

DINÂMICA DE ELÉTRONS E DE PRÓTONS NÃO-RELATIVÍSTICOS NA PLASMASFERA

O. MENDES JR., O. PINTO JR. e W.D. GONZALEZ

Instituto de Pesquisas Espaciais – INPE
C.P. 515, 12201 – São José dos Campos, SP, Brasil

In the present work, a study of the dynamics of electrons and protons inside the plasmasphere is presented. These particles are subjected to the geomagnetic field and to plasmaspheric electric fields, given by simple static models, during magnetically quiet and disturbed periods. It is concluded that, during magnetically quiet periods, electrons tend to corotate with the Earth. On the other hand, protons show a more complex dynamical behaviour, strongly depending on energy and on local time, presenting orbits encircling the Earth, similar to those of the electrons, except for an energy interval in which closed orbits exist within determinate local time intervals. During magnetically disturbed periods, the behaviour of electrons and protons remains approximately unchanged, although the energy interval for which closed proton orbits occur gets shifted.

INTRODUÇÃO

A plasmasfera é uma região da magnetosfera situada entre aproximadamente 1000km e 4 raios terrestres. Dentro dela os principais campos elétricos estáticos ou quase-estáticos de grande escala (Stern, 1977) são os campos elétricos de co-rotação, de penetração, associado à convecção na magnetosfera externa, e do dínamo ionosférico. O campo elétrico de co-rotação é devido à rotação da Terra e surge em um referencial que não esteja co-rotando com esta (Birmingham & Jones, 1968; Stern, 1977). O campo elétrico de penetração, fortemente dependente da atividade magnética, é o campo elétrico de convecção que conseguiu penetrar no interior da plasmasfera (Vasyliunas, 1972; Mozer, 1973; Nishida, 1978; Senior & Blanc, 1984; Mazaudier, 1985). Por fim, o campo elétrico do dínamo ionosférico é devido ao movimento do ar neutro através das linhas do campo geomagnético, gerando forças eletromotivas na ionosfera (Rishbeth & Garriot, 1964; Matsushita, 1971; Whitten & Poppoff, 1971; Ratcliff, 1972; Richmond et al., 1976, 1980). Durante as tempestades magnéticas, o aquecimento devido ao efeito Joule na região auroral altera a circulação termosférica global, estabelecendo assim o dínamo ionosférico perturbado (Blanc & Richmond, 1980; Blanc, 1983b).

O objetivo deste trabalho é apresentar um estudo sobre a dinâmica de elétrons (de 10^{-1} a 10 keV) e de prótons (de 10^{-1} a 10^2 keV) equatoriais na plasmasfera, sujeitos ao campo geomagnético, considerado como um dipolo estático concêntrico alinhado com o eixo de rotação da Terra, e aos campos elétricos plasmasféricos (co-rotação, dínamo ionosférico e penetração), representados por modelos estáticos simples, durante períodos magneticamente calmos e perturbados. Este estudo visa aumentar a compreensão sobre esta população de partículas pouco conhecidas (Young, 1983). Roederer (1970) e Wolf (1970) também

estudaram esta população de partículas, porém para a magnetosfera externa.

DINÂMICA DE UMA PARTÍCULA NA PLASMASFERA

Quando uma partícula carregada sob a ação de forças externas move-se em um campo magnético, mesmo que esse varie lentamente no espaço e/ou no tempo, o seu movimento pode ser decomposto em um movimento aproximadamente circular em torno de uma linha do campo magnético, em um movimento linear ao longo da linha e em um movimento de deriva perpendicular às linhas (Hess, 1968). Isto é mostrado na Fig. 1. A posição instantânea \underline{r} da partícula, esquematizada na Fig. 2, é decomposta no raio ρ do movimento ciclotrônico e no raio \underline{R} do movimento do centro-de-guia, ou seja: $\underline{r} = \underline{R} + \underline{\rho}$ (Hess, 1968). Para as medidas de \underline{r} , adota-se um referencial inercial localizado no centro da Terra.

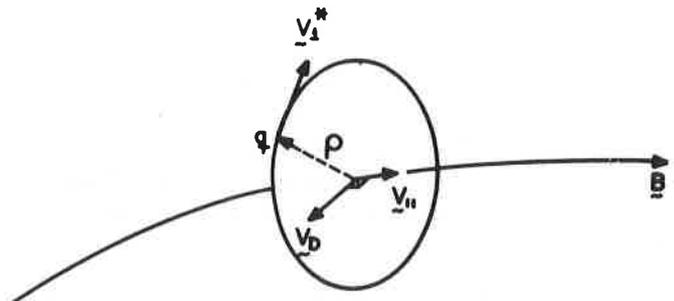


Figura 1 – Esquema das velocidades de uma partícula q relativas a uma linha do campo magnético. ρ é o raio ciclotrônico, $\underline{v}_{||}$ é a velocidade ao longo da linha de campo, \underline{v}_D é a velocidade em torno da linha e \underline{v}_1^* é a velocidade através das linhas.

