

1. Publicação nº INPE-3849-TDL/214	2. Versão	3. Data Abril, 1986	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem DRH/DGA	Programa FRH/CEA		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) CAMPOS ELÉTRICOS PLASMASFERA DINÂMICA DE PARTÍCULAS CARREGADAS			
7. C.D.U.: 523.4-854			
8. Título <i>ESTUDO SOBRE OS CAMPOS ELÉTRICOS PLASMASFERICOS E SUAS INFLUÊNCIAS SOBRE A DINÂMICA DAS PARTÍCULAS CARREGADAS</i>		INPE-3849-TDL/214	10. Páginas: 132
9. Autoria <i>Odin Mendes Júnior</i>			11. Última página: B.15
Assinatura responsável <i>Odin Mendes Júnior</i>			12. Revisada por <i>Osman Pinto Jr.</i> Osmar Pinto Júnior Co-Orientador
			13. Autorizada por <i>Marco Antonio Raupp</i> Marco Antonio Raupp Diretor Geral
14. Resumo/Notas <p>Apresenta-se uma análise das medidas de campos elétricos plasmasféricos obtidas pelo satélite S3-3 em 1976-77, em $L \approx 2$ e durante períodos de intensa atividade geomagnética. Concluiu-se que estas medidas devem ter tido uma contribuição do campo elétrico de penetração, associada a convecção na magnetosfera externa, e do campo elétrico do dínamo ionosférico "perturbado". Apresenta-se também um estudo da dinâmica de elétrons (com energias de 10^{-1} a 10 keV) e de prótons (com energias de 10^{-1} a 10^2 keV) na plasmasfera. Concluiu-se que, em períodos magneticamente calmos, os elétrons tendem a co-rotar com a Terra, ao mesmo tempo que se afastam dela. Por outro lado, os prótons mostram um comportamento dinâmico mais complexo, fortemente dependente da energia e da hora local, apresentando órbitas abertas, do mesmo modo que os elétrons; exceto para um intervalo de energia em que as órbitas fechadas existem dentro de intervalos localizados de tempo local. Em períodos magneticamente perturbados, o comportamento de elétrons e de prótons tende a manter-se aproximadamente inalterado, embora os intervalos de energia para os quais as órbitas abertas e fechadas dos prótons ocorrem sejam deslocados.</p>			
15. Observações Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial, aprovada em 18 de setembro de 1985.			

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Ciência Espacial

Dr. Renê Adalid Medrano-Balboa




Presidente

Dr. Walter D. Gonzalez Alarcon




Orientador

Dr. Osmar Pinto Júnior



Co-Orientador

Dr. José Pantuso Sudano



Membro da Banca
-convidado-

Dr. Ivan Jelinek Kantor



Membro da Banca

Candidato: Odim Mendes Júnior

São José dos Campos, 18 de setembro de 1985

A Maria Lúcia e Odim.

A C. C. L.

AGRADECIMENTOS

O autor agradece de forma simples mas sincera:

- ao Dr. Marco Antonio Raupp, Diretor Geral, e ao Dr. Nelson de Jesus Parada, ex-diretor do Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE-CNPq), cujo apoio às Ciências possibilitou a realização do presente trabalho.
- ao Dr. Walter Demétrio Gonzalez-Alarcon e ao Dr. Osmar Pinto Júnior toda a orientação, o apoio e o incentivo para a concretização desta pesquisa;
- ao Prof. F.S. Mozer da Universidade da Califórnia, Berkeley, a gentileza da remessa e conferição das medidas de campo elétrico do satélite S3-3;
- ao Dr. René Adalid Medrano-Balboa, ao Dr. José Pantuso Sudano e ao Dr. Ivan Jelinek Kantor a participação na Banca Examinadora e as su gestões ao presente trabalho;
- ao Departamento de Recursos Humanos, representado na pessoa do Dr. Ralf Gielow;
- à Iara Regina Cardoso de Almeida Pinto o apoio, as sugestões e a paciência durante o presente trabalho;
- à Maria Virgínia Alves Jardim e à Edith Vasconcellos de Andrade Marinho as necessárias palavras de incentivo;
- ao Francisco Sircilli Neto e à Yasmara Conceição De Polli o companheirismo;
- à Marciana Leite Ribeiro a revisão das referências bibliográficas;

- à Marina Kiyoko Uêda, Maria da Conceição Alves e Lucinda Eugênia de Freitas a preciosa colaboração durante a realização do presente trabalho;
- aos Serviços gráficos, representados na pessoa do Sr. Galdino Zeferino de Paiva;
- à minha família por tudo que sou;
- em verdade, a todas as pessoas que me conhecem, pois foram (e são) imprescindíveis à evolução de meu espírito.

ABSTRACT

An analysis of plasmaspheric electric field measurements obtained by the S3-3 satellite in 1976-77, at $L \approx 2$ and during periods of intense geomagnetic activity, is presented. It is concluded that these measurements must have contributions both of the penetration electric field, associated with convection at the outer magnetosphere, as well as of the fields due to the "disturbed" ionospheric dynamo. A study of the dynamics of electrons (within 10^{-1} to 10 keV) and protons (within 10^{-1} to 10^2 keV) inside the plasmasphere is also presented. It is concluded that, during quiet geomagnetic periods, electrons tend to corotate with the Earth and simultaneously drift away from it. On the other hand, protons show a more complex dynamical behaviour, strongly depending on energy and on local time; presenting open orbits, similar to those of the electrons, except for an energy range in which closed orbits exist within determinate intervals of local time. During magnetically disturbed periods, the behaviour of electrons and protons remain approximately unaltered, although the energy intervals for which the open and closed orbits of protons occur get shifted.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	<i>xiii</i>
LISTA DE TABELAS	<i>xvii</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>xix</i>
LISTA DE ABREVIATURAS	<i>xxiii</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO 2 - MEDIDAS DE CAMPO ELÉTRICO DC NA MAGNÉTOSFERA TERRESTRE</u>	5
2.1 - Medidas obtidas pelo satélite S3-3	5
2.2 - Mapeamento do campo elétrico da latitude magnética do satélite para o equador magnético	10
<u>CAPÍTULO 3 - CAMPOS ELÉTRICOS PLASMAESFÉRICOS</u>	17
3.1 - Campo elétrico de co-rotação	18
3.2 - Campos elétricos de convecção, de polarização e de penetração	19
3.2.1 - Campo elétrico de convecção	19
3.2.2 - Campo elétrico de polarização	21
3.2.3 - Campo elétrico de penetração	24
3.3 - Campo elétrico do dínamo ionosférico (calmo e perturbado)	25
<u>CAPÍTULO 4 - CAMPOS ELÉTRICOS PLASMAESFÉRICOS PERTURBADOS</u>	29
4.1 - Campos elétricos perturbados	29
4.2 - Modelos de campos elétricos perturbados	32
4.3 - Análise dos eventos medidos pelo satélite S3-3	33
<u>CAPÍTULO 5 - EFEITO DOS CAMPOS ELÉTRICOS PLASMAESFÉRICOS SOBRE A DINÂMICA DAS PARTÍCULAS NA PLASMAESFERA</u>	41
5.1 - Modelos dos campos elétricos plasmaesféricos estacionários	41
5.2 - A equação do movimento e a equação da deriva	42
5.3 - Trajetórias dos centros-de-guia para campo magnetostático	50

	<u>Pág.</u>
5.4 - Trajetórias dos centros-de-guia para campo magnético com lenta variação temporal	71
<u>CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS ...</u>	77
6.1 - Conclusões sobre as medidas de campos elétricos plasmas féricos obtidas pelo satélite S3-3	77
6.2 - Conclusões sobre a dinâmica de elétrons e de prótons na plasmasfera	78
6.3 - Sugestões para futuros trabalhos	80
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	83
APÊNDICE A - DETERMINAÇÃO APROXIMADA DA LATITUDE DO SATÉLITE SUPONDO-SE O CAMPO GEOMAGNÉTICO COMO DIPOLAR	
APÊNDICE B - PROGRAMA PARA A DETERMINAÇÃO DAS TRAJETÓRIAS DE CENTROS-DE-GUIA DE ELÉTRONS E DE PRÓTONS	

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Simplificação da magnetosfera terrestre influenciada pelo vento solar	2
2.1 - Um exemplo de medidas de campo elétrico obtidas pelo satélite S3-3	6
2.2 - Esquema que mostra a orientação das sondas de campo elétrico do satélite S3-3 e o sistema de coordenadas utilizado nas medidas de campo elétrico	7
2.3 - Comparação das linhas dos campos geomagnético e dipolar	13
2.4 - Esquema da linha de campo de um dipolo magnético	14
3.1 - Visão esquemática da convecção induzida em uma magnetosfera fechada por interação do tipo viscoso em seu contorno	20
3.2 - Visão esquemática de uma magnetosfera aberta, apresentando o processo de reconexão	20
3.3 - Visão esquemática da magnetosfera no plano meridional na meia-noite e do meio-dia	22
3.4 - As trajetórias das derivas mais interiores e a distribuição de cargas	23
3.5 - Representação simples do mecanismo de fluxo de corrente do dínamo ionosférico	26
3.6 - Componentes do campo elétrico do dínamo ionosférico calmo para a latitude invariante de 44° e no plano equatorial	27
4.1 - Um exemplo do campo elétrico de penetração durante uma forte subtempestade magnética isolada	31
4.2 - Componentes do campo elétrico resultante da composição do campo de penetração e do dínamo perturbado	33
4.3 - Medidas dos campos elétricos obtidas pelo satélite S3-3, representadas no plano equatorial	35
4.4 - Gráficos do I_{RC} e do B_z relativos ao evento 1 do dia 18 de setembro de 1976	37
4.5 - Gráficos do I_{RC} e do B_z relativos ao evento 2 do dia 29 de julho de 1977	38
4.6 - Gráfico do I_{RC} e valores do B_z relativos aos eventos 3, 4 e 5 do dia 2 de dezembro de 1977	39
4.7 - Gráficos do I_{RC} e do B_z relativos ao evento 6 do dia 11 de dezembro de 1977	40

	<u>Pág.</u>
5.1 - Esquema das velocidades de uma partícula relativas a uma linha do campo magnético	43
5.2 - Esquema da posição de uma partícula relativa à linha magnética e ao centro da Terra	43
5.3 - Esquema da velocidade do centro-de-guia relativa à linha do campo magnético	48
5.4 - Esquema do sistema referencial adotado para traçar a trajetória do centro-de-guia	50
5.5 - Esquema da forma de deslocamento do centro-de-guia da partícula no plano equatorial	53
5.6 - Programa esquemático de computador que determina as trajetórias dos centros-de-guia das partículas	54
5.7 - Esquema da localização do centro-de-guia mostrando as velocidades e os elementos que as produzem	55
5.8 - Trajetória de elétrons com a energia inicial de 100 eV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico calmo ..	58
5.9 - Trajetória de elétrons com a energia inicial de 100 eV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico perturbado	59
5.10 - Trajetória de prótons com energia inicial de 12,5 keV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico calmo ..	60
5.11 - Trajetória de prótons com energia inicial de 15 keV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico calmo	61
5.12 - Trajetória de prótons com energia inicial de 15 keV a partir das 12 h e sob a ação de campo elétrico calmo ..	62
5.13 - Trajetória de prótons com energia inicial de 22,5 keV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico calmo	63
5.14 - Trajetória de prótons com energia inicial de 15 keV a partir das 6 h e sob a ação de campo elétrico calmo ...	64
5.15 - Trajetória de prótons com energia inicial de 5 keV a partir da 0h e sob a ação de campo elétrico perturbado ...	65
5.16 - Trajetória de prótons com energia inicial de 12,5 keV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico perturbado .	66
5.17 - Trajetória de prótons com energia inicial de 12,5 keV a partir das 12 h e sob a ação de campo elétrico perturbado .	67
5.18 - Trajetória de prótons com energia inicial de 20 keV a partir da 0h e sob a ação de campo elétrico perturbado ...	68
5.19 - Comportamento suposto para o índice D_{st} , em função do tempo, a ser utilizado na determinação das trajetórias dos centros-de-guia	72

5.20 - Trajetória, no plano equatorial, de elétrons com energia de 100 eV a partir da 0 h, em $L = 2$, sob a ação do campo elétrico plasmasférico perturbado e considerando-se uma variação temporal lenta do campo geomagnético.	74
5.21 - Trajetória, no plano equatorial, de prótons com energia de 12,5 keV a partir da 0 h, em $L = 2$, sob a ação do campo elétrico plasmasférico perturbado e considerando-se uma variação temporal lenta do campo geomagnético.	75
B.1 - Programa para a determinação das trajetórias dos centros-de-guia de partículas eletricamente carregadas ...	B.2
B.2 - Fluxograma do programa	B.6
B.3 - Gráfico da trajetória simulada	B.15

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Campos elétricos medidos pelo satélite S3-3	8
2.2 - Parâmetros associados às medidas	9
2.3 - Medidas de campo elétrico mapeadas para o equador	16
B.1 - Exemplo de uma trajetória simulada do centro-de-guia ...	B.13

LISTA DE SÍMBOLOS

- A - Coeficiente que determina a intensidade do campo elétrico no modelo de Volland-Stern
- B - Magnitude do campo de indução magnética
- B_a - Grandeza adimensional
- B_I - Magnitude do campo magnético interplanetário
- B_m - Magnitude do campo geomagnético no ponto de reflexão
- $B_o(t)$ - Magnitude do campo magnético em um ponto típico no tempo t
- B_z - Componente do campo magnético na direção do eixo Z
- C_o - Constante, $5,83 \times 10^{11}$ V.m
- d - Distância entre linhas magnéticas de um mesmo plano meridional magnético
- D_{st} - Índice geomagnético que mede as variações do campo magnético
- $|D_{st}|_{max}$ - Valor máximo do módulo do índice D_{st} em uma tempestade magnética
- d_{tg} - Número de voltas da partícula em torno da Terra
- E_a - Grandeza adimensional
- E_c - Magnitude do campo elétrico de co-rotação
- E_{cv} - Magnitude do campo elétrico de convecção
- E_I - Magnitude do campo elétrico interplanetário
- E_R - Magnitude do campo elétrico radial
- E_x - Magnitude do campo elétrico azimutal
- g - Aceleração da gravidade
- G_a - Grandeza adimensional
- H - Altitude com relação à superfície terrestre
- I_B - Função integral do campo magnético

I_{RC}	- Taxa temporal de mudança relacionada com a corrente de anel
K_0	- Momento do dipolo magnético terrestre, $8,02 \times 10^{15}$ Wb.m
K_p	- Índice planetário da atividade geomagnética
L	- Parâmetro magnético de McIlwain
$ \Delta L $	- Módulo da máxima variação de L
m	- Massa de repouso da partícula
$O(\epsilon)$	- Grandeza da ordem de ϵ
P	- Momento linear
q	- Carga da partícula
r	- Posição da partícula relativa ao centro da Terra
R	- Posição do centro-de-guia da partícula relativa ao centro da Terra
R_a	- Grandeza adimensional
R_c	- Raio de curvatura de uma linha do campo geomagnético
Rev	- Número de revoluções do satélite em torno da Terra
R_i	- Distância inicial do centro-de-guia ao centro da Terra
R_0	- Distância máxima do dipolo magnético a uma linha do campo
R_t	- Raio terrestre, $6,378 \times 10^6$ m
t	- Tempo
T_a	- Grandeza adimensional
TLM	- Tempo local magnético
T_{sim}	- Duração da simulação
TU	- Tempo Universal
v	- Velocidade
V	- Campo potencial elétrico
v_{cv}	- Velocidade de convecção

v_D	- Velocidade de deriva do centro-de-guia de uma partícula
v_0	- Velocidade inicial
v_S	- Velocidade do vento solar
v_λ	- Velocidade a uma dada latitude λ
$v_{ }$	- Velocidade tangencial a uma linha de campo magnético
v_1	- Velocidade de giro em torno de uma linha de campo no referencial do centro da Terra
v_1^*	- Velocidade de giro em torno de uma linha de campo no referencial do centro-de-guia
W	- Energia cinética
$ \Delta W $	- Módulo da máxima variação da energia cinética
W_0	- Energia cinética inicial
W_1	- Energia cinética devida à rotação ciclotrônica no referencial do centro da Terra
W_1^*	- Energia cinética devida à rotação ciclotrônica no referencial do centro-de-guia
X	- Coordenada cartesiana
Y	- Coordenada cartesiana
Z	- Coordenada cartesiana
γ	- Expoente adimensional do modelo do campo elétrico de Volland-Stern
Δ	- Variação de uma grandeza
∇	- Operador gradiente
ε	- Grandeza generalizada
θ	- Ângulo azimutal
θ_0	- Longitude inicial
λ	- Latitude
Λ	- Latitude invariante

λ_m	- Latitude magnética
λ_s	- Latitude magnética do satélite
μ	- Momento magnético (1 ^o invariante adiabático)
τ	- Constante de tempo
τ_c	- Período ciclotrônico
τ_D	- Período de deriva em torno da Terra
ϕ_{cv}	- Potencial elétrico quase-estático gerador do campo elétrico convectivo
ϕ_m	- Longitude magnética
ω_c	- Frequência ciclotrônica
ω_o	- Velocidade angular de uma partícula
ω_t	- Velocidade angular da Terra
$\langle \rangle$	- Valor médio de uma grandeza
$\hat{}$	- Versor
$\vec{}$	- Vetor
%	- Percentual

LISTA DE ABREVIATURAS

AAS	- Anomalia Magnética do Atlântico Sul
CMI	- Campo magnético interplanetário
cos	- Co-seno
cossec	- Co-secante
cot	- Cotangente
DC	- Corrente contínua (Direct current)
L	- Lunar
N	- Norte
S	- Sul
sen	- Seno
Sq	- Dia solar calmo (Quiet sun)
tg	- Tangente
α	- Proporcional

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A Terra possui um campo magnético que ao interagir com o campo magnético interplanetário (CMI), sob a influência do vento solar, determina uma região espacial dinâmica denominada magnetosfera, esquematizada na Figura 1.1. A magnetosfera pode ser considerada como constituída de duas partes: a magnetosfera externa e a magnetosfera interna. A magnetosfera interna é a região do campo geomagnético com linhas de campo fechadas. Esta última região subdivide-se nas regiões denominadas plasmasfera e ionosfera (Block, 1973). O limite superior da plasmasfera encontra-se aproximadamente na altura em que o plasma apresenta um grande decréscimo de densidade, reduzindo-se de aproximadamente 10^4 partículas. cm^{-3} para cerca de 1 partícula . cm^{-3} , e não mais corrotando com a Terra. Normalmente essa altura é de 4 raios terrestres (R_T), mas pode variar de 3 a 8 R_T em função da atividade solar (Lyons and Willians, 1984). A altitude divisória entre a plasmasfera e a ionosfera está localizada onde as colisões entre as partículas neutras da atmosfera podem ser negligenciadas, i.e., a aproximadamente 1000-2000 km (Block, 1973).

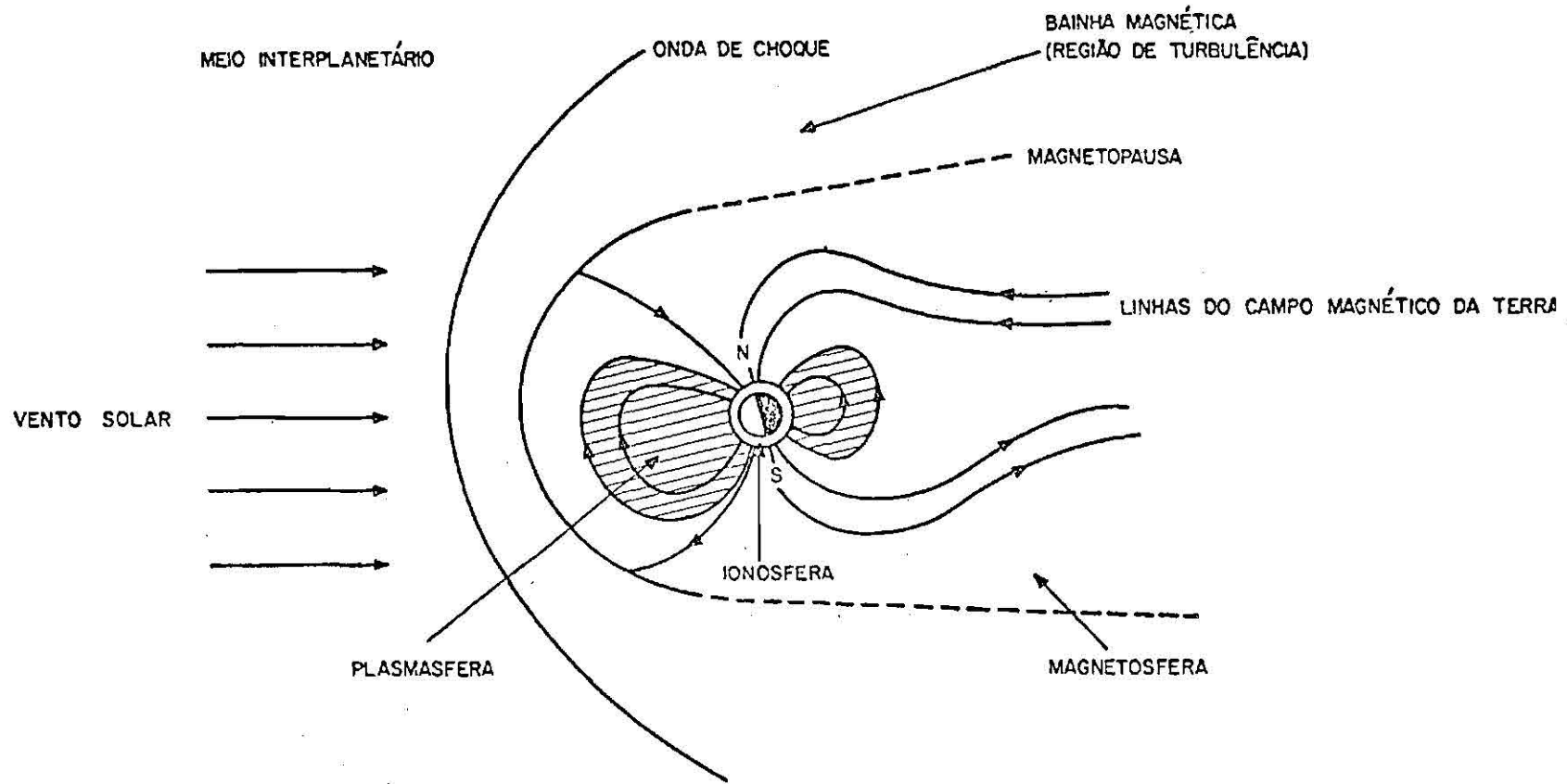


Fig. 1.1 - Simplificação da magnetosfera terrestre influenciada pelo vento solar.
 - A parte hachurada localiza a plasmasfera.

Dentro da magnetosfera existem campos elétricos de grande escala, cujo estudo é relativamente recente, pois apenas muito gradualmente reconheceu-se que os campos elétricos assumem um papel importante na transferência de energia e de momento do vento solar para a magnetosfera e no transporte e aceleração de partículas dentro da própria magnetosfera. As informações sobre os campos elétricos são ainda bastante incompletas. Muitos aspectos, mesmo os da concepção dos campos elétricos magnetosféricos, são ainda incertos e controversos (Caudal and Blanc, 1983; 1985). Os campos elétricos estáticos ou quase-estáticos observados nas vizinhanças da Terra podem ser classificados, quanto à sua origem, como pertencentes a um dos sete grupos seguintes (Stern, 1977):

- 1) Campos elétricos criados por tempestades elétricas (thunderstorms) e por outros fenômenos da baixa atmosfera. Em geral, eles pouco afetam a magnetosfera.
- 2) Campos elétricos criados por movimentos ionosféricos.
- 3) Campos elétricos devidos à rotação da Terra.
- 4) Campos elétricos produzidos na magnetosfera quando o campo elétrico interplanetário é de alguma forma transmitido para as vizinhanças da Terra.
- 5) Campos elétricos produzidos por variação temporal dos campos magnéticos na magnetosfera. Estes campos são importantes na propagação de ondas de plasma.
- 6) Campos elétricos criados pelo fluxo de plasma dentro da magnetosfera.
- 7) Campos elétricos devidos à separação de íons positivos e negativos, que é uma consequência do movimento de deriva de tais íons na magnetosfera.

Do ponto de vista histórico, o estudo dos campos elétricos magnetosféricos começou no século passado com as pesquisas sobre a influência de correntes atmosféricas no campo geomagnético na superfície da Terra (Matsushita, 1971). Só posteriormente, sobretudo na década de 60, surgiram os estudos das correntes e dos campos elétri

cos com o uso de balões (Mozer and Serlin, 1969). A partir da mesma década intensificaram-se também os estudos das variações dos campos elétricos na plasmasfera durante perturbações do campo geomagnético através da utilização de radares, sondas e satélites. Foi somente na última década que estudos quantitativos, buscando construir modelos globais dos campos magnetosféricos, começaram a ser realizadas (Richmond et alii, 1976; Gonzales et alii, 1983; Caudal and Blanc, 1983; Senior and Blanc, 1984; Mazaudier, 1985).

No presente trabalho é feito um estudo sobre os campos elétricos magnetosféricos que existem dentro da plasmasfera e a origem fundamentalmente sobre a dinâmica das partículas eletricamente carregadas (elétrons com energias de 10^{-1} a 10 keV e prótons com energias de 10^{-1} a 10^2 keV). Os objetivos principais são: (i) estudar os campos elétricos medidos pelo satélite S3-3 na plasmasfera e (ii) estudar as trajetórias dos centros-de-guia das partículas carregadas com as energias acima, nessa região, e com L variando de 1,5 a 3, sujeitas a modelos de campos elétricos plasmasféricos para períodos magneticamente calmo e magneticamente perturbado. O Capítulo 2 apresenta a obtenção das medidas dos campos elétricos, os eventos de interesse selecionados (Mozer, 1984) e o mapeamento destes campos para o plano do equador magnético. O Capítulo 3 apresenta uma compilação dos campos elétricos plasmasféricos. O Capítulo 4 apresenta uma discussão dos campos elétricos plasmasféricos perturbados e uma análise sobre as medidas dos campos elétricos dos eventos selecionados. O Capítulo 5 apresenta o estudo da dinâmica dos elétrons e dos prótons sob as influências dos campos elétricos plasmasféricos e do campo geomagnético (que para $L \geq 1,5$ é um campo aproximadamente dipolar e coaxial ao eixo de rotação da Terra). Finalmente, o Capítulo 6 apresenta as conclusões do presente trabalho e sugestões para futuros trabalhos.

CAPÍTULO 2

MEDIDAS DE CAMPO ELÉTRICO DC NA MAGNETOSFERA TERRESTRE

Este capítulo descreve sucintamente as características do satélite S3-3, apresenta uma tabela de eventos do campo elétrico magnetosférico e faz o mapeamento do campo elétrico da latitude magnética do satélite para o equador magnético, discutindo os possíveis modelos para esse mapeamento e a validade deste segundo um modelo dipolar para o campo magnético (Matsushita, 1971). Por último, como conclusão, é apresentada a tabela com o campo elétrico mapeado para o equador magnético.

2.1 - MEDIDAS OBTIDAS PELO SATÉLITE S3-3

O satélite S3-3 foi lançado do Hemisfério Norte durante o verão de 1976, em uma órbita elíptica polar com uma inclinação de $97,5^{\circ}$, numa altitude de apogeu de 8.040 km e perigeu de 240 km, com o período de órbita de aproximadamente 3h e o período de rotação de 20 s. A deriva do plano de órbita era tal que todos os tempos locais eram amostrados aproximadamente a cada 8 meses. Esse satélite conduzia vários sensores, entre os quais um sensor de campo elétrico do tipo sonda dupla que media campos a uma taxa de 8 Hz entre 0,05 e 550 mV/m. Os dados desse sensor são valores médios tirados a cada 20 s e denominados, por sua característica temporal, campos elétricos DC (Cattell, 1982; Mozer et alii, 1979). A Figura 2.1 apresenta um exemplo desse tipo de dados, sendo as medidas tomadas em um sistema referencial co-rotante com a Terra. Esse experimento era da responsabilidade de um grupo científico da Universidade da Califórnia, Berkeley, sob a chefia do Prof. F.S. Mozer.

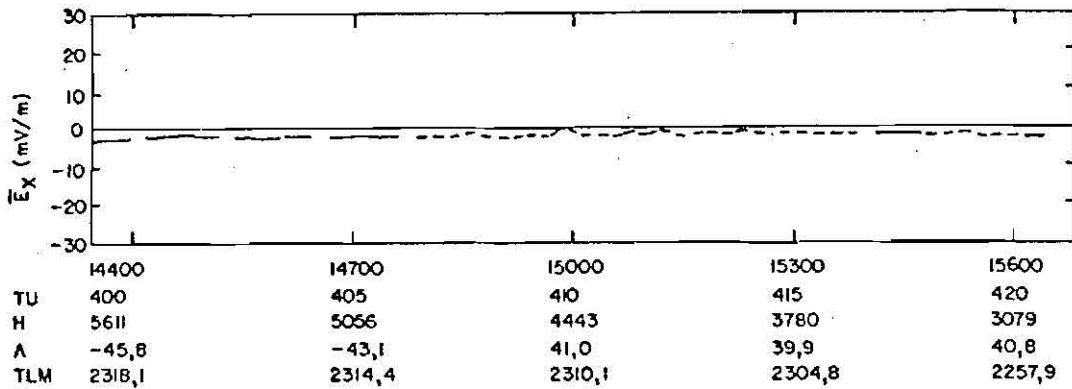


Fig. 2.1 - Um exemplo de medidas de campo elétrico obtidas pelo satélite S3-3

- \bar{E}_x é o campo elétrico médio no plano meridional; TU é o tempo universal (h:min); H é a altitude (km); A é a latitude invariante (graus); e TLM é o tempo local magnético (h:min).

Um esquema que mostra a orientação das sondas de campo elétrico do satélite S3-3 e a orientação do sistema de coordenadas alinhado com o campo magnético utilizado para a apresentação das medidas do campo elétrico DC é apresentado na Figura 2.2. Nesse sistema, o eixo Z aponta ao longo da direção do campo magnético local, o eixo X encontra-se no plano osculador local e aponta na direção da Terra, e o eixo Y forma a terceira componente do sistema referencial ortogonal, apontando na direção do oeste magnético. Cattell (1982) e Mozer et alii (1979) expõem com detalhes a instrumentação e a análise de dados para esse tipo de medidas.

A Tabela 2.1 apresenta os dados obtidos pelo satélite S3-3 para períodos magneticamente perturbados. A Tabela 2.2 mostra os valores do parâmetro magnético de McIlwain¹ (L), da longitude magnética (ϕ_m), da latitude magnética (λ_m), do índice planetário K_p (nas

¹ O parâmetro magnético de McIlwain é definido pela função $L(B_m, I_B)$, tal que a partícula ao longo do seu movimento na casca magnética mantenha o valor deste parâmetro constante. B_m é a intensidade do campo magnético no ponto de reflexão (mirror point) e I_B é uma integral de uma função de B ao longo da linha magnética entre os pontos de reflexão (Pinto Jr., 1984).

6 horas que antecedem o evento e durante ele)² e do índice D_{st} (o valor máximo do módulo do índice da tempestade magnética em que a medição foi feita)³, correspondentes aos valores apresentados na Tabela 2.1.

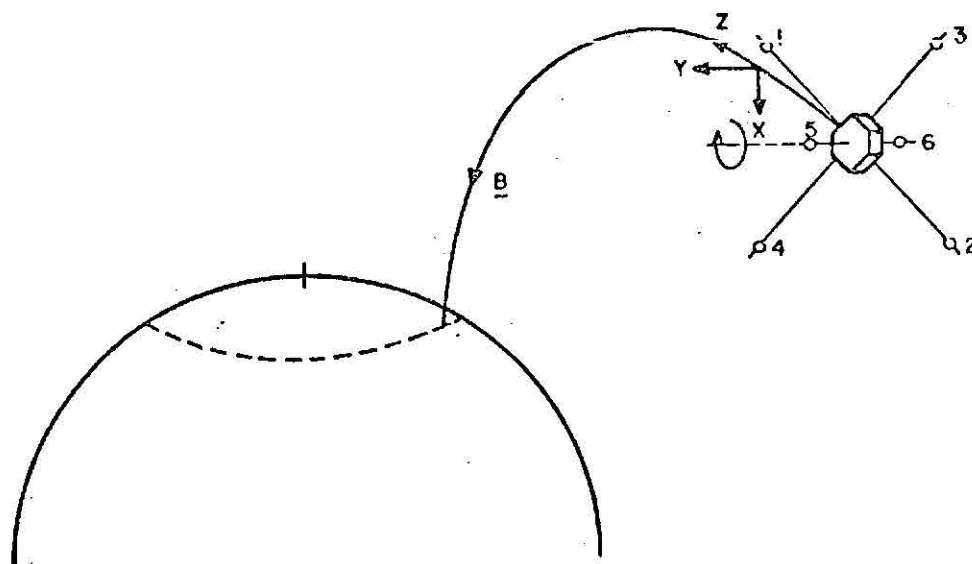


Fig. 2.2 - Esquema que mostra a orientação das sondas de campo elétrico do satélite S3-3 e o sistema de coordenadas utilizado nas medidas de campo elétrico.

FONTE: Cattell (1982), p.94.

² O índice planetário K_p exprime o estado médio da atividade magnética no globo terrestre (Whitten and Poppoff, 1971).

