

INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3, avenue Circulaire, UCCLE - BRUXELLES 18

AERONOMICA ACTA

A - N° 62 - 1969

Le champ électrique de polarisation dans l'exosphère ionique polaire

par J. LEMAIRE et M. SCHERER

BELGISCH INSTITUUT VOOR RUIMTE-AERONOMIE

3, Ringlaan, UKKEL - BRUSSEL 18

AVANT-PROPOS

Ce travail a été soumis aux "Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris" pour publication.

VOORWOORD

Deze tekst werd voor publikatie aan "Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris" gezonden.

FOREWORD

This paper has been submitted for publication to "Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris".

VORWORT

Dieser Text wurde zu "Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris" eingegeben.

LE CHAMP ELECTRIQUE DE POLARISATION DANS L'EXOSPHERE IONIQUE POLAIRE

par

J. LEMAIRE et M. SCHERER.

Résumé

En considérant l'égalité des flux évaporatifs des charges positives et négatives et la quasi-neutralité électrique du milieu, on montre que le potentiel électrique de Pannekoek et Rosseland n'est plus applicable dans l'exosphère polaire et que la vitesse moyenne des ions est différente de celle résultant des modèles de "Vent et de Brise Polaires".

Samenvatting

De polarisatie potentiaal en het elektrische veld in de polaire ionaire exosfeer worden bepaald zodat niet alleen de totale flux der positieve ionen gelijk is aan de electronenflux maar bovendien de quasi-neutraliteit van het midden behouden blijft. Dit leidt tot de besluiten dat de Pannekoek-Rosseland potentiaal niet meer toepasselijk is in de polaire exosfeer en dat de gemiddelde snelheid der protonen kleiner is dan deze bekomen in de "Polar Wind" en "Polar Breeze" modellen.

Summary

The potential and electric field distributions in the polar ion-exosphere have been determined in such a way to provide 1) the equality of the evaporative fluxes of positively and negatively charged particles 2) and the quasi-neutrality of the plasma in the exosphere. One finds that the Pannekoek and Rosseland polarisation electric potential is not appropriated to the polar exosphere and that the exospheric mean velocity of the H^+ ions is smaller than this obtained in the "Polar Wind" and "Polar Breeze" models.

Zusammenfassung

Das polarisation elektrische Feld und die Spannungsverteilung in der Polarexosphäre werden festgestellt so dass, erstens, die Evaporationsausflüsse der positiven und negativen geladenen Teilchen gleich sind und, zweitens, dass die Quasineutralitätsgleichung erfüllt ist. Es wird so gefunden dass die elektrische Spannungsverteilung von Pannekoek und Rosseland nicht auf die Polarexosphäre anwendbar ist. Die mittlere Geschwindigkeit der H^+ Ionen ist deshalb kleiner als in den "Polar Wind und-Brise" Modellen.

1.- Le potentiel $\Phi_E(r)$ et le champ électrique $E(r)$, que Eviatar, Lenchek et Singer⁽¹⁾ ainsi que Hartle⁽²⁾ ont adoptés dans leurs modèles évaporatifs sont ceux de Pannekoek⁽³⁾ et Rosseland⁽⁴⁾ applicable à la barosphère où l'équilibre hydrostatique est pratiquement réalisé et où par conséquent la fonction de distribution de vitesse des particules est maxwellienne et isotrope.

$$\Phi_E(r) = - \frac{m^+ - m^-}{2e} \Phi_g(r); \vec{E}(r) = - \frac{m^+ - m^-}{2e} \vec{g}(r), \quad (1)$$

où m^- et m^+ sont respectivement les masses électronique et ionique de charge e ; \vec{g} et $\Phi_g(r)$ sont l'accélération et le potentiel gravifique à une distance r du centre de la Terre :

$$\Phi_g(r) = - \frac{GM}{r}; \vec{g}(r) = - \text{grad } \Phi_g(r), \quad (2)$$

où G est la constante gravitationnelle et M la masse de la Terre. Avec une telle distribution du potentiel électrique, on voit que F^- le flux d'évaporation des électrons au sommet de la barosphère est $(m^+/m^-)^{1/2}$ fois plus grand que le flux évaporatif F^+ des ions thermiques. Dans de telles conditions l'ionosphère polaire, d'où les particules chargées peuvent s'échapper par le canal des lignes de force ouvertes de la magnétosphère, s'appauvrirait rapidement en électrons. Il faut dès lors que, dans cette région de l'exosphère, le potentiel électrique soit différent de celui donné par la formule (1), afin de s'opposer à la fuite des électrons et ainsi maintenir l'égalité des flux d'échappement des électrons et des ions. Pour obtenir la distribution radiale du potentiel et du champ électrique dans l'exosphère nous avons exprimé, d'abord, que le courant électrique vertical dû à l'évaporation des électrons et des ions est nul,

$$e \sum_j Z_j F_j = 0, \quad (3)$$

où F_j est le flux évaporatif des particules de charge $Z_j e$, et ensuite que la condition de quasi-neutralité électrique du milieu,

$$e \sum_j Z_j n_j = 0, \quad (4)$$

est satisfaite simultanément.