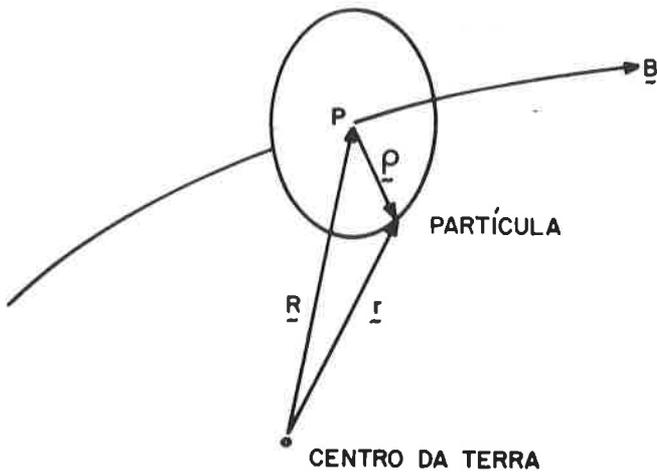


Figura 2 — Esquema da posição da partícula à linha magnética e ao centro da Terra. \underline{R} é a posição do centro-de-guia, \underline{r} é a posição da partícula, e $\underline{\rho}$ é o raio ciclotrônico.

A equação não-relativística do movimento de uma partícula sujeita a campos elétricos, gravitacionais e magnéticos é (Northrop, 1963):

$$m \frac{d^2 \underline{r}}{dt^2} = m \underline{g}(\underline{r}) + q \left[\underline{E}(\underline{r}) + \frac{d\underline{r}}{dt} \times \underline{B}(\underline{r}) \right], \quad (1)$$

onde \underline{r} é a posição da partícula no referencial do centro da Terra, m é a massa da partícula, \underline{g} é a aceleração da gravidade, q é a carga da partícula, \underline{B} é o campo de indução magnética e \underline{E} é o campo elétrico. Northrop (1963) substituiu \underline{r} por $\underline{R} + \underline{\rho}$ na Equação 1, em seguida fez a sua expansão em série de Taylor em torno de \underline{R} e tomou a sua média em um período de giro-ciclotrônico, obtendo a seguinte equação diferencial para o movimento do centro-de-guia da partícula:

$$\frac{d^2 \underline{R}}{dt^2} = \underline{g}(\underline{R}) + \frac{q}{m} \left[\underline{E}(\underline{R}) + \frac{d\underline{R}}{dt} \times \underline{B}(\underline{R}) \right] - \frac{\mu}{m} \underline{\nabla} B(\underline{R}) + \mathcal{O}(\epsilon), \quad (2)$$

onde $\mu (= W_{\perp}^* / B(\underline{R}))$ é o momento magnético, 1° invariante adiabático, W_{\perp}^* é a energia cinética da partícula devida à rotação ciclotrônica no referencial do centro-de-guia e $\mathcal{O}(\epsilon)$ significa um vetor com amplitude da ordem de ϵ , onde ϵ é um parâmetro de expansão adimensional da ordem de m/q .

Da definição da velocidade do centro-de-guia de uma partícula, representada na Fig. 1, pode-se escrever $\frac{d\underline{R}}{dt} = (V_{\parallel} \hat{\underline{B}} + \underline{V}_D)$, onde V_{\parallel} é a componente da velocidade na direção do campo magnético \underline{B} . Então têm-se a partir da Equação 2 a equação da velocidade de deriva do centro-de-

guia (Northrop, 1963), dada aqui no sistema de unidades MKS:

$$\underline{V}_D = \frac{\underline{B}(\underline{R})}{(B(\underline{R}))^2} \times \left\{ -\underline{E}(\underline{R}) + \frac{\mu}{q} \underline{\nabla} B(\underline{R}) + \frac{m}{q} \left[-\underline{g}(\underline{R}) + V_{\parallel} \frac{d}{dt} \left(\frac{\underline{B}(\underline{R})}{B(\underline{R})} \right) + \frac{d}{dt} \underline{V}_D \right] \right\} + \mathcal{O}(\epsilon^2). \quad (3)$$

A 1^{a} parcela no lado direito da Equação 3 é a deriva eletromagnética, a 2^{a} é a deriva de gradiente do campo magnético e a 3^{a} é a deriva gravitacional cuja contribuição é negligenciável (Roederer, 1970). A 4^{a} parcela é a deriva de curvatura, igual a zero para partículas equatoriais, e a 5^{a} é uma deriva associada à variação da própria velocidade de deriva, cuja análise das componentes em termos da ordem de ϵ permite mostrar ser aproximadamente igual à deriva de polarização (Northrop, 1963). Para campos quase-estáticos, esta última parcela pode ser negligenciada (Roederer, 1970). Dessa forma para partículas equatoriais sujeitas a campos estáticos ou quase-estáticos têm-se da Equação 3:

$$\underline{V}_D = \frac{\underline{B}(\underline{R})}{(B(\underline{R}))^2} \times \left[-\underline{E}(\underline{R}) + \frac{\mu}{q} \underline{\nabla} B(\underline{R}) \right]. \quad (4)$$

