

Ionosphère terrestre

A. Zaslavsky

15 janvier 2026

Table des matières

1	Formation et structure de l'ionosphère	2
1.1	Photo-ionisation de l'atmosphère	2
1.1.1	Angle zénithal	2
1.1.2	Epaisseur optique de l'atmosphère	4
1.1.3	Taux de production de photo-électrons	5
1.1.4	Cas d'une atmosphère isotherme	6
1.2	Processus de recombinaison	7
1.2.1	Recombinaison radiative	7
1.2.2	Recombinaison dissociative	7
1.2.3	Evaluation de la densité électronique	8
1.3	Illustrations de la structure ionosphérique	8
1.3.1	Modèle isotherme	8
1.3.2	Les couches de l'ionosphère terrestre	9
2	Phénomènes de transport	11
2.1	Mobilité et diffusion dans un plasma magnétisé	11
2.1.1	Expression de la conductivité	14
2.1.2	Ordre de grandeurs des mobilités et conductivités dans une atmo- sphère isotherme	15
2.2	Quelques effets du transport ionosphérique	18
2.2.1	Diffusion ambipolaire et échelle de hauteur du plasma	18
2.2.2	Electrodynamique des basses latitudes : effet dynamo, système de courants Sq et électro-jet équatorial	20
2.2.3	Electrodynamique des hautes latitudes : couplages au vent solaire et à la magnétosphère	22
3	Bibliographie	26

1 Formation et structure de l'ionosphère

Nous nous intéressons dans cette partie à la manière dont l'absorption du rayonnement UV solaire conduit à la formation d'une couche ionisée dans la haute atmosphère. Commençons par écrire l'équation de conservation du nombre d'électrons,

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(n_e \mathbf{u}_e) = q_e - l_e. \quad (1)$$

Elle fait apparaître, dans le membre de droite, un terme de source q_e et un terme de perte l_e qui décrivent la production et la perte d'électrons libres dans le plasma. Ce sont des termes locaux, qui sont liés aux réactions chimiques (et photo-chimiques) dans le plasma. Le terme $\text{div}(n_e \mathbf{u}_e)$ décrit quant à lui l'effet du mouvement du fluide électronique. Cette équation permet donc d'identifier les deux effets qui vont structurer l'ionosphère : les effets chimiques (qui sont dominants dans les basses couches de l'ionosphère, là où les libres parcours moyens des particules sont faibles devant toutes les autres échelles spatiales), et les effets de transport (qui sont quant à eux dominants aux altitudes supérieures à environ 300 km). Nous nous intéressons dans cette partie aux premiers, et dans la partie suivante aux seconds.

1.1 Photo-ionisation de l'atmosphère

La photo-ionisation est le processus dominant de production d'électrons dans la haute atmosphère, en particulier aux basses latitudes (i.e. proche de l'équateur). C'est donc le processus que nous étudierons dans cette partie, à travers un modèle simplifié. Notons cependant que d'autres processus interviennent, et peuvent avoir un impact non-négligeable sur les densités de plasma observées. L'impact de particules énergétiques en particulier, via le mécanisme d'émission secondaire, peut jouer un rôle aux hautes latitudes, proches des cornets polaires connectés à la magnétosphère. Les impacts de petits corps solides (phénomènes de météores, ou d'étoiles filantes) jouent aussi un rôle en fabriquant des couches d'ionisation sporadiques. Au plus basses altitudes (~ 80 km), là où le rayonnement ionisant d'origine solaire a été presque totalement absorbé, d'autres phénomènes sporadiques (rayons cosmiques, sursauts X solaires) peuvent modifier de manière conséquente les taux d'ionisation observés. L'ionisation de la haute atmosphère résulte donc d'une variété de processus, nous n'étudierons ici que le principal.

1.1.1 Angle zénithal

Pour comprendre la répartition des zones d'ionisation il est important d'avoir une idée de la géométrie du système terre-soleil, et en particulier de la notion d'angle zénithal. Un rayon issu du soleil arrive sur terre en faisant un angle χ avec la normale à surface de cette dernière, où χ est l'angle dit zénithal, qui varie avec la saison, et bien sûr avec la latitude et longitude (ou plutôt l'angle horaire) terrestre.

La figure 1 présente la géométrie du système. Sur cette figure δ est la *déclinaison solaire*, c'est-à-dire l'angle entre les rayons incidents et l'équateur terrestre. Cet angle est

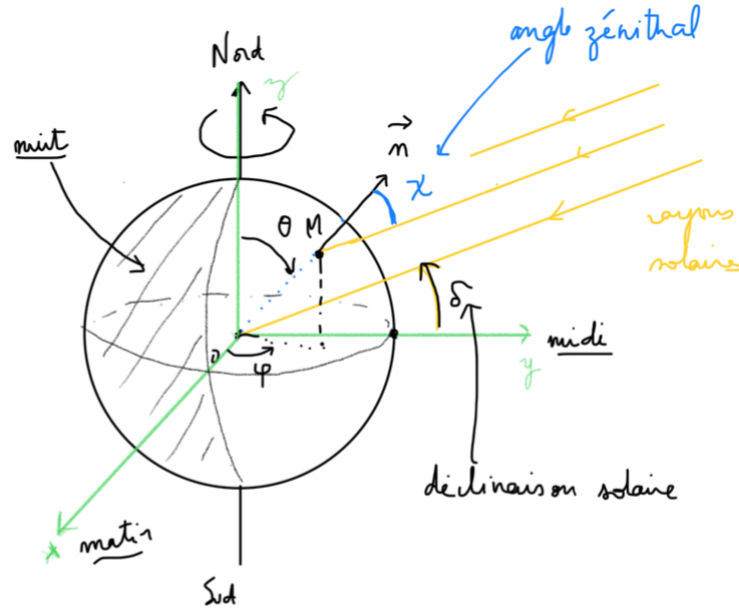


FIGURE 1 – Angle zénithal entre la direction des rayons solaire et la verticale locale.

fonction du jour de l'année, sa valeur minimale est de $\delta = 0$ aux équinoxes et $\delta = \pm 23,44^\circ$ aux solstices.

On peut exprimer le vecteur unitaire \mathbf{u}_{ray} le long d'un rayon solaire dans le repère cartésien de la figure 1 : $\mathbf{u}_{ray} = (0, -\cos \delta, -\sin \delta)$. L'angle zénithal est donc tel que

$$\cos \chi = -\mathbf{u}_{ray} \cdot \mathbf{n} \quad (2)$$

où \mathbf{n} est le vecteur normal à la surface de la sphère au point $M(\theta, \phi)$ où on cherche à calculer χ . Ce vecteur normal a pour coordonnées dans le repère cartésien $\mathbf{n} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$. On en déduit l'expression de χ en fonction des coordonnées (θ, ϕ) :

$$\cos \chi = \sin \delta \cos \theta + \cos \delta \sin \theta \sin \phi. \quad (3)$$

On exprime souvent χ plutôt en fonction de la latitude $\theta_{lat} = \frac{\pi}{2} - \theta$ et de l'angle horaire local compté à partir de minuit $H = \phi + \frac{\pi}{2}$. On a en fonction de ces angles

$$\cos \chi = \sin \delta \sin \theta_{lat} - \cos \delta \cos \theta_{lat} \cos H. \quad (4)$$

La figure 2 montre la répartition de la valeur de $\cos \chi$ sur la sphère terrestre. On voit que les rayons sont plus rasants aux hautes latitudes et au matin et au soir, évidemment. Cette figure reproduit assez bien la répartition du niveau d'ionisation observé dans la haute atmosphère, celui-ci étant, comme on va le voir, proportionnel à $\cos \chi$.

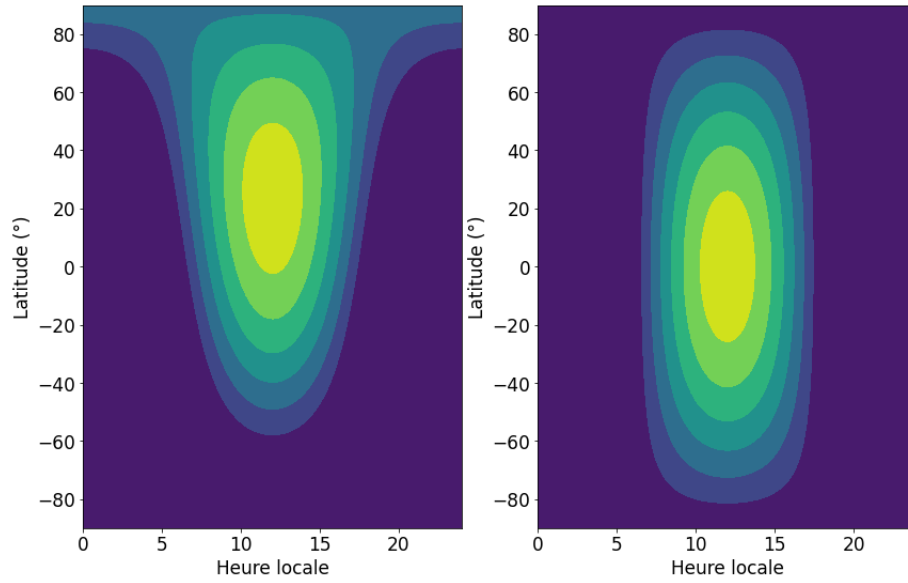


FIGURE 2 – Cosinus de l’angle zénithal χ calculé en différents points de la sphère terrestre, lors du solstice d’été ($\delta = 23, 44^\circ$, gauche) et d’un équinoxe ($\delta = 0$, droite)

1.1.2 Epaisseur optique de l’atmosphère

On considère l’interaction d’un rayon solaire avec l’atmosphère terrestre. Le rayon arrive, comme on vient de le voir, sur terre avec un angle d’incidence χ par rapport à la normale. Nous considérons que le rayon solaire est monochromatique, caractérisé par une densité de courant de photons N_ν [$\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$], et que l’atmosphère est composée d’une seule espèce atomique ou moléculaire, de densité $n_n(z)$ (l’indice n référant à densité de neutres, pour éviter les confusions dans la suite avec la densité du plasma).