2.- Le potentiel électrique est nécessairement une solution de l'équation de Poisson,

$$\Delta \Phi_E(r) = -4\pi e \sum_j Z_j n_j. \quad (5)$$

Ainsi que nous l'avons montré ailleurs⁽⁵⁾, l'excès de concentration des charges électriques, $(n^+ - n^-)/n^-$ dans un plasma d'hydrogène soumis à un champ gravifique est de l'ordre de 4×10^{-37} et non pas $7,3 \times 10^{-16}$ comme le signalait Pannekoek⁽³⁾. Par conséquent, l'équation (5) se réduit en très bonne approximation à celle de Laplace et sa solution est donnée par

$$\Phi_E(r) = \left[\Phi_0 + \Phi_1 U(r - r_0) \right] \frac{r_0}{r} + \Phi_2 U(r - r_0) + \Phi_3, \quad (6)$$

où $U(x)$ est la fonction de Heaviside : $U(x > 0) = 1$, $U(x < 0) = 0$; $\Phi_0 + \Phi_3$ est la valeur du potentiel au sommet de la barosphère et Φ_2 est une constante donnant le saut de potentiel de double couche localisé au sein de la baropause en $r = r_0$. Enfin $\Phi_1(r)$ est une fonction dont la dérivée seconde par rapport à r , est proportionnelle à la densité de charges électriques dans l'exosphère; en effet, d'après (5) et (6), on vérifie que

$$\sum_j Z_j n_j = -\frac{1}{4\pi e} \frac{r_0}{r} \frac{d^2 \Phi_1}{dr^2}. \quad (7)$$

Le champ électrique correspondant au potentiel (6) est donné dans l'exosphère par

$$\vec{E} = -\text{grad } \Phi_E(r) = \left(\beta - r \frac{d\beta}{dr} \right) \frac{mg}{Ze}, \quad (8)$$

où $\beta = Ze (\Phi_0 + \Phi_1)/m \Phi_g(r_0)$ est le rapport entre les énergies potentielles

électrique et gravifique pour une particule (Z, m).

3.- Le flux d'échappement des particules au niveau de la baropause (à environ 2000 km d'altitude au-dessus des pôles géomagnétiques) est donné par

$$F(r_o) = \frac{1}{2} n(r_o) c_o [1 + \Lambda(1 + \alpha)] \exp [- \Lambda(1 + \alpha)] \quad (9)$$

où $c_o = [8kT(r_o)/\pi m]^{\frac{1}{2}}$ et $\Lambda = GMm/r_o kT(r_o)$ sont respectivement la vitesse moyenne et le rapport entre les énergies potentielles gravifique et cinétique moyenne des particules à la baropause; le paramètre α défini par $\alpha = Ze (\Phi_o - \Phi_2)/m \Phi_g(r_o)$ est une constante dont la valeur est liée au saut d'énergie potentiel de double couche Φ_2 . Remarquons que, d'après les définitions de α et β , on a $\alpha_j = - \alpha_e Z_j m_e/m_j$ et $\beta_j = - \beta_e Z_j m_e/m_j$.

Tenant compte de ces relations et de l'expression (9) du flux F_j , l'équation (3) permet de calculer la valeur de α_e . On peut ensuite en déduire celle de $(\Phi_o - \Phi_2)$. On trouve ainsi pour $T_e(r_o) = T_j(r_o) = 3000^\circ K$, en plaçant la baropause à 2000 km d'altitude dans une exosphère constituée uniquement d'ions d'oxygène et d'électrons ($O^+ - e$) : $\alpha_e = 1,733 \cdot 10^4$, $\alpha_{O^+} = - 0,590$ et $\Phi_o - \Phi_2 = 4,69$ volts.