Considera-se um referencial inercial fixo no centro da Terra e escolhe-se um sistema de coordenadas cilíndricas, conforme Fig. 3. No plano do equador, o campo magnético dipolar \underline{B} (Roederer, 1970) é dado por:

$$\underline{B}(\underline{R}) = \frac{K_0}{R^3} \hat{\underline{z}}, \quad (5)$$

onde $K_0 (= 8,02 \times 10^{15} \text{ Wb} \cdot \text{m})$ é o momento do dipolo magnético terrestre e R é a distância do centro-de-guia ao centro da Terra. Quanto ao gradiente do campo magnético, $\underline{\nabla} B$, para campos de rotacional nulo, há uma relação útil entre a curvatura das linhas de campo, R_C , e a componente perpendicular (relativa à direção de \underline{B}) do $\underline{\nabla} B$ (Roederer, 1970):

$$\underline{\nabla}_{\perp} B(\underline{R}) = -\frac{B(\underline{R})}{R_C} \hat{\underline{r}}. \quad (6)$$

No equador a curvatura da linha de campo é dada por $R_C = R/3$. O campo elétrico de co-rotação, no plano equatorial, é dado aproximadamente por:

$$\underline{E}_C = -\omega_T R B \hat{\underline{r}}, \quad (7)$$

onde ω_T é a velocidade angular de rotação da Terra. O campo elétrico do dínamo calmo é obtido a partir do modelo de Richmond et al., 1980 (Fig. 4). A Fig. 5 é resultante da soma dos campos de penetração e dínamo perturbado, obtida de dados experimentais de Blanc (1983a). O campo elétrico perturbado é obtido da composição dos

campos elétricos das Figs. 4 e 5. Os gráficos apresentados são para a latitude invariante de 44° ($L = 2$) e no plano equatorial. O mapeamento do campo elétrico ao longo das linhas do campo magnético da região ionosférica até o plano equatorial utiliza o modelo dado por Matsushita (1971). Ambos os modelos de Richmond et al. (1980) e de Blanc (1983a) foram considerados constantes na ionosfera no intervalo de latitude de $44^\circ \pm 10^\circ$, equivalente a valores do parâmetro de McIlwain, L , entre 1,5 e 3, visto que na região ionosférica, nesse intervalo de latitudes, esses campos parecem variar pouco (Richmond et al., 1980; Blanc, 1983b; Senior & Blanc, 1984).

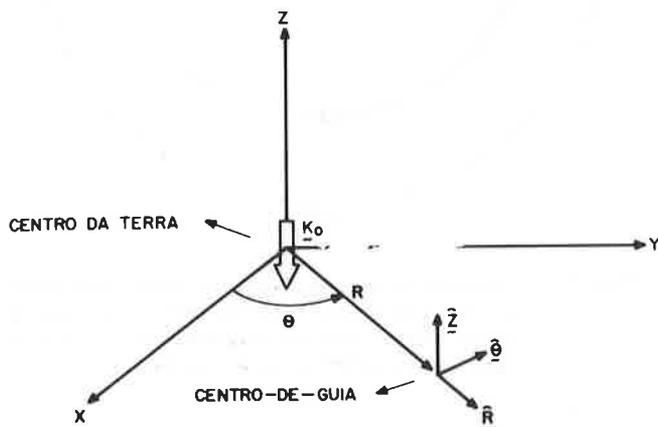


Figura 3 – Esquema do sistema referencial adotado para traçar a trajetória do centro-de-guia. Θ é o ângulo azimutal, R é a distância ao centro da Terra e, por se estar no plano equatorial, $Z = 0$. O campo magnético é coaxial ao eixo Z (eixo de rotação da Terra) e K_0 é o momento do dipolo magnético terrestre.

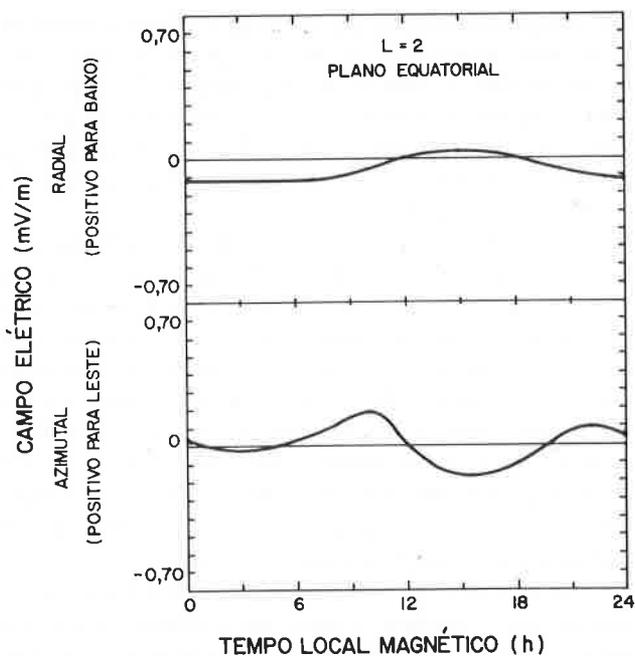


Figura 4 – Componentes do campo elétrico do dínamo ionosférico calmo para a latitude invariante de 44° e no plano equatorial. Os gráficos estão baseados no modelo completo de Richmond et al. (1980).