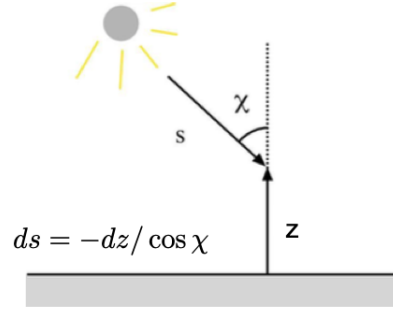
Si l’énergie $h\nu$ du photon est supérieure à l’énergie d’ionisation de l’atome $W \sim 10$ eV, donc si sa longueur d’onde est plus petite que $\lambda < hc/W \sim 100$ nm (on est donc dans la gamme UV), il aura une probabilité non-négligeable d’ioniser l’atome ou la molécule en question. Cette probabilité est caractérisée par une section efficace, dite de photo-ionisation, σ_{ph} , qui est une propriété chimique de l’atome ou la molécule considérée.

La probabilité qu’un photon d’être absorbé en parcourant une certaine distance ds vaut (par définition de σ_{ph}) : $dp = \sigma_{ph} n_n ds = ds / \lambda_{ph}$. Où l’on peut définir $\lambda_{ph} = 1/(\sigma_{ph} n_n)$ le libre parcours moyen du photon dans l’atmosphère.

L’évolution de la densité de courant de photons est donc donnée par

$$N_\nu(s + ds) = N_\nu(s) (1 - dp(s)) = N_\nu(s) (1 - \sigma_{ph} n_n ds) \quad (5)$$

Ce qu’on peut ré-écrire sous la forme d’une équation différentielle (on rappelle que

FIGURE 3 – Angle d'incidence et lien entre ds et dz .

$dz = -ds \cos \chi$, cf. fig.3) :

$$\frac{dN_\nu}{dz} = \frac{\sigma_{ph} n_n(z)}{\cos \chi} N_\nu(z). \quad (6)$$

qu'on peut intégrer sous la forme

$$N_\nu(z) = N_\nu(\infty) \exp \left(-\frac{\sigma_{ph}}{\cos \chi} \int_z^\infty n_n(z) dz \right) \quad (7)$$

où $N_\nu(\infty)$ est la densité de courant de photons à l'infini, avant toute interaction avec l'atmosphère (qui est donc une propriété de la source lumineuse, ici le Soleil).

L'argument de l'exponentiel dans l'équation (7) est appelée l'épaisseur optique $\tau(z)$ de l'atmosphère à l'altitude z .

$$N_\nu(z) = N_\nu(\infty) e^{-\tau(z)}, \quad \tau(z) = \frac{\sigma_{ph}}{\cos \chi} \int_z^\infty n_n(z) dz \quad (8)$$

L'épaisseur optique $\tau(z)$ est une fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident via σ_{ph} et bien sûr de la densité de l'atmosphère. $\tau(z) = 1$ donne l'altitude à laquelle l'énergie du rayonnement incident a été divisée par e .

L'épaisseur optique de toute l'atmosphère est par définition $\tau(0)$, si on place l'origine de l'axe des z au niveau de la surface terrestre. C'est une grandeur qui mesure la transparence de l'atmosphère à différentes longueurs d'ondes. Typiquement $\tau(0) \ll 1$ dans les longueurs d'ondes du visible, tandis que $\tau(0) \gg 1$ dans l'UV.

1.1.3 Taux de production de photo-électrons

Pour obtenir le taux de production d'électrons par unité de volume q_e , on peut supposer à présent que le nombre d'électrons dn_e produits (par unité de surface) entre s et

$s + ds$ est proportionnel au nombre de photons absorbés (par unité de surface) entre s et $s + ds$, c'est-à-dire à $-dN_\nu$. On a donc $dn_e = -\eta dN_\nu$, où η est le nombre moyen de photo-électrons produits par photon absorbé. On a alors d'après (6)

$$q_e = \frac{dn_e}{ds} = -\eta \frac{dN_\nu}{ds} = \eta \sigma_{ph} n_n(z) N_\nu(z) \quad (9)$$

1.1.4 Cas d'une atmosphère isotherme

Dans le cas d'une atmosphère isotherme de température T , composée d'une seule espèce de masse atomique ou moléculaire m le profil de densité $n(z)$ est simplement donné par

$$n_n(z) = n_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \quad \text{où} \quad H = \frac{kT}{mg} \quad (10)$$

L'épaisseur optique (8) se calcule alors simplement, et on obtient

$$\tau(z) = \frac{\sigma_{ph} n_0 H}{\cos \chi} \exp\left(-\frac{z}{H}\right) = \tau(0) \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (11)$$

et donc d'après (9)

$$q_e = \eta \sigma_{ph} n_0 N_\nu(\infty) \exp\left(-\frac{z}{H} - \tau(0) \exp\left(-\frac{z}{H}\right)\right). \quad (12)$$

Généralement nommée fonction de production de Chapman, d'après Sydney Chapman, pionnier des plasmas spatiaux (entre autres), qui a publié ce résultat en 1930.

A noter qu'on a calculé ici le taux de production en considérant que la densité de neutre restait toujours donnée par (10), ce qui implique que notre modèle n'est valable que si la densité d'électrons ionosphérique est faible en comparaison de la densité de neutre : $n_e \ll n_n$ à toute altitude. Si cette condition n'est pas vérifiée, il faut construire un modèle auto-consistant dans lequel $n_n(z)$ est lui-même fonction du taux de production, mais nous évitons ici cette complication.

L'altitude z_m à laquelle le taux d'ionisation est maximal se trouve facilement en prenant la dérivée logarithmique de (9) ou de (12),

$$z_m = H \ln \tau(0) = H \ln \frac{\sigma_{ph} H n_0}{\cos \chi} \quad (13)$$

où on peut noter que z_m correspond à la hauteur pour laquelle l'épaisseur optique est égale à 1 : $\tau(z_m) = 1$, c'est-à-dire la hauteur à laquelle le rayonnement incident est divisée par e par rapport à sa valeur à l'infini. Le taux de production maximal q_{em} vaut

$$q_{em} = q_e(z_m) = \frac{\eta N_\nu(\infty) \cos \chi}{\exp(1) H}. \quad (14)$$

En introduisant $y = (z - z_m)/H$, on peut ré-écrire la fonction de production sous une forme plus compacte, sous laquelle on la trouve souvent dans la littérature :

$$q_e = q_{em} \exp(1 - y - \exp(-y)) \quad (15)$$

1.2 Processus de recombinaison

Maintenant que l'on a quantifié le taux de création d'électrons, il nous faut évaluer la durée de vie que peut avoir un électron libre avant d'être re-capturé par un ion, et pour cela identifier les processus dominants à travers lesquels ions et électrons peuvent se recombiner.

1.2.1 Recombinaison radiative

La recombinaison radiative est la réaction inverse de la photo-ionisation :



La section efficace de réaction est σ_{ph} (la section efficace de photo-ionisation intervenant dans la section précédente), prise dans le sens gauche-droite, et σ_{rad} , la section efficace de recombinaison radiative, prise dans le sens droite-gauche.

La valeur de ces sections efficaces dépend évidemment de la nature chimique du composé X . Les expressions des sections efficaces sont de l'ordre de

$$\sigma_{ph} \sim 10^{-22} \text{ m}^2, \quad \sigma_{rad} \sim 10^{-24} \text{ m}^2 \quad (17)$$

On voit donc que la réaction est très déséquilibrée dans le sens droite-gauche. La recombinaison radiative est un processus peu efficace.

1.2.2 Recombinaison dissociative

En présence de molécules diatomiques, un processus de recombinaison plus efficace existe,



dont la section efficace est donnée par

$$\sigma_{dis} \sim 10^{-18} \text{ m}^2, \quad (19)$$

c'est-à-dire un facteur 10^6 au dessus de σ_{rad} . C'est donc de très loin le processus dominant en présence de molécules diatomiques, en particulier dans les couches basses de l'atmosphère, via des réactions sur le dioxygène et le diazote. A noter que la conservation de l'énergie dans ce processus a pour conséquence de laisser en général les atomes dans un état excité. Il se désexcitent en émettant des photons qui sont responsables d'une partie du phénomène de "lueur de l'air" (*airglow* en anglais), limitant pour les observations astronomiques au sol dans la gamme du visible.

1.2.3 Evaluation de la densité électronique

On peut maintenant évaluer le profil de densité d'électrons dans l'ionosphère, à l'aide de l'équation de continuité (1). On fait pour cela l'hypothèse d'une ionosphère statique ($\partial/\partial t = 0$) et nous négligeons les phénomènes de transport : $\mathbf{u}_e = 0$. La densité est donc donnée par l'égalité des termes de source et de perte.

