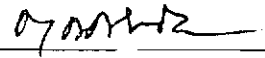


1. Classificação: INPE-COM.1/TDL C.D.U.: 523.4-854(81)		2. Período	4. Distribuição
3. Palavras Chaves (selecionadas pelo autor) CINTURÕES MAGNÉTICOS ANOMALIA MAGNÉTICA MAGNETOSFERA			interna <input type="checkbox"/> externa <input type="checkbox"/>
5. Relatório nº INPM-1736-TDL/027	6. Data Maio, 1980	7. Revisado por <i>W. Alarcon</i> Walter D.G. Alarcon	
8. Título e Sub-Título PRECIPITAÇÃO DE ELÉTRONS ENERGÉTICOS NA ANOMALIA MAGNÉTICA BRASILEIRA		9. Autorizado por <i>N. Parada</i> Nelson de Jesus Parada Diretor	
10. Setor DCE	Código	11. Nº de cópias 06	
12. Autoria Osmar Pinto Júnior		14. Nº de páginas 201	
13. Assinatura Responsável <i>OSMAR PINTO J.</i>		15. Preço	
16. Sumário/Notas <p>O objetivo deste trabalho foi estudar a precipitação de elétrons energéticos na Anomalia Magnética Brasileira. Com este intuito, uma simulação em computador, deste fenômeno, foi elaborada a partir do método de Monte Carlo, atualmente em uso na região auroral. A simulação foi aplicada a diversas estruturas espectrais dos elétrons em precipitação, encontrando-se diferentes estruturas associadas de espectros de raio-X atmosféricos, produzidos por "bremsstrahlung". Portanto, a partir do conhecimento do espectro de raio-X em altitudes de balão, foi possível inferir dados associados a fenômenos ligados à precipitação dos elétrons, tanto para períodos magneticamente calmos como perturbados.</p>			
17. Observações : Tese de Mestrado em Ciência Espacial aprovada em 14 de dezembro de 1979			

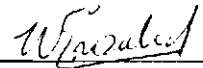
Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento dos requisitos exigidos
para a obtenção do Título de Mestre em
Ciência Espacial

Dr.M.A.Abdu



Presidente da Banca

Dr.Walter Demétrio Gonzalez Alarcon



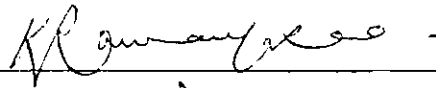
Orientador

Fis.Liliana Rizzo Piazza, MSc.



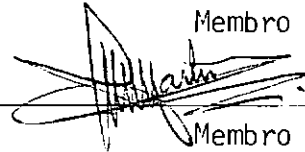
Membro da Banca
-convidada-

Dr.Kalvala Ramanuja Rao



Membro da Banca

Dr.Inacio Malmonge Martin



Membro da Banca

Osmar Pinto Júnior



Candidato

São José dos Campos, 14 de dezembro de 1979

aos meus pais

ÍNDICE

	Pág.
ABSTRACT	<i>vi</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>vii</i>
LISTA DE FIGURAS	<i>xi</i>
LISTA DE TABELAS	<i>xiv</i>
<u>CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO II - MOVIMENTO DE PARTÍCULAS CARREGADAS NO CAMPO</u> <u>MAGNÉTICO DA TERRA</u>	5
2.1 - O campo magnético da Terra	5
2.2 - A aproximação adiabática	7
2.3 - Aproximação do centro de guia	9
2.4 - Movimentos periódicos	10
2.5 - Invariantes adiabáticos	17
2.6 - Violação dos invariantes adiabáticos	23
2.7 - Processos de aceleração de partículas "trapped"	24
<u>CAPÍTULO III - DISTRIBUIÇÃO DE PARTÍCULAS CONFINADAS NO</u> <u>CAMPO MAGNÉTICO DA TERRA</u>	25
3.1 - Considerações iniciais	25
3.2 - Fluxos	25
3.3 - Teorema de Liouville	28
3.4 - Sistema B-L de coordenadas	28
3.5 - Distribuição de partículas	29
<u>CAPÍTULO IV - ANOMALIA MAGNÉTICA BRASILEIRA</u>	35
4.1 - Magnetosfera da Terra	35
4.2 - Cinturões de radiação	37
4.3 - Anomalia Magnética Brasileira	40
<u>CAPÍTULO V - DIFUSÃO DE PARTÍCULAS CARREGADAS NO CAMPO</u> <u>MAGNÉTICO DA TERRA</u>	47
5.1 - Equação de Folker-Planck	47
5.2 - Teoria de difusão	47
5.3 - Análise matemática	50

<u>CAPÍTULO VI - FONTE DE ELÉTRONS NA ANOMALIA MAGNÉTICA</u>	
<u>BRASILEIRA</u>	57
6.1 - Introdução	57
6.2 - Difusão radial	58
6.3 - Variações bruscas do campo magnético	58
6.4 - Flutuações do campo magnético	63
6.5 - Flutuações de campo elétrico	69
6.6 - "Shell splitting"	69
6.7 - Difusão radial associada a mecanismos de difusão em "pitch-angle"	69
6.8 - Síntese	69
<u>CAPÍTULO VII - PERDA DE ELÉTRONS NA ANOMALIA MAGNÉTICA</u>	
<u>BRASILEIRA</u>	71
7.1 - Introdução	71
7.2 - Difusão colisional	71
7.3 - Difusão em "pitch-angle" ressonante	82
7.4 - Síntese	105
<u>CAPÍTULO VIII - PRECIPITAÇÃO DE ELÉTRONS ENERGÉTICOS, PRODUÇÃO DE FÔTONS DE RAIOS-X E DIFUSÃO DESTES NA ATMOSFERA</u>	109
8.1 - Introdução	109
8.2 - Transporte de elétrons na atmosfera	109
8.3 - Produção de fótons de raios-X	113
8.4 - Transporte de fótons na atmosfera	118
8.5 - Método de Monte Carlo	121
<u>CAPÍTULO IX - SIMULAÇÃO DO PROBLEMA ATMOSFÉRICO</u>	125
9.1 - Introdução	125
9.2 - Espectro de elétrons	126
9.3 - Cálculo do espectro de raios-X	127
9.4 - Aspectos do programa em computador utilizado na simulação	130
<u>CAPÍTULO X - APLICAÇÕES DA SIMULAÇÃO</u>	131
10.1 - Introdução	131

10.2 - Comparações com outras simulações	132
10.3 - Períodos magneticamente calmos	132
10.4 - <u>Períodos magneticamente ativos</u>	139
<u>CAPÍTULO XI - CONCLUSÕES</u>	147
<u>AGRADECIMENTOS</u>	149
<u>BIBLIOGRAFIA</u>	151
<u>APÊNDICE A - LISTAGEM DO PROGRAMA DE COMPUTADOR UTILIZADO</u>	A.1
<u>APÊNDICE B - CÁLCULO ANALÍTICO DO ESPECTRO DE RAIOS-X</u>	B.1
<u>APÊNDICE C - LISTAGEM DE EXEMPLOS OBTIDOS EM COMPUTADOR</u>	C.1

ABSTRACT

The goal of the present work has been the study of energetic electron precipitation at the Brazilian magnetic anomaly. For that purpose, a computer simulation was performed with a Monte Carlo used at the auroral region. The simulation was applied to several types of precipitating electron spectra in order to get associated X-ray spectra due to atmospheric bremsstrahlung. Therefore, from the knowledge of the X-ray spectra obtained at balloon heights, it was possible to infer some information about processes related to electron precipitation both for magnetically calm and disturbed periods.

LISTA DE SÍMBOLOS

- A - Área
- A_a - Número atômico para o ar
- A_N - Parâmetro que mede a anisotropia em "pitch-angle"
- A_0 - Área equatorial
- B - Campo magnético
- b - Função arbitrária
- B' - Amplitude da onda
- B_a - Banda de frequência
- B_e - Campo magnético superficial
- B_m - Campo magnético no "mirror-point"
- B_0 - Campo magnético equatorial
- C - Velocidade da luz
- C_m - Coeficiente
- D - Coeficiente de difusão
- D_{ca} - Distância característica
- E - Campo elétrico
- e - Carga do elétron
- E_{\perp} - Energia de uma partícula no seu movimento perpendicular ao campo magnético
- E_F - Constante de estrutura fina
- E_R - Energia ressonante do elétron
- F - Força não eletromagnética
- f - Função de distribuição
- G - Fator de Gaunt
- g_n - Função da latitude magnética
- g_n^m - Coeficiente Gaussiano
- h - Altura
- \hbar - Constante de Planck dividida por 2π
- h_n^m - Coeficiente Gaussiano
- h_{min} - Altura mínima atingida por um "anel" B-L
- h_0 - Altura do topo da atmosfera
- I - Integral invariante
- I_M - Energia de excitação média por átomos do ar

J	-	Invariante longitudinal	
J_F	-	Fluxo omnidirecional	
j	-	Fluxo direcional	
j_{Dn}	-	Fluxo de elétrons "downward"	
j_{Do}	-	Fluxo de elétrons monoenergéticos "downward"	
j_0	-	Fluxo direcional equatorial	
K	-	Número de onda	
$K_{//}$	-	Número de onda paralelo ao campo magnético	
K_f	-	Energia do fóton	
L	-	Parâmetro de McIlwain	
ℓ	-	Comprimento medido sobre a linha de campo magnético	
M	-	Momento magnético	
M_D	-	Momento de dipolo da Terra	
m	-	Massa de uma partícula	
m_0	-	Massa de repouso de uma partícula	
m_{0e}	-	Massa de repouso do elétron	
m_{0p}	-	Massa de repouso do próton	
N	-	Densidade numérica de partículas	
N_a	-	Densidade atmosférica	
n	-	Índice de refração	
P	-	Densidade de potência	
P_n^m	-	Polinômios associados de Legendre	
Q	-	Função fonte	
q	-	Carga da partícula	
R_c	-	Raio ciclotrônico	
R_{ce}	-	Raio clássico do elétron	
R_e	-	Raio da Terra	
r	-	Distância radial ao centro da Terra	
r'	-	Distância inicial de uma partícula	
r_a	-	"Range" do elétron	
r_0	-	Distância de uma linha de campo magnético ao centro da Terra no plano equatorial	
r_M	-	Distância radial a linha de campo magnético	
S	-	Função de perdas	
S_p	-	Espectro de elétrons normalizado	

- s - Distância ao longo da trajetória real de um elétron
- T - Energia do elétron
- T_B - Período de "Bouncing"
- T_c - Período ciclotrônico
- T_{ca} - Tempo característico
- T_D - Período de "Drift"
- $T_{e//}$ - Temperatura dos elétrons paralelos ao campo magnético
- $T_{e\perp}$ - Temperatura dos elétrons perpendicular ao campo magnético
- T_v - Tempo de vida de um elétron
- t - Tempo
- U_n - Variável
- u_n - Incremento de uma variável
- V - Potencial magnético
- V_B - Fluxo de elétrons em uma dada energia devido a um espectro de elétrons exponencial
- v - Velocidade de uma partícula
- v' - Velocidade inicial de uma partícula
- $v_{//}$ - Velocidade de uma partícula paralela ao campo magnético
- v_{\perp} - Velocidade de uma partícula perpendicular ao campo magnético
- v_0 - Velocidade de "Drift" de uma partícula
- v_e - Velocidade do elétron
- v_R - Velocidade ressonante do elétron
- W - Componente norte-sul do vetor campo magnético
- X_L - Variável longitudinal
- x - Variável
- x_L - Incremento da variável longitudinal
- Y - Componente leste-oeste do vetor campo magnético
- Z - Componente radial do vetor campo magnético
- z - Profundidade atmosférica
- λ - Latitude magnética
- Θ - Ângulo entre a normal a uma área e uma direção qualquer
- θ - Colatitude magnética
- θ_B - Ângulo entre o vetor propagação de uma onda e o campo magnético
- θ_e - Ângulo de espalhamento

Φ	-	Invariante de fluxo
Φ_X	-	Fluxo de fótons de raio-X
Φ_{X0}	-	Fluxo de fótons de raio-X para um feixe de elétrons monoenergéticos
α	-	"Pitch-angle"
α_0	-	"Pitch-angle" equatorial
β	-	Fator relativístico
Ψ	-	Fluxo de linhas de campo magnético dentro da órbita ciclotrônica de uma partícula
ψ	-	Longitude magnética leste
Ω	-	Superfície
Ω^-	-	Girofrequência não relativística para o elétron
Ω^+	-	Girofrequência não relativística para o próton
Ω'	-	Superfície
Ω_S	-	Ângulo sólido
ω	-	Frequência da onda
ω_{pe}	-	Frequência de plasma para elétrons
ω_{pp}	-	Frequência de plasma para prótons
Π	-	Probabilidade
Π_0	-	Probabilidade normalizada
π_S	-	Superfície
Δt	-	Intervalo de tempo
μ	-	Co-seno do "pitch-angle"
μ_0	-	Co-seno do "pitch-angle" equatorial
σ	-	Seção eficaz
ϵ_0	-	Permissividade do vácuo
χ	-	Fração de elétrons ressonantes
η	-	Fração do período de "bouncing", que o elétron está em ressonância
ν	-	"E-Folding"
ξ	-	Largura de banda
τ	-	Energia central de um pico no espectro de elétrons
γ	-	Fator relativístico
γ_C	-	Razão de crescimento de ondas

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
I.1 - Esquema geral do trabalho.....	3
II.1 - Campo magnético superficial da Terra.....	8
II.2 - Frequência ciclotrônica, de "Bouncing" e de "Drift" para prótons e elétrons.	15
II.3 - Movimentos periódicos de uma partícula carregada no campo magnético da Terra.....	16
II.4 - Superfície de integração para o invariante de fluxo.....	22
II.5 - Superfície de integração alternativa para o invariante de fluxo.....	22
III.1 - Exemplo de um diagrama B-L.....	30
III.2 - Tubo de fluxo.....	33
IV.1 - Magnetosfera.....	36
IV.2 - Cinturões de radiação de elétrons.....	39
IV.3 - Exemplo da aplicação dos dois primeiros invariantes adiabáticos.....	41
IV.4 - Trajetória do "mirror point" de uma partícula quando ela se movimento ao redor da Terra.....	43
IV.5 - Variação da altitude com a longitude para vários anéis B-L.....	44
IV.6 - A Terra como fonte de raio-X.....	46
V.1 - Tipos de difusão.....	48
V.2 - Variável longitudinal.....	51
VI.1 - Mudança percentual na energia cinética de uma partícula após uma tempestade magnética, para partículas iniciando em um dado local, quando de um "sudden commencement".	59
VI.2 - Relação entre a posição inicial e posição final após uma tempestade magnética, para partículas localizadas no meridiano do meio-dia e meia-noite, quando de um "sudden commencement".	59
VI.3 - Evidência para a difusão radial de elétrons associada à tempestade magnética de 17 de dezembro de 1962.	61
VI.4 - Tempo de vida de elétrons.....	62
VI.5 - Densidade espectral de flutuações magnéticas.....	64
VI.6 - Espectros de elétrons medidos.....	65
VI.7 - Espectros de elétrons medidos.....	66
VI.8 - Registros de magnetômetros de Huancaayo, Perú.....	67

VI.9	--	Espectros de elétrons medidos.	68
VI.10	-	"Shell splitting".	70
VII.1	-	Razão entre o número de elétrons refletidos e o número de elétrons em precipitação (albedo integral).	82
VII.2	-	Tempo de vida para elétrons devida unicamente a espalhamento atmosférico.	83
VII.3	-	Evolução do espectro de elétrons na atmosfera.	85
VII.4	-	Evolução do espectro de elétrons na atmosfera.	86
VII.5	-	Evolução do espectro de elétrons na atmosfera.	87
VII.6	-	Fluxo de elétrons em função de " h_{\min} ".	88
VII.7	-	Caminho de difusão para elétrons.	90
VII.8	-	Observação de Hiss durante uma subtempestade magnética.	92
VII.9	-	Observação de Hiss durante uma subtempestade magnética.	93
VII.10	-	Ocorrência de Hiss em função da hora local.	95
VII.11	-	Densidade de potência de Hiss.	96
VII.12	-	Exemplos de picos no espectro de elétrons, devido à difusão em "pitch-angle" ressonante.	108
VII.13	-	Energia central do pico em função de "L".	109
VIII.1	-	Espectros de fótons emitidos por "bremsstrahlung". ..	118
VIII.2	-	Distribuição angular intrínseca dos fótons produzidos por "bremsstrahlung".	119
VIII.3	-	Coeficiente de atenuação de massa para fótons no ar.	121
VIII.4	-	Importância relativa entre as principais interações para fótons.	122
VIII.5	-	Dependência do espectro de raio-X com respeito a distribuição angular dos elétrons incidentes e a distribuição angular intrínseca dos fótons produzidos.	124
VIII.6	-	Contribuição de fótons não espalhados e fótons espalhados ao espectro de raio-X.	125
IX.1	-	Fluxo de fótons para um feixe de elétrons monoenergéticos com energia "T", normalizado pela corrente de elétrons.	131
X.1	-	Espectros de raio-X relativos a espectros de elétrons exponenciais, normalizado para a corrente de elétrons.	135
X.2	-	Espectros de raio-X relativos a espectros de elétrons exponenciais, normalizado para a corrente de elétrons.	136

X.3	- Variação da contagem de fótons, por canal, com "v".	137
X.4	- Variação da contagem de fótons, por canal, com "z".	138
X.5	- Energia do pico no espectro de raio-X, em função de "v".	140
X.6	- Espectros de raio-X em contagem por canal.	144
X.7	- Espectros de raio-X em contagem por canal.	145
X.8	- Espectros de raio-X em contagem por canal.	146

LISTA DE TABELAS

	Pág.
VII.1 - Perda de energia por colisão, perda de energia por radiação e "range" para elétrons no ar.	79
VII.2 - Perda de energia por colisão, perda de energia por radiação e "range" para elétrons no ar.	80
VIII.1 - Relação entre altura e profundidade atmosférica.	112
VIII.2 - "Range" e limite de penetração para elétrons no ar.	113
VIII.3 - Livre caminho médio para fótons.	116
X.1 - Amplitude mínima do pico no espectro de elétrons, para modificar a distribuição em canais do espectro de raio-X.	142

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

A Anomalia Magnética Brasileira constitui uma parte de uma região denominada Anomalia do Atlântico Sul.

A Anomalia do Atlântico Sul é caracterizada por ser uma região onde a intensidade do campo magnético diminui fortemente, atingindo valores mínimos em relação a qualquer outra região do nosso planeta.

Esse fato faz com que as partículas carregadas, aprisionadas pelo campo magnético, no seu movimento ao redor da Terra, ao passar pela região da anomalia, penetrem até menores altitudes, encontrando, então, maiores densidades de constituintes atmosféricos. Disso resulta uma maior interação dessas partículas com os constituintes atmosféricos que, através do espalhamento Coulombiano, produzem intensificação de precipitação das mesmas. Tal mecanismo é de natureza essencialmente contínua e atua tanto sobre prótons como elétrons.

O objetivo deste trabalho é estudar a precipitação de elétrons na região da anomalia, para distintos períodos de atividade geomagnética e estabelecer, através de uma simulação, uma relação entre elétrons em precipitação e fótons de raios-X, produzidos por "Bremsstrahlung" dos elétrons, em altitudes de balão.

Os prótons, na anomalia, além de existirem em bem menor quantidade (Freden e Paulikas, 1964; Paulikas, 1975), possuem bem maiores energias que os elétrons, o que faz com que sejam menos afetados pelo espalhamento Coulombiano. Além disso, levando-se em consideração que a produção de Bremsstrahlung por uma partícula é inversamente proporcional à sua massa, estes podem ser negligenciados dentro deste contexto.

O estabelecimento de uma relação entre elétrons em preci

precipitação e fótons de raios-X em altitudes de balão possibilita, através do conhecimento do espectro de fótons, determinar-se, por um método iterativo, o espectro de elétrons que o originou, tornando, então, possível, através da técnica de balão, estudarem-se os fenômenos relacionados à precipitação de elétrons.

Para estes objetivos, tem-se considerado somente elétrons energéticos (>20 KeV), já que estes são os responsáveis pela produção de fótons que alcançam altitudes de balão. Desse modo, os diversos efeitos ionosféricos associados à precipitação de elétrons não têm sido investigados.

Na Figura I.1 é mostrado um esquema geral do problema.

Nos Capítulos II, III e IV uma revisão dos movimentos, distribuição espacial e difusão das partículas carregadas, aprisionadas no campo magnético da Terra, é apresentada.

No Capítulo V uma revisão do atual conhecimento científico a respeito da Anomalia Magnética Brasileira é sumarizada.

Nos Capítulos VI e VII os diversos fenômenos físicos que levam a injeção e perda de elétrons na região da anomalia, tanto para períodos magneticamente calmos como para períodos ativos, são investigados.

No Capítulo VIII a precipitação de elétrons, produção de fótons de raio-X e difusão destes fótons na atmosfera são estudadas.

Nos Capítulos IX e X são apresentados detalhes da simulação realizada em computador e suas aplicações para diferentes períodos da atividade geomagnética.

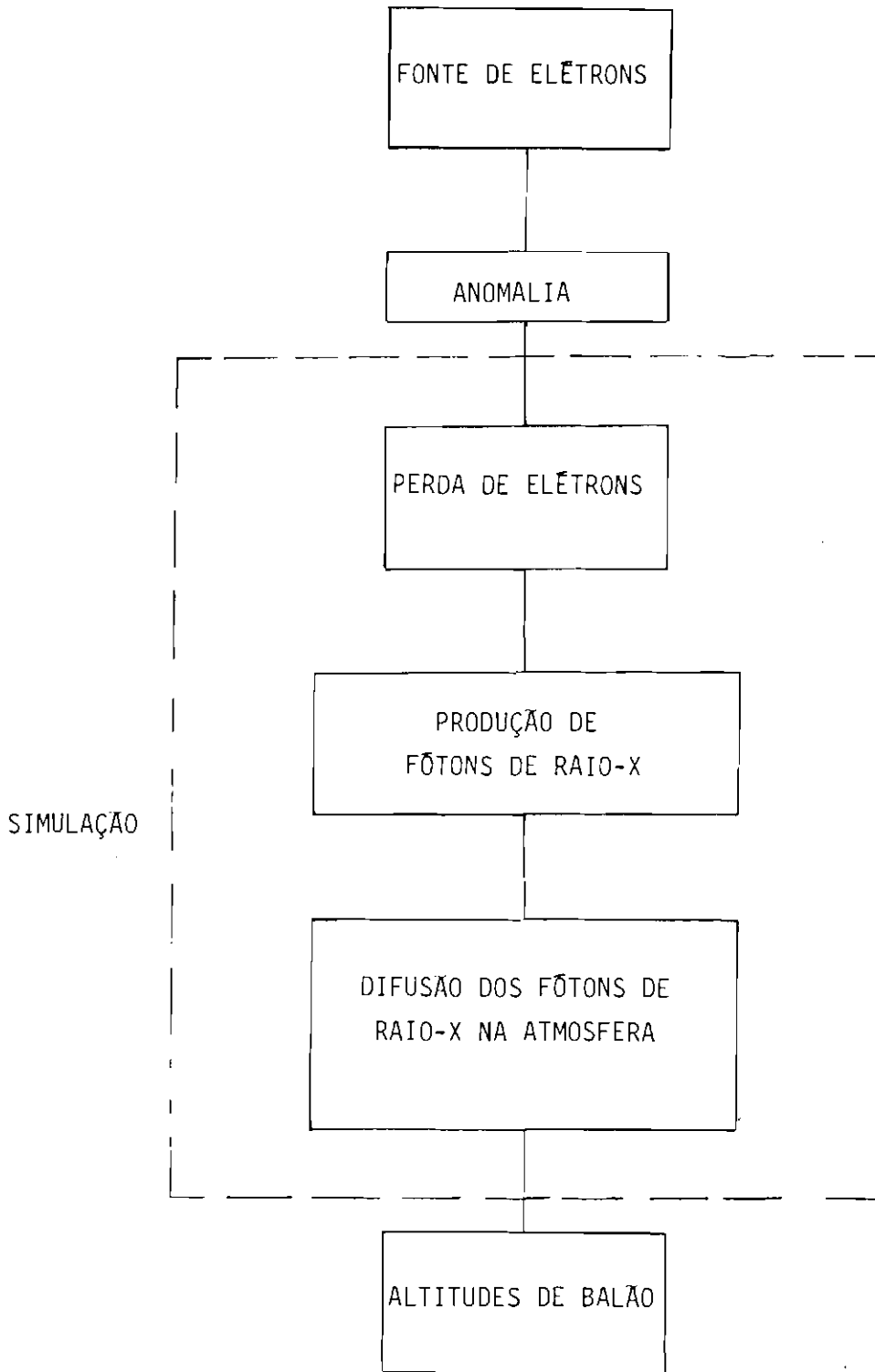


Fig. I.1 - Esquema geral do trabalho.

Finalmente, é importante salientar alguns aspectos:

- 1) Este trabalho é de natureza fundamentalmente teórica, não tendo sido levado em conta, portanto, qualquer aspecto prático relacionado à técnica de balão.
- 2) Em todos os cálculos teóricos foi adotado o sistema M.K.S. de unidades.
- 3) A parte computacional foi desenvolvida sem a preocupação de se obter a máxima otimização, o que fugiria aos propósitos deste trabalho.
- 4) Os fótons de raio-X obtidos são, exclusivamente, devidos à precipitação de elétrons, não tendo sido consideradas outras possíveis fontes de produção como, por exemplo, raio-X produzidos por raios cósmicos.

CAPÍTULO II

MOVIMENTO DE PARTÍCULAS CARREGADAS NO CAMPO MAGNÉTICO DA TERRA

2.1 - O CAMPO MAGNÉTICO DA TERRA

O campo magnético da Terra pode ser compreendido como uma parte bastante estável superimposta a perturbações.

A parte estável, cuja origem está basicamente no interior da Terra, é constituída por um campo principal somado a campos anômalos. As perturbações, de origem externa, são associadas a diversos fenômenos, como correntes ionosféricas.

Para os objetivos deste trabalho é suficiente considerar a parte estável do campo geomagnético. Esta, numa primeira aproximação, seria igual ao campo principal, que por sua vez, pode ser representado como um campo dipolar, com o eixo do dipolo deslocado 11° do eixo de rotação da Terra. Então, da teoria dipolar,

$$B(r, \lambda) = \frac{M_D}{r^3} [1 + 3\text{sen}^2\lambda]^{1/2} \quad (\text{II.1})$$

onde:

B = magnitude do campo geomagnético.

r = distância radial ao centro da Terra.

λ = latitude magnética.

M_D = momento de dipolo da Terra.

Uma melhor aproximação, porém, é dada por uma expansão multipolar do campo geomagnético.

Considerando-se o campo como sendo estático,

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.2})$$

onde:

\vec{B} = vetor campo magnético

e omitindo-se correntes entre a superfície da Terra e o espaço, tem-se:

$$\nabla \times \vec{B} = 0 \quad (\text{II.3})$$

e, então,

$$\nabla^2 V = 0 \quad (\text{II.4})$$

onde:

V = potencial magnético.

Resolvendo-se a equação 4 em coordenadas esféricas, assumindo como condições de contorno:

- 1) campo geomagnético na superfície da Terra dado por medidas experimentais;
- 2) campo geomagnético no infinito igual a zero,

obtem-se:

$$V(r, \theta, \psi) = R_e \sum_{n=1}^{+\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_e}{r} \right)^{n+1} P_n^m(\cos \theta) \left[g_n^m \cos m \psi + h_n^m \sin m \psi \right] \quad (\text{II.5})$$

onde:

- R_e = raio da Terra.
- g_n^m, h_n^m = coeficientes gaussianos.
- P_n^m = polinômios associados de Legendre.
- θ = colatitude magnética.
- ψ = longitude magnética leste.

A partir da equação 5 podem-se obter as componentes do vetor campo geomagnético, como se segue:

$$W = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} \quad (\text{II.6})$$

$$Y = - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \psi} \quad (\text{II.7})$$

$$Z = \frac{\partial V}{\partial r} \quad (\text{II.8})$$

onde:

W = componente norte-sul.

Y = componente leste-oeste.

Z = componente radial.

A Figura II.1 ilustra o campo geomagnético da Terra, através de linhas de igual intensidade total do campo magnético. Nesta Figura, nota-se uma região de mínima intensidade do campo geomagnético, denominada Anomalia do Atlântico Sul, que engloba uma parte do Brasil, denominada Anomalia Magnética Brasileira.

2.2 - A APROXIMAÇÃO ADIABÁTICA

A aproximação adiabática é uma das principais teorias no estudo do movimento de partículas carregadas em um campo magnético e tem sido desenvolvida para simplificar este estudo. Como seu nome indica, não é uma teoria exata; suas previsões são somente aproximações que, entretanto, tornam-se exatas quando certas condições são assumidas. Felizmente, isto pode ser feito na maioria dos casos, tratando-se de partículas energéticas carregadas, confinadas no campo geomagnético (partículas "trapped").