³ O índice D_{st} é um índice que mede as variações do campo magnético na superfície da Terra, associadas à corrente de anel (Whitten and Poppoff, 1971).

TABELA 2.1

CAMPOS ELÉTRICOS MEDIDOS PELO SATÉLITE S3-3

EVENTO	REV.	DIA/ANO	TU (h:min)	TLM (h:min)	H (km)	Λ (grau)	\bar{E}_m (mV/m) ($\pm 0,3$)
1	574	262/76	09:10	19:15	4781	-48,7	-2,7
			09:15	19:06	5969	-45,0	-1,5
			09:45	18:32	7725	49,0	-1,5
			09:50	18:27	7893	51,3	-3,3
2	3119	210/77	06:05	04:41	3148	-39,7	-3,3
			06:10	04:42	3852	-39,7	-3,3
			06:20	04:43	5133	44,9	-3,6
3	4151	336/77	03:50	23:25	6534	-51,8	-2,1
			04:05	23:14	5056	-43,1	-1,8
			04:15	23:05	3780	39,9	-1,5
4	4153	336/77	09:45	00:14	6033	-52,7	-2,1
			10:00	23:33	4344	-40,5	-2,1
5	4156	336/77	18:45	22:55	4193	-41,5	-3,0
6	4226	345/77	12:10	23:31	4714	-50,1	-3,0
			12:15	23:19	4070	-44,0	-1,8
			12:20	23:06	3383	-37,4	-3,3

OBS: O campo elétrico médio \bar{E}_x foi medido em um sistema referencial co-rotando com a Terra. Rev é o número de revoluções do satélite; TU é o tempo universal; TLM é o tempo local magnético; H é a altitude; Λ é a latitude invariante.

TABELA 2.2

PARÂMETROS ASSOCIADOS ÀS MEDIDAS

TU (h:min)	\bar{E}_m (mV/m) ($\pm 0,3$)	L	ϕ_m (grau)	λ_m (grau)	K_p	$ Dst _{\max}$
09:10	-2,7	2,30	220	29,5	5 ⁺ 6 5 ⁺	72
09:15	-1,5	2,00	217	14,0		
09:45	-1,5	2,32	201	14,5		
09:50	-3,3	2,56	198	23,3		
06:05	-3,3	1,69	48	18,5	6 7 ⁻ 6	100
06:10	-3,3	1,69	47	10,0		
06:20	-3,6	1,99	45	16,3		
03:50	-2,1	2,61	3	27,8	3 5 7 ⁻	133
04:05	-1,8	1,88	359	12,3		
04:15	-1,5	1,70	351	12,3		
09:45	-2,1	2,72	286	32,6	7 ⁻ 6 ⁻ 4 ⁺	133
10:00	-2,1	1,73	274	10,6		
18:45	-3,0	1,78	132	17,3	4 ⁺ 6 ⁺ 7	
12:10	-3,0	2,43	239	32,3	5 ⁺ 5 ⁺ 5 ⁺	125
12:15	-1,8	1,93	235	23,0		
12:20	-3,3	1,58	230	14,8		

OBS: L é o parâmetro magnético de McIlwain; ϕ_m é a longitude magnética; λ_m é a latitude magnética; K_p é um índice planetário que exprime o estado médio da atividade magnética e D_{st} é o índice que exprime a variação do campo geomagnético associado à corrente de anel.

Os cálculos de L e de ϕ_m são dados, respectivamente, por:

$$\cos^2 \Lambda = \frac{1}{L} \quad (2.1)$$

e

$$TLM = TU + \frac{\phi_m - 69^\circ}{15^\circ}, \quad (2.2)$$

onde Λ é a latitude invariante, TLM é o tempo local do meridiano magnético e TU é o tempo universal.

A latitude do satélite, λ_m , é obtida a partir da altura H , da longitude magnética ϕ_m e do parâmetro magnético L com a utilização de cartas de campo geomagnético (Dudziak et alii, 1963; Harrison et alii, 1963; Stassinopoulos, 1970).

2.2 - MAPEAMENTO DO CAMPO ELÉTRICO DA LATITUDE MAGNÉTICA DO SATÉLITE PARA O EQUADOR MAGNÉTICO

Antes da discussão qualitativa dos campos elétricos medidos, e com o objetivo de servir como base para modelos quantitativos do movimento de partículas equatoriais, os campos obtidos pelo satélite S3-3 serão mapeados para o equador magnético. O estudo das partículas equatoriais é útil por várias razões: (i) há mais informação experimental sobre a população de partículas próxima ao equador magnético do que em latitudes intermediárias, especialmente na magnetosfera externa; (ii) o ponto equatorial de uma linha de campo, onde a intensidade do campo magnético tem um valor mínimo, representa uma posição de equilíbrio para as partículas aprisionadas ao longo das linhas magnéticas (daí o estudo das partículas equatoriais darem informações sobre o comportamento de "ordem zero" da população fora do equador); e (iii) o tratamento teórico das partículas equatoriais é sim

plificado, sendo que elas contêm muitas das propriedades físicas gerais da dinâmica das partículas aprisionadas (Roederer, 1970).

No mapeamento de um campo elétrico é necessário o conhecimento da geometria do campo geomagnético. Inicialmente determina-se a latitude do satélite através de um modelo para o campo geomagnético (Seção 2.1). Também pode-se determinar a latitude aproximada do satélite por meio de um método teórico utilizando uma representação dipolar do campo geomagnético. Este método é desenvolvido no presente trabalho e está exposto no Apêndice A. Conhecendo a localização magnética do satélite e o valor do campo elétrico nessa posição, pode-se fazer o mapeamento propriamente dito para o equador magnético. Esse mapeamento pode ser feito de duas formas: (i) através das linhas de campo geomagnético, ou (ii) através das linhas de campo de um dipolo magnético (Matsushita, 1971). Essas alternativas determinam três métodos de mapeamento:

- 1) Método GG: Localiza-se a latitude magnética do satélite através do campo geomagnético e depois faz-se o mapeamento do campo elétrico desde a posição do satélite até o equador magnético ao longo das linhas do campo geomagnético.
- 2) Método GD: Localiza-se a latitude magnética do satélite através do campo geomagnético e depois faz-se o mapeamento do campo elétrico desde a posição do satélite até o equador magnético ao longo das linhas de campo de uma representação dipolar.
- 3) Método DD: Localiza-se a latitude magnética do satélite através das linhas de campo de uma representação dipolar e depois faz-se o mapeamento do campo elétrico desde a posição do satélite até o equador magnético ao longo das linhas de campo de uma representação dipolar.

O método GG seria o ideal, no entanto sua realização é extremamente complexa. O método GD, utilizado no presente trabalho, é bastante satisfatório se obedecida a restrição vista mais adiante. O

método DD é válido somente como uma aproximação. A Figura 2.3 permite uma comparação gráfica dos três métodos anteriormente expostos. Para submeter-se os métodos de mapeamento a um teste bem crítico, escolheu-se o meridiano magnético de 45° de longitude magnética, região que sofre forte influência da Anomalia Magnética do Atlântico Sul (AAS), desenhando a linha do campo geomagnético relativa a $L = 1,6$ (que é o L mínimo do presente trabalho). Supõe-se então que o satélite fez leituras de campo elétrico nas altitudes $H_1 = 3000$ km (altitude mínima dos dados do presente trabalho) e $H_2 = 500$ km. Superpostas à linha do campo geomagnético, e passando pelas posições do satélite, têm-se as linhas de campo da representação dipolar, que estão calculadas adiante. Ao longo dessas linhas é que se pode fazer o mapeamento do campo elétrico.

As linhas de campo da representação dipolar obedecem à equação:

$$(H + R_T) = R_0 \cos^2 \lambda_m, \quad (2.3)$$

onde H é a altitude relativa à superfície terrestre para a latitude magnética λ_m , R_T é o raio equatorial da Terra - $R_T = 6.378$ km - (Abell, 1975), R_0 é o parâmetro do dipolo, i.e., a distância do centro do dipolo à linha magnética no equador. A Figura 2.4 apresenta o esquema de uma linha do campo de um dipolo magnético. O parâmetro R_0 é determinado a partir da condição:

$$(H_S + R_T) = R_0 \cos^2 \lambda_S, \quad (2.4)$$

onde H_S e λ_S são a altitude e a latitude magnética do satélite, respectivamente.

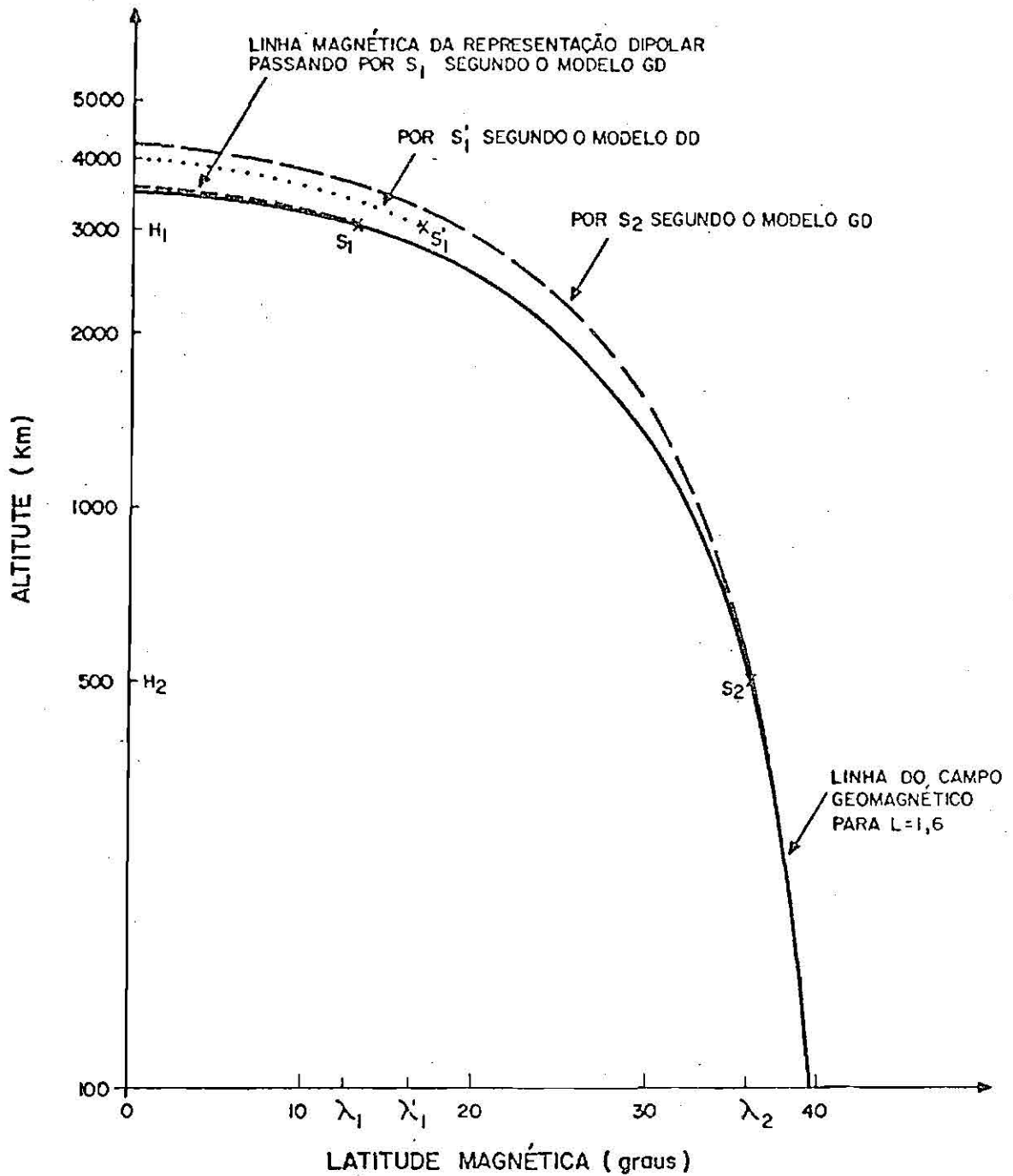


Fig. 2.3 - Comparação entre as linhas dos campos geomagnético e dipolar.

- As linhas estão representadas no plano meridional de 45° de longitude magnética, onde há forte influência da AAS. As linhas permitem ainda uma visão qualitativa dos modelos de mapeamento GD e DD relativos ao modelo GG. S₁ e S₂ indicam a posição do satélite.

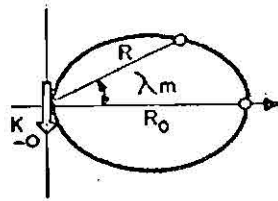


Fig. 2.4 - Esquema da linha de campo de um dipolo magnético.

- K_0 é o momento do dipolo magnético, R_0 é a distância da linha no plano equatorial e λ_m é denominada latitude magnética.

FONTE: Roederer (1970), p.53.

Dessa forma, para H_1 e $L = 1,6$ tem-se $\lambda_m = 12,5^\circ$, obtendo-se a equação da linha dipolar que passa pela posição S_1 do satélite (Figura 2.3):

$$H(\text{km}) = 9.839 \cos^2 \lambda_m - 6.378; \quad (2.5)$$

para H_2 e $L = 1,6$ tem-se $\lambda_m = 36^\circ$, obtendo-se a equação da linha dipolar que passa pela posição S_2 do satélite (Figura 2.3):

$$H(\text{km}) = 10.509 \cos^2 \lambda_m - 6.378. \quad (2.6)$$

Concluiu-se pela Figura 2.3 que a aproximação da linha do dipolo magnético da linha do campo geomagnético é muito boa para as altitudes dos dados coletados pelo satélite S3-3, mesmo na região da AAS. Tem-se ainda que a medida que se afastam da influência da AAS, as linhas do campo geomagnético e do campo dipolar ajustam-se melhor, pois o campo geomagnético aproxima-se da forma dipolar. Portanto, o método de mapeamento de campos elétricos desenvolvido por Matsushita (1971), exposto a seguir, pode ser considerado realista para o presente trabalho. Já para altitudes tão baixas quanto 500 km, o método GD não é tão eficiente. Mostra-se ainda na Figura 2.3, para comparação, uma linha relativa ao método DD, de aproximação menos satisfatória.

Matsushita (1971) desenvolveu uma fórmula para o mapeamento ao longo de linhas magnéticas de um campo elétrico. Em seu mo

dele de mapeamento, ele supôs que as linhas de campo geomagnético seriam equipotenciais e dadas por uma representação dipolar e concêntrica à Terra. O fato de as linhas serem equipotenciais garante que:

$$\Delta V = E_1(\lambda_1) d_1(\lambda_1) = E_2(\lambda_2) d_2(\lambda_2) , \quad (2.7)$$

onde ΔV é a diferença de potencial elétrico entre duas linhas magnéticas de um mesmo plano meridional; $E_1(\lambda_1)$ e $d_1(\lambda_1)$ são, respectivamente, o campo elétrico e a distância entre as linhas magnéticas para a latitude magnética λ_1 ; e $E_2(\lambda_2)$ e $d_2(\lambda_2)$ são, respectivamente, o campo elétrico e a distância entre as linhas magnéticas para a latitude magnética λ_2 (Matsushita, 1971). A descrição das linhas magnéticas por meio de uma representação dipolar permite, por considerações geométricas, reescrever a Equação 2.7 como (Matsushita, 1971):

$$\frac{E_1(\lambda_1)}{E_2(\lambda_2)} = \frac{[1 + 4 \cot^2(90^\circ - \lambda_1)]^{1/2}}{[1 + 4 \cot^2(90^\circ - \lambda_2)]^{1/2}} \cdot \frac{[\text{sen}(90^\circ - \lambda_2)]^2}{[\text{sen}(90^\circ - \lambda_1)]^2} \quad (2.8)$$

Assim, o mapeamento no presente trabalho, que é para o plano equatorial, i.e., $\lambda_1 = 0^\circ$, é dado pela equação:

$$\frac{\bar{E}_R}{\bar{E}_X} = \left[\frac{1}{1 + 4 \text{tg}^2 \lambda_m} \right]^{1/2} \cos^2 \lambda_m , \quad (2.9)$$

onde \bar{E}_R é o campo elétrico radial médio no equador, \bar{E}_X é o campo elétrico meridional médio na latitude magnética λ_m .

Segue-se finalmente a Tabela 2.3 com o mapeamento do campo elétrico para o equador magnético. O modelo DD, para os dados do presente trabalho, apresentou um erro máximo de 11% em relação aos valores de \bar{E}_R (modelo GD) da Tabela 2.3.

TABELA 2.3

MEDIDAS DE CAMPO ELÉTRICO MAPEADAS PARA O EQUADOR

EVENTO	TU (h:min)	TLM (h:min)	\bar{E}_x (mV/m) ($\pm 0,3$)	L	K_p	$ Dst _{\max}$	\bar{E}_R (mV/m)
1	09:10	19:15	-2,7	2,30	5 ⁺ 6 5 ⁺	72	-1,4
	09:15	19:06	-1,5	2,00			-1,3
	09:45	18:32	-1,5	2,32			-1,3
	09:50	18:27	-3,3	2,56			-2,1
2	06:05	04:41	-3,3	1,69	6 7 ⁻ 6	100	-2,5
	06:10	04:42	-3,3	1,69			-3,0
	06:20	04:43	-3,6	1,99			-2,9
3	03:50	23:25	-2,1	2,61	3 5 7 ⁻	133	-1,1
	04:05	23:14	-1,8	1,88			-1,6
	04:15	23:05	-1,5	1,70			-1,3
4	09:45	00:14	-2,1	2,72	7 ⁻ 6 ⁻ 4 ⁺	133	-0,9
	10:00	23:39	-2,1	1,73			-1,9
5	18:45	22:55	-3,0	1,78	4 ⁺ 6 ⁺ 8	133	-2,3
6	12:10	23:31	-3,0	2,43	5 ⁺ 5 ⁺ 5 ⁺	125	-1,3
	12:15	23:19	-1,8	1,93			-1,2
	12:20	23:06	-3,3	1,58			-2,7

OBS: \bar{E}_x é o campo elétrico meridional médio na posição do satélite e \bar{E}_R é o campo elétrico radial médio no equador. Valores positivos do campo são referentes à vetores que apontam para a Terra.

CAPÍTULO 3

CAMPOS ELÉTRICOS PLASMASFÉRICOS

Este capítulo apresenta uma compilação dos campos elétricos existentes no interior da plasmasfera e que agem fundamentalmente sobre as partículas carregadas desta região. No caso do presente trabalho, as partículas são elétrons com energias de 10^{-1} a 10 keV e prótons com energias de 10^{-1} a 10^2 keV. Os campos elétricos plasmasféricos são os (i) de co-rotação, (ii) de penetração e (iii) do dínamo ionosférico. A variação dos campos elétricos plasmasféricos está associada à atividade geomagnética que, de acordo com a intensidade, pode ser classificada em calma ou perturbada. Os campos perturbados podem ainda ser definidos como transitórios ou estacionários. Os campos transitórios (por exemplo, aqueles associados às subtempestades magnéticas ("Substorms"¹)) possuem escalas de tempo da ordem de 1 hora; já os estacionários (por exemplo, aqueles associados às tempestades magnéticas ("Storms"²) ou a um aumento geral do nível de atividade magnética) podem atingir escalas de tempo da ordem de dias.

¹ "Substorms" ou "magnetic substorms" é a denominação dada às atividades geomagnéticas intensificadas principalmente em altas latitudes e relacionadas às variações de parâmetros do vento solar, sobretudo do campo magnético interplanetário (CMI). A escala de tempo característica é da ordem de horas (Nishida, 1978a).

² "Storms" ou "magnetic storms" é a denominação dada a perturbações globais e transitórias do campo geomagnético, que são caracterizadas por uma intensificação da atividade solar. A escala de tempo característica é da ordem de dias (Block, 1973).

3.1 - CAMPO ELÉTRICO DE CO-ROTAÇÃO

Admitindo-se que a ionosfera é altamente condutora, que está rigidamente acoplada a atmosfera e envolvida por um plasma altamente condutor, a configuração total do campo geomagnético tenderá a girar rigidamente com a Terra (Birmingham and Jones, 1968; Stern, 1977). Assim, um campo elétrico \underline{E}^* e o campo geomagnético \underline{B}^* medidos no referencial co-rotante transformam-se pelas equações:

$$\underline{E}^* = \underline{E} + \underline{v} \times \underline{B} \quad (3.1)$$

e:

$$\underline{B}^* = \underline{B}, \quad (3.2)$$

onde \underline{E} e \underline{B} são os campos medidos no referencial fixo e \underline{v} é a velocidade de um referencial relativo ao outro. O plasma da plasmasfera aparentemente move-se quase rigidamente com a Terra, portanto sua velocidade zonal é dada por:

$$v_{\lambda} = \omega_t R \cos \lambda, \quad (3.3)$$

onde ω_t é a velocidade angular da Terra, R é a distância do ponto observado na plasmasfera ao centro da Terra e λ é a latitude. Desta forma, o campo elétrico em um sistema não-rotante, i.e., fixo com respeito a um sistema inercial localizado no centro da Terra, é dado por:

$$\underline{E} = \underline{E}^* - \underline{v} \times \underline{B}. \quad (3.4)$$

Denomina-se campo elétrico de co-rotação a segunda parcela da Equação 3.4 que, em coordenadas esféricas e no plano equatorial ($\lambda=0^\circ$), fica (Volland, 1979):

$$\underline{E}_c = -\omega_t R B \underline{\hat{R}}, \quad (3.5)$$

onde $\underline{\hat{R}}$ é o versor na direção radial. Essa expressão vale até $8 R_T$ em períodos calmos.

3.2 - CAMPOS ELÉTRICOS DE CONVECÇÃO, DE POLARIZAÇÃO E DE PENETRAÇÃO

3.2.1 - CAMPO ELÉTRICO DE CONVECÇÃO

O campo elétrico de convecção é um campo elétrico quase-estático e de grande escala que existe na magnetosfera terrestre. Existem duas teorias para explicar a sua origem. A primeira é que o fluxo do vento solar ao passar pela magnetosfera exerce um arrasto do tipo viscoso no plasma daquela região, segundo Axford e Hines (Stern, 1977), deslocando esse plasma na direção da cauda da magnetosfera. Isso cria um fluxo convectivo de plasma, com velocidade \underline{v}_{CV} , dentro da magnetosfera, que origina como consequência esse campo elétrico $\underline{E}_{CV} (= -\underline{v}_{CV} \times \underline{B}_I)$, ver a Figura 3.1 (Stern, 1977). A segunda explicação é que o fluxo do vento solar (com velocidade \underline{v}_S) através do campo magnético interplanetário \underline{B}_I (CMI), devido à força de Lorentz, produz uma leve separação de cargas elétricas, causando um campo elétrico interplanetário $\underline{E}_I (= -\underline{v}_S \times \underline{B}_I)$, (Volland, 1979). Através da reconexão magnética, Figura 3.2, que é o processo de fusão das linhas do CMI com as linhas geomagnéticas, cuja ocorrência é consequência da orientação de norte para sul do CMI, esse campo elétrico penetra na magnetosfera, segundo Dungey (Stern, 1977), dando origem a um movimento convectivo do plasma magnetosférico. Quanto maior a intensidade da componente do CMI na direção sul mais intenso é o fenômeno da reconexão, segundo Coroniti e Kennel (Stern, 1977) e, por conseguinte, mais intenso é o campo elétrico de convecção. De muitas maneiras, ambas as teorias levam a efeitos observáveis similares, e não é fácil decidir qual delas deve ser preferida (Stern, 1977). Das teorias que explicam a origem de \underline{E}_{CV} percebe-se imediatamente que esse campo elétrico varia de intensidade com a variação da atividade solar, no que diz respeito ao fluxo do vento solar e da componente B_Z do CMI (Stern,

1977), tendo uma escala de tempo característica de aproximadamente 1 hora (Mozer, 1973; Nishida, 1978b). Em períodos calmos ($K_p \leq 2$), o valor médio desse campo é da ordem de 0,3 mV/m (Mozer, 1973; Nishida, 1978b).

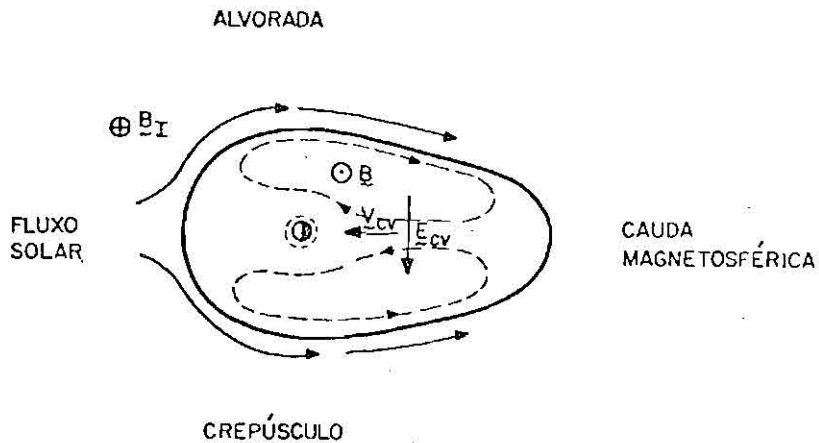


Fig. 3.1 - Visão esquemática da convecção induzida em uma magnetosfera fechada por interação do tipo viscoso em seu contorno.
- Vista do plano equatorial.

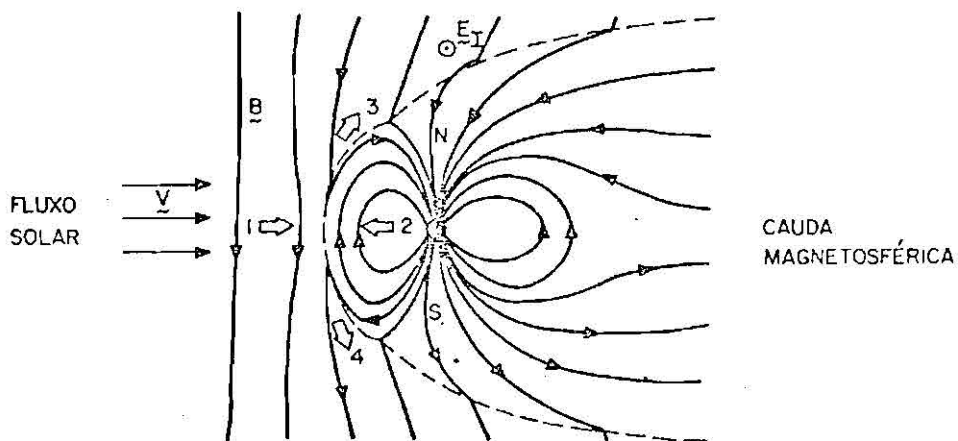


Fig. 3.2 - Visão esquemática de uma magnetosfera aberta, apresentando o processo de reconexão.
- Vista do plano meridional da meia-noite e do meio-dia, onde \underline{E} é o campo elétrico solar.

FONTE: Hill (1979), p.301.

Um modelo simples do campo elétrico de convecção magnetosférico foi proposto por Volland e Stern (Smith et alii, 1979). Esse modelo assume que o campo elétrico convectivo \vec{E} é obtido de um potencial elétrico quase-estático ϕ_{CV} :

$$\vec{E}_{CV} = -\nabla \phi_{CV}, \quad (3.6)$$

e que não existe campo elétrico ao longo das linhas do campo geomagnético (i.e., $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$), onde se supõe que \vec{B} , por conveniência, seja um campo dipolar coaxial com o eixo de rotação da Terra. Esse modelo (Smith et alii, 1979) é válido apenas para as linhas de campo magnético fechadas e dentro de 10 raios terrestres (R_T). O potencial escalar no plano equatorial pode ser descrito como:

$$\phi_{CV} = A R^\gamma \sin \theta, \quad (3.7)$$

onde A é um coeficiente que determina a intensidade do campo elétrico e θ é o ângulo azimutal, com $\theta=0^\circ$ à meia-noite. Um modelo menos complexo desse campo elétrico é obtido fazendo $\gamma = 1$ (o que implica um campo elétrico homogêneo uniforme, com orientação alvorada-crepúsculo). Experimentalmente os valores γ situam-se entre 1 e 3 (Smith et alii, 1979).

3.2.2 - CAMPO ELÉTRICO DE POLARIZAÇÃO

O plasma da cauda da magnetosfera apresenta um movimento convectivo em direção ao Sol, Figura 3.3. À medida que o plasma se aproxima da Terra ganhando energia com o aumento da intensidade do campo magnético B , a deriva devida ao gradiente de B torna-se importante no movimento, de tal forma que as trajetórias de deriva dos prótons e elétrons são separadas. Isto leva à criação de uma camada com separação de cargas ao longo do contorno das trajetórias de deriva, Figura 3.4. É especificamente essa camada de separação de cargas que forma a camada de Alfvén. A magnitude da separação de cargas nessa camada é, certamente, limitada por outras cargas dentro da magnetosfe

ra que se movem a fim de manter uma aproximada neutralidade de cargas. A espessura dessa camada depende principalmente da condutividade da ionosfera e da largura da distribuição de energias das partículas que vêm da cauda da magnetosfera. Para uma situação realística, a camada de Alfvén com espessura em torno de $2 R_T$ em seu ponto de menor espessura é uma estimativa razoável. Este campo elétrico de polarização criado pela camada de Alfvén é orientado na direção do crepúsculo para a alvorada (Schield et alii, 1969), blindando a plasmasfera do campo elétrico de convecção.

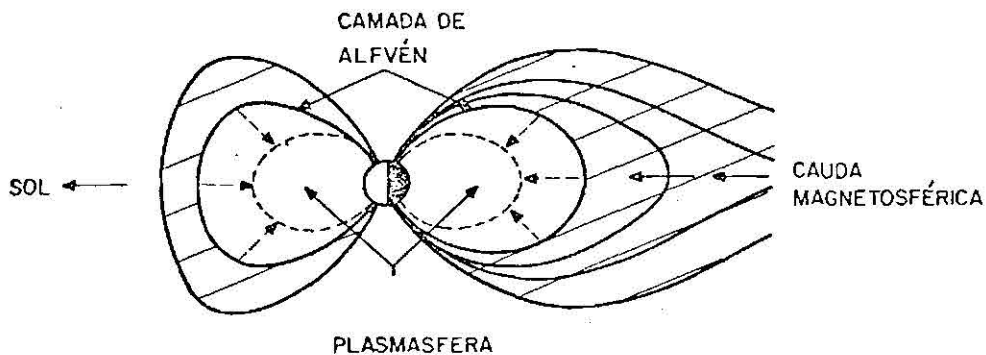


Fig. 3.3 - Visão esquemática da magnetosfera no plano meridional da meia-noite e do meio-dia.

- Mostra-se a camada de Alfvén, que tende a formar um en voltório completo em torno da plasmasfera.

FONTE: Schield et alii (1969), p.249.

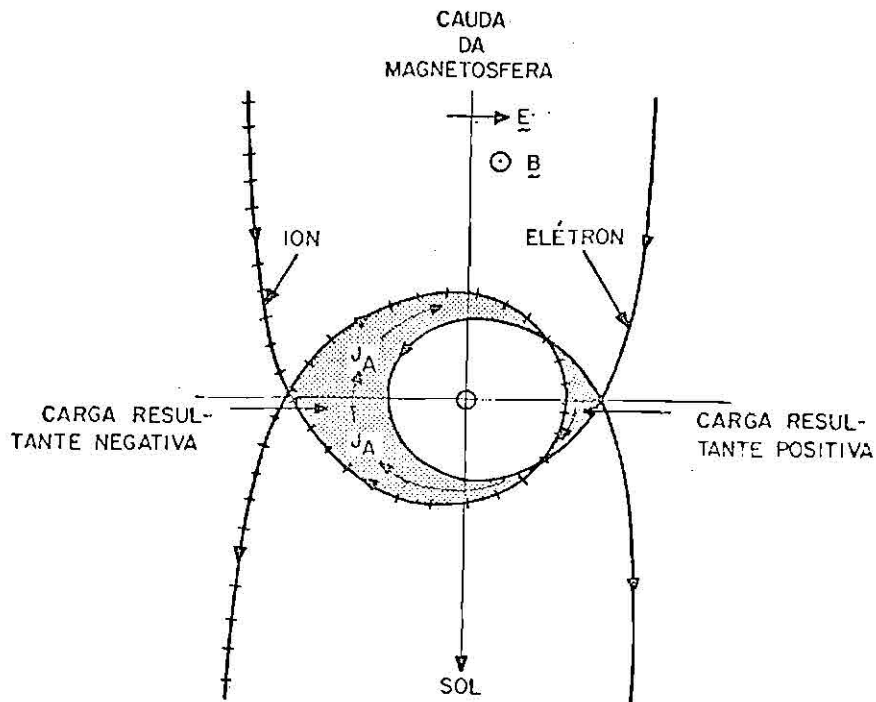


Fig. 3.4 - As trajetórias das derivas mais interiores e a distribuição de cargas.

- A camada de Alfvén é a região hachurada. A figura é uma visão do plano equatorial.

FONTE: Schield et alii (1969), p.250.

A ausência de uma completa blindagem pela camada de Alfvén (Vasyliunas, 1972) é realmente esperada, uma vez que os campos elétricos devidos aos efeitos da reconexão e da dinâmica da cauda da magnetosfera não são estacionários, levando-se em consideração as escalas de tempo e amplitudes características (Mozer, 1973; Nishida, 1978b). A eficiência do mecanismo de blindagem diminui em função da condutividade da ionosfera. Senior e Blanc (1984) desenvolveram um modelo físico dependente do tempo para o mecanismo de blindagem. Analisando suas conseqüências com respeito a fluxos de correntes de plasmas nas várias latitudes, eles concluíram que o mecanismo de blindagem, em termos de amplitude absoluta, não é tão eficiente quanto se acreditou nos estudos analíticos anteriores, e que a escala de tempo

característica de blindagem é de aproximadamente 30 minutos. Experimentalmente, foi verificado por Mazaudier (1985) que a escala de tempo é inferior ou igual a 30 minutos.