L'évolution temporelle de la concentration d'électrons lors d'une réaction chimique de recombinaison du type $A^+ + e^- \rightarrow A$, caractérisée par une section efficace σ_{rec} est donnée par

$$\frac{dn_e}{dt} = -l_e = -\sigma_{rec}v_{the}n_en_{A^+} \quad (20)$$

où v_{the} est la vitesse thermique des électrons, très supérieure à celle de l'espèce ionique. Si on suppose, comme on l'a fait jusqu'à présent, que l'atmosphère est constitué d'une seule espèce, et que celle-ci n'est ionisée qu'une fois (ce qui est raisonnable si on suppose la densité d'électrons très faible devant la densité de neutres $n_e \ll n$, hypothèse déjà faite pour obtenir le taux de production dans la partie précédente), alors $n_{A^+} = n_e$, et le taux de perte est proportionnel au carré de la densité électronique

$$l_e = \sigma_{rec}v_{the}n_e^2 \quad (21)$$

Le profil de densité électronique est alors donnée par

$$n_e(z) = \sqrt{\frac{q_e(z)}{\sigma_{rec}v_{the}}} \quad (22)$$

1.3 Illustrations de la structure ionosphérique

1.3.1 Modèle isotherme

Pour illustrer les résultats obtenus, nous considérons une atmosphère de neutres caractérisés par les paramètres suivants :

$$\begin{cases} m = m_{N_2} \simeq 2,3 \times 10^{-26} \text{ kg} \\ T = 300K \\ p_0 = 1 \text{ bar} \end{cases} \quad (23)$$

Ces paramètres correspondent à une échelle de hauteur $H \simeq 9 \text{ km}$ et à une densité au sol $n_0 = p_0/kT \simeq 2,4 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$.

La densité de courant de photons *ionisants*, c'est-à-dire dans la gamme UV qui nous intéresse ($\lambda < 100nm$), arrivant du soleil à 1 UA est de l'ordre de

$$N(\infty) \simeq 5 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}.\text{s}^{-1} \quad (24)$$

et on prendra un nombre d'ionisation par photon $\eta = 1$. Pour les sections efficaces de photo-ionisation/recombinaison, nous prenons les valeurs de σ_{ph} et σ_{dis} données en ordre

de grandeur dans le paragraphe précédent (recombinaison dissociative).

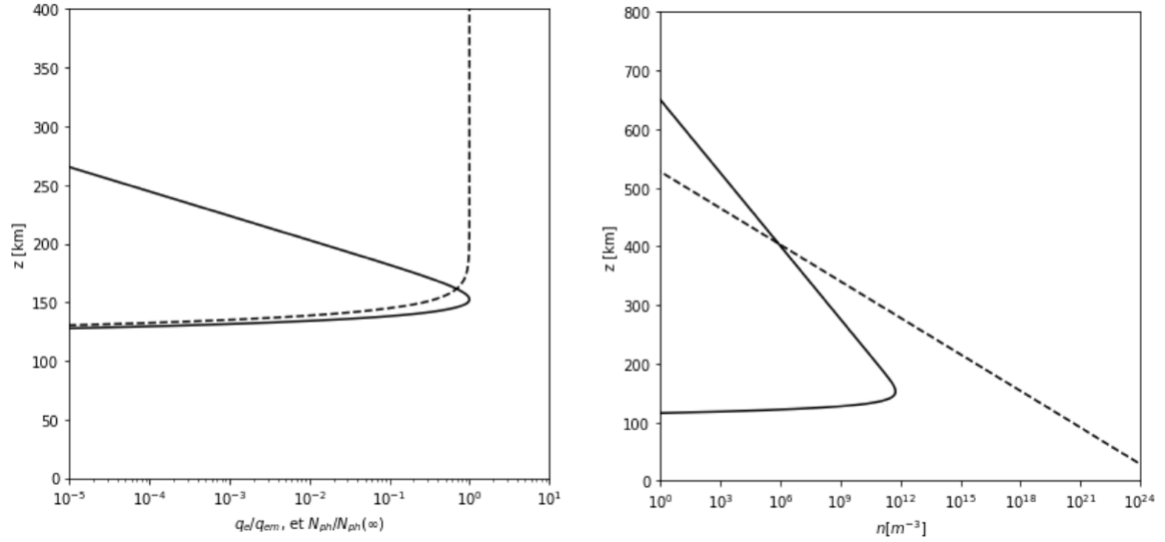


FIGURE 4 – Couche de Chapman pour l’atmosphère de N_2 à 300 K décrite dans le texte. Gauche : Taux de production (ligne pleine) et densité de courant de photons (pointillés). Droite : Densité de neutre (pointillés) et d’électrons (pleine).

La partie gauche de la figure 5 montre les valeurs normalisées de la densité de courant de photons UV et de la fonction de production q_e . L’atmosphère aux hautes altitudes est trop peu dense, et donc trop transparente pour que le processus de photo-ionisation soit efficace. Arrivés dans les couches plus denses, les photons sont vite absorbés, produisant localement des électrons. La fonction de production prend donc des valeurs non-négligeables dans une couche autour de z_m , dite *couche de Chapman*.

La partie droite de la figure 5 montre cette fois les valeurs des densités de neutre (pointillés) et d’électrons (ligne pleine). On voit là encore la structure en couche. On peut remarquer que si notre modèle donne de bons résultats aux alentours du maximum d’ionisation, il ne fonctionne plus aux hautes altitudes (>350 km environ), puisque l’hypothèse $n_e \ll n_n$ n’y est plus valable. A ces altitudes le plasma est fortement ionisé, l’atmosphère est de plus très peu dense et d’autres effets (en particulier de transport par diffusion) négligés ici doivent être pris en compte pour modéliser le plasma.

1.3.2 Les couches de l’ionosphère terrestre

Nous avons dans cette partie, afin de comprendre et de modéliser le processus de génération de l’ionosphère, considéré le modèle simple d’une atmosphère à un seul composant chimique ionisé par un rayonnement monochromatique. La réalité est évidemment

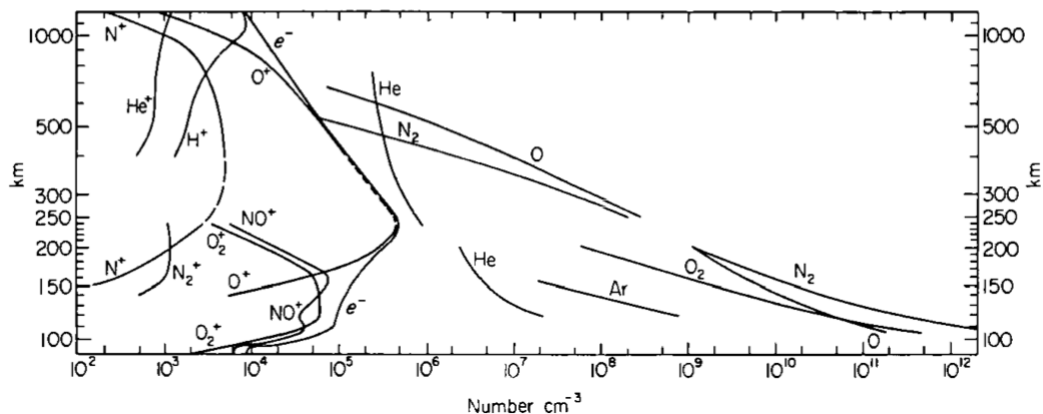


FIGURE 5 – Composition de l'atmosphère neutre et de l'ionosphère en fonction de l'altitude. Mesures de fusées sondes (journée, *White Sands*, Nouveau Mexique) pour les altitudes inférieures à 250 km. Mesures par le satellite Elektron II au dessus de 250 km.

plus complexe, l'atmosphère étant composée de multiples espèces chimiques chacune caractérisée par une section d'ionisation agissant dans des longueurs d'ondes différentes. La modélisation de tous ces effets passe par des modèles numériques.

On peut cependant comprendre que, la hauteur d'échelle H étant une fonction de la masse des particules, on va retrouver les molécules les plus lourdes aux plus basses altitudes. Et que plus on montera en altitude, plus la proportion de molécules légères et d'atomes augmentera. La gravité produit donc une stratification des éléments chimiques, qui a un effet sur la structure de l'ionosphère.

Les couches ionosphériques sont désignées par des lettres, et, de bas en haut sont caractérisées par :

- Couche D (altitude 70-90 km) : essentiellement composée de NO^+ et de O_2^+ , présente uniquement pendant la journée, son taux d'ionisation est une fonction assez importante de l'activité solaire (production par les sursauts X durs solaires).
- Couche E (altitude du pic de densité autour de 110 km) : O_2^+ majoritaire, sa densité chute juste après le coucher du soleil vers sa valeur d'équilibre "de nuit". C'est une couche qui reste donc présente de nuit. Produite essentiellement par l'absorption du continuum UV, ainsi que par des raies de l'hydrogène (Lyman beta) et des rayons X.
- Couche F1 (autour de 200 km), O^+ majoritaire, disparaît totalement pendant la nuit. Produite essentiellement par l'absorption du continuum UV (10-80 nm),

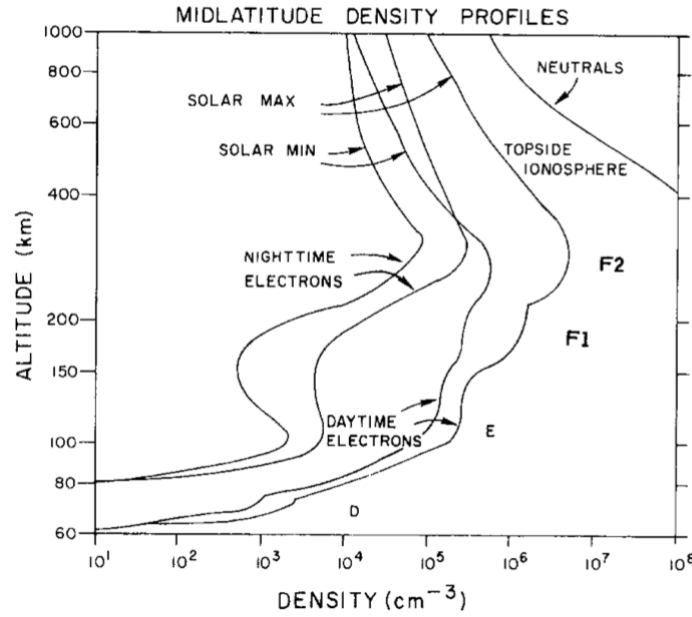


FIGURE 6 – Densité électroniques à des latitudes moyennes en fonction de l'altitude, montrant la structure en couche, sa variabilité jour/nuit ainsi qu'avec le cycle solaire.

ainsi que les raies He II.

