en équilibre hydrostatique (2).

Pour éliminer ces deux types d'instabilité (Rayleigh-Taylor et convection thermique), et en fait, pour évacuer plus efficacement que par la conduction thermique toute l'énergie déposée à la base de la couronne, le plasma coronal n'a d'autre alternative que de transporter cette énergie vers l'extérieur par convection ou par radiation. Le transport par radiation étant inefficace dans la couronne solaire, il reste la convection et plus précisément l'expansion radiale de la couronne dans son ensemble. On peut comparer cette expansion à une explosion continue et stationnaire de la couronne donnant lieu, à grande distance, aux vitesses supersoniques du vent solaire.

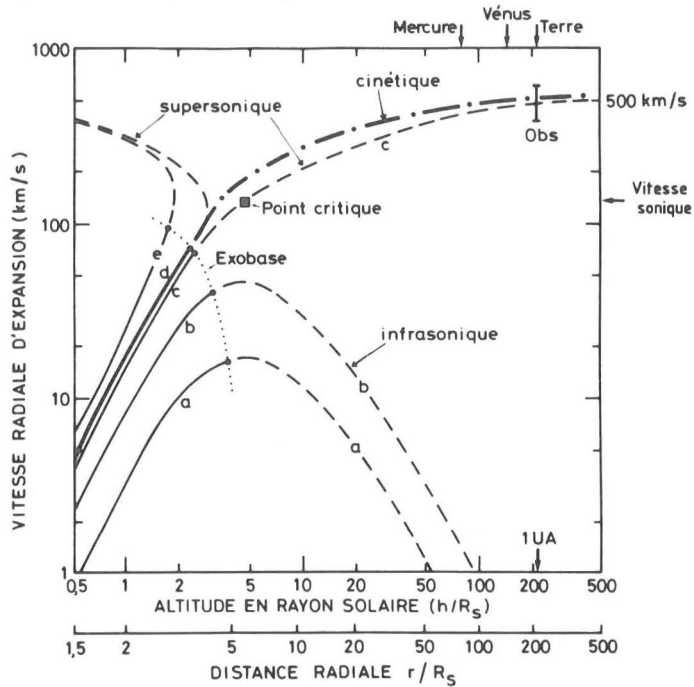
C'est Parker (3), en 1958, qui fut le premier à abandonner l'hypothèse d'équilibre hydrostatique et qui proposa les premiers modèles hydrodynamiques de l'expansion radiale de la couronne. C'est Parker aussi qui introduisit le terme "vent solaire" (3,4). L'existence d'un tel vent solaire avait déjà été proposée par Biermann (5) en 1951 sur la base d'observations de queues de comètes. Mais la confirmation expérimentale de l'existence d'un vent solaire continu et supersonique à 1 UA ne fut obtenue qu'en 1962 grâce aux mesures de plasma faites à bord de la sonde spatiale interplanétaire MARINER 2 (6). La figure n°5 montre les concentrations de protons ( $n_p$ ) et leur vitesse moyenne ( $u$ ) mesurées dans le vent solaire par la sonde MARINER 2. Ces observations ont un caractère historique indéniable. Avant de décrire plus en détail les densités, vitesses moyennes, températures et champs magnétiques du milieu interplanétaire, revenons encore un instant à la figure n°4.



**Fig.5:** Les valeurs moyennes trihoraires des concentrations ( $n_p$ ) et des vitesses moyennes ( $u$ ) des protons du vent solaire observés au cours des mois d'août, septembre et octobre 1962 (rotations de Bartels n° 1767 et 1768) à l'aide de la sonde interplanétaire MARINER 2 (d'après Snyder et Neugebauer, (6)).

En utilisant les distributions de densité et de températures du modèle de Chapman, illustrées dans la figure n°4, ou bien tirées des modèles hydrodynamiques de Parker, on constate que la densité de plasma décroît tellement rapidement à la base de la couronne que le libre parcours moyen des particules (des électrons et des protons) devient supérieur à la hauteur d'échelle des densités vers 6 rayons solaires, c'est-à-dire bien avant de franchir les deux seuils d'instabilité mentionnés ci-dessus, et bien avant d'atteindre l'altitude du point critique où, dans les modèles hydrodynamiques du vent solaire, la vitesse d'expansion passe du régime subsonique au régime supersonique. La figure 6 illustre la vitesse radiale pour quelques unes des solutions hydrodynamiques décrivant l'expansion de la couronne. Les solutions (a) et (b) sont des solutions subsoniques pour lesquelles la densité tend vers une constante à l'infini. Les solutions (d) et (e) sont discontinues. En effet, pour ces solutions des équations hydrodynamiques stationnaires, la densité tend vers zéro à une distance finie du Soleil. Seule la solution critique (c) passant par le point critique (où la

vitesse d'expansion devient égale à la vitesse du son, et indiqué par un carré au centre de la figure) conduit à une densité et à une pression nulles à l'infini. C'est cette solution hydrodynamique critique que Parker (3) proposait en 1958 pour décrire l'expansion radiale de la couronne et son extension dans le milieu interplanétaire.

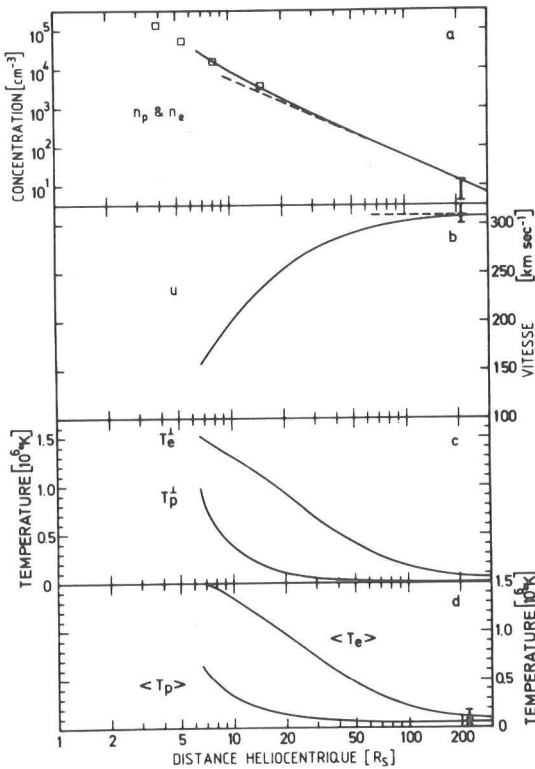


**Fig.6:** La vitesse d'expansion radiale de la couronne solaire (en km/sec) en fonction de la distance radiale héliocentrique (en rayons solaires) pour différents modèles hydrodynamiques stationnaires et isothermes. La partie en traits interrompus correspond à l'exosphère ionique où le libre parcours des protons est supérieur à la hauteur d'échelle des densités. La base de l'exosphère (c'est-à-dire l'exobase) est située à une altitude inférieure à celle du carré au centre de la figure qui indique l'endroit dans le modèle cinétique de Parker (modèle c) où la vitesse d'expansion passe du régime infrasonique au régime supersonique (7). La courbe en traits d'axe représente la solution cinétique qui se raccorde à l'une des solutions hydrodynamiques (modèle d).