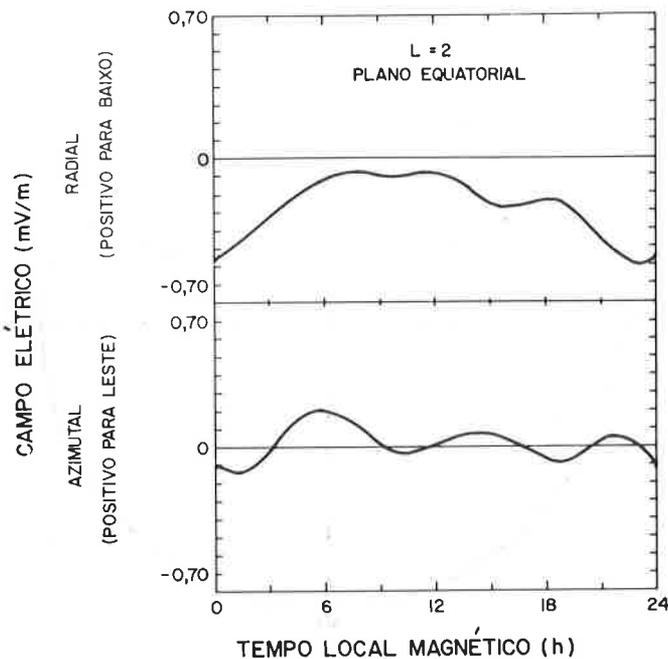
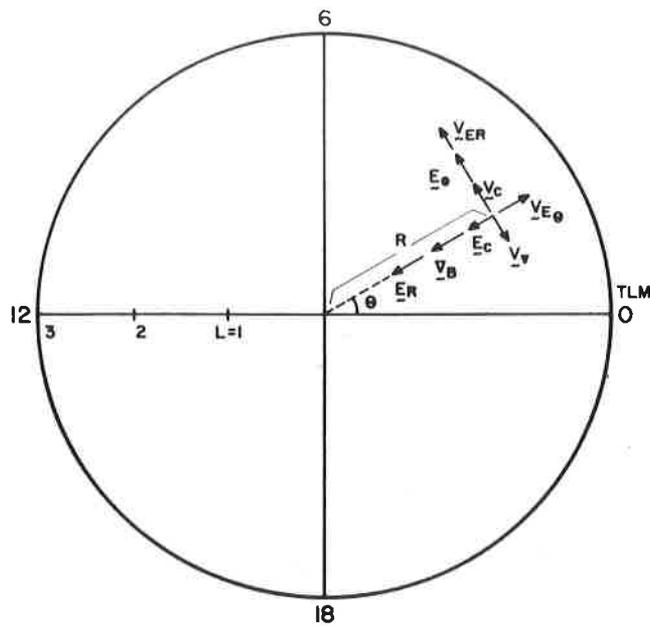


Figura 5 – Componentes do campo elétrico resultante da composição dos campos de penetração e do dínamo perturbado. Os gráficos são para a latitude invariante de 44° e no plano equatorial, baseados no ajuste experimental de Blanc (1983a), para $K_p \geq 3$.

A partir das considerações anteriores, têm-se da Equação 4:

$$\underline{V}_D = \omega_T R - \frac{3\mu}{qR} + \frac{E_R}{B(R)} \underline{\hat{\theta}} + \frac{E_\Theta}{B(R)} \underline{\hat{R}}, \quad (8)$$

onde E_R e E_Θ são respectivamente as componentes radial e azimutal do campo elétrico plasmasférico excluído o de co-rotação. Têm-se ainda que $\mu = \frac{m}{q} |\underline{V} - \underline{V}_D|^2$ pode ser aproximado por $\mu \cong \frac{m}{q} |\underline{V}|^2$, visto que em geral, na plasmasfera, $V \gg V_D$ (Roederer, 1970). As trajetórias dos centros-de-guia são determinadas integrando no tempo a velocidade \underline{V}_D , dada na Equação 8, através de um processo iterativo onde arbitra-se um intervalo de tempo e calcula-se a nova posição do centro-de-guia usando $\Delta\Theta$ e ΔR . Arbitram-se como condições iniciais da partícula: o deslocamento inicial R_i ($1,5 \leq L \leq 3$), a longitude Θ_0 (em tempo local) e a energia cinética W_0 (em eV) da partícula. A Fig. 6 mostra os parâmetros utilizados nos cálculos das trajetórias no plano equatorial.



PLANO EQUATORIAL

Figura 6 — Esquema de localização do centro-de-guia mostrando as velocidades e os elementos que as produzem. V_c é a velocidade de co-rotação; V_v é a derivada de gradiente; $V_{E\theta}$ e $V_{E\phi}$ são as derivadas de campo elétrico; e, respectivamente, E_c é o campo elétrico de co-rotação; ∇B é o gradiente do campo magnético B ; E_θ a componente azimutal e E_R a componente radial do campo elétrico. TLM é o tempo local magnético, L é o parâmetro magnético de McIlwain, R é a distância radial e θ o ângulo azimutal.

RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nas Figs. 7 a 9 apresentam-se as trajetórias simuladas dos centros-de-guia para casos característicos da dinâmica de elétrons e de prótons no plano equatorial dentro da plasmasfera. A duração da simulação para todos os casos é de 5 dias, tempo compatível com o período dos campos elétricos plasmasféricos.

A Fig. 7 mostra a trajetória de um elétron de 100eV partindo da 0 h-TLM em $L = 2$ sob a influência do campo elétrico plasmasférico calmo. O elétron gira no sentido da rotação da Terra, com o período de aproximadamente 1 dia. Da análise da Equação 8 esse comportamento já era esperado, pois a contribuição devida ao gradiente do campo geomagnético tem a mesma orientação da componente devida à co-rotação. Para energias maiores o comportamento é similar àquele para 100 eV.

O comportamento dos elétrons nas simulações sob condições de campo elétrico plasmasférico perturbado é similar à simulação em tempo calmo.

Nas Figs. 8a a 8d mostram-se as trajetórias dos prótons sob a influência de campos elétricos plasmasféricos calmos, e nas Figs. 9a e 9b as trajetórias de prótons sob a influência dos campos elétricos perturbados. Analisando as

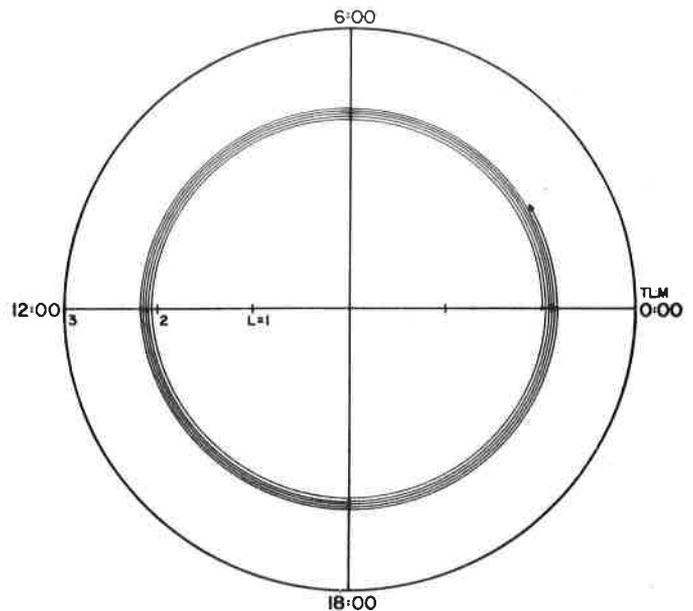


Figura 7 — Trajetória no plano equatorial de elétrons com a energia inicial de 100eV e partindo de 0h, sob a ação do campo elétrico plasmasférico calmo e em $L = 2$. A variação de L é de 10% e a de W é de 25%.

trajetórias simuladas dos prótons, concluiu-se que o comportamento dinâmico destes é mais complexo, variando com a condição do campo elétrico plasmasférico, calmo ou perturbado, com o tempo local e com a energia do próton.

Sob a influência dos campos elétricos calmos, os prótons apresentam órbitas que circundam a Terra e órbitas setorialmente localizadas. As órbitas que circundam a Terra são no sentido da rotação da Terra para $W \lesssim 13$ keV e no sentido oposto para $W \lesssim 21$ keV. As órbitas setorialmente localizadas situam-se aproximadamente nos setores da meia-noite e do meio-dia, para o intervalo de energia de 13 keV a 21 keV, aproximadamente.

Sob a influência dos campos elétricos perturbados, o comportamento dinâmico dos prótons permanece o mesmo, a não ser pelos intervalos de energia para os diferentes tipos de órbitas que são deslocados. Para $W \lesssim 10$ keV têm-se as órbitas que circundam a Terra e no sentido da rotação da Terra, para $10 \text{ keV} \lesssim W \lesssim 18 \text{ keV}$ têm-se as órbitas setorialmente localizadas, e para $W \lesssim 18 \text{ keV}$ têm-se as órbitas que envolvem a Terra e no sentido oposto ao da rotação da Terra. Comparados com os valores sob a influência dos campos elétricos calmos, nota-se que os limites dos intervalos de energia são deslocados para valores menores.

O afastamento radial observado nos gráficos das trajetórias que circundam a Terra, tanto dos elétrons quanto dos prótons, embora interessante, deve ser visto com cautela em consequência dos modelos de campos elétricos plasmasféricos utilizados na simulação, principalmente em vista de se ter considerado estes modelos como constantes no intervalo de latitude invariante de $44^\circ \pm 10^\circ$.