LINHAS DE B CONSTANTE (GAUSS)

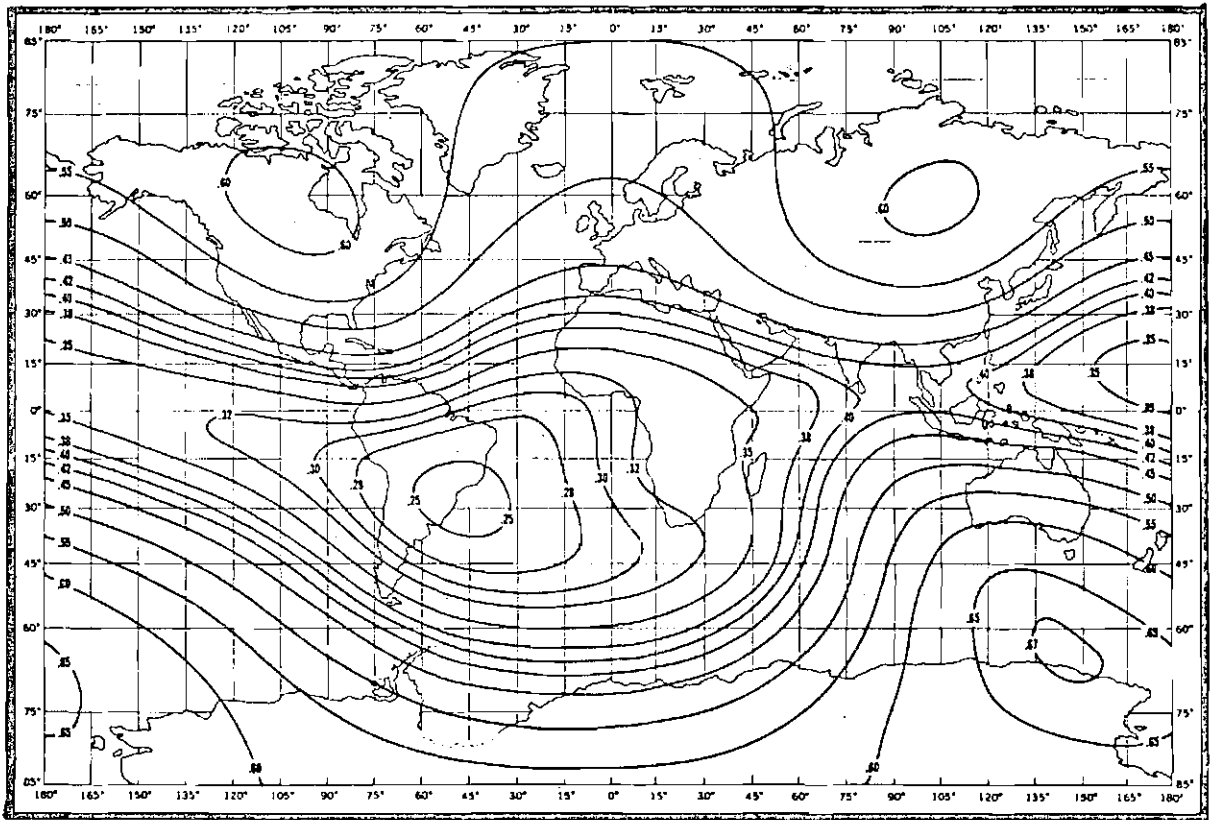


Fig. II.1 - Campo magnético superficial da Terra.

FONTE: Hess (1968), p. 40.

O uso quantitativo desta teoria permite:

1) Alcançar uma compreensão física e uma descrição quantitativa, em estado estacionário, do fluxo de partículas "trapped".

2) Estabelecer um sistema de referência, em termos de geometria, coordenadas e parâmetros, para o estudo da injeção, difusão, aceleração e perdas de partículas "trapped".

2.3 - APROXIMAÇÃO DO CENTRO DE GUIA

A equação que descreve o movimento de uma partícula carregada em um dado campo magnético, sob a ação de um campo elétrico e uma força externa não eletromagnética, é:

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{d\vec{r}}{dt} \right) = q \left[\left(\frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B} \right) + \vec{E} \right] + \vec{F} \quad (\text{II.9})$$

onde:

t = tempo.

m = massa da partícula.

\vec{r} = vetor posição da partícula.

q = carga da partícula.

\vec{E} = vetor campo elétrico.

\vec{F} = vetor força não eletromagnética.

A solução $\vec{r} = \vec{r}(t, \vec{r}', \vec{v}')$ representa a posição da partícula como uma função do tempo, posição inicial e velocidade inicial.

Sob certas condições da geometria dos campos elétrico e magnético, da intensidade da força externa e da energia da partícula, periodicidades aparecem na solução, a qual, então, segue uma forma simplificada, onde o movimento é decomposto em três tipos de periodicidades:

1) Movimento de giro perpendicular ao campo magnético (movimento ciclotrônico).

2) Movimento ao longo da linha de campo magnético (movimento de "bouncing").

3) Movimento de deriva ao longo de superfícies fechadas, construídas pelas linhas de campo magnético (movimento de "drift").

Como dito anteriormente, tais condições existem na maioria dos casos, tratando-se com partículas energéticas "trapped", e, portanto, serão assumidas daqui para frente.

O movimento ciclotrônico, qualitativamente, representa um movimento de giro da partícula, perpendicular a linha de campo magnético. Em termos mais precisos, diz-se que o movimento ciclotrônico existe se, em qualquer instante de tempo, for possível definir um sistema de referência, no qual um observador vê a partícula em uma órbita periódica perpendicular ao campo magnético. Quando é possível encontrar um sistema de referência, onde a órbita seja circular, tal sistema é chamado de sistema do centro de guia.

No sistema do centro de guia pode-se olhar o movimento da partícula como a superposição do deslocamento do seu centro de guia, com a rotação ciclotrônica da partícula em relação ao centro de guia. Considera-se que seja sempre possível encontrar tal sistema de referência, o que consiste na chamada aproximação do centro de guia.

2.4 - MOVIMENTOS PERIÓDICOS

Como foi dito, o movimento das partículas carregadas em um campo magnético pode ser decomposto em três movimentos periódicos:

- 1) Movimento ciclotrônico;
- 2) Movimento de "bouncing".
- 3) Movimento de "drift".

1) Movimento Ciclotrônico

O movimento ciclotrônico, na aproximação do centro de guia, é um movimento de giro circular, perpendicular e ao redor da li

nha de campo magnético.

Associado a este movimento, define-se um raio ciclotrônico " R_c ", como sendo a distância da partícula ao centro de guia, e um período ciclotrônico " T_c "; como sendo o tempo gasto pela partícula para realizar uma volta completa em torno da linha de campo magnético. Estas grandezas são dadas por:

$$R_c = \frac{m v_{\perp}}{qB} \quad (\text{II.10})$$

onde:

v_{\perp} = velocidade da partícula, perpendicular ao campo magnético.

e

$$T_c = 2\pi \frac{m}{qB} \quad (\text{II.11})$$

2) Movimento de "Bouncing"

O movimento de "bouncing" consiste num movimento periódico da partícula ao longo da linha de campo geomagnético.

Para se compreender este movimento é necessário definir uma grandeza chamada ângulo de arremesso " α " ("pitch-angle"). O "pitch-angle" é definido como o ângulo entre o vetor velocidade da partícula e o vetor campo magnético. Assim, as seguintes relações são válidas:

$$v_{\perp} = v \text{ sen } \alpha \quad (\text{II.12})$$

$$v_{//} = v \text{ cos } \alpha \quad (\text{II.13})$$

$$\alpha = \text{arc tan } \frac{v_{\perp}}{v_{//}} \quad (\text{II.14})$$

onde:

$v_{//}$ = velocidade da partícula, paralela ao campo magnético.
 v = velocidade da partícula.

Destas relações pode-se ver que o "pitch-angle" varia ao longo da trajetória da partícula, sendo no equador mínimo, " α_0 ", e nos pontos extremos da trajetória, ou pontos de reflexão, ("mirror points") igual a 90° , pois $v_{//}$ é igual a zero.

Em analogia ao movimento anterior, pode-se definir um período de "bouncing", como sendo o tempo para que uma partícula partindo de um ponto, ao longo da linha de campo magnético, volte a este ponto, com o mesmo vetor velocidade. Então:

$$T_B = 2 \int_{\ell_1}^{\ell_2} \frac{d\ell}{v_{//}} \quad (\text{II.15})$$

onde:

ℓ = comprimento medido sobre a linha de campo magnético, a partir do equador.
 ℓ_1, ℓ_2 = comprimentos dos "mirror points" ao equador.

O período de "bouncing" é sempre maior que o período ciclotrônico, tendo valores típicos em torno de um segundo. Uma expressão aproximada para seu cálculo é:

$$T_B \approx 4 \frac{r_0}{v} \quad (\text{II.16})$$

onde:

r_0 = distância da linha de campo ao centro da Terra, no plano equatorial.

3) Movimento de "Drift"

O movimento de "drift" consiste em um movimento ao redor da Terra, como consequência de forças atuando perpendicularmente ao campo magnético. Tais forças originam-se na curvatura e gradiente do campo magnético, na gravidade e em campos elétricos.

Sujeitos a este movimento, prótons deslocam-se para oeste e elétrons para leste.

Define-se um período de "drift" como sendo o tempo gasto por uma partícula para dar uma volta completa ao redor da Terra. Então:

$$T_D = \oint \frac{dx}{v_D} \quad (\text{II.17})$$

onde:

x = comprimento ao longo de uma linha fechada ao redor da Terra.

v_D = velocidade de "drift" da partícula.

O período de "drift" é sempre maior que o período de "bouncing", tendo valores típicos em torno de uma hora.

A Figura II.2 dá os valores da frequência para os três movimentos, em função da energia cinética da partícula e de " r_0 ", para prótons e elétrons.

Na Figura II.3 os três movimentos são apresentados.

Para o caso relativístico deve-se substituir a massa, em todas as expressões relacionadas aos três movimentos, pela expressão

$$m = m_0 \gamma \quad (\text{II.19})$$

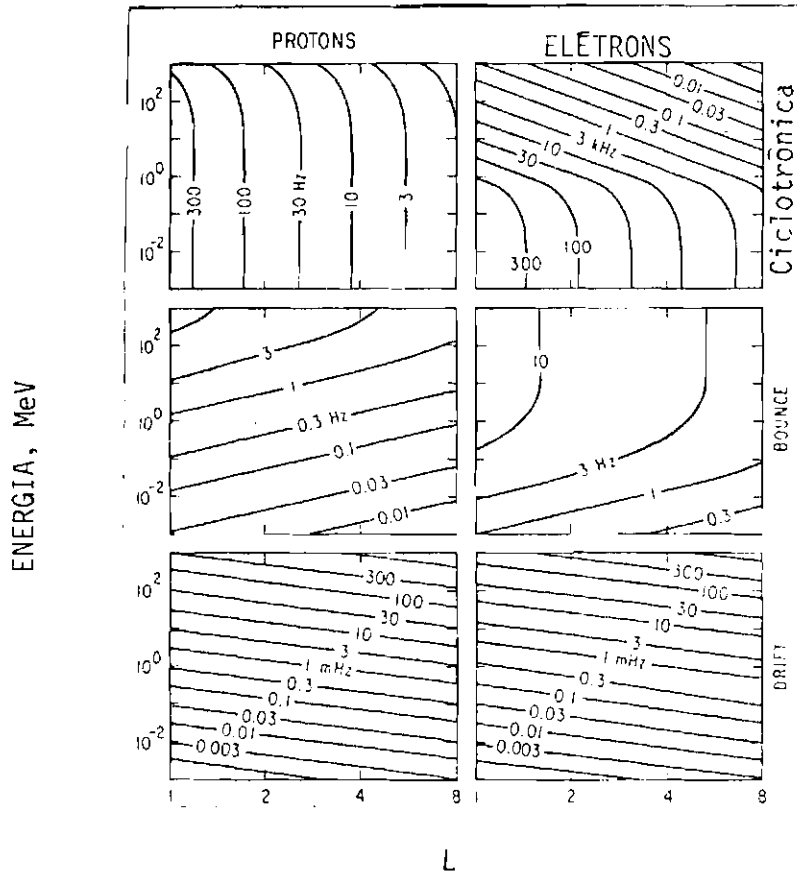


Fig. II.2 - Frequência ciclotrônica de "Bouncing" e de "Drift" para prótons e elétrons.

FONTE: Schulz e Lanzerotti (1974), p. 13.

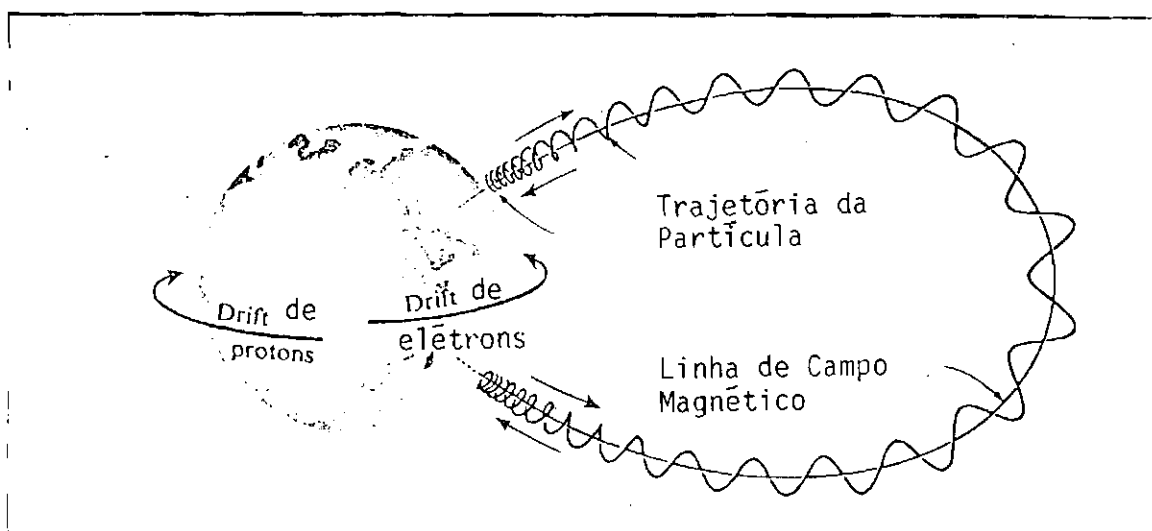


Fig. II.3 - Movimentos periódicos de uma partícula carregada no campo magnético da Terra.

FONTE: Hess (1968), p. 28.

onde:

m_0 = massa de repouso da partícula.

e

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \quad (\text{II.19})$$

sendo

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (\text{II.20})$$

onde:

c = velocidade da luz.

2.5 - INVARIANTES ADIABÁTICOS

Cada movimento descrito anteriormente, é caracterizado por uma grandeza que permanece constante, denominada invariante adiabático e que é válida sob certas condições. Portanto, tem-se três invariantes a diabáticos.

1) Primeiro Invariante Adiabático - Momento Magnético

O momento magnético está associado ao movimento ciclotrônico da partícula e é dado por:

$$M = \frac{E_{\perp}}{B} \quad (\text{II.21})$$

onde:

E_{\perp} = energia perpendicular ao campo magnético da partícula.

Para o momento magnético ser um invariante adiabático, isto é,

$$M = \text{constante} \quad (\text{II.22})$$

é necessário que

$$R_c \ll D_{ca} \quad (\text{II.23})$$

e

$$T_c \ll T_{ca} \quad (\text{II.24})$$

onde:

D_{ca} = distância característica na qual o campo magnético muda apreciavelmente.

T_{ca} = tempo característico no qual o campo magnético muda apreciavelmente.

Quando a energia perpendicular ao campo magnético da partícula aumenta, pela equação 10, o valor de " R_c " aumenta, podendo-se concluir que, no caso relativístico, o momento magnético não é um invariante. Realmente, para o caso relativístico, o primeiro invariante adiabático é dado pelo fluxo magnético dentro da órbita da partícula:

$$\psi = \pi R_c^2 B \quad (\text{II.25})$$

ou então:

$$\psi = \frac{\pi \gamma m_0^2 v_{\perp}^2}{qB} \quad (\text{II.26})$$

Para o caso relativístico, supondo a energia constante, da

equação 21:

$$\frac{mv_{\perp}^2}{B} = \text{constante}$$

e, então, da equação 12:

$$\frac{\text{sen}^2\alpha}{B} = \text{constante} \quad (\text{II.27})$$

Se forem considerados dois pontos da trajetória de "bouncing" da partícula, explicitamente, o equador e um dos "mirror-points", a equação 27 fica:

$$\frac{\text{sen}^2\alpha_0}{B_0} = \frac{1}{B_m}$$

ou

$$B_m = \frac{B_0}{\text{sen}^2\alpha_0} \quad (\text{II.28})$$

onde:

B_m = campo magnético no "mirror-point".

A equação 28 é chamada equação do "mirror-point". Note-se que, esta equação implica em que, sendo o momento magnético um invariante adiabático e supondo a energia da partícula constante, o valor de " B_m " é constante.

2) Segundo Invariante Adiabático - Invariante Longitudinal

O invariante longitudinal está associado ao movimento de "bouncing" da partícula e é dado por:

$$J = 2 \int_{\ell_1}^{\ell_2} mv_{//} d\ell \quad (II.29)$$

Para o invariante longitudinal ser um invariante adiabático, isto é,

$$J = \text{constante} \quad (II.30)$$

é necessário que

$$T_B \ll T_{ca} \quad (II.31)$$

Para o caso relativístico o invariante longitudinal permanece um invariante adiabático pois, da equação 15, nota-se que, quando a energia aumenta, o período de "bouncing" diminui.

Usando as equações 28 e 29 obtém-se uma forma alternativa para o segundo invariante adiabático.

$$I = \frac{J}{2mv} = \int_{\ell_1}^{\ell_2} \sqrt{1 - \frac{B}{B_m}} d\ell \quad (II.32)$$

onde:

I = integral invariante.

Vê-se que a integral invariante representa o comprimento da linha de campo magnético entre os "mirror-points", pesado por uma função do campo magnético.

3) Terceiro Invariante Adiabático - Invariante de Fluxo

O invariante de fluxo está associado ao movimento de "drift" da partícula. Uma partícula quando "drift" ao redor da Terra define, através da linha do centro de guia, uma casca ("shell"). Então, o

invariante de fluxo pode ser definido como:

$$\Phi = \int_{\Omega'} \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (\text{II.33})$$

onde:

Ω' = porção da superfície equatorial, " Ω ", fora da intersecção, " o ", com a "shell" da partícula, conforme a Figura II.4.

Uma forma alternativa é definir uma intersecção " c ", da linha de campo magnético da "shell" da partícula com a superfície da Terra e determinar o invariante de fluxo a partir de:

$$\Phi = \int_{\pi_s} \vec{B}_e \cdot d\vec{S} \quad (\text{II.34})$$

onde:

\vec{B}_e = vetor campo magnético na superfície da Terra e π_s é mostrado na Figura II.5.

Para o invariante de fluxo ser um invariante adiabático, isto é,

$$\Phi = \text{constante} \quad (\text{II.35})$$

é necessário que

$$T_D \ll T_{ca} \quad (\text{II.36})$$

Para o caso relativístico, o invariante de fluxo permanece um adiabático.

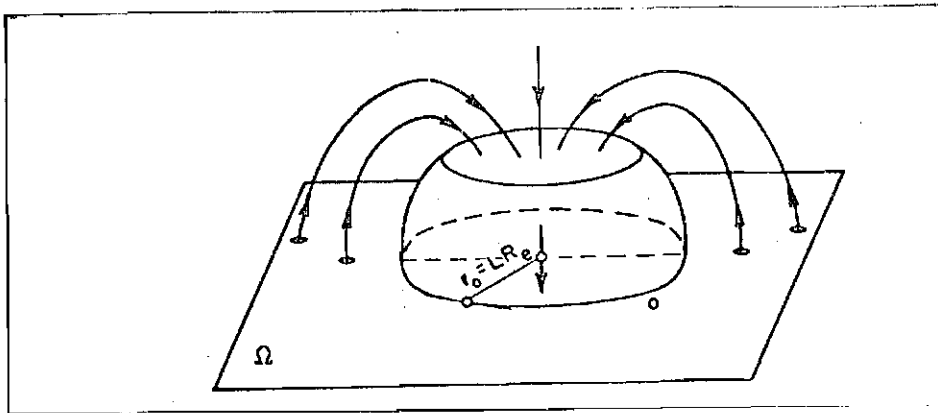


Fig. II.4 - Superfície de integração para o invariante de fluxo.

FONTE: Roederer (1970), p. 77.

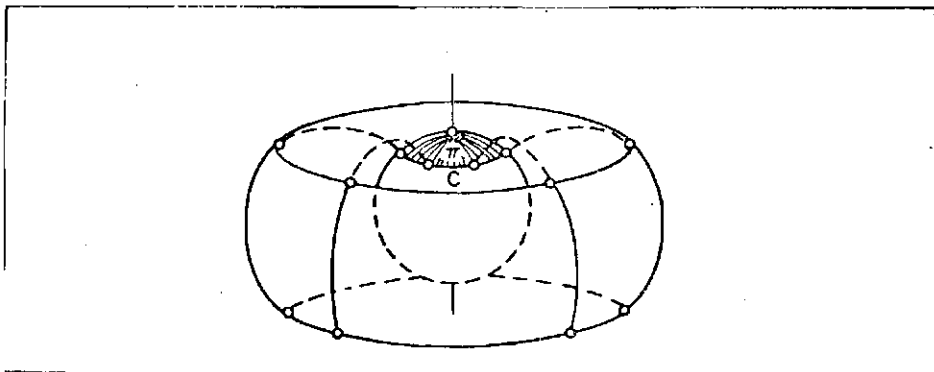


Fig. II.5 - Superfície de integração alternativa para o invariante de fluxo.

FONTE: Roederer (1970), p. 77.

Na realidade, pode-se mostrar que os invariantes adiabáticos são séries assintóticas do tipo:

$$x_0 + x_1 + \dots = \text{constante}$$

Para as condições impostas nas equações 23, 24, 31 e 36, é suficiente considerar o primeiro termo destas séries. Um estudo mais detalhado, o que foge ao escopo deste trabalho, pode ser encontrado em Northrop, 1966.

2.6 - VIOLAÇÃO DOS INVARIANTES ADIABÁTICOS

Qualquer mudança no campo geomagnético, ou perturbação de outra origem, "move" as partículas "trapped", tanto em posição como em energia. Se estas ocorrerem lentamente, no espaço e no tempo, as partículas "movem-se" em energia e posição, ao longo de trajetórias que conservam os três invariantes adiabáticos, sendo tal processo reversível. Este tipo de comportamento das partículas é chamado movimento adiabático.

Porém, se as mudanças forem rápidas, as partículas movem-se ao longo de trajetórias para as quais um ou mais invariantes adiabáticos sejam violados, isto é, tem-se um movimento não adiabático. Se a escala de tempo da perturbação satisfizer

$$T_c \geq \Delta t > T_b \quad (\text{II.37})$$

somente o terceiro invariante adiabático será violado. Se

$$T_B \geq \Delta t > T_c \quad (\text{II.38})$$

tanto " ϕ " como "J" serão violados. E, finalmente, se

$$\Delta t < T_c \quad (\text{II.39})$$

os três invariantes serão violados.

2.7 - PROCESSOS DE ACELERAÇÃO DE PARTÍCULAS "TRAPPED"

Existem dois tipos de acelerações atuando sobre partículas "trapped": acelerações adiabáticas e acelerações não adiabáticas.

As acelerações adiabáticas ocorrem devido a variações lentas do campo magnético. São exemplos a aceleração Betatrom, associada ao primeiro invariante, e a aceleração de Fermi, associada ao segundo invariante adiabático.

Uma variação do campo magnético, pela equação 22, produzirá uma variação na energia da partícula, caracterizando a aceleração Betatrom. Por outro lado, pelas equações 29 e 32, verifica-se que uma variação no campo magnético causará uma variação na posição dos "mirror-points" que, por sua vez, causará uma variação na energia da partícula, caracterizando a aceleração de Fermi.

As acelerações não adiabáticas ocorrem devido a variações rápidas no campo magnético ou de campos elétricos, causando variações, tanto na energia como na posição das partículas. Um exemplo típico são as interações onda-partícula que serão vistas posteriormente.

CAPÍTULO III

DISTRIBUIÇÃO DE PARTÍCULAS CARREGADAS CONFINADAS NO CAMPO MAGNÉTICO DA TERRA

3.1 - CONSIDERAÇÕES INICIAIS

No primeiro capítulo, tratou-se do movimento individual de partículas "trapped". Tal teoria será agora relacionada à distribuição real de partículas "trapped".

Na realidade existe uma família de partículas compartilhando um mesmo "sheel". Assim, quando se estudam as partículas "trapped", mais do que tabular e classificar a posição e velocidade das partículas, é necessário, somente, identificar o "sheel" ao qual elas pertencem, o que pode ser feito por duas quantidades tais como "M" e "J", e introduzindo-se o conceito de fluxo. O resultante mapeamento das partículas é, então, bidimensional, dependendo somente dos dois parâmetros.

3.2 - FLUXOS

Dois tipos de fluxo podem ser definidos: fluxo direcional e fluxo omnidirecional.

O fluxo direcional diferencial "j", de partículas de uma dada classe e energia é definido como o número de partículas chegando de uma dada direção, por unidade de tempo, unidade de ângulo sólido e unidade de energia, sobre uma superfície de área unitária perpendicular à direção de incidência:

$$j = \frac{\delta N}{\delta A \cdot \cos \theta \delta \Omega_s \delta T \delta t} \quad (\text{III.1})$$

onde:

- θ = ângulo entre a normal, a área unitária e a direção de incidência.
- T = energia da partícula.
- A = área.
- Ω_S = ângulo sólido.
- N = densidade numérica de partículas.

Então, "N" representa o número de partículas que incidem, durante "t", sobre uma área " δA ", cuja energia está contida no intervalo "T" e "T + δT ", e cuja direção está contida no ângulo sólido $\delta\Omega_S$.

Na maioria dos casos, obtêm-se:

$$j = j(\vec{r}, \vec{u}, T, t) \quad (\text{III.2})$$

onde:

\vec{u} = vetor unitário indicando a direção.

Note-se que, na realidade, o fluxo direcional é um vetor definido por:

$$\delta N = \vec{j} \cdot \delta \vec{A} \delta \Omega_S \delta T \delta t \quad (\text{III.3})$$

O fluxo omnidirecional representa o número total de partículas em um dado intervalo de energia "T" e "T + δT ", que atravessam, em todas as direções, uma esfera de área unitária, por unidade de tempo, e é definido como:

$$J_F = \int_{4\pi} j \, d\Omega_S \quad (\text{III.4})$$

Usando a direção do campo magnético como eixo natural de referência, o fluxo direcional passa a depender, em termos da direção de incidência, exclusivamente do "pitch-angle" da partícula, supondo as partículas distribuídas uniformemente, em fase ciclotrônica. Então:

$$j = j(\vec{r}, \alpha, T, t) \quad (\text{III.5})$$

Assim, a equação 1 fica:

$$j = \frac{\delta N}{\delta A \cos\theta \, 2\pi \, \text{sen}\alpha \, \delta\alpha \, \delta T \, \delta t} \quad (\text{III.6})$$

Considerando-se um fluxo isotrópico, isto é, aquele em que o número de partículas chegando depende somente do tamanho do ângulo de aceitação, sendo, por conseguinte, independente da direção de incidência, a equação 6 pode ser escrita como:

$$\frac{\delta N}{\delta(\cos\alpha)} = \text{constante} \quad (\text{III.7})$$

Isto significa que existe igual número de partículas chegando, de igual intervalo de co-seno de "pitch-angle". Daí representar-se, em geral,

$$j = j(\vec{r}, \mu, T, t) \quad (\text{III.8})$$

onde:

$$\mu = \cos \alpha \quad (\text{III.9})$$

Ainda, neste caso

$$J_F = 4\pi \int_0^1 j d\mu = 4\pi j \quad (\text{III.10})$$

3.3 - TEOREMA DE LIOUVILLE

O teorema de Liouville estabelece que a densidade de partículas no espaço de fase, para uma situação de equilíbrio, é constante ao longo da trajetória de uma partícula.

3.4 - SISTEMA B-L DE COORDENADAS

É o melhor sistema de coordenadas para descrever as partículas confinadas no campo magnético da Terra, pois, neste sistema, o campo magnético na aproximação multipolar é, aproximadamente equivalente a um campo dipolar (McIlwain, 1961).

Este sistema usa como unidades a intensidade do campo magnético, "B", e o parâmetro "L", denominado parâmetro de McIlwain ou "shell parameter", definido como segue (McIlwain, 1961):

Para um campo dipolar, tanto a integral invariante, "I", como o campo magnético, "B", (equações II.1 e II.32) são funções de "r" e "λ" que, por sua vez, estão relacionados pela equação para uma linha dipolar

$$r = r_0 \cos^2 \lambda \quad (\text{III.11})$$

Então, pode-se escrever

$$I = r_0 g_1(\lambda) \quad (\text{III.12})$$

$$B = \frac{M_D}{r_0^3} g_2(\lambda) \quad (\text{III.13})$$

onde, "g₁" e "g₂" representam funções da latitude magnética.

Combinando-se as equações 12 e 13, tem-se:

$$r_0^3 \frac{B}{M_D} = b \left(I^3 \frac{B}{M_D} \right)$$

onde "b" é uma função de argumento " $I^3 \frac{B}{M_D}$ ".

Para o campo real da Terra, dado pela aproximação multi polar, tomando os valores reais de "I" e "B", define-se o parâmetro "L" pela equação:

$$L^3 \frac{B}{M_D} = b \left(I^3 \frac{B}{M_D} \right) \quad (\text{III.14})$$

Então, o "shell parameter" representa a generalização da distância equatorial de uma linha de campo, e é, para o estudo de partí culas "trapped", aproximadamente constante ao longo da linha de campo magnético.

Para um campo dipolar, tem-se:

$$L = r_0 \quad (\text{III.15})$$

Portanto, neste sistema de coordenadas, um par de valo res "B" e "L" definem um "anel" ao redor da Terra.

Um exemplo de um diagrama B-l, mostrando o equador mag nético e a superfície da Terra, é mostrado na Figura III.1. Note-se que, nesta Figura, como em geral, o parâmetro "L" é normalizado para o raio da Terra.

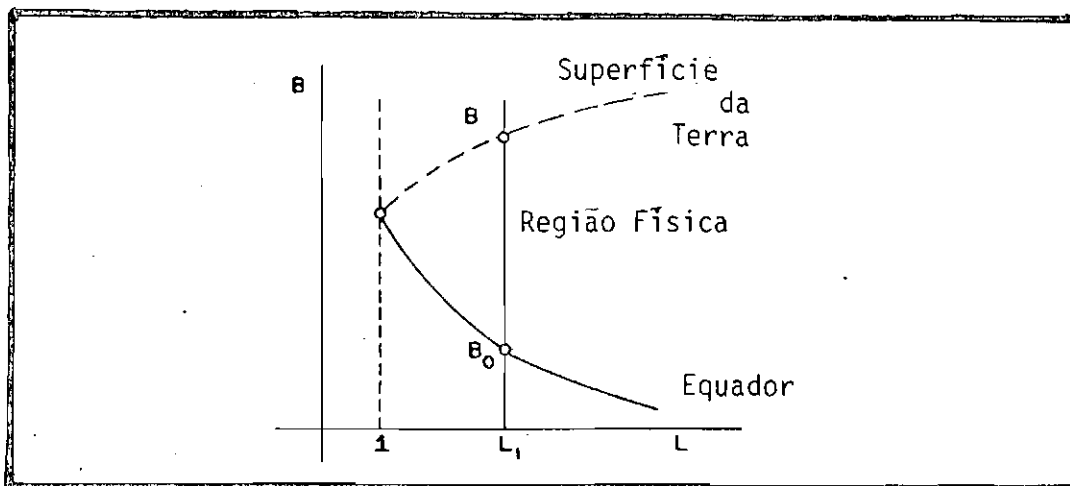


Fig. III.1 - Exemplo de um diagrama B-L.