Près du Soleil les courbes de la figure 6 sont dessinées en traits pleins pour indiquer que le libre parcours moyen des particules  $y$  est plus petit que la hauteur d'échelle de la densité de plasma. L'approximation hydrodynamique  $y$  est donc entièrement justifiée. Par contre, au-delà de l'altitude définie par la courbe en pointillés, les solutions hydrodynamiques ont été dessinées en traits interrompus. En effet, au-delà de cette limite qu'on appellera l'exobase, les collisions coulombiennes binaires entre particules chargées deviennent de plus en plus rares. Par conséquent, au-delà de cette exobase, l'utilisation d'une quelconque approximation hydrodynamique est difficile à justifier d'un point de vue théorique étant donné que la fonction de distribution des vitesses s'écarte de façon très significative de la fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann au-delà de cette altitude de transition (7,8).

D'autre part, il est possible de construire des modèles cinétiques du vent solaire en assimilant l'exobase  $H$  une surface de transition de laquelle s'évaporent les ions et les électrons de la couronne. Les particules qui s'évaporent ainsi librement de la région de l'exobase contribuent au flux d'échappement que l'on a identifié au flux du vent solaire. En effet, ces particules s'échappant de la couronne sont accélérées vers l'extérieur par un champ électrique de polarisation dirigé vers l'extérieur. Ce champ électrique de polarisation s'établit au sein du plasma pour maintenir sa quasi-neutralité électrique, non seulement localement, mais aussi globalement (9,10).



**Fig.7:** La distribution des densités ( $n_p$ ,  $n_e$ ) des protons et des électrons dans un modèle cinétique du vent solaire<sup>(9)</sup>(en traits pleins). Les carrés ainsi que la barre verticale à 215 rayons solaires dans le graphique supérieur correspondent respectivement aux observations dans la couronne solaire et à 1 Unité Astronomique. La distribution de la vitesse radiale d'expansion du plasma ( $u$ ), des températures moyennes ( $T_p$ ,  $T_e$ ) et perpendiculaires au champ magnétique ( $T_p^\perp$ ,  $T_e^\perp$ ) sont données par les autres courbes en fonction de la distance radiale, entre l'exobase (à 6 rayons solaires) et une distance héliocentrique supérieure au rayon de l'orbite de la Terre.

La figure n°7 donne les distributions radiales de la densité ( $n_p$  et  $n_e$ ), de la vitesse radiale d'expansion des protons et des électrons ( $u$ ) ainsi que les températures ( $T_p$ ,  $T_e$ ,  $T_p^\perp$  et  $T_e^\perp$ ) dans le modèle cinétique de Lemaire et Scherer<sup>(9)</sup>. On voit que dans ce modèle cinétique du vent solaire, la vitesse d'expansion (représentée par la deuxième courbe à partir du haut) augmente asymptotiquement depuis une valeur subsonique, à 6 rayons solaires (c'est-à-dire à partir de l'exobase), jusqu'à une valeur supersonique de 320 km/sec à 215 rayons solaires (c'est-à-dire jusqu'à

l'orbite de la Terre). Cette valeur de la vitesse du vent solaire correspond à la valeur minimum observée à 1 UA dans ce que l'on appelle le vent solaire calme.

Le graphique en haut de cette figure donne la distribution de densité obtenue à l'aide de ce modèle cinétique du vent solaire. La valeur de la concentration ionique à 1 UA est de 5 protons/cm<sup>3</sup>. Cette valeur est également en bon accord avec les observations du vent solaire calme à la distance héliocentrique de la Terre.

Les deux graphiques inférieurs dans la figure n°7 donnent la distribution radiale des températures électroniques et protoniques dans ce modèle cinétique du vent solaire. A la distance de 1 UA, on obtient respectivement les valeurs de 110.000 K et 48.000 K pour les températures moyennes des électrons et des protons. Ces valeurs sont également en bon accord avec les observations dans le vent solaire calme à 1 UA.

Bien que ce type de modèle cinétique donne des températures moyennes, des vitesses d'expansion et des densités comparables aux valeurs observées dans le vent solaire calme, il faut toutefois mentionner qu'il prédit des anisotropies de températures beaucoup trop élevées. Ceci est la conséquence du fait que l'on néglige totalement dans ce modèle cinétique d'ordre zéro l'effet des collisions qui, bien que rares, ne sont cependant pas entièrement absentes.

D'autre part, ni avec ce modèle cinétique d'ordre zéro, ni avec les modèles hydrodynamiques de Parker, il n'a été possible d'obtenir des valeurs de vitesses d'expansion de 700 km/sec sans faire des hypothèses irréalistes sur les conditions aux limites dans la couronne solaire. Or, des vitesses de 700 km/sec sont fréquemment observées dans les courants rapides du vent solaire. Ces courants rapides observés dans le vent solaire sont issus de ce que l'on a appelé les "trous coronaux". La température et la densité dans les trous coronaux sont nettement plus faibles que dans les autres parties de la couronne solaire (11).

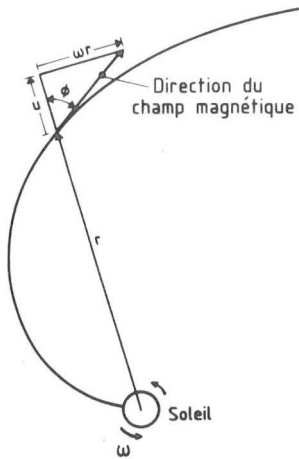


Fig.8: Ligne de force du champ magnétique interplanétaire. La courbe en forme de spirale d'Archimède correspond à une ligne de force magnétique gelée dans le plasma du vent solaire en expansion radiale avec la vitesse ( $u$ ). La couronne solaire où le vent solaire prend sa source tourne avec la vitesse angulaire ( $\omega$ ) du Soleil (d'après Parker (<sup>3</sup>)).