Embora não seja do escopo do presente trabalho explicar em maiores detalhes os mecanismos da polarização, é interessante notar que o mecanismo físico real da polarização e manutenção da camada de Alfvén é complexo, pois inclui um sistema de acoplamento da ionosfera com a magnetosfera em termos de correntes elétricas, (Nishida, 1978a; Roederer, 1979; Blanc, 1983a; Senior and Blanc, 1984).

3.2.3 - CAMPO ELÉTRICO DE PENETRAÇÃO

Devido à interação do vento solar e da magnetosfera, seja por reconexão seja por interação viscosa, um campo elétrico com orientação alvorada-crepúsculo passa a existir nas linhas fechadas e mais interiores da magnetosfera causando uma convecção do plasma na direção do Sol. Este campo é blindado pela plasmasfera através das cargas elétricas devidas a esse plasma convectivo, as quais estão localizadas nos lados da alvorada e do crepúsculo próximas às fronteiras interiores da corrente de anel. A corrente de anel consiste em uma corrente elétrica situada a 3-4 R_T , composta por íons da cauda da magnetosfera. Assim estes dois campos elétricos tendem a cancelarem-se no interior da plasmasfera. A este campo elétrico resultante da composição dos campos elétricos de convecção e de polarização denomina-se campo elétrico de penetração. Quando acontece uma variação na atividade solar em que a magnetosfera é afetada, ou quando o CMI varia, os campos elétricos de convecção e de polarização, devido às escalas de tempo e amplitudes características, ficam desequilibrados. Isto permite ao campo de convecção penetrar na plasmasfera. A interpretação do mecanismo de penetração não é tão direto, uma vez que é a camada condutora do dínamo ionosférico que permite aos campos mapeados ou às correntes alinhadas com respeito às linhas abertas do campo magnético B, devido à interação vento solar-magnetosfera, agirem horizontalmente e transmitirem campos elétricos de convecção a todos os pontos da

ionosfera (Senior and Blanc, 1984). Os trabalhos de Kelley et alii (1983) apresentam estudos sobre este comportamento. As observações dos assobios atmosféricos (Whistlers) são as mais diretas evidências da existência do campo de penetração (Nishida, 1978b). Os estudos de Blanc (1978), Gonzales et alii (1983), Blanc (1983a,b) e Blanc et alii (1983) mostram a correlação do campo elétrico de penetração com a componente Sul do CMI.

3.3 - CAMPO ELÉTRICO DO DÍNAMO IONOSFÉRICO (CALMO E PERTURBADO)

A teoria do dínamo foi sugerida por Stewart, em 1882, para responder pelas variações diárias do campo geomagnético. O dínamo ionosférico é consequência da influência do Sol e da Lua na atmosfera terrestre. O Sol atua basicamente por aquecimento da camada de ozônio e de vapor d'água e a Lua, através da atração gravitacional (Ratcliffe, 1972). O Sol e a Lua produzem forças oscilatórias na atmosfera com períodos de frações do dia solar (24h) e do dia lunar (24,8h). Estas forças dão origem a movimentos do ar neutro (ventos de maré), fundamentalmente na direção horizontal. O movimento do ar através das linhas do campo geomagnético geram forças eletromotivas que produzem correntes elétricas em altitudes onde a condutividade elétrica é apreciável (principalmente na região E ionosférica), causando assim as variações magnéticas Sq, dia solar calmo, e L, lunar (Rishbeth, 1964).

A Figura 3.5 é uma representação simplificada para auxiliar a compreensão do dínamo ionosférico. Por causa das variações da condutividade na vertical e na horizontal, as correntes não podem fluir livremente em todas as direções, e, deste modo, cargas de polarização são estabelecidas. Os campos eletrostáticos e os campos elétricos de variação lenta associados ao efeito dínamo são transmitidos à região F da ionosfera e às regiões acima na magnetosfera, via linha de campo geomagnético altamente condutoras, onde eles causam derivas eletromagnéticas (Rishbeth, 1964). O campo elétrico induzido na região do dínamo (90 a 150 km de altitude), em períodos magneticamente

calmos, \bar{E} da ordem de 1 mV/m (Rishbeth, 1964). Dentro de uma distância da superfície terrestre de $4 R_T$, o campo eletrostático do d̄namo calmo no plano equatorial \bar{E} menor que 0,8 mV/m (Matsushita, 1971; Richmond et alii, 1980; Maynard et alii, 1983).

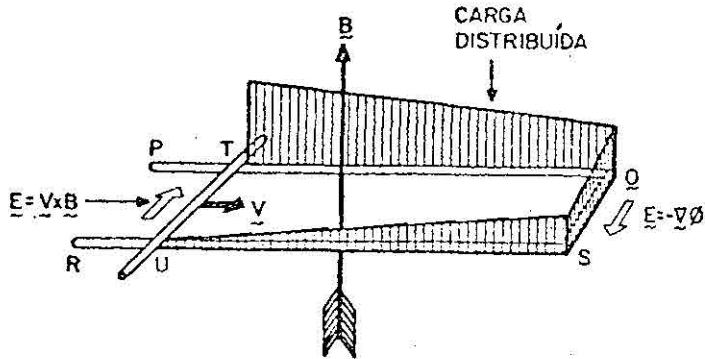


Fig. 3.5 - Representação simples do mecanismo de fluxo de corrente do d̄namo ionosférico.

- Quando o fio TU move-se com velocidade v , um campo elétrico $v \times B$ \bar{E} é induzido neste e correntes fluem pelo circuito TQSU.

FONTE: Ratcliffe (1972), p.86.

Ainda com respeito ao d̄namo calmo, tanto a intensidade do campo elétrico quanto as velocidades de deriva resultantes da influência lunar são, aproximadamente, 5% daquelas devidas ao efeito solar (Matsushita, 1971; Whitten and Poppoff, 1971). Maiores detalhes sobre o d̄namo calmo podem ser encontrados em Richmond et alii (1976). Richmond et alii (1980) apresenta um modelo global recente, que apóia-se em observações de radares de espalhamento incoerente, reproduzindo os campos elétricos de média e baixa latitudes para condições de intensidade mínima da atividade solar (períodos magneticamente calmos). Estas medidas de campo elétrico devido ao d̄namo são feitas a uma altitude média de 300 km (Richmond et alii, 1980).

A Figura 3.6 mostra o campo elétrico calmo utilizado no presente trabalho, baseado no modelo de Richmond et alii

(1980)¹. O gráfico apresentado é para a latitude invariante de 44° e no plano equatorial.

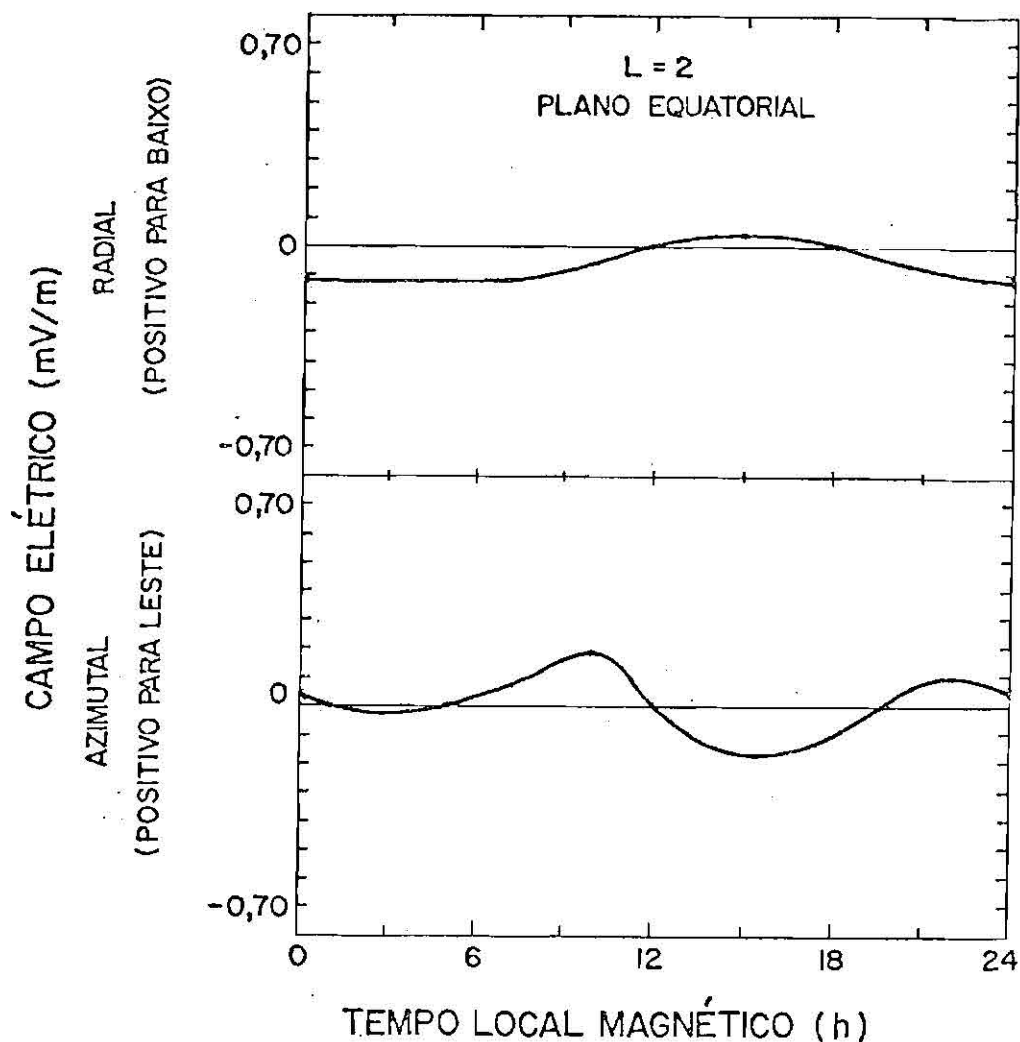


Fig. 3.6 - Componentes do campo elétrico do dínamo ionosférico calmo para a latitude invariante de 44° e no plano equatorial.

- Os gráficos são baseados no modelo completo de Richmond et alii (1980).

¹ A relação das coordenadas ápex, empregadas em Richmond et alii (1980), com as latitudes magnéticas invariantes, permitindo escolher a curva do dínamo calmo para a latitude invariante de aproximadamente 44° , é encontrada em VanZandt et alii (1972).

Um modelo teórico detalhado do dínamo ionosférico é complexo, envolvendo um conhecimento da distribuição global da ionização, os cálculos da variação com a altura do tensor de condutividade, a determinação das variações das marés solar e lunar em todos os pontos da Terra e um cálculo das correntes que fluem tanto horizontal quanto verticalmente (Ratcliffe, 1972).

O dínamo ionosférico perturbado é estabelecido pelas perturbações dos ventos termosféricos produzidos por aquecimento auroral durante as tempestades magnéticas. A energia cedida à atmosfera durante as tempestades magnéticas altera a circulação termosférica global e, conseqüentemente, altera a geração de campos elétricos e de correntes nas latitudes média e baixa pela ação do dínamo ionosférico. Supõe-se que a fonte do movimento é o aquecimento por efeito Joule na região auroral. O efeito do dínamo ionosférico tem uma considerável inércia; pode-se esperar que ele varie suavemente e persista por várias horas (até dias), mesmo após o aquecimento auroral e a atividade magnética terem decrescidos. Tem-se ainda que o campo elétrico do dínamo perturbado no equador age em oposição ao campo elétrico dos dias calmos normais (Blanc and Richmond, 1980). Um estudo mais detalhado sobre o dínamo ionosférico perturbado é encontrado em Blanc e Richmond (1980) e Blanc (1983b).

CAPÍTULO 4

CAMPOS ELÉTRICOS PLASMASFÉRICOS PERTURBADOS

Neste capítulo discutem-se os campos elétricos plasmasféricos perturbados, os fenômenos e os parâmetros magnetosféricos a que se associam e as suas modelagens mais recentes. Por fim, com base nestas informações, analisam-se as medidas de campos elétricos feitas pelo satélite S3-3, contidas na Tabela 2.3. Convém lembrar que estas medidas foram efetuadas em um sistema que corrota com a Terra.

4.1 - CAMPOS ELÉTRICOS PERTURBADOS

O sistema ionosfera-magnetosfera interage permanentemente com o meio interplanetário. Durante as tempestades e subtempestades magnéticas há uma perturbação dos campos elétricos ionosféricos devida basicamente, como foi visto no Capítulo 3, a dois mecanismos: (i) a ação direta do movimento de cargas elétricas e campos elétricos magnetosféricos (extensão do campo de convecção) e (ii) os movimentos termosféricos devidos ao aquecimento por efeito Joule na região auroral (geração do dínamo ionosférico perturbado), conforme Blanc (1983a) e Mazaudier (1985). Assim, como tratado no Capítulo 3, os campos elétricos que existem no interior da plasmasfera são: (i) de co-rotação (que não existe em um referencial co-rotante com a Terra); (ii) de penetração (o campo de convecção que conseguiu se estender ao interior da ionosfera); e (iii) dos dínamos ionosféricos calmo e perturbado.

Reconhece-se que o campo elétrico do dínamo perturbado existe durante as tempestades magnéticas (ocorrências identificadas pelo índice D_{st}), pois estas tempestades influem na geração e no comportamento dos ventos termosféricos.

O campo elétrico de convecção, sob condições de atividade magnética perturbada, pode penetrar na plasmasfera (Maynard et alii, 1983) e estender-se até as baixas latitudes (Blanc, 1978). Esta

extensão é um fenômeno transiente, durando o tempo necessário para o cinturão da corrente de anel mover-se e polarizar-se (camada de Alfvén) em resposta a uma mudança no potencial magnetosférico de grande escala (Blanc, 1983a). O tempo característico de blindagem da plasmasfera é da ordem de meia hora (Mazaudier, 1985), podendo a blindagem não ser totalmente eficiente para o campo elétrico de convecção (Senior and Blanc, 1984). Verificou-se que em subtempestades isoladas o campo de penetração está, em geral, associado a grandes valores do CMI (acima de aproximadamente 5 γ), com orientação de norte para sul, e a grandes valores negativos da taxa temporal I_{RC} (em torno de 10 γ/h). A taxa temporal I_{RC} associa-se à corrente de anel, indicando uma injeção de plasma dentro da região do dipolo da magnetosfera. A taxa temporal I_{RC} é dada aproximadamente pela equação (Blanc, 1983a):

$$I_{RC}(t) = \frac{d}{dt} (D_{st}) + \frac{D_{st}}{\tau} , \quad (4.1)$$

que representa a taxa temporal de mudança do D_{st} corrigida por um termo exponencial de perda por troca de carga das partículas da corrente de anel, com uma constante de tempo τ em torno de 8 horas. O grande valor negativo de I_{RC} indica uma intensa injeção de plasma, e, portanto, uma alteração na blindagem da plasmasfera (Blanc, 1978).

A Figura 4.1 é um exemplo típico do campo elétrico de penetração durante uma subtempestade isolada (Blanc, 1978). É relevante observar que os estudos experimentais sobre a extensão dos campos de convecção estão no início (Blanc, 1978), e os mecanismos eletrodinâmicos através dos quais os campos de convecção conseguem estender-se até as médias e baixas latitudes são ainda descritos experimentalmente de forma aproximada (Blanc et alii, 1983).

As análises dos campos elétricos perturbados em períodos de tempestades magnéticas são geralmente mais complexas, pois há a contribuição do campo de penetração e do campo do dínamo perturbado, sen

do mais intensas e complexas as variações dos campos plasmasféricos (Blanc, 1983a). Blanc et alii (1983) e Mazaudier (1985) apresentam estudos dos campos elétricos plasmasféricos durante tempestades, e Blanc (1970; 1983a) apresenta estudos dos campos durante tempestades e subtempestades. Uma característica morfológica desses campos elétricos é que os campos de penetração têm duração de algumas horas, enquanto a perturbação do dínamo ionosférico pode ter duração, às vezes, superior a 5 dias.

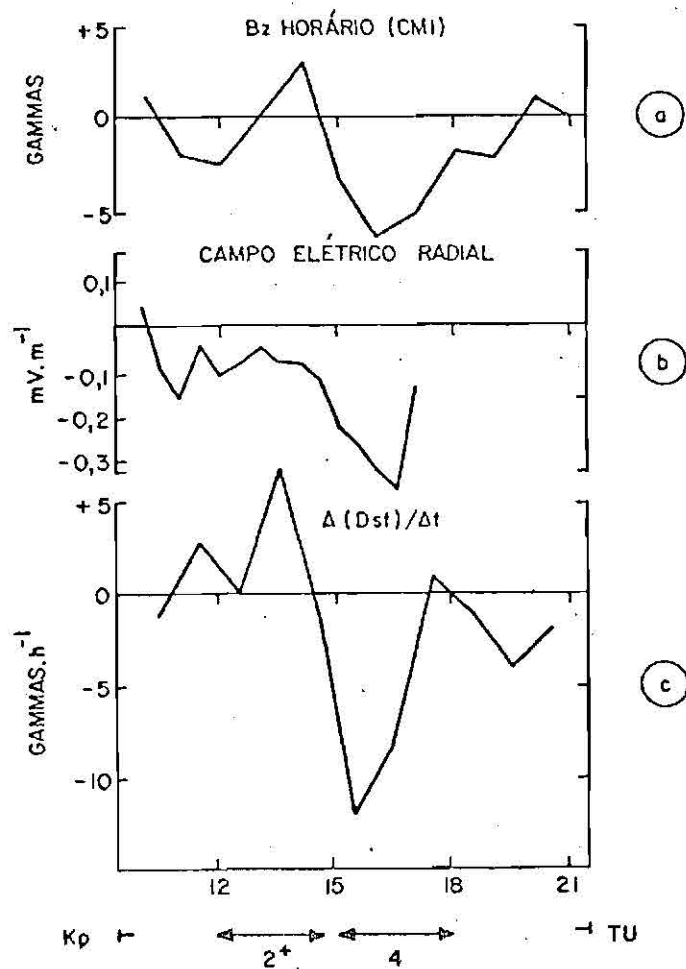


Fig. 4.1 - Um exemplo do campo elétrico de penetração durante uma forte subtempestade magnética isolada.

- A figura mostra as variações temporais (a) da componente B_z do CMI, (b) do campo elétrico radial, (c) a derivada temporal do D_{st} , e o índice planetário K_p .

4.2 - MODELOS DE CAMPOS ELÉTRICOS PERTURBADOS

Quanto aos modelos de campos plasmasféricos, existem três mais recentes.

Para o campo do dínamo perturbado há uma modelagem teórica desenvolvida por Blanc e Richmond (1980). Este modelo considera como parâmetros básicos a condutividade ionosférica e a energia cedida à região auroral.

Para o campo de penetração há uma modelagem teórica desenvolvida por Senior e Blanc (1984). É um modelo semi-analítico e autoconsistente, incluindo o efeito das variações com a latitude e com o tempo local da condutividade ionosférica. Este modelo considera como parâmetros básicos o campo de convecção na região auroral e a condutividade ionosférica.

Por último, para os campos plasmasféricos perturbados ($K_p \geq 3$) há um ajuste experimental, por média estatística, desenvolvido por Blanc (1983a). A curva engloba indistintamente as contribuições dos campos de penetração e do dínamo perturbado (neste sentido representa o campo médio perturbado para longos períodos), e negligencia a contribuição do dínamo calmo. Ela é válida apenas para os equinócios por admitir uma simetria inter-hemisférica das fontes de campo e das condutividades.

A Figura 4.2 apresenta o modelo de campo elétrico utilizado no presente trabalho, baseado no ajuste de Blanc (1983a). A escolha deste modelo deve-se ao fato de ser ele experimental e realista. O gráfico apresentado é para a latitude invariante de 44° e no plano equatorial.

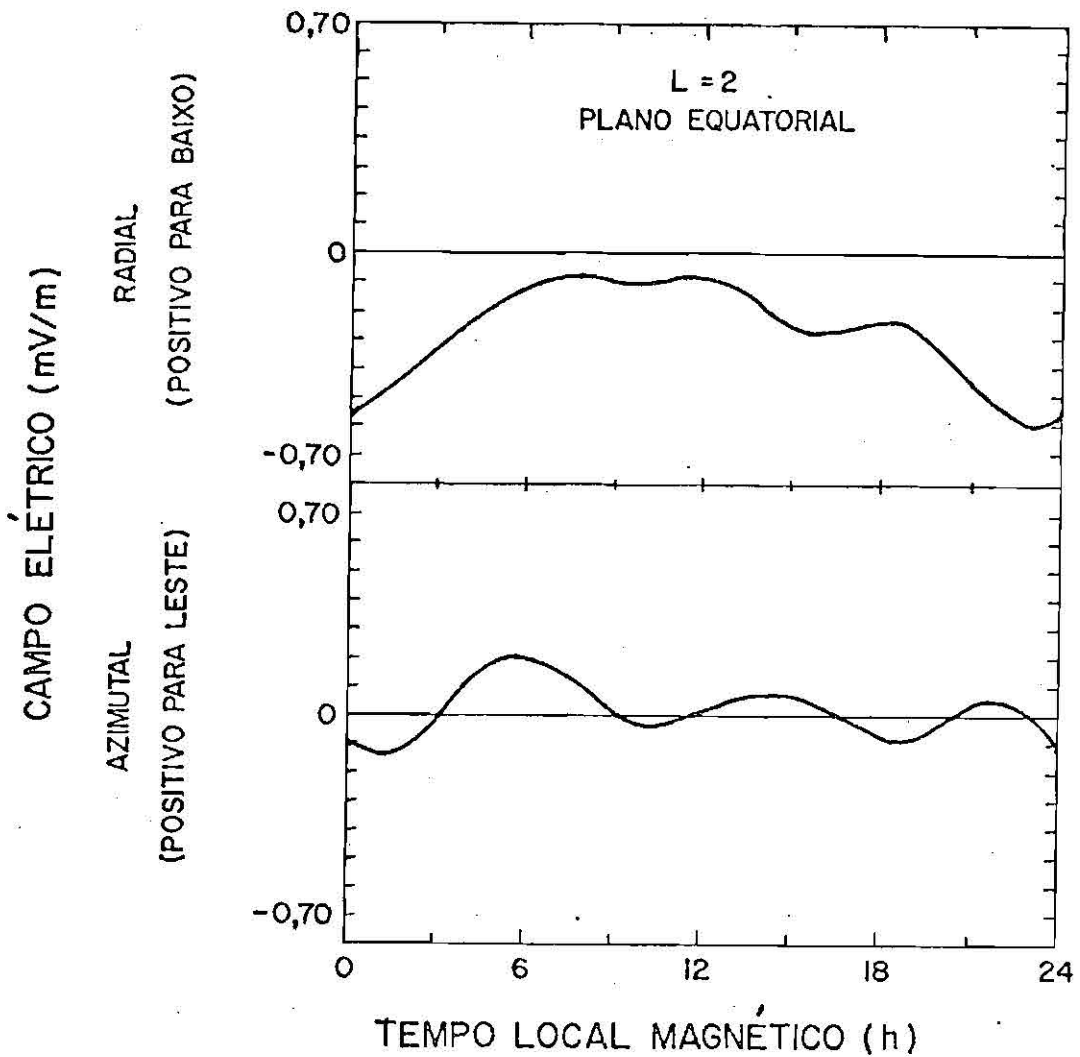


Fig. 4.2 - Componentes do campo elétrico resultante da composição do campo de penetração e do dínamo perturbado.

- Os gráficos são para a latitude invariante de 44° e no plano equatorial, baseados no ajuste experimental de Blanc (1983a), para $K_p \geq 3$.

4.3 - ANÁLISE DOS EVENTOS MÊDIDOS PELO SATÉLITE S3-3

As medidas para o plano equatorial dos campos elétricos plasmasféricos obtidas pelo satélite S3-3 (dadas na Tabela 2.3) são

apresentadas na Figura 4.3 e dadas em um sistema referencial que co-
-rota com a Terra.

Faz-se agora a análise da Figura 4.3. Os campos elétricos estendem-se de $L \approx 1,6$ a $2,7$; as intensidades variam de aproximadamente $1,0$ a $3,0$ mV/m, apontando radialmente para longe da Terra; e as medidas concentram-se em torno das 5, 19 e 23 horas (em tempo local). Os índices K_p , no intervalo de tempo que antecede (6 horas) e engloba as medidas, variam de 3 a 7. Para tais K_p a plasmapausa (limite superior da plasmasfera) encontra-se em torno de $L = 3$, conforme Lyons e Willians (1984). Todas estas medidas de campos elétricos foram efetuadas durante tempestades magnéticas com o valor máximo do módulo do D_{st} entre 72 e 133 γ .

As informações anteriores identificam objetivamente as medidas como campos elétricos perturbados. Como estas medidas ocorreram durante tempestades magnéticas, elas possuem uma contribuição do dínamo ionosférico perturbado.

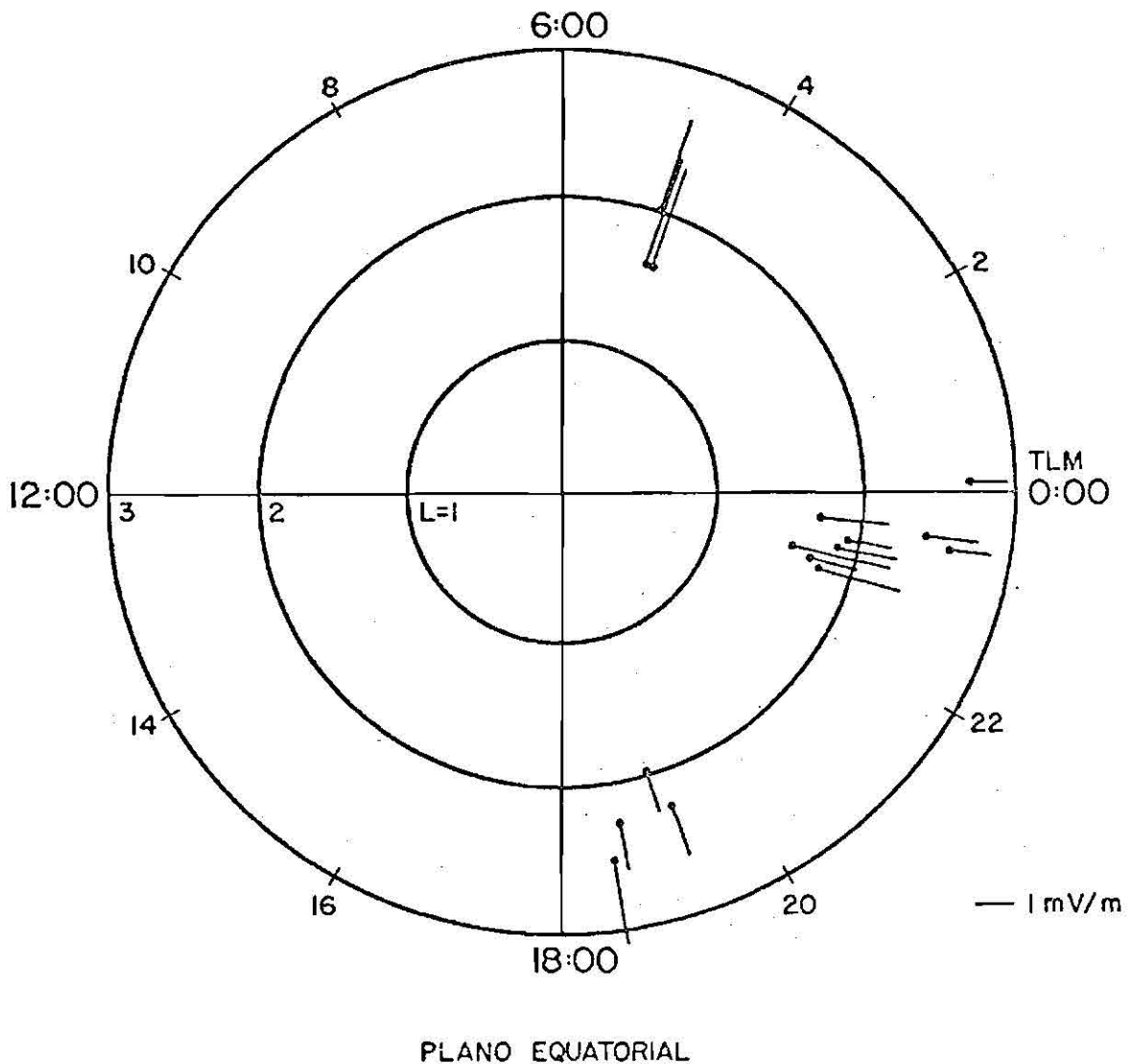


Fig. 4.3 - Medidas dos campos elétricos obtidas pelo satélite S3-3, representadas no plano equatorial.

- O gráfico mostra as medidas em função do TLM e L. As medidas ocorreram durante tempestades magnéticas (com $|D_{st}|_{\max}$ entre 72 e 125) e com o índice K_p variando entre 3 e 7. As medidas, representadas por traços radiais, são dadas em um sistema referencial que co-rota com a Terra. Os traços são vetores que apontam radialmente para longe da Terra.

As Figuras 4.4 a 4.7 mostram a componente B_z (a orientação do eixo Z é de sul para norte) do campo magnético interplanetário e o valor da taxa temporal I_{RC} (World Data Center-A). Os diagramas de B_z das Figuras 4.4 e 4.5 foram elaborados a partir dos gráficos do CMI do satélite IMP-J. O diagrama de B_z da Figura 4.7 foi elaborado a partir do gráfico do CMI da satélite IMP-8. As informações menos completas de B_z da Figura 4.6 foram obtidas pelo satélite ISEE-2. Nestas figuras, a região vertical hachurada identifica o intervalo de tempo em que as medidas do satélite S3-3 foram obtidas.

Faz-se por fim a análise das Figuras 4.4 a 4.7. Estas figuras (embora os eventos relacionados à Figura 4.6 devam ser vistos com mais cautela) apresentam o comportamento típico exemplificado pela Figura 4.1, que é a identificação de campos elétricos de subtempestades magnéticas, i.e., de campos elétricos de penetração. Assim, as medidas de campo elétrico obtidas pelo satélite S3-3 possuem também uma contribuição do campo elétrico de penetração.

Conclui-se ainda que os campos elétricos medidos pelo satélite S3-3, para o período considerado, concordam em direção com o ajuste estatístico de Blanc (1983a) mostrado na Figura 4.2, pois apontam radialmente para longe da Terra. No entanto, as magnitudes destas medidas são maiores que as apresentadas pelo modelo. Isto certamente se deve ao fato de que estas medidas correspondem a casos magneticamente muito perturbados ($K_p \geq 5$), enquanto o ajuste estatístico refere-se a casos moderados e perturbados ($K_p \geq 3$). As medidas analisadas são insuficientes, tanto em quantidade quanto em distribuição espacial, para permitir a criação de um modelo estatístico para condições perturbadas com $K_p \geq 5$, porém contribuem para a elaboração de futuros modelos de campos elétricos para estas condições.

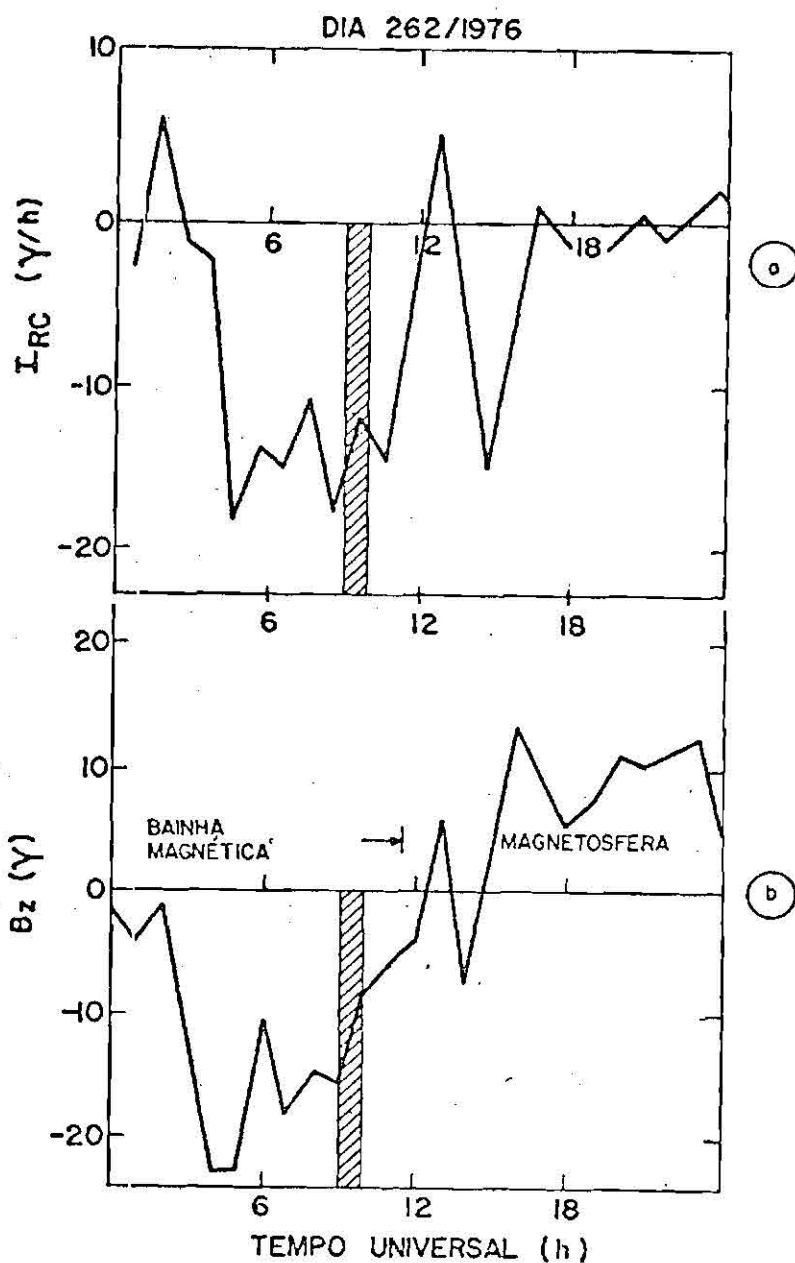


Fig. 4.4 - Gráficos do I_{RC} e do B_z relativos ao evento 1 do dia 18 de setembro de 1976.