- Couche F2 (autour de 300 km), O^+ , N^+ persiste pendant la nuit. Produite essentiellement par l'absorption du continuum UV (10-80 nm), ainsi que les raies He II.

2 Phénomènes de transport

Nous nous sommes dans la partie précédente intéressés aux réactions chimiques, par nature locales, en négligeant le terme de transport d'électrons (ou d'ions). Nous nous intéressons dans cette partie à ce dernier.

2.1 Mobilité et diffusion dans un plasma magnétisé

Nous allons ici étudier la réponse d'un plasma partiellement ionisé à l'application de forces extérieures constantes. On note $\nu_{i,e}$ les fréquences de collisions entre ion et neutres (indice i) ou entre électrons et neutres (indice e). Ces fréquences de collisions sont données par

$$\nu_\alpha = n_n \sigma_c v_{th\alpha} \quad (25)$$

où n_n est la densité de neutres, σ_c la section efficace de collisions avec les neutres (du même ordre de grandeur pour les ions et les électrons) et $v_{th\alpha} = (kT_\alpha/m_\alpha)^{1/2}$ la vitesse

thermique.

On considérera pour garder le problème raisonnablement simple les fréquences de collisions entre ions et électrons négligeables, que les températures sont constantes (indépendantes de la position), que le plasma est constitué d'une seule espèce atomique ou moléculaire, ionisée une seule fois. L'équation fondamentale de la dynamique s'écrit

$$0 = n_\alpha m_\alpha \mathbf{g} - kT_\alpha \nabla n_\alpha + n_\alpha q_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}) - n_\alpha m_\alpha \nu_\alpha (\mathbf{u}_\alpha - \mathbf{U}) \quad (26)$$

où $\alpha = i, e$. \mathbf{g} est l'accélération de la pesanteur, \mathbf{E} le champ électrique, \mathbf{B} le champ magnétique et \mathbf{U} représente ici une éventuelle vitesse par rapport au référentiel d'observation (en général lié à la surface terrestre). Vitesse qui peut jouer un rôle essentiel dans les phénomènes électro-dynamiques ionosphériques, qui sont souvent générés par les vents de neutres, dont les vitesses sont importantes (> 100 m/s) dans la thermosphère.

Nous avons dans cette équation négligé le terme inertiel $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$ devant le terme de viscosité $\nu \mathbf{u}$. Ceci est possible pour un fluide subsonique et relativement collisionnel (faible nombre de Knudsen). On voit en effet que (en introduisant L la dimension spatiale typique du système)

$$\frac{|\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}|}{|\nu \mathbf{u}|} \sim \frac{u}{\nu L} \sim \frac{u/v_{th}}{L/\ell_{pm}} \sim M_a K_n \quad (27)$$

où M_a est le nombre de Mach et K_n le nombre de Knudsen.

De manière à simplifier et à éliminer la dépendance explicite en \mathbf{U} , on reformule l'équation de la dynamique dans le référentiel dans lequel les neutres sont au repos :

$$0 = n_\alpha m_\alpha \mathbf{g} - kT_\alpha \nabla n_\alpha + n_\alpha q_\alpha (\mathbf{E}' + \mathbf{u}'_\alpha \times \mathbf{B}) - n_\alpha m_\alpha \nu_\alpha \mathbf{u}'_\alpha \quad (28)$$

où $\mathbf{u}'_\alpha = \mathbf{u}_\alpha - \mathbf{U}$ et $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}$, pour un changement de référentiel non-relativiste.

Nous pouvons exprimer la vitesse \mathbf{u}'_α :

$$\mathbf{u}'_\alpha - \kappa_\alpha \mathbf{u}'_\alpha \times \mathbf{b} = \mu_\alpha (m_\alpha \mathbf{g} + q_\alpha \mathbf{E}') - D_\alpha \frac{\nabla n_\alpha}{n_\alpha} = \mathbf{w}_\alpha \quad (29)$$

Où nous avons introduits les coefficients de mobilité de l'espèce α : $\mu_\alpha = 1/(m_\alpha \nu_\alpha)$ et le coefficient de diffusion $D_\alpha = kT_\alpha/(m_\alpha \nu_\alpha) = kT_\alpha \mu_\alpha$. $\kappa_\alpha = q_\alpha B/(m_\alpha \nu_\alpha)$ est le rapport de la pulsation cyclotronique de la population α sur sa fréquence de collision avec les neutres (attention au fait que $\kappa_e < 0$ avec cette définition). \mathbf{w}_α est la vitesse qu'aurait la population α en l'absence de champ magnétique.

L'équation (29) nous permet de discuter les cas limites du champ faible $\kappa_\alpha \ll 1$ et du champ fort $\kappa_\alpha \gg 1$.

Dans le premier cas, $\kappa_\alpha \ll 1$, nous voyons que $\mathbf{u}'_\alpha \simeq \mathbf{w}_\alpha$, tout se passe donc comme s'il n'y avait pas de champ magnétique : les particules chargées se meuvent à travers une

population de neutres sur laquelle ils se cognent : effet de diffusion mis à part, leur vitesse moyenne est donc proportionnelle aux forces appliquées (effet Ohm ou apparenté), le travail des forces qui les fait se mouvoir étant transmis aux neutres sous forme de chaleur (effet Joule ou apparenté).

Dans le second cas, $\kappa_\alpha \gg 1$ on a alors $\kappa_\alpha \mathbf{u}'_\alpha \times \mathbf{b} \simeq -\mathbf{w}_\alpha$, et donc

$$\mathbf{u}'_{\perp\alpha} \simeq \frac{\mathbf{w}_\alpha}{\kappa_\alpha} \times \mathbf{b} \simeq \frac{1}{q_\alpha B^2} (m_\alpha \mathbf{g} + q_\alpha \mathbf{E}' - kT_\alpha \frac{\nabla n_\alpha}{n_\alpha}) \times \mathbf{B} = \mathbf{V}_g + \mathbf{V}_\times + \mathbf{V}_{dm}. \quad (30)$$

où $\mathbf{u}'_{\perp\alpha}$ est la composante perpendiculaire de la vitesse de la population α , $\mathbf{u}'_{\perp\alpha} \equiv \mathbf{u}'_\alpha - (\mathbf{u}'_\alpha \cdot \mathbf{b})\mathbf{b}$. La composante de la vitesse parallèle au champ magnétique, évidemment, est solution de l'équation "sans champ magnétique" discutée précédemment.

Les collisions agissant très lentement devant la fréquence cyclotronique, on retrouve les mouvements de dérive magnétiques, perpendiculaires à la fois à la force appliquée et au champ magnétique. Les trois termes du membre de droite sont, par ordre d'apparition : la vitesse de dérive gravitationnelle, la vitesse de dérive en champs croisés et la vitesse de dérive diamagnétique.

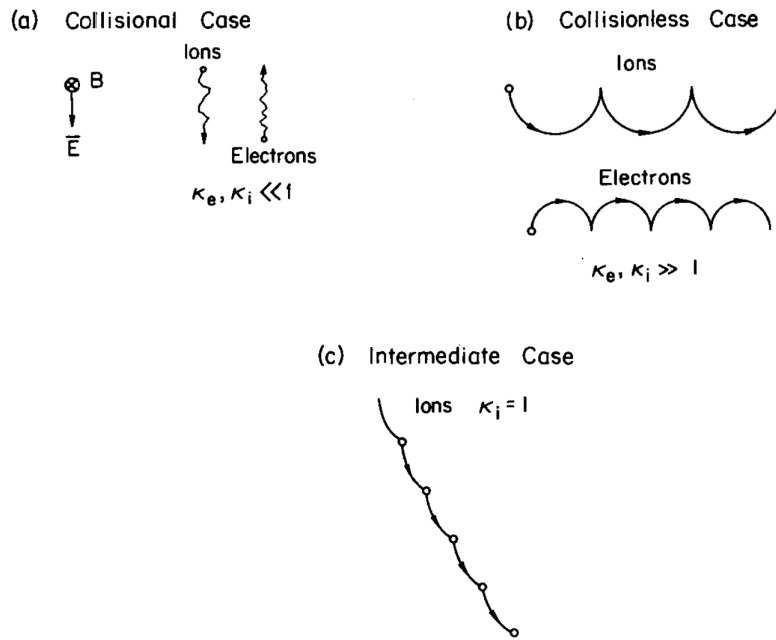


FIGURE 7 – Trajectoires schématiques de particules pour les cas limites $\kappa \ll 1$, $\kappa \gg 1$, $\kappa \sim 1$. Seule la force électrique est prise en compte dans cette figure.

Que se passe-t-il dans un cas intermédiaire ? On peut imaginer que la vitesse des particules aura alors deux composantes : une composante "Ohmique" parallèle aux forces

appliquées et une composante "dérive magnétique" perpendiculaire à la fois à ces forces et au champ magnétique.