Une autre grandeur importante du milieu interplanétaire est le champ magnétique dont la valeur fluctue généralement entre 2 et 10 nT (1 nT =  $10^{-5}$  Gauss). Comme le plasma dans la couronne et dans le vent solaire possède une grande conductibilité électrique, le champ magnétique peut être considéré comme "gelé" dans la matière. D'autre part, cette matière est animée d'une vitesse d'expansion radiale ( $u$ ), alors que la couronne d'où le vent solaire est éjecté tourne avec la vitesse angulaire ( $\omega$ ) de rotation du Soleil autour de son axe ( la période de rotation du Soleil est de 27 jours). La combinaison de ces deux mouvements fait en sorte que les lignes de force du champ magnétique de la couronne sont étirées en forme de spirale d'Archimède parallèlement au plan équatorial du Soleil, comme le montre la figure n°8. A la distance de 1 UA, la direction les lignes de force du champ magnétique est inclinée de  $45^\circ$  par rapport à la direction radiale.

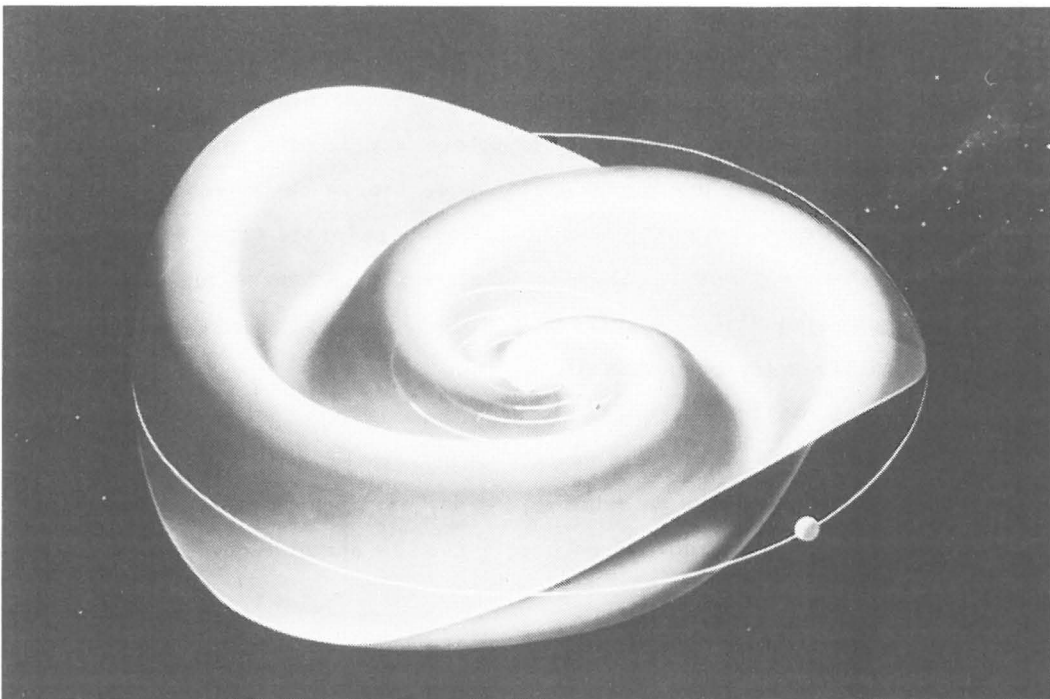


Fig.9: Représentation à 3 dimensions de la structure spirale et ondoyante de la couche de courant électrique séparant les deux régions de l'héliosphère où le champ magnétique du milieu interplanétaire change de direction et passe de la polarité négative (direction vers le Soleil) à la polarité positive (direction en sens opposé) (d'après Svalgaard et Wilcox (<sup>12</sup>)).

La figure n°9 illustre cette structure spirale des lignes de force magnétiques interplanétaires (<sup>12</sup>). Le Soleil possède un champ magnétique ayant une composante dipolaire. La surface ondoyante représentée sur cette figure sépare des lignes de force issues des hémisphères magnétiques nord et sud du Soleil. Ces lignes de force s'étendent jusqu'à l'orbite de la Terre où l'on observe des vecteurs champs magnétiques qui sont soit dirigés vers le milieu interplanétaire, soit dirigés vers le Soleil; suivant que l'on se trouve soit au-dessus, soit en dessous de cette surface de sépara-

tion, l'orientation du champ magnétique change de sens <sup>(12)</sup>. Ceci explique la structure en secteurs du champ magnétique interplanétaire lorsqu'il est mesuré à partir des sondes spatiales en orbite dans le plan de l'écliptique <sup>(13)</sup>. En effet, lorsqu'une sonde spatiale se trouve au-dessus de cette surface, elle mesure un champ magnétique d'une polarité opposée à celle qu'on observe au-dessous de celle-ci. On a d'ailleurs trouvé que la polarité du champ magnétique dipolaire du Soleil change alternativement d'un cycle d'activité solaire au suivant.

Après avoir montré pourquoi la couronne solaire est en expansion radiale constante, et, après avoir décrit les principales caractéristiques du vent solaire qui résultent de cette expansion, examinons à présent comment ce flux de plasma supersonique interagit avec le champ magnétique de la Terre.

#### La magnétosphère de la Terre

La Terre possède aussi un champ magnétique dipolaire. On a constaté qu'aux grandes distances géocentriques la forme des lignes de forces géomagnétiques s'écartent de plus en plus de celles d'un dipôle. Dans la direction du Soleil le champ géomagnétique est en quelque sorte comprimé par la pression dynamique du vent solaire. Par contre, dans la direction opposée, ces lignes de force géomagnétiques s'étendent au-delà de l'orbite de la Lune et forment ce que l'on a appelé la queue magnétosphérique <sup>(14)</sup> (voir fig. n°10).