FONTE: Roederer (1970), p. 99.

3.5 - DISTRIBUIÇÃO DE PARTÍCULAS

A distribuição espacial das partículas "trapped" pode ser estudada de várias maneiras, sendo que as principais são:

1) Distribuição de "Pitch-Angle" Equatorial

Pelo teorema de Liouville, conhecida a distribuição de "pitch-angle" equatorial, " $j_0(\alpha_0)$ ", e assumindo movimentos adiabáticos, o fluxo em todos os pontos ao longo de um "tubo" de fluxo magnético, está completamente determinado.

2) Distribuição de Densidade de "Mirror-Points"

O conhecimento do número de partículas "refletindo-se", por unidade de volume, ao longo de um tubo de fluxo, dá uma completa distribuição espacial das partículas.

3) Distribuição do Fluxo Omnidirecional

O conhecimento do fluxo omnidirecional, em todos os pontos, ao longo de um tubo de fluxo " $J_F(\lambda)$ ", descreve completamente a distribuição espacial das partículas.

A distribuição do fluxo omnidirecional está relacionada à distribuição de "pitch-angle" pela relação:

$$J_F(\lambda) = \int_0^{\pi/2} j(\alpha_\lambda) 2\pi \sin\alpha_\lambda d\alpha_\lambda \quad (\text{III.16})$$

E, através do teorema de Liouville, pode ser relacionada à distribuição de "pitch-angle" equatorial " $j_0(\alpha_0)$ ".

4) Função de Distribuição de Partículas

Embora o fluxo direcional seja a quantidade física mais acessível a medidas, a descrição da distribuição das partículas por uma função de distribuição \bar{n} , em geral, mais apropriada para análises teóricas. Um exemplo é visto a seguir:

O número de partículas, cujo centro de guia se desloca

dentro de um elemento de área equatorial " δA_0 ", na direção " α_0 ", dentro de um ângulo sólido " $\delta \Omega_S$ ", dada por

$$\delta \Omega_S = 2\pi \operatorname{sen} \alpha_0 \delta \alpha_0 \quad (\text{III.17})$$

durante um período de "Bouncing", é:

$$\delta N = 2\pi j_0 \delta A_0 \cos \alpha_0 \operatorname{sen} \alpha_0 \delta T T_B \delta \mu_0 \quad (\text{III.18})$$

Por outro lado, todas estas partículas se refletem dentro de uma bem definida porção de um tubo de fluxo, " B_m ", e " $B_m + \delta B_m$ ", mostrado na Figura III.2.

Define-se, então, a função de distribuição como:

$$f(L, \mu_0, T) = \frac{\delta N}{\delta A_0 \delta \mu_0 \delta T} = 2\pi j_0 T_B \mu_0 \quad (\text{III.19})$$

Representando-se o número de partículas num tubo de fluxo centrado em "L", por unidade de área equatorial, por unidade de cosseno de "pitch-angle" equatorial e por unidade de energia.

Muitas outras funções de distribuição podem ser definidas, conforme a conveniência em um dado estudo, como será visto posteriormente.

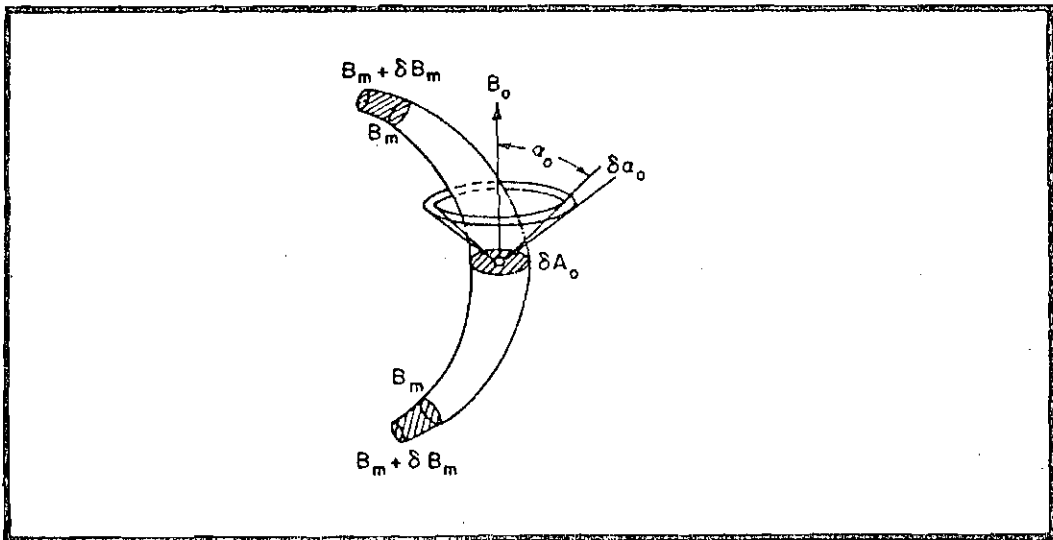


Fig. III.2 - Tubo de fluxo.

FONTE: Roederer (1970), p. 93.

CAPÍTULO IV

ANOMALIA MAGNÉTICA BRASILEIRA

4.1 - MAGNETOSFERA DA TERRA

O campo magnético da Terra é continuamente bombardeado pelas partículas do vento solar; como resultado, está confinado dentro de uma região chamada magnetosfera. A magnetosfera caracteriza-se por ser a região em que os processos físicos são dominados pelo campo geomagnético.

As principais partículas energéticas na magnetosfera são prótons e elétrons, seguidas por partículas alfa e núcleos pesados, em quantidades bem menores.

Um corte meridional da magnetosfera é mostrado na Figura IV.1.

Em termos gerais, a magnetosfera tem uma superfície fechada chamada magnetopausa, a qual dista, em média, de 10 a 15 raios terrestres, do lado solar; do lado anti-solar, a magnetosfera estende-se formando uma cauda de cerca de 500 ou mais raios terrestres.

Do lado solar, por ser o vento solar supersônico, forma-se uma forte onda de choque, conhecida como "bow shock".

Na Figura IV.1, podem-se identificar as diversas regiões que constituem a magnetosfera. A seguir, um breve comentário é feito a respeito destas regiões.

A "magnetosheath" tem como característica principal o regime turbulento. Esta região é de grande interesse para o estudo de processos estocásticos associados à aceleração de partículas.

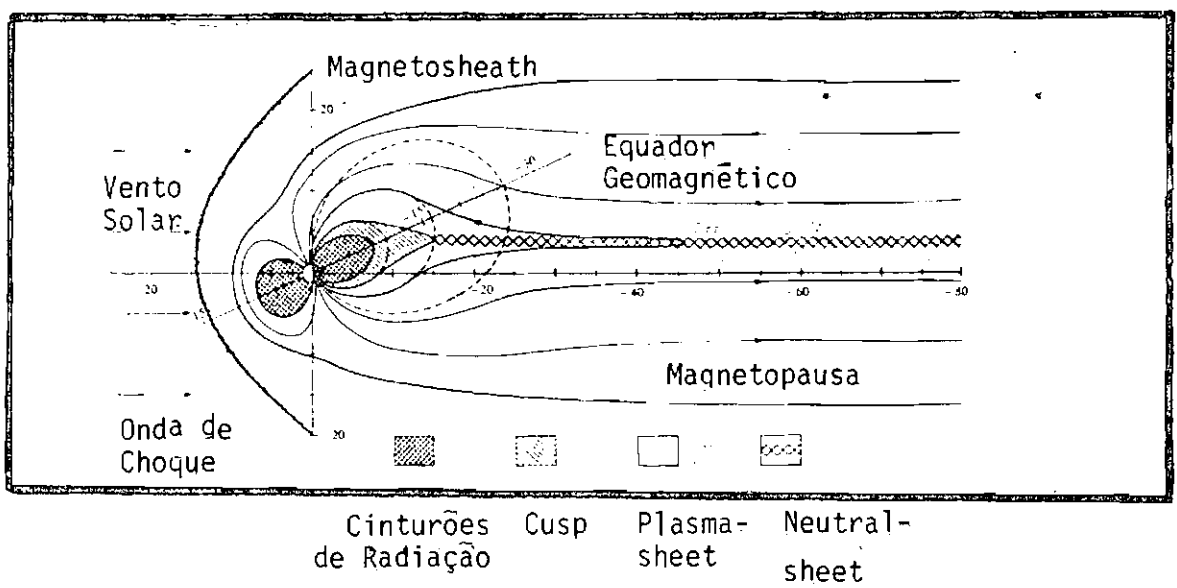


Fig. IV.1 - Magnetosfera.

FONTE: Roederer (1970), p. XIII.

A região denominada "cusp" é ocupada por partículas pou

co energéticas, de origem solar. Possivelmente, esta região é o principal acesso das partículas da "magnetosheath" ao interior da magnetosfera onde, então, são perdidas na região auroral. A região auroral, próxima aos polos da Terra, é definida como a região onde ocorre maior incidência de auroras e possui uma forma tipicamente oval.

A camada de plasma ("plasma sheet") é o reservatório de plasmas na cauda da magnetosfera, que contribui na injeção de plasma quente para o interior da magnetosfera, principalmente durante períodos magneticamente perturbados, dando lugar a precipitação auroral, injeção de partículas para os cinturões de radiação, intensificação da corrente de anel, e outros processos associados ao fenômeno chamado subtempestade magnética.

A camada neutra ("neutral sheet") é a região da cauda da magnetosfera que está caracterizada pela reversão do campo magnético. Nesta região acredita-se que ocorra a instabilidade "tearing" dando início a subtempestades magnéticas.

Os cinturões de radiação constituem a região de partículas aprisionadas ao campo geomagnético. Estão contidos na plasmasfera, região que gira com a Terra. O limite da plasmasfera é denominado plasmapausa, local onde é formada a corrente de anel.

4.2 - CINTURÕES DE RADIAÇÃO

Como foi dito, os cinturões de radiação constituem a região de partículas aprisionadas ao campo geomagnético. Tais partículas, com energias de algumas dezenas de "KeV" a centenas de "MeV", penetram através da plasmapausa, vindas, na maioria, da cauda magnetosférica e ficam aprisionadas por tempo indeterminado, limitado por processos de difusão, aceleração e perdas. É uma região muito interessante como exemplo de plasma confinado toroidalmente e, ao mesmo tempo, numa geometria do tipo "garrafa" magnética.

Historicamente, os cinturões de radiação foram descobertos em 1958, durante o voo do satélite EXPLORER I, que levava a bordo contadores "Geiger". Van Allen, juntamente com um grupo de colaboradores, estudando os resultados dos contadores Geiger, notaram um rápido aumento no fluxo de partículas medido. Tal aumento era muito maior que o fluxo de raios cósmicos conhecido. Então, o grupo de Van Allen sugeriu que o aumento no fluxo devia ser devido a partículas carregadas. Tal idéia foi mais tarde verificada e, então, estas partículas passaram a formar os cinturões de Van Allen, ou cinturões de radiação.

A Figura IV.2 mostra os cinturões de radiação para elétrons. Os valores do fluxo são aproximados. Note-se que a divisão em um cinturão interno e externo está relacionada a considerações de energia. O cinturão interno é formado por elétrons pouco energéticos e o cinturão externo por elétrons num grande "range" de energia.

Mais recentemente, tem-se determinado uma estreita região ("slot region") que separa nitidamente os dois cinturões de radiação.

Nessa região o fluxo de elétrons é extremamente baixo, em relação às regiões vizinhas, devido, possivelmente, à intensificação dos mecanismos de perdas locais.

A dinâmica dos elétrons dos cinturões de radiação é governada pelos processos de injeção e perda.

Os processos principais de injeção de elétrons são a difusão radial e o albedo de nêutrons, apresentados no Capítulo VI.

Recentemente, Luhmann e Vampola (1977) investigaram a origem e localização da fonte de injeção de elétrons para os cinturões de radiação, em períodos magneticamente calmos. Neste trabalho apontam que uma fonte, girando com a Terra num intervalo de longitude de 45° - 180° leste, é capaz de explicar um grande número de observações. Toda via, maiores estudos são ainda necessários para que se possa estabelecer algo de concreto.

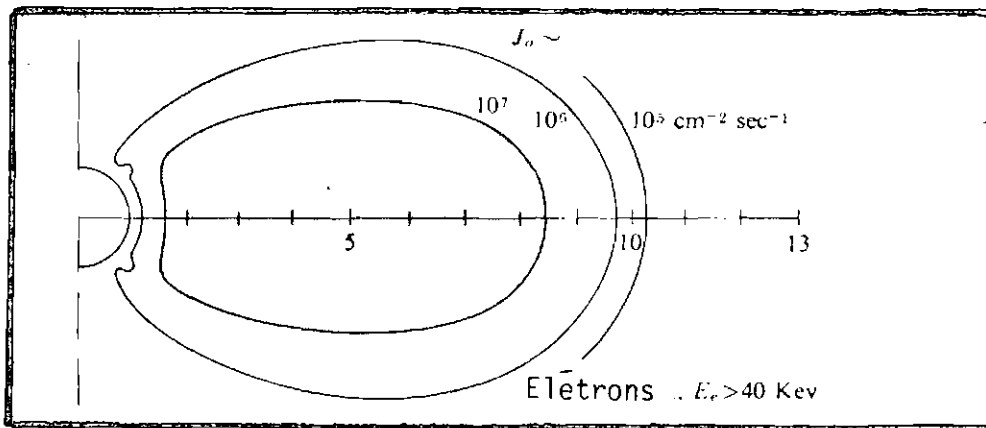
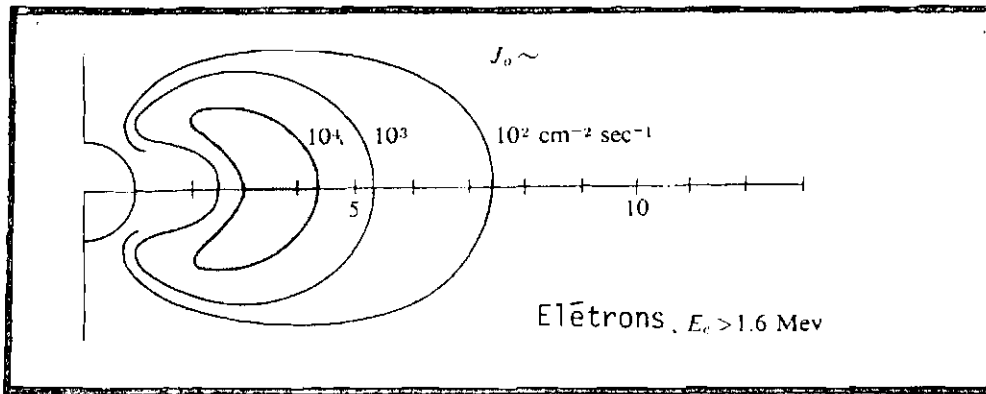


Fig. IV.2 - Cinturões de radiação de elêtrons.

FONTE: Hess (1968), p. 17

As perdas de elétrons se dão, principalmente, por espalhamento Coulombiano com os constituintes atmosféricos (Roederer, 1967). Mais recentemente, perdas por interações de elétrons com ondas magnetosféricas foram registradas (Tsurutani et al., 1975). O estudo de tais interações encontra-se num estágio inicial, daí este trabalho pretender contribuir para tal estudo. As perdas em geral são apresentadas no Capítulo VII.

Maiores detalhes sobre os cinturões de radiação podem ser encontrados em Van Allen (1966).

4.3 - ANOMALIA MAGNÉTICA BRASILEIRA

A Anomalia Magnética Brasileira consiste em uma região, onde a intensidade do campo magnético atinge seus valores mínimos. Esta, faz parte de uma região mais extensa denominada, em geral, Anomalia do Atlântico Sul. Isto pode ser visto na Figura I.1.

Em termos do parâmetro "L", a Anomalia Magnética Brasileira está contida, aproximadamente, entre 1,1 e 1,25 no Hemisfério Sul.

Através dos dois primeiros invariantes adiabáticos pode-se estabelecer a trajetória das partículas, quando estas apresentam o movimento de "drift" ao redor da Terra.

Supondo-se, inicialmente, uma partícula de lado esquerdo da Figura IV.3, "refletindo-se" nos pontos "P" e "P*", onde o campo magnético vale

$$B_m = B_p. \quad (IV.1)$$

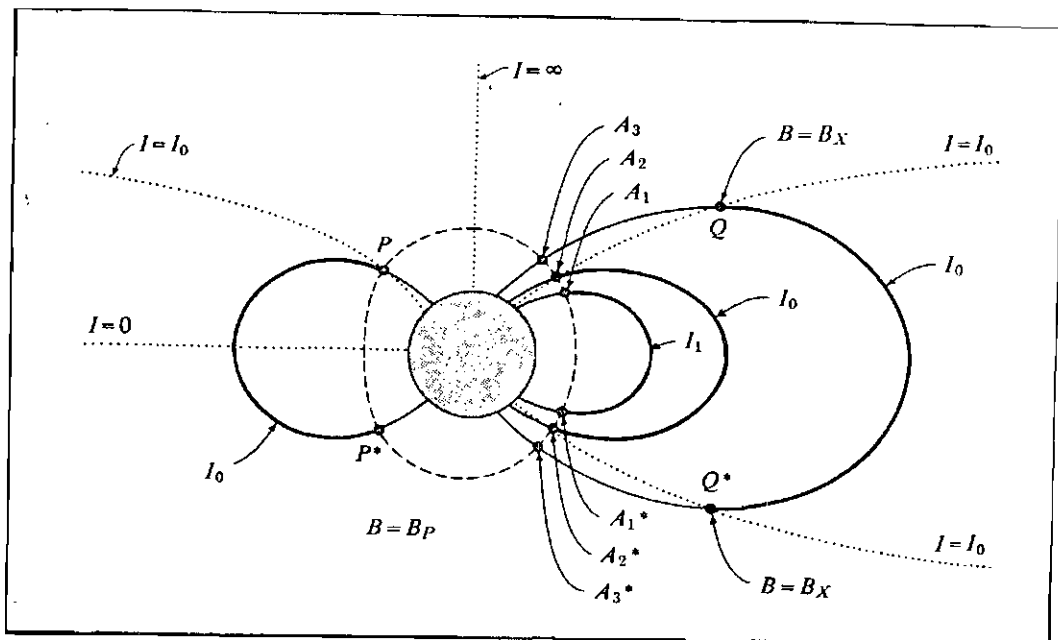


Fig. IV.3 - Exemplo da aplicação dos dois primeiros invariantes adiabáticos.

FONTE: Hess (1968), p. 50.

Quando a partícula "drift" em longitude para o lado di reito da figura, ela poderá "refletir-se" tanto em A_1, A_1^* , como em A_3 ,

A_3^* , conservando o primeiro invariante adiabático, ou, então, "refletir-se" em Q , Q^* , conservando o segundo invariante adiabático. Para satisfazer a ambos os invariantes, a partícula somente poderá refletir-se em A_2 , A_2^* .

Ao considerar a região da Anomalia Magnética Brasileira pode-se concluir que as partículas nesta região irão se "refletir" em altitudes menores. Isto é mostrado na Figura IV.4.

Isto pode ser visto, equivalentemente, na Figura IV.5, onde se mostra a variação da altitude com a longitude para vários "anéis" B-L, em "L" igual a 1,25.

Este fato, como será visto posteriormente, conduz a um aumento da precipitação de partículas na anomalia.

Historicamente, uma das primeiras evidências do aumento da precipitação de elétrons na Anomalia Magnética do Atlântico Sul foi feita por Vernov e Chudakov (1960), através de medidas por satélite. Mais recentemente, muitas medidas de elétrons por satélites, na anomalia, têm sido registradas e estão revisadas por Paulikas, (1975). Também medidas de estruturas em forma de picos no espectro de elétrons têm sido registradas (Imhof, 1966).

Ao mesmo tempo, muitas medidas, na anomalia, têm sido feitas a partir do solo com a utilização de riômetros, ionossondas, fotômetros e receptores VLF, e estão revisadas por Gledhill, (1976).

Finalmente, medidas de raio-X na anomalia através da técnica de balão, têm sido registradas. Como será mostrado no Capítulo VIII, a precipitação de elétrons na atmosfera produz, através de "bremsstrahlung", fótons de raio-X que, então, propagam-se em todas as direções. Evidências de raio-X na região da Anomalia do Atlântico Sul têm sido registradas por diversos autores.

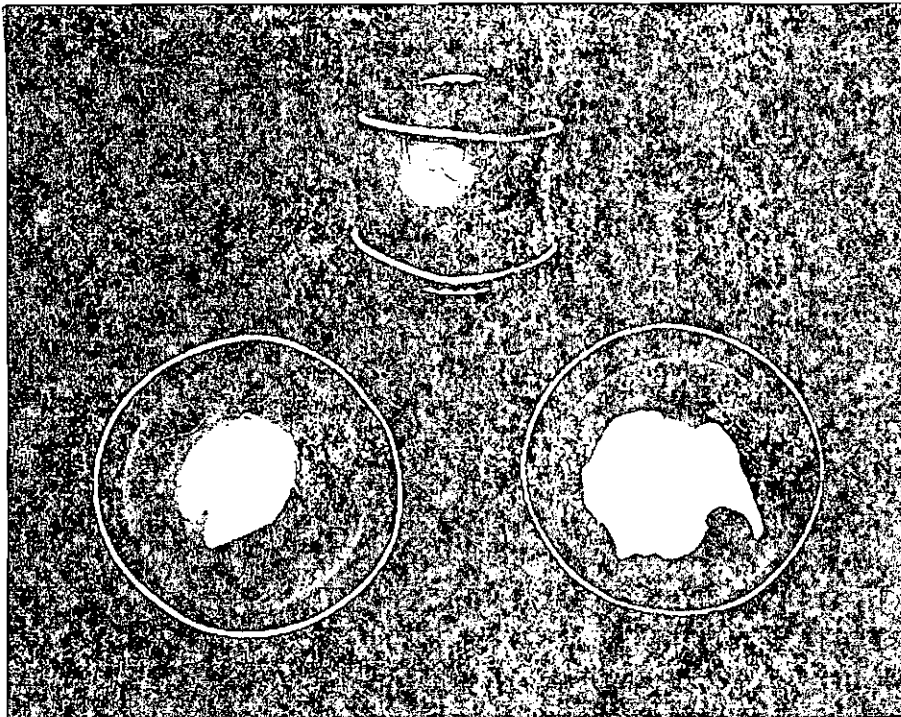


Fig. IV.4 - Trajetória do "mirror point" de uma partícula quando ela se movimenta ao redor da Terra.

FONTE: Hess (1968), p. 51.

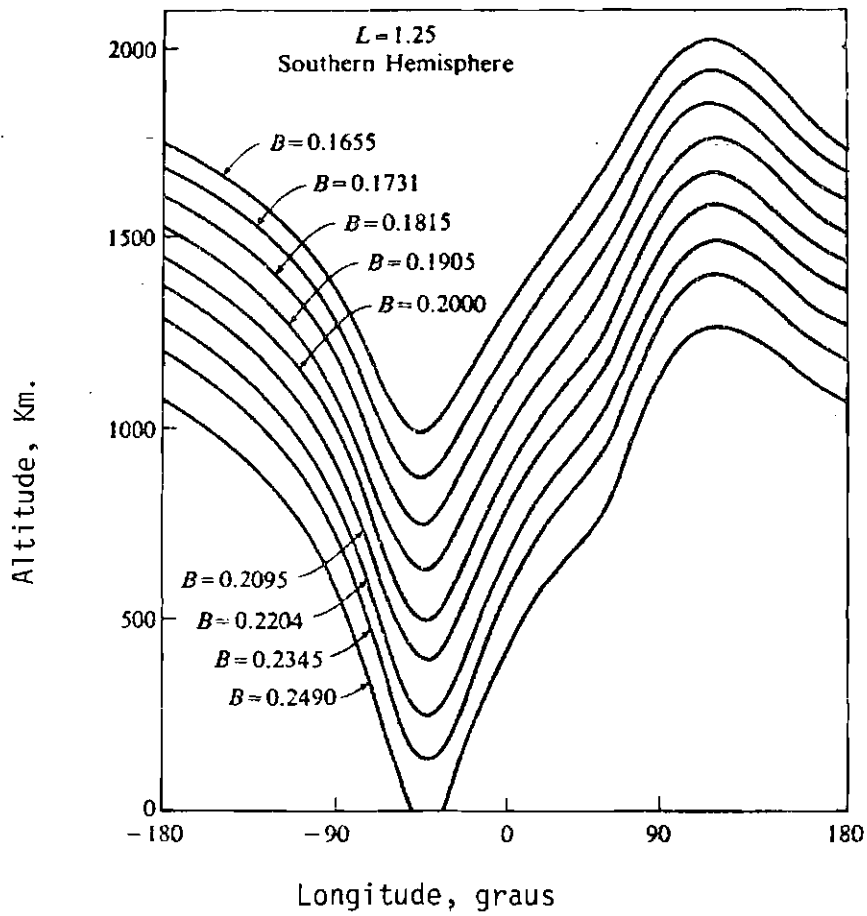


Fig. IV.5 - Variação da altitude com a longitude para vários "anéis" B-L.

FONTE: Hess (1968), p. 132.

Na Figura IV.6, tem-se uma observação global da superfície da Terra, em raio-X, como feita pelo satélite HEAO-1. É também mostrada a geometria das observações feitas pelo satélite. Nesta figura, nota-se que a Terra, como fonte de raio-X, apresenta regiões de mais intensa emissão, como a zona auroral e a região da Anomalia Magnética do Atlântico Sul.

Martin et al. (1972) e Ghielmetti et al. (1964) também registraram um aumento no fluxo de fótons de raio-X na região da anomalia, através da técnica de balão.

O fato de que fótons de raio-X possam ser detectados, em alturas de balão, torna possível o estudo dos elétrons em precipitação, a partir dos fótons de raio-X, como será visto posteriormente.

A utilização da técnica de balão para registros de raio-X, na anomalia, tem sido feita há diversos anos no Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, SP, Brasil. Atualmente, iniciou-se um projeto de medidas sistemáticas de raio-X e raios- γ no INPE. Neste sentido, este trabalho pretende colaborar com tal projeto.

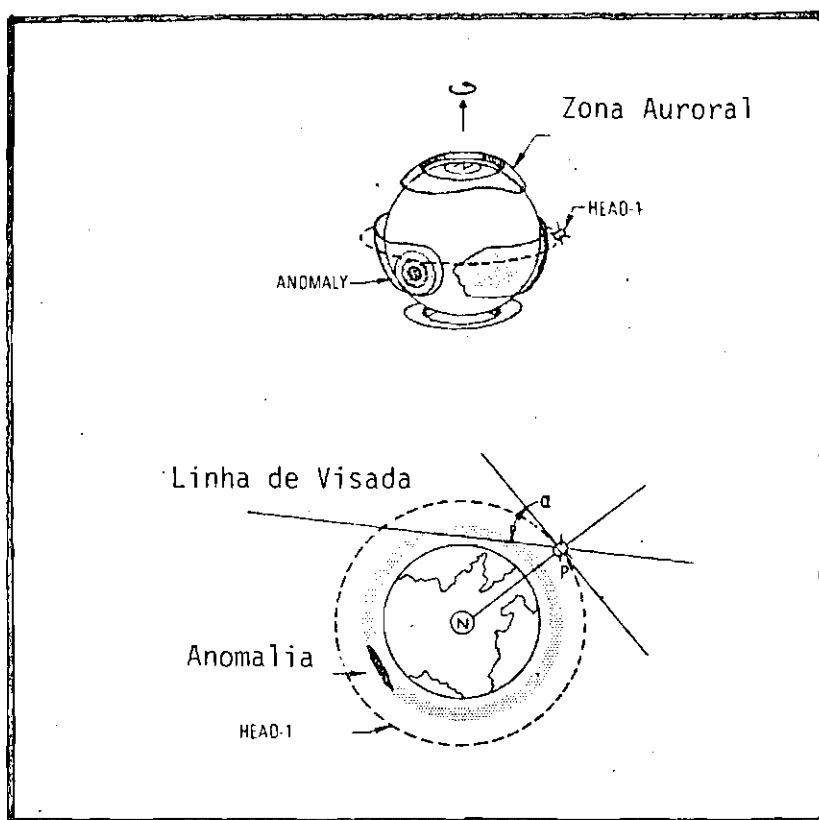


Fig. IV.6 - A Terra como fonte de raio-X.

FONTE: Luhmann et al. (1979), p. 25.

CAPÍTULO V

DIFUSÃO DE PARTÍCULAS CARREGADAS NO CAMPO MAGNÉTICO DA TERRA

5.1 - EQUAÇÃO DE FOLKER-PLANCK

Desde que, na magnetosfera, existem tipicamente milhares de partículas dentro de uma "esfera de Debye", qualquer dada partícula está interagindo com muitas outras, em qualquer instante de tempo. Assim, uma significativa deflexão das partículas é muito mais provável de ser devido ao efeito acumulativo de um grande número de fracas interações do que devido a uma única interação forte (Boyd e Sanderson, 1969).

A equação de Folker-Planck é uma equação cinética baseada sobre tal afirmação, e será usada na teoria de difusão de partículas.

5.2 - TEORIA DE DIFUSÃO

A teoria de difusão é aplicada ao estudo de interações de partículas "trapped" com partículas neutras do meio (atmosfera, ionosfera), com campos randômicos (flutuações) e com ondas eletromagnéticas ou hidromagnéticas. Estes processos controlam o balanço entre injeção e perdas de partículas, a distribuição e o espectro de energia das partículas "trapped".

O processo de difusão pode ser dividido em duas categorias: difusão radial que desloca as partículas perpendicularmente aos "drift shells" e a difusão em "pitch-angle" que move as partículas ao longo das linhas de campo. A Figura 1 ilustra estes dois processos.

Em termos gerais, a difusão é causada pela violação dos invariantes adiabáticos.