Pour répondre à cette question, on peut résoudre l'équation (29), par exemple en la reformulant sous la forme d'un système algébrique (on omet temporairement les indices α) :

$$\begin{cases} u'_x - \kappa u'_y = w_x \\ \kappa u'_x + u'_y = w_y \\ u'_z = w_z \end{cases} \quad (31)$$

Où l'on a pris l'axe z de notre repère parallèle au champ magnétique. Le système s'écrit sous forme matricielle $\mathbf{w} = A \cdot \mathbf{u}'$, et se résout en inversant la matrice A :

$$\begin{pmatrix} u'_x \\ u'_y \\ u'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{1+\kappa^2} & \frac{\kappa}{1+\kappa^2} & 0 \\ -\frac{\kappa}{1+\kappa^2} & \frac{1}{1+\kappa^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} w_x \\ w_y \\ w_z \end{pmatrix} \quad (32)$$

On voit donc que les coefficients de mobilité et de diffusion prennent des valeurs différentes selon la direction considérée. Dans la direction du champ magnétique, ils ne sont pas modifiés, et on a

$$u'_{\alpha z} = \mu_{\alpha}(m_{\alpha}g_z + q_{\alpha}E'_z) - \frac{D_{\alpha}}{n_{\alpha}} \frac{dn_{\alpha}}{dz} \quad (33)$$

Dans le plan perpendiculaire au champ magnétique, il faut séparer la direction des forces (ou du gradient de densité), le long desquelles on a une mobilité, ou un coefficient de diffusion effectif, valant

$$\mu_{P\alpha} = \frac{\mu_{\alpha}}{1 + \kappa_{\alpha}^2} \quad D_{P\alpha} = kT_{\alpha}\mu_{P\alpha} = \frac{D_{\alpha}}{1 + \kappa_{\alpha}^2} \quad (34)$$

de la direction à la fois perpendiculaire à celle des forces et du champ magnétique, le long de laquelle on a une mobilité ou un coefficient de diffusion effectif valant

$$\mu_{H\alpha} = \frac{\kappa_{\alpha}\mu_{\alpha}}{1 + \kappa_{\alpha}^2} \quad D_{H\alpha} = kT_{\alpha}\mu_{H\alpha} = \frac{\kappa_{\alpha}D_{\alpha}}{1 + \kappa_{\alpha}^2}. \quad (35)$$

Les indices P et H référant à *Pedersen* et *Hall*.

2.1.1 Expression de la conductivité

Nous avons traité le cas général des mobilités dans la section précédente, mais il est intéressant de regarder le cas particulier du champ électrique, qui est souvent le terme dominant.

La conductivité σ du plasma est définie par $\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}$, où $\mathbf{j} = e(n_i\mathbf{u}_i - n_e\mathbf{u}_e)$, si on considère que l'espèce ionique est simplement ionisée. Pour simplifier les expressions, on

suppose dans la suite que le plasma est quasi-neutre, donc que $n_e = n_i = n$. La matrice de conductivité s'exprime donc simplement à partir de celle de mobilité (32),

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (36)$$

où les éléments de matrice sont donnés par (attention au signe – dans la définition de σ_H , qu'on a introduit pour que la conductivité soit positive, cf ci-dessous).

$$\begin{cases} \sigma_0 = ne^2 (\mu_i + \mu_e) \\ \sigma_P = ne^2 \left(\frac{\mu_i}{1+\kappa_i^2} + \frac{\mu_e}{1+\kappa_e^2} \right) \\ \sigma_H = -ne^2 \left(\frac{\kappa_i \mu_i}{1+\kappa_i^2} + \frac{\kappa_e \mu_e}{1+\kappa_e^2} \right) \end{cases} \quad (37)$$

où encore, en explicitant les masses et charges des particules :

$$\begin{cases} \sigma_0 = \frac{ne^2}{m_i \nu_i} + \frac{ne^2}{m_e \nu_e} \\ \sigma_P = \frac{ne^2}{m_i \nu_i} \frac{1}{1+\kappa_i^2} + \frac{ne^2}{m_e \nu_e} \frac{1}{1+\kappa_e^2} \\ \sigma_H = \frac{ne}{B} \left(\frac{\kappa_e^2}{1+\kappa_e^2} - \frac{\kappa_i^2}{1+\kappa_i^2} \right) \end{cases} \quad (38)$$

L'expression de σ_0 de la conductivité dans la direction parallèle au champ magnétique est identique à celle qu'on aurait dans un plasma non-magnétisée. Elle est dominée par le terme électronique, puisque, en utilisant (25), le rapport de termes électrons/ions vaut $m_i \nu_i / m_e \nu_e = (m_i / m_e)^{1/2} (T_i / T_e)^{1/2} \sim 40$. On a donc avec une bonne précision $\sigma_0 \simeq \frac{ne^2}{m_e \nu_e}$.

Les valeurs des termes Pedersen et Hall dépendent du rapport κ de la gyrofréquence sur la fréquence de collision, qui est dans l'ionosphère fonction de l'altitude, essentiellement en raison de la variation de la densité de neutres avec l'altitude (et donc la diminution de ν) comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

2.1.2 Ordre de grandeurs des mobilités et conductivités dans une atmosphère isotherme

Pour identifier les processus dominants à différentes altitudes, nous reprenons le modèle simplifié d'atmosphère isotherme présenté dans la section 1. La densité de neutre décroît donc avec l'altitude suivant une loi exponentielle caractérisée par une échelle de hauteur $H = kT/mg$. Les paramètres utilisés pour caractériser l'atmosphère neutre sont les mêmes que ceux de la section 1.3.1.

Pour obtenir les valeurs des mobilités et des conductivités il faut aussi un modèle de champ magnétique : le champ terrestre est globalement dipolaire, $B(r) = B_T(r/R_T)^3$ où $B_T \simeq 0.5$ G (1 G = 10^{-4} T). Pour des altitudes faibles ($z - R_T \ll R_T$), on a donc $B(z) \simeq B_T(1 - 3z/R_T)$. On voit donc que si l'on considère une couche d'atmosphère

de quelques centaines de kilomètres, on peut sans trop se tromper considérer le champ comme constant (l'erreur relative commise sur B étant de l'ordre de $3\Delta z/R_T \sim 10\%$ pour $\Delta z = 200$ km). On fera donc l'hypothèse d'un champ constant $B = 0.5$ G, ce qui ne modifie pas qualitativement les résultats et évite d'ajouter trop d'ingrédients dans le modèle.

La fig.8 présente l'évolution des trois composantes de la mobilité pour les électrons. On voit que la mobilité parallèle $\mu_{e,0}$ augmente exponentiellement avec l'altitude, puisque la fréquence de collision électron-neutre est inversement proportionnelle à la densité de neutres $\nu_e \propto 1/n$, et que $n \propto \exp(-z/H)$.

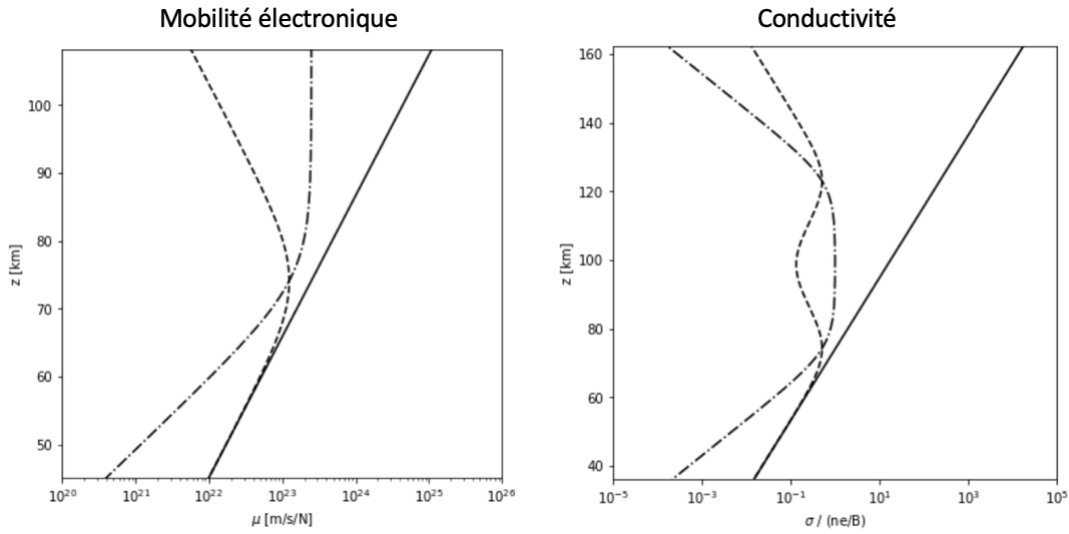


FIGURE 8 – Variation avec l'altitude des mobilités électroniques μ_e (—), $\mu_{e,P}$ (---) et $\mu_{e,H}$ (-.-) (figure de gauche) et des conductivités σ (—), σ_P (---) et σ_H (-.-) normalisées par ne/B (figure de droite) dans une atmosphère isotherme de N_2 à 300 K (cf. texte pour les paramètres).

La mobilité Pedersen $\mu_{e,P}$ est initialement confondue avec $\mu_{e,0}$ puisqu'on a pour les basses couches de l'atmosphère $\kappa_e \ll 1$: le plasma est très collisionnel et le champ magnétique n'a pas d'effet sur la mobilité. Puis à l'altitude où la gyro-fréquence est de l'ordre de la fréquence de collision (environ 70 km pour les électrons, environ 120 km pour les ions), les deux courbes se séparent, la conductivité perpendiculaire au champ B diminue alors que κ_e augmente.

La mobilité Hall $\mu_{e,H}$ (dont on rappelle qu'elle est proportionnelle à $\kappa/(\kappa^2 + 1)$) est faible à basse altitude, et augmente avec l'altitude, jusqu'à devenir le terme perpendiculaire dominant aux hautes altitudes, lorsque les collisions deviennent peu fréquentes ($\kappa \gg 1$) et que le mouvement des électrons est concrètement assimilable à leur dérive magnétique (la mobilité μ devient alors constante puisque la vitesse des particules est $\mathbf{w} = \mathbf{F} \times \mathbf{B}/B^2$, qui est indépendante de l'altitude dans notre modèle puisque le module de \mathbf{B} est considéré comme constant).

La fig.8 présente aussi l'évolution avec l'altitude de la conductivité (normalisée par en/B). Comme on l'a vu la conductivité parallèle est dominée par la mobilité des électrons, bien plus importante que celles des ions. Elle est donc à peu près égale à $ne^2/m_e\nu_e$ et augmente exponentiellement avec l'altitude.