- a) Gráfico do I_{RC} e b) gráfico da componente B_z do CMI. Sobre o eixo das abscissas indica-se a região espacial em que o satélite estava. As regiões verticais hachuradas identificam os intervalos de tempo em que as medidas foram obtidas. Esta observação é válida para as Figuras 4.5, 4.6 e 4.7.

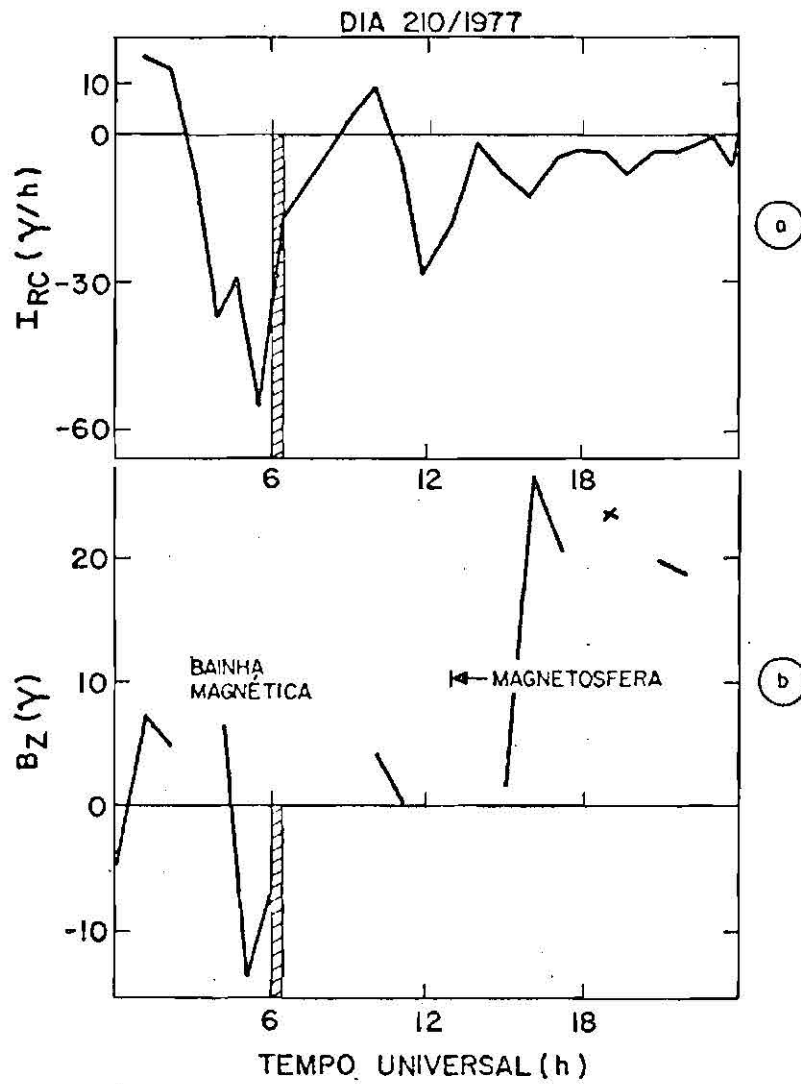


Fig. 4.5 - Gráficos do I_{RC} e do B_Z relativos ao evento 2 do dia 29 de julho de 1977.

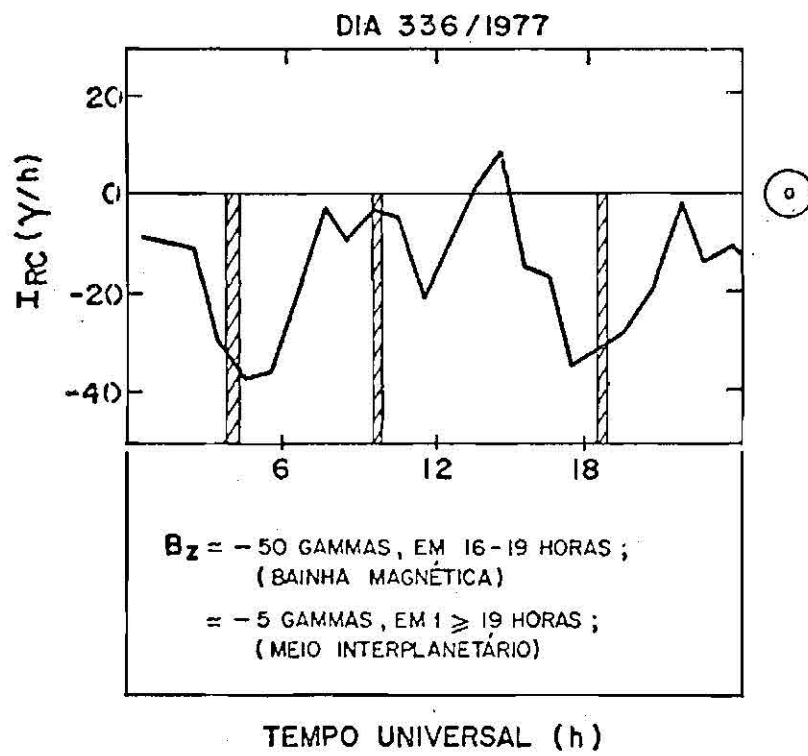


Fig. 4.6 - Gráfico do I_{RC} e valores do B_z relativos aos eventos 3, 4 e 5 do dia 2 de dezembro de 1977.

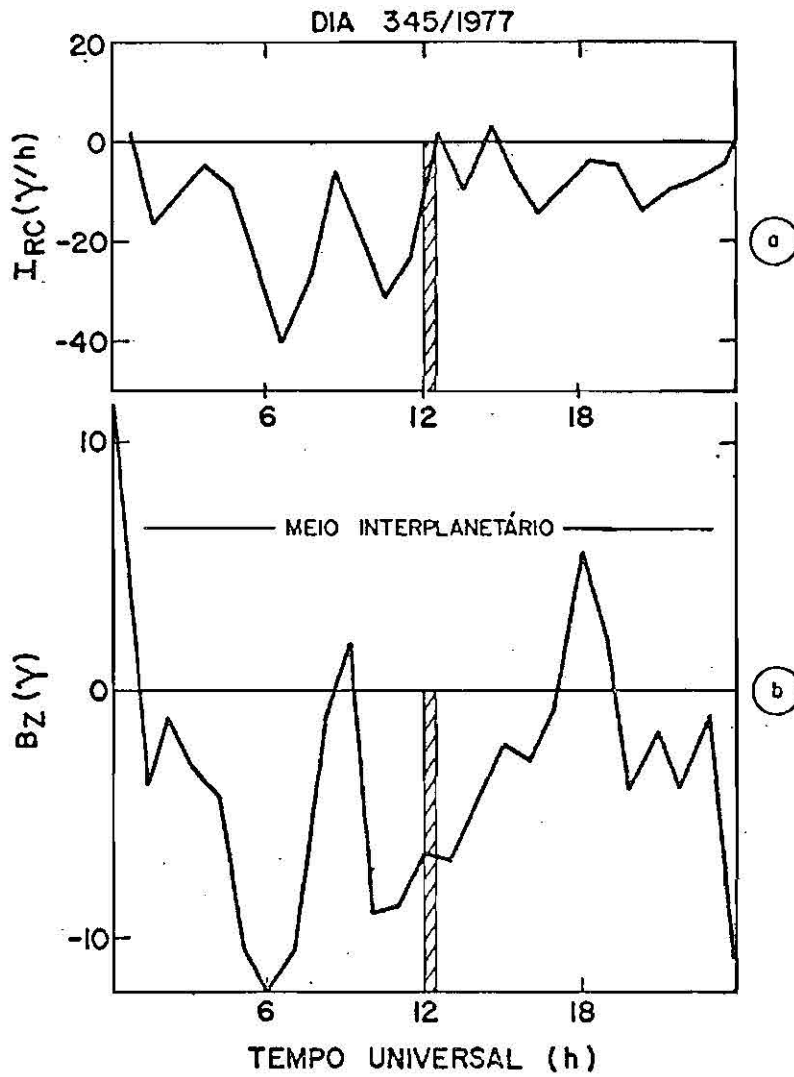


Fig. 4.7 - Gráficos do I_{RC} e do B_Z relativos ao evento 6 do dia 11 de dezembro de 1977.

CAPÍTULO 5

EFEITO DOS CAMPOS ELÉTRICOS PLASMASFÉRICOS SOBRE A DINÂMICA DAS PARTÍCULAS NA PLASMASFERA

Este capítulo trata do comportamento dinâmico das partículas eletricamente carregadas sob a influência dos campos plasmáticos calmo e perturbado e do campo geomagnético no plano equatorial. O presente trabalho examina esta influência sobre elétrons com energias de 10^{-1} a 10 keV e sobre prótons com energias de 10^{-1} a 10^2 keV, com densidades dentro da plasmasfera da ordem de 1 partícula/cm³. Para energias menores ou iguais a 1 keV, tem-se um plasma com densidade menor ou igual a 10^4 partículas/cm³, que obedece basicamente à co-rotação (Roederer, 1970; Schulz and Lanzerotti, 1974). Para energias maiores ou aproximadamente iguais a 10^2 keV, os campos elétricos são negligenciáveis com respeito ao movimento das partículas (Roederer, 1970).

Inicialmente obtêm-se as equações do movimento e posteriormente, por processos iterativos em computador, estabelecem-se as trajetórias das partículas consideradas. Efetuam-se os cálculos no intervalo de L que varia de 1,5 a 3 (Ls típicos dentro da plasmasfera). Os campos elétricos de interesse, expostos nos Capítulos 3 e 4, são os de caráter estacionário. O campo magnético existente na plasmasfera, neste intervalo de L, é aproximadamente dipolar, sendo considerado para este estudo de dois tipos: (i) magnetostático e (ii) com lenta variação temporal associada à corrente de anel.

5.1 - MODELOS DOS CAMPOS ELÉTRICOS PLASMASFÉRICOS ESTACIONÁRIOS

Os campos elétricos utilizados nos cálculos das trajetórias dos centros-de-guia são os de co-rotação, de penetração, do dínamo ionosférico calmo e do dínamo ionosférico perturbado. O campo de co-rotação é estabelecido pela Equação 3.5. O campo elétrico do dínamo calmo é apresentado na Figura 3.6. Os campos elétricos de penetra

ção e do dínamo perturbado são apresentados conjuntamente na Figura 4.2. Este trabalho utiliza-se ainda do fato de que, na região ionosférica com latitude invariante de $45^{\circ} \pm 10^{\circ}$, o campo elétrico resultante das Figuras 3.6 e 4.2 parece variar pouco, mantendo um comportamento quase que constante, conforme os trabalhos de Blanc (1983b) e Senior e Blanc (1984). Durante a transição de período magneticamente calmo para período magneticamente perturbado, campos elétricos transientes passam a existir. O presente trabalho não os considera devido à falta de informação a respeito deles. Como a escala de tempo característica dos campos transientes é menor ou aproximadamente de 1 hora e a duração típica dos campos perturbados é geralmente superior a 5 horas, o estudo da dinâmica dos centros-de-guia não é afetado. Os tempos das simulações em computador, no presente trabalho, para as obtenções das trajetórias são iguais ou maiores que 10 horas.

5.2 - A EQUAÇÃO DO MOVIMENTO E A EQUAÇÃO DA DERIVA

As partículas eletricamente carregadas submetidas a campos magnéticos, campos elétricos e forças externas apresentam movimentos definidos. Em um campo magnético uniforme e constante, o movimento de uma partícula carregada é uma helicóide. Este movimento pode ser considerado uma combinação de um movimento circular em torno de uma linha do campo magnético e um movimento linear ao longo da mesma linha. A mesma descrição é útil quando o campo varia lentamente no espaço e/ou no tempo; neste caso, o movimento pode ainda ser considerado composto de um movimento circular aproximado em torno de uma linha de campo, de um movimento linear ao longo da linha e de um movimento de deriva através das linhas de campo (Hess, 1968). Este movimento composto é apresentado na Figura 5.1. A posição instantânea \underline{r} da partícula, esquematizada na Figura 5.2, é decomposta no raio $\underline{\rho}$ do movimento circular 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 (i.e., aproximadamente inercial, pois a Terra gira em torno do Sol) localizado no centro da Terra.

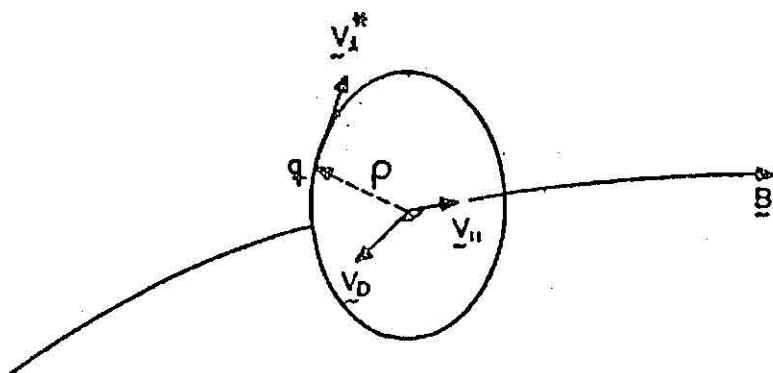


Fig. 5.1 - Esquema das velocidades de uma partícula relativas a uma linha do campo magnético.

- $\vec{v}_{||}$ é a velocidade ao longo da linha de campo, \vec{v}_1^* é a velocidade da partícula em torno da linha e \vec{v}_D é a velocidade através das linhas.

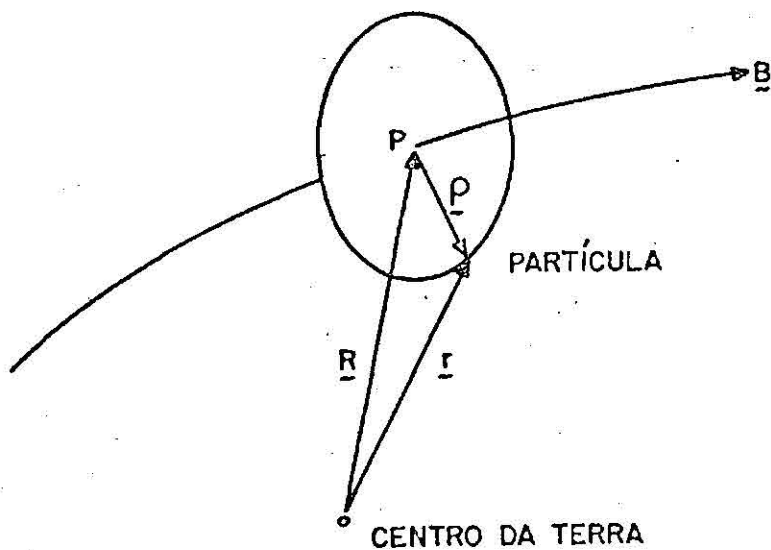


Fig. 5.2 - Esquema da posição da partícula relativa à linha magnética e ao centro da Terra.

- P é a posição do centro-de-guia.

A equação geral do movimento de uma partícula carregada é dada por:

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{d}{dt} \underline{r} \right) = m \underline{g}(\underline{r}, t) + q \left[\underline{E}(\underline{r}, t) + \frac{d}{dt} \underline{r} \times \underline{B}(\underline{r}, t) \right], \quad (5.1)$$

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 elétrica da partícula; \underline{B} é o campo de indução magnética; e \underline{E} é o campo elétrico.

A equação geral do movimento, neste trabalho, é tratada não-relativisticamente, pois as energias dos elétrons considerados são menores ou iguais a 10 keV e as energias dos prótons são menores ou iguais a 10^2 keV. Uma solução analítica geral desta equação não é possível. Portanto, considerando o interesse do presente trabalho, efetua-se a sua reformulação para o movimento do centro-de-gravidade da partícula. Tem-se que:

$$\underline{r} = \underline{R} + \underline{\rho}, \quad (5.2)$$

com o vetor $\underline{\rho}$ dado precisamente pela equação:

$$\underline{\rho} = \frac{m}{q B(\underline{r}, t)^2} \underline{B}(\underline{r}, t) \times (\dot{\underline{v}} - \underline{v}_D), \quad (5.3)$$

onde a velocidade de deriva \underline{v}_D é dada em função de \underline{E} e \underline{B} que podem ser desenvolvidos em termos de \underline{r} . A substituição da Equação 5.2 na Equação 5.1 e a sua expansão em série de Taylor resulta na equação:

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} \underline{R} + \frac{d^2}{dt^2} \underline{\rho} = & \underline{g}(\underline{R}, t) + \frac{q}{m} \left\{ \underline{E}(\underline{R}, t) + (\underline{\rho} \cdot \underline{\nabla}) \underline{E}(\underline{R}, t) + \right. \\ & \left. + \left(\frac{d}{dt} \underline{R} + \frac{d}{dt} \underline{\rho} \right) \times \left[\underline{B}(\underline{R}, t) + (\underline{\rho} \cdot \underline{\nabla}) \underline{B}(\underline{R}, t) \right] \right\} + \\ & + O\left(\frac{\rho}{R}\right) \tilde{\theta}, \end{aligned} \quad (5.4)$$

onde $O(\epsilon)$ significa "termos da ordem de ϵ ". Tomando agora:

$$\underline{\rho} = \rho (\underline{\hat{j}} \sin \theta + \underline{\hat{k}} \cos \theta), \quad (5.5)$$

onde $\underline{\hat{j}}$ e $\underline{\hat{k}}$ são vetores unitários ortogonais, ambos perpendiculares a \underline{B} , e $\theta = \int \omega_c dt$, sendo $\omega_c (= q B(\underline{R}, t)/m)$ a frequência ciclotrônica, pode-se obter as derivadas temporais $d\underline{\rho}/dt$ e $d^2\underline{\rho}/dt^2$. Substituindo as expressões $\underline{\rho}$, $d\underline{\rho}/dt$ e $d^2\underline{\rho}/dt^2$ na Equação 5.4 e tomando a sua média no tempo sobre um período de giro-ciclotrônico, sendo que $\langle \underline{\rho} \rangle = \langle d\underline{\rho}/dt \rangle = \langle d^2\underline{\rho}/dt^2 \rangle = 0$ (os colchetes indicam valores médios), obtêm-se a equação resultante para o movimento do centro-de-guia da partícula:

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} \underline{R} = & \underline{g}(\underline{R}, t) + \frac{q}{m} \left[\underline{E}(\underline{R}, t) + \frac{d}{dt} \underline{R} \times \underline{B}(\underline{R}, t) \right] - \\ & \frac{\mu}{m} \underline{\nabla} B(\underline{R}, t) + O\left(\frac{\rho}{R}\right) \tilde{\theta}, \end{aligned} \quad (5.6)$$

onde $\mu (= W_{\perp}^2/B(\underline{R}, t))$ é o momento magnético (1º invariante adiabático) e W_{\perp}^2 é a energia cinética da partícula devida à rotação ciclotrônica no referencial do centro-de-guia. Um maior detalhamento deste desenvolvimento físico-matemático pode ser visto em Northrop (1963). Observa-se ainda que neste desenvolvimento já estão implícitas as restrições sobre as variações temporais e espaciais de B e E (varia

ções espaciais pequenas em um raio ciclotrônico, i.e., ≥ 10 m, e variações temporais pequenas em um período ciclotrônico, i.e., $\geq \mu$ s, para energias da ordem de 1 keV).

Na aproximação do centro-de-guia, o movimento de partículas carregadas em um campo magnético dipolar decompõe-se em três componentes, correspondendo cada uma a um invariante adiabático. As partículas giram rapidamente em torno da linha do campo magnético (invariante do momento magnético); elas movimentam-se em um vai-e-vem entre os pontos de reflexão (invariante longitudinal) e apresentam lentas derivas longitudinais em torno da Terra (invariante de deriva longitudinal).

A fim de obter a velocidade de deriva v_D , fazem-se as seguintes considerações (Northrop, 1963). Reescreve-se inicialmente a Equação 5.1 como:

$$\frac{m}{q} \left(\frac{d^2 \underline{r}}{dt^2} - \underline{g}(\underline{r}, t) \right) = \underline{E}(\underline{r}, t) + \frac{d\underline{r}}{dt} \times \underline{B}(\underline{r}, t). \quad (5.7)$$

$$\text{Faz-se: } \underline{B}_a(\underline{R}_a, \underline{T}_a) = \frac{\underline{B}(\underline{r}, t)}{B_0(t)}, \quad \underline{E}_a = \frac{\underline{E}(\underline{r}, t)}{v_0 B_0(t)}, \quad \underline{T}_a = \frac{v_0 t}{R},$$

$$\underline{G}_a(\underline{R}_a, \underline{T}_a) = \frac{R}{(v_0)^2} \underline{g}(\underline{r}, t) \text{ e } \underline{R}_a = \frac{\underline{r}}{R}, \text{ onde } v_0 \text{ é a velocidade ini}$$

cial da partícula, $B_0(t)$ é o campo de indução magnética em um ponto típico no tempo t e R é uma distância característica sobre a qual os campos mudam. Assim a Equação 5.7, equação do movimento torna-se:

$$\frac{m v_0}{q B_0(t) R} \left(\frac{d^2 \underline{R}_a}{d\underline{T}_a^2} - \underline{G}_a(\underline{R}_a, \underline{T}_a) \right) = \underline{E}_a(\underline{R}_a, \underline{T}_a) + \frac{d\underline{R}_a}{d\underline{T}_a} \times \underline{B}_a(\underline{R}_a, \underline{T}_a), \quad (5.8)$$

com as condições iniciais, para $T_a = 0$, $R_a = r_0/R$ e $dR_a/dT_a = v_0$, onde r_0 é a posição inicial da partícula e $v_0 = v_0 \hat{v}_0$. A Equação 5.8 é formalmente idêntica à Equação 5.7 pelas substituições:

$$\frac{m v_0}{qRB_0(t)} \rightarrow \frac{m}{q}, \quad R_a \rightarrow r, \quad T_a \rightarrow t, \quad G_a(R_a, T_a) \rightarrow g(r, t),$$

$B_a(R_a, T_a) \rightarrow B(r, t)$ e $E_a(R_a, T_a) \rightarrow E(r, t)$. Assim qualquer solução da Equação 5.8 dá uma solução para a Equação 5.7. Vê-se que $m v_0 / (q R B_0(t)) = \rho/R$, que é uma grandeza que deve ser minimizada para que se tenha a aproximação adiabática como válida. Porém, devido ao fato de a Equação 5.7 ser formalmente idêntica à Equação 5.8, pode-se trabalhar com a Equação 5.7 e admitir a grandeza dimensional $\frac{m}{q}$ ($\equiv \epsilon$) como esse parâmetro mínimo (Northrop, 1963). Isto permite escrever $O\left(\frac{\rho}{R}\right)$ como $O\left(\frac{m}{q}\right)$ na Equação 5.6 (Hess, 1968). Reescreve-se assim a Equação 5.6 como (Northrop, 1963):

$$\left(\frac{d}{dt} \underline{R}\right)_1 = \underline{v}_D = \frac{E(\underline{R}, t) \times \underline{B}(\underline{R}, t)}{B(\underline{R}, t)^2} + \frac{\nu}{B(\underline{R}, t)^2} \underline{B}(\underline{R}, t) \times \underline{\nabla} B + \frac{m}{q} \frac{\left[g(\underline{R}, t) - \frac{d^2}{dt^2} \underline{R} \right] \times \underline{B}(\underline{R}, t)}{B(\underline{R}, t)^2} + O(\epsilon^2) \underline{\hat{c}}. \quad (5.9)$$

Da definição da velocidade do centro-de-gravidade de uma partícula (Figura 5.3), pode-se escrever (Northrop, 1963):

$$\frac{d^2 \underline{R}}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left[\underline{v}_D + \frac{\underline{B}(\underline{R}, t)}{B(\underline{R}, t)} \underline{v}_D \right], \quad (5.10)$$

onde $v_{||}$ é a componente tangencial à linha do campo magnético. Substituindo a Equação 5.10 na Equação 5.9, determina-se finalmente a equação da velocidade de deriva do centro-de-guia, que é dado por:

$$\begin{aligned} \underline{v}_D = & \underline{E}(\underline{R}, t) \times \frac{\underline{B}(\underline{R}, t)}{B(\underline{R}, t)^2} + \frac{\underline{B}(\underline{R}, t)}{B(\underline{R}, t)^2} \times \frac{\mu}{q} \underline{\nabla} B(\underline{R}, t) + \frac{m}{q} \underline{g}(\underline{R}, t) \times \\ & \frac{\underline{B}(\underline{R}, t)}{B(\underline{R}, t)^2} + \frac{m}{q} \frac{\underline{B}(\underline{R}, t)}{B(\underline{R}, t)^2} \times v_{||} \left[\frac{d}{dt} \frac{\underline{B}(\underline{R}, t)}{B(\underline{R}, t)} \right] + \\ & + \frac{m}{q} \frac{\underline{B}(\underline{R}, t)}{B(\underline{R}, t)^2} \times \frac{d}{dt} \underline{v}_D + O(\epsilon^2) \underline{\hat{0}}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

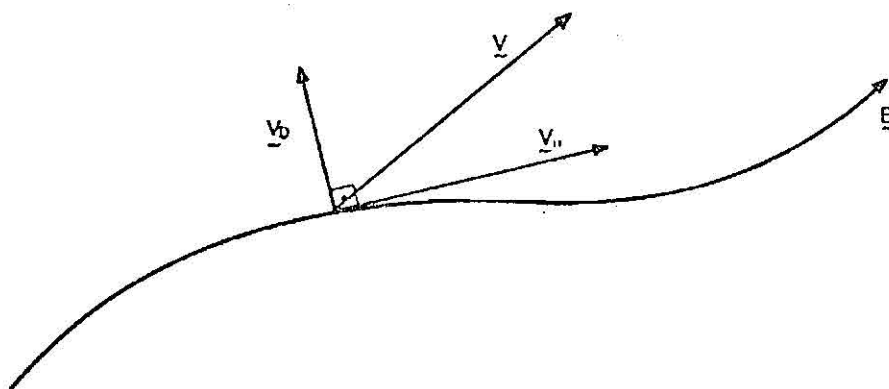


Fig. 5.3 - Esquema da velocidade do centro-de-guia relativa à linha do campo magnético.

- $v_{||}$ é a componente tangencial e v_{\perp} é a componente perpendicular à linha do campo magnético.

Faz-se agora a identificação dos termos que compõem a Equação 5.11 e sua posterior adequação aos objetivos deste trabalho. A primeira parcela é a deriva eletromagnética. A segunda parcela é a deriva do gradiente. A terceira parcela é a deriva gravitacional, cuja contribuição é negligenciável. A quarta parcela desaparece, pois $v_{||} = 0$ dado que as partículas são equatoriais. A quinta parcela é uma deriva associada à variação da própria velocidade de deriva, cuja análise das componentes em termos da ordem de ϵ permite inferir que

$d(\underline{v}_D)/dt$ é aproximadamente $d(\underline{v}_E)/dt$. Como \underline{v}_E é a deriva eletromagnética, a parcela correspondente torna-se então a deriva de polarização. Finalmente, a sexta parcela é devida às outras contribuições da ordem de ϵ^2 , que em uma solução prática é negligenciável (Roederer, 1970). Com base nestas considerações, a Equação 5.11 pode ser reescrita para:

$$\underline{v}_D = \frac{B(\underline{R},t)}{B(\underline{R},t)^2} \times \left[-\underline{E}(\underline{R},t) + \frac{\mu}{q} \nabla B(\underline{R},t) + \frac{m}{q} \frac{d}{dt} \underline{v}_E \right] \quad (5.12)$$

Contudo, tem-se ainda que a deriva de polarização é negligenciável quando comparada com a deriva eletromagnética na plasmasfera (Roederer, 1970). Desta forma:

$$\underline{v}_D = \frac{B(\underline{R},t)}{B(\underline{R},t)^2} \times \left[-\underline{E}(\underline{R},t) + \frac{\mu}{q} \nabla B(\underline{R},t) \right]. \quad (5.13)$$

Para completar a descrição da dinâmica da partícula, escreve-se a equação da variação da energia cinética da partícula de acordo com Northrop (1963):

$$\frac{dW}{dt} = q \frac{dR}{dt} \underline{E}(\underline{R},t) + \mu \frac{\partial}{\partial t} B(\underline{R},t) + O(\epsilon^2), \quad (5.14)$$

onde W é a energia cinética da partícula; a primeira parcela é a taxa de variação da energia devida ao trabalho feito pelo campo elétrico sobre o centro-de-guia, e a segunda parcela é devida à atuação do rotacional do campo elétrico sobre o círculo de giro-ciclotrônico. A segunda parcela envolve a derivada parcial no tempo ao invés da derivada total, porque o gradiente do campo magnético apenas promove o intercâmbio de energia entre as componentes perpendicular e paralela do movimento (isto faria com que a partícula pudesse sair do plano equatorial. Todavia, para $v_D \ll v$, como visto a seguir, este aspecto é negligenciável (Northrop, 1963)).

5.3 - TRAJETÓRIAS DOS CENTROS-DE-GUIA PARA CAMPO MAGNETOSTÁTICO

É necessário agora colocar a Equação 5.13 sob uma formulação prática. Com respeito ao referencial inercial fixo no centro da Terra, escolhe-se o sistema de coordenadas cilíndricas (cuja utilização facilita o tratamento das partículas que se movimentam no plano equatorial), esquematizado na Figura 5.4.

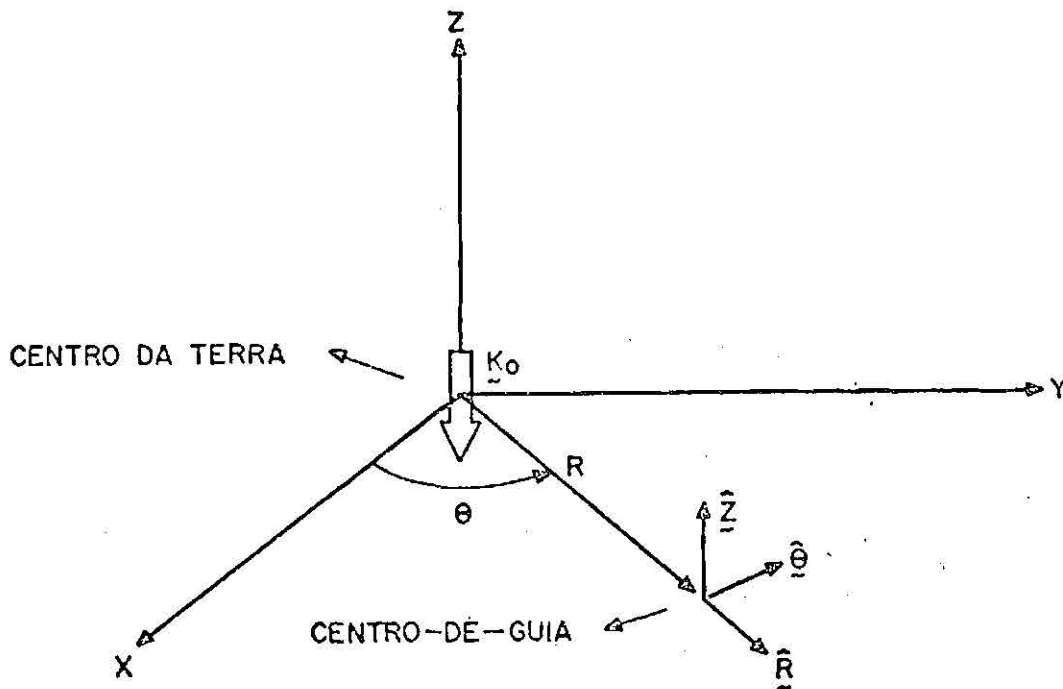


Fig. 5.4 - Esquema do sistema referencial adotado para traçar a trajetória do centro-de-guia.

- θ é o ângulo azimutal, R é a distância do centro-de-guia ao centro da Terra e, por estar no plano equatorial, $Z=0$. O campo magnético dipolar é coaxial ao eixo Z (eixo de rotação da Terra), e K_0 é o momento do dipolo magnético terrestre.

No plano do equador, o campo magnético dipolar \underline{B} (Roederer, 1970) é dado por:

$$\underline{B} = \frac{K_0}{R^3} \underline{\hat{Z}}, \quad (5.15)$$

onde K_0 ($=8,02 \times 10^{15}$ Wb.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 (∇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 B) do ∇B (Roederer, 1970):

$$\nabla_{\perp} B = - \frac{B}{R_C} \hat{R}, \quad (5.16)$$

e como no equador a curvatura da linha é dada por $R_C = R/3$, obtém-se que:

$$\nabla B = - \frac{3 B}{R} \hat{R}. \quad (5.17)$$

Observa-se que este resultado é equivalente a tomar diretamente a derivada espacial de B , mas no equador.