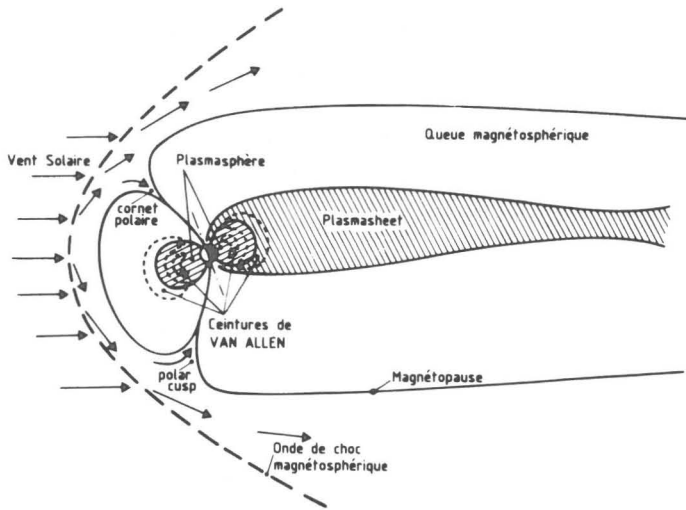


Fig.10: Section méridienne de la cavité magnétosphérique formée dans le vent solaire. Les lignes de force à l'avant de la magnétosphère sont comprimées par la pression dynamique du vent solaire. A l'arrière les lignes de force géomagnétiques sont étirées et forment la queue magnétosphérique. Encerclant la Terre, on voit aussi les sections méridiennes de la plasmasphère et des ceintures de radiation de Van Allen. Le feuillet de plasma (en anglais "plasmasheet") au sein de la queue magnétosphérique est le réservoir des particules qui précipitent dans l'atmosphère le long des lignes de force géomagnétiques en créant les aurores boréales.

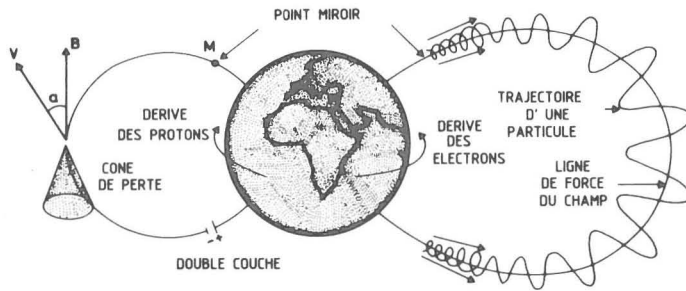


Fig.11: Illustration de la trajectoire hélicoidale d'une particule chargée piégée au sein du champ géomagnétique entre des points miroirs conjugués. En plus d'une oscillation d'un hémisphère à l'autre, les électrons subissent une dérive azimutale vers l'Est, tandis que les protons dérivent vers l'Ouest.

Des particules chargées de toutes énergies spiralent le long des lignes de forces géomagnétiques comme le montre la figure n°11. Ces particules effectuent des oscillations entre des points miroirs magnétiquement conjugués. Les protons et les électrons subissent en outre des dérives azimutales en sens opposés. Ces dérives sont dues à la force qui s'exerce sur ces électrons et ces protons résultant du gradient du champ magnétique ainsi que de la courbure des lignes de forces. La combinaison de ces différents mouvements distribue les particules chargées le long des lignes de forces magnétiques et à la surface de couches magnétiques le long desquelles ces particules sont piégées.

La figure n°10 montre les sections méridiennes de différentes régions de la magnétosphère. On aperçoit notamment les deux zones ou ceintures de radiation de Van Allen. Dans ces deux régions annulaires encerclant la Terre, des protons et des électrons de très haute énergie sont piégés comme au sein d'une "bouteille magnétique". Ces ceintures de radiation de Van Allen portent le nom de celui qui les découvrit en 1958 à l'aide de compteurs Geiger placés à bord du premier satellite artificiel américain



## EXPLORER 1 (15).

Ces particules énergétiques proviennent en partie de la désintégration de neutrons produits dans l'atmosphère par des réactions de spallation. Ces neutrons ayant des énergies comprises entre 5 et 50 millions d'électron Volt (eV) diffusent hors de l'atmosphère et se désintègrent finalement après une durée de vie moyenne de 12 minutes en déposant au sein du champ géomagnétique un électron ainsi qu'un proton dont l'énergie cinétique est pratiquement égale à celle du neutron qui lui a donné naissance. Ces électrons et protons de haute énergie alimentent, au moins partiellement, les ceintures de radiation de Van Allen (16). L'origine des particules très énergétiques piégées dans le champ géomagnétique n'a pas encore été identifiée de manière certaine.

Mais la magnétosphère est également un piège magnétique pour des ions et des électrons de très faible énergie. En effet, la plasmasphère dont on voit également la section méridienne dans la figure n°10, est peuplée de plasma d'origine ionosphérique, c'est-à-dire d'ions et d'électrons dont l'énergie est inférieure à 1 eV. Le plasma froid peuplant cette région tourne en bloc avec l'atmosphère de la Terre. La limite extérieure de cette région relativement dense est appelée "plasmopause". A la plasmopause, la concentration électronique et ionique décroît souvent de manière abrupte d'une valeur de 300 particules/cm<sup>3</sup>, à des valeurs plus de cent fois plus faibles sur des distances radiales de l'ordre de 2/10e de rayon terrestre (17,18,19,20). Le bord relativement abrupt de la plasmasphère se forme dans le secteur de minuit temps local, lorsque l'activité géomagnétique augmente brusquement. La couche de plasma située au-delà de la surface où la force centrifuge contre-balance la force gravifique se détache alors à la manière d'un iceberg se détachant de la banquise (21,22).

Outre la plasmasphère et les ceintures de radiation de Van Allen, on distingue encore dans la figure n°10 une région que l'on appelle le "feuillet de plasma" (en anglais "plasmashet"). Le feuillet de plasma est en quelque sorte un réservoir de particules chargées dont l'énergie varie de 500 eV à plusieurs dizaines de KeV. Cette zone se remplit et se vide

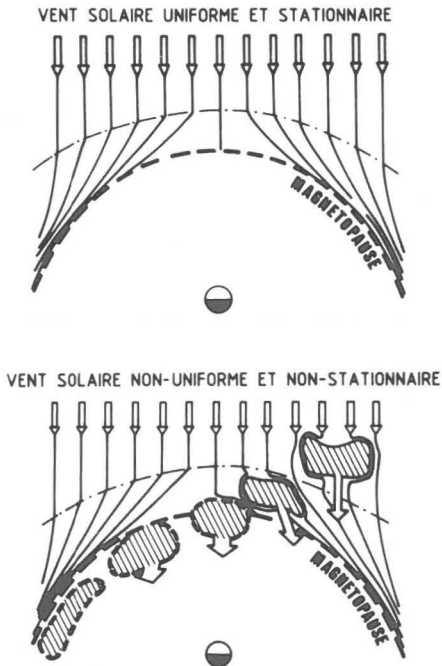
sporadiquement en fonction de l'activité géomagnétique qui elle-même est contrôlée par la vitesse, la densité et le champ magnétique du vent solaire (23). De temps à autre, le feuillet de plasma décharge son contenu dans l'atmosphère aux hautes latitudes, en donnant naissance aux aurores boréales.