La conductivité Pedersen (dans la direction parallèle à \mathbf{E} et perpendiculaire à \mathbf{B}) présente deux maxima. Un premier vers 70 km, lié au maximum de $\mu_{e,P}$: à cette altitude le courant est porté par les électrons (pour lesquels $\kappa_e \sim 1$), tandis que les ions sont encore très collisionnels ($\kappa_i \ll 1$). Et un second maximum autour de 130 km d'altitude lié au maximum de $\mu_{i,P}$, pour lequel le courant est essentiellement porté par les ions ($\kappa_i \sim 1$) tandis que les électrons sont très magnétisés ($\kappa_e \gg 1$) et se déplacent essentiellement via leur mouvement de dérive en champs croisés dans la direction perpendiculaire à \mathbf{E} .

La conductivité Hall, faible à basse altitude (le plasma n'est pas magnétisé, $\kappa_e \ll 1$ et $\kappa_i \ll 1$). Elle devient dominante entre 80 et 120 km d'altitude, dans la zone où les électrons sont magnétisés ($\kappa_e \gg 1$) tandis que les ions ne le sont pas ($\kappa_i \ll 1$) : les électrons se déplacent avec leur mouvement de dérive ce qui n'est pas le cas des ions, collisionnels, d'où l'existence d'un courant net dans la direction perpendiculaire à la fois à \mathbf{E} et à \mathbf{B} .

A haute altitude, les populations ioniques et électroniques sont toutes deux peu collisionnelles ($\kappa_e \gg 1$ et $\kappa_i \gg 1$). Les deux populations se déplacent donc suivant leur dérive en champs croisés, dont la vitesse est indépendante de la charge et de la masse. Les deux populations sont donc animées du même mouvement, et le courant, résultant de la différence de vitesses entre électrons et ions, tend donc vers zéro quand l'altitude augmente.

Pour conclure cette partie, il est intéressant de noter que la conductivité perpendiculaire au champ magnétique prend des valeurs non-négligeables dans une couche de quelques dizaines de kilomètres d'épaisseur (autour de la région E ionosphérique). L'altitude de cette couche est déterminée par la zone où la fréquence de collision entre particules chargées et neutres est de l'ordre de la gyrofréquence des électrons ou des ions. Le fait que cette altitude corresponde précisément à l'altitude de la couche d'ionisation (couche de Chapman), donc à l'altitude où il existe des particules chargées en nombre important pour porter le courant, est une coïncidence liée au hasard (la valeur de l'amplitude du champ magnétique terrestre, qui détermine la fréquence cyclotron, n'a a priori aucune raison d'être corrélée aux paramètres qui déterminent la fréquence de collisions et l'altitude de la couche de Chapman, i.e. la densité de l'atmosphère terrestre et l'irradiance solaire). Cette coïncidence, à l'origine de multiples phénomènes électrodynamiques dans l'ionosphère (sur lequel on reviendra plus bas), ne se retrouvera donc pas nécessairement dans l'étude d'autres ionosphères planétaires, ni même dans l'étude de l'ionosphère terrestre à d'autres époques que la notre (le champ magnétique terrestre et l'irradiance solaire variant significativement sur des échelles de temps longues).

2.2 Quelques effets du transport ionosphérique

2.2.1 Diffusion ambipolaire et échelle de hauteur du plasma

Afin de calculer l'échelle de hauteur typique des espèces ionisées (électrons et ions) et montrer qu'elle est différente de celle des neutres, nous reprenons l'expression (29) de la vitesse des espèces électroniques et ioniques (indice $\alpha = e, i$). Nous nous limitons à la composante verticale (i.e. parallèle à l'accélération de la pesanteur \mathbf{g}) de la vitesse et considérons un cas non-magnétisé (ou pour lequel les lignes de champ magnétiques sont verticales). Nous considérons aussi que les neutres sont au repos par rapport au plasma. Nous avons alors, en projetant selon un axe (Oz) dirigé vers le haut,

$$\begin{cases} \mu_e^{-1} w_e = -m_e g - eE_z - \frac{kT_e}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} \\ \mu_i^{-1} w_i = -m_i g + eE_z - \frac{kT_i}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} \end{cases} \quad (39)$$

Nous supposons de plus que $n_e \simeq n_i \simeq n$ (électro-neutralité) et que $w_e \simeq w_i \simeq w$ (absence de courant vertical). Nous pouvons éliminer le champ électrique en additionnant ces deux équations et exprimer la vitesse moyenne w du plasma comme

$$\left(\frac{1}{\mu_e} + \frac{1}{\mu_i} \right) w = -(m_e + m_i)g - \frac{k(T_e + T_i)}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \quad (40)$$

Le rapport des coefficients de mobilité vaut

$$\frac{\mu_e}{\mu_i} = \frac{m_i \nu_i}{m_e \nu_e} \propto \sqrt{m_i/m_e} \gg 1, \quad (41)$$

nous voyons que nous pouvons donc négliger le terme en $1/\mu_e$ devant le terme en $1/\mu_i$. En négligeant de même m_e devant m_i , on obtient finalement

$$w = -\mu_i m_i g - \frac{D_{ap}}{n} \frac{\partial n}{\partial z} = \frac{1}{\nu_i} \left(-g - \frac{k(T_e + T_i)}{nm_i} \frac{\partial n}{\partial z} \right) \quad (42)$$

où D_{ap} est le coefficient de diffusion dit *ambipolaire*,

$$D_{ap} = \mu_i k(T_e + T_i) = \frac{k(T_e + T_i)}{m_i \nu_i}. \quad (43)$$

L'équation de continuité pour le plasma, $\partial_t n + \text{div } n\mathbf{w} = 0$ nous permet d'exprimer l'évolution de la densité sous la forme

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(-n\mu_i m_i g - D_{ap} \frac{\partial n}{\partial z} \right) = 0 \quad (44)$$

qui est une équation de Fokker-Planck, décrivant l'évolution de la densité du plasma via un terme de convection (premier terme, proportionnel à la force appliquée, ici à $m_i g$), et un terme de diffusion (second terme), avec ici un coefficient D_{ap} . Il est intéressant de

noter que si la convection se déroule comme si le fluide était uniquement composé de protons (les paramètres électroniques n'interviennent pas), la diffusion ambipolaire fait intervenir la température électronique. On voit que la présence des électrons augmente le coefficient de diffusion - d'un facteur 2 si les températures électroniques et ioniques sont du même ordre, et plus si $T_e > T_i$ ce qui est le cas à peu près général.

L'échelle de hauteur gravitationnelle du plasma est déterminée par l'équilibre entre les effets de convection et diffusion. Elle s'obtient en cherchant une solution stationnaire de l'équation (44). Celle-ci doit vérifier

$$n\mu_i m_i g + D_{ap} \frac{dn}{dz} = 0, \quad (45)$$

et nous obtenons une densité de plasma de la forme

$$n(z) = n_0 \exp\left(-\frac{\mu_i m_i g z}{D_{ap}}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{m_i g z}{k(T_e + T_i)}\right). \quad (46)$$

On retrouve bien une atmosphère stratifiée exponentiellement, mais l'échelle de hauteur vaut $H_{ap} = k(T_e + T_i)/m_i g$, elle est donc plus grande (d'un facteur environ 2 si $T_e \simeq T_i$) que ne le serait celle d'un fluide neutre.

Cela se comprend de la manière suivante : les électrons, plus légers, sont beaucoup plus mobiles que les ions. Si les gaz d'ions et d'électrons se comportaient indépendamment l'un de l'autre, le gaz d'électron aurait donc une échelle de hauteur beaucoup plus (~ 2000 fois plus) grande que le gaz d'ions. Une telle situation créerait une forte charge volumique, et un fort champ électrique. Ce champ, dirigé du bas vers le haut aurait pour effet de ramener les électrons vers le sol et de diminuer leur échelle de hauteur, et au contraire de tirer les ions vers le haut en augmentant leur échelle de hauteur. L'hypothèse d'électro-neutralité que nous avons imposée traduit l'existence de ce champ électrique *ambipolaire* E_{ap} qui assure la cohésion des populations électroniques et ioniques.

On peut calculer E_{ap} en utilisant une des équations (39) dans le cas stationnaire ($w = 0$). On obtient

$$eE_{ap} = \frac{T_e}{T_e + T_i} m_i g \quad (47)$$

Il peut-être intéressant de regarder la force effective subie par un ion ou un électron dans le champ de gravité et le champ ambipolaire. On a pour un ion

$$F_i = -m_i g + eE = -m_i g \left(1 - \frac{T_e}{T_e + T_i}\right) \simeq -\frac{m_i g}{2} \quad (48)$$

et pour un électron

$$F_e = -m_e g - eE \simeq -m_i g \frac{T_e}{T_e + T_i} \simeq -\frac{m_i g}{2} \quad (49)$$

où les évaluations du dernier membre sont pour $T_e \simeq T_i$. Ainsi l'effet du champ électrique est de diminuer la masse effective des ions d'un facteur 2, et de conférer aux électrons une masse effective $m_i/2$, cela en sorte que les deux populations aient la même échelle de hauteur, condition nécessaire au maintien de l'électro-neutralité dans le plasma.

2.2.2 Electrodynamique des basses latitudes : effet dynamo, système de courants Sq et électro-jet équatorial

L'effet de dynamo atmosphérique a été proposé dès 1882 par Balfourt Stewart, physicien écossais qui s'intéressait au magnétisme terrestre et avait remarqué d'importantes variations journalières de la composante horizontale du champ géo-magnétique, avec des périodes égales à des fractions de 24h (jour solaire) et 24,8 h (jour lunaire). La théorie (simplifiée) présentée ici a été développée bien plus tard, dans les années 1960.