A difusão radial é considerada o processo principal de injeção de partículas carregadas do vento solar para os cinturões de

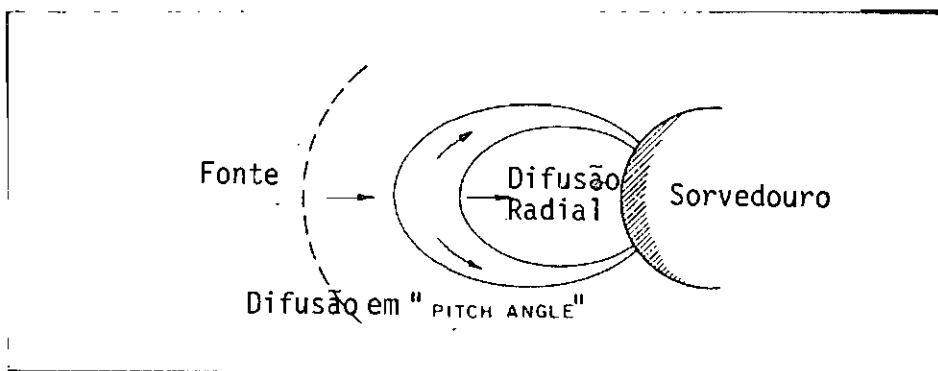


Fig. V.1 - Tipos de difusão.

FONTE: Roederer (1970), p. 112.

A difusão radial é considerada o processo principal de injeção de partículas carregadas, do vento solar para os cinturões de

radiação. O processo é acompanhado de acelerações das partículas, se os dois primeiros invariantes são conservados (acelerações Betatrom e de Fermi).

A difusão em "pitch-angle" modifica o "mirror point" das partículas e representa o principal mecanismo, por meio do qual as partículas são dirigidas para dentro da região de perdas, na densa atmosfera. Em outras palavras, é o mecanismo que controla o tempo de vida das partículas.

Em campos assimétricos, qualquer mudança do "mirror point", mesmo se as linhas de campo forem conservadas, será acompanhada por uma mudança no "drift shell". Então, em campos assimétricos, a difusão de "pitch-angle" sempre é acompanhada por difusão radial. Este processo é denominado "shell splitting" e será visto posteriormente.

A principal dificuldade no uso da teoria de difusão está no fato de que, em geral, existem vários mecanismos físicos acoplados, o que torna uma análise matemática extremamente complexa. Desse modo, é interessante sistematizar as diversas etapas no estudo da difusão de partículas "trapped":

- 1)- Escolher uma função de distribuição e adequadas coordenadas nas quais o processo todo será descrito.

Existem diversos conjuntos de coordenadas que podem ser escolhidos com suas respectivas funções de distribuição. Dentre eles, os mais comuns são: ϕ , J e m ; L , B_m e T ; L , μ e T .

Para os casos onde a função de distribuição varia com a longitude ou tempo local, é necessário acrescentar uma variável longitudinal chamada fase de "drift".

Dado um particular "shell", a variável longitudinal de uma dada linha de campo, "P", naquele "shell", com respeito a uma linha de re

ferência, "0", será dada por:

$$X_L = \frac{1}{T_D} \int_0^{X_P} \frac{dx}{v_D} \quad (V.1)$$

A Figura V.2 ilustra este conceito.

Finalmente, no caso geral, a função de distribuição é dependente do tempo.

2)- Estabelecer a equação de Folker-Planck.

Para cada função de distribuição haverá uma equação de Folker-Planck correspondente, governando seu comportamento sobre os efeitos dos mecanismos de difusão.

3)- Escolher mecanismos individuais de difusão que serão levados em conta, e encontrar os correspondentes coeficientes de difusão.

4)- Definir mecanismos de fonte e perdas de partículas.

5)- Resolver a equação de Folker-Planck.

5.3 - ANÁLISE MATEMÁTICA

O problema geral, envolvendo todos os mecanismos de difusão atuando juntos, é multidimensional. Além disso, a Anomalia Magnética Brasileira, como foi visto, introduz uma assimetria longitudinal no campo magnético da Terra, que faz com que a função de distribuição seja dependente da variável longitudinal. Este fenômeno dá origem ao efeito "windshield" (Hess, 1968).

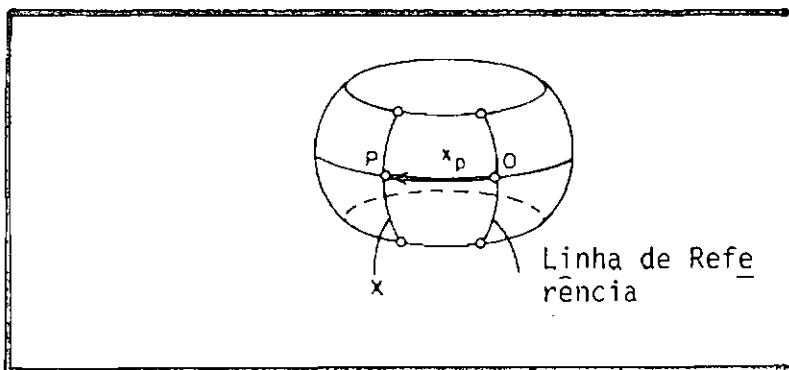


Fig. V.2 - Variável longitudinal.

FONTE: Roederer (1970), p. 118.

Assim, a equação de "Folker-Planck para um conjunto ar-
bitrário de variáveis, U_p ($p = 1, 2$ e 3)", " x_L " e " t ", fica:

$$\begin{aligned}
 & f(X_L, U_1, U_2, U_3, t) \delta X_L \delta U_1 \delta U_2 \delta U_3 = \\
 & = \int_{x_L} \int_{u_1} \int_{u_2} \int_{u_3} f(X_L - x_L, U_1 - u_1, U_2 - u_2, U_3 - u_3, t - \Delta t) X'_L \delta U_1' \delta U_2' \delta U_3' \\
 & \Pi(X_L - x_L, U_1 - u_1, U_2 - u_2, U_3 - u_3, x_L, u_1, u_2, u_3, \Delta t) dx_L du_1 du_2 du_3 \\
 & + \left[Q(X_L, U_1, U_2, U_3, t) - S(X_L, U_1, U_2, U_3, t) \right] \Delta t \quad (V.2)
 \end{aligned}$$

onde:

- Q = função fonte.
- S = função de perdas.
- = probabilidade para uma partícula que, no instante de tempo "t - Δt", com parâmetros "X_L - x_L", "U_p - u_p", passe a ter, no instante de tempo, "t", parâmetros X_L, U_p.
- x_L, u_p = incrementos das variáveis X_L, U_p, num intervalo de tempo Δt.
- δX_L, δU_p = intervalo de variação dos parâmetros X_L, U_p, no instante t.
- δX'_L, δU'_p = intervalo de variação dos parâmetros X_L, U_p, no instante t - Δt.

Considerando-se que os mecanismos de difusão independam da longitude, e que a variável "X_L" seja não estocástica, a equação pode ser integrada em X_L (Roederer, 1970).

Para os objetivos deste trabalho, não se considerarão variações em longitude, daí, então, o abandono à variável "X_L" nesta análise. Assim, a equação de Folker-Planck fica (Roederer, 1970):

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial f}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial U_1} (D_{U_1} f) - \frac{\partial}{\partial U_2} (D_{U_2} f) - \frac{\partial}{\partial U_3} (D_{U_3} f) \\
 &+ \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial U_1^2} (D_{U_1 U_1} f) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial U_2^2} (D_{U_2 U_2} f) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial U_3^2} (D_{U_3 U_3} f) \\
 &+ \frac{\partial^2}{\partial U_1 U_2} (D_{U_1 U_2} f) + \dots + Q - S
 \end{aligned}
 \tag{V.3}$$

onde:

$$\begin{aligned}
 D_{U_n} \quad (n = 1, 2 \text{ e } 3) &= \text{s\~{a}o os coeficientes de Folker-Planck} \\
 &\text{de primeira ordem;} \\
 D_{U_n U_m} \quad (n, m = 1, 2 \text{ e } 3) &= \text{s\~{a}o os coeficientes de Folker-Planck} \\
 &\text{de segunda ordem;}
 \end{aligned}$$

e s\~{a}o dados pelas equa\~{c}o\~{e}s:

$$\begin{aligned}
 D_{U_n} &= \frac{1}{\Delta t} \int \int \int u_n \Pi_0 \, du_1 \, du_2 \, du_3 \\
 D_{U_n U_m} &= \frac{1}{\Delta t} \int \int \int u_n u_m \Pi_0 \, du_1 \, du_2 \, du_3
 \end{aligned}
 \tag{V.4}$$

onde:

Π_0 = fun\~{c}o\~{e}o "H" normalizada.

A solu\~{c}o\~{e}o da equa\~{c}o\~{e}o de Folker-Planck est\~{a} sujeita \~{a} con-
di\~{c}o\~{e}o inicial:

$$f(U_1, U_2, U_3, t = 0) = \text{conhecida}
 \tag{V.5}$$

e \~{a} condi\~{c}o\~{e}o de contorno no plano equatorial (campo magn\~{e}tico m\~{i}nimo):

$$\frac{\partial f}{\partial B} = 0
 \tag{V.6}$$

Pode-se mostrar (Haerendel, 1968) que uma relação geral existe para todos os coeficientes de Folker-Planck de primeira ordem, do tipo

$$D_{U_p} = \frac{1}{2} \sum_{q=1}^3 \frac{\partial D_{U_p U_q}}{\partial U_q} \quad (V.7)$$

onde:

$$D_{U_p U_q} = D_{U_q U_p} \quad (V.8)$$

então, a equação de Folker-Planck fica:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_{p=1}^3 \frac{\partial}{\partial U_p} \left[\sum_{q=1}^3 \left[\frac{D_{U_p U_q}}{2} \frac{\partial f}{\partial U_q} \right] \right] + Q - S \quad (V.9)$$

ou, redefinindo o coeficiente $D_{U_p U_q}$, como sendo seu valor anterior dividido por dois, tem-se:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_{p=1}^3 \frac{\partial}{\partial U_p} \left[\sum_{q=1}^3 \left[D_{U_p U_q} \frac{\partial f}{\partial U_q} \right] \right] + Q - S \quad (V.10)$$

Vê-se que, a equação 10 tem a forma comum de uma equação de difusão, quando se considera um estado de equilíbrio, isto é, "Q" e "S" iguais a zero.

Se for assumido que as variáveis U_p sejam fisicamente independentes, então:

$$D_{U_p U_q} = 0$$

para "p" diferente de "q", e a equação de Folker-Planck fica:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_{p=1}^3 \frac{\partial}{\partial U_p} \left(D_{U_p U_p} \frac{\partial f}{\partial U_p} \right) + Q - S \quad (V.11)$$

A equação de Folker-Planck, como dada na equação 11, se
rã utilizada, como ẽ de costume, neste estudo. Análises parciais, considerando a dependência longitudinal, podem ser encontradas em Roederer (1967) e Hess (1968).

CAPÍTULO VI

FONTE DE ELÉTRONS NA ANOMALIA MAGNÉTICA BRASILEIRA

6.1 - INTRODUÇÃO

O fluxo de elétrons na região da Anomalia Magnética Brasileira é mantido em equilíbrio graças ao balanço entre os processos de injeção e de perda. Neste capítulo, serão indicados os processos de injeção, ficando os processos de perda para o capítulo seguinte.

As fontes principais de injeção de elétrons na região da Anomalia Magnética Brasileira são: elétrons provenientes de regiões mais externas da magnetosfera, devido à difusão radial, e elétrons provenientes do albedo de nêutrons. Na análise da importância relativa entre ambos, tem-se encontrado (Hess, 1968) que o último pode ser negligenciado.

A injeção de elétrons por difusão radial pode atuar tanto sobre elétrons com energias selecionadas, como sobre todas as energias. Este fato propiciará a existência de diferentes estruturas no espectro de elétrons "trapped". Além disso, é importante notar que a injeção de elétrons na região da Anomalia Magnética Brasileira é um processo contínuo, sendo apenas intensificado quando em períodos magneticamente ativos.

Em termos gerais, a difusão radial tem sua origem em perturbações periódicas ou quase-periódicas, ou, então, em perturbações estocásticas. Há uma série de processos de ambos os tipos que podem resultar em difusão radial. Aqui, serão apenas estudados os processos principais, que são:

- 1) Variações bruscas do campo magnético;
- 2) Flutuações do campo magnético;
- 3) Flutuações do campo elétrico;
- 4) "Shell splitting".

5) Difusão radial associada a mecanismos de difusão em "pitch-angle".

6.2 - DIFUSÃO RADIAL

Da equação V.11, a difusão radial pode ser estudada pela seguinte equação:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \phi} \left[D_{\phi\phi} \frac{\partial f}{\partial \phi} \right] + Q - S \quad (\text{VI.1})$$

ou, em termos do parâmetro "L",

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial L} \left[\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial}{\partial L} (L^2 f) \right] + Q - S \quad (\text{VI.2})$$

O cálculo do coeficiente de difusão radial, como a solução da equação 2, tem sido feito por diversos autores (Fälthamar, 1973; Schulz e Lanzerotti, 1974). Para os objetivos propostos, basta uma análise qualitativa dos resultados obtidos, como será visto a seguir.

6.3 - VARIAÇÕES BRUSCAS DO CAMPO MAGNÉTICO

As variações bruscas do campo magnético estão associadas a tempestades magnéticas. Compressões e expansões da magnetosfera, devidas a mudanças na pressão do vento solar sobre a magnetopausa, levam à difusão radial dos elétrons.

O efeito líquido de uma tempestade magnética sobre uma partícula irá depender de onde, em termos de tempo local, a partícula estiver, durante a fase não adiabática da tempestade ("sudden commencement"). As Figuras VI.1 e VI.2 ilustram este fato.

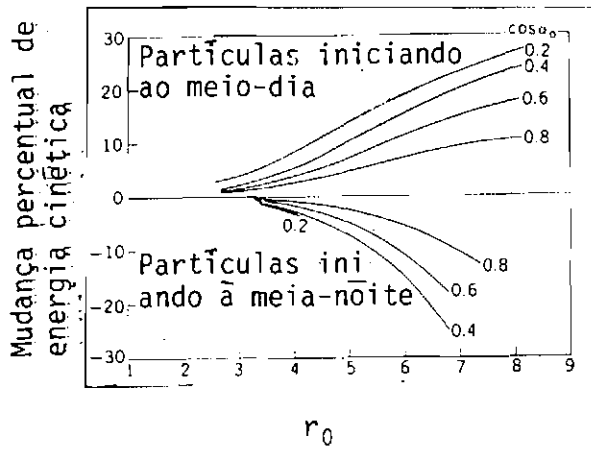


Fig. VI.1 - Mudança percentual na energia cinética de uma partícula após uma tempestade magnética, para partículas iniciando em um da do local, quando de um "sudden commencement".

FONTE: Roederer (1970), p. 82.

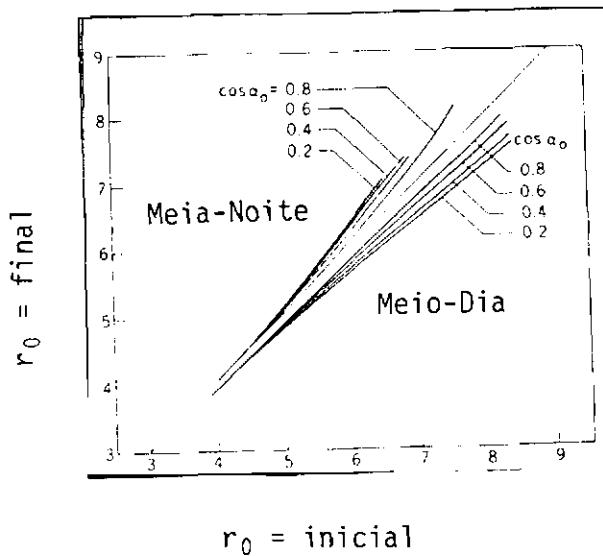


Fig. VI.2 - Relação entre a posição inicial e a posição final após uma tempestade magnética, para partículas localizadas no meridiano do meio-dia e meia-noite, quando de um "sudden commencement".

FONTE: Roederer (1970), p. 82.

Se o elétron estiver do lado diurno da Terra, ficará, no final da tempestade, com maior energia e mais próximo da Terra. Por ou

tro lado, se o elétron se encontrar do lado noturno, ocorrerá o contrário.

O efeito líquido da tempestade magnética sobre uma população de elétrons pode ser deduzido a partir do seguinte raciocínio: os caminhos de "drift" dos elétrons são mais próximos do lado noturno (Roederer, 1970). Isto significa que, o gradiente transversal do campo magnético é maior do lado noturno. Logo a velocidade de "drift" é maior do lado noturno do que do lado diurno, e, assim, o elétron permanece mais tempo do lado diurno do que do lado noturno, ao longo de sua trajetória.

Portanto, o fato de existir sempre maior probabilidade de encontrar um dado elétron do lado diurno leva a concluir que, o efeito líquido será um deslocamento, em direção à Terra, e uma aceleração dos elétrons. Este mecanismo recebeu o nome de "pumping".

Evidências para tal difusão radial têm surgido do estudo da variação temporal do fluxo de elétrons "trapped com "L". Isto pode ser visto na Figura VI.3.

Note-se que, a difusão radial não é tão acentuada no gráfico inferior da Figura VI.3, o que evidencia que tal processo de difusão atua, principalmente, sobre os elétrons que têm seus "mirror points" próximos ao equador.

O coeficiente de difusão radial para este mecanismo é praticamente independente da energia (Schulz e Lanzerotti, 1974). O fato da maioria dos registros de difusão radial terem sido feitos em altas energias dos elétrons, pode ser compreendido em termos do tempo de vida de elétrons "trapped", como mostrado na Figura VI.4.

Embora a difusão radial ocorra em baixas energias, o fluxo é dominado pelo persistente decaimento devido à difusão em "pitch-angle". Os elétrons de maior energia, com maior tempo de vida, sobrevivem, exibindo maior evidência de difusão radial.

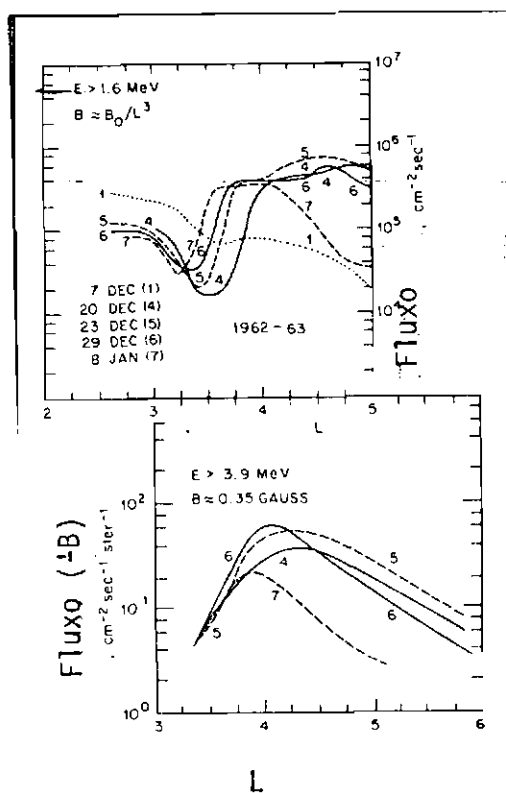


Fig. VI.3 - Evidência para a difusão radial de elétrons associada à tempestade magnética de 17 de dezembro de 1962.

FONTE: Schulz e Lanzerotti (1974), p. 137.

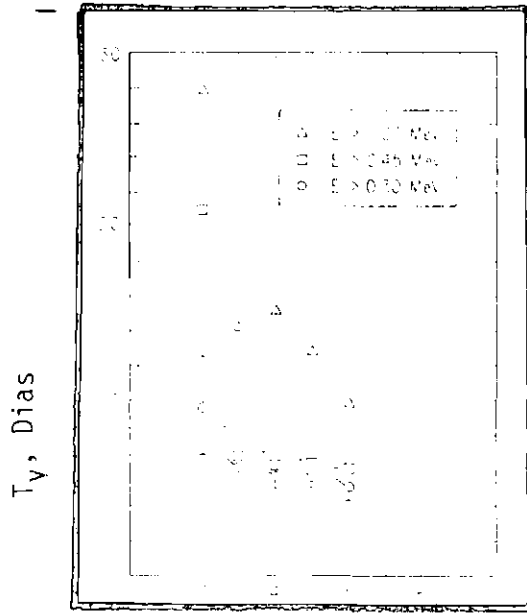


Fig. VI.4 - Tempo de vida de elétrons.

FONTE: Schulz e Lanzerotti (1974), p. 124.

6.4 - FLUTUAÇÕES DO CAMPO MAGNÉTICO

Flutuações do campo magnético estão, em geral, associadas a variações de correntes elétricas, seja na magnetopausa, na plasma pausa ou na ionosfera, durante períodos magneticamente ativos. Um exemplo de um espectro de flutuações magnéticas é mostrado na Figura VI.5.

Tais flutuações, através de interações ressonantes com elétrons na frequência de "drift", causam a violação do terceiro invariante adiabático e a consequente difusão radial.

Logo, este processo de difusão radial atua sobre elétrons de selecionadas energias, podendo vir a produzir picos de intensidade no espectro de energia de elétrons "trapped".

Uma das primeiras observações de picos, em baixos valores de "L", é mostrada nas Figuras VI.6 e VI.7.

Registros de magnetômetros em Huancayo, Peru, revelam que os períodos das flutuações do campo magnético são consistentes com os períodos de "drift" dos elétrons, para as energias dos picos. Tais registros são mostrados na Figura VI.8.

Posteriormente, Cladis (1966a) atribuiu a formação desses picos a flutuações do campo magnético, associadas mais a variações do eletrojato equatorial que a flutuações de origem magnetosféricas.

Outra evidência de pronunciadas estruturas, tal como a presença de um ou mais picos, é ilustrada na Figura VI.9.

A sucessão de espectros estende-se a um período magneticamente perturbado, com a suavização do espectro, tanto no início como no fim do período; no período perturbado, um pico em 600 KeV parece persistir.

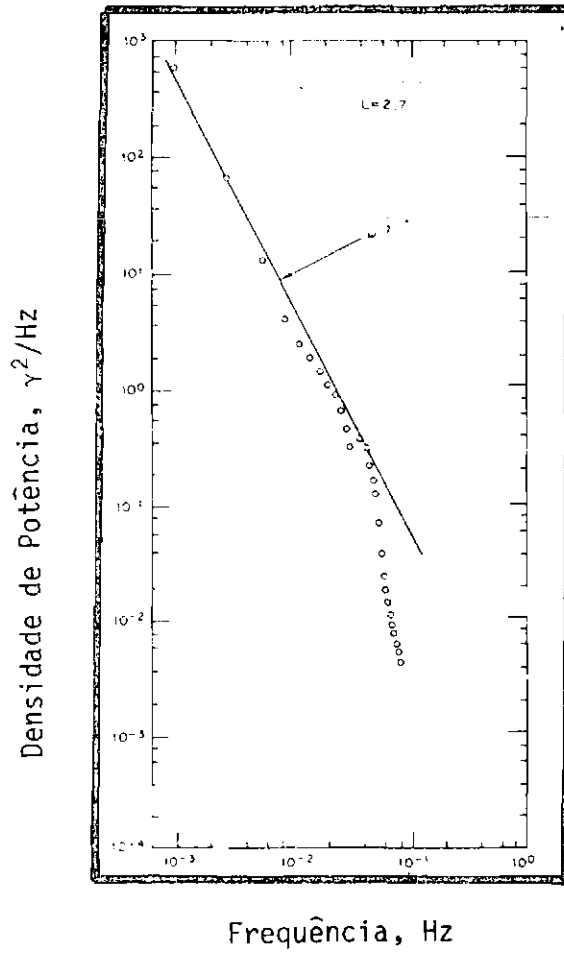


Fig. VI.5 - Densidade Espectral de flutuações magnéticas.
FONTE: Schulz e Lanzerotti (1974), p. 150.

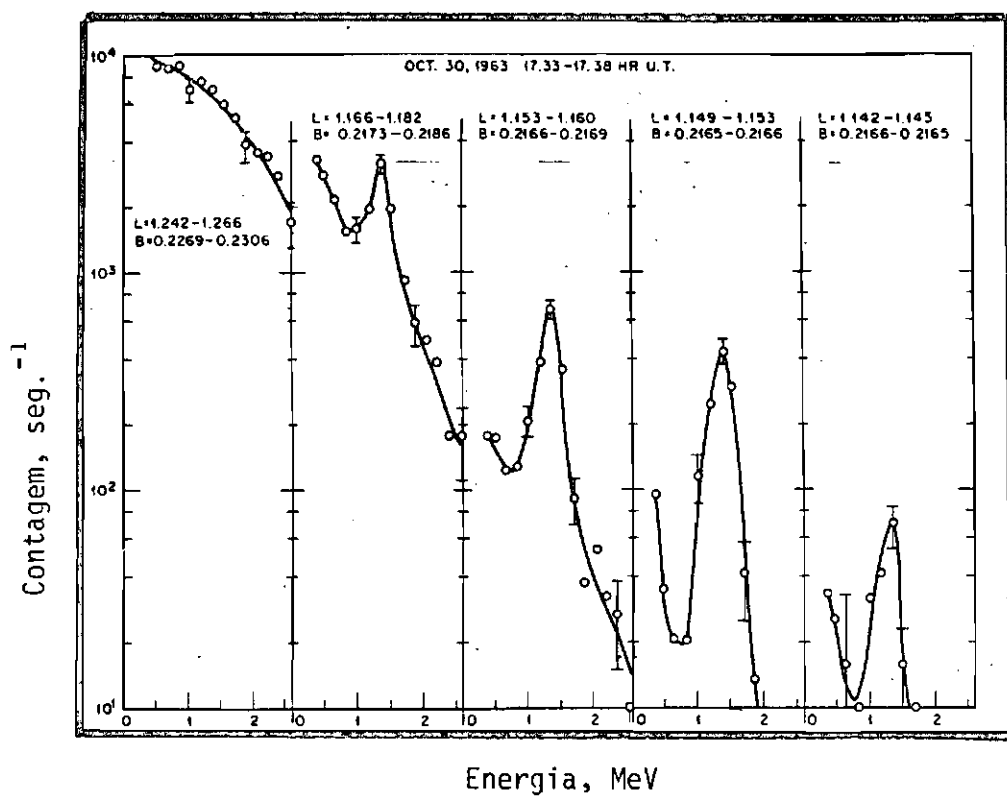


Fig. VI.6 - Espectros de elêtrons medidos.
FONTE: Imhof e Smith (1966), p. 107.

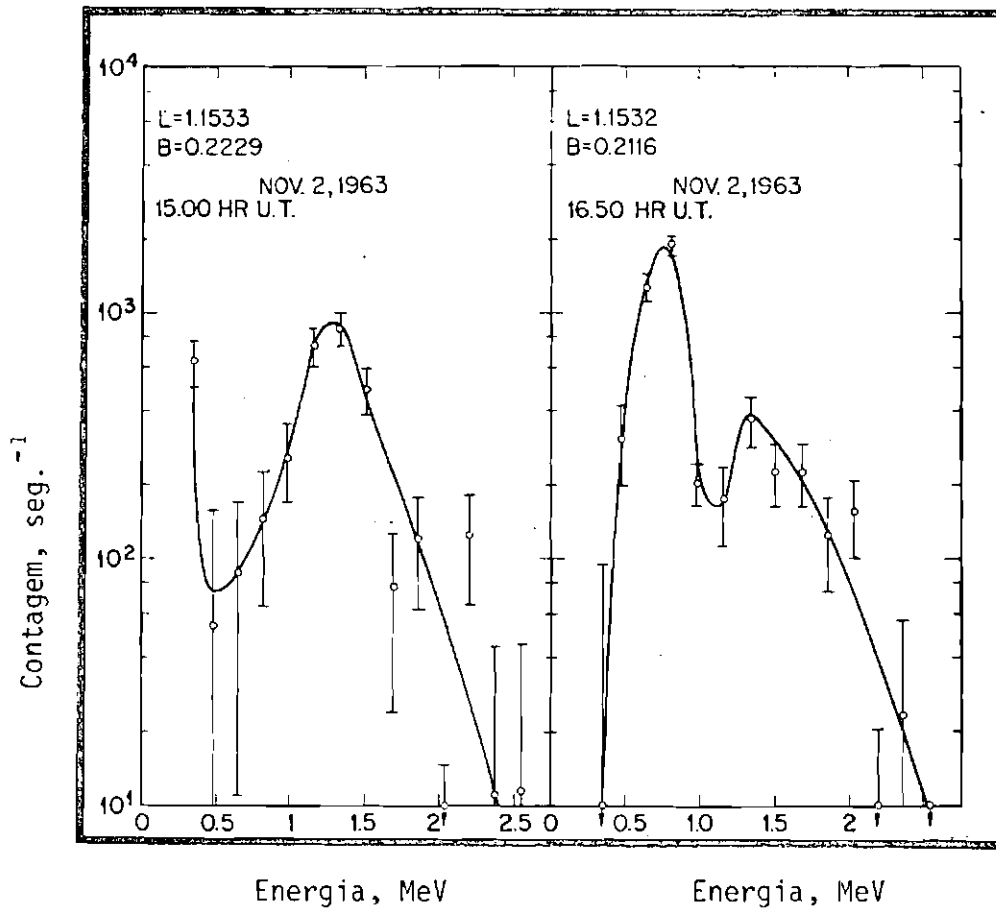


Fig. VI.7 - Espectros de elétrons medidos.

FONTE: Imhof e Smith (1966), p. 108.