O campo elétrico de co-rotação é dado pela Equação 3.5 ou, equivalentemente, por:

$$\underline{E}_C = - \frac{C_0}{R^2} \hat{R}, \quad (5.18)$$

onde $C_0 = 5,83 \times 10^{11}$ V.m.

O campo elétrico perturbado é obtido da composição dos campos elétricos das Figuras 3.6 e 4.2.

A partir das considerações anteriores, reformula-se a Equação 5.13, que é utilizada na descrição das trajetórias dos centros-de-guia, para:

$$\underline{v}_D = \left[\omega_t R - \frac{3\nu}{q R} + \frac{E_R}{B(R,t)} \right] \underline{\hat{\theta}} + \frac{E_\theta}{B(R,t)} \underline{\hat{R}}, \quad (5.19)$$

onde ω_t é a velocidade angular da Terra e E_R e E_θ são, respectivamente, as componentes radial e azimutal (das coordenadas cilíndricas) do campo elétrico plasmasférico. Sabe-se ainda que $\mu = \frac{m}{2B} |\underline{v} - \underline{v}_D|^2$ pode ser aproximado por $\mu = \frac{m}{2B} |\underline{v}|^2$, visto que se pode mostrar que em geral, na plasmasfera, $v \gg v_D$ (Roederer, 1970).

As trajetórias dos centros-de-guia são determinadas integrando vetorialmente a velocidade \underline{v}_D no tempo. A Figura 5.5 apresenta o esquema de como é feita esta integração temporal. Em um intervalo de tempo arbitrado Δt , o centro-de-guia executa um deslocamento azimutal $\Delta\theta$ e um deslocamento radial ΔR que determinam a nova posição do centro-de-guia da partícula, e assim sucessivamente.

A Figura 5.6 apresenta o esquema do programa de computador que determina as trajetórias dos centros-de-guia. Arbitram-se como condições iniciais a distância R_j (no intervalo de L que varia de 1,5 a 3), a longitude θ_0 (em tempo local) e a energia cinética W_0 da partícula. O programa apresenta a evolução temporal do centro-de-guia: $R(t)$ e $\theta(t)$ e da energia da partícula: $W(t)$. A Figura 5.7 mostra os parâmetros utilizados nos cálculos. O fluxograma do programa e o programa de computador apresentam-se integralmente no Apêndice B.

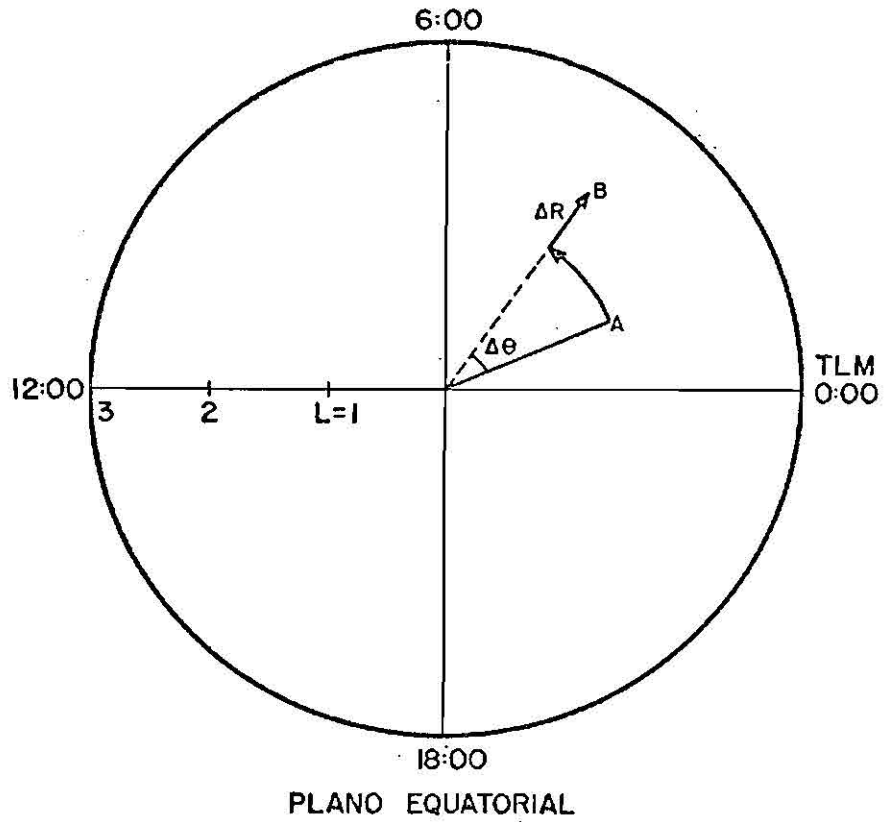


Fig. 5.5 - Esquema da forma de deslocamento do centro-de-guia da partícula no plano equatorial.

- O círculo representa L igual a 3. O centro-de-guia encontra-se em uma posição inicial A . Após um intervalo temporal Δt e com uma velocidade média \underline{v}_D , o centro-de-guia desloca-se para uma posição B .

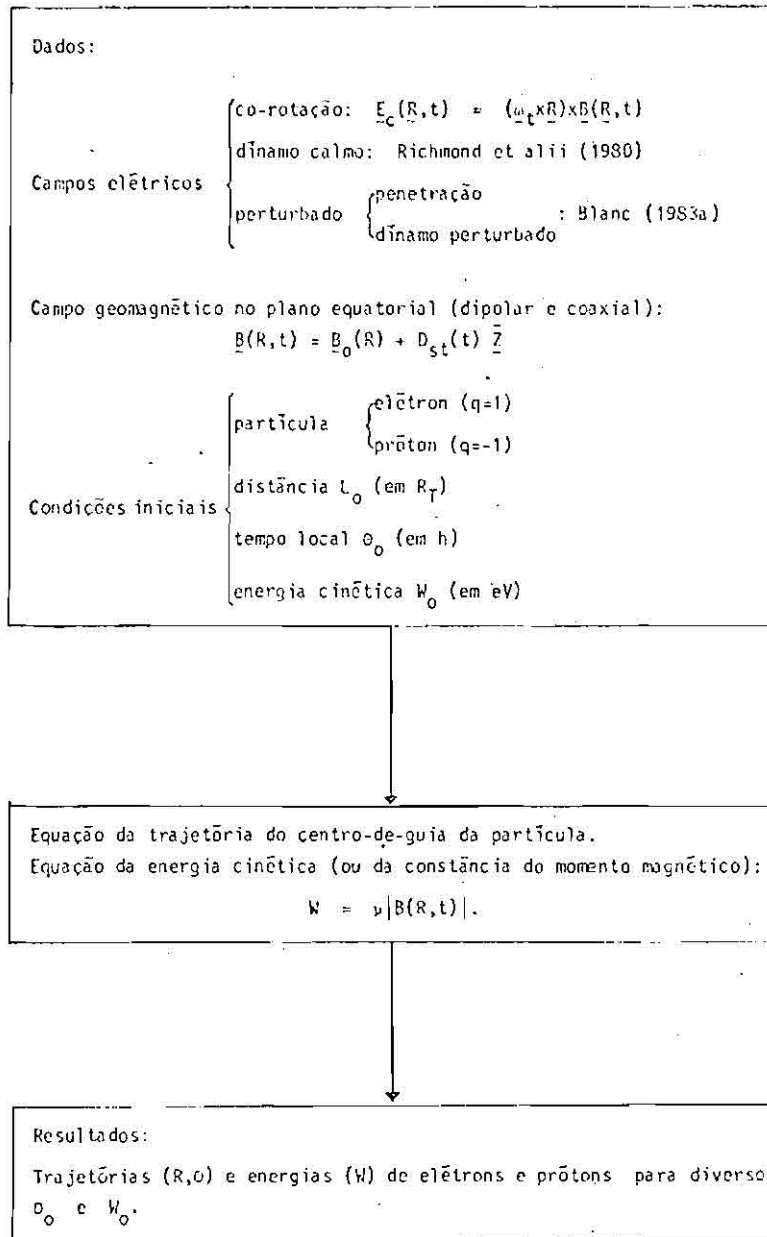
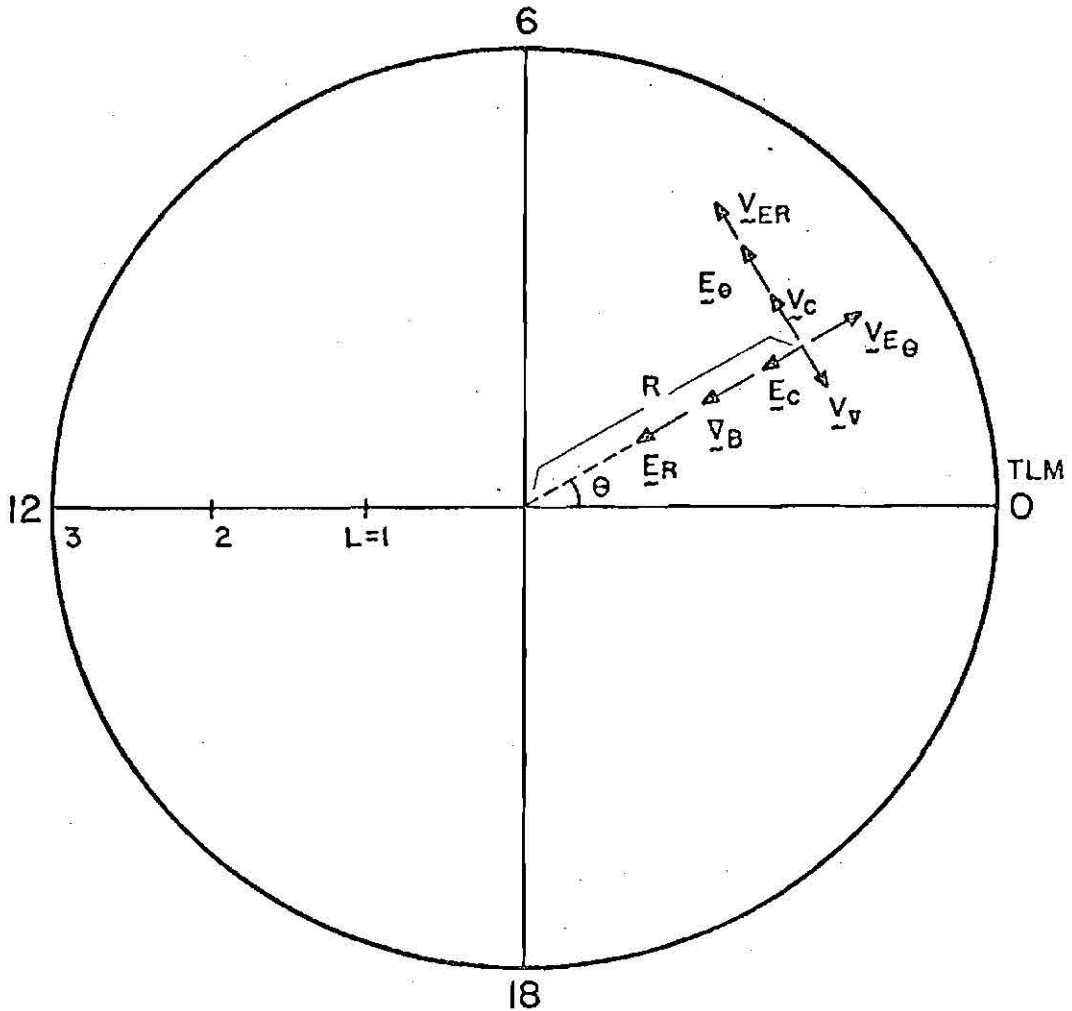


Fig. 5.6 - Programa esquemático de computador que determina as trajetórias dos centros-de-guia das partículas.



PLANO EQUATORIAL

Fig. 5.7 - Esquema da localização do centro-de-guia mostrando as velocidades e os elementos que as produzem.

- v_C é a velocidade de co-rotação, v_{∇} é a deriva de gradiente, v_{E_θ} e v_{E_R} são as derivas de campo elétrico que correspondem a, respectivamente, E_C que é o campo elétrico de co-rotação, ∇B o gradiente do campo geomagnético, E_θ a componente azimutal e E_R a componente radial do campo elétrico.

Nas Figuras 5.8 a 5.18 apresentam-se as trajetórias simuladas dos centros-de-guia para casos característicos da dinâmica de elétrons e prótons no plano equatorial dentro da plasmasfera. A duração da simulação para todos os casos é de 5 dias, que é um intervalo de tempo compatível com o período dos campos elétricos plasmasféricos calmos (períodos menores ou iguais a 30 dias) e o período dos campos elétricos plasmasféricos perturbados (menores ou iguais a 15 dias, em geral). O intervalo da energia dos elétrons considerados é de 10^{-1} a 10 keV e dos prótons, de 10^{-1} a 10^2 keV.

As Figuras 5.8 e 5.9 mostram as trajetórias de elétrons. A Figura 5.8 mostra a trajetória de um elétron de 100 eV que parte da 0 h-TLM em L=2 sob a influência do campo elétrico plasmasférico calmo. A Figura 5.9 mostra a trajetória de um elétron de 100 eV que parte da 0 h-TLM em L=2 sob a influência do campo elétrico plasmasférico perturbado.

Analisando a Figura 5.8, verifica-se que, a medida que o tempo evolui, o elétron de 100 eV apresenta um deslocamento radial acumulativo, afastando-se da Terra. Deve-se atentar, nas simulações das trajetórias, para as condições deste trabalho, que são o intervalo do L e o modelo de campo elétrico plasmasférico adotado. Em 5 dias a variação máxima de L, $|\Delta L|$, é da ordem de 10% e a variação máxima da energia, $|\Delta W|$, é da ordem de 25%. O elétron gira no sentido da rotação da Terra, com o período de aproximadamente 1 dia. Pela análise da Equação 5.19 (equação da velocidade do centro-de-guia das partículas carregadas), este comportamento já era esperado, pois a contribuição devida ao gradiente do campo geomagnético tem a mesma orientação da componente devida à co-rotação.

Analisando a Figura 5.9, verifica-se que as observações referentes à Figura 5.8 continuam válidas, apenas que na Figura 5.9 as variações de L e W são intensificadas e o período de rotação em torno da Terra é alterado sob a influência dos campos elétricos plasmasféricos perturbados. Para o período de simulação de 5 dias, tem-se que $|\Delta L|$ é da ordem de 20% e que $|\Delta W|$ é da ordem de 50%.

O comportamento da trajetória do centro-de-gravidade de elétrons com energias maiores que 100 eV é similar ao comportamento de elétrons com energia de 100 eV. Para energias maiores, os elétrons dão a volta em torno da Terra um pouco mais rapidamente (variação no período da ordem de décimos de dia), afastando-se radialmente a uma velocidade menor. Devido à maior velocidade tangencial, a influência do campo elétrico azimutal é sentida por um período menor, o que resulta em um afastamento radial mais lento. A razão para o deslocamento radial acumulativo são as assimetrias dos campos elétricos com respeito ao tempo local (TLM). O afastamento radial é dependente da hora local, sendo uma consequência da forma com que se combinam os campos radial e azimutal.

Da análise das simulações para elétrons sob a ação dos campos calmos, é possível estabelecer como valores significativos entre 100 eV e 10 keV: $|\Delta L|/T_{sim} \cong 0,04 R_t/\text{dia}$ (onde T_{sim} é o período da simulação); $d_{tg}/T_{sim} \cong 1,00$ volta/dia (onde d_{tg} é o número de voltas em torno da Terra); e $|\Delta W|/T_{sim} \cong 5,20$ eV/dia. Em períodos magneticamente perturbados, e portanto sob a ação de campos perturbados: $|\Delta L|/T_{sim} \cong 0,09 R_t/\text{dia}$; $d_{tg}/T_{sim} \cong 0,90$ volta/dia e $|\Delta W|/d_{tg} \cong 8,80$ eV/dia. Estes valores não variam significativamente com a mudança da hora local de onde a partícula parte.

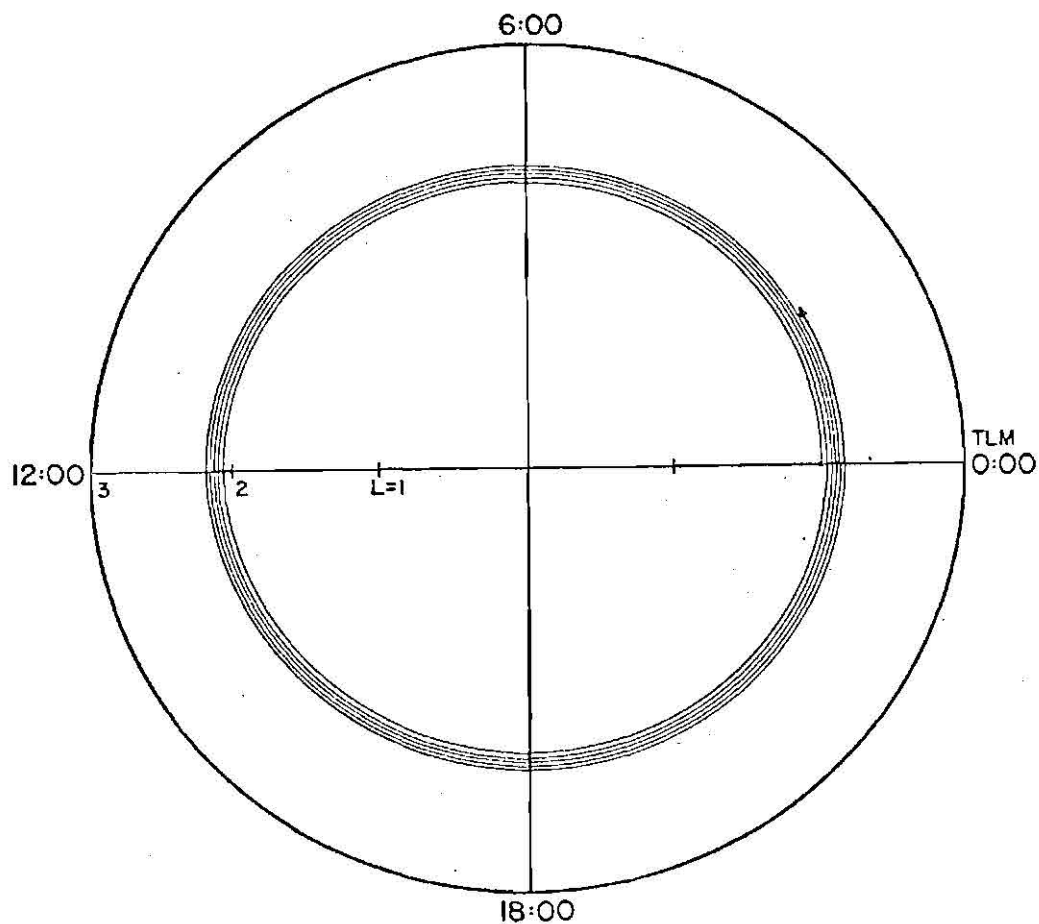


Fig. 5.8 - Trajetória de elétrons com energia inicial de 100 eV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico calmo.

- Esta trajetória no plano equatorial, está sob a ação do campo elétrico plasmasférico calmo e em $\bar{l}=2$. A variação de \bar{L} é de 10% e a de \bar{W} é de 25%.

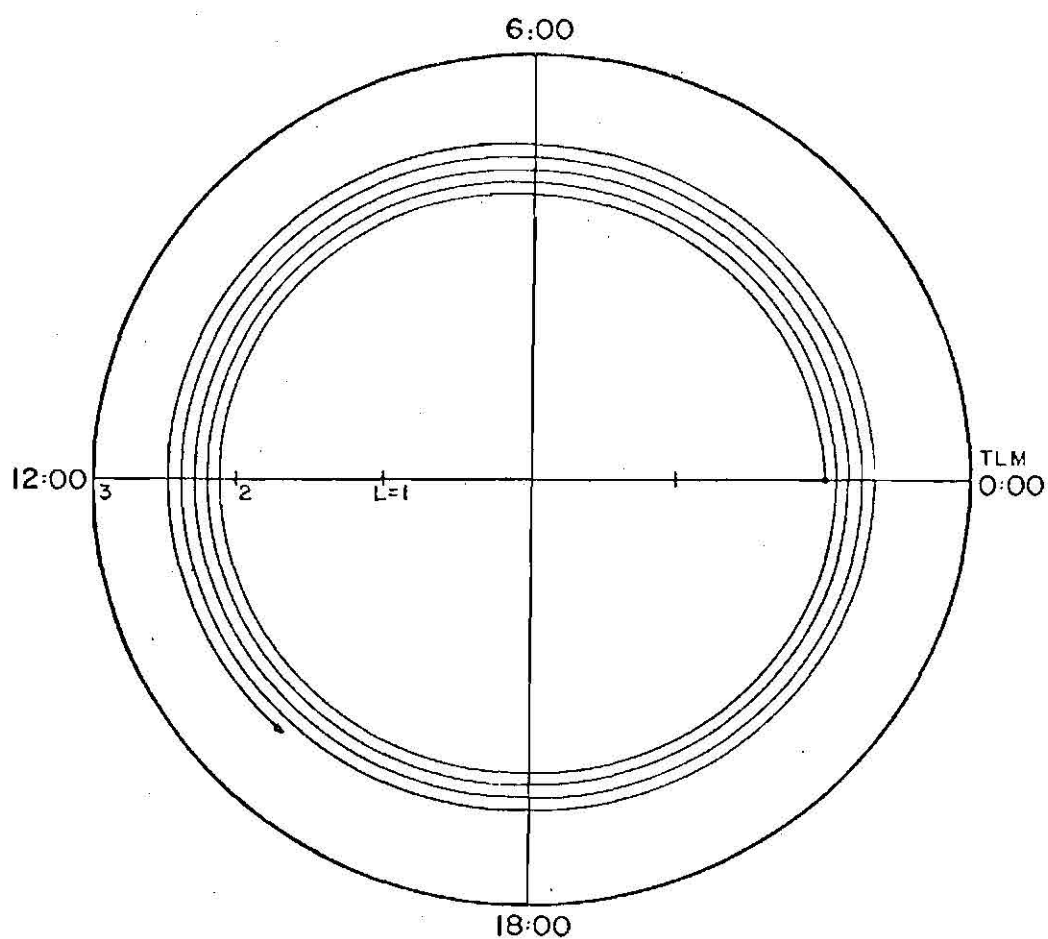


Fig. 5.9 - Trajetória de elétrons com energia inicial de 100 eV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico perturbado.

- Esta trajetória no plano equatorial, está sob a ação do campo elétrico plasmasférico perturbado e em $L=2$. A variação de L é de 20% e a de W é de 50%.

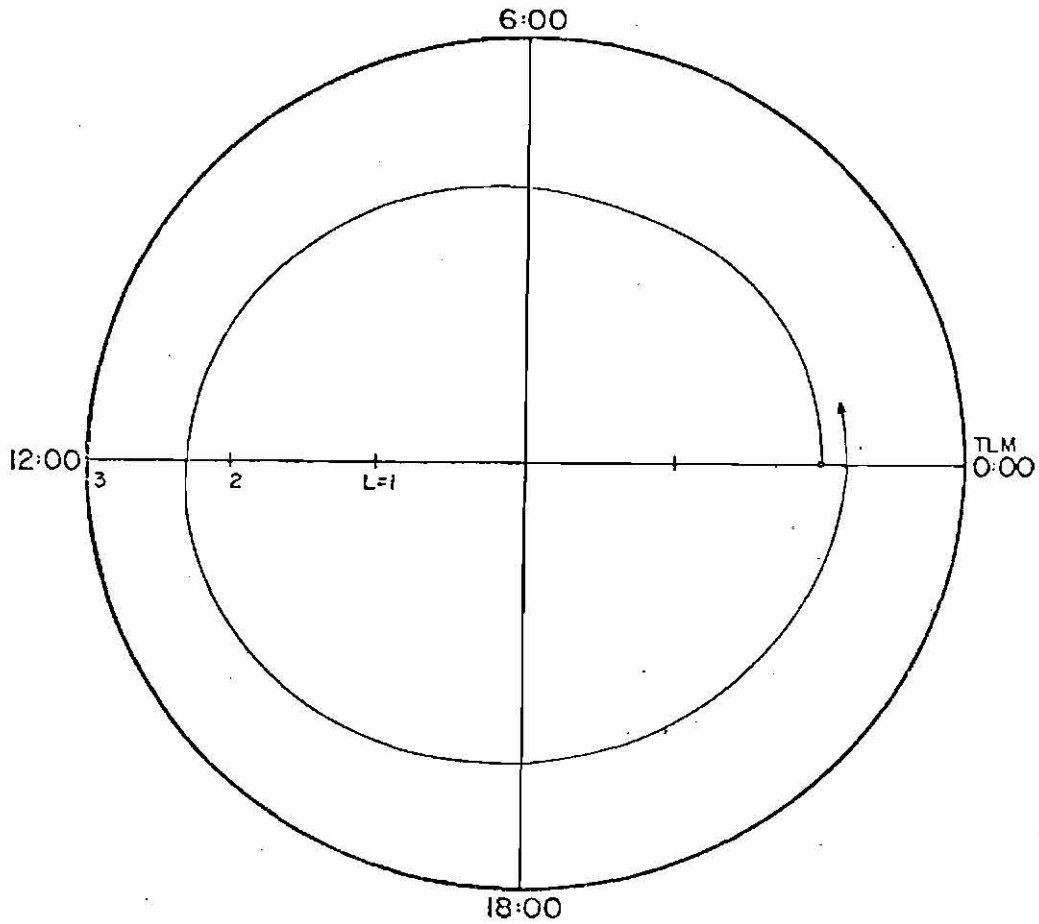


Fig. 5.10 - Trajetória de prótons com energia inicial de 12,5 keV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico calmo.

- Esta trajetória no plano equatorial, está sob a ação do campo elétrico plasmasférico calmo e em $L=2$. Esta observação é válida para as Figuras de 5.11 a 5.14. A variação de L é de 16% e a de W de 36%.

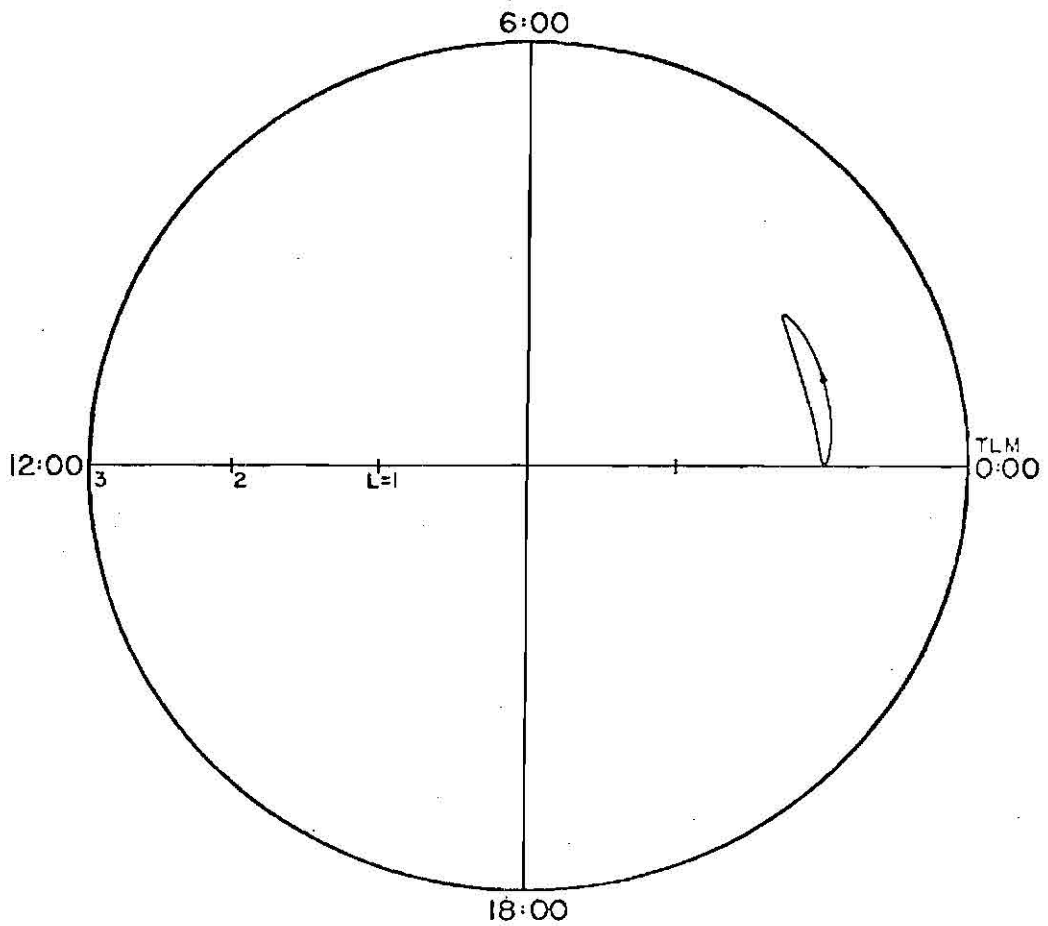


Fig. 5.11 - Trajetória de prótons com energia inicial de 15 keV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico calmo.
- A variação de L é de 4% e a de W de 13%.

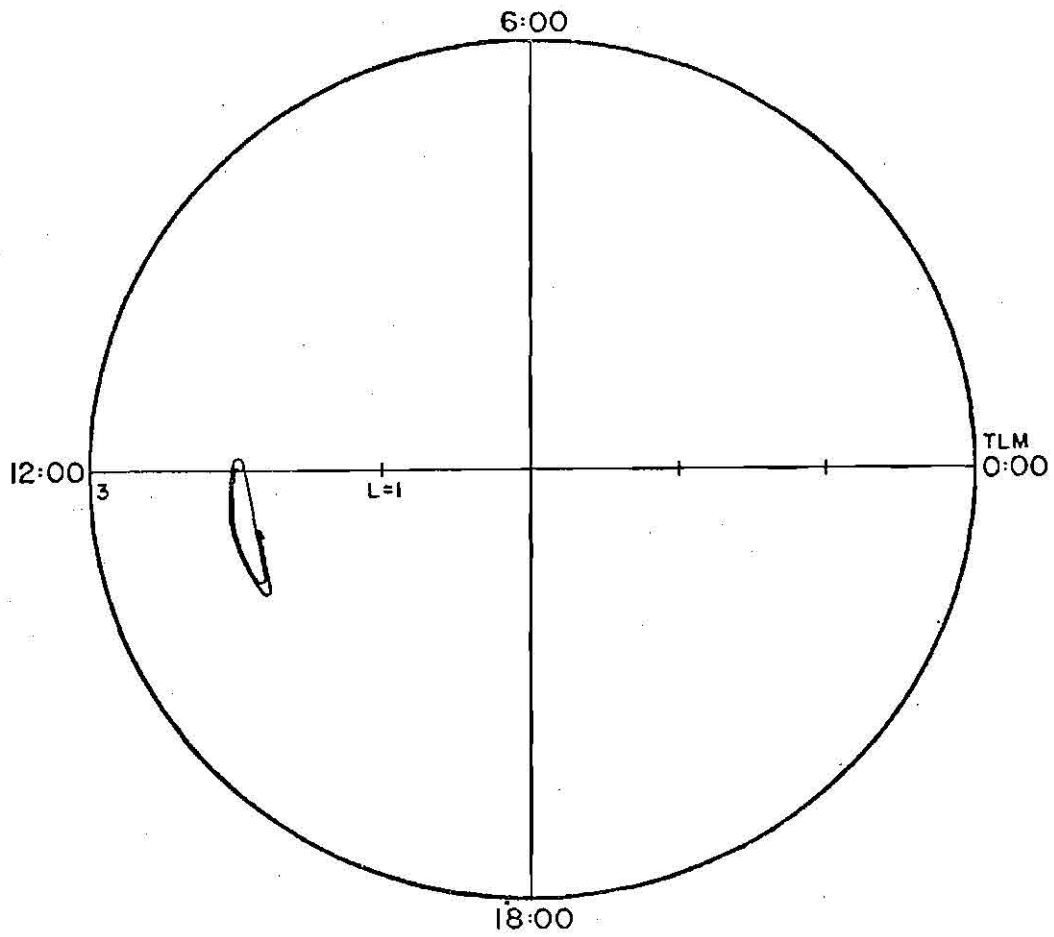


Fig. 5.12 - Trajetória de prótons com energia inicial de 15 keV a partir das 12 h e sob a ação de campo elétrico calmo.

- A variação de L é de 4% e a de W é de 10%.