Certaines particules du vent solaire peuvent s'engouffrer dans la magnétosphère par le canal des cornets polaires (en anglais "polar cusps"). Ces cornets polaires sont formés du faisceau des lignes de forces tangentes à la surface de la magnétosphère. Ces lignes de forces tangentes à la magnétosphère (c'est-à-dire à la magnétopause) convergent toutes dans l'ionosphère en deux points situés entre 75° et 80° de latitude dans le secteur de midi temps local.

A l'avant de la magnétosphère, il existe une onde de choc magnétosphérique. Celle-ci est illustrée dans la figure n°10. Au travers de cette surface de discontinuité le vent solaire est décéléré : sa vitesse redevient infrasonique derrière cette onde de choc. La région située entre cette onde de choc et la magnétopause s'appelle en anglais "magnetosheath". C'est donc avec cette vitesse réduite que le vent solaire interagit avec le champ magnétique de la Terre. Il est dévié le long de la magnétopause comme l'air autour d'une aile d'avion.

Le modèle de magnétosphère illustré dans la figure n°1 ainsi que dans la figure n°10 (comme d'ailleurs tous les modèles qui ont été proposés depuis 1961 par Dungey (24) ou Axford et Hines (25), et par d'autres jusqu'à il y a quelques années) sont des modèles stationnaires. En effet le vent solaire y est supposé être un flux de plasma stationnaire et uniforme, tout au moins sur des distances comparables au diamètre de la magnétosphère. Une telle hypothèse était justifiée par la faible résolution temporelle et spatiale des mesures de densité de plasma : en effet, avec les premières sondes spatiales on mesurait la densité du plasma dans le vent solaire toutes les 3 à 4 minutes, c'est-à-dire en des points espacés de plus de 50.000 km dans le vent solaire. Par contre, lorsqu'on analyse les observations du champ magnétique interplanétaire, pour lesquelles la réso-

lution temporelle - et donc spatiale - est de loin supérieure à celle dont on dispose pour les mesures de plasma, on est frappé par la variabilité du champ magnétique sur des distances inférieures au rayon terrestre, c'est-à-dire sur des échelles de longueurs faibles par rapport au diamètre de la magnétosphère. De là il était naturel d'inférer que le plasma du vent solaire est, lui également, inhomogène sur des échelles de longueurs très réduites. C'est en faisant cette extrapolation que nous avons été amenés à considérer que le vent solaire contient un grand nombre d'irrégularités de densité dont les dimensions sont inférieures au diamètre de la magnétosphère (26). Ces inhomogénéités de densité correspondent à des inhomogénéités de densité et de quantité de mouvement dans le plasma du vent solaire. Les irrégularités de plasma du vent solaire ayant la plus grande densité d'impulsion, pénètrent nécessairement plus loin dans le champ magnétique dipolaire de la Terre que celles dont la quantité de mouvement y est inférieure à la moyenne (27,28,38).



**Fig.12:** Sections équatoriales de la magnétosphère illustrant l'interaction du vent solaire avec le champ géomagnétique. En haut on a représenté l'écoulement d'un vent solaire stationnaire et uniforme le long de la magnétopause dans le cas des modèles magnétosphériques stationnaires comme ceux de Dungey (24) ou de Axford et Hines (25). En bas, on a illustré la pénétration impulsive d'irrégularités du vent solaire dans la magnétosphère suivant un modèle d'interaction non-stationnaire (d'après Lemaire et Roth (26)).

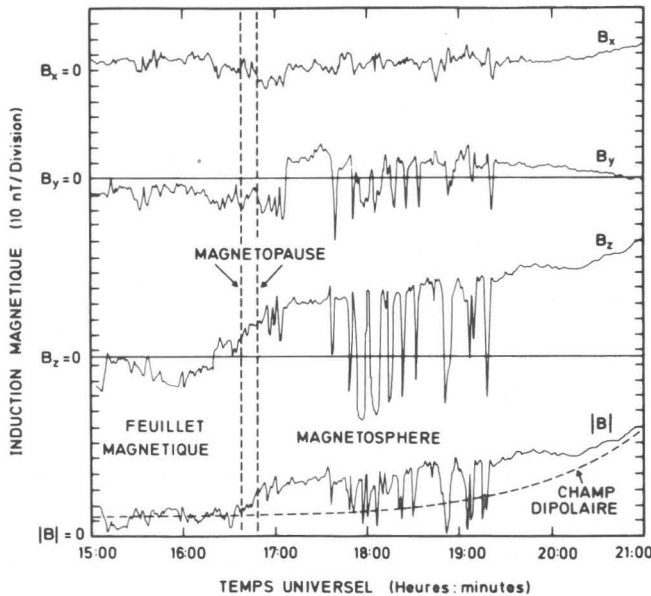
Cette pénétration impulsive de plasmoides du vent solaire au sein de la

magnétosphère est illustrée dans la partie inférieure de la figure n°12. Ceci nous obligea à abandonner, il y a quelques années, la notion de modèle magnétosphérique stationnaire représenté schématiquement dans la partie supérieure de la figure n°12. En effet, dans les anciens modèles stationnaires le vent solaire glisse le long d'une magnétopause lisse et régulière sans pénétrer directement au sein de la cavité magnétosphérique. Contrairement aux modèles de pénétration impulsive, les anciens modèles stationnaires peuvent difficilement rendre compte des perturbations que la magnétosphère subit lors de variations brusques de l'état du vent solaire. Ces variations du vent solaire entraînent généralement des variations irrégulières des composantes du champ géomagnétique mesurées au sol.

Des expériences de laboratoire ont démontré que la vitesse d'un plasmoïde injecté dans un champ magnétique d'intensité croissante est décéléré adiabatiquement et qu'il peut même être arrêté lorsque la barrière du champ est trop élevée (<sup>29</sup>). De même lorsqu'une des irrégularités de plasma du vent solaire est injectée impulsivement dans le champ magnétique de la Terre, celle-ci est freinée de manière adiabatique (<sup>38</sup>). L'excès d'énergie cinétique de translation du plasmoïde est alors converti en énergie de gyration (énergie thermique perpendiculaire à la direction du champ magnétique) au fur et à mesure que l'élément s'enfonce dans les couches plus profondes du champ géomagnétique. Considérant que chacune des particules de l'élément qui pénètre dans la magnétosphère conserve en première approximation la valeur de son moment magnétique, on peut démontrer que la vitesse de translation (vitesse de pénétration) de l'élément au sein de la magnétosphère s'annulera lorsque celui-ci aura atteint une couche où le champ magnétique aura une valeur bien déterminée, c'est-à-dire lorsque toute l'énergie de translation des particules constituant le plasmoïde aura été convertie en énergie de gyration (<sup>38</sup>).