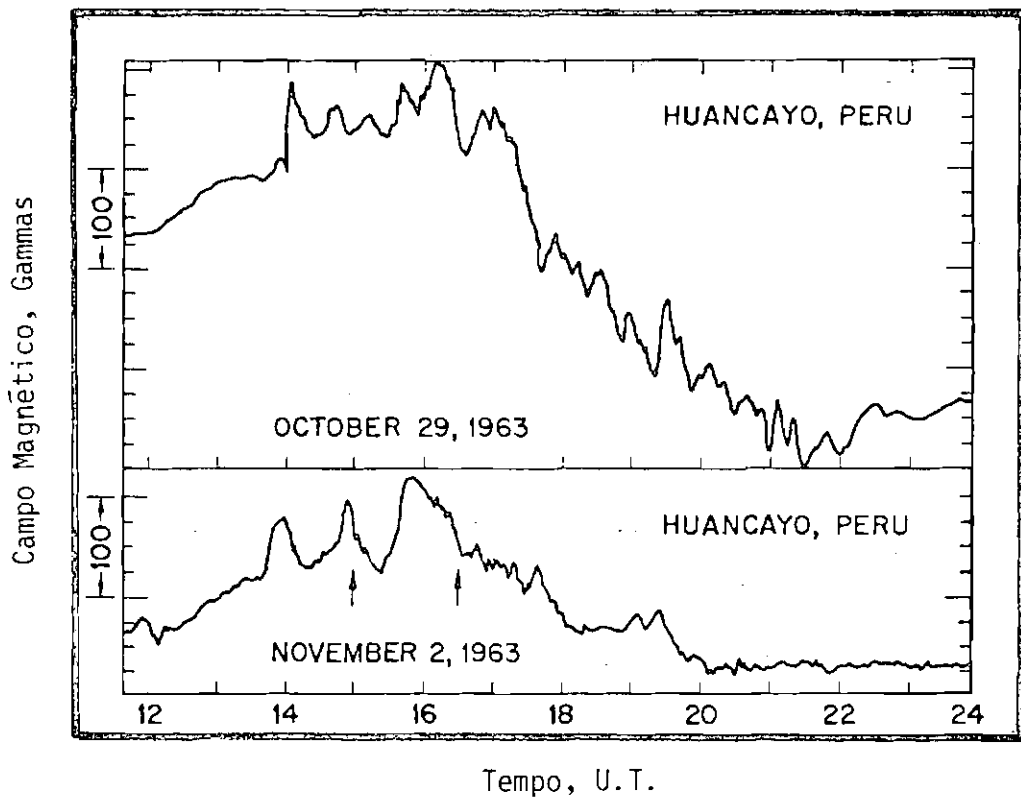


Fig. VI.8 - Registros de magnetogramas em Huancayo, Peru.
FONTE: Imhof e Smith (1966), p. 109.

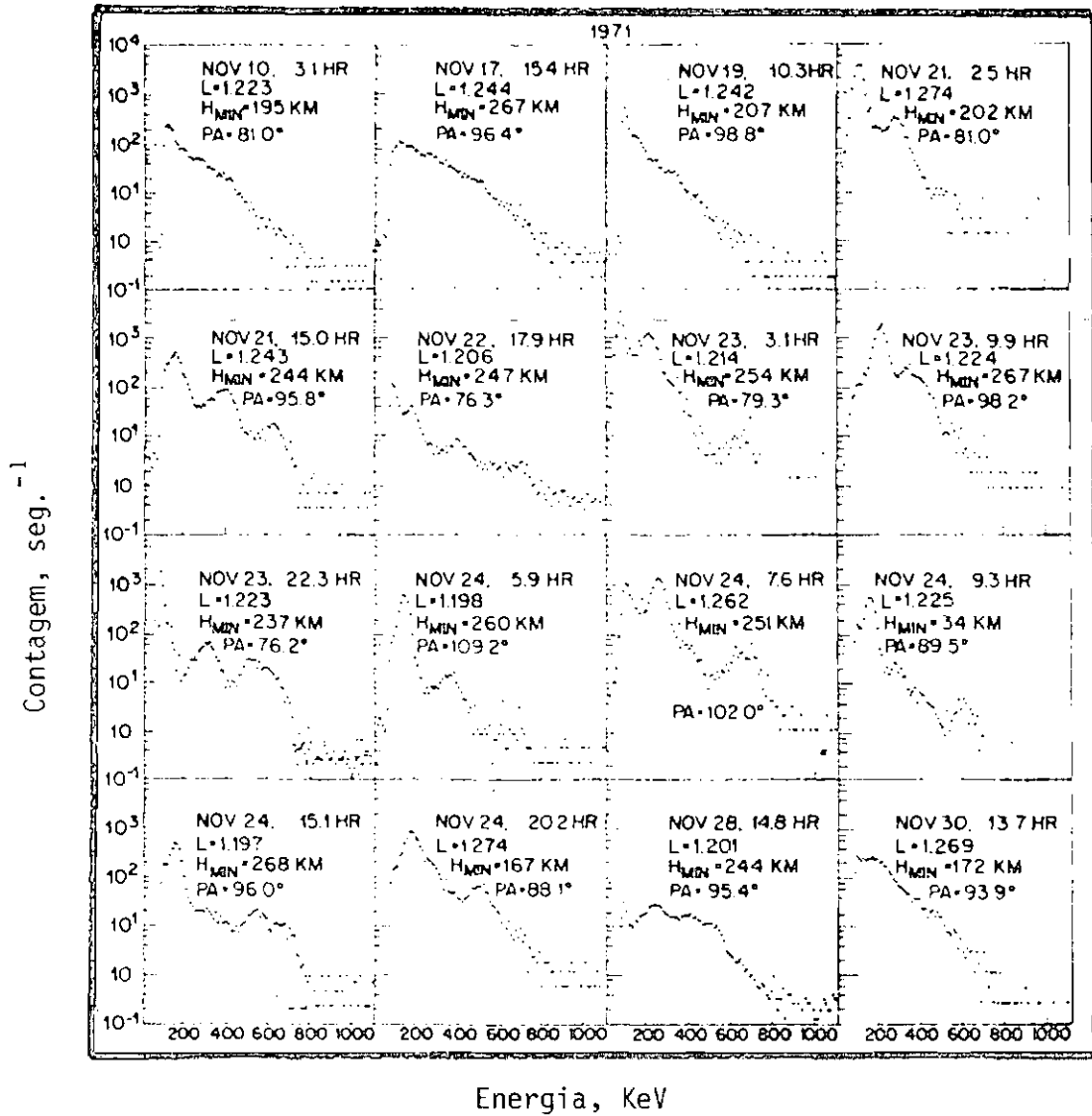


Fig. VI.9 - Espectro de elêtrons medidos.
FONTE: Imhof et al. (1973), p. 4570.

6.5 - FLUTUAÇÕES DE CAMPO ELÉTRICO

Tais flutuações estão continuamente presentes, quando em períodos magneticamente ativos. Uma análise do coeficiente de difusão radial, devido a estas flutuações, mostra que a influência de tais flutuações dar-se-á principalmente sobre elétrons pouco energéticos (Schulz e Lanzerotti, 1974).

6.6 - "SHELL-SPLITTING"

Este processo de difusão radial está associado à assimetria do campo magnético, sendo um processo adiabático.

Considerando duas partículas sobre um mesmo "shell" e com diferentes "mirror point", como mostrado na Figura VI.10, quando estas partículas "drift" 180° , tem-se que, devido à assimetria do campo magnético, as intersecções mostradas na Figura VI.10 não mais ocorrem num mesmo "shell". Este fenômeno é denominado "shell splitting", e atua independente da energia do elétron.

6.7 - DIFUSÃO RADIAL ASSOCIADA A MECANISMOS DE DIFUSÃO EM "PITCH-ANGLE"

Como foi dito no Capítulo IV, em um campo magnético assimétrico, a difusão de "pitch-angle" é sempre acompanhada de difusão radial. Logo, a difusão em "pitch-angle", causada por espalhamento Coulombiano ou por interações ressonantes, que serão vistas no capítulo seguinte, também produz difusão radial. Porém, tal difusão radial pode ser negligenciada, o que será ilustrado no capítulo seguinte.

6.8 - SÍNTESE

O efeito combinado destes processos produzirá um espectro de elétrons "trapped" na região da Anomalia Magnética Brasileira que, dependendo do domínio de uns ou de outros, apresentará um diferente tipo de estrutura. Para períodos magneticamente calmos, o espectro é

tipicamente monotônico, decrescente. Para períodos magneticamente ativos tal estrutura pode ser rompida com o surgimento de pico, ou picos, no espectro. A presença de mais de um pico possivelmente esteja associada a harmônicos de um fenômeno ressonante.

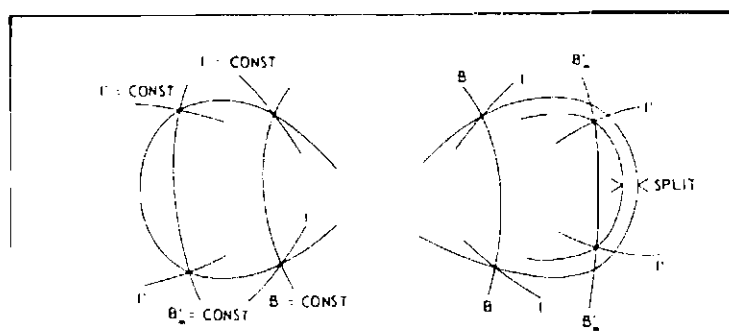


Fig. VI.10 - "Shell Splitting".

FONTE: Roederer (1970), p. 62.

CAPÍTULO VII

PERDA DE ELÉTRONS NA ANOMALIA MAGNÉTICA BRASILEIRA

7.1 - INTRODUÇÃO

O principal processo responsável pela perda de elétrons, para a atmosfera, é a difusão em "pitch-angle". Tal difusão pode ser dirigida por dois mecanismos: espalhamento Coulombiano dos elétrons pelos constituintes atmosféricos (difusão colisional), e interações ressonantes entre ondas e elétrons nas frequências ciclotrônica e de "bouncing" (difusão em "pitch-angle" ressonante).

7.2 - DIFUSÃO COLISIONAL

A difusão em "pitch-angle" de elétrons devido ao espalhamento Coulombiano dos mesmos pelos constituintes atmosféricos, é um processo estocástico e contínuo.

A intensificação deste processo na Anomalia Magnética Brasileira pode ser compreendida com base no exposto no Capítulo II. Os elétrons, ao percorrerem suas trajetórias ao redor da Terra, têm, ao chegar à região da anomalia, seus "mirror points" localizados em menores altitudes. Assim, a interação com a atmosfera, nesta região, é intensificada.

Porém, devido à forte diminuição da densidade com a altura, pode-se mostrar (Paulikas, 1975) que um elétron, embora interagindo com os constituintes atmosféricos, permanece "trapped" durante vários "drift", desde que não atinja uma região crítica por volta de 100 Km. Logo, pode-se estabelecer, por conveniência, o nível de 100 Km como uma fronteira entre as regiões de elétrons "trapped" e de elétrons em precipitação (Berger e Seltzer, 1972). Isto é equivalente a definir um "pitch-angle" equatorial crítico, tal que, se o elétron atingir esse valor, irá se precipitar. Então, da equação II.28;

$$\sin^2 \alpha_c = \frac{B}{B_a} \quad (\text{VII.1})$$

onde:

α_c = "pitch-angle" crítico

B_a = campo magnético em 100 Km de altura

então, para:

$$\alpha > \alpha_c$$

a partícula irá se precipitar. Isto por sua vez define um cone de perdas. Assim, um elétron, ao entrar na atmosfera, irá sofrer colisões com os constituintes atmosféricos que atuam em escalas de tempo, tais que todos os invariantes adiabáticos serão violados. O efeito líquido de muitas colisões é uma difusão em "pitch-angle" gradual do elétron para dentro do cone de perdas, com uma conseqüente diminuição da altitude do "mirror point" até à sua precipitação.

Desse modo, o problema concernente a perdas de elétrons na atmosfera pode ser dividido em duas etapas. A primeira etapa seria a difusão dos elétrons na atmosfera até atingir a altura de 100 Km, e a segunda etapa seria a precipitação destes elétrons a partir de 100 Km. Neste capítulo, tratar-se-á da difusão dos elétrons até a altura de 100 Km. No capítulo seguinte, será visto o fenômeno da precipitação propriamente dita.

Ao se difundirem na atmosfera, os elétrons sofrem espalhamento e perda de energia. No "range" de energia de interesse, as colisões com núcleos atômicos são relativamente insensíveis à função de onda dos elétrons orbitais. Assim, a colisão pode ser encarada como uma colisão de um elétron com um campo Coulombiano de um centro carregado de espalhamento, de uma dada massa. Além disso, devido à baixa densidade nesta região, a perda de energia por radiação pode ser negligenciada (Berger e Maeda, 1970). Então, o efeito da colisão de elétron, com nú

cleos, atômicos resume-se a uma difusão em "pitch-angle".

A seção eficaz para espalhamento Coulombiano $\bar{\tau}$ (Walt et al., 1968):

$$\tau(\theta_e) = \frac{A_a^2 e^4}{4m_{0e} C^4} \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \frac{[1-\beta^2 \text{sen} \frac{\theta_e}{2}]}{\left[\text{sen} \frac{\theta_e}{2} \right]} \quad (\text{VII.2})$$

onde:

- θ_e = ângulo de espalhamento.
- m_{0e} = massa de repouso do elétron.
- A_a = número atômico para o ar.
- e = carga do elétron.

Por outro lado, para considerações de perda de energia, a colisão com elétrons orbitais é a mais importante. A perda de energia se dá por ionização e excitação, e pode ser derivada a partir da aproximação de contínuo "slowing down". Nesta aproximação, a perda de energia média, por unidade de distância, ao longo da trajetória real do elétron, $\bar{\tau}$ (Walt et al., 1968):

$$\frac{dT}{ds} = - \frac{4\pi e^4}{m_{0e}^2 C^4 \beta^2} N_e \ln \left[T m_{0e} C^2 \sqrt{\frac{(T+2) 2,7}{2 I_M}} \right] \quad (\text{VII.3})$$

onde:

- s = distância real ao longo da trajetória do elétron.
- N_e = densidade numérica de elétrons orbitais.
- T = energia do elétron em unidades de energia de repouso.
- I_M = energia de excitação média dos átomos do ar (≈ 87 eV).

Tal fenômeno \bar{e} de origem não difusiva e, portanto, deve ser considerado no termo de perdas na equação de Folker-Planck.

Além disso, outros fenômenos devem ser considerados. A perda de energia, em uma colisão individual, depende do ângulo de espalhamento, o qual \bar{e} uma variável randômica. Então, a colisão de elétrons com os constituintes atmosféricos causa uma difusão em energia. Esta difusão em energia, isto \bar{e} , flutuação na perda de energia em relação ao valor médio da aproximação de contínuo "slowing down", \bar{e} chamada efeito "stragglng".

O fato do campo magnético ser convergente introduz um efeito denominado efeito "mirroring", isto \bar{e} , a reflexão de partículas devida à geometria do campo magnético; e, finalmente a difusão radial.

Então, a equação de Folker-Planck que descreve o problema, considerando que os diversos efeitos não estejam correlacionados, e equação V.11, fica:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{MAG.}} + \frac{\partial}{\partial r_M} \left[D_{r_M r_M} \frac{\partial f}{\partial r_M} \right] + \frac{\partial}{\partial \mu} \left[D_{\mu \mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial T} \left[D_{TT} \frac{\partial f}{\partial T} \right] - \frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{dT}{ds} f \right] \end{aligned} \quad (\text{VII.4})$$

onde os termos representam, respectivamente, efeito "mirroring", difusão radial, difusão em "pitch-angle", efeito "stragglng" e perda de energia. O termo representando o efeito "mirroring" \bar{e} dado, aproximadamente, por (Walt et al., 1968):

$$\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{MAG.}} = \frac{3(1-\mu^2)}{2r} v_e \frac{\partial f}{\partial \mu} + \frac{3r_M^2 \mu v}{2r} \frac{\partial}{\partial r_M} \left(\frac{f}{r_M} \right) - \mu v \frac{\partial f}{\partial z} \quad (\text{VII.5})$$

onde:

v_e = velocidade do elétron.
 z = profundidade atmosférica.

A profundidade atmosférica \bar{z} é definida pela expressão:

$$z(h) = \int_h^{h_0} N_a(h') dh' \quad (\text{VII.6})$$

onde:

h = altura.
 h_0 = altura do topo da atmosfera.
 N_a = densidade atmosférica.

visto que

$$\frac{dT}{ds} = \frac{1}{\mu} \frac{dT}{dz} \quad (\text{VII.7})$$

a função de distribuição será dependente de:

$$f = f(z, r_M, \mu, T, t)$$

A equação 4, para uma dada função de distribuição inicial, determina a distribuição em "pitch-angle", a distribuição radial e o espectro de energia dos elétrons, em qualquer instante e profundidade atmosférica subsequentes.

A solução da equação 4 é um problema matemático extremamente complexo e, até os dias atuais, não foi resolvido. Porém, vários autores têm resolvido esta equação, levando em conta simplificações. O trabalho mais completo deve-se a Walt et al. (1968), que mostrou que a difusão radial, bem como o efeito "stragling", podem ser negligenciadas.

dos e, então, a equação resolvida pela técnica de diferenças finitas.

Posteriormente, Luhmann (1976) resolveu esta equação considerando a difusão em "pitch-angle", contida em uma relação empírica entre o "range" e a energia de um elétron, dada por Rees (1963), além das simplificações consideradas por Walt et al. (1968).

O "range" de um elétron, na aproximação de contínuo "slowing down", é dado por:

$$r_a(T) = \int_T^0 \frac{1}{\frac{dT'}{ds}} dT' \quad (\text{VII.8})$$

e representa a distância média que um elétron penetra em um meio, até que sua energia "T" seja totalmente perdida. As Tabelas VII.1 e VII.2 mostram valores para a perda de energia por colisão, perda de energia por radiação e "range" para elétrons no ar, na aproximação de contínuo "slowing down".

Finalmente, outras soluções aproximadas da equação 4 podem ser encontradas em Rees (1969) e Maeda (1965).

Para os objetivos propostos, é suficiente uma síntese qualitativa da evolução do espectro de elétrons "trapped" até a precipitação (100 Km). Assim, as seguintes características são encontradas:

- 1) - O espectro de elétrons evolui para uma forma de equilíbrio tipicamente exponencial decrescente.
- 2) - Dado que a profundidade atmosférica em 100 Km é, aproximadamente, 3×10^{-4} g/cm², da Tabela VII.1 conclui-se que elétrons com energia menor que 10 KeV não alcançam a altura de 100 Km.

TABELA VII.1

PERDA DE ENERGIA POR COLISÃO, PERDA DE ENERGIA POR
RADIAÇÃO E "RANGE" PARA ELÉTRONS NO AR

FONTE: Berger e Seltzer (1964), p. 124.

MEV	MEV CM2/G	MEV CM2/G	MEV CM2/G	G/CM2
0.010	1.970E 01	5.012E-03	1.971E 01	2.892E-04
0.015	1.441E 01	4.904E-03	1.442E 01	5.901E-04
0.020	1.155E 01	4.843E-03	1.155E 01	9.805E-04
0.025	9.733E 00	4.797E-03	9.737E 00	1.454E-03
0.030	8.475E 00	4.765E-03	8.479E 00	2.006E-03
0.035	7.548E 00	4.735E-03	7.552E 00	2.632E-03
0.040	6.835E 00	4.731E-03	6.840E 00	3.329E-03
0.045	6.269E 00	4.738E-03	6.273E 00	4.093E-03
0.050	5.808E 00	4.753E-03	5.812E 00	4.922E-03
0.055	5.425E 00	4.775E-03	5.429E 00	5.813E-03
0.060	5.101E 00	4.803E-03	5.106E 00	6.763E-03
0.065	4.824E 00	4.834E-03	4.829E 00	7.771E-03
0.070	4.585E 00	4.868E-03	4.590E 00	8.833E-03
0.075	4.375E 00	4.905E-03	4.380E 00	9.949E-03
0.080	4.190E 00	4.944E-03	4.195E 00	1.112E-02
0.085	4.026E 00	4.973E-03	4.031E 00	1.233E-02
0.090	3.879E 00	5.016E-03	3.884E 00	1.360E-02
0.095	3.747E 00	5.062E-03	3.752E 00	1.491E-02
0.100	3.627E 00	5.109E-03	3.632E 00	1.626E-02
0.150	2.856E 00	5.637E-03	2.862E 00	3.197E-02
0.200	2.466E 00	6.211E-03	2.472E 00	5.089E-02
0.250	2.233E 00	6.834E-03	2.240E 00	7.221E-02
0.300	2.081E 00	7.483E-03	2.088E 00	9.537E-02
0.350	1.975E 00	8.161E-03	1.984E 00	1.200E-01
0.400	1.899E 00	8.836E-03	1.908E 00	1.457E-01
0.450	1.843E 00	9.527E-03	1.852E 00	1.723E-01
0.500	1.800E 00	1.021E-02	1.810E 00	1.996E-01
0.550	1.766E 00	1.090E-02	1.777E 00	2.275E-01
0.600	1.740E 00	1.158E-02	1.752E 00	2.559E-01
0.650	1.720E 00	1.227E-02	1.732E 00	2.846E-01
0.700	1.704E 00	1.295E-02	1.717E 00	3.136E-01
0.750	1.691E 00	1.364E-02	1.705E 00	3.428E-01
0.800	1.681E 00	1.433E-02	1.696E 00	3.722E-01
0.850	1.673E 00	1.498E-02	1.688E 00	4.018E-01
0.900	1.667E 00	1.568E-02	1.683E 00	4.314E-01
0.950	1.662E 00	1.637E-02	1.679E 00	4.612E-01
1.000	1.659E 00	1.707E-02	1.676E 00	4.910E-01
1.100	1.655E 00	1.848E-02	1.673E 00	5.507E-01
1.200	1.653E 00	1.991E-02	1.673E 00	6.105E-01
1.300	1.654E 00	2.134E-02	1.675E 00	6.702E-01

TABELA VII.2

PERDA DE ENERGIA POR COLISÃO, PERDA DE ENERGIA POR
RADIÇÃO E "RANGE" PARA ELÉTRONS NO AR

FONTE: Berger e Seltzer (1964), p. 124.

MEV	MEV CM2/G	MEV CM2/G	MEV CM2/G	G/CM2
1.400	1.656E 00	2.279E-02	1.679E 00	7.298E-01
1.600	1.659E 00	2.424E-02	1.693E 00	7.893E-01
1.800	1.663E 00	2.571E-02	1.699E 00	8.487E-01
1.700	1.667E 00	2.717E-02	1.695E 00	9.078E-01
1.800	1.672E 00	2.866E-02	1.701E 00	9.667E-01
1.900	1.677E 00	3.016E-02	1.708E 00	1.025E 00
2.000	1.683E 00	3.168E-02	1.714E 00	1.084E 00
2.200	1.694E 00	3.473E-02	1.729E 00	1.100E 00
2.400	1.705E 00	3.783E-02	1.743E 00	1.115E 00
2.600	1.716E 00	4.097E-02	1.757E 00	1.129E 00
2.800	1.726E 00	4.414E-02	1.771E 00	1.143E 00
3.000	1.738E 00	4.734E-02	1.784E 00	1.157E 00
3.500	1.754E 00	5.576E-02	1.800E 00	1.173E 00
4.000	1.789E 00	6.393E-02	1.852E 00	1.205E 00
4.500	1.811E 00	7.282E-02	1.894E 00	1.247E 00
5.000	1.831E 00	8.187E-02	1.933E 00	1.295E 00
5.500	1.851E 00	9.108E-02	1.972E 00	1.345E 00
6.000	1.866E 00	1.004E-01	1.995E 00	1.401E 00
6.500	1.885E 00	1.099E-01	1.999E 00	1.460E 00
7.000	1.901E 00	1.196E-01	2.000E 00	1.522E 00
7.500	1.915E 00	1.294E-01	2.004E 00	1.586E 00
8.000	1.929E 00	1.392E-01	2.008E 00	1.651E 00
8.500	1.942E 00	1.493E-01	2.009E 00	1.718E 00
9.000	1.955E 00	1.593E-01	2.011E 00	1.786E 00
9.500	1.966E 00	1.705E-01	2.013E 00	1.855E 00
10.000	1.978E 00	1.809E-01	2.015E 00	1.926E 00
20.000	2.133E 00	4.008E-01	2.534E 00	7.447E 00
30.000	2.275E 00	6.344E-01	2.809E 00	1.316E 01
40.000	2.393E 00	8.745E-01	3.158E 00	1.644E 01
50.000	2.474E 00	1.119E 00	3.443E 00	1.951E 01
60.000	2.555E 00	1.366E 00	3.721E 00	2.231E 01
80.000	2.600E 00	1.868E 00	4.268E 00	2.772E 01
100.000	2.633E 00	2.374E 00	4.807E 00	3.174E 01
200.000	2.570E 00	4.948E 00	7.648E 00	4.829E 01
300.000	2.564E 00	7.352E 00	1.017E 01	5.974E 01
400.000	2.592E 00	1.017E 01	1.275E 01	6.852E 01
500.000	2.614E 00	1.279E 01	1.541E 01	7.564E 01
600.000	2.630E 00	1.542E 01	1.809E 01	8.163E 01
800.000	2.655E 00	2.068E 01	2.334E 01	9.135E 01
1000.000	2.674E 00	2.595E 01	2.852E 01	9.907E 01

3) - A distribuição angular tende para uma forma de equilíbrio. Levando -se em consideração a inclinação das linhas de campo magnético na

região da Anomalia Magnética Brasileira, pode-se, em primeira aproximação, supor uma distribuição isotrópica em 100 Km. Tal suposição será assumida durante todo este trabalho, e sua validade ou não, poderá ser inferida a partir de futuras comparações deste trabalho com medidas experimentais, que não são disponíveis atualmente. Maiores detalhes sobre a distribuição angular de elétrons, em difusão na atmosfera, podem ser encontrados em Walt et al. (1968), Berger et al. (1974) e Rees (1964).

- 4) - Estruturas tais como picos no espectro de elétrons em altas energias, embora sofram degradação, tendem a manter-se ao longo da difusão, devido à menor perda de energia de elétrons de alta energia, como evidenciado na Tabela VII.1.
- 5) - O fluxo de elétrons tende a diminuir devido, principalmente, ao efeito "mirroring" e ao espalhamento de 180° ("backscattering"). Tais efeitos são dependentes da energia e encontram-se na Figura VII.1.

Porém, a diminuição do fluxo de elétrons é um problema bem mais complexo, visto que também irá depender da atividade geomagnética e do tempo local. Infelizmente poucos dados são disponíveis a respeito de tais dependências. Isto leva a estimar valores médios para o fluxo de elétrons, a 100 Km de altura, a partir de medidas disponíveis (Torr et al., 1975; Imhof e Smith, 1966; Imhof, 1966; Paulikas et al., 1966). Tais medidas levam a valores do fluxo de elétrons entre 10^3 e 10^6 elétrons/cm² . s.

Outro importante fator na análise da difusão de elétrons na atmosfera é seu tempo de vida. O tempo de vida de um elétron é uma medida do tempo em que o mesmo permanece em difusão na atmosfera, antes que se precipite.

O tempo de vida de elétrons, sob a ação única do espalhamento atmosférico, tem sido calculado por diversos autores (Walt, 1964; Roberts, 1969) e é mostrado na Figura VII.2.

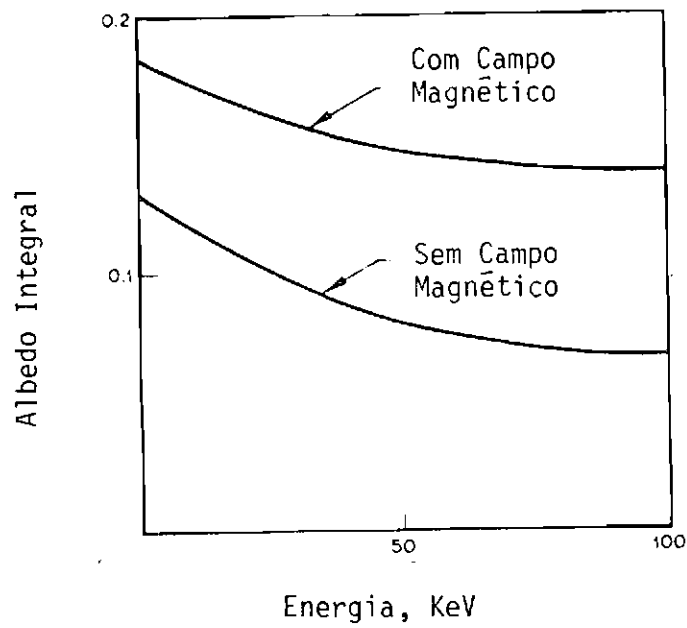


Fig. VII.1 - Razão entre o número de elétrons refletidos e o número de elétrons em precipitação (albedo integral).

FONTE: Walt et al. (1968), p. 546.

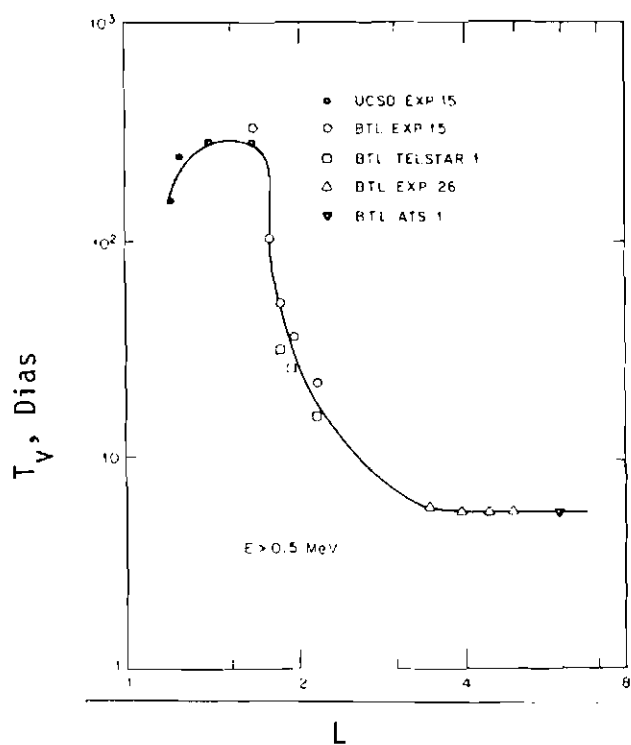


Fig. VII.2 - Tempo de vida para elētrons, devido unicamente ao espalhamento atmosférico.

FONTE: Schulz e Lanzerotti (1974), p. 125.

Na Figura VII.2 pode-se ver que, para a região de interesse, o tempo de vida de elétrons, devido exclusivamente a espalhamento atmosférico, é em torno de 100 dias. Este fator tem uma fundamental importância sobre a degradação do espectro de elétrons em difusão na atmosfera. Como será visto a seguir, a diminuição do tempo de vida dos elétrons irá acarretar modificações na estrutura geral do espectro, ao atingir o nível de 100 Km.

