

AÉRONOMIE. — *Le champ électrique de polarisation dans l'exosphère ionique polaire.* Note (*) de MM. JOSEPH LEMAIRE et MARC SCHERER, transmise par M. Marcel Nicolet.

En considérant l'égalité des flux d'échappement 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 brise polaires ».

1. Le potentiel électrique qu'Eviatar, Lenchek et Singer ⁽¹⁾ ainsi que Hartle ⁽²⁾ ont adopté est celui de Pannekoek ⁽³⁾ et Rosseland ⁽⁴⁾ applicables à l'atmosphère où l'équilibre hydrostatique est pratiquement réalisé. Dans ce cas, le flux d'échappement des électrons au début de l'exosphère est $(m^+/m^-)^{1/2}$ fois plus grand que le flux évaporatif des ions thermiques (m^- et m^+ étant respectivement les masses électroniques et ioniques). Mais, 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, le potentiel électrique soit différent de celui de Pannekoek et Rosseland afin de s'opposer à la fuite des électrons. Pour obtenir le potentiel électrique dans l'exosphère, nous avons exprimé, d'abord, l'égalité des flux d'échappement des électrons et des ions,

$$(1) \quad e \sum_j Z_j F_j = 0,$$

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,

$$(2) \quad e \sum_j Z_j n_j = 0,$$

où n_j est la concentration, est satisfaite simultanément.

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

$$(3) \quad \Delta \Phi_E(r) = -4\pi e \sum_j Z_j n_j.$$

Comme nous l'avons montré ailleurs ⁽⁵⁾, l'excès de concentration des charges électriques, $(n^+ - n^-)/n^-$ dans un plasma soumis à un champ gravifique est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-37} \times (m^+/m_H)^2$. Par conséquent, l'équation (3) se réduit pratiquement à celle de Laplace et sa solution est donnée par

$$(4) \quad \Phi_E(r) = [\Phi_0 + \Phi_1 U(r - r_0)] \frac{r_0}{r} + \Phi_2 U(r - r_0) + \Phi_3,$$

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 début de l'exosphère $r = r_0$ et Φ_2 est

une constante donnant le saut de potentiel de double couche 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 :

$$(5) \quad \sum_j Z_j n_j = - \frac{1}{4\pi e} \frac{r_0}{r} \frac{d^2 \Phi_1}{dr^2}.$$

Le champ électrique correspondant au potentiel (4) est donné dans l'exosphère par

$$(6) \quad \vec{E} = - \text{grad } \Phi_E(r) = \left(\beta - r \frac{d\beta}{dr} \right) \frac{m\vec{g}}{Ze},$$

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 début de l'exosphère polaire est donné par

$$(7) \quad F(r_0) = \frac{1}{4} n(r_0) c_0 [1 + \Lambda(1 + \alpha)] \exp[-\Lambda(1 + \alpha)],$$

où $c_0 = [8kT(r_0)/\pi m]^{1/2}$ et $\Lambda = GMm/r_0 kT(r_0)$ sont respectivement la vitesse moyenne et le rapport entre les énergies potentielles gravifique et cinétique moyenne des particules; le paramètre α est défini par $\alpha = Ze(\Phi_0 - \Phi_2)/m\Phi_g(r_0)$. 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 (7), l'équation (1) permet de calculer la valeur de α_e et ainsi celle de $(\Phi_0 - \Phi_2)$. Dans une exosphère constituée uniquement d'ions d'oxygène et d'électrons $\alpha_e = 1,733 \cdot 10^4$ et $\Phi_0 - \Phi_2 = 4,69$ V, si $T_e = T_i = 3\,000^\circ\text{K}$ à une altitude de 2 000 km. Mais, si l'on considère une atmosphère à trois constituants ($\text{O}^+ - \text{H}^+ - e$) avec les rapports de concentrations