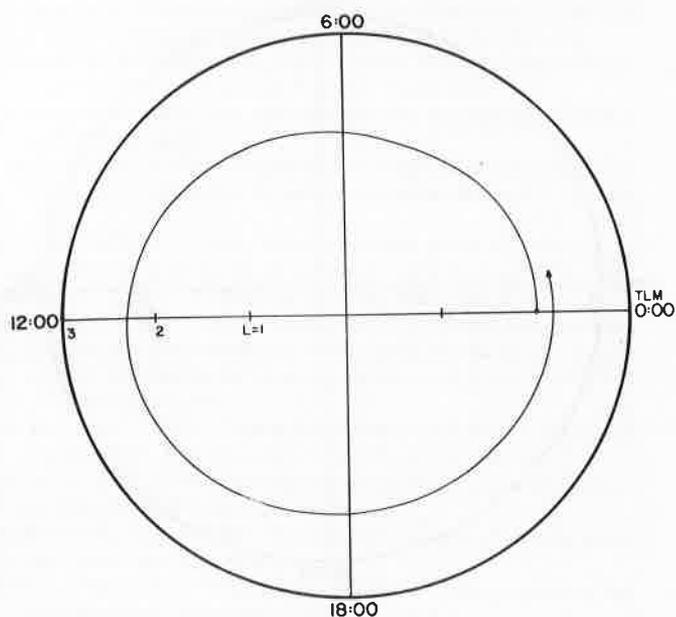


Figura 8a — Trajetória no plano equatorial de prótons com a energia inicial de 12,5 keV e partindo de 0h, sob a ação do campo elétrico plasmasférico calmo e em $L = 2$. A variação de L é de 16% e a de W é de 36%.

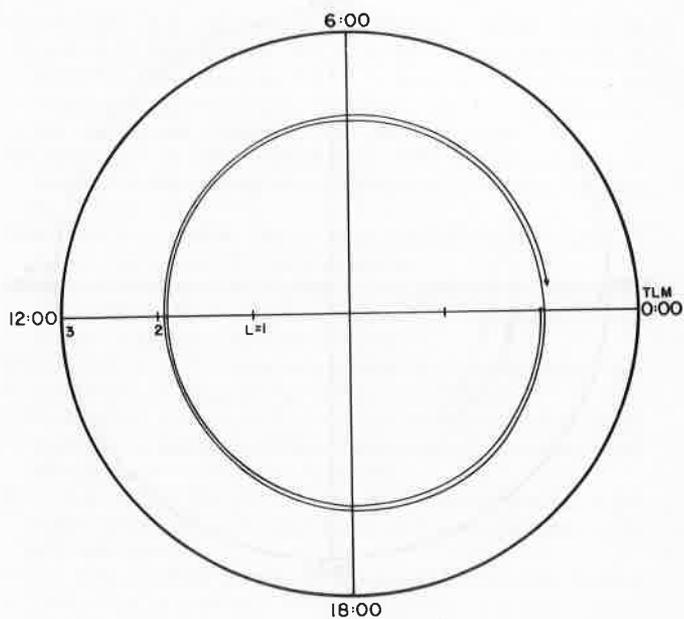


Figura 8b — Prótons com a energia inicial de 22,5 keV e partindo de 0h. A variação de L é de 7% e a de W é de 20%.

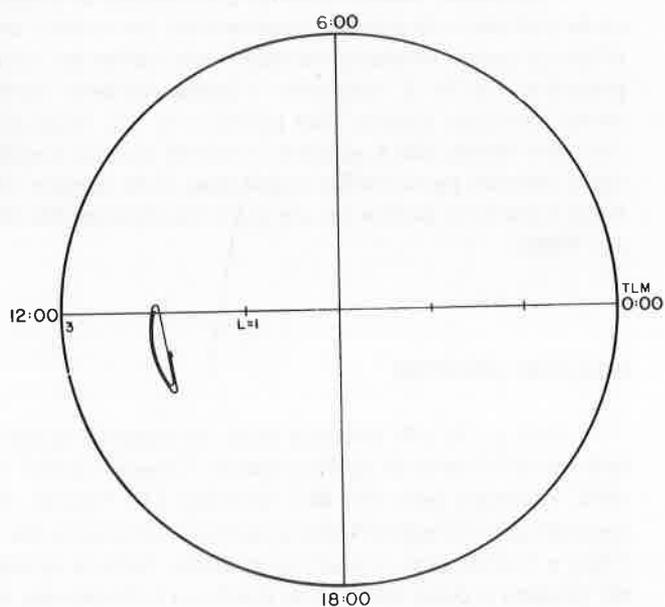


Figura 8c — Prótons com a energia inicial de 15 keV e partindo das 12h. A variação de L é de 4% e a de W é de 10%.