As Figuras VII.3, VII.4 e VII.5 ilustram a evolução do espectro de elétrons na atmosfera e estão relacionadas às Figuras VI.6 e VI.7 do capítulo anterior.

" h_{min} " representa a mínima altura atingida por "anel" B-L, como ilustrado na Figura IV.5. Pode-se notar nessas figuras as características básicas anteriormente descritas. Além disso, medidas do fluxo de elétrons, em função de " h_{min} ", mostraram uma discrepância quanto aos valores esperados, a partir do tempo de vida, devido a espalhamento Coulombiano. Isto pode ser visto na Figura VII.6.

Tal discrepância sugere que outro processo de difusão em "pitch-angle", além do espalhamento Coulombiano, deva ter atuado quando de tais medidas. Tal processo é conhecido, atualmente, como difusão em "pitch-angle" ressonante e será visto a seguir. Também será visto que a ação deste processo, neste dado exemplo, deva ter sido pouco acentuada.

Finalmente, tal discrepância também esteve presente quando das medidas apresentadas na Figura VI.9.

7.3 - DIFUSÃO EM "PITCH-ANGLE" RESSONANTE

Como foi visto, a atmosfera somente não é capaz de explicar a razão de decaimento de elétrons. Para isto, é necessário considerar a difusão em "pitch-angle" ressonante, isto é, interações onda-partícula.

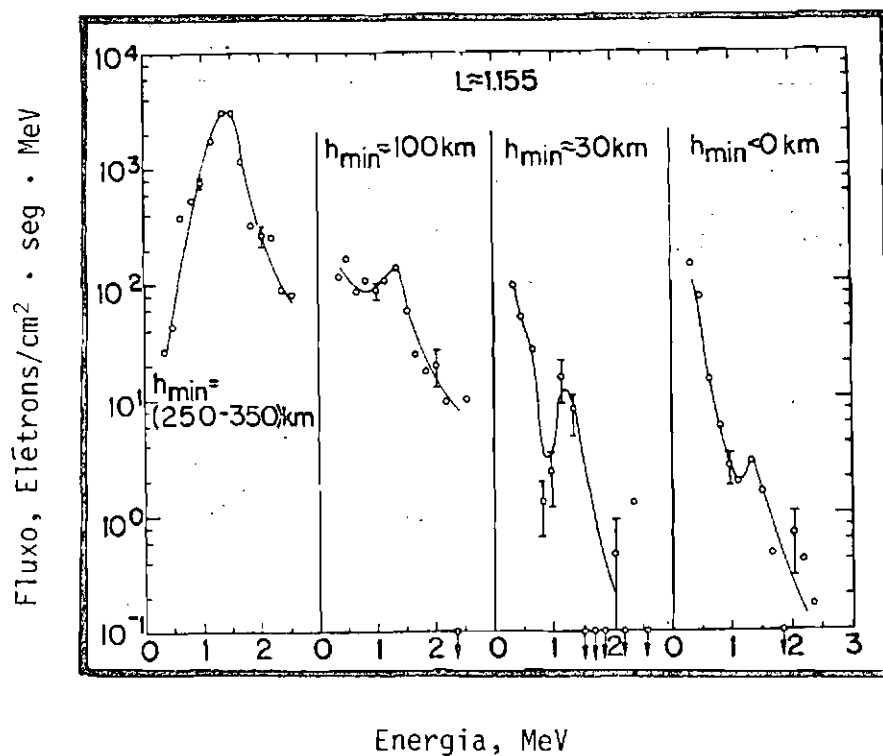


Fig. VII.3 - Evolução do espectro de elétrons na atmosfera.
FONTE: Imhof (1966), p. 4166.

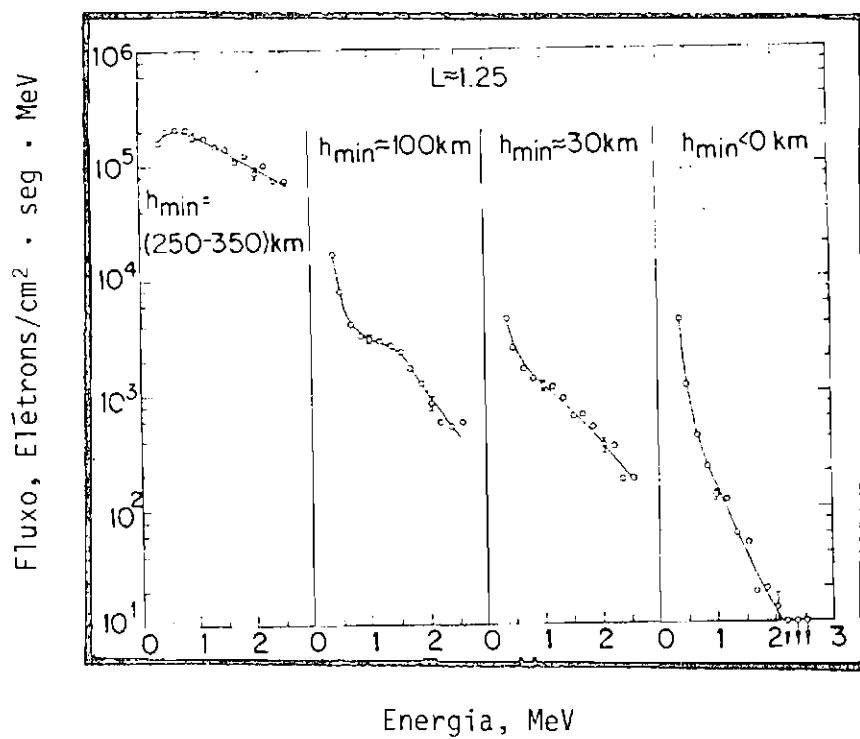


Fig. VII.4 - Evolução do espectro de elétrons na atmosfera.
FONTE: Imhof (1966), p. 4168.

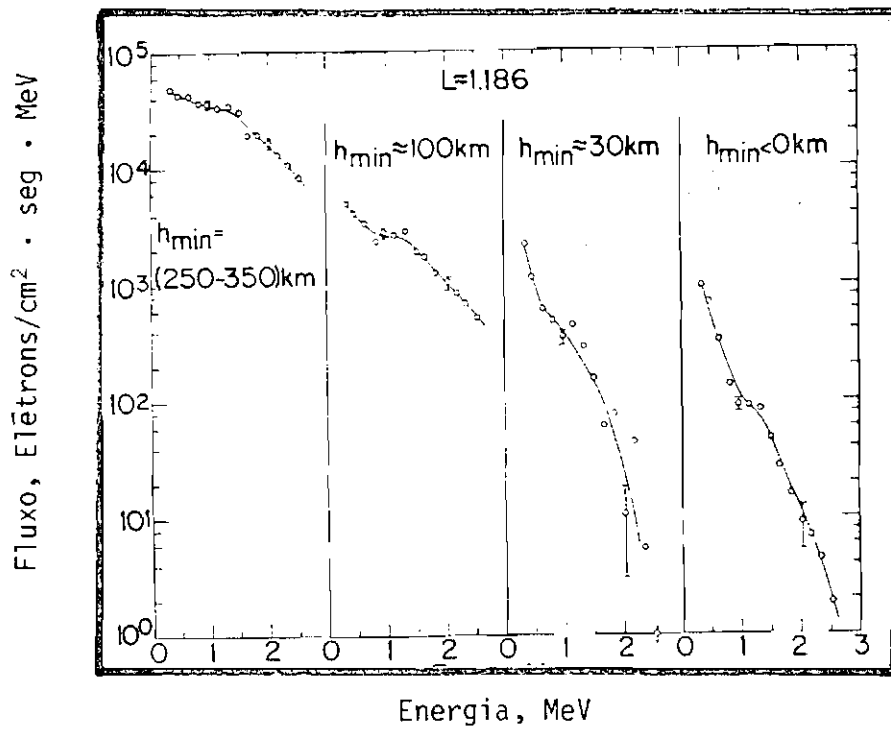


Fig. VII.5 - Evolução do espectro de elétrons na atmosfera.

FONTE: Imhof (1966), p. 4168.

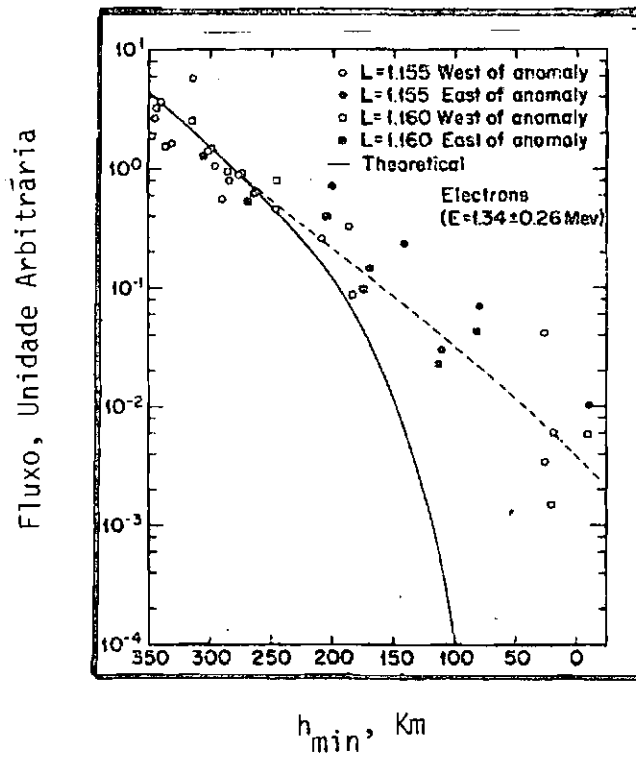


Fig. VII.6 - Fluxo de elétrons em função de " h_{min} ".
FONTE: Imhof (1966), p. 4165.

Ao contrário do espalhamento Coulombiano, a difusão em "pitch-angle" ressonante não é um processo contínuo, pois depende da existência de ondas e, como se verá a seguir, isto irá depender da atividade geomagnética.

Ondas magnetosféricas podem surgir de uma variedade de fontes como, por exemplo, instabilidades no plasma magnetosférico, flutuações de campo magnético e flutuações de campo elétrico.

Porém, nem todas as ondas magnetosféricas podem causar difusão em "pitch-angle" de elétrons "trapped". Para tal, as ondas devem ter frequências próximas à frequência ciclotrônica, ou à frequência de "bouncing".

Então a difusão de "pitch-angle" ressonante pode ser dividida em dois tipos:

1) - Ressonância entre Onda e Elétron na Frequência de "Bouncing"

O papel da ressonância de "bouncing", na difusão em "pitch-angle" de elétrons, não é muito bem conhecido. Se somente este tipo de interação ressonante ocorresse, implicaria num aumento de energia dos elétrons "trapped", durante seu tempo de vida, que não concorda com os espectros de elétrons medidos. Assim, a ressonância de "bouncing" é complementar à ressonância ciclotrônica. A Figura VII.7 ilustra este fenômeno. Porém, segundo cálculos de Schulz e Lanzerotti (1974), a sua importância relativa é menor e pode ser negligenciada. Tal fato será considerado neste trabalho.

2) - Ressonância entre Onda e Elétron na Frequência Ciclotrônica

Neste caso, é necessário que a onda seja polarizada à direita. Tais ondas recebem o nome genérico de ondas eletro-ciclotrônicas.

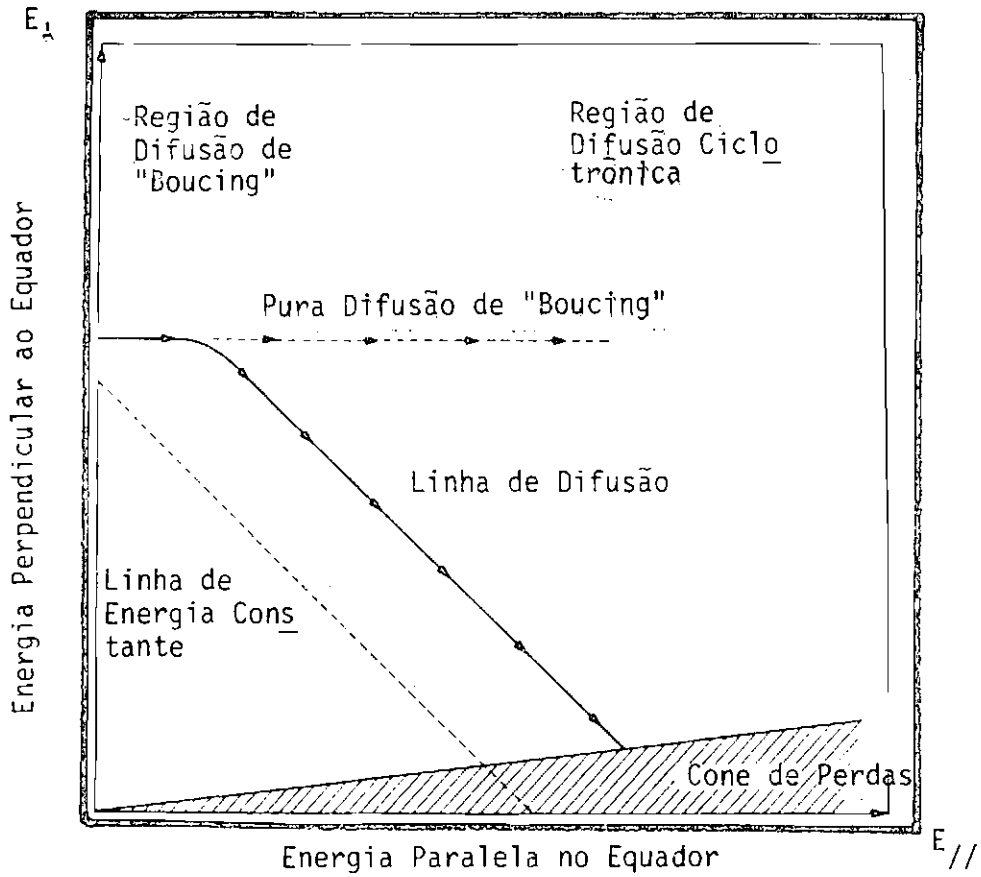


Fig. VII.7 - Caminho de Difusão para elétrons.

FONTE: Roberts (1968), p. 529.

Dentro desse tipo de ondas, como se verá a seguir, uma família de ondas

é de fundamental interesse neste estudo, a família dos Hiss, na faixa de ELF (3 - 3000 Hz).

Para compreender a ressonância ciclotrônica, considere-se um elétron propagando-se ao longo de uma linha de campo magnético, na presença de uma onda eletro-ciclotrônica. O campo magnético total, "visto" pelo elétron, é a soma do campo geomagnético com um fraco campo magnético da onda perpendicular ao primeiro. Com a condição de ressonância preenchida, o elétron "vê" um campo total levemente deslocado da direção do movimento. Este campo total faz um ângulo constante com o vetor velocidade do elétron, desde que o campo da onda esteja girando com a mesma velocidade do elétron. Existe, então, uma força líquida atuando para mudar a velocidade do elétron, paralela ao campo geomagnético, com direção dependente da fase relativa da onda.

Antes de se estudar os efeitos dessa ressonância, é fundamental conhecer as características das ondas existentes na região da anomalia.

Na região da Anomalia Magnética Brasileira as ondas presentes são da família dos Hiss. Estas ondas possuem perfis extremamente variáveis e são detectadas quase que exclusivamente durante períodos de forte atividade magnética, tal como tempestades ou subtempestades magnéticas.

Apresentam como características principais uma faixa de frequência com um corte abrupto em torno de 200 Hz, associado a presença de íons pesados na ionosfera (Gurnett e Burns, 1968); um difuso limite superior em torno de 1000 Hz; uma intensidade máxima (densidade de potência) de $10^{-5} \gamma^2/\text{Hz}$ no começo da fase de recuperação de uma tempestade magnética, a $10^{-7} \gamma^2/\text{Hz}$, durante períodos calmos; uma banda de frequência de poucas centenas de Hertz e uma amplitude de 5 a 50 mV.

Observações de Hiss na magnetosfera interna são apresentadas nas Figuras VII.8 e VII.9.

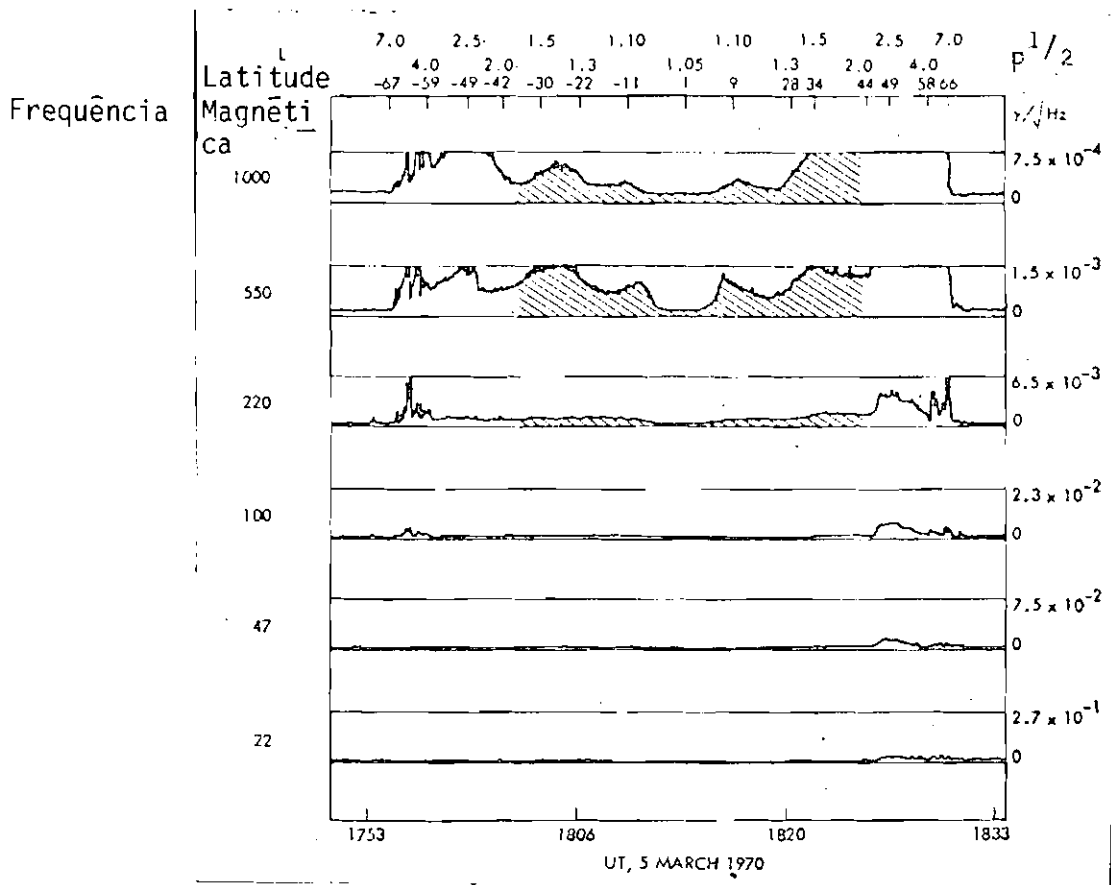


Fig. VII.8 - Observação de Hiss durante uma subtempestade magnética.
FONTE: Tsuturani et al. (1975), p. 602.

Frequência

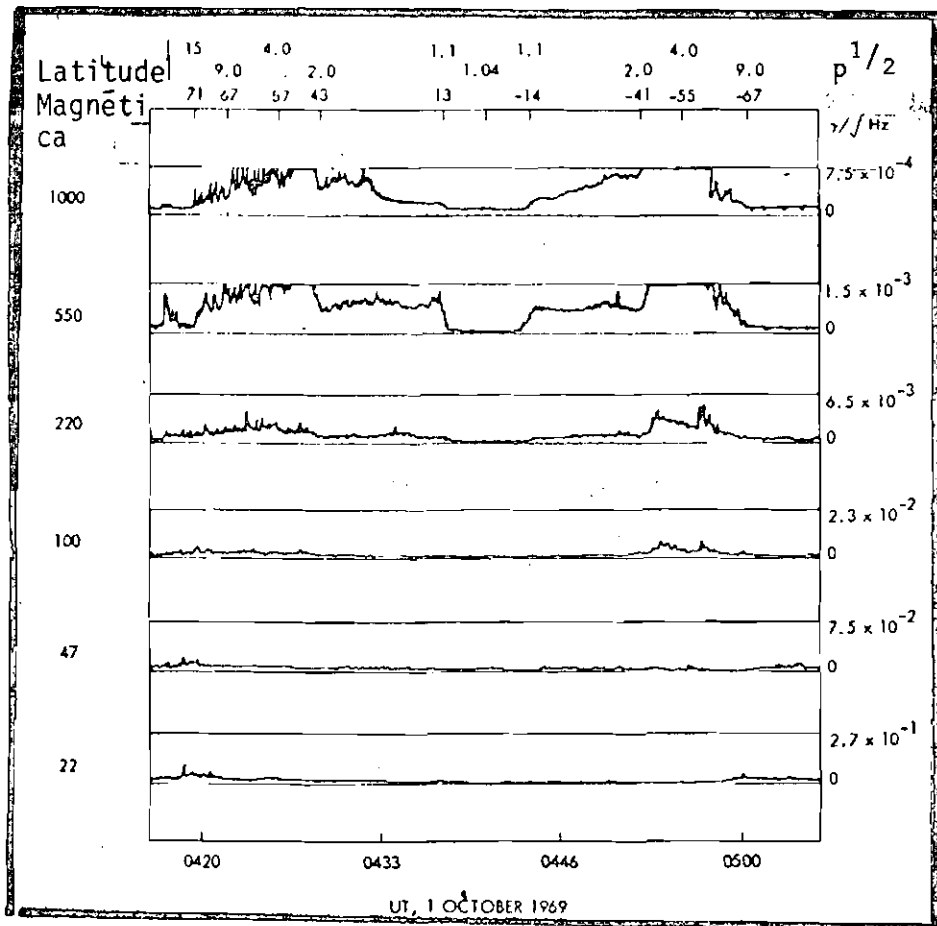


Fig. VII.9 - Observação de Hiss durante uma sub-tempestade magnética.
FONTE: Tsurutani et al. (1975), p. 603.

Outras evidências da presença de Hiss na região da anomalia têm sido dadas por Muzzio e Angerami (1972).

Um estudo estatístico da relação do Hiss com a atividade geomagnética (Tsurutani et al., 1975) mostrou que a maioria dos eventos ocorre durante períodos geomagneticamente ativos, com tempestade e subtempestades magnéticas na fase de recuperação.

A ocorrência de Hiss também depende da hora local, com um máximo entre 12 e 18-horas. A Figura VII.10 ilustra este fato.

A Figura VII.11 mostra um estudo estatístico sobre a densidade de potência do Hiss.

Acredita-se que o Hiss é gerado na plasmapausa, nas proximidades do equador, por instabilidades eletro-ciclotrônicas ressonantes com elétrons de baixa energia (Tsurutani et al., 1975). Um estudo de tais instabilidades tem sido feito por Kennel e Petschek (1966). A razão de crescimento para ondas eletro-ciclotrônicas é determinada tanto pela anisotropia de "pitch-angle", como pela fração de partículas ressonantes. Note-se que a condição de anisotropia deve existir desde que, na plasmapausa, os elétrons vindos da cauda magnética sejam injetados perpendicularmente ao campo magnético.

O mecanismo de geração de ondas é tipicamente um efeito não linear. Contudo, assumindo-se que a turbulência no plasma, produzida pelas ondas, seja de pequena amplitude, um tratamento, segundo a teoria de perturbação, é possível. Seguindo este tratamento, Kennel e Petschek (1966) desenvolveram analiticamente o problema.

A condição de ressonância para a geração de ondas é

$$\omega - K_{//} v_R = \Omega^- \quad (\text{VII.9})$$

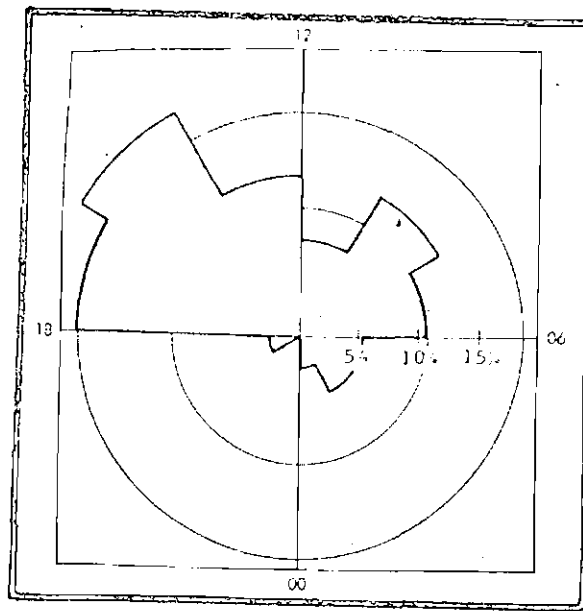


Fig. VII.10 - Ocorrência de Hiss em função da hora local.
FONTE: Tsurutani et al. (1975), p. 605.

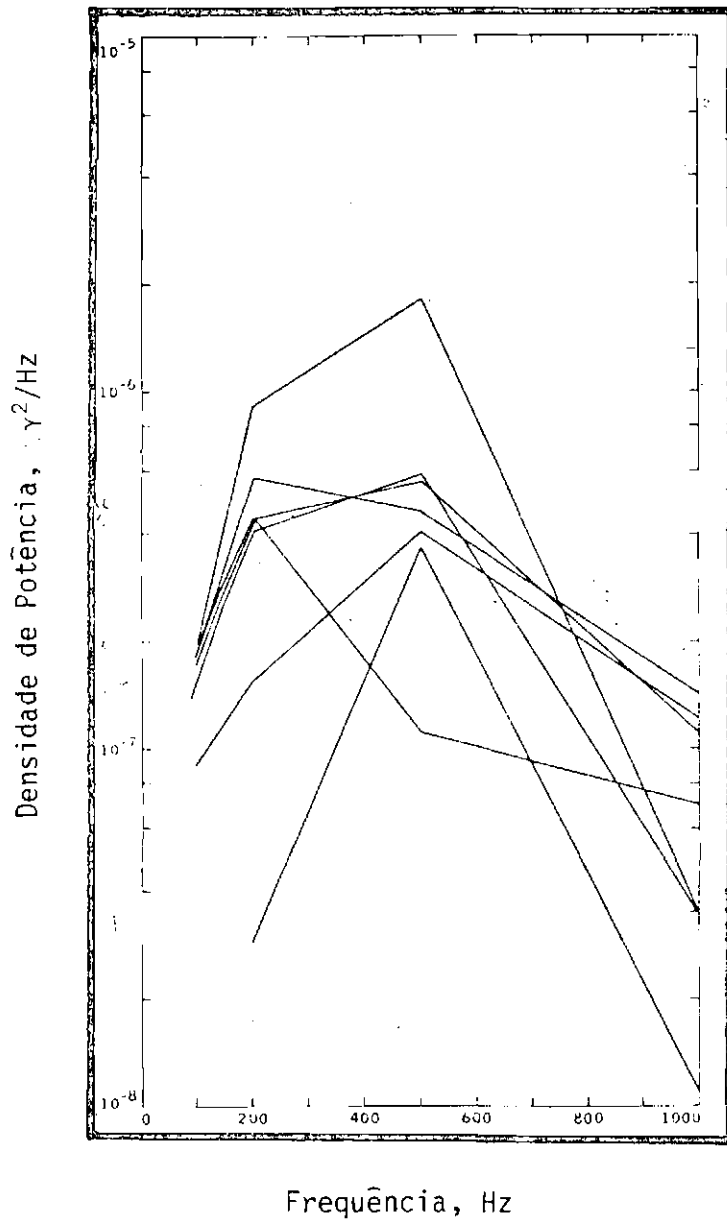


Fig. VII.11 - Densidade de potência de Hiss.

FONTE: Tsurutani et al. (1975), p. 605.

onde:

ω = frequência da onda.

$K_{//}$ = número de onda paralelo ao campo magnético.

v_R = velocidade ressonante do elétron.

$\bar{\Omega}^-$ = girofrequência não relativística do elétron.

$$\bar{\Omega}^- = \frac{eB}{m_0e} \quad (\text{VII.10})$$

As ondas geradas têm frequências no intervalo (Kennel e Petschek, 1966)

$$\bar{\Omega}^+ \leq \omega < \bar{\Omega}^- \quad (\text{VII.11})$$

onde:

$\bar{\Omega}^+$ = girofrequência não relativística do próton.

$$\bar{\Omega}^+ = \frac{eB}{m_p} \quad (\text{VII.12})$$

e

m_{0p} = massa de repouso do próton.

Para se calcular o índice de refração, pode-se assumir um plasma frio. Assim, para propagação paralela ao campo magnético,

$$n^2 = \left[\frac{cK_{//}}{\omega} \right] = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \bar{\Omega}^-)} - \frac{\omega_{pp}^2}{\omega(\omega + \bar{\Omega}^+)} \quad (\text{VII.13})$$

onde:

n = índice de refração.

ω_{pe} = frequência de plasma para elétrons.

ω_{pp} = frequência de plasma para prótons.

$$\omega_{pe} = \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_{0e}} \right)^{1/2} \quad (\text{VII.14})$$

$$\omega_{pp} = \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_{0p}} \right)^{1/2} \quad (\text{VII.15})$$

e

ϵ_0 = permissividade do vácuo.

$$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \quad \text{c}^2/\text{N} \cdot \text{m}^2$$

Considerando-se, ainda, o plasma em estado neutro, tem-se:

$$\omega_{pe}^2 \Omega^+ - \omega_{pp}^2 \Omega^- = 0 \quad (\text{VII.16})$$

e, então,

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 + \omega_{pp}^2}{(\omega - \Omega^-)(\omega + \Omega^+)} \quad (\text{VII.17})$$

Levando-se em conta a equação 11, a equação 17 fica:

$$n^2 \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\Omega^- - \omega)} \quad (\text{VII.18})$$

onde se considera

$$\omega_{p_p} \ll \omega_{p_e}$$

Das equações 9 e 18 a energia ressonante dos elétrons $\bar{\omega}$

$$E_R = \frac{B^2}{8\pi N} \frac{\bar{\Omega}^-}{\omega} \left(1 - \frac{\omega}{\bar{\Omega}^-}\right)^3 \quad (\text{VII.19})$$

Então, a razão de crescimento das ondas $\bar{\omega}$ dada por (Kennel e Petschek, 1966):

$$\gamma_C = \pi \bar{\Omega}^- \left(1 - \frac{\omega}{\bar{\Omega}^-}\right)^2 \chi \left[A_N - \frac{1}{\frac{\bar{\Omega}^-}{\omega} - 1} \right] \quad (\text{VII.20})$$

γ_C = razão de crescimento das ondas.