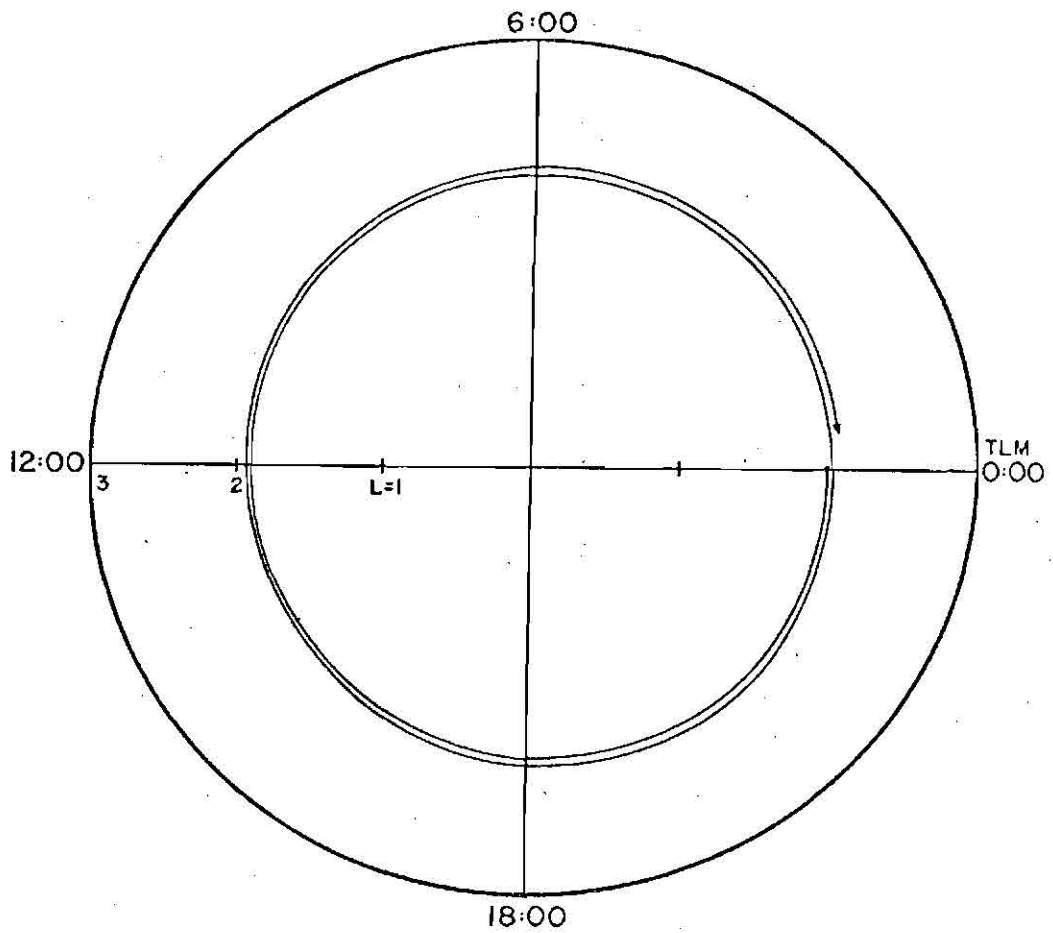


Fig. 5.13 - Trajetória de prótons com energia inicial de 22,5 keV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico calmo.
- A variação de L é de 7% e a de W é de 20%.

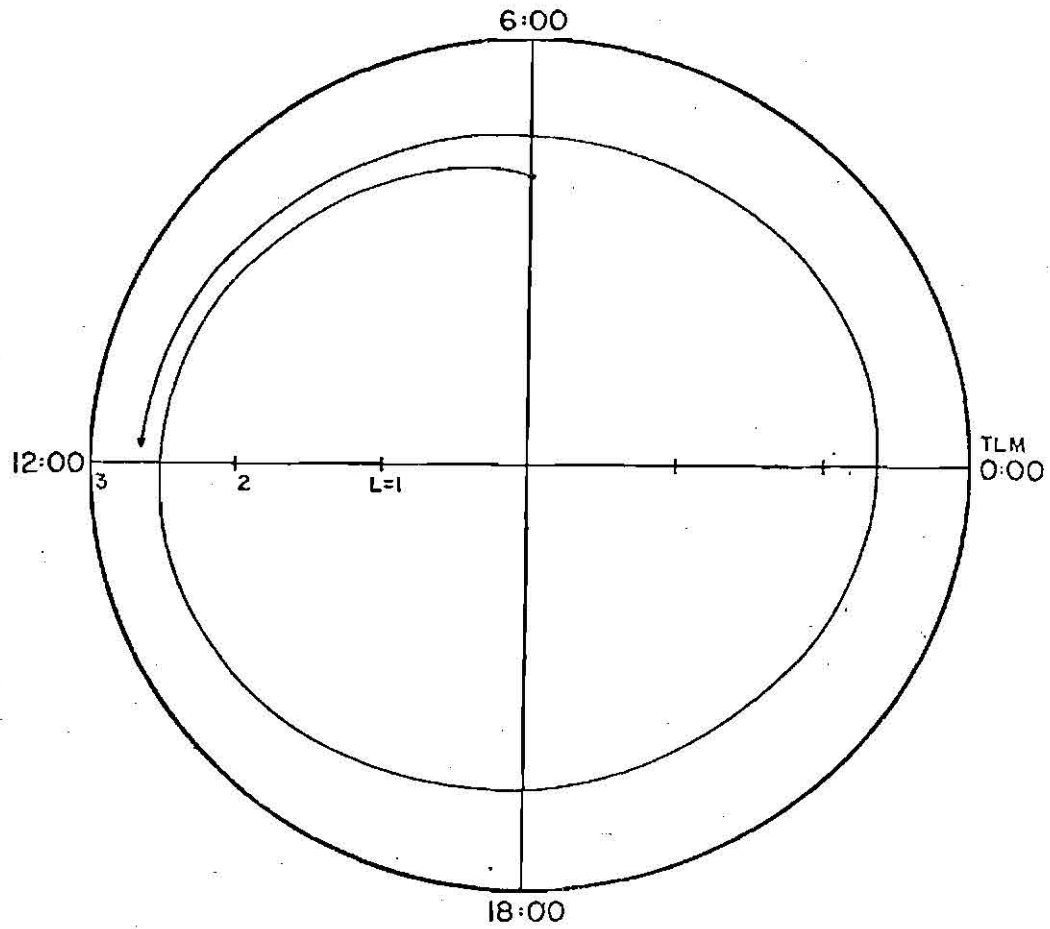


Fig. 5.14 - Trajetória de prótons com energia inicial de 15 keV a partir das 6 h e sob a ação de campo elétrico calmo.
- A variação de L é de 32% e a de W é de 57%.

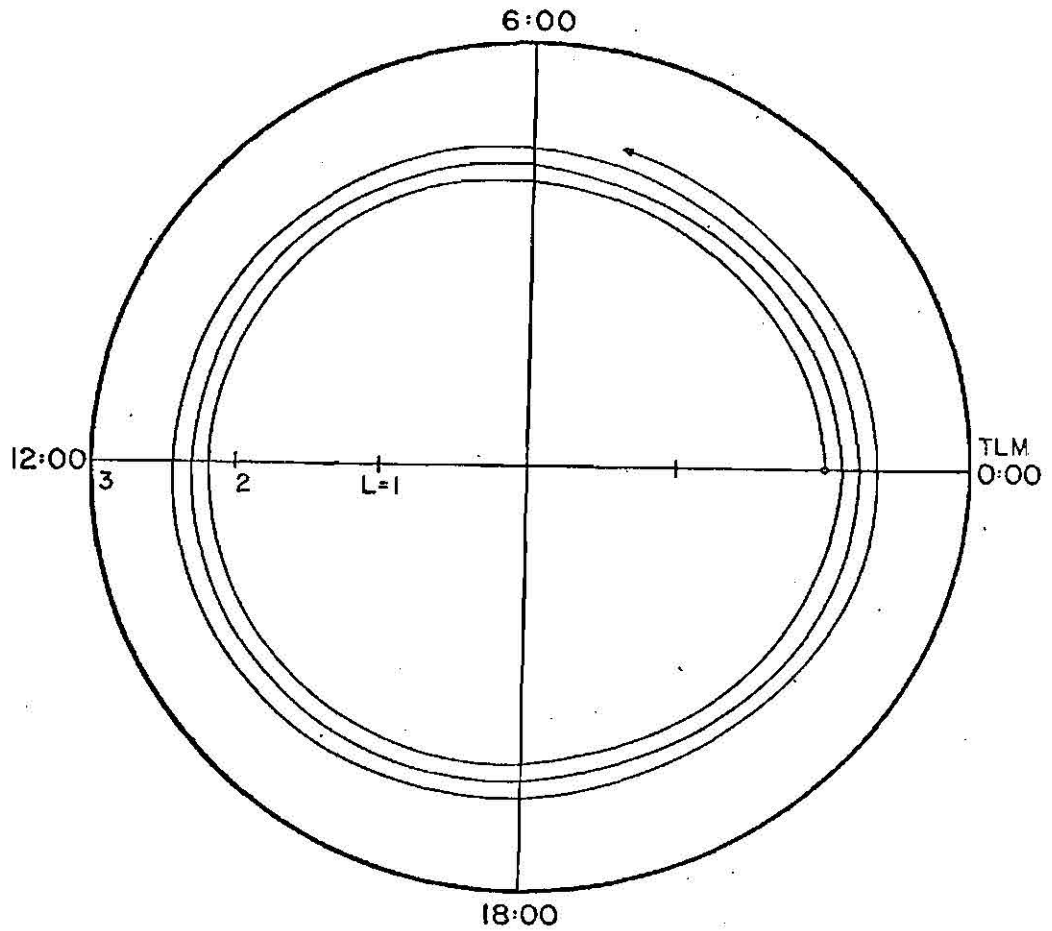


Fig. 5.15 - Trajetória de prótons com energia inicial de 5 keV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico perturbado.

- Esta trajetória no plano equatorial está sob a ação do campo elétrico plasmasférico perturbado e em $L=2$. Esta observação é válida para as Figuras de 5.16 a 5.18. A variação de L é de 21% e a de W é de 44%.

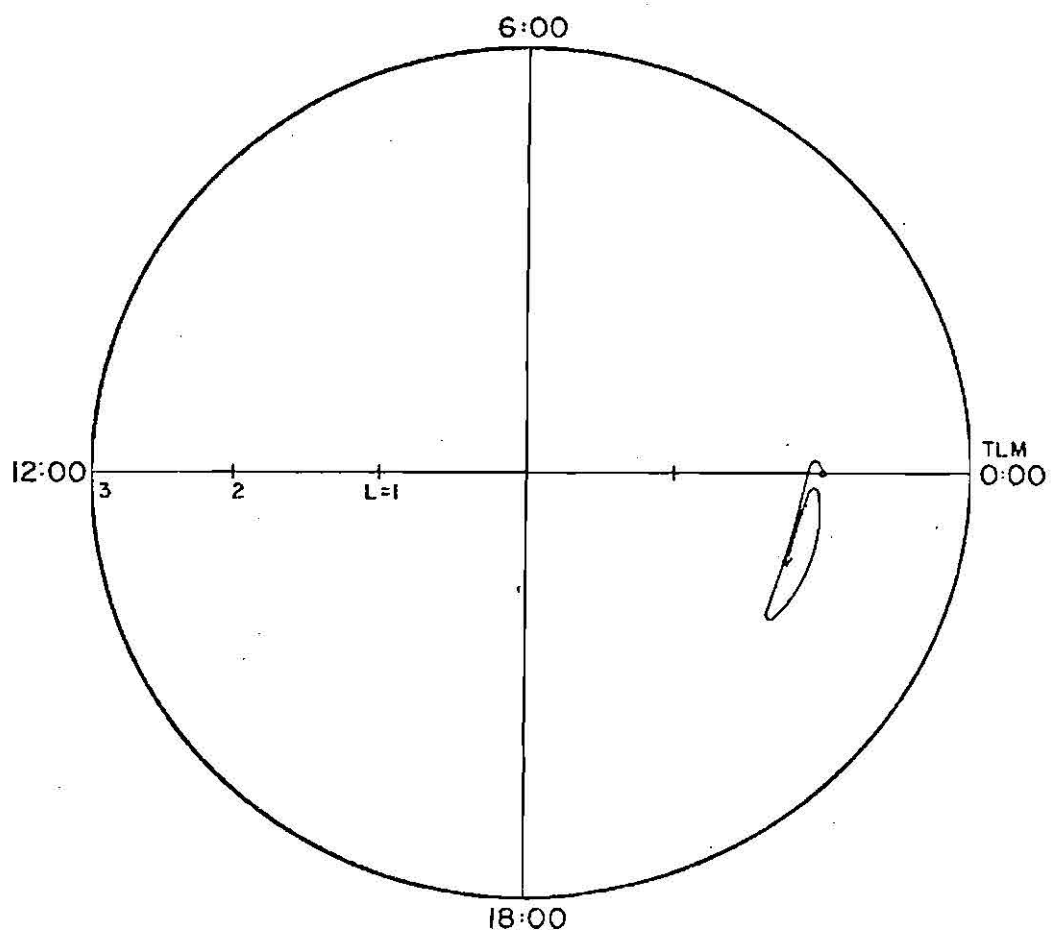


Fig. 5.16 - Trajetória de prótons com energia inicial de 12,5 keV a partir da 0 h e sob a ação do campo elétrico perturbado.
- A variação de L é de 8% e a de W é a de 22%.

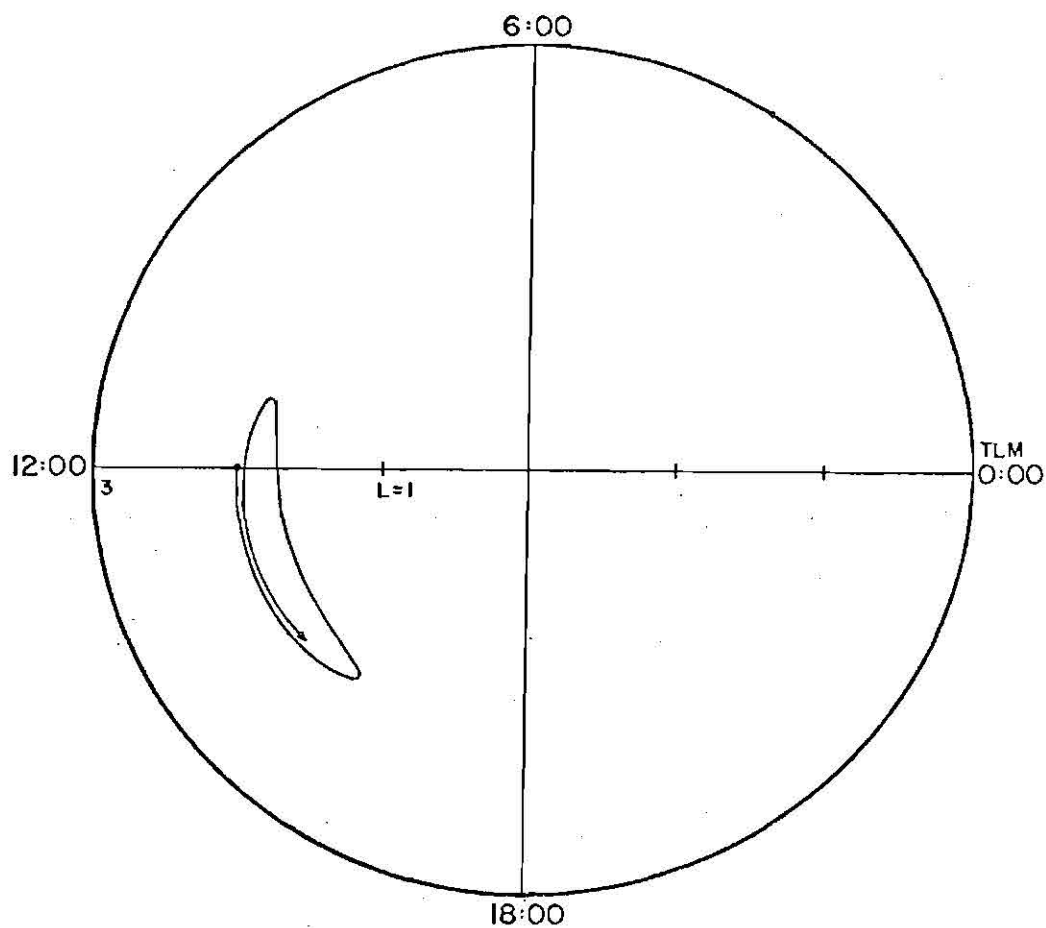


Fig. 5.17 - Trajetória de prótons com energia inicial de 12,5 keV a partir das 12 h e sob a ação de campo elétrico perturbado.
- A variação de L é de 14% e a de W é de 58%.

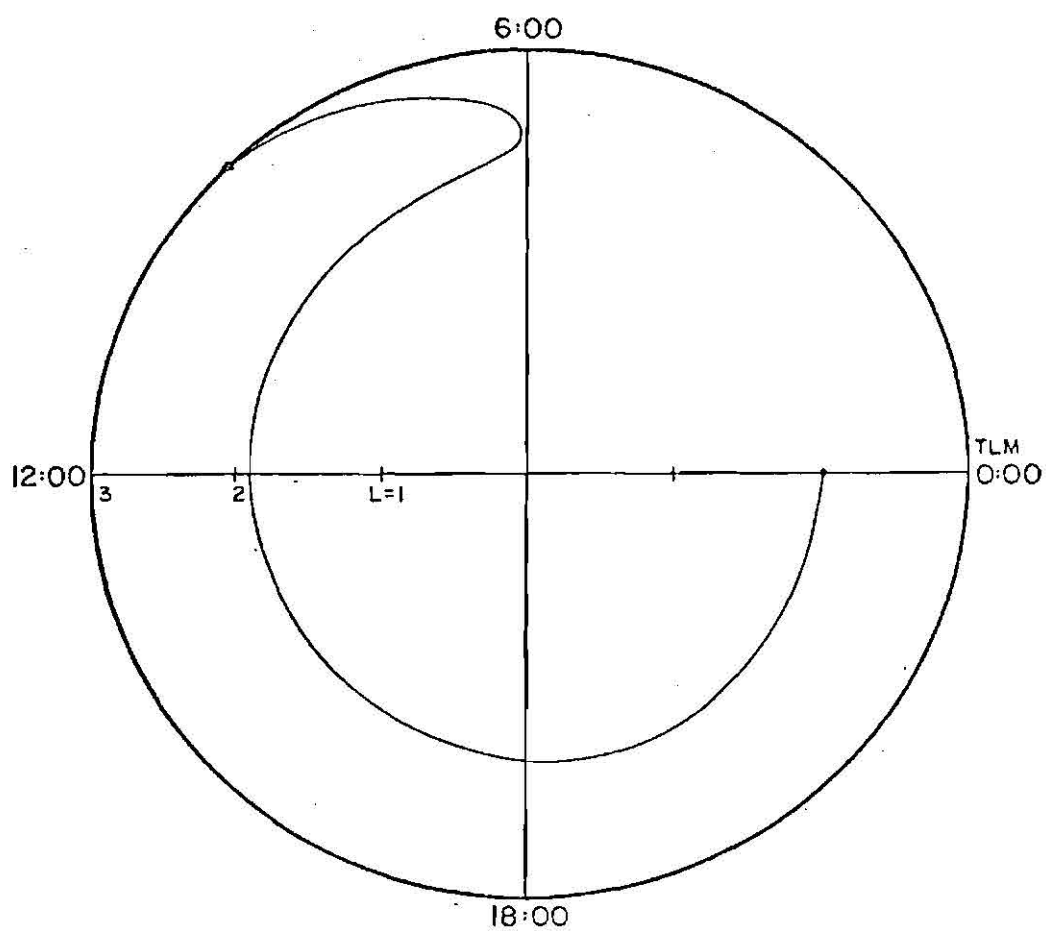


Fig. 5.18 - Trajetória de prótons com energia inicial de 20 keV a partir da 0 h e sob a ação de campo elétrico perturbado.
- A variação de L é de 50% e a de W é de 70%.

Nas Figuras 5.10 a 5.14 mostram-se as trajetórias dos prótons sob a influência de campos elétricos calmos e nas Figuras 5.15 a 5.18, as trajetórias dos prótons sob a influência dos campos elétricos perturbados.

A Figura 5.10 mostra a trajetória de um próton de 12,5 keV que parte da 0 h-TLM. Sua órbita é aberta e no sentido da rotação da Terra ($|\Delta L| = 16\% L$ e $|\Delta W| = 36\% W$).

A Figura 5.11 mostra a trajetória de um próton de 15 keV que parte da 0 h-TLM. Sua órbita é fechada e está contida integralmente no setor da meia-noite ($|\Delta L| = 4\% L$ e $|\Delta W| = 13\% W$).

A Figura 5.12 mostra a trajetória de um próton de 15 keV que parte das 12 h-TLM. Sua órbita é fechada e está contida integralmente no setor do meio-dia ($|\Delta L| = 4\% L$ e $|\Delta W| = 10\% W$).

A Figura 5.13 mostra a trajetória de um próton de 22,5 keV que parte de 0 h-TLM. Sua órbita é aberta e no sentido oposto ao da rotação da Terra ($|\Delta L| = 7\% L$ e $|\Delta W| = 20\% W$).

A Figura 5.14 mostra a trajetória de um próton de 15 keV que parte das 6 h-TLM. Sua órbita é aberta e no sentido da rotação da Terra ($|\Delta L| = 32\% L$ e $|\Delta W| = 57\% W$).

A Figura 5.15 mostra a trajetória de um próton de 5 keV que parte da 0 h-TLM. Sua órbita é aberta e no sentido da rotação da Terra ($|\Delta L| = 21\%$ e $|\Delta W| = 44\% W$).

A Figura 5.16 mostra a trajetória de um próton de 12,5 keV que parte da 0 h-TLM. Sua órbita é fechada e está integralmente contida no setor da meia-noite ($|\Delta L| = 8\% L$ e $|\Delta W| = 22\% W$).

A Figura 5.17 mostra a trajetória de um próton de 12,5 keV que parte das 12 h-TLM. Sua órbita é fechada e está integralmente contida no setor do meio-dia ($|\Delta L| = 14\% L$ e $|\Delta W| = 58\% W$).

A Figura 5.18 mostra a trajetória de um próton de 20 keV que parte da 0 h-TLM. Sua órbita inicia-se com orientação oposta à da rotação da Terra, apresentando posteriormente uma inversão no sentido do movimento. A partícula afasta-se radialmente para fora do domínio espacial deste trabalho em 2,7 dias ($|\Delta L| = 50\% L$ e $|\Delta W| = 70\% W$).

Analisando as trajetórias simuladas dos prótons, conclui-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 abertas e fechadas. As órbitas abertas são no sentido da rotação da Terra para $W \leq 13$ keV e no sentido oposto para $W \geq 21$ keV. As órbitas fechadas situam-se aproximadamente nos setores da meia-noite e do meio-dia, para $13 \text{ keV} \leq W \leq 21 \text{ keV}$. Para as órbitas abertas, os prótons, assim como os elétrons, também apresentam o afastamento radial.

As Figuras 5.11 e 5.14 mostram uma diferença significativa no comportamento dinâmico de um próton (neste caso, $L=2$ e $W=15$ keV), sob a influência do campo elétrico calmo, com a simples mudança da hora local.

Sob a influência dos campos elétricos perturbados, o comportamento dinâmico geral dos prótons permanece o mesmo, apenas que o afastamento radial é intensificado e os intervalos da energia para os diferentes tipos de órbitas são deslocados. Para $W \leq 10$ keV têm-se as órbitas abertas no sentido da rotação da Terra; para $10 \text{ keV} \leq W \leq 18 \text{ keV}$ têm-se as órbitas fechadas e setorialmente localizadas; e para $W \leq 18 \text{ keV}$ têm-se as órbitas abertas no sentido oposto ao da rotação da Terra.

Comparando estes valores de energia com os valores sob a influência dos campos elétricos calmos, nota-se que os limites dos intervalos de energia são deslocados para valores menores de energia.

É interessante observar ainda que se a condição do campo elétrico plasmasférico (calmo ou perturbado) se mantivesse por um lapso longo de tempo, todos os prótons com órbitas abertas girariam no sentido da rotação da Terra. Os prótons com órbitas abertas movendo-se em sentido oposto ao da rotação da Terra, por apresentarem um afastamento radial acumulativo, acabariam girando no sentido da rotação da Terra. Tem-se ainda que quanto maior a energia desses prótons maior é o tempo necessário à inversão da rotação, pois a energia maior implica velocidade azimutal maior e, portanto, menor influência sobre velocidade radial.

5.4 - TRAJETÓRIAS DOS CENTROS-DE-GUIA PARA CAMPO MAGNÉTICO COM LENTA VARIACÃO TEMPORAL

Determinam-se agora as trajetórias dos centros-de-guia admitindo um campo magnético com uma variação temporal lenta. Durante as tempestades magnéticas, devido a variações na corrente de anel, o campo magnético pode ser dado no plano equatorial de forma aproximada, para distâncias menores ou aproximadamente iguais a 4 ou 5 R_T , pela equação (Roederer, 1970):

$$B(R,t) = \frac{K_0}{R^3} + D_{St}(t) . \quad (5.20)$$

O $D_{St}(t)$ representa o efeito da corrente de anel, sendo uma função do tempo, e é apresentado na Figura 5.19 de forma esquemática, para um caso típico de uma tempestade magnética, com o valor máximo do módulo do D_{St} atingindo 100 γ . Faz-se então um estudo do efeito da variação temporal do campo geomagnético sobre a dinâmica de elétrons e prótons, visando apenas uma interpretação qualitativa. Cálculos mais realistas deverão também considerar uma variação radial do índice D_{St} na Equação 5.20.

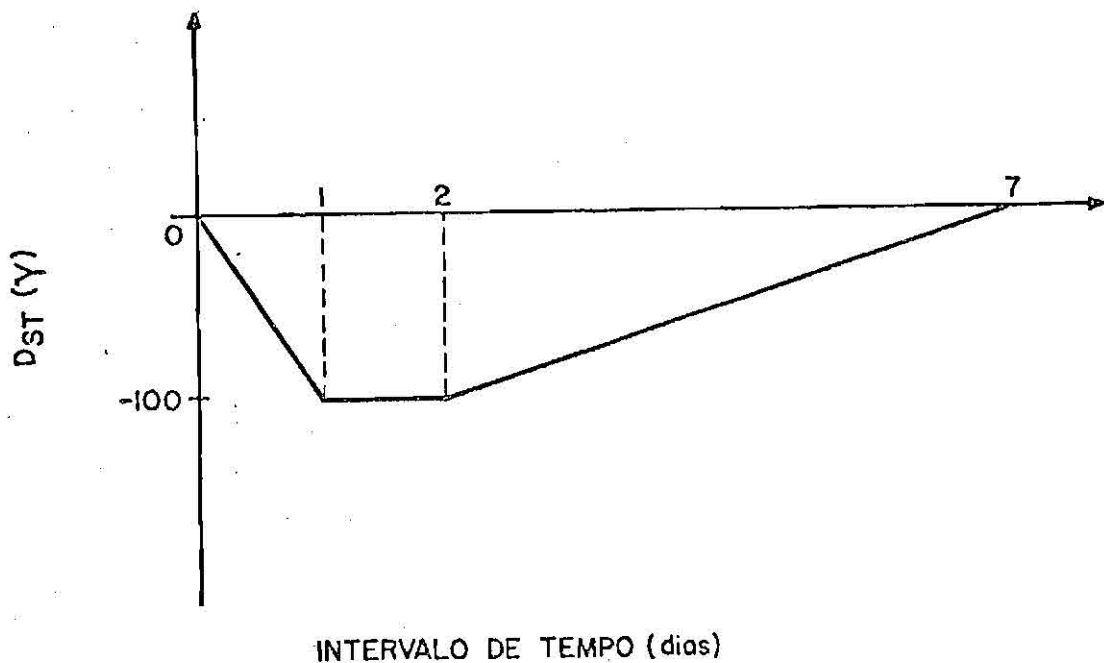


Fig. 5.19 - Comportamento suposto para o índice D_{st} , em função do tempo, a ser utilizado na determinação das trajetórias dos centros-de-guia.

As Figuras 5.20 e 5.21 mostram, respectivamente, as trajetórias de um elétron (com energia de 100 eV) e de um próton (com energia de 12,5 keV) submetidos a um campo magnético com variação temporal lenta. Nota-se que as trajetórias são aproximadamente iguais dentro da escala mostrada.

Analisando as trajetórias, pode-se mostrar que as partículas apresentam um pequeno deslocamento radial para próximo da Terra, mantendo praticamente o mesmo L . Uma análise das Equações 5.13 e 5.19 (equações da velocidade do centro-de-guia da partícula) mostra que a inversão na orientação do campo e a grande magnitude do campo geomagnético respondem, respectivamente, pelo deslocamento radial para próximo da Terra e pela sua pequena velocidade radial. A energia da partícula em qualquer parte da trajetória, conforme calculado pelo programa exposto no Apêndice B, é dada basicamente pela intensidade do campo magnético que é uma função do tempo ($W \propto B(t)$).

Roederer (1970) demonstrou que, para campos geomagnéticos com lenta variação temporal e sujeitos à condição adiabática, o invariante associado ao movimento de deriva em torno da Terra (3ϕ invariante) é conservado. Em outras palavras, a partícula retorna ao mesmo L após o processo. No presente trabalho em que 3ϕ invariante não é conservado (por $\tau_D \frac{dB(t)}{dt} > B(t)$, onde τ_D é o período de deriva em torno da Terra), mas somente o 1ϕ invariante adiabático, μ , é conservado, as partículas tendem a alterar o valor do L. Todavia tal variação, inferida das trajetórias simuladas, é muito pequena, mantendo-se a partícula praticamente no mesmo L.

Pode-se concluir então que o campo geomagnético com variação temporal tende a minimizar a influência do campo elétrico plasmasférico azimutal sobre as partículas carregadas.

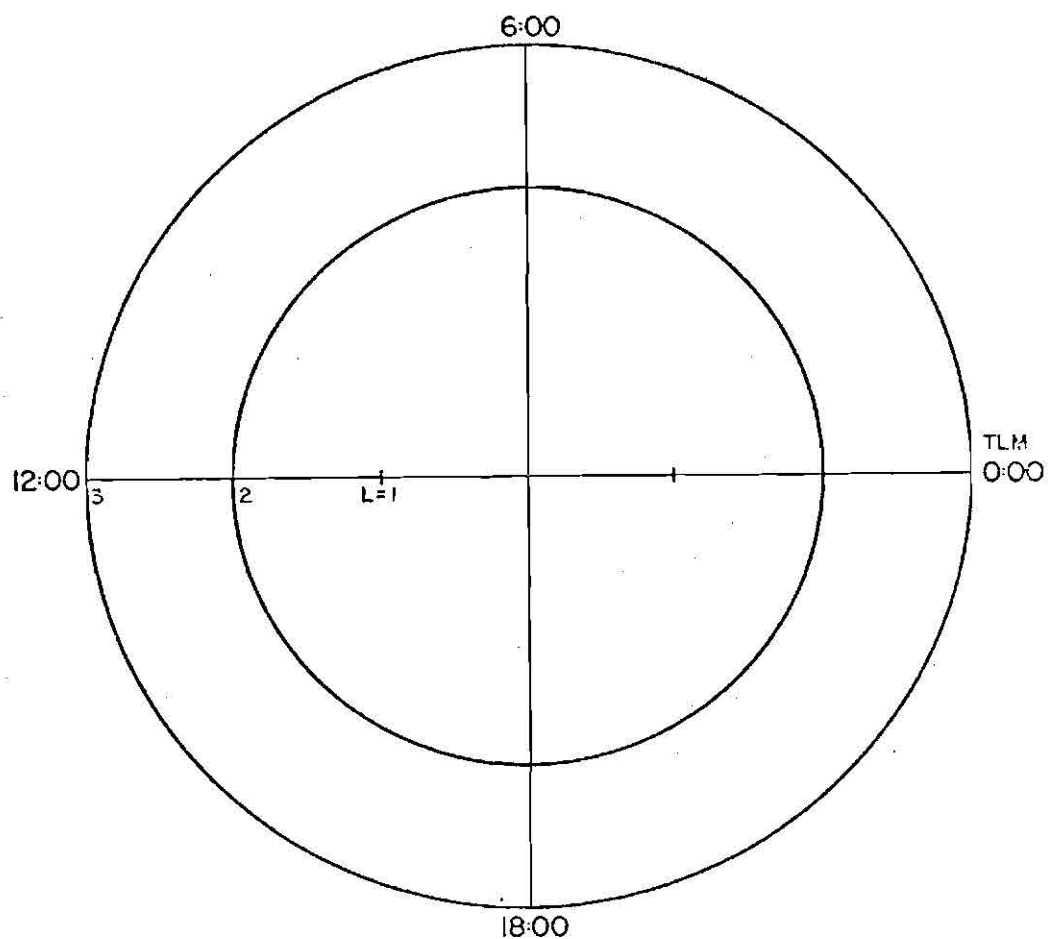


Fig. 5.20 - Trajetória, no plano equatorial, de elétrons com energia de 100 eV a partir da 0 h, em $L=2$, sob a ação do campo elétrico plasmasférico perturbado e considerando-se uma variação temporal lenta do campo geomagnético.