Si l'on considère une atmosphère à 3 constituants ($O^+ - H^+ - e$) ayant des températures de $3000^\circ K$, et les rapports de concentrations suivant : $n_e(r_o) : n_{O^+}(r_o) : n_{H^+}(r_o) = 10 : 9 : 1$, on trouve $\alpha_e = 7,99 \cdot 10^3$, $\alpha_{O^+} = - 0,341$ et $\Phi_o - \Phi_2 = 2,16$ volts. On constate par conséquent qu'une faible quantité d'ions légers tels que H^+ influence considérablement la valeur du potentiel Φ_2 .

4.- En procédant de la même manière que pour le flux (9), on peut également calculer la distribution radiale des densités, $n_j(r)$, dans l'exosphère polaire⁽⁵⁾ et obtenir la valeur de $\beta_e(r)$ en résolvant l'équation (4). On en déduit ensuite le potentiel électrique $\Phi_o + \Phi_1(r)$.

La Figure 1 donne la distribution en altitude de $\Phi_o + \Phi_1$, en volts, au-dessus du pôle géomagnétique en supposant que l'altitude de la baropause est de 2000 km et que les températures ioniques et électroniques sont égales

à 3000°K. La courbe en trait continu est relative au cas d'une atmosphère à 2 constituants ($O^+ - e$); celle en trait interrompu correspond à 3 constituants : $n_e(r_0) : n_{O^+}(r_0) : n_{H^+}(r_0) = 10 : 9 : 1$.

On constate ainsi que dans le 1^{er} cas ($O^+ - e$), $\Phi_1(r)$ est pratiquement une fonction linéaire de r ou de l'altitude. Le rapport $|eE(r)/g(r)m_{O^+}|$ (cf. éq. (8)) est alors constant et égal à 1/2 comme dans la théorie de Pannekoek et Rosseland. Mais, la présence d'une faible quantité d'ions légers tels que H^+ modifie appréciablement le potentiel électrique, $\Phi_E(r)$, et réduit l'intensité du champ électrique dans une proportion considérable à grande distance r .

Finalement, on voit qu'au voisinage de la base de l'exosphère où O^+ est prédominant $|eE/gm_{O^+}|$ est proche de 1/2, mais qu'à grande distance lorsque H^+ est le constituant principal, $|eE/gm_{O^+}|$ diminue et tend vers la valeur $m_{H^+}/2m_{O^+} = 0.03125$ de telle sorte que $|eE/gm_{H^+}| = 1/2$.

5.- En terminant soulignons que, dans le modèle de "Vent polaire" récemment proposé par Banks et Holzer^(6,7), le champ électrique dans l'ionosphère polaire a été calculé à partir de la formule $\vec{eE} = - (1/n_e) \text{grad } p_e$, où p_e est la pression du gaz électronique. D'après la distribution de densité électronique ainsi obtenue par ces auteurs, on vérifie qu'à l'altitude de 3000 km par exemple le rapport $|eE/gm_{O^+}|$ est égal à 1.7, c'est-à-dire au moins 3 fois plus grand que dans notre modèle. D'autre part, dans le modèle de "Brise polaire" proposé par Dessler et Cloutier⁽⁸⁾, le potentiel a simplement été identifié à celui de Pannekoek et Rosseland. Mais, dans une atmosphère à plus de deux constituants comme l'exosphère ionique terrestre, nous avons vu que le champ électrique de Pannekoek conduit à une surestimation du champ de polarisation réel. En conséquence, la vitesse des ions d'hydrogène est certainement trop grande dans le modèle de brise polaire et a fortiori dans celui du vent polaire.

REFERENCES

- (1) EVIATAR, A., LENCHEK, A.M. et SINGER, S.F., Phys. Fluids, 7, 1775, 1964.
- (2) HARTLE, R.E., Phys. Fluids, 12, 455; 1969.
- (3) PANNEKOEK, A., Bull. Astr. Inst. Netherlands, 1, 107, 1922.
- (4) ROSSELAND, S., Month. Notices Roy. Astr. Soc., 84, 720, 1924.
- (5) LEMAIRE, J. et SCHERER, M., soumis à la publication.
- (6) BANKS, P.M. et HOLZER, T.E., J. Geophys. Res., 73, 6846, 1969; 74, 3734, 1969.
- (7) BANKS, P.M., Plasma Transport in the Topside Polar Ionosphere dans
"Production and Maintenance of the Polar Ionosphere" ed. G. Scovli, 1969.
- (8) DESSLER, A.J. et CLOUTIER, P.A., J. Geophys. Res., 74, 3730, 1969.