L'effet dynamo procède des étapes suivantes :

- De forts vents atmosphériques, essentiellement dans la direction Ouest \rightarrow Est sont générés dans la thermosphère (~ 100 km d'altitude) par les effets de marées lunaires et solaires, ainsi que des effets thermiques liés à la différence de température jour/nuit.
- Ces vents entraînent avec eux, par effet de viscosité (collisions), les particules chargées de l'ionosphère, les forçant à se déplacer perpendiculairement au champ magnétique terrestre. Ils entraînent plus facilement les ions (fortement couplés collisionnellement aux neutres à cette altitude, $\kappa_i \ll 1$) que les électrons (très magnétisés à cette altitude, $\kappa_e \gg 1$).
- Il en résulte un courant électrique perpendiculaire au champ \mathbf{B} et à la vitesse du vent \mathbf{U} donc essentiellement vertical. Or la dimension verticale de la couche conductrice est finie (cf. fig.8) : le courant ne peut pas se déplacer librement, et des charges électriques vont s'accumuler aux frontières de la couche de conduction.
- La polarisation de la couche de conduction crée un champ électrique potentiel qui va à son tour modifier la distribution de courant, de manière à ce que la divergence de la distribution de courant soit nulle et qu'un équilibre stationnaire puisse s'établir.

Les équations de transport que nous avons dérivées à la section précédente nous permettent de modéliser ces effets. Nous considérons qu'il existe un mouvement des neutres par rapport à la surface terrestre, avec une vitesse \mathbf{U} . L'expression de la densité de courant est donnée par

$$\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}' = \sigma \cdot (\mathbf{U} \times \mathbf{B} - \nabla \Phi) \quad (50)$$

où $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ est le champ électromoteur et $\nabla \Phi$ le champ électrique dû à la présence de charges de polarisation. σ est la matrice de conductivité que nous avons dérivé dans la section précédente.

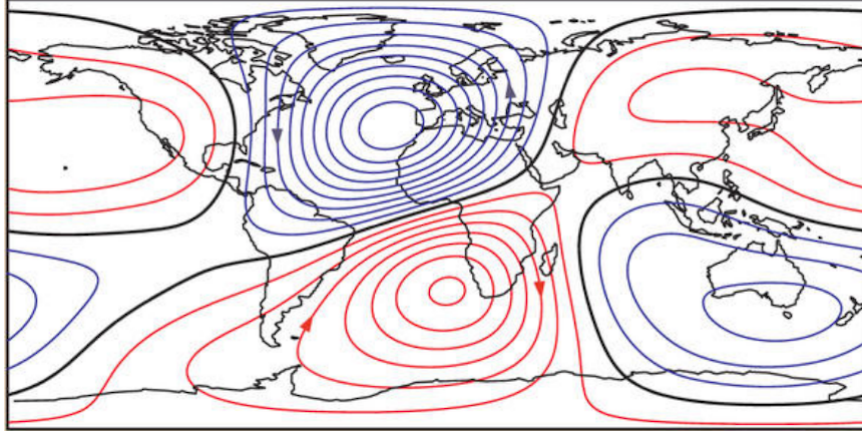


FIGURE 9 – Système de courant Sq : lignes de courants ionosphériques dérivées de données prise à l’observatoire d’Huancaayo au Pérou. Incréments de 10 kA entre deux lignes successives. Les lignes bleues tournent dans le sens anti-horaire et les lignes rouges dans le sens horaire. La zone de très forts courants Ouest → Est au niveau de l’équateur diurne est l’*électrojet équatorial*.

Nous cherchons à décrire le système de courant ionosphérique qui s’établit en état stationnaire. La conservation de la charge s’écrit $\partial_t \rho + \text{div } \mathbf{j} = 0$, ce qui implique que la divergence du courant doit être nulle dans un tel équilibre,

$$\text{div } [\sigma \cdot (\mathbf{U} \times \mathbf{B} - \nabla \Phi)] = 0 \quad (51)$$

On voit que le champ de courant reflète la forme (en général complexe) du champ de vitesse du vent qui en est la source, ainsi que la structure de la conductivité via σ , et les variations temporelles (jour/nuit pour σ , liés aux effets de marées pour \mathbf{U}) de ces paramètres. On a donc affaire à une structure assez complexe, qu’on désigne sous le nom de *système de courant Sq*. Le Sq réfère à *Solar quiet*, dans la mesure où ce système de courant est celui qui s’établit en l’absence d’activité magnétique intense d’origine solaire.

Nous considérons, pour simplifier le problème (et parce que c’est l’endroit où la dynamo est la plus efficace), des zones proches de l’équateur terrestre. On choisit un repère (x, y, z) tel que x pointe vers le haut, y vers l’Est et z vers le Nord. Dans ce repère, on a $\mathbf{U} = U \mathbf{u}_y$ et $\mathbf{B} = B \mathbf{u}_z$. Nous considérons une géométrie en tranche, dans laquelle la conductivité est non-nulle uniquement dans une tranche d’altitudes. La fig.?? présente la géométrie du problème.

Le courant dans la direction x vaut, d’après (50),

$$j_x = \sigma_P E'_x - \sigma_H E'_y = \sigma_P \left(UB - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \sigma_H \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \quad (52)$$

puisque en régime stationnaire il ne peut y avoir de courant net dans cette direction. Cette relation permet de relier le champ électrique *zonal* (i.e. dans la direction Ouest-Est) au

champ vertical

$$E'_x = UB - \frac{\partial \Phi}{\partial x} = -\frac{\sigma_H}{\sigma_P} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (53)$$

Cette expression nous permet d'obtenir celle du courant zonal, puisque nous savons que

$$j_y = \sigma_H E'_x + \sigma_P E'_y = -\sigma_P \left(1 + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_P^2}\right) \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (54)$$

où $\sigma_C = \sigma_P(1 + \sigma_H^2/\sigma_P^2)$ est appelée la conductivité de Cowling. On voit que l'effet de l'accumulation de charges aux frontières de la zone conductrice (traduite par l'hypothèse $j_x = 0$) a pour effet d'augmenter la conductivité dans la direction zonale d'un facteur $(1 + \sigma_H^2/\sigma_P^2) \sim 100$ dans la couche E. Cette augmentation de la conductivité est à l'origine du fort courant ionosphérique appelé l'électrojet équatorial (cf. fig.9).

Le système de courant Sq, et en particulier le fort électro-jet équatorial, est à l'origine des perturbations journalières du champ magnétique comme l'avait supposé Balfourt Stewart. Ces variations sont illustrées sur la figure 10. Dans les faits, et étant données les difficultés à mesurer le champ électrique ou les courants ionosphériques *in-situ*, ce sont d'ailleurs ces mesures de champ magnétiques qui sont aujourd'hui utilisées pour inférer la distribution du système de courant.

2.2.3 Electrodynamique des hautes latitudes : couplages au vent solaire et à la magnétosphère

Aux hautes latitudes les lignes de champs géo-magnétiques sont (en première approximation) verticales. Elles s'étendent à de très hautes altitudes et connectent l'ionosphère à la magnétosphère ou directement au milieu interplanétaire. Il résulte de cette connexion un certain nombre d'effets spécifiques, et en particulier un système de courants ionosphériques généré par les champs électromoteurs du vent solaire et de la magnétosphère, et donc différent du système Sq observé aux basses et moyennes latitudes.

On sépare l'ionosphère des hautes latitudes en deux régions. La région I est celle de plus haute latitude magnétique, aussi appelée *cornet polaire*, dans lesquelles les lignes de champ magnétique terrestre sont directement connectées au vent solaire. La région II est celle de plus basses latitudes, dans lesquelles les lignes de champ magnétiques connectent l'ionosphère à la magnétosphère interne. Nous verrons que les courants ionosphériques circulent dans des directions opposées dans ces deux régions (et s'annulent donc à la frontière entre ces deux régions).

La fig.11 illustre la connexion dans la région I, entre le vent solaire et l'ionosphère. Les lignes de champ magnétique, de très grande conductivité, peuvent être considérées comme iso-potentielles, elles vont donc projeter le champ électrique interplanétaire sur la surface ionosphérique. Ce système peut-être conçu comme un circuit électrique dans lequel le champ d'induction du vent solaire joue le rôle de générateur, les lignes de champ magnétiques celui de câbles électriques et l'ionosphère celui d'une résistance.

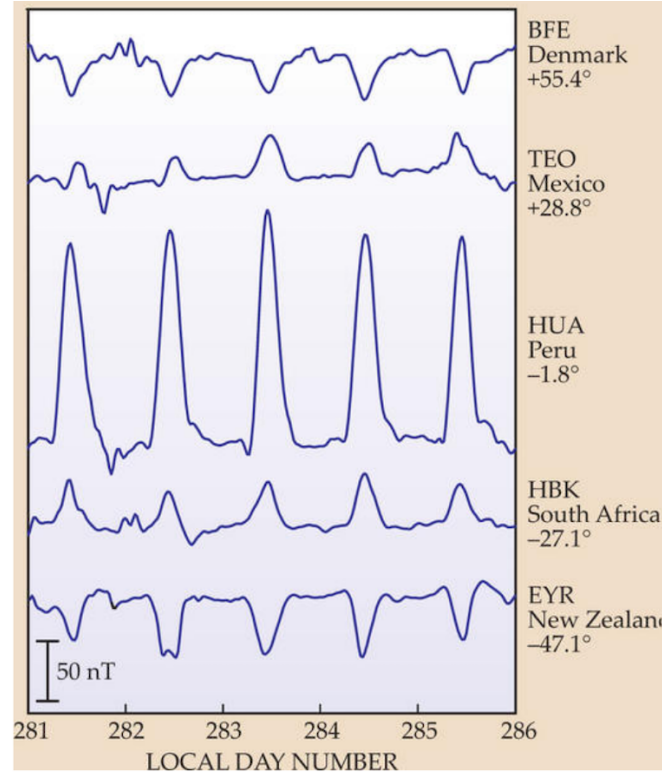


FIGURE 10 – Perturbations du champ magnétique terrestre mesurées par cinq observatoires situés à différentes latitudes magnétiques entre le 8 et le 12 octobre 2003. On peut noter l'inversion de polarité entre les basses et les hautes latitudes.