χ = fração de elétrons ressonantes.

A_N = parâmetro que mede o grau de anisotropia.

Para uma função de distribuição de elétrons igual ao produto de duas gaussianas, nas temperaturas $T_{e_{//}}$ e $T_{e_{\perp}}$ (temperaturas dos elétrons paralela e perpendicular ao campo magnético), tem-se:

$$A_N = \frac{T_{e_{\perp}} - T_{e_{//}}}{T_{e_{//}}} \quad (\text{VII.21})$$

Da equação 20 vê-se que a condição de instabilidade $\bar{\omega}$

$$A_N > \frac{1}{\frac{\bar{\Omega}^-}{\omega} - 1} \quad (\text{VII.22})$$

Após serem geradas, as ondas se propagam segundo duas possibilidades: para " ω " menor que " ω_{LH} ", onde:

$$\omega_{LH} = (\Omega^- \Omega^+)^{1/2} \quad (\text{VII.23})$$

ω_{LH} = frequência híbrida inferior de um plasma,

logicamente, as ondas propagam-se em qualquer direção (Lyons e Kennel, 1972). Se, ao contrário, " ω " for maior que " ω_{LH} ", as ondas só poderão se propagar ao longo das linhas de campo magnético. O resultado líquido é um preenchimento total da plasmasfera por ondas.

Porém, após um curto intervalo de tempo, são ondas propagando-se paralelas, ou quase-paralelas ao campo magnético, irão sobreviver, pois, como mostrado por Kennel e Petschek (1966), a propagação de ondas em grandes ângulos com o campo magnético, sofre a ação do amortecimento de Landau (Chen, 1974), devido ao campo elétrico da onda ter uma componente ao longo do campo magnético.

Desse modo, as ondas encontradas em baixos "L" são esperadas propagarem-se quase-paralelas ou paralelas ao campo magnético, e com uma frequência inferior à frequência quando de sua geração. Tais predições têm sido confirmadas por medidas de Hiss por Tsurutani et al. (1975) e Thorne et al. (1973).

Da mesma forma, a maior ocorrência de eventos de Hiss, em baixos "L", em períodos magneticamente ativos, pode ser compreendida tanto com base na intensificação das instabilidades, como no deslocamento da plasmapausa para menores valores de "L", reduzindo a distância de propagação das ondas e, conseqüentemente, o amortecimento de Landau.

Finalmente, valores típicos de densidade de potência, "P", banda de frequência, " B_a ", amplitude, "B'", e frequência, " ω ", para o Hiss na região da anomalia, que serão utilizados a seguir, são assumidos (Tsurutani et al., 1975). Estes são:

$$\begin{aligned} P &= 4 \cdot 10^7 \gamma^2/\text{Hz} \\ B_z &= 300 \text{ Hz} \\ B' &= 1,1 \cdot 10^{-2} \gamma \\ \omega &= 550 \text{ Hz} \end{aligned} \tag{VII.24}$$

Considerando-se o estudo da ressonância ciclotrônica, um dos primeiros trabalhos, neste assunto, foi escrito por Roberts (1966), que mostra a impossibilidade de Whistlers, gerados por relâmpagos explicar a adicional difusão em "pitch-angle" observada. Posteriormente, com a descoberta da existência de Hiss, vários autores se dedicaram ao estudo da ressonância ciclotrônica.

A condição geral de ressonância de um elétron com Hiss é

$$\omega - K_{//} v_{//} = \ell \Omega \tag{VII.25}$$

onde:

$$\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Fisicamente isto significa que a frequência da onda é desviada pelo efeito Doppler, para um múltiplo da girofrequência do elétron.

Esta condição de ressonância pode ser dividida em dois tipos: para " ℓ " positivo, a ressonância é chamada normal, isto é, o elétron e a onda que se encontram possuem sentidos contrários. Para " ℓ " negativo a ressonância é chamada anômala e equivale ao encontro de um elétron e uma onda que possuem mesmo sentido. Para a região da anomalia, considerando a faixa de frequências de Hiss, pode-se ver, da equação 25, que a ressonância irá ocorrer de modo anômalo.

Note-se que, na equação 25, " $v_{//}$ " e " Ω " variam com a posição ao longo da trajetória de "bouncing" do elétron. Então, neste sentido, a ressonância ciclotrônica é um fenômeno local, isto é, as con

dições que satisfazem a equação 25 não persistem ao longo de toda a trajetória.

Como foi dito anteriormente, há dois casos a se considerar: a ressonância pode-se dar com a onda propagando-se paralelamente ao campo magnético ou, então, formando um pequeno ângulo " θ_B ", com o campo magnético. Para o primeiro caso, a ressonância só pode se dar com " ℓ " igual a -1. Para o segundo, ela poderá ocorrer para " ℓ " igual a 0, -1, -2, ..., isto é, ressonância em harmônicos da girofrequência. Isto ocorre devido ao fato de que, neste caso, a polarização da onda em relação ao elétron é elíptica. Logo, o elétron pode retornar em fase com a onda depois de um número inteiro de períodos ciclotrônicos.

Para o cálculo do índice de refração, para propagação paralela, novamente valendo-se da equação 13, considerando-se que para as frequências de Hiss:

$$\omega < \Omega^+ \quad (\text{VII.27})$$

e assumindo (Tsurutani et al., 1975)

$$n \gg 1 \quad (\text{VII.28})$$

tem-se:

$$n^2 \approx \frac{\omega_p^2}{\Omega^- (\omega + \Omega^+)} \quad (\text{VII.29})$$

Por outro lado, a equação 25 pode ser escrita como

$$1 - \beta n \approx - \frac{\Omega^-}{\gamma \omega} \quad (\text{VII.30})$$

Então, usando as equações 28, 29 e 30, obtêm-se:

$$\gamma^2 - 1 \approx \left(\frac{\Omega^-}{\omega_{pe}} \right)^2 \left(\frac{\Omega^-}{\omega} \right) \left(1 + \frac{\Omega^+}{\omega} \right) \quad (\text{VII.31})$$

o)

e, assim, pode-se calcular a energia ressonante do elétron:

$$E_R = (\gamma - 1) m_0 c^2 \quad (\text{VII.32})$$

Para propagação em um ângulo com o campo magnético, o índice de refração \bar{n} (Thorne et al., 1973):

$$n = \frac{\omega_{pe}}{\omega} \left(\frac{\omega}{\Omega^-} \right)^{1/2} \left(\frac{\cos \theta_B + \Omega^+/\omega}{\cos^2 \theta_B} \right)^{1/2} \quad (\text{VII.33})$$

e, das equações 27 e 28, tem-se:

$$n^2 \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^- \left(\frac{\omega}{\cos \theta_B} + \frac{\Omega^+}{\cos^2 \theta_B} \right)} \quad (\text{VII.34})$$

então,

$$\gamma^2 - 1 \approx \left(\frac{\ell \Omega^-}{\omega n} \right)^2 \quad (\text{VII.35})$$

A partir do exposto, pode-se calcular a energia dos elétrons ressonantes com Hiss, na Anomalia Magnética Brasileira, utilizando as equações 24, 31, 32 e 35, assumindo-se, por exemplo, "L" igual a 1,1, densidade do plasma $2 \cdot 10^5$ (Tsurutani et al., 1975), campo magnético nas proximidades do equador $0,12 \cdot 10^{-4}$ T (Dudziak et al., 1963), e tomando os valores:

$$\begin{aligned}m_{0e} &= 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ Kg} \\m_{0p} &= 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ Kg} \\e &= 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ c} \\m_0c^2 &\approx 511 \text{ KeV}\end{aligned}$$

obtêm-se, para a propagação paralela,

$$E_R \approx 4,2 \text{ MeV}$$

e, para a propagação em um ângulo $\theta_B = 10^0$,

$$E_R \approx 4,3 \text{ MeV}$$

e, para o primeiro harmônico

$$E_R \approx 9,0 \text{ MeV}$$

Para o " ℓ " igual a zero (ressonância de Cerenkov) não é possível a ressonância, o que pode ser visto nas equações 25 e 28.

Note-se que a ressonância no primeiro harmônico, além de ser menos efetiva, como explicado anteriormente, ocorre em energias onde, em geral, a população de elétrons é pouco intensa.

Considerando-se que a frequência de Hiss é extremamente variável, como são os valores de "N" e "B", tem-se a existência de uma faixa de energias ressonantes. Com o objetivo de aplicar esta teoria à simulação que se segue, fixou-se uma extensa faixa deste 0,6 MeV a 4,6 MeV.

Abordando agora, o balanço de energia entre o elétron e a onda na interação ressonante, para cada "quantum" de onda emitido ou absorvido, a mudança na energia da onda será " $h\omega$ ", e a mudança no "momentum" será " hK ", onde h é a constante de Planck dividida por 2π .

A mudança na energia paralela ao campo magnético, do elétron interagindo, será:

$$dE_{//} = -\hbar K_{//} v_R$$

e

$$dE = -\hbar\omega$$

Dada a condição de ressonância, equação 25, com " ℓ " igual a -1 , tem-se:

$$\frac{dE}{dE_{//}} = -\frac{1}{\frac{\Omega}{\omega} - 1} \quad (\text{VII.36})$$

e

$$\frac{dE_{\perp}}{dE_{//}} = -\frac{1}{1 - \frac{\omega}{\Omega}}$$

Logo, levando-se em conta a frequência de Hiss, tem-se que a energia total do elétron será praticamente constante, havendo apenas transferência de " E_{\perp} " para " $E_{//}$ ". Assim, o efeito líquido da ressonância ciclotrônica é uma pura difusão em "pitch-angle", do elétron, em direção ao cone de perdas.

Então, a equação de Folker-Planck para a difusão em "pitch-angle" ressonante fica:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \mu} \left[D_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] \quad (\text{VII.38})$$

O coeficiente de difusão " $D_{\mu\mu}$ " foi calculado por Kennel e Petschek (1966) e é dado por

$$D_{\mu\mu} \approx \frac{\Omega^{-2}}{2} \left(\frac{B'}{B} \right)^2 \Delta t \quad (\text{VII.39})$$

onde:

Δt = intervalo de tempo em que o elétron permanece em ressonância ciclotrônica, durante um período ciclotrônico.

Assumindo-se que o tempo para um elétron difundir-se de 1 rad. é uma medida do tempo de vida do elétron (Tsurutani et al., 1975), tem-se (Kennel e Petschek, 1966):

$$T_V \approx \frac{1}{D_{\mu\mu}} \quad (\text{VII.40})$$

Assim, obtêm-se, para o tempo de vida de um elétron devido à difusão em "pitch-angle" ressonante, a expressão

$$T_V \approx \frac{1}{\eta \Omega^{-2} \left(\frac{B'}{B} \right)^2}$$

onde:

η = fração do período de "bouncing", em que o elétron está em ressonância.

Para os mesmos parâmetros anteriores e assumindo-se " η " igual a 1/2 (período magneticamente ativo), tem-se:

$$T_V \approx 15 \text{ dias}$$

Novamente considerando-se que os parâmetros em jogo têm seus valores variáveis, o mesmo sucedendo com " η ", conclui-se que, na região da Anomalia Magnética Brasileira, o tempo de vida de elétrons, de

vido à difusão em "pitch-angle" ressonante, irá variar, aproximadamente, entre 10 e 50 dias.

Ao se comparar estes valores com o tempo de vida de elétrons, devido a espalhamento Coulombiano, dado anteriormente, constata-se que a difusão em "pitch-angle" ressonante diminui, consideravelmente, o tempo de vida de elétrons com a energia ressonante. Isto, por sua vez, poderá acarretar na formação de picos, no espectro de elétrons de precipitação.

Infelizmente, para a região da Anomalia Magnética Brasileira, não há medidas de tais picos atualmente. Porém, medidas em mais altos valores de "L" são disponíveis, como mostrado na Figura VII.12.

Na Figura VII.13 é mostrada a energia central do pico, em função de "L".

Note-se que a extrapolação da Figura VII.13 para valores de "L" na região da anomalia fornece, exatamente, a faixa de energia anteriormente calculada.

7.4 - SÍNTESE

O espectro de elétrons "trapped", como estudado no capítulo anterior, ao se difundir na atmosfera sofre uma gradual degradação, devido ao espalhamento Coulombiano. Além disso, em períodos magneticamente ativos, a difusão em "pitch-angle" ressonante pode provocar picos na estrutura do espectro de precipitação.

Em resumo, o espectro de elétrons em precipitação apresenta, em tempos magneticamente calmos, uma forma aproximadamente exponencial, e, em tempos magneticamente ativos, pode apresentar estruturas sobrepostas, tais como um ou mais picos. A presença destes picos pode ser devido a ressonâncias de "drift", como mostrado no capítulo anterior, ou, então, devido a ressonâncias ciclotrônicas.

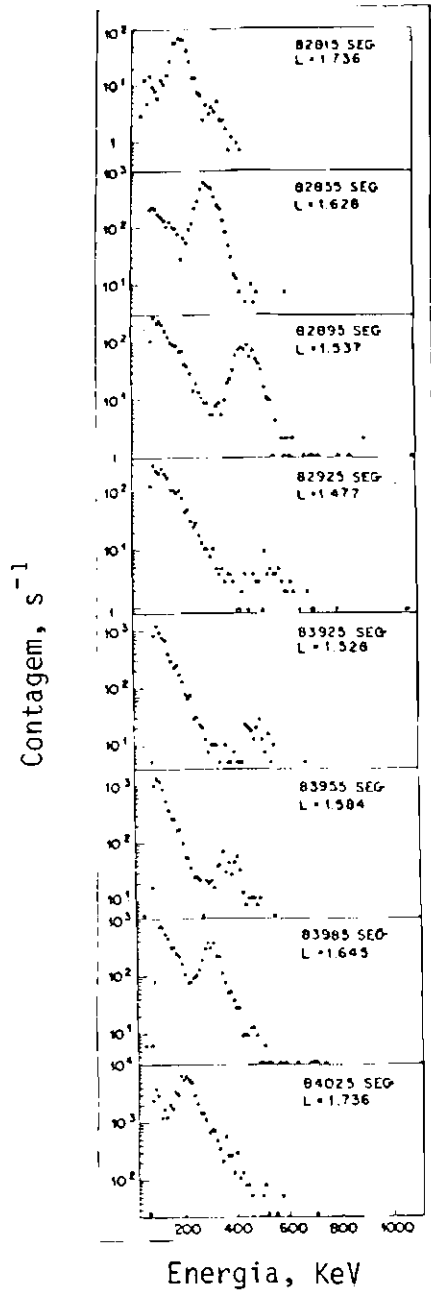


Fig. VII.12 - Exemplos de picos no espectro de el̄trons, devido ā difus̄o em "pitch-angle" ressonante.

FONTE: Imhof et al. (1978), p. 246.

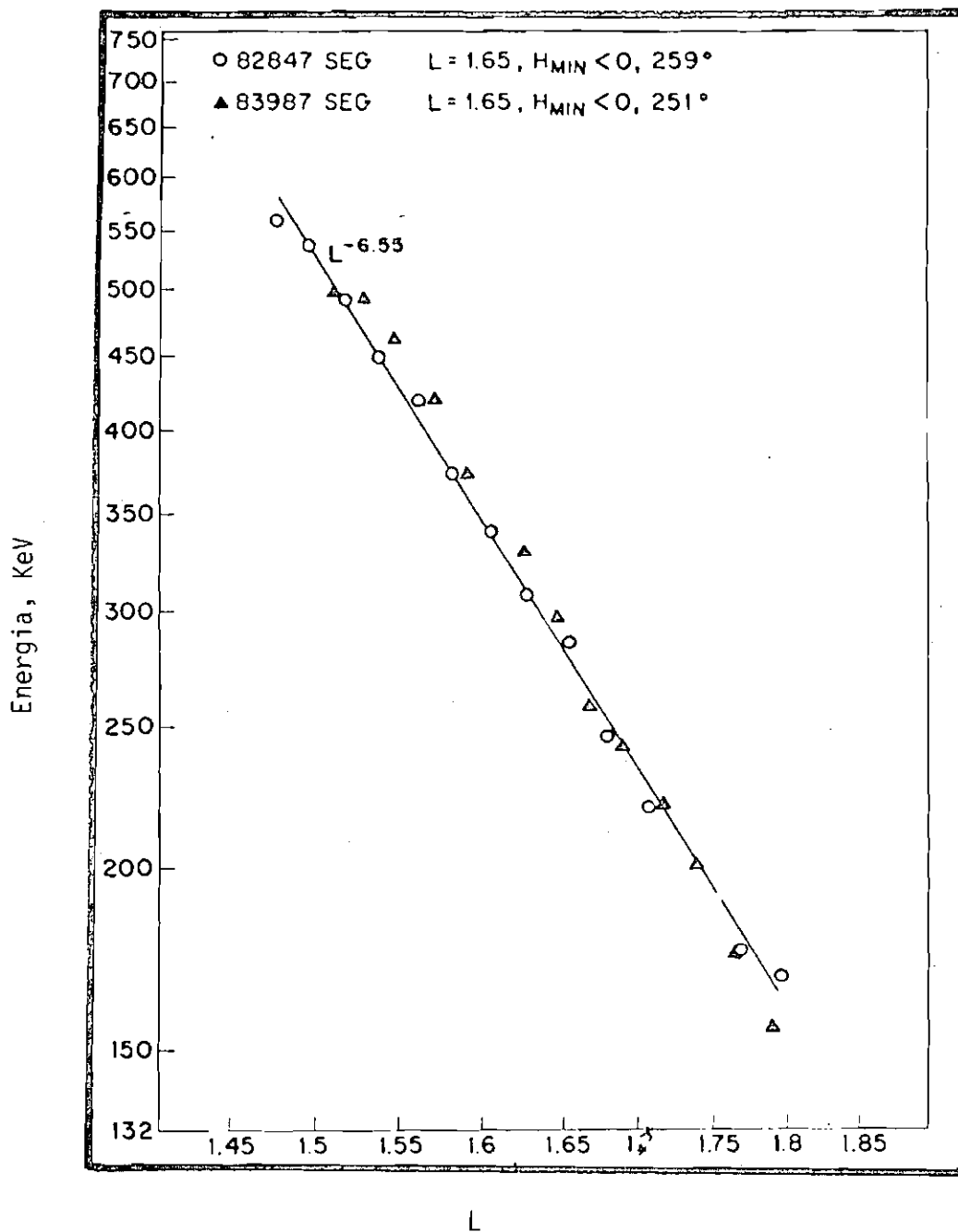


Fig. VII.13 - Energia central do pico em função de "L".
FONTE: Imhof et al. (1978), p. 4246.

Além disso, tais mecanismos podem ou não atuar na mesma energia, fazendo com que a estrutura do espectro seja altamente variável. Para que tais picos possam ser proeminentes, é lógico esperar-se que ambos os mecanismos atuem na mesma energia. Neste caso, a presença de mais de um pico só poderia se dar por ressonâncias em harmônicos, o que, como já foi dito, é uma interação pouco efetiva. Desse modo, a estrutura com um só pico proeminente parece ser a mais interessante para se estudar.

CAPÍTULO VIII

PRECIPITAÇÃO DE ELÉTRONS ENERGÉTICOS, PRODUÇÃO DE FÓTONS DE RAIO-X E DIFUSÃO DESTES FÓTONS NA ATMOSFERA

8.1 - INTRODUÇÃO

Como foi dito no capítulo anterior, a altura de 100 Km foi tomada como o nível de separação entre a difusão e a precipitação propriamente dita dos elétrons. Isto equivale a considerar o efeito "mirroring" negligenciável abaixo de 100 Km (Berger et al., 1974). Neste capítulo, assume-se um espectro de elétrons incidente, ao nível de 100 Km de altura, espectro de precipitação, e, então, são estudados os efeitos que estes irão produzir ao penetrarem a altitudes menores.

Assume-se um modelo atmosférico (COSPAR, 1965; Berger e Seltzer, 1972), que presuppõe uma atmosfera média, estratificada horizontalmente.

Utilizando-se a equação VII.6, pode-se relacionar a profundidade atmosférica à altura. Isto é mostrado na Tabela VIII.1.

A profundidade atmosférica para alturas intermediárias pode ser obtida através de interpolação dos valores da Tabela VIII.1. Valores abaixo de 30 Km não são de interesse para aplicação da técnica de balão, daí não serem apresentados.

Assumido então um modelo atmosférico, pode-se estudar o transporte de elétrons e fótons.

8.2 - TRANSPORTE DE ELÉTRONS NA ATMOSFERA

Do exposto nos Capítulos VI e VII, assume-se que o espectro de elétrons incidente em 100 Km tem uma faixa de energia que se estende de 10 a 5000 KeV.

TABELA VIII.1

RELAÇÃO ENTRE ALTURA E PROFUNDIDADE ATMOSFÉRICA

FONTE: Berger e Seltzer (1972), p. 86.

Altitude (km)	Atmospheric depth (g cm ⁻²)
100	0.000327
90	0.00172
80	0.0102
70	0.0535
60	0.229
55	0.446
50	0.842
45	1.58
40	3.05
38	4.00
36	5.27
34	6.97
32	9.27
30	12.4

Na Tabela VIII.2, apresentam-se dados que servem de base para o estudo posterior, no intervalo de energia de interesse.

TABELA VIII.2

RANGE E LIMITE DE PENETRAÇÃO PARA ELÉTRONS NO AR,
BASEADO EM EVANS (1955), p. 712

ENERGIA (KeV)	RANGE MÉDIO DO ELÉTRON (g/cm ²)	LIMITE DE PENETRAÇÃO (Km)
10	0,000289	101
20	0,000981	93
50	0,00492	84
100	0,0163	77
200	0,0509	71
500	0,200	61
1000	0,491	54
2000	1,08	48
5000	2,56	42

O range médio do elétron é computado na aproximação de contínuo "slowing down" e o limite de penetração é calculado através de interpolação linear na Tabela VIII.1, para uma profundidade atmosférica numericamente igual ao range médio do elétron, numa dada energia. Vê-se que, para esta faixa de energia, os elétrons, na aproximação de contínuo "slowing down", não alcançam altitudes de balão (tipicamente entre 30 e 40 Km).

A trajetória de um elétron na atmosfera pode ser esquematizada como uma sucessão de vãos livres interrompidos por colisões com os constituintes atmosféricos, que resultam em deflexões e perda de energia. Neste sentido, o transporte de elétrons na atmosfera é um processo de natureza, fundamentalmente, estocástica. Podem-se apenas estabelecer probabilidades quanto ao comportamento futuro do elétron. Assim,

elétrons com as mesmas condições iniciais podem ter diferentes "histórias" ao penetrarem na atmosfera.

Levando-se em conta a natureza desse processo, o melhor tratamento matemático seria através de uma técnica de amostragem randômica. Tal técnica, conhecida como técnica de Monte Carlo foi então empregada neste estudo.

Um elétron ao penetrar na atmosfera sofre múltiplos espalhamentos, tanto por núcleos atômicos, como por elétrons orbitais. Neste estudo, baseado em Berger e Seltzer (1972), nenhuma aproximação ou simplificação drástica foi considerada para tais interações.

Para o múltiplo espalhamento de elétrons por núcleos atômicos, a deflexão foi amostrada da secção eficaz de Goudsmit-Saunderson, com a adição do fator de Molière, para levar em consideração o efeito de blindagem. Para a perda de energia, que se dá por Bremsstrahlung, a secção eficaz de Sauter foi assumida, com a adição do fator de Elwert, para o efeito da blindagem. O processo de Bremsstrahlung será discutido posteriormente.

Para o múltiplo espalhamento de elétrons por elétrons orbitais, a deflexão foi considerada no fator de Molière e a perda de energia, que se dá por ionização e excitação dos átomos atmosféricos, foi amostrada da secção eficaz de Rohrlich-Carlson, da teoria da "stopping power", adicionada ao fator de Landau para levar em consideração o efeito de "straggling". Neste processo, os elétrons orbitais ganham energia e, após superarem a energia de ligação atômica, deixam o átomo. Tem-se, então, a produção de elétrons secundários. Tal fenômeno foi, portanto, considerado.

O efeito de "backscattering" também foi levado em consideração.

Por outro lado, assume-se que os elétrons incidentes

dentes tenham uma distribuição angular isotrópica e uniforme, sobre uma larga região, o que implica em que o problema de transporte de elétrons e fótons possa ser tratado como unidimensional, com a profundidade atmosférica como a única variável espacial. Na região da anomalia, embora as linhas de campo geomagnético tenham uma direção preferencial, os elétrons, ao se precipitarem, possuem grandes valores de "pitch-angle", o que faz com que a precipitação tenda a ser isotrópica.

Tais afirmações, de acordo com o conhecimento atual da precipitação na anomalia, parecem ser as mais realísticas, porém, só com o recurso de medidas experimentais, tais efeitos poderão ser devidamente aquilatados.

8.3 - PRODUÇÃO DE FÓTONS DE RAIOS-X

De acordo com a teoria eletromagnética, sempre que uma carga elétrica é acelerada, radiação eletromagnética é emitida. Elétrons se precipitando produzem raios-X, ao serem retardados no campo Coulombiano de um núcleo atômico. Este efeito é denominado "bremsstrahlung". Os fótons de raios-X produzidos podem ter qualquer energia, até aquela do elétron retardado. Assim, vê-se que, a produção de fótons de raios-X é diretamente proporcional à densidade de núcleos atômicos atmosféricos, daí se ter negligenciado tal fato no capítulo anterior.

Como pode ser visto nas Tabelas VII.1 e VII.2, a perda de energia de um elétron por "bremsstrahlung" não chega a 5% da perda total de energia. Porém, a sua importância está no fato de que, fótons de raios-X podem penetrar até a alturas de balão, e, então, serem medidos. Tal fato é ilustrado na Tabela VIII.3. Nesta tabela, o livre caminho médio do fóton é calculado como a recíproca do coeficiente de atenuação de massa, mostrado na Figura VIII.3.

TABELA VIII.3

LIVRE CAMINHO MÉDIO PARA FÔTONS, BASEADO EM EVANS (1955), p. 715

ENERGIA (KeV)	LIVRE CAMINHO MÉDIO DO FÔTON (g/cm ²)
10	0,207
20	1,45
50	5,10
100	6,62
200	8,13
500	11,5
1000	15,7
2000	22,5
5000	36,4

Comparando-se as Tabelas VIII.1 e VIII.3 vê-se que, fôtons com energia acima de 20 KeV podem, em geral, atingir alturas de balão. Logo, a faixa de energia dos elêtrons precipitando-se, para os objetivos deste estudo, pode ser redefinida como variando de 20 a 5000 KeV.

Com o sentido de ilustrar alguns aspectos pertinentes à produção de fôtons de raio-X por "bremsstrahlung", as equações 1 e 2 mostram, respectivamente, a secção eficaz diferencial para produção de fôtons por "bremsstrahlung" e a perda de energia por "bremsstrahlung", por unidade de distância, para um elêtron.

$$\frac{d\sigma}{dK_f} \approx E_F A_a^2 \frac{R_{ce}^2}{\beta^2} \frac{1}{K_f} G(T, K_f, A_a) \quad \text{(VIII.1)}$$

onde:

K_f = energia do fôton.

E_F = constante de estrutura fina.

R_{ce} = raio clássico do elétron.
 G = fator de Gaunt.

$$\left. \frac{dT}{ds} \right|_{\text{rad.}} = E_F A_a^2 \frac{R_{ce}^2}{\beta^2} T N_a b(T, A_a) \quad (\text{VIII.2})$$

Tanto o fator de Gaunt, como a função "b" variam lentamente com o valor próximo da unidade.

Na equação 1, vê-se que, para uma dada energia do elétron, a produção de fótons de raio-X é inversamente proporcional à energia do fóton, o que pode ser visto na Figura VIII.1. Esta, mostra o espectro de fótons emitidos por Bremsstrahlung, por um elétron de 100 KeV, desde sua penetração na atmosfera até o repouso.

Na Figura VIII.1 mostra-se o resultado obtido pelo método de Monte Carlo, assumindo um feixe de elétrons isotrópico e uniforme, e o calculado na aproximação de contínuo "slowing down" (Berger e Seltzer, 1972). O leve aumento no espectro, segundo a aproximação de contínuo "slowing down", em baixas energias, se deve ao fato de que, nessa aproximação, o efeito de "backscattering" não é considerado.

Na equação 2, vê-se que, a produção de fótons de raio-X é diretamente proporcional à densidade do meio, como já havia sido dito.

Neste estudo, a produção de fótons por Bremsstrahlung foi amostrada da secção eficaz de Sauter, adicionada do fator de Elwert, para o efeito de blindagem (Sauter apud Berger e Seltzer, 1972; Elwert apud Berger e Seltzer, 1972).

Na Figura VIII.2, apresenta-se a distribuição angular intrínseca dos fótons produzidos por "bremsstrahlung", com respeito à direção do elétron incidente, para duas energias do feixe de elétrons.

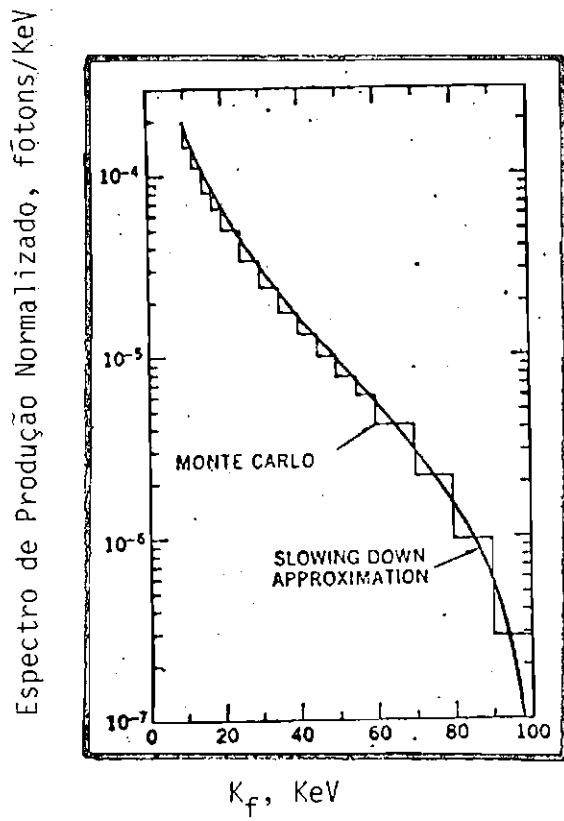


Fig. VIII.1 - Espectros de fótons emitidos por Bremsstrahlung.
FONTE: Berger e Seltzer (1972), p. 91.