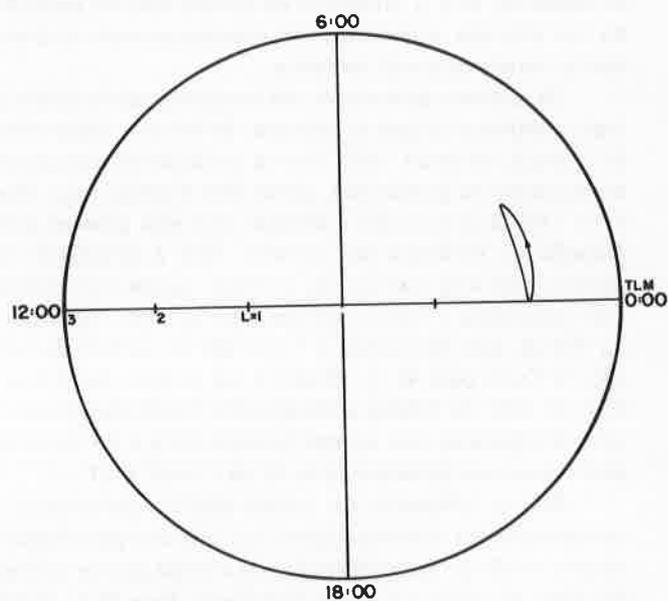


Figura 8d — Prótons com a energia inicial de 15 keV e partindo de 0h. A variação de L é de 4% e a de W é de 13%.

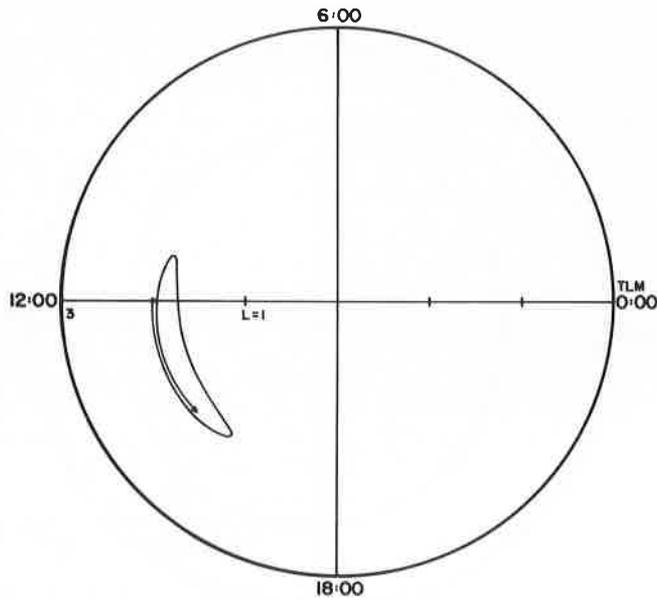


Figura 9a — Prótons com a energia inicial de 12,5 keV e partindo das 12h. A variação de L é de 14% e a de W é de 58%.

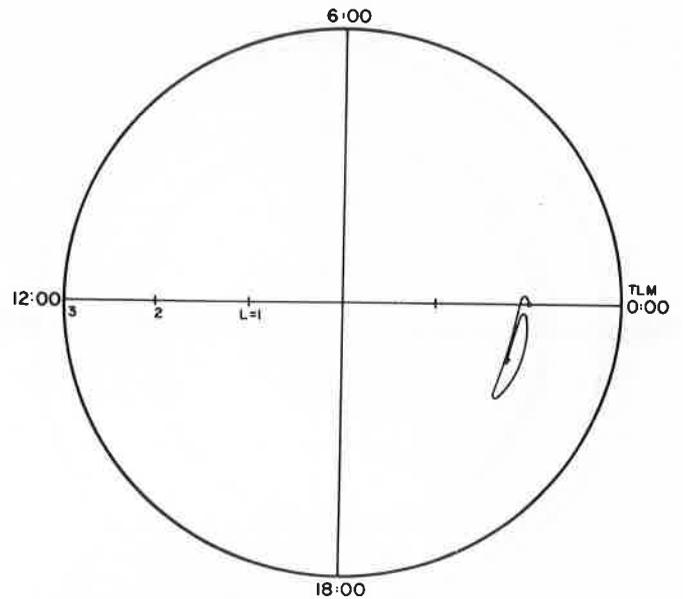


Figura 9b — Prótons com a energia inicial de 12,5 keV e partindo de 0h. A variação de L é de 8% e a de W é de 22%.

CONCLUSÕES

Os elétrons sob a influência do campo elétrico plasmasférico calmo giram no sentido da rotação da Terra. Quanto maior a energia do elétron, maior é a sua velocidade de azimutal. Sob a influência do campo elétrico perturbado, os elétrons apresentam um comportamento dinâmico similar àquele da condição calma.

Os prótons apresentam um comportamento dinâmico mais complexo do que os elétrons, fortemente dependente da energia, variando tanto com a condição do campo elétrico, calmo ou perturbado, como com o tempo local. Roederer (1970) já chamara a atenção para essa possível complicação na dinâmica dos prótons. Sob a influência dos campos elétricos calmos os prótons apresentam órbitas que circundam a Terra e órbitas setorialmente localizadas. As órbitas que circundam a Terra são no sentido da rotação da Terra para $W \lesssim 13$ keV e no sentido oposto para $W \gtrsim 21$ keV. As órbitas setorialmente localizadas situam-se aproximadamente nos setores de meia-noite e do meio-dia, para o intervalo aproximado de W de 13 keV a 21 keV.