D'autre part, comme la densité d'énergie thermique du plasma dans le vent solaire est généralement de valeur comparable à la densité d'énergie magnétique, ces irrégularités de plasma sont fortement diamagnétiques. Leur présence dans la magnétosphère perturbe donc fortement le champ géomagnéti-

que ambiant. La figure n°13 montre les variations de l'intensité des composantes  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  du champ magnétique mesurées lors d'une des rentrées d'un satellite artificiel dans la magnétosphère (30). Les perturbations que l'on observe dans les trois composantes du champ peuvent être interprétées comme la signature diamagnétique d'éléments de plasma du vent solaire récemment injectés au sein de la magnétosphère. On voit que la présence de ces éléments de plasma modifie considérablement l'intensité du champ magnétique dipolaire de la Terre représentée par la courbe en trait interrompu dans la partie inférieure de la figure. Par conséquent, la présence de ces plasmoïdes aux confins de la magnétosphère y affecte très fortement la distribution des lignes de forces du champ magnétique dipolaire de la Terre.



**Fig.13**: Valeurs des composantes  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  (dans le système GSM) et de l'intensité du champ magnétique,  $B$ , mesurées par le satellite artificiel OGO 5 lors d'une de ses rentrées dans la magnétosphère ; l'abscisse donne le temps universel (en heures:minutes) le 27 mars 1968. La courbe en traits interrompus correspond à l'intensité du champ magnétique dipolaire de la Terre (d'après Aubry et al. (30)).

En plus de la décélération adiabatique à laquelle un élément de plasma est soumis lorsqu'il pénètre dans la magnétosphère, celui-ci est freiné par un deuxième type de mécanisme, non adiabatique celui-là. En effet, on a montré au laboratoire qu'un plasmoïde injecté perpendiculairement à des lignes de forces magnétiques dont la conductibilité transversale n'est pas nulle partout le long de celles-ci, dissipe son énergie cinétique de translation par effet Joule à l'endroit où la conductibilité transversale est maximale (<sup>31</sup>). Comme la conductibilité transversale des lignes de force géomagnétique n'est pas nulle dans l'ionosphère, les plasmoïdes qui traversent les lignes de forces tangentes à la magnétopause y dissipent par conséquent une partie de leur énergie de translation par effet Joule (27,28).

C'est cette dissipation par effet Joule qui occasionne l'augmentation de température du plasma ionosphérique, observée au pied des lignes de forces formant les cornets polaires (<sup>32</sup>). On a observé une telle augmentation de température depuis 400 km jusqu'à 1000 km d'altitude au pied des lignes de forces des cornets polaires. En période de forte activité magnétique, ces pics de température associés aux cornets polaires se déplacent vers des latitudes plus équatoriales (<sup>32</sup>).

En plus de ce dépôt d'énergie par effet Joule, les électrons et les protons du vent solaire injectés impulsivement par paquets dans la magnétosphère finissent par se disperser le long des lignes de forces magnétiques des cornets polaires (<sup>39</sup>). Certaines de ces particules terminent leur course dans l'ionosphère où elles y déposent leur énergie par des collisions inélastiques avec les ions et les atomes neutres de l'atmosphère.

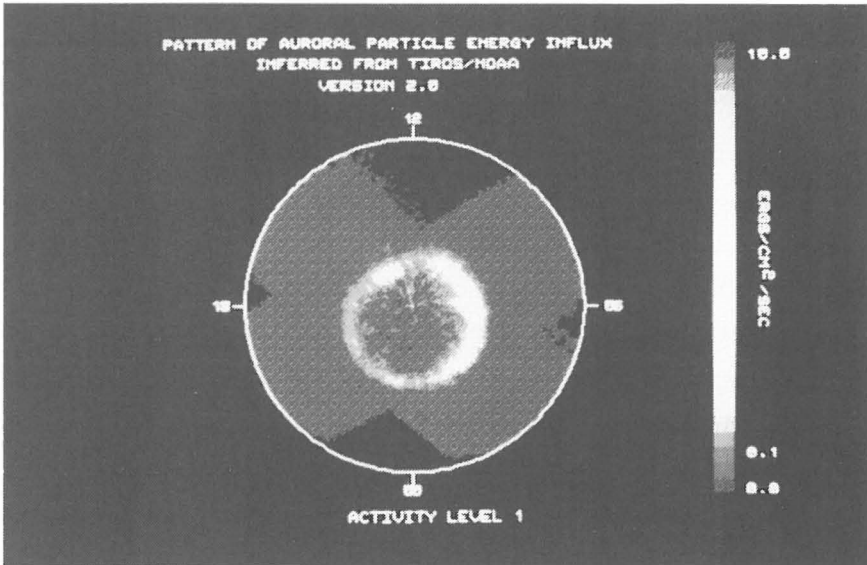


Fig.14: Les zones de précipitation des électrons magnétosphériques. Celles-ci coïncident avec les régions où l'on observe des émissions aurorales vers 100 km d'altitude ; la direction de 12:00 heures de temps local est vers le haut de la figure. La tache claire vers 14:00 heures de temps local correspond à la région de précipitation des électrons du vent solaire injectés impulsivement dans la magnétosphère le long d'un cornet polaire (d'après D.S. Evans, (33)).

On a observé les zones de précipitation de ces électrons à l'aide de fusées ainsi qu'à l'aide de satellites artificiels. La figure n°14 montre où se

trouvent ces zones de précipitation à la surface du globe. Sur cette figure le pôle nord magnétique se trouve au centre de la zone annulaire qui coïncide avec l'ovale auroral. Sur cette figure, la direction du Soleil est vers le haut, c'est-à-dire vers 12 heures de temps local. La tache claire vers 14 heures de temps local coïncide approximativement avec la région où les électrons du vent solaire précipitent le long des lignes de forces du cornet polaire. D'après D.S. Evans (<sup>33</sup>), l'auteur de ces observations, ces électrons sont injectés impulsivement dans la magnétosphère par le mécanisme décrit précédemment (<sup>27,28,38</sup>).