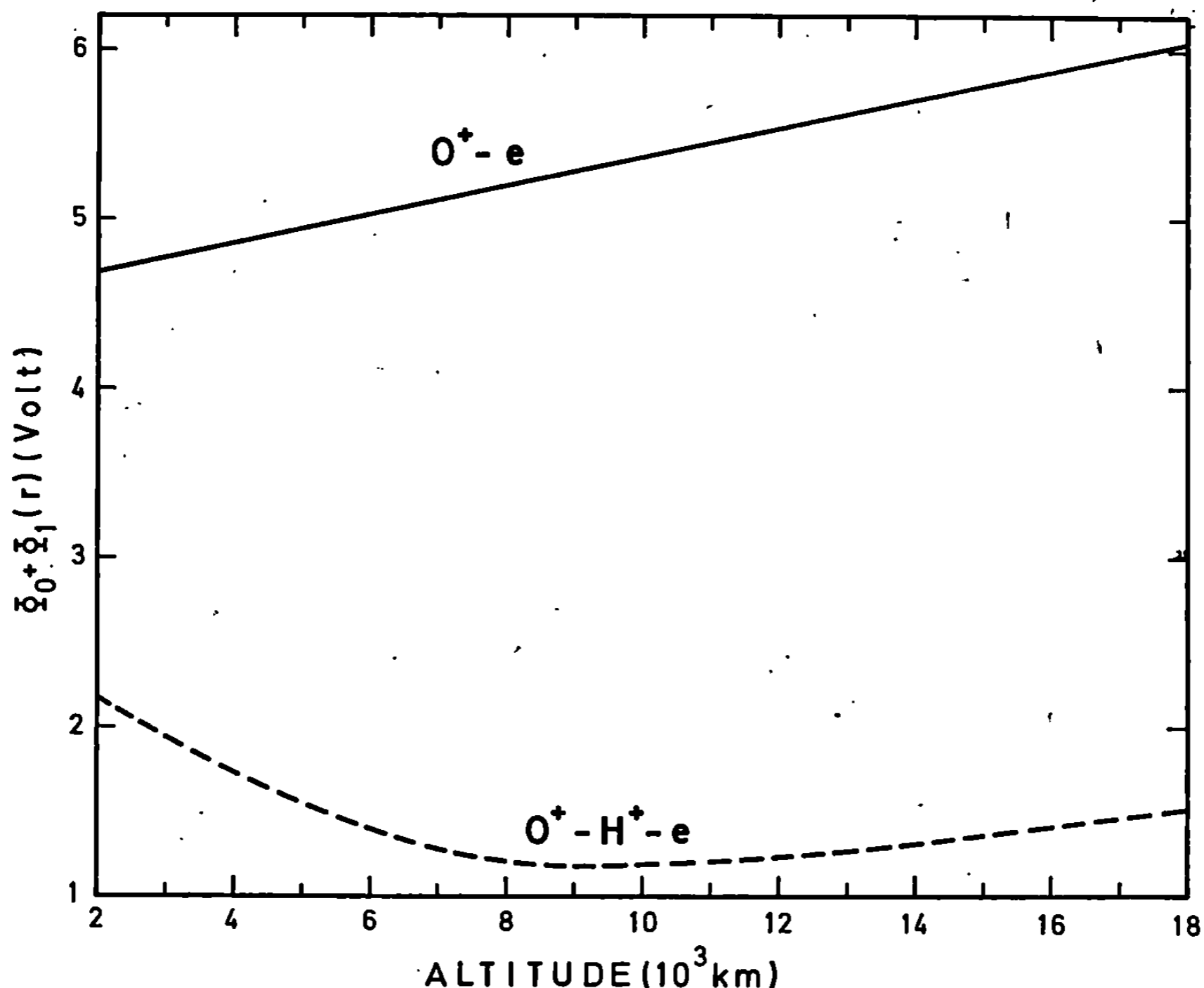
$$n_e(r_0) : n_{\text{O}^+}(r_0) : n_{\text{H}^+}(r_0) = 10 : 9 : 1,$$

on trouve $\alpha_e = 7,99 \cdot 10^3$ et $\Phi_0 - \Phi_2 = 2,16$ V. Une faible quantité d'ions légers tels que H^+ influence donc considérablement la valeur du potentiel Φ_2 .

4. 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 (2). On en déduit ensuite le potentiel électrique $\Phi_0 + \Phi_1$.

La figure 1 donne la distribution en altitude de $\Phi_0 + \Phi_1(r)$ en volts au-dessus du pôle géomagnétique. La courbe en trait continu est relative au cas d'une atmosphère à deux constituants ($\text{O}^+ - e$) et celle en trait interrompu correspond à trois constituants : $n_e(r_0) : n_{\text{O}^+}(r_0) : n_{\text{H}^+}(r_0) = 10 : 9 : 1$ pour $T_e = T_i = 3\,000^\circ\text{K}$ à 2 000 km.

Dans le cas ($O^+ - e$), $\Phi_1(r)$ est une fonction quasi linéaire de r et le rapport $|eE(r)/g(r)m_{O^+}|$ est 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.



Valeur du potentiel électrique $\Phi_0 + \Phi_1(r)$ en fonction de l'altitude au-dessus du pôle géomagnétique dans une exosphère $O^+ - e$ (en trait continu) et $O^+ - H^+ - e$ (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.

5. En terminant soulignons que, dans le modèle de « vent polaire » proposé par Banks et Holzer [(⁶), (⁷)], le champ électrique dans l'ionosphère polaire a été calculé à partir de la formule $e\vec{E} = - (1/n_e) \text{grad } p_e$, où p_e est la pression du gaz électronique. D'après la distribution de la concentration 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 trois 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 ce champ électrique conduit à une surestimation du champ de polarisation réel.

(*) Séance du 22 septembre 1969.

(¹) A. EVIATAR, A. M. LENCHEK et S. F. SINGER, *Phys. Fluids*, 7, 1964, p. 1775.

(²) R. E. HARTLE, *Phys. Fluids*, 12, 1969, p. 455.

(³) A. PANNEKOEK, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, 1, 1922, p. 107.

(⁴) S. ROSSELAND, *Month. Notices Roy. Astr. Soc.*, 84, 1924, p. 720.

(⁵) J. LEMAIRE et M. SCHERER, Soumis à la publication.

(⁶) P. M. BANKS et T. E. HOLZER, *J. Geophys. Res.*, 73, 1969, p. 6846; 74, 1969, p. 3734.

(⁷) P. M. BANKS, *Plasma Transport in the Topside Polar Ionosphere dans Production and Maintenance of the Polar Ionosphere*, éd. G. Scovli, 1969.

(⁸) A. J. DESSLER et P. A. CLOUTIER, *J. Geophys. Res.*, 74, 1969, p. 3730.

(Institut d'Aéronomie Spatial de Belgique,
avenue Circulaire 3,
B-1180 Bruxelles, Belgique.)