Sob a influência do campo-elétrico perturbado, o comportamento dinâmico geral dos prótons permanece o mesmo, a não ser pelos intervalos de energia para os diferentes tipos de órbitas que são deslocados. Para $W \lesssim 10$ keV têm-se órbitas que circundam a Terra no sentido da rotação da Terra, para $W \gtrsim 18$ keV as órbitas que circundam a

Terra no sentido oposto da rotação e órbitas setorialmente localizadas para o intervalo aproximado de W de 10 a 18 keV. Comparados com os valores sob a influência do campo elétrico calmo, nota-se que os limites dos intervalos de energia são deslocados para valores menores.

Finalmente, deve-se salientar que o estudo da dinâmica de elétrons e de prótons, considerando um modelo empírico de campo elétrico perturbado para valores do índice planetário $K_p \geq 3$, representa o comportamento médio destas partículas durante esses períodos de K_p . Nesse sentido, este estudo não é aplicável a eventos isolados associados a intensas perturbações magnéticas, onde campos elétricos transientes podem ter um papel significante (Mendes Jr., 1986).

AGRADECIMENTOS

Esta publicação constitui parte do trabalho apresentado como Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial no INPE, orientado pelos Drs. W.D. Gonzalez e O. Pinto Jr., financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, a quem se agradece. Cumpre agradecer também o Departamento de Geofísica e Aeronomia na pessoa do Dr. I.J. Kantor e o Departamento de Recursos Humanos na pessoa do Dr. R. Gielow. 1985.

REFERÊNCIAS

BIRMINGHAM, T.J. & JONES, F.C. — 1968. Identification of moving field lines. *J. Geophys. Res.*, **73**: 5505-5510.

BLANC, M. — 1983a. Magnetospheric convection effects at mid-la-

titudes, 1. Saint-Santin observations. *J. Geophys. Res.*, **88**: 211-223.

BLANC, M. — 1983b. Magnetospheric convection effects at mid-la-

- titudes 3. Theoretical derivation of the disturbance convection pattern in the plasmasphere. *J. Geophys. Res.*, **88**: 235-251.
- BLANC, M. & RICHMOND, A.D. — 1980. The ionospheric disturbance dynamo. *J. Geophys. Res.*, **85**: 1669-1686.
- HESS, W.N. — 1968. The radiation belt and magnetosphere. Whittam, MA, Blaisdell.
- MATSUSHITA, S. — 1971. Interactions between the ionosphere and the magnetosphere for Sq and L variations. *Radio Sci.*, **6**: 279-294.
- MAZAUDIER, C. — 1985. Electric currents above Saint-Santin, 3. A preliminary study of disturbances: June 6, March 22, 1979; March 23, 1979. *J. Geophys. Res.*, **90**: 1355-1366.
- MENDES Jr., O. — 1985. Estudos sobre os campos elétricos plasmasféricos e suas influências sobre a dinâmica das partículas carregadas. Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial, INPE, São José dos Campos, SP.
- MOZER, F.S. — 1973. Electric fields and plasma convection in the plasmasphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **11**: 755-765.
- NISHIDA, A. — 1978. Geomagnetic diagnosis of the magnetosphere. New York, NY, Springer-Verlag.
- NORTHROP, T.G. — 1963. The adiabatic motion of charged particles. New York, NY, Interscience.
- RATCLIFFE, J.A. — 1972. An introduction to the ionosphere and magnetosphere. Cambridge, University Press.
- RICHMOND, A.D., MATSUSHITA, S. & TARPLEY, J.D. — 1976. On the production mechanism of electric currents and fields in the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **81**: 547-555.
- RICHMOND, A.D., BLANC, M., EMERY, B.A., WAND, R.H., FEJER, B.G., WOODMAN, R.F., GANGULY, S., AMAYENC, P., BEHNKE, R.A., CALDERON, C. & EVANS, J.V. — 1980. An empirical model of quiet-day ionospheric electric fields at middle and low-latitude. *J. Geophys. Res.*, **85**: 4658-4664.
- RISHBETH, H. & GARRIOT, O.K. — 1964. Introduction to the ionosphere and geomagnetism. Stanford, CA, Stanford University.
- ROEDERER, J. — 1970. Dynamics of geomagnetically trapped radiation. New York, NY, Springer-Verlag.
- SENIOR, C. & BLANC, M. — 1984. On the control of magnetospheric convection by the spatial distribution of ionospheric conductivities. *J. Geophys. Res.*, **89**: 261-284.
- STERN, D.P. — 1977. Large-scale electric fields in the Earth's magnetosphere. *R. Geophys. Space Phys.*, **15**: 156-194.
- VASILYUNAS, V.M. — 1972. The interrelationship of the magnetospheric processes in Earth's magnetospheric processes (B.M. McCormac, ed.). Dordrecht, D. Reidel.
- WHITTEN, R.C. & POPPOFF, I.G. — 1971. Electric currents in the upper atmosphere in Fundamentals of Aeronomy. New York, NY, John Wiley.
- WOLF, R.A. — 1970. Effects of ionospheric conductivity on convective flow of plasma in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **75**: 4677-4698.
- YOUNG, D.T. — 1983. Near-equatorial magnetospheric particles from ~1 eV to ~1 MeV. *R. Geophys. Space Phys.*, **21**: 402-418.