Les précipitations observées aux autres endroits de l'ovale auroral sont celles d'électrons provenant du feuillet de plasma, c'est-à-dire de la région centrale de la queue magnétosphérique. Ces électrons magnétosphériques sont accélérés vers l'ionosphère par des différences de potentiel de double couche de plusieurs kilovolts le long des lignes de forces géomagnétiques (<sup>34</sup>) (voir figure n°11). En précipitant le long des lignes de forces, les électrons engendrent des courants alignés, que l'on appelle courants de Birkeland, (<sup>35</sup>) qui ont été mis en évidence par Zmuda et ses collaborateurs au Applied Physics Laboratory de la Johns Hopkins University (<sup>40,41</sup>).



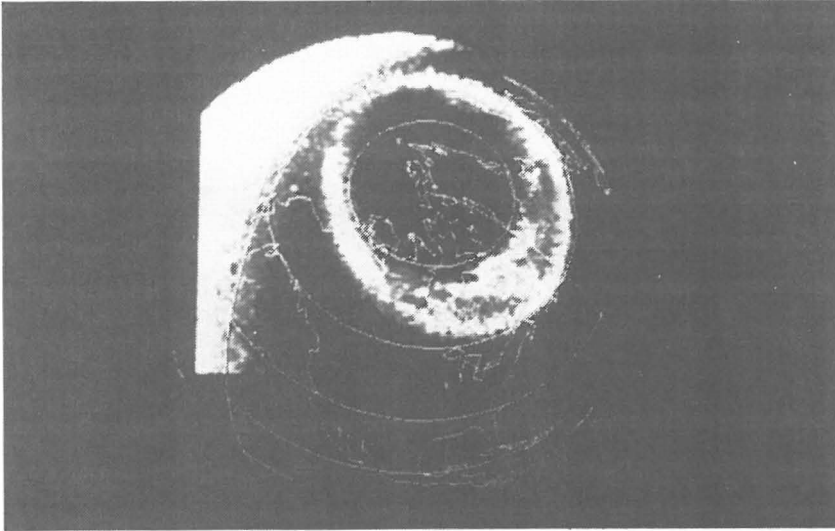


Fig.15: Emission de rayonnements ultraviolets (entre 123 et 165 nm) provenant de l'ovale auroral bombardé par les électrons magnétosphériques. La diffusion du rayonnement UV solaire par les atomes de l'atmosphère éclairée par le Soleil produit la plage claire que l'on voit à gauche sur la figure. Cette image a été composée grâce à des observations faites à bord du satellite DYNAMIC EXPLORER 1 à partir d'une distance radiale de 4 rayons terrestres (d'après Frank et al. (<sup>36</sup>)).

Lorsque ces particules pénètrent dans les couches plus denses de l'atmosphère, vers 100 km d'altitude, elles entrent en collision avec les atomes neutres qui s'y trouvent. Ces atomes sont alors excités sur des niveaux électroniques plus élevés. En retombant à leur niveau fondamental ces atomes d'oxygène et d'azote de l'atmosphère émettent des radiations dans le domaine visible mais aussi dans l'ultraviolet comme le montre la figure n°15 (<sup>34</sup>). L'anneau clair vu en perspective à la surface du globe terrestre correspond à l'ovale auroral. Cette zone est bombardée par des électrons magnétosphériques comme nous l'avons vu dans la figure précéden-

te. La figure n°15 montre l'intensité du rayonnement UV (entre 123 et 165 nm) qui résulte de ce bombardement corpusculaire. Dans ce domaine de longueur d'onde, l'ovale auroral rayonne de manière aussi intense que l'hémisphère ensoleillé que l'on voit dans la partie gauche de la figure. Cette vue a été prise à partir d'une altitude de plus de 3 rayons terrestres à l'aide d'un photomètre ultraviolet embarqué à bord du satellite DYNAMIC EXPLORER 1.

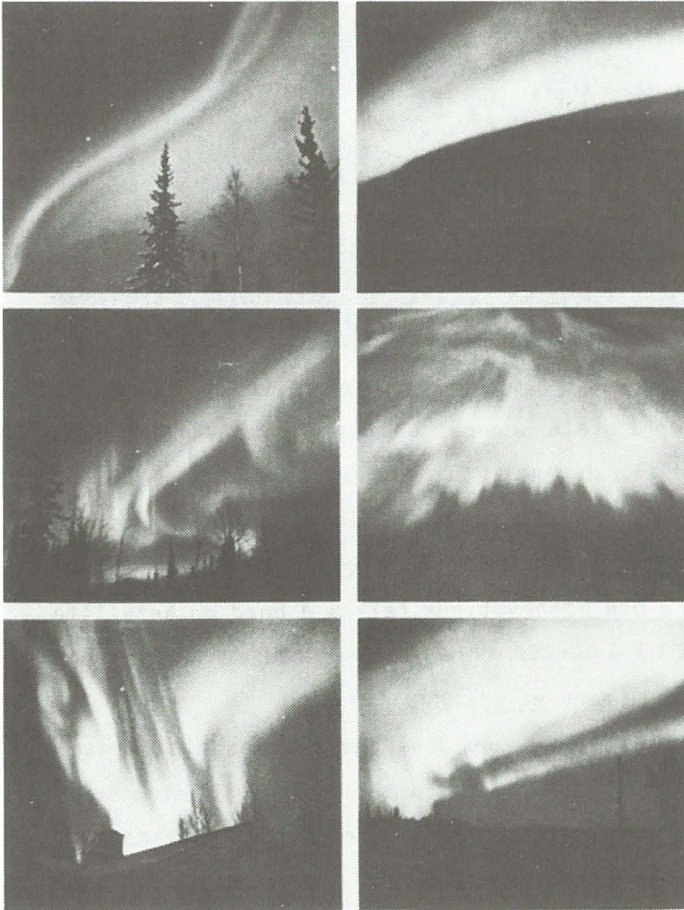


Fig.16: Photographies d'une série d'aurores boréales prises à partir du sol dans le domaine visible. Le spectaculaire phénomène lumineux que constitue l'aurore boréale a pu être contemplé par l'Homme depuis qu'il habite les régions de hautes latitudes. Les géophysiciens, grâce aux techniques spatiales modernes ont maintenant déterminé l'origine de ce phénomène et ex-

pliqué les processus physiques qui le produisent (42,43). Les aurores sont des manifestations visibles à l'oeil nu révélant l'existence d'un déversement de particules magnétosphériques dans l'atmosphère de la Terre.