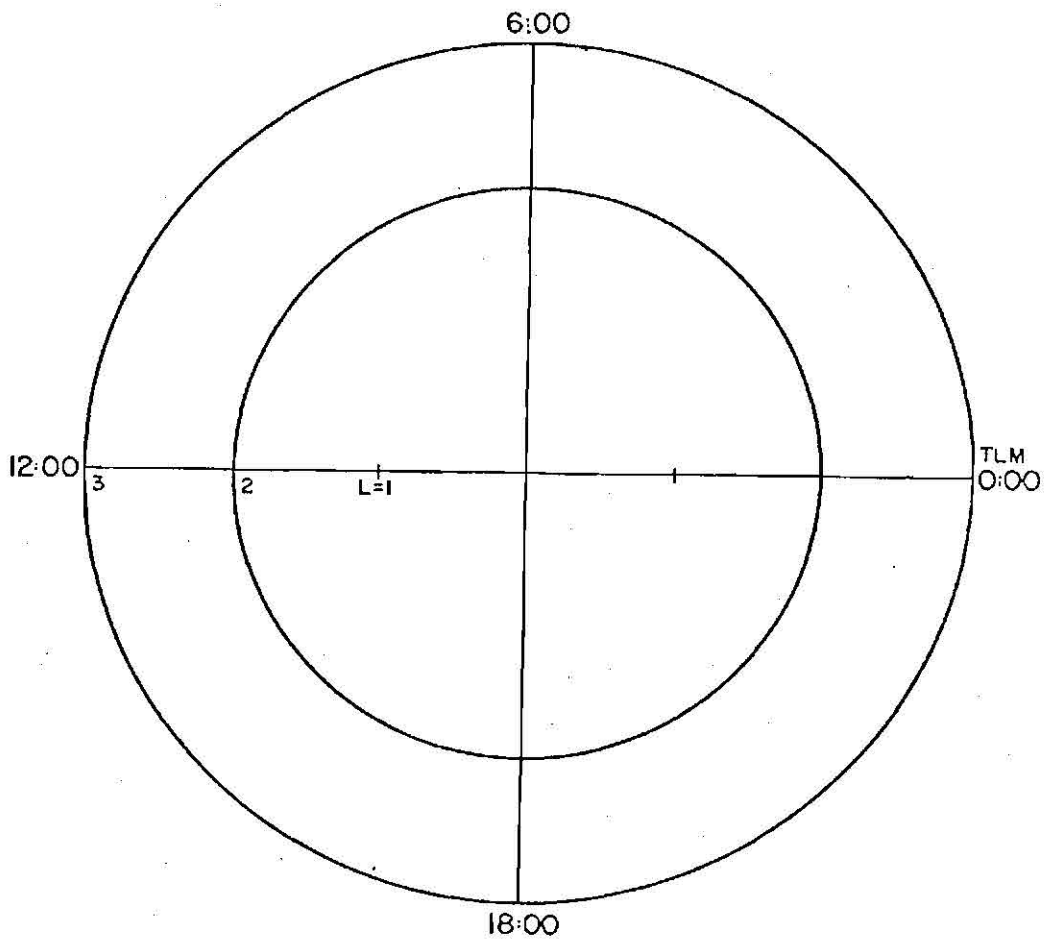


Fig. 5.21 - Trajetória, no plano equatorial, de prótons com energia de 12,5 keV a partir da 0 h, em $L=2$, sob a ação do campo elétrico plasmasférico perturbado e considerando-se uma variação temporal lenta do campo geomagnético.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

6.1 - CONCLUSÕES SOBRE AS MEDIDAS DE CAMPOS ELÉTRICOS PLASMASFÉRICOS OBTIDAS PELO SATÉLITE S3-3

As medidas de campos elétricos radiais obtidas pelo satélite S3-3 estendem-se de L igual a 1,6 a 2,7 e concentram-se em torno das 5,19 e 23h - TLM. As intensidades destes campos, no equador, variam de aproximadamente 1,0 a 3,0 mV/m, apontando radialmente para longe da Terra. Os valores do índice planetário K_p , no intervalo que antecede (6 horas) e engloba as medidas, variam de 3 a 7 (para estes valores, a plasmapausa encontra-se em $L \geq 3$). Todas as medidas de campos elétricos foram efetuadas durante tempestades magnéticas com o valor máximo do módulo do índice D_{st} entre 72 e 133 γ .

Conclui-se que estas medidas são de campos elétricos plasmasféricos perturbados, possuindo possivelmente tanto uma contribuição do campo elétrico de penetração quanto do campo elétrico do dínamo ionosférico perturbado. Todavia não é possível estimar a importância de cada contribuição. Os valores medidos concordam em orientação (apontam radialmente para longe da Terra) com o ajuste experimental de Blanc (1983a). No entanto, as magnitudes dessas medidas são maiores que as apresentadas pelo ajuste. Isto certamente se deve a essas medidas corresponderem a casos magneticamente muito perturbados ($K_p \geq 5$, para o período que engloba as medidas), enquanto o modelo se refere a casos moderados e perturbados ($K_p \geq 3$). Essas medidas são insuficientes, tanto em quantidade quanto em distribuição espacial, para permitir a criação de um modelo estatístico para condições magneticamente perturbadas com valores do índice planetário $K_p \geq 5$; porém, contribuem para a elaboração de futuros modelos de campos elétricos para tais condições.

6.2 - CONCLUSÕES SOBRE A DINÂMICA DE ELÉTRONS E DE PRÓTONS NA PLASMASFERA

O presente trabalho faz a simulação das trajetórias dos centros-de-guia dos elétrons (com energias de 10^{-1} a 10 keV) e dos prótons (com energias de 10^{-1} a 10^2 keV) equatoriais. Adotam-se como modelos de campos elétricos plasmasféricos os modelos experimentais de Richmond et alii (1980), para períodos magneticamente calmos, e de Blanc (1983a), para períodos magneticamente perturbados. O domínio espacial do trabalho é de $L = 1,5$ a $L = 3$. Assim, com base nas trajetórias calculadas e traçadas, estabelecem-se as conclusões que se seguem sobre a dinâmica dos elétrons e dos prótons na plasmasfera.

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 azimutal. Ao mesmo tempo, quanto maior a energia do elétron, menor é o afastamento radial a cada volta. O afastamento radial é uma consequência da forma com que se combinam os campos elétricos plasmasféricos radial e azimutal. Sob a influência do campo elétrico plasmasférico perturbado, os elétrons apresentam um comportamento dinâmico similar àquele da condição calma; contudo, intensificam as variações do L e da energia cinética W , e reduzem o período de rotação em torno da Terra.

Os prótons apresentam um comportamento dinâmico mais complexo do que os elétrons, fortemente dependente da energia e variando tanto com a condição (calmo ou perturbado) do campo elétrico plasmasférico 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 abertas e fechadas. O conceito de órbita aberta ou fechada é estabelecido em função da trajetória ser setorialmente aberta ou fechada. As órbitas abertas no sentido da rotação da Terra são para $W \leq 13$ keV; as órbitas abertas no sentido oposto ao da rotação da Terra são para $W \geq 21$ keV. As órbitas fechadas, que estão situadas aproximadamente

nos setores da meia-noite e do meio-dia, são para o intervalo de W de 13 a 21 keV, aproximadamente. Para as órbitas abertas, os prótons também apresentam um afastamento radial da Terra como observado para os elétrons.

Sob a influência dos campos elétricos perturbados, o comportamento dinâmico geral dos prótons permanece o mesmo, apenas que o afastamento radial é intensificado e os intervalos de energia para os diferentes tipos de órbitas (abertas ou fechadas, no sentido da rotação da Terra ou no oposto) são deslocados. Para $W \leq 10$ keV têm-se as órbitas abertas no sentido da rotação da Terra; para $W \geq 18$ keV têm-se as órbitas abertas no sentido oposto ao da rotação da Terra; e para W no intervalo aproximado de 10 a 18 keV têm-se as órbitas fechadas e setorialmente localizadas (meia-noite ou meio-dia, aproximadamente). Comparando estes valores de energia com os valores sob a influência dos campos elétricos calmos, nota-se que os limites dos intervalos de energia são deslocados para valores menores.

É interessante observar que se a condição (calma ou perturbada) do campo elétrico plasmasférico se mantivesse por um longo lapso de tempo, todos os prótons com órbitas abertas terminariam girando no sentido da rotação da Terra. Isto seria devido ao afastamento radial acumulativo que faria com que a contribuição à velocidade azimutal devida à co-rotação superasse a contribuição devida ao gradiente do campo geomagnético.

As trajetórias simuladas dos elétrons e dos prótons sob a ação do campo geomagnético com uma variação temporal lenta, apresentam um pequeno deslocamento radial na direção da Terra. A energia da partícula, conforme inferido dos valores calculados nas simulações, é dada basicamente pela intensidade do campo magnético que é função do tempo ($W \propto B(t)$). Roederer (1970) demonstrou que, para campos geomagnéticos com lenta variação temporal e sujeitos à condição adiabática, o invariante associado ao movimento de deriva em torno da Terra (3º invariante) é conservado. Em outras palavras, a partícula retorna ao

mesmo L após o processo. No presente caso, o 3ϕ invariante não é conservado, logo as partículas tendem a alterar o valor do L . Todavia, conforme inferido das trajetórias simuladas, tal variação é muito pequena, mantendo-se a partícula praticamente no mesmo L . Desta forma, a variação temporal lenta do campo geomagnético, da forma considerada neste caso, tende a minimizar a influência do campo elétrico plasmasférico azimutal sobre as partículas carregadas.

Finalmente, deve-se salientar que o estudo da dinâmica dos elétrons e dos prótons no presente trabalho, que assume um modelo empírico de campo elétrico perturbado para valores do índice planetário $K_p \geq 3$, procura representar o comportamento médio destas partículas durante estes períodos de K_p . Neste sentido, a simulação não é aplicável ao estudo de eventos isolados associados a intensas perturbações magnéticas, onde campos elétricos transientes podem ter um papel significativo. Observa-se ainda que, devido a dificuldades experimentais, há pouca informação disponível sobre as partículas carregadas no intervalo de energia considerado no presente trabalho (Young, 1983). Assim, este tipo de estudo torna-se importante para uma futura compreensão da dinâmica dessas partículas e suas influências em processos físicos na plasmasfera.

6.3 - SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

Como perspectivas de futuros trabalhos, podem-se sugerir os seguintes estudos:

- 1) Estudo do comportamento dinâmico das partículas carregadas em toda a plasmasfera, utilizando para isto o modelo do campo elétrico calmo de Richmond et alii (1980) em sua forma completa.
- 2) Estudo da importância das partículas no intervalo energético de 10^{-1} a 10^2 keV nos processos físicos da plasmasfera, e estudo da possibilidade de observações experimentais para a verificação de modelos de campos elétricos plasmasféricos.

- 3) Extensão do presente estudo para as partículas contidas na plasmasfera, mas que não estejam necessariamente no plano equatorial.
- 4) Extensão do presente estudo considerando a inclinação do eixo do dipolo magnético relativa ao eixo de rotação da Terra.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABELL, G.O. Mathematical, physical and astronomical constants. In: ——— *Exploration of the Universe*. New York, NY, Holt, Rinehart and Winston, 1975. App. 6, p. 705.
- BIRMINGHAM, T.J.; JONES, F.C. Identification of moving magnetic field lines. *Journal of Geophysical Research*, 73(17):5505-5510, Sept. 1968.
- BLANC, M. Magnetospheric convection effects at mid-latitudes, 1. Saint-Santin observations. *Journal of Geophysical Research*, 88(A1):211-233, Jan. 1983a.
- Magnetospheric convection effects at mid-latitudes 3. Theoretical derivation of the disturbance convection pattern in the plasmasphere. *Journal of Geophysical Research*, 88(A1): 235-251, Jan. 1983b.
- Midlatitude convection electric fields and their relation to ring current development. *Geophysical Research Letters*, 5(3): 203-206, Mar. 1978.
- BLANC, M.; RICHMOND, A.D. The ionospheric disturbance dynamo. *Journal of Geophysical Research*, 85(A4):1669-1686, Apr. 1980.
- BLANC, M.; ALCAYDE, D.; KELLY, J.D. Magnetospheric convection effects at mid-latitudes 2. A coordinate Chatanika/Saint-Santin study of the April 10-14, 1978, magnetic storm. *Journal of Geophysical Research*, 88(A1):224-234, Jan. 1983.
- BLOCK, L.P. The magnetosphere. In: EGELAND, A.; HOLTER, O.; OMHOLT, A., ed. *Cosmical geophysics*. Oslo, Universitetsforlaget, 1973.
- CATTELL, C.A. S3-3 satellite instrumentation and data. In: RUSSELL, C.T.; SOUTHWOOD, D.J., ed. *The IMS source book*. Washington, DC, American Geophysical Union, 1982.

CAUDAL, G.; BLANC, M. The spatial distribution of magnetospheric convection electric fields at ionospheric altitudes: a review, 1. Observations. *Annales Geophysicae*, 1(6):519-526, Nov.-Dec. 1983.

———. The spatial distribution of magnetospheric convection electric fields at ionospheric altitudes: a review. 2. Theories. *Annales Geophysicae*, 3(1):27-42, Jan.-Fev. 1985.

DUDZIAK, W.F.; KLEINECKE, D.D.; KOSTIGEN, T.J. *Graphic displays of geomagnetic geometry*. Santa Barbara, CA. General Electric Company, 1963.

GONZALES, C.A.; KELLEY, M.C.; BEHNKE, R.A.; VICKREY, J.F.; WAND, R.; HOLT, J. On the latitudinal variations of the ionospheric electric field during magnetospheric disturbances. *Journal of Geophysical Research*, 88(A11):9135-0144, Nov. 1983.

HARRISON, R.E.; HURBARD, K.W.; KELLER, F.L.; VETTE, J.I. *Plots of constant B and constant L for various longitudes*. Inglewood, CA, COMMANDER SPACES SYSTEMS DIVISION, UNITED STATES AIR FORCE, Sept. 1963. (Report n^o TDR-169(3510-41)TR-4).

HESS, W.N. Particle motion in a magnetic field. In: —— *The radiation belt and magnetosphere*. Whaltam, MA, Blaisdell, 1968. cap. 2, p. 23-67.

HILL, T.W. Generation of the magnetospheric electric field. In: OLSON, W.P., ed. *Quantitative modeling of magnetospheric processes*. Washington, DC. American Geophysical Union, 1979.

KELLEY, M.C.; FEJER, B.G.; GONZALEZ, C.A. An explanation for anomalous equatorial ionospheric electric fields associated with a northward turning of the interplanetary magnetic field. *Geophysical Research Letters*, 6(4):301-304, Apr. 1979.

LYONS, L.R.; WILLIAMS, D.J. Electric fields. In: —— *Quantitative aspects of magnetospheric physics*. Dordrecht, D. Reidel, 1984. cap. 4, p. 56-132.

- MATSUSHITA, S. Interactions between the ionosphere and the magnetosphere for Sq and L variations. *Radio Science*, 6(2): 279-294, Feb. 1971.
- MAYNARD, N.C.; AGGSON, T.L.; HEPNER, J.P. The plasmaspheric electric field as measured by ISEE1. *Journal of Geophysical Research*, 88(A5):3981-3990, May 1983.
- MAZAUDIER, C. Electric currents above Saint-Santin, 3. A preliminary study of disturbances: June 6, 1978; March 22, 1979; March 23, 1979. *Journal of Geophysical Research*, 90(A2):1355-1366, Feb. 1985.
- MOZER, F.S. Electric fields and plasma convection in the plasmasphere. *Review of Geophysical and Space Physics*, 11(03): 755-765, Aug. 1973.
- Plasmaspheric electric field measurements obtained by the S3-3 satellite. Berkeley, CA, 1984. Comunicação pessoal a Walter González-Alarcon, em 17 de maio de 1984.
- MOZER, F.S.; SERLIN, R. Magnetospheric electric field measurements with balloons. *Journal of Geophysical Research*, 74(19): 4739-4754, Sept. 1969.
- MOZER, F.S.; CATTELL, C.A.; TEMERIN, M.; TORBERT, R.B.; VONGLINSKI, S.; WOLDORFF, M.; WYGANT, J. The DC and AC electric field, plasma density, plasma temperature, and field-aligned current experiments on the S3-3 satellite. *Journal of Geophysical Research*, 84(A10):5875-5884, Oct. 1979.
- NISHIDA, A. Implosion in the magnetotail. In: ——— *Geomagnetic diagnosis of the magnetosphere*. New York, NY, Springer-Verlag, 1978a. cap. 3, p. 88-148.
- Dynamic structure of the inner magnetosphere. In: ——— *Geomagnetic diagnosis of the magnetosphere*. New York, NY, Springer-Verlag, 1978b. cap. 4, p. 149-187.

- NORTHROP, T.G. The guiding center motion. In: ——— *The adiabatic motion of charged particles*. New York, NY, Interscience, 1963. cap. 1, p. 1-35.
- PINTO Jr., O. *Estudo sobre raios-X na atmosfera da Anomalia Magnética do Atlântico Sul*. Tese de Doutorado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, out. 1984. 193 p. (INPE-3546-TDL/193).
- RATCLIFFE, J.A. Geomagnetism, ionospheric currents and ionospheric storms. In: ——— *An introduction to the ionosphere and magnetosphere*. Cambridge, University Press, 1972. cap. 5, p. 83-99.
- RICHMOND, A.D.; MATSUSHITA, S.; TARPLEY, J.D. On the production mechanism of electric currents and fields in the ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 81(4):547-555, Feb. 1976.
- 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. An empirical model of quiet-day ionospheric electric fields at middle and low latitudes. *Journal of Geophysical Research*, 85(A9):4658-4664, Sept. 1980.
- RISHBETH, H.; GARRIOT, O.K. Dynamo theory. In: ——— *Introduction to the ionosphere and geomagnetism*. Stanford, CA, Stanford University, 1964. cap. 6, p. 140-159.
- ROEDERER, J. Earth's magnetosphere: global problems in magnetospheric plasma physics. In KENNEL, C.F.; LANZEROTTI, L.J.; PARKER, E.N., ed. *Solar system plasma physics*. Amsterdam, North-Holland, 1979.
- Particles drifts and the first adiabatic invariant. In: ——— *Dynamics of geomagnetically trapped radiation*. New York, NY, Springer-Verlag, 1970. cap. 1, p. 1-33.

- SCHIELD, M.A.; FREEMAN, J.W.; DESSLER, A.J. A source for field-aligned currents at auroral latitudes. *Journal of Geophysical Research*, 74(1):247-255, Jan. 1969.
- SCHULZ, M.; LANZEROTTI, L.J. *Particle diffusion in the radiation belts*. Berlin, Springer-Verlag, 1974. p. 1-9.
- SENIOR, C.; BLANC, M. On the control of magnetospheric convection by the spatial distribution of ionospheric conductivities. *Journal of Geophysical Research*, 89(A1):261-284, Jan. 1984.
- SMITH, P.H.; BEWTRA, N.K.; HOFFMAN, R.A. Motions of charged particles in the magnetosphere under the influence of a time-varying large scale convection of electric field. In: OLSON, W.P., ed. *Quantitative modeling of magnetospheric processes*. Washington, DC, American Geophysical Union, 1979.
- STASSINOPOULOS, E.G. *World maps of constant B, L, and flux countours*. Washington, DC, NASA, 1970. (NASA SP-3054).
- STERN, D.P. Large-scale electric fields in the Earth's magnetosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 15(2): 156-194, May 1977.
- VANDZANDT, T.E.; CLARK, W.L.; WARNOCK, J.M. Magnetic apex coordinates: a magnetic coordinate system for the ionospheric F₂ layer. *Journal of Geophysical Research*, 77(13):2406-2411, May 1972.
- VASYLIUNAS, V.M. The interrelationship of the magnetospheric processes. In: McCORMAC, B.M., ed. *Earth's magnetospheric processes*. Dordrecht, D. Reidel, 1972.
- VOLLAND, H. Semiempirical models of magnetospheric electric fields. In: OLSON, W.P., ed. *Quantitative modeling of magnetospheric processes*. Washington, DC, American Geophysical Union, 1979.

WHITTEN, R.C.; POPPOFF, I.G. Electric currents in the upper atmosphere. In: ——— *Fundamentals of Aeronomy*. New York, NY, John Wiley, 1971. cap. 7, p. 219-239.

YOUNG, D.T. Near equatorial magnetospheric particles from ~1 eV to ~1 MeV. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 21(2):402-418, Mar. 1983.

APÊNDICE A

DETERMINAÇÃO APROXIMADA DA LATITUDE DO SATÉLITE SUPONDO-SE O CAMPO GEOMAGNÉTICO COMO DIPOLAR

Este cálculo utilizado no método DD (Capítulo 2) consiste em admitir o campo geomagnético como dipolar, interpretando-se L multiplicado por R_T (raio equatorial da Terra) como a distância R_0 da camada L ("L-shell") ao centro da Terra no equador (aproximação justificável no intervalo de $L = 1,5$ a 4 (Roederer, 1970)). A altitude do satélite deve ser maior que 500 km, como visto no Capítulo 2. Conhecidos o parâmetro L e a altitude H , a latitude magnética aproximada λ_m é dada pela equação:

$$(H + R_T) = L R_T \cos^2 \lambda_m, \quad (\text{A.1})$$

onde $R_T = 6.378$ km.

Os cálculos adiante mostram a validade do método. São três casos em que se verificaram: (i) a influência da Anomalia Magnética do Atlântico Sul (AAS) e (ii) a influência da variação do parâmetro L sobre o cálculo da latitude magnética de satélites.

Caso A - São condições experimentais:

$$\begin{aligned} L &= 1,6, \\ \phi_m &= 45^\circ \text{ (situação com forte influência da AAS)}, \\ H_1 &= 3.000 \text{ km}, \\ H_2 &= 500 \text{ km}. \end{aligned}$$

Utilizando tabelas do campo geomagnético (Capítulo 2), que dão a altitude da linha de campo em função da latitude magnética, obtêm-se os valores reais para as latitudes:

$$\text{em } H_1, \lambda_1 = 12,5^\circ,$$

$$\text{em } H_2, \lambda_2 = 36^\circ.$$

Pelo método, têm-se os valores aproximados:

$$\text{em } H_1, 3.000 + 6.378 = 1,6 \times 6.378 \times \cos^2 \lambda_1', \quad (\text{A.2})$$

$$\text{em } H_2, 500 + 6.378 = 1,6 \times 6.378 \times \cos^2 \lambda_2', \quad (\text{A.3})$$

que implicam:

$$\lambda_1' = 16,3^\circ,$$

$$\lambda_2' = 34,8^\circ.$$

Vê-se, desta forma, que:

$$\lambda_1' = 16^\circ \cong \lambda_1 = 12,5^\circ,$$

$$\lambda_2' = 34^\circ \cong \lambda_2 = 36^\circ.$$

Caso B - São condições experimentais:

$$L = 1,6,$$

$$\phi_m = 180^\circ \text{ (com praticamente nenhuma influência da AAS)},$$

$$H_1 = 3.000 \text{ km},$$

$$H_2 = 500 \text{ km}.$$

Assim, têm-se os valores reais:

$$\text{em } H_1, \lambda_3 = 19^\circ$$

$$\text{em } H_2, \lambda_4 = 34^\circ$$

Pelo método, os valores aproximados são:

$$\text{em } H_1, \lambda_3' = 16^\circ,$$

$$\text{em } H_2, \lambda_4' = 36^\circ.$$

Vê-se então que:

$$\begin{aligned}\lambda_3' &= 16^{\circ} \cong \lambda_3 = 19^{\circ}, \\ \lambda_4' &= 36^{\circ} \cong \lambda_4 = 34^{\circ}.\end{aligned}$$

Caso C - São condições experimentais:

$$\begin{aligned}L &= 2,8 \text{ (variação apreciável do L) } , \\ \phi_m &= 180^{\circ} \text{ (sem influência da AAS) } , \\ H_1 &= 3.000 \text{ km } , \\ H_2 &= 500 \text{ km } .\end{aligned}$$

Assim, têm-se os valores reais:

$$\begin{aligned}\text{em } H_1, \lambda_5 &= 42^{\circ}, \\ \text{em } H_2, \lambda_6 &= 49^{\circ}.\end{aligned}$$

Pelo método, os valores aproximados são:

$$\begin{aligned}\text{em } H_1, \lambda_5' &= 43,5^{\circ}, \\ \text{em } H_2, \lambda_6' &= 51,6^{\circ}.\end{aligned}$$

Vê-se então que:

$$\begin{aligned}\lambda_5' &= 43,5^{\circ} \cong \lambda_5 = 42^{\circ}, \\ \lambda_6' &= 51,6^{\circ} \cong \lambda_6 = 49^{\circ}.\end{aligned}$$

Da comparação direta dos três casos analisados, conclui-se que, independentemente da influência da AAS e da variação de L, o cálculo da latitude magnética aproximada do satélite, a partir do conhecimento do parâmetro L e da altura H, é consistente. Deve-se obedecer, no entanto, o intervalo definido para o L ($1,5 \leq L \leq 4$) e para a altitude mínima ($H > 500$ km). Este resultado demonstra ainda que o campo geomagnético sofre pouca deformação em sua forma dipolar no intervalo de L = 1,5 a 4, mesmo na região da AAS.

APÊNDICE B

PROGRAMA PARA A DETERMINAÇÃO DAS TRAJETÓRIAS DE CENTROS-DE-GUIA DE ELÉTRONS E DE PRÓTONS

Neste apêndice, apresenta-se o programa de computador (em linguagem FORTRAN), o seu fluxograma, um exemplo de trajetória simulada pelo programa e o gráfico desta trajetória.

A Figura B.1 mostra o programa que determina as trajetórias dos centros-de-guia de elétrons e de prótons. A Figura B.2 apresenta o fluxograma deste programa.

Para início dos cálculos das trajetórias simuladas, os parâmetros físicos da simulação devem ser ajustados ao caso que se deseja estudar. Os parâmetros são: TMC (a condição magnética do período); STB (o tipo de campo geomagnético); DT (= Δt , incremento de tempo arbitrado, em segundos); TBO (=7200 segundos, fixo para o presente trabalho); e a duração da simulação (ajuste a ser feito na linha 14200 do programa) em segundos. Ao ser acionado, o programa solicita do operador as condições iniciais da partícula, que são q (tipo da partícula: +1 = próton ou -1 = elétrons); L (distância radial em raios terrestres); TI (tempo local em horas); e EN (=W, energia cinética da partícula, em eV). Em seguida, o computador apresenta os resultados sob a forma de uma tabela (Tabela B.1).

PROGRAMA (02/17/80)

```
100  SRESET=0
200  FILE='SERJAC=SERJITE'
300  FILE='SERJAC=SERJITE'
400  REAL LF
500  C
600  C "PROGRAMA DETERMINACAO DAS TRAJETORIAS DOS CENTROS-DE-GUIA DE ELETRONS
700  C E DE POSICAO"
800  C
900  C DADAS AS CONDICICOES INICIAIS DA PARTICULA E OS PARAMETROS FISICOS DA SI
1000 C MULACAO, O PROGRAMA CALCULA A TRAJETORIA EM COORDENADAS CILINDRICAS
1100 C (R,ALFA) E A ENERGIA CINETICA (EN)
1200 C
1300 C CONDICICOES INICIAIS (ENTRADA)
1400 C Q = CARGA DA PARTICULA ( *E=PROTON, -E=ELTRON )
1500 C L = PARAMETRO L ( DISTANCIA RADIAL EM METROS TERRESTRES )
1600 C TI = TEMPO LOCAL ( EM HRS )
1700 C EN = ENERGIA CINETICA ( EM ELECTRON-VOLT )
1800 C
1900 C PARAMETROS FISICOS DA SIMULACAO:
2000 C TMO ( C=PERIODO MAGNETICAMENTE CALMO, I=PERIODO PERTURBADO )
2100 C SIB ( C=CAMPO MAGNETOSTATICO, I=VARIACAO TEMPORAL DO CAMPO MAGNE-
2200 C TICO )
2300 C DT = 200 SEGUNDOS ( TACREMENTO DO TEMPO ARBITRARIO )
2400 C TBO= 7200 SEGUNDOS ( TEMPO EM QUE SE INICIA A INFLUENCIA DO BETA )
2500 C SOBRE A PARTICULA . FIXO PARA O PRESENTE TRABALHO )
2600 C DURACAO DA SIMULACAO ( DADA NO COMANDO 14200, EM SEGUNDOS )
2700 C
2800 C RESULTADOS DO CALCULO DO PROGRAMA ( SAIDA )
2900 C N = VARIÁVEL CONTADORA ( TEMPO DE SIMULACAO NO PASSO N =N*DT )
3000 C ALM = LATITUDE INVARIANTE NO PASSO N-1
3100 C ER = CAMPO ELÉTRICO PLASMASFERICO RADIAL ( EM MILIVOLT/METRO ) NO
3200 C PASSO N-1
3300 C ET = CAMPO ELÉTRICO PLASMASFERICO AZIMUTAL ( EM MILIVOLT/METRO )
3400 C NO PASSO N-1
3500 C VO = VELOCIDADE AZIMUTAL ( EM RADIANOS/SEGUNDO )
3600 C ( ALM, ER, ET E VO SÃO APRESENTADOS NA SAÍDA APENAS PARA CONTROLE
3700 C DA ACRUALIDADE DOS CÁLCULOS EFETUADOS )
3800 C T = ÂNGULO AZIMUTAL ( EM GRAUS ) NO PASSO N
3900 C A = FATOR DE ESCALA RADIAL ( ADIMENSIONAL ) NO PASSO N
4000 C ( A DISTANCIA RADIAL R ( EM METROS TERRESTRES ) É DADA POR R=A*L )
4100 C EN = ENERGIA CINÉTICA ( EM ELECTRON-VOLT ) NO PASSO N
4200 C
4300 C
4400 C
4500 C TMO=C
4600 C SIB=C
4700 C TBO=7200
4800 C
4900 C LEITURA DAS CONDICICOES INICIAIS DA PARTICULA
5000 C
5100 C READ(5,10)Q,L,TI,EN
5200 C IO FORMAT(12,F5.1,F7.1,F7.1)
5300 C
5400 C IMPRESSAO DA IDENTIFICACAO DA TRAJETORIA CALCULADA
5500 C
5600 C WRITE(6,20)Q,L,TI,EN
5700 C IO FORMAT(21X,"TRAJETORIA DO CENTRO-DE-GUIA",7,21X,"CONDICICOES INICIAIS
```

Fig. B.1 - Programa para a determinação das trajetórias dos centros-de-guia de partículas eletricamente carregadas.

continua ...