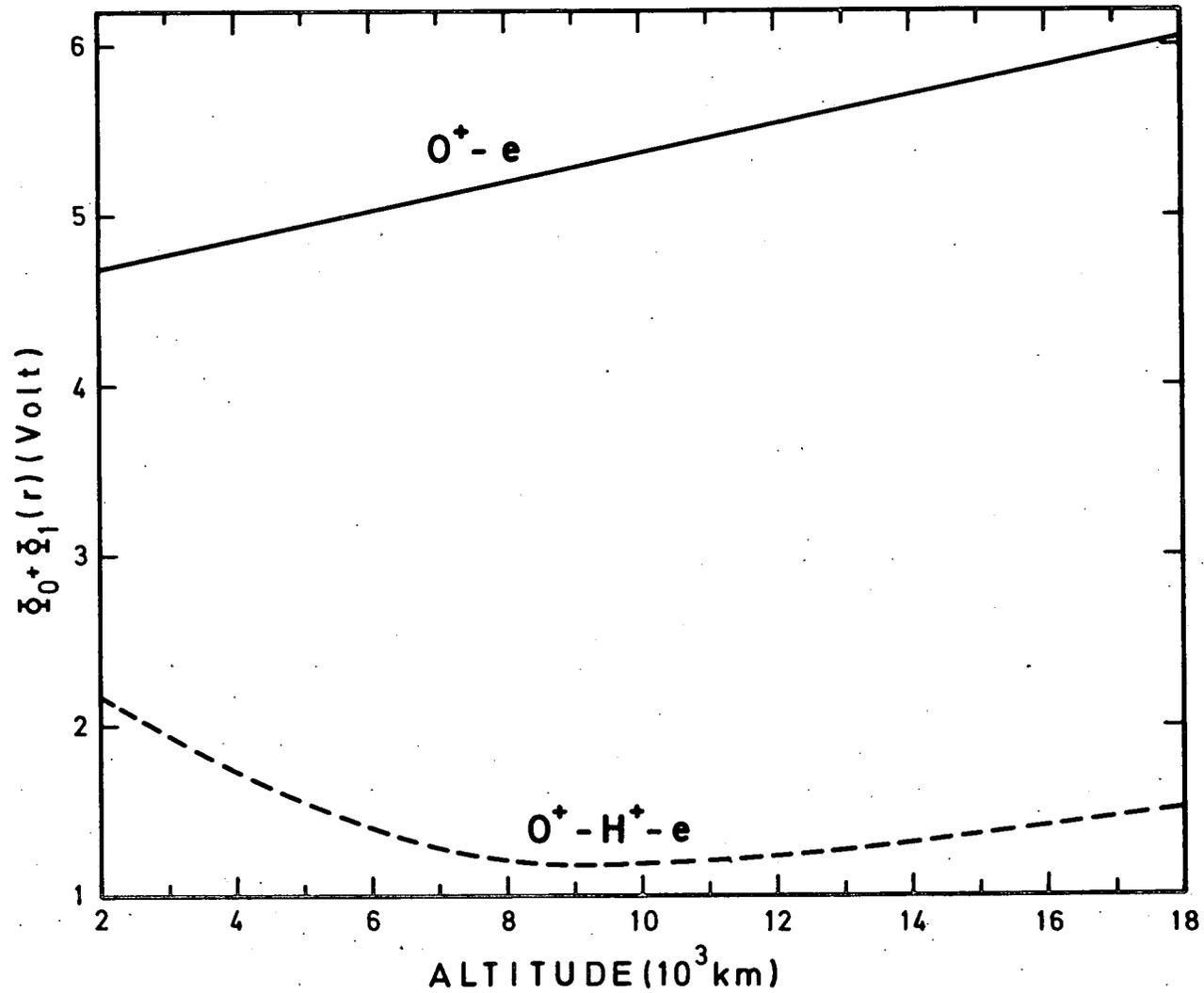


Figure 1.- Valeur du potentiel électrique $\Phi_0 + \Phi_1$ en fonction de l'altitude au-dessus du pôle géomagnétique dans une exosphère $O^+ - e$ (en trait continu); $O^+ - H^+ - e$ (en trait interrompu). On a choisi $T_e(r_0) = T_{O^+}(r_0) = T_{H^+}(r_0) = 3000^\circ K$ et $n_{O^+}(r_0) : n_{H^+}(r_0) : n_e(r_0) = 9 : 1 : 10$ pour une altitude de la baropause ionique à 2000 km.