De telles photographies sont non seulement remarquables du point de vue technique et scientifique, mais elles égalent presque en beauté et en qualité celles des aurores boréales telles qu'on peut les observer à l'oeil nu à partir du sol. La figure n°16 nous montre le spectacle de ces aurores boréales telles que l'Homme a pu les admirer depuis qu'il habite les régions polaires (42,43). De telles images n'ont pas seulement inspiré des poètes et des artistes, mais également plusieurs générations de géophysiciens qui ont patiemment oeuvré sur les traces de physiciens comme Kristian Birkeland dont les idées d'avant-garde (37), au début de ce siècle, se trouvent confirmées actuellement grâce aux techniques d'observation les plus modernes.

### Références

- (1) CHAPMAN, S., Smithsonian Contrib. Astrophys., 2, 1-11, 1957.
- (2) LEMAIRE, J., Thèse de doctorat, Université de Liège, 1969.
- (3) PARKER, E.N., Astrophys. J., 128, 664-676, 1958.
- (4) PARKER, E.N., Astrophys. J., 132, 175-183, 1960.
- (5) BIERMANN, L., Z. Astrophys., 29, 274-286, 1951.
- (6) SNYDER, C.W. & NEUGEBAUER, M., Space Research IV, 89-113, 1964.
- (7) BRASSEUR, G. & LEMAIRE, J., Planet. Space Sci., 25, 201-202, 1977.
- (8) SHIZGAL, B., Planet. Space Sci., 25, 203-204, 1977.
- (9) LEMAIRE, J. & SCHERER, M., J. Geophys. Res., 76, 7479-7490, 1971.
- (10) LEMAIRE, J. & SCHERER, M., Rev. Geophys. Space Phys., 11, 427-468, 1973.
- (11) KRIEGER, A.S., TIMOTHY, A.F. & ROELOF, E.C., Solar Phys., 29, 505-525, 1973.
- (12) SVALGAARD, L. & WILCOX, J.M., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 16, 429-443, 1978.
- (13) NESS, N.F. & WILCOX, J.M., Solar Physics, 2, 351-359, 1967.
- (14) NESS, N.F., SCEARCE, C.S. & SEEK, J.B., J. Geophys. Res., 69, 3531-3569, 1964.

- (15) VAN ALLEN, J.A., LUDWIG, G.H., RAY, E.C. & McILWAIN, C.E., *Jet Propulsion*, 28, 588-592, 1958.
- (16) LENCHEK, A.M., pp.288-300 in : B.M. McCormac, *Radiation trapped in the Earth's magnetic field*, D. Reidel Publish. Co., Dordrecht-Holland, 1966.
- (17) GRINGAUZ, K.I., *Planet. Space Sci.*, 11, 281-296, 1963.
- (18) CARPENTER, D.L., *Geophys. Res.*, 68, 1675-1682, 1963.
- (19) CARPENTER, D.L., *J. Geophys. Res.*, 71, 693-709, 1966.
- (20) CHAPPELL, C.R., HARRIS, K.K. & SHARP, G.W., *J. Geophys. Res.*, 75, 50-56, 1970.
- (21) LEMAIRE, J., *J. Atmos. Terr. Phys.*, 38, 1041-1046, 1976.
- (22) LEMAIRE, J., Thèse d'Agrégation de l'Enseignement Supérieur, Université Catholique de Louvain, 1985, Ed. Cabay ; *Aeronomica Acta A* 298, 1985.
- (23) SVALGAARD, L., Stanford University, SUIPR report 699, 1977.
- (24) DUNGEY, J.W., *Physical Review Letters*, 6, 47-48, 1961.
- (25) AXFORD, W.I. & HINES, C.O., *Canad. J. Phys.*, 39, 1433-1464, 1961.
- (26) LEMAIRE, J. & ROTH, M., *J. Atm. Terr. Phys.*, 40, 331-335, 1978.
- (27) LEMAIRE, J., *Planet. Space Sci.*, 25, 887-890, 1977.
- (28) LEMAIRE, J., *Geophys. Monogr.*, Ser. Vol. 21, W.P. Olson (Ed.), AGU, Washington, D.C., 1979.
- (29) DEMINDENKO, I.I., LOMINO, N.S., PADALKA, V.G., RUTKEVICH, B.N. & SINEL'NIKOV, K.D., *Sov. Phys. - Techn. Phys.*, 14, 16-22, 1969.
- (30) AUBRY, M.P., RUSSELL, C.T. & KIVELSON, M.G., *J. Geophys. Res.*, 75, 7018-7031, 1970.
- (31) BAKER, D.A. & HAMMEL, J.E., *Physics of Fluids*, 8, 713-722, 1965.
- (32) TITHERIDGE, J.E., *J. Geophys. Res.*, 81, 3221-3226, 1976.
- (33) EVANS, D.S., "The Polar Cusp", Eds. J.A. Holtet and A. Egeland, D. Reidel Publishing Co., 1985.
- (34) EVANS, D.S., *J. Geophys. Res.*, 79, 2853-2858, 1974.
- (35) BIRKELAND, Kr., Vol.1, H. Aschehpug and Co., Christiania, First Section, 1908 ; Second Section 1913.

- (<sup>36</sup>) FRANK, L.A., CRAVEN, J.D., BURCH, J.L. & WINNINGHAM, J.D., Geophys. Res. Letters, 9, 1001-1004, 1982.
- (<sup>37</sup>) DESSLER, A.J., Proceedings of AGU Chapman Conference on magnetospheric currents, Irvington, VI, 1983.
- (<sup>38</sup>) LEMAIRE, J., J. Plasma Phys., 33, Part 3, 425-436, 1985.
- (<sup>39</sup>) CARLSON, C.W. & TORBERT, R.B., J. Geophys. Res., 85, 2903-2908, 1980.
- (<sup>40</sup>) ZMUDA, A.J., ARMSTRONG, J.C. & HEURING, F.T., J. Geophys. Res., 75, 4757-4762, 1970.
- (<sup>41</sup>) IIJIMA, T., POTEMRA, T.A., ZANETTI, L.J. & BYTHROW, P.F., J. Geophys. Res., 89, 7441, 1984.
- (<sup>42</sup>) EATHER, R.H., History and the Arts, pp. 323, AGU, Washington, D.C., 1980.
- (<sup>43</sup>) BREKKE, A. & EGELAND, A., from Mythology to Space Research, pp. 170, Springer-Verlag, Berlin, 1983.