Continuação

```
5800      *S:*,//,4IX,*Q  =*,I3,* E* 10X,*(COULOMB)*,//,4IX,*L  =*,F5,1,10X,*
5900      *(CRT)*,//,4IX,*TI  =*,F5,1,1CX,*(H-TLM)*,//,4IX,*EN  =  *,E10,4,*
6000      *(EV)*,//)
6100      IF (TMC)700,710,700
6200      710 WRITE(1,720)
6300      720 FORMAT(4IX,*CAMPO ELETRICO CALHO*,//)
6400      730 IF (STB)800,810,800
6500      810 WRITE(6,820)
6600      820 FORMAT(4IX,*SEM VARIAÇÃO TEMPORAL R=ECR)*,////)
6700      C
6800      C TRANSFORMAÇÃO DAS CONDIÇÕES INICIAIS EM VALORES INTERNOS DO PROGRAMA
6900      C
7000      890 RC=L*(0.37856)
7100      TC=TI*(15-C)
7200      AC=1
7300      N=0
7400      DT=ECR
7500      OM=(1.602E-19)*EN/ABS(CDT*(N+TBO*(AC*RC*STB)))
7600      C
7700      C IMPRESSÃO DO CABEÇALHO DOS CARTÕES DE SAÍDA
7800      C
7900      WRITE(6,30)
8000      30 FORMAT(11X,*I (MC-DT) - ALM(GRaus) - ER(MV/M) - ET(MV/M) - W(CRAD/
8100      *S) - TETA(GRaus) - A (R=A*RO) - EN(EV)*,//)
8200      C
8300      C RESTRIÇÃO PARA QUE O ÂNGULO AZIMUTAL VARIE DE 0 A 360 GRAUS
8400      C
8500      39 IF (TC)5,7,7
8600      5 STO=360*TC
8700      TC=STO
8800      7 IF (TC-360)8,9,9
8900      9 STO=TC-360
9000      TC=STO
9100      8 CONTINUE
9200      C
9300      C CÁLCULO DA LATITUDE INVARIANTE PARA Mapeamento DO CAMPO ELETRICO
9400      C
9500      40 LM=ATAN(ASRT(AC*RC/(0.67356)-1))
9600      ALM=LM*180/3.1415926
9700      IF (TMC)45,47,45
9800      47 IF (TC-50)310,310,320
9900      310 ERI=(-0.4)
10000      GO TO 70
10100      45 IF (TC-180)50,50,60
10200      C
10300      C CÁLCULO DO CAMPO ELETRICO RADIAL
10400      C
10500      50 ERI=(1.7*TC/100-2)
10600      70 EPRER1=(COS(EL))**2/ASRT(1+4*(SIN(EL)/COS(EL))**2)
10700      IF (TMC)75,77,75
10800      C
10900      C CÁLCULO DO CAMPO ELETRICO AZIMUTAL
11000      C
11100      77 IF (TC-50)410,410,420
11200      410 ETI=(-0.20)/47*TC+0.07
11300      GO TO 100
11400      75 IF (TC-22.5)90,80,90
11500      90 IF (TC-50)100,100,110
11600      110 IF (TC-270)110,100,110
11700      130 IF (TC-300)110,100,110
```

Continuação

```
11800      150 ETI=TC*(C-C.4)/54+2.54666667
11900      160 EI=ETI*(CCSCCLP)**.3
12000      C
12100      C CALCULO DE CAMPO MAGNETICO
12200      C
12300      BD=B(DT*N-150*AC+FO*STR)
12400      C
12500      C CALCULO DE WD, T, A E EN
12600      C
12700      WD=(7.272E-53)-(1.0727E19)*CF/(AQ*RO)**.2*O*(1E-3)**.2/(AQ*RO*BB)
12800      T=1E0/3.1415926535*DT*WC+TC
12900      A=AC*(1+(1E-3)*DT*ET/(AQ*RO*BB))
13000      EN=(C-.2422E13)*CM*ARS(B(DT*N,TEC,A,RO*STR))
13100      N=N+1
13200      WRITE(6,170)N,4LN,ER,ET,WD,T,A,EN
13300      170 FORMAT(11X,17,7X,F5.2,4X,F10.6,1X,F10.6,1X,E12.4,5X,F5.1,5X,F11.4
13400      *,2X,E10.4)
13500      C
13600      C DEFINICAO DE DOMINIO ESPACIAL DO TRABALHO
13700      C
13800      IF(C/LM-.35)180,910,910
13900      910 IF(CALP-.55)930,930,180
14000      C
14100      C DEFINICAO DA DURACAO DA SIMULACAO ( EM SEGUNDOS )
14200      920 IF(N*DT-4.32E5)190,190,180
14300      C
14400      150 WD=1
14500      TC=T
14600      GO TO 35
14700      C
14800      C CAMPOS ELETRICOS
14900      C
15000      50 ERI=TC*(C-1.7)/180*(.4
15100      GO TO 70
15200      10 ETI=TC*(C-C.24)/22.5-0.12
15300      GO TO 1E0
15400      100 ETI=0.52*TC/97.5-(0.65666667)
15500      GO TO 1E0
15600      120 ETI=TC*(C-.95)/180+1.035
15700      GO TO 1E0
15800      140 ETI=0.17*TC/36-5.415
15900      GO TO 1E0
16000      320 IF(TC-225)330,330,340
16100      330 ERI=C.5/115*TC-0.73333333
16200      GO TO 70
16300      340 ERI=(C-.5)/115*TC+0.93333333
16400      GO TO 70
16500      420 IF(TC-150)430,430,440
16600      430 ETI=0.52/105*TC-0.35714286
16700      GO TO 1E0
16800      440 IF(TC-232.5)450,450,460
16900      450 ETI=(C-.3)/92.5*TC+1.2545455
17000      GO TO 1E0
17100      460 IF(TC-350)470,470,480
17200      470 ETI=0.8/97.5*TC-1.3307692
17300      GO TO 1E0
17400      480 ETI=(C-.11)/30*TC+1.1E3
17500      GO TO 1E0
17600      700 WRITE(1,710)
17700      730 FORMAT(4X,CAMPOS ELETRICOS PERFORMANCA 7.2)
```

Conclusão

```
17800      GO TO 750
17900      E00 WRITE(E,E3C)TEC
18000      E30 FORMAT(4)X,'CGM VARIACAO TEMPORAL B=B(R,T)*,/,SIX,*T80 = ',E10.4,/,
18100          *////)
18200          Q=Q+(E-1)
18300          GO TO 850
18400      1TC WRITE(E,E20C)
18500      2C0 FORMAT(1)X,////,SEX,*FIM FIM FIM*)
18600      CALL EXIT
18700      END
18800      C
18900      C FUNCAO DE CALCULO DO CAMPO MAGNETICO
19000      C
19100          FUNCTION B(SJT,SK,STED,SAO,SRG,SSTB)
19200          IF(SSTB)1,2,1
19300          2 DST=0
19400          3 B=(B-C2E15)/(SAC*SRG)**3+DST
19500          RETURN
19600      C
19700      C CAMPO CGM VARIACAO TEMPORAL
19800      C
19900          1 TB=SCT*SK+STBC
20000          IF(TB)2,2,4
20100          4 IF(TB-8.E4E4)5,5,6
20200          5 DST=(C-1E-6)*TB/564
20300          GO TO 3
20400          6 IF(TB-17.28E4)7,7,8
20500          7 DST=-1E-4
20600          GO TO 3
20700          8 IF(TB-E.46E5)5,5,2
20800          9 DST=(1E-7)*TB/432-(1.4E-4)
20900          GO TO 3
21000          END
```

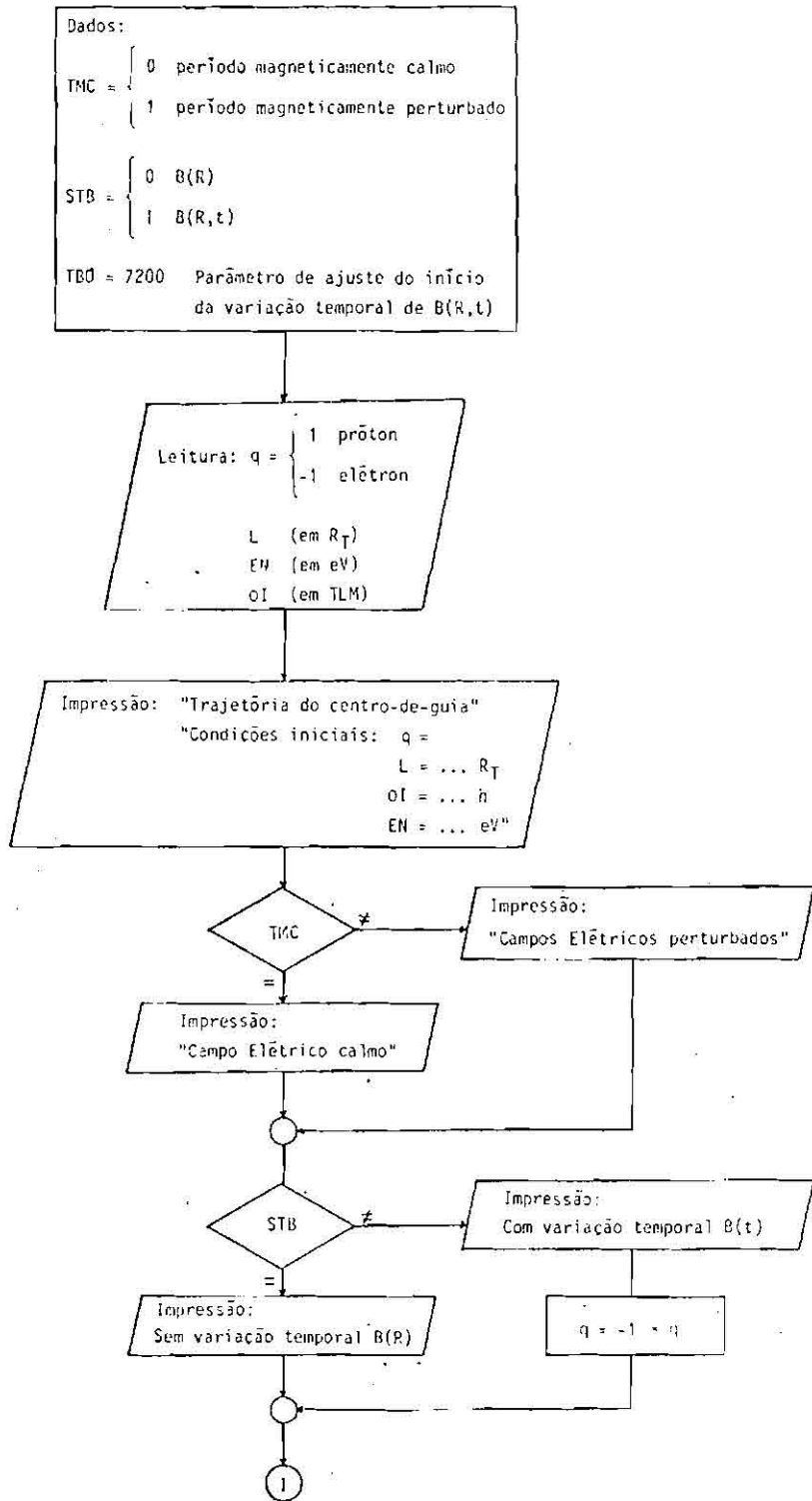
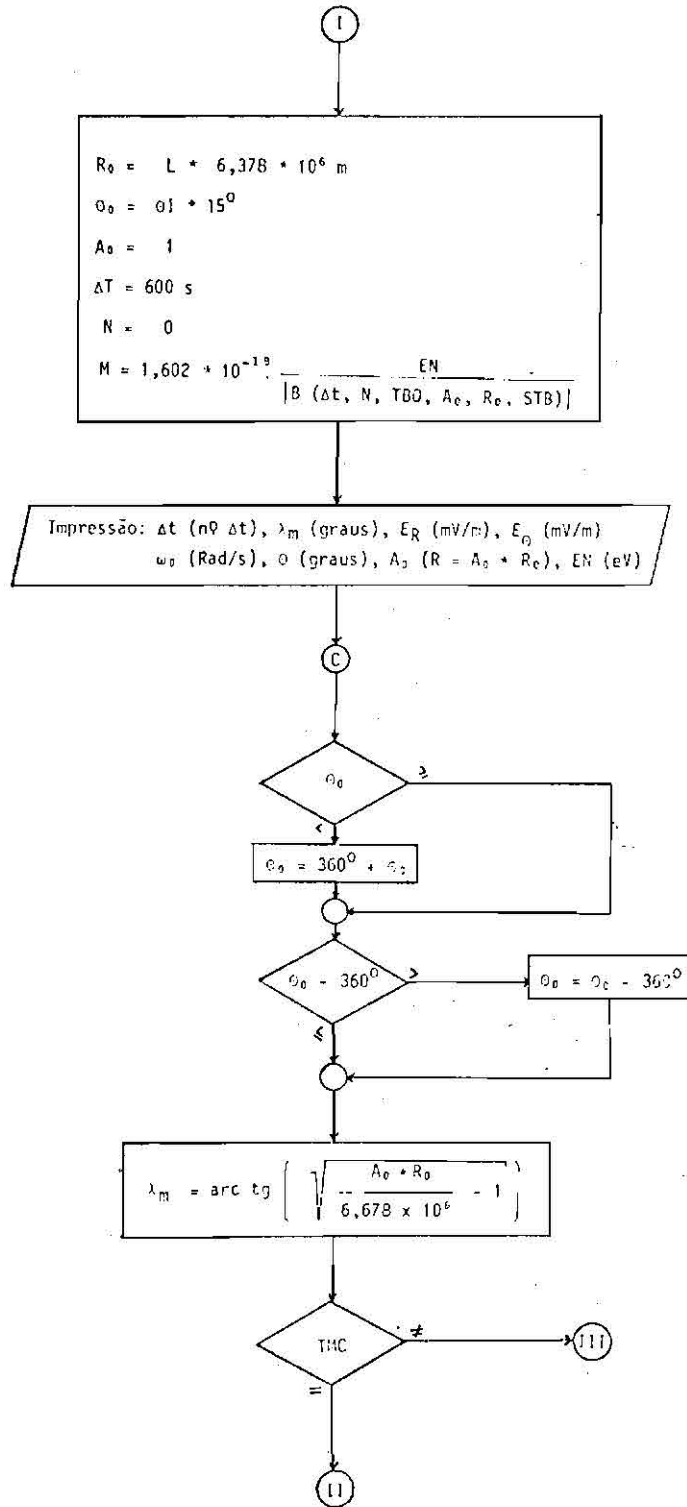


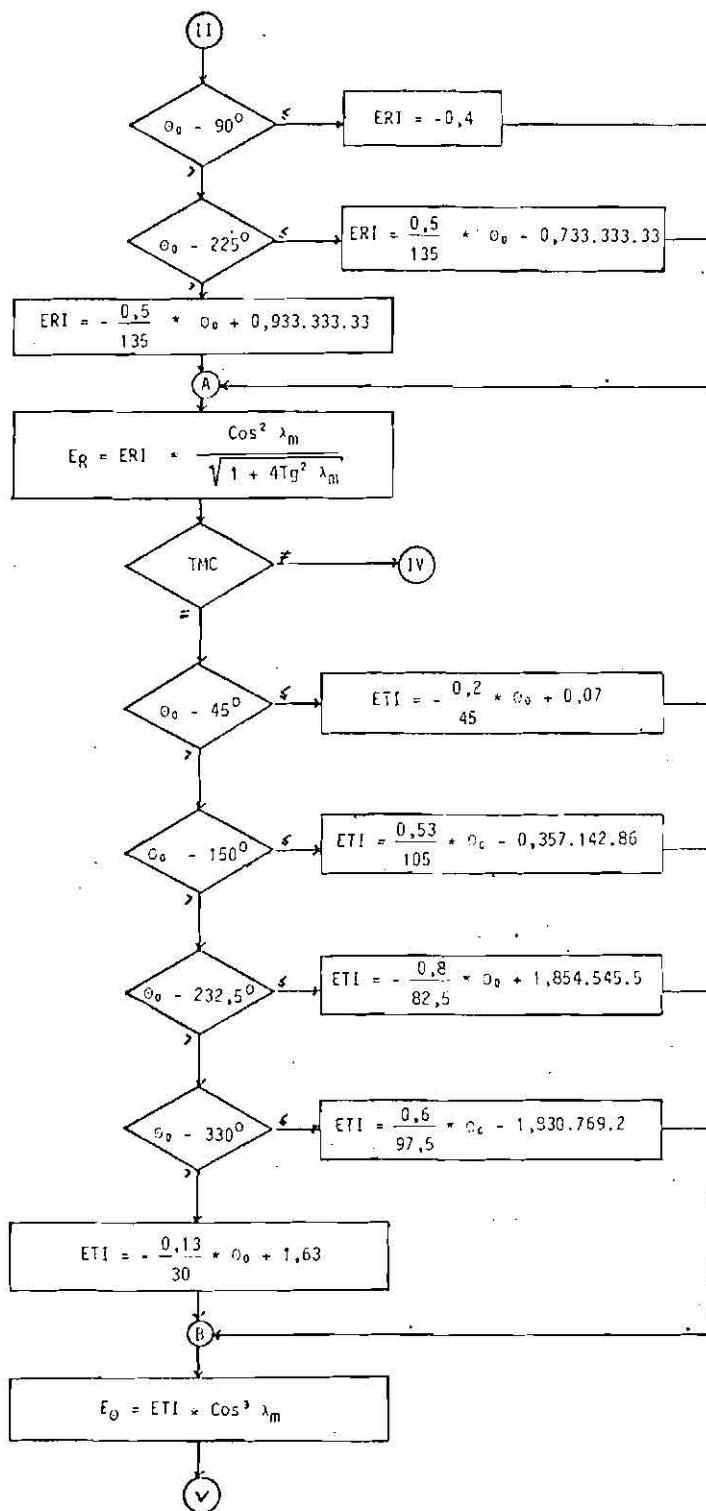
Fig. B.2 - Fluxograma do programa

continua ...

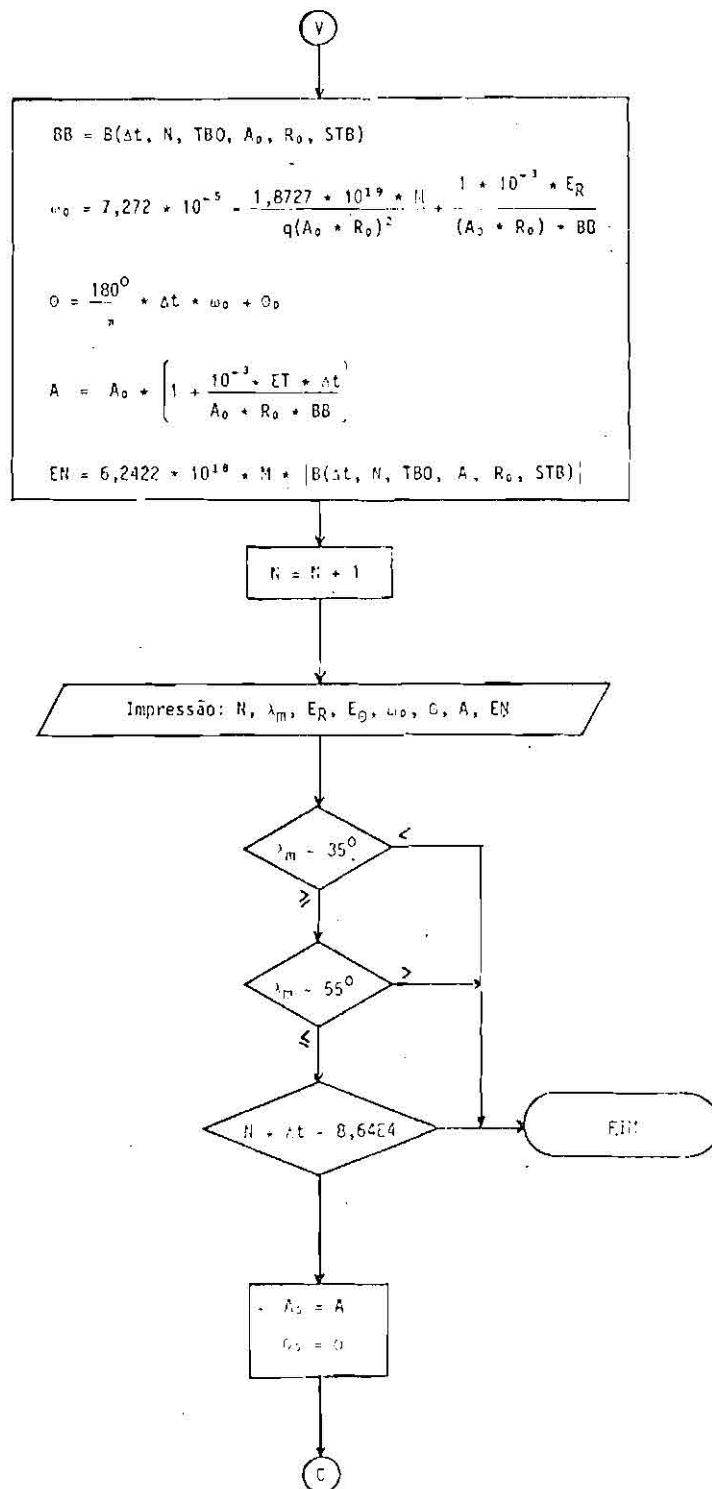
Continuação



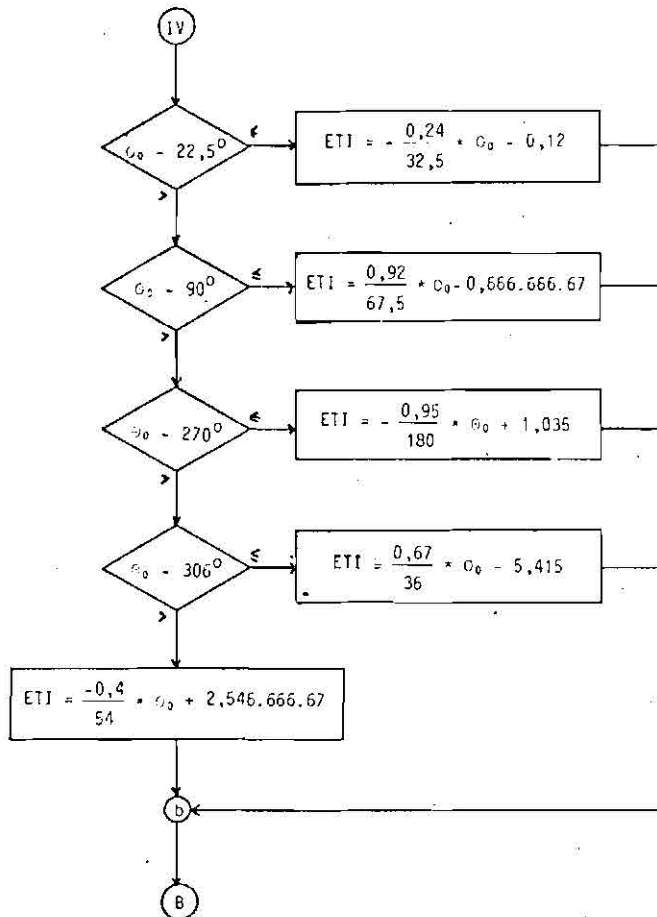
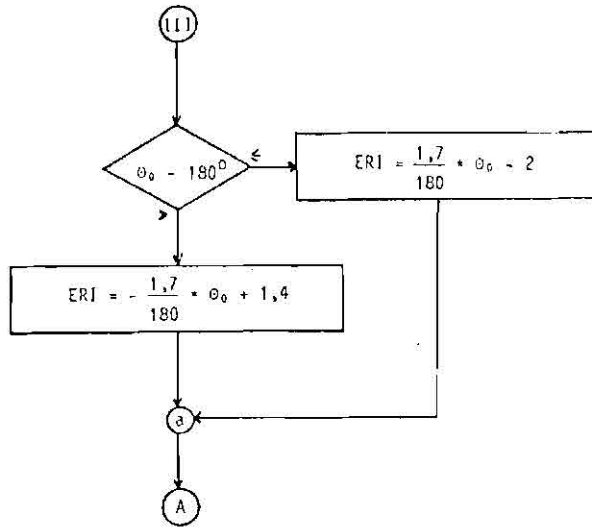
Continuação



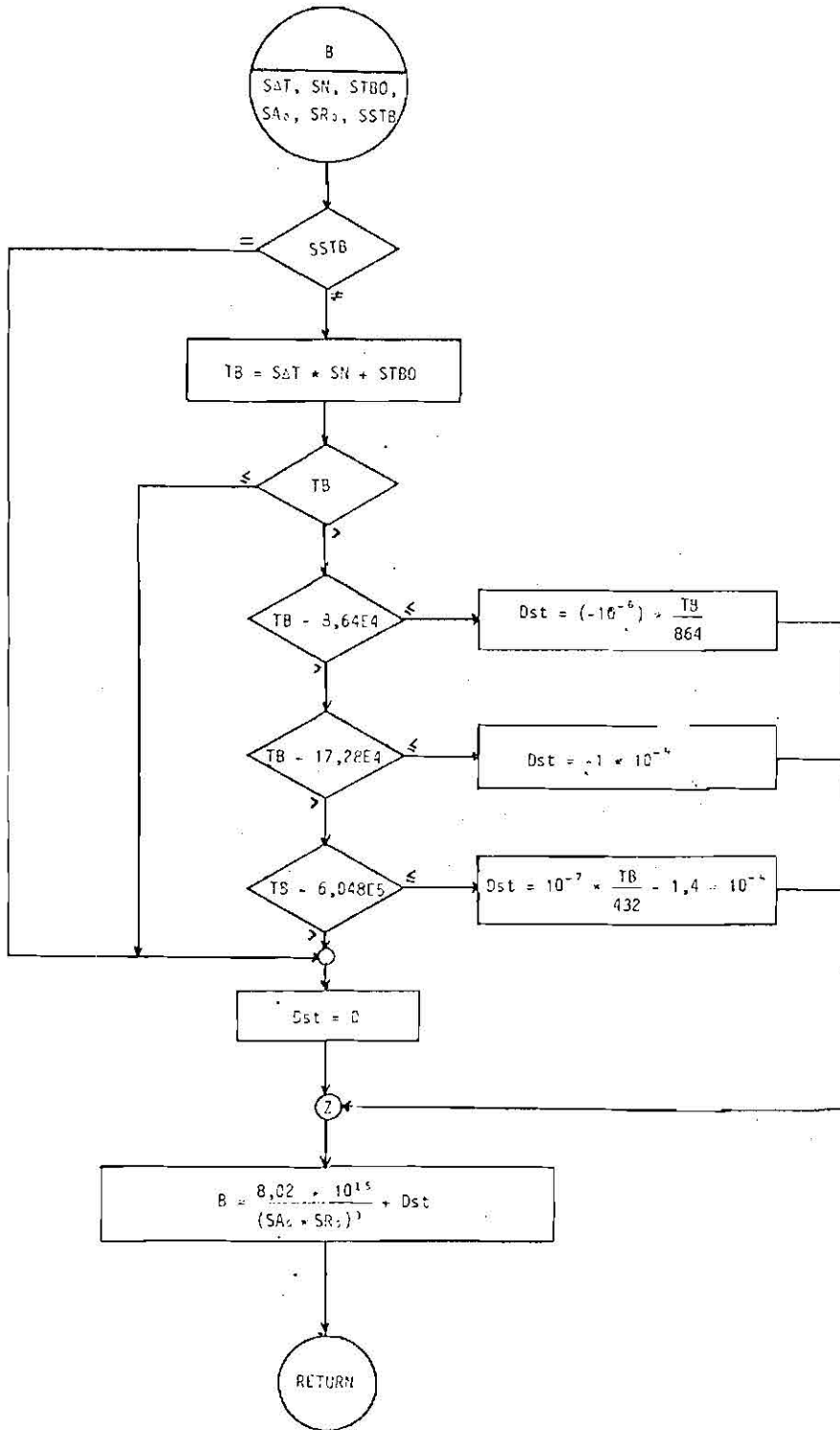
Continuação



Continuação



Conclusão



A Tabela B.1 apresenta um exemplo de trajetória do centro-de-guia calculada. A simulação é feita para um próton de 10 keV que parte da 0 h-TLM em $L=2$, sob a ação do campo elétrico plasmasférico perturbado. A duração da simulação neste exemplo é de 20 horas. A interpretação das grandezas da Tabela B.1 é feita da seguinte forma: o N é uma variável contadora, que serve tanto para referenciar os passos calculados como para estabelecer o tempo de simulação transcorrido (tempo = $N \times DT$, em segundos); ALM é a latitude invariante, utilizada no mapeamento do campo elétrico; ER e ET são, respectivamente as componentes radial e azimutal do campo elétrico plasmasférico no plano equatorial; ω_0 é a velocidade azimutal da partícula no plano do equador (observa-se que os valores de ALM , ER , ET e ω_0 são apenas para a verificação da correção dos cálculos efetuados); T é o ângulo azimutal (correspondente a um tempo local); A é o fator de escala radial que estabelece a distância radial R ($=A \times L$, onde L é o valor inicial) em raios terrestres; e, finalmente, EN é a energia cinética W da partícula. A partir dos valores de T e R , faz-se o gráfico da trajetória simulada do centro-de-guia da partícula em estudo (a Figura B.3 mostra o gráfico da trajetória simulada na Tabela B.1).

TABELA B.1

EXEMPLO DE UMA TRAJETÓRIA SIMULADA DO CENTRO-DE-GUIA

TRAJETORIA DO CENTRO-DE-GUIA
CONDICÖES INICIAIS:

Q = 1 E (COULOMB)
L = 2.0 (RT)
TI = 0.0 (H-TLM)
EN = .1000E+05 (EV)

CAMPOS ELETRICOS PERTURBADOS
SEM VARIAÇAO TEMPORAL B=B(R)

T (AD*DT)	ALM(GRAUS)	ER(MV/M)	ET(MV/M)	W(CRAD/S)	TETA(GRAUS)	A (R=A+RD)	EN(EV)
1	43.65	-0.486043	-0.045455	.1514E-04	0.5	0.9994	.1002E+05
2	43.64	-0.485337	-0.047597	.1511E-04	1.0	0.9969	.1003E+05
3	43.62	-0.484655	-0.049742	.1508E-04	1.6	0.9963	.1005E+05
4	43.60	-0.483996	-0.051888	.1505E-04	2.1	0.9976	.1007E+05
5	43.58	-0.483359	-0.054035	.1502E-04	2.6	0.9970	.1009E+05
6	43.56	-0.482746	-0.056183	.1499E-04	3.1	0.9963	.1011E+05
7	43.54	-0.482155	-0.058332	.1494E-04	3.6	0.9956	.1013E+05
8	43.52	-0.481588	-0.060483	.1490E-04	4.1	0.9949	.1016E+05
9	43.50	-0.481044	-0.062634	.1485E-04	4.6	0.9941	.1018E+05
10	43.47	-0.480523	-0.064786	.1480E-04	5.2	0.9934	.1020E+05
11	43.45	-0.480026	-0.066939	.1475E-04	5.7	0.9926	.1023E+05
12	43.43	-0.479552	-0.069092	.1470E-04	6.2	0.9917	.1025E+05
13	43.40	-0.479101	-0.071245	.1464E-04	6.7	0.9909	.1026E+05
14	43.38	-0.478674	-0.073399	.1459E-04	7.2	0.9900	.1031E+05
15	43.35	-0.478271	-0.075552	.1453E-04	7.7	0.9891	.1033E+05
16	43.32	-0.477891	-0.077705	.1446E-04	8.2	0.9882	.1036E+05
17	43.29	-0.477535	-0.079858	.1440E-04	8.7	0.9873	.1039E+05
18	43.26	-0.477203	-0.082010	.1433E-04	9.2	0.9863	.1042E+05
19	43.23	-0.476895	-0.084162	.1426E-04	9.0	0.9853	.1045E+05
20	43.20	-0.476611	-0.086312	.1418E-04	10.1	0.9843	.1049E+05
21	43.17	-0.476351	-0.088462	.1411E-04	10.0	0.9833	.1052E+05
22	43.14	-0.476115	-0.090610	.1403E-04	11.1	0.9822	.1055E+05
23	43.11	-0.475903	-0.092757	.1395E-04	11.6	0.9812	.1059E+05
24	43.08	-0.475715	-0.094902	.1386E-04	12.1	0.9801	.1062E+05
25	43.04	-0.475552	-0.097045	.1376E-04	12.5	0.9790	.1066E+05
26	43.01	-0.475414	-0.099186	.1369E-04	13.0	0.9778	.1070E+05
27	42.97	-0.475300	-0.101324	.1360E-04	13.5	0.9767	.1073E+05
28	42.93	-0.475211	-0.103460	.1350E-04	13.9	0.9755	.1077E+05
29	42.90	-0.475146	-0.105593	.1340E-04	14.4	0.9743	.1081E+05
30	42.86	-0.475107	-0.107723	.1330E-04	14.0	0.9731	.1085E+05
31	42.82	-0.475092	-0.109850	.1320E-04	15.3	0.9719	.1089E+05
32	42.78	-0.475103	-0.111973	.1310E-04	15.8	0.9706	.1094E+05
33	42.74	-0.475138	-0.114092	.1299E-04	16.2	0.9694	.1098E+05
34	42.70	-0.475199	-0.116206	.1286E-04	16.6	0.9681	.1102E+05
35	42.66	-0.475286	-0.118317	.1277E-04	17.1	0.9668	.1107E+05
36	42.62	-0.475398	-0.120422	.1265E-04	17.5	0.9654	.1111E+05
37	42.58	-0.475536	-0.122522	.1253E-04	17.9	0.9641	.1116E+05
38	42.53	-0.475699	-0.124617	.1241E-04	18.4	0.9627	.1121E+05
39	42.49	-0.475886	-0.126706	.1229E-04	18.8	0.9614	.1126E+05
40	42.44	-0.476104	-0.128789	.1216E-04	19.2	0.9600	.1130E+05

continua ...

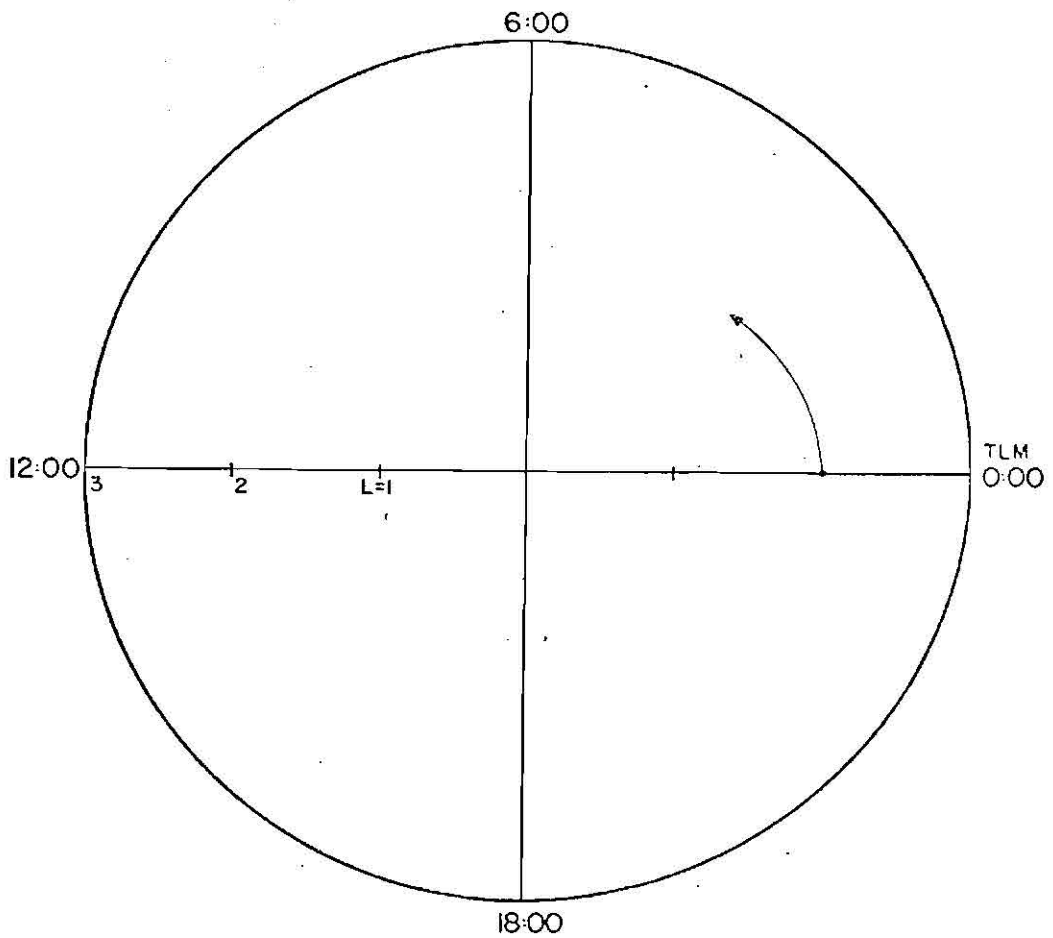


Fig. B.3 - Gráfico da trajetória simulada.

- Representação no plano equatorial. TLM é o tempo local magnético e L é o parâmetro magnético de McIlwain. Apresenta-se a trajetória de um próton com energia de 10 keV , sob a ação de campo elétrico plasmasférico perturbado, em $L = 2$, a partir da 0 h. A duração da simulação é de 20 horas.