On peut chercher à évaluer la puissance (par unité de volume) injectée dans ce circuit. Celle-ci est égale à $\mathcal{P} = -\mathbf{J}_{sw} \cdot \mathbf{E}_{sw}$. Le courant \mathbf{J}_{sw} circulant dans le circuit est relié à la dynamique du plasma du vent solaire par

$$\rho \frac{d\mathbf{U}_{sw}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{J}_{sw} \times \mathbf{B}. \quad (55)$$

où $\rho \simeq n_{sw} m_p$ est la masse volumique du vent solaire. On obtient le courant $\mathbf{J}_{\perp,sw}$ circulant entre deux lignes de champs en prenant le produit vectoriel de cette équation par \mathbf{B} et en divisant par B^2 ,

$$\mathbf{J}_{\perp,sw} = \frac{1}{B^2} \left(\rho \mathbf{B} \times \frac{d\mathbf{U}_{sw}}{dt} + \mathbf{B} \times \nabla p \right) \quad (56)$$

De plus le plasma du vent solaire étant parfaitement conducteur, on a $\mathbf{E}_{sw} + \mathbf{U}_{sw} \times \mathbf{B} = 0$. En utilisant l'identité $(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot (\mathbf{c} \times \mathbf{d}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})(\mathbf{b} \cdot \mathbf{d}) - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{d})(\mathbf{b} \cdot \mathbf{c})$ (dit de Binet-Cauchy), on peut exprimer plus facilement \mathcal{P} , et obtenir

$$\mathcal{P} \sim -\rho \mathbf{U}_{sw} \cdot \frac{d\mathbf{U}_{sw}}{dt} \quad (57)$$

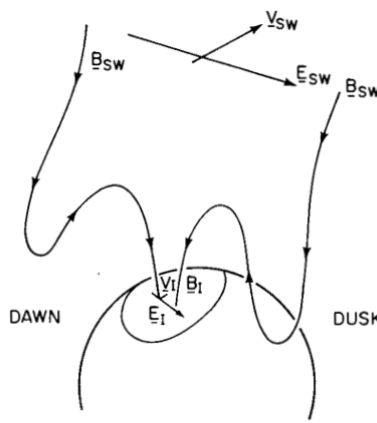


FIGURE 11 – Illustration de la connexion magnétique vent solaire - ionosphère (région I), pour un champ magnétique interplanétaire pointant vers le Sud.

dans le cas extrêmement simplifié où on a négligé l'effet du gradient de pression et considéré que \mathbf{B} et \mathbf{U}_{sw} étaient perpendiculaires ou presque. On voit que c'est la variation d'énergie cinétique du vent solaire qui est la source de l'énergie électrique du système : le fonctionnement est celui d'un générateur MHD connecté au système ionosphérique, qui joue le rôle de charge passive.

La puissance électrique fournie par le vent solaire est transmise le long des lignes de champ jusqu'à l'ionosphère où elle circule et forme un système de courants $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}_{iono}$, constitué de deux composantes : une composante Pedersen alignée avec le champ électrique ionosphérique \mathbf{E}_{iono} (courants méridionaux), et une composante Hall circulant perpendiculairement à \mathbf{E}_{iono} et à \mathbf{B} (courants zonaux). On peut voir (cf. fig.11) que le champ \mathbf{E}_{iono} est dirigé, tout comme \mathbf{E}_{sw} , du matin vers le soir. On peut voir aussi qu'il sera plus intense que le champ interplanétaire, puisque les lignes de champs magnétiques (iso-potentielles) convergent en se rapprochant de la Terre. Le facteur entre \mathbf{E}_{iono} et \mathbf{E}_{sw} dépend de la géométrie précise des lignes de champ (facteur ~ 50).

La figure 12 présente la géométrie du couplage entre ionosphère et magnétosphère interne. Le fonctionnement de ce couplage est similaire à celui présenté au-dessus dans le cas du vent solaire, sauf que ce sont les mouvements de convection du plasma magnétosphérique qui sont à l'origine de la génération du courant. Tout comme précédemment, l'ionosphère joue essentiellement le rôle de charge passive recevant ce courant.

Les mouvements de convection magnétosphériques étant dirigés de la queue de la magnétosphère vers le soleil, donc dans la direction inverse du mouvement de convection du vent solaire, le champ électrique projeté sur l'ionosphère sera orienté du soir vers le matin (cf. figure), et le courant ionosphérique résultant circulera dans le sens inverse de celui du cornet polaire directement connecté au vent solaire. Le système de courant

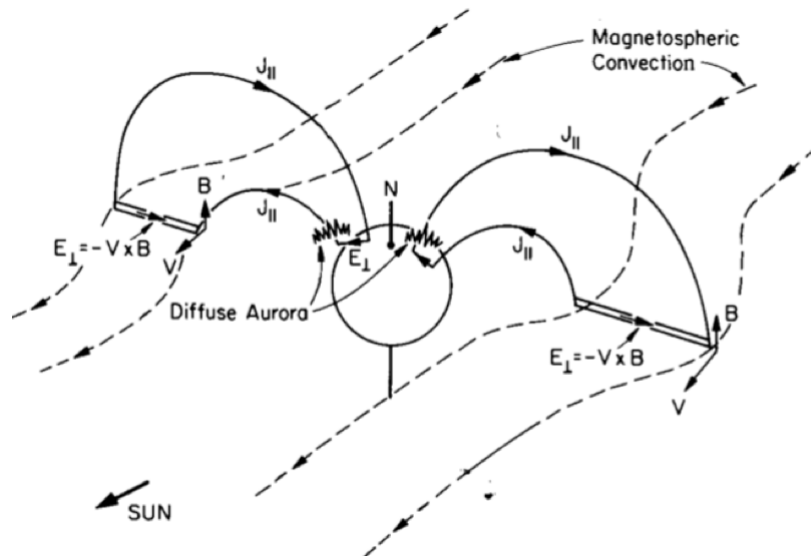


FIGURE 12 – Représentation schématique du couplage magnétique et électrique entre magnétosphère et ionosphère (région II)

produit sera là encore séparé entre des composantes Pedersen et Hall (circulant dans les directions méridionales et zonales respectivement), mais le sens de circulation est inversé par rapport aux courants de la région I.

Les courants alignés avec le champ magnétique, en pénétrant dans l'atmosphère vont être à l'origine de l'excitation d'atomes ou de molécules (collision électrons-neutres dont on a vu qu'elle était à l'origine des effets de conductivité ionosphérique), qui en se désexcitant émettent un rayonnement responsable du phénomène d'aurore boréales diffuses et continues. Ces courants sont appelés *courants de Birkeland*, en l'honneur du physicien norvégien Kristian Birkeland qui, observant la perturbation des boussoles lors d'intenses aurores boréales, avait supposé leur existence. En période de calme solaire, les courants de Birkeland transportent environ 10^5 A. Lors d'orages magnétiques d'origine solaire leur intensité peut atteindre plusieurs millions d'ampères.

La fig.13 présente une vision globale du système de courants ionosphériques aux hautes latitudes. On peut y voir les courants de Birkeland (alignés avec \mathbf{B} et assurant la connexion avec les hautes altitudes), les courants Pedersen et Hall et l'inversion du sens de ceux-ci lors du passage de la région I (cornet polaire connecté au vent solaire) à la région II (connectée à la magnétosphère interne).

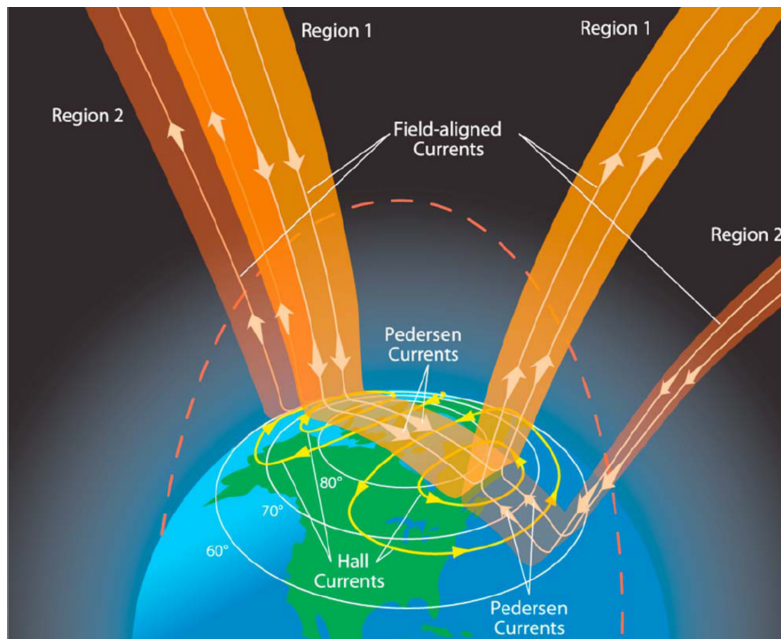


FIGURE 13 – Vision globale du système de courants ionosphériques aux hautes latitudes.

3 Bibliographie

- *Introduction to Ionospheric Physics*, Henry Rishbeth, Owen K. Garriott, Academic Press, 1969
- *The Earth's Ionosphere, Plasma Physics and Electrodynamics*. Michael C. Kelley, International Geophysics Series, Vol. 43, 1996
- *The ionospheric E-layer and F-layer dynamos - a tutorial review*. Henry Rishbeth, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Vol. 59, 1997