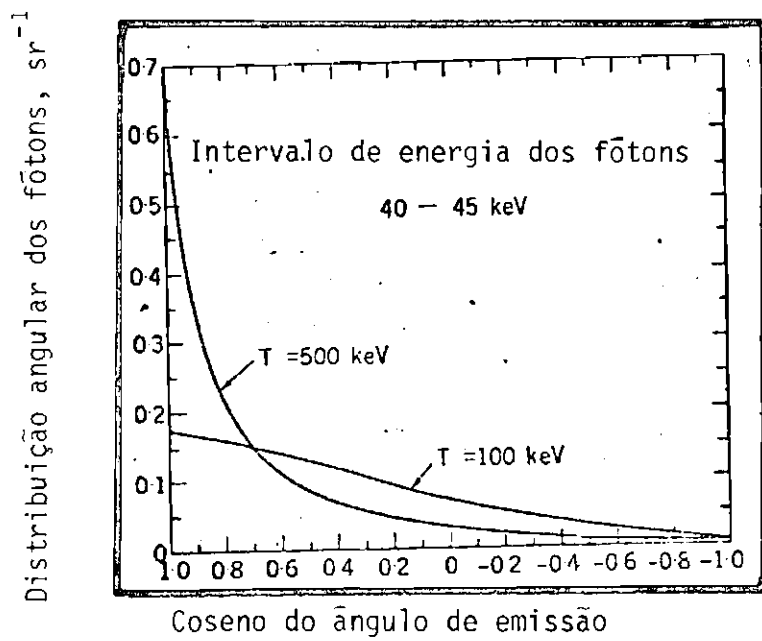


Fig. VIII.2 - Distribuição angular intrínseca dos fótons produzidos por "bremsstrahlung".

FONTE: Berger e Seltzer (1972), p. 92.

Da Figura VIII.2 conclui-se que, quanto maior a energia do elétron mais a distribuição angular dos fótons tende a concentrar-se em pequenos ângulos. Por outro lado, quanto maior for a energia do elétron, maior a produção total de fótons de raio-X (Tabelas VII.1 e VII.2). Logo, como se assumiu uma distribuição angular isotrópica para os elétrons em precipitação, pode-se, também, esperar uma distribuição angular, aproximadamente isotrópica, dos fótons de raio-X produzidos.

8.4 - TRANSPORTE DE FÓTONS NA ATMOSFERA

Analogamente ao problema concernente ao transporte de elétrons na atmosfera, o transporte de fótons também é de natureza estocástica.

Para a faixa de energia de elétrons considerada, tem-se, como foi dito, fótons de raio-X desde 20 KeV até 5000 KeV. Para estas energias, observa-se que na Figura VIII.3, espalhamento Compton e absorção fotoelétrica devem ser considerados na difusão dos fótons na atmosfera, enquanto que o fenômeno de produção de pares pode ser negligenciado.

Tal consideração é apresentada na Figura VIII.4, onde se vê a relativa importância entre estes três tipos de interações. Para o ar, o número atômico é aproximadamente 7,3.

Desse modo, o transporte de fótons será também estudado pelo método de Monte Carlo. A trajetória do fóton de raio-X, desde o instante de sua produção, é seguida pela técnica de amostragem randômica convencional (Fano apud Berger e Seltzer, 1972), envolvendo a amostragem de todos os sucessivos espalhamentos Compton, até ocorrer a absorção fotoelétrica.

Neste estudo, a seção eficaz para espalhamento Compton e absorção fotoelétrica foram compiladas de Hubbel apud Berger e Seltzer (1972).

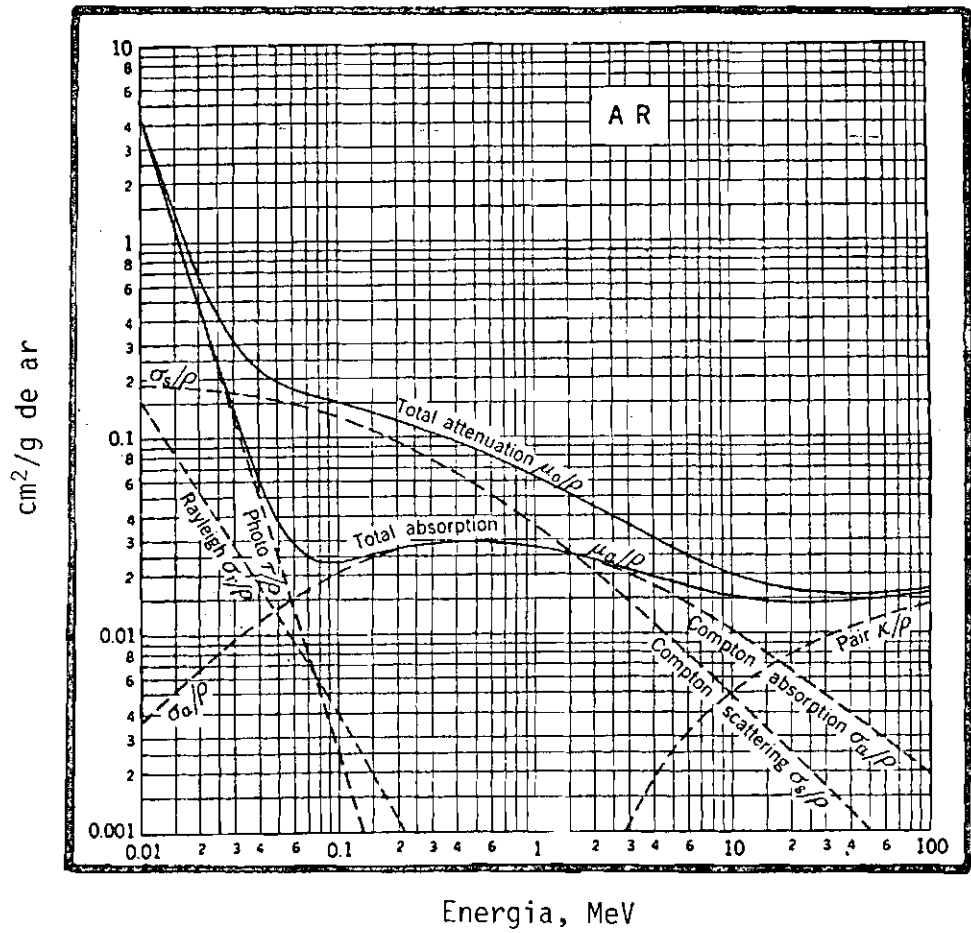


Fig. VIII.3 - Coeficiente de atenuação de massa para f̄tons no ar.
FONTE: Evans (1955), p. 713.

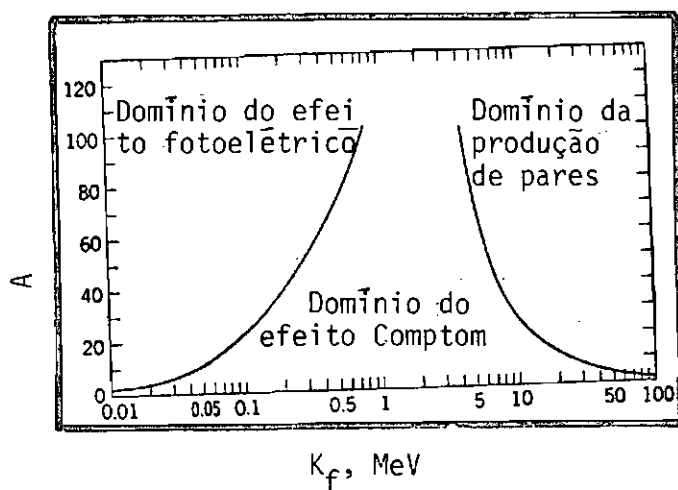


Fig. VIII.4 - Importância relativa entre as principais interações para fótons.
FONTE: Evans (1955), p. 712.

Por outro lado, a penetração dos fótons de raio-X, produzidos por "bremsstrahlung", irá depender da distribuição angular dos elétrons incidentes na atmosfera, bem como da distribuição angular intrínseca dos fótons produzidos. A Figura VIII.5 apresenta os espectros de raio-X na profundidade atmosférica de 9-10 g/cm².

Nota-se que a forma espectral não muda. A principal diferença está numa mudança da intensidade no pico do espectro, porém, a posição deste é mantida.

A presença de um pico no espectro de raio-X se deve ao acúmulo de radiação espalhada e ao forte aumento da absorção fotoelétrica, para energias abaixo de 40 KeV.

A Figura VIII.6 mostra o espectro de raio-X produzido por uma corrente monoenergética de elétrons de 100 KeV e de 500 KeV. Pode-se ver que, na região espectral, próxima ao pico, existe um considerável aumento da radiação espalhada, chegando a exceder a radiação não espalhada por um fator de 10, ou mais.

8.6 - MÉTODO DE MONTE CARLO

O método de Monte Carlo consiste num método de simulação por amostragem randômica.

Assumindo-se que um elétron interage, em cada instante, com um só centro de espalhamento, sua trajetória poderá ser descrita como um "random walk". Mesmo assim, devido à intensidade e ao "range" das interações Coulombianas, o acompanhamento do elétron, através de um "random walk", iria requerer um enorme esforço computacional. Ao invés disso, para reduzir a dependência à computação a um nível aceitável, utiliza-se uma aproximação que consiste em agrupar muitas etapas do "random walk" em uma simples etapa de um "random walk" condensado, onde as probabilidades de transição são dadas pelas teorias de interação mencionadas.

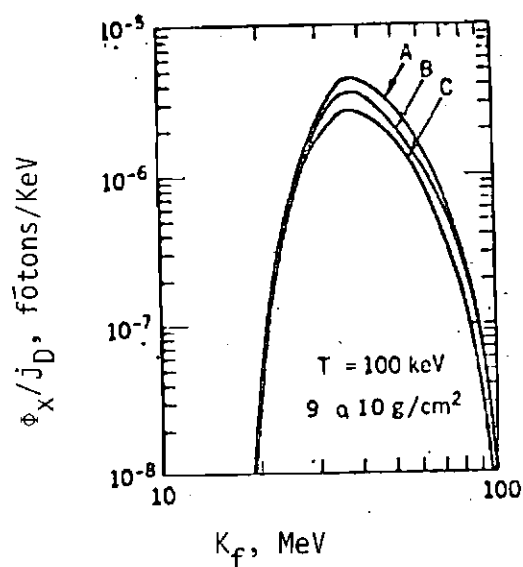


Fig. VIII.5 - Dependência do espectro de raio-X, com respeito à distribuição angular dos elétrons incidentes e a distribuição angular intrínseca dos fótons produzidos.

- A - Fluxo vertical de elétrons; produção de fótons amostrada da seção eficaz de Sauter.
- B - Fluxo isotrópico de elétrons; produção de fótons amostrada da seção eficaz de Sauter.
- C - Fluxo isotrópico de elétrons; produção de fótons isotrópica.

FORTE: Berger e Saltzer (1972), p. 93.

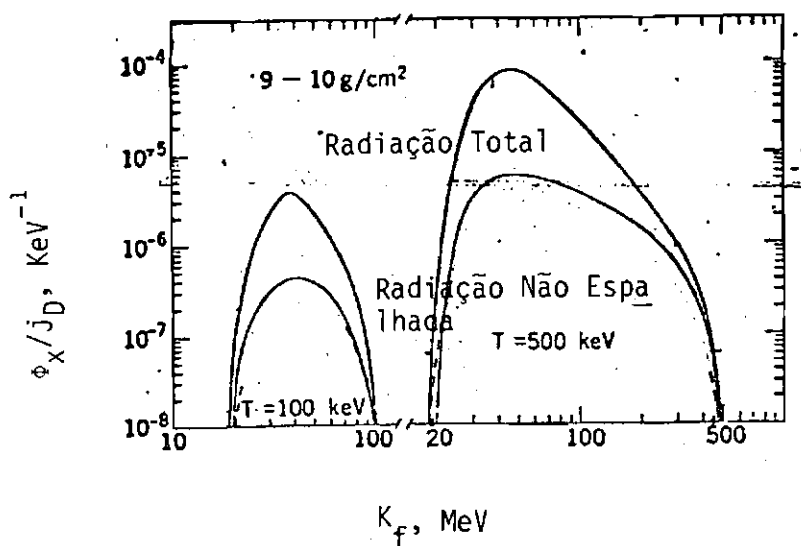


Fig. VIII.6 - Contribuição de f̄tons n̄o espalhados e f̄tons espalhados ao espectro de raio-X.

FONTE: Berger e Seltzer (1972), p. 94.

Dessa maneira, o número de etapas em uma trajetória é moderado (tipicamente 100). A amostragem é continuada até que o elétron ou deixa o meio ou termina o seu "range". Quando um elétron produz um ou mais fótons de raio-X, ou elétrons secundários suas trajetórias são também amostradas.

A aproximação do "random walk" condensado exige que se estabeleça um critério, quanto ao intervalo em que o elétron será amostrado. Este intervalo é escolhido de tal modo que a perda de energia e a deflexão totais do elétron seja pequena. Um exemplo seria considerar uma distância tal que a energia do elétron, em média, fosse reduzida por um fator constante.

Finalmente, a "história" de um elétron, de uma dada energia inicial, é amostrada um grande número de vezes (tipicamente 100). Maiores detalhes sobre o método de Monte Carlo podem ser encontrados em Berger (1963).

CAPÍTULO IX

SIMULAÇÃO DO PROBLEMA ATMOSFÉRICO

9.1 - INTRODUÇÃO

Este capítulo tem como objetivo apresentar a simulação realizada para a precipitação de elétrons energéticos, produção de fótons de raio-X e difusão dos fótons na atmosfera.

Esta simulação determina espectros de raio-X em altitudes de balão, a partir de espectros de elétrons em precipitação. Para se atingir o objetivo de obter informações sobre o espectro de elétrons, fazem-se algumas afirmações com respeito à forma do mesmo e, através de um método iterativo, ajusta-se-o até que uma concordância satisfatória com o espectro de raio-X seja obtida. É válido esclarecer que, o procedimento em direção contrária, embora, a priori, pareça o mais lógico, não é conveniente, desde que as informações sobre o espectro de raio-X, que são obtidas em eventos experimentais, são, em geral, relativas e incompletas. Além disso, tal procedimento envolveria uma complexa estrutura matemática que, por sua vez, iria acrescentar maiores imprecisões.

Além do comportamento geral do espectro de raio-X, como informação básica para o processo de interação, a variação da energia, na qual o espectro tem uma intensidade máxima, será investigada para tal propósito.

Como pode ser evidenciado, tanto nas Figuras VIII.5 e VIII.6, como no prosseguimento deste capítulo, o fluxo de fótons tende a diminuir com o aumento de energia, o que leva a concluir que, para os objetivos deste estudo, as informações extraídas da parte de baixa energia do espectro são suficientes. Tal fato foi assumido, considerando-se um espectro de energia até 300 KeV. Embora a escolha desse valor seja algo arbitrária, tal consideração não terá influência sobre as

possíveis conclusões deste estudo.

9.2 - ESPECTRO DE ELÉTRONS

Como foi mostrado no Capítulo VII, a estrutura geral do espectro de elétrons de precipitação pode se apresentar de duas distintas maneiras:

1) Espectro de elétrons durante períodos magneticamente calmos. Em tais períodos o espectro tende a apresentar uma estrutura exponencial decrescente;

2) Espectro de elétrons durante períodos magneticamente ativos. Em tais períodos o espectro pode apresentar, sobreposto à estrutura exponencial, picos, em determinadas energias;

Desse modo, assume-se que o espectro seja formado pela soma de termos exponenciais com termos Gaussianos e com fatores ajustáveis que permitam o processo interativo ocorrer. Então, tem-se:

$$j_D S_p(T) = \frac{j_{D1}}{v_1} e^{-\frac{T}{v_1}} + \frac{j_D}{v_2} e^{-\frac{T}{v_2}} + \frac{j_D}{\xi_1 \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{T-\tau_1}{\xi_1}\right)^2} + \frac{j_D}{\xi_2 \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{T-\tau_2}{\xi_2}\right)^2} \quad (IX.1)$$

onde:

- j_D = fluxo direcional de elétrons integrado sobre todas as direções, desde " α " igual a 0^0 até 90^0 (fluxo "downward"). (elétrons/cm² . s.).
- T = energia do elétron (KeV).
- S_p = espectro de elétrons normalizado (KeV⁻¹).
- v = "E-Folding" (KeV).

ξ = largura de banda da Gaussiana (KeV).

τ = energia central da Gaussiana (KeV).

" ν ", " ξ " e " τ " são ajustáveis.

Vê-se que, todos os termos na equação 1 têm sido normalizados.

A escolha de dois termos de cada tipo na equação 1 tem sido adotada, pelas seguintes razões:

1) Para a parte exponencial tem sido mostrado (Berger e Seltzer, 1972) que, em alguns casos, na região auroral, têm-se conseguido resultados mais satisfatórios com o emprego de duas exponenciais. Tal situação para a região da anomalia é desconhecida atualmente. Portanto, a inclusão deste fato tem sido considerada, para dar maior flexibilidade à simulação, objetivando possíveis situações futuras.

2) Para a parte Gaussiana têm-se introduzido dois fatores, para tornar possível a existência de dois picos no espectro de elétrons. Porém, como foi dito no capítulo VII, a existência de mais de um pico proeminente no espectro de precipitação é pouco provável. Portanto, a introdução deste último, visa, novamente, dar maior flexibilidade à simulação, objetivando possíveis situações futuras.

9.3 - CÁLCULO DO ESPECTRO DE RAIO-X

O fluxo espectral de fótons de raio-X em função da profundidade atmosférica, em "fótons/cm² · s · KeV", é dado por:

$$\phi_X(K_f, z) = \int_{K_f}^{5000} j_D S_P(T) \frac{\phi_{X_0}(K_f, z, T)}{j_{D_0}} dT \quad (IX.2)$$

onde:

$\phi_x(K_f, z, T)$ = fluxo de fôtons de raio-X na profundidade atmosférica z , devido a um feixe de elêtrons monoenergético, uniforme e isotrôpico, com energia T (fôtons/cm² · s · KeV).

K_f = energia do fôton.

j_{D_0} = fluxo direcional de elêtrons "downward", relativo a um feixe de elêtrons monoenergéticos (fôtons/cm² · s).

Note-se que, a integração se estende até 5000 KeV, como explicado anteriormente, e, que, tanto " ϕ_x " como " ϕ_{x_0} " se referem ao fluxo de fôtons, movendo-se na direção crescente da profundidade atmosférica ("fluxo downward").

O cálculo da função $\phi_{x_0}(K_f, z, T)$, normalizada para o fluxo j_{D_0} , tem sido realizado a partir do método de Monte Carlo. Partindo-se de tabulações disponíveis desta função (Berger e Seltzer, 1972; Seltzer et al., 1973), tem-se usado as técnicas de interpolação e extrapolação, para se obter o conjunto de dados necessário às energias e profundidades atmosféricas de interesse (no caso, energias de 20 a 300 KeV, para fôtons, energias de 20 a 5000 KeV, para elêtrons, e profundidades atmosféricas de 3 a 15 g/cm²). A incerteza nos valores desta função é estimada em menos que 15%, para energias próximas da região do pico do espectro, e em menos que 40%, para energias onde o fluxo cai a 1% do seu valor de pico.

Na Figura IX.1, tem-se um exemplo da função " ϕ_{x_0}/j_{D_0} ". Nesta figura, vê-se que, quanto maior a energia do feixe de elêtrons monoenergético, maior é o valor de " ϕ_{x_0}/j_{D_0} " e, portanto, maior é o fluxo de fôtons de raio-X. Por outro lado, para estes casos, valores com níveis de incerteza próximos a 40% saem da faixa de 20 a 300 KeV. Assim, pode-se esperar que, nos extremos da faixa de energia considerada, a incerteza dos valores de " ϕ_{x_0}/j_{D_0} " não ultrapassem o valor de 30%.

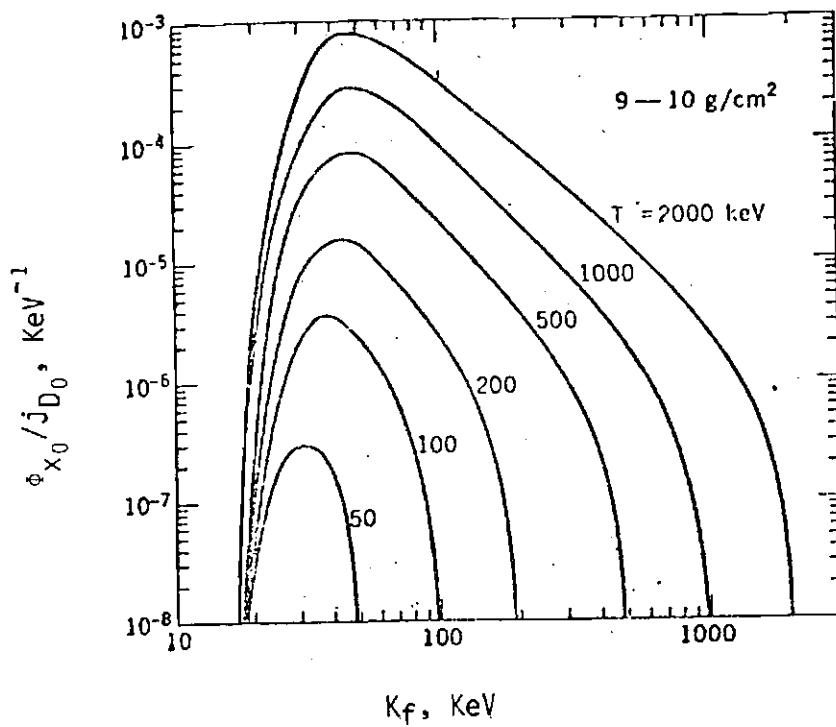


Fig. IX.1 - Fluxo de fôtons para um feixe de elêtrons monoenergético com energia "T", normalizado pela corrente de elêtrons.

FONTE: Berger e Seltzer (1972), p. 99.

Finalmente, a integração da equação 2 tem sido realizada analiticamente, representando-se a função " ϕ_{x_0} / j_{D_0} " na forma de um polinômio de 29 grau, com coeficientes em forma de funções, o que tem sido considerado, após um extensivo estudo, bastante satisfatório. Tal integração pode ser vista no Apêndice "B". No Apêndice "A" é encontrada a listagem do programa de computador usado na simulação.

9.4 - ASPECTOS DO PROGRAMA EM COMPUTADOR UTILIZADO NA SIMULAÇÃO

O programa de computador, mostrado no Apêndice "A", foi aplicado a diversas situações, as quais serão apresentadas no capítulo seguinte. Aqui são apresentados os diversos dados que podem ser obtidos deste programa:

- 1) Gráfico do espectro de raio-X, em impressora.
- 2) Gráfico do espectro de raio-X, em "ploter".
- 3) Energia do "pico" espectral.
- 4) Espectros de raio-X, em forma de contagem, por canal, normalizada.

CAPÍTULO X

APLICAÇÕES DA SIMULAÇÃO

10.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo são apresentados os resultados da simulação do transporte de elétrons e fótons na atmosfera, desde o nível de 100 Km às altitudes de balão, através do programa mostrado no Apêndice A.

Devido à flexibilidade imposta ao programa, o número de situações que podem ser estudadas é extremamente grande. Por isso, o estudo de um caso particular torna-se irrelevante para os objetivos deste trabalho, só sendo válido, quando da aplicação desta simulação a medidas experimentais, na anomalia, através da técnica de balão.

Sendo assim, apresenta-se um estudo estatístico relativo a dois distintos períodos da atividade magnética, ou seja, períodos calmos e períodos ativos.

Como foi dito, para períodos magneticamente calmos, o espectro é tipicamente exponencial; para períodos ativos, pode apresentar um pico proeminente sobreposto à estrutura exponencial.

Embora se tenha dito na introdução, é importante salientar que não se levou em conta o aspecto prático relacionado à técnica de balão, bem como outras possíveis fontes de raio-X que não a devida precipitação de elétrons. A influência de tais aspectos será ainda comentada.

Finalmente, no Apêndice "C" são apresentadas, a título de ilustração, algumas respostas obtidas pelo programa.

10.2 - COMPARAÇÕES COM OUTRAS SIMULAÇÕES

Como essa simulação foi baseada na simulação análogo, devida a Berger e Seltzer (1972), é interessante apresentar uma comparação entre elas. Isto é mostrado nas Figuras X.1 e X.2. Nessas figuras, vê-se que a concordância é extremamente satisfatória. Porém, outros cálculos, não apresentados aqui, revelam que tal fato é válido para valores de " ν " maiores ou iguais a 75. Tal circunstância, porém, não traz problemas, desde que os valores de " ν " realísticos satisfazem tal condição.

10.3 - PERÍODOS MAGNETICAMENTE CALMOS

Para períodos magneticamente calmos, como foi dito, o espectro de elétrons é tipicamente exponencial, caracterizado por uma corrente, " j_D ", e um valor de "E-Folding", " ν ".

Para cada par de valores, " j_D " e " ν " ter-se-á um espectro de raio-X correspondente. Então, a partir do conhecimento do espectro de raio-X, pode-se obter os correspondentes valores de " j_D " e " ν ", e, assim, obter-se o espectro de elétrons.

Assumindo-se inicialmente um espectro normalizado de raio-X em contagem de fótons por canal de energia, pode-se, pelo método iterativo, determinar o valor de " ν " que melhor se ajuste a tal espectro. Feito isto, dá-se valores a " j_D " até se obter os valores de fluxo de fótons, em "fótons/cm² . seg . KeV", medidos.

Na Figura X.3, observam-se os diversos espectros de fótons, em contagem de fótons por canal de energia, normalizados para vários valores de " ν ". Esta figura mostra a correspondência unívoca entre o espectro de fótons e o valor de " ν ".

Na Figura X.4 vê-se a variação do espectro de fótons com a profundidade atmosférica.

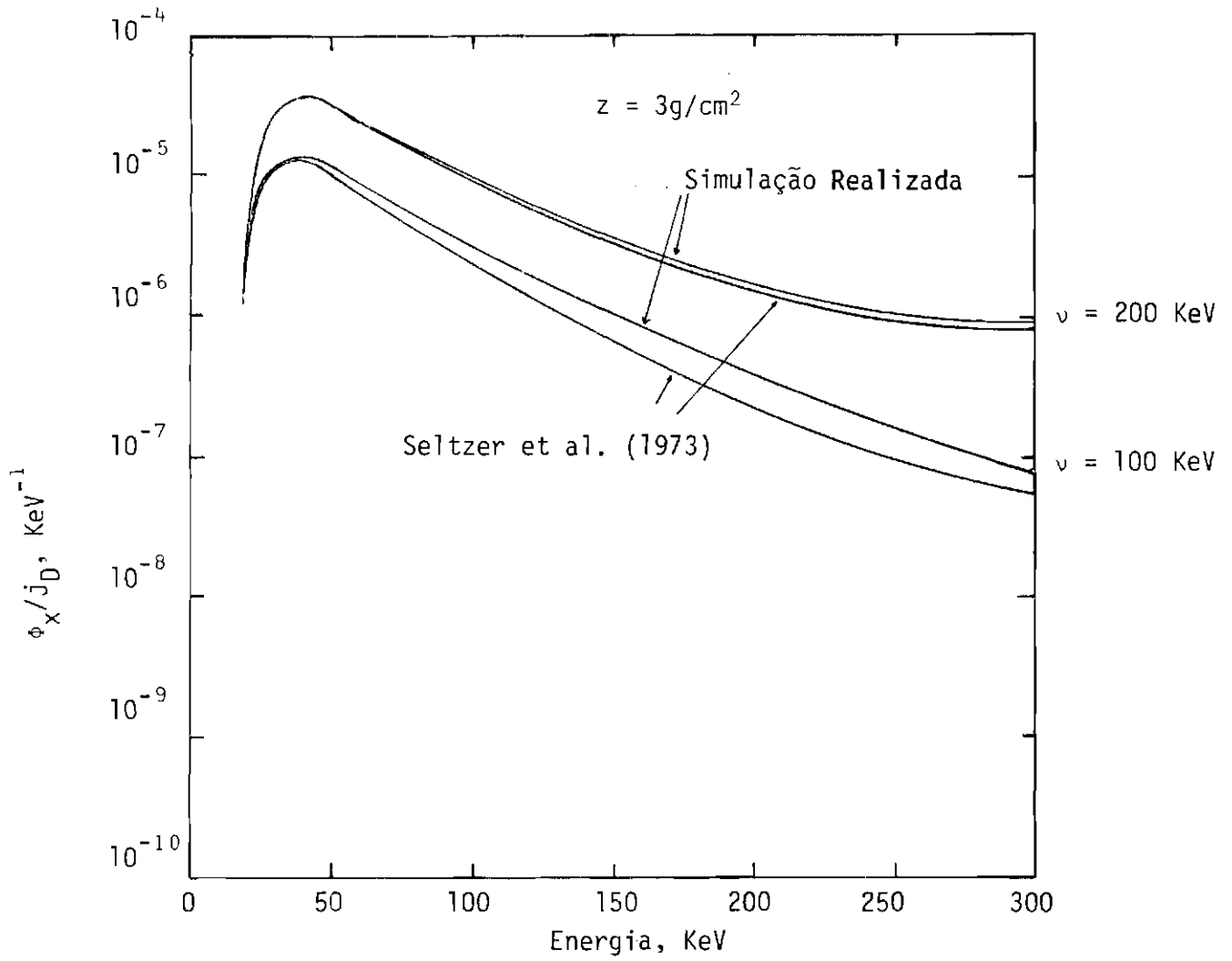


Fig. X.1 - Espectros de raio-X relativos a espectros exponenciais de elétrons, normalizado para a corrente de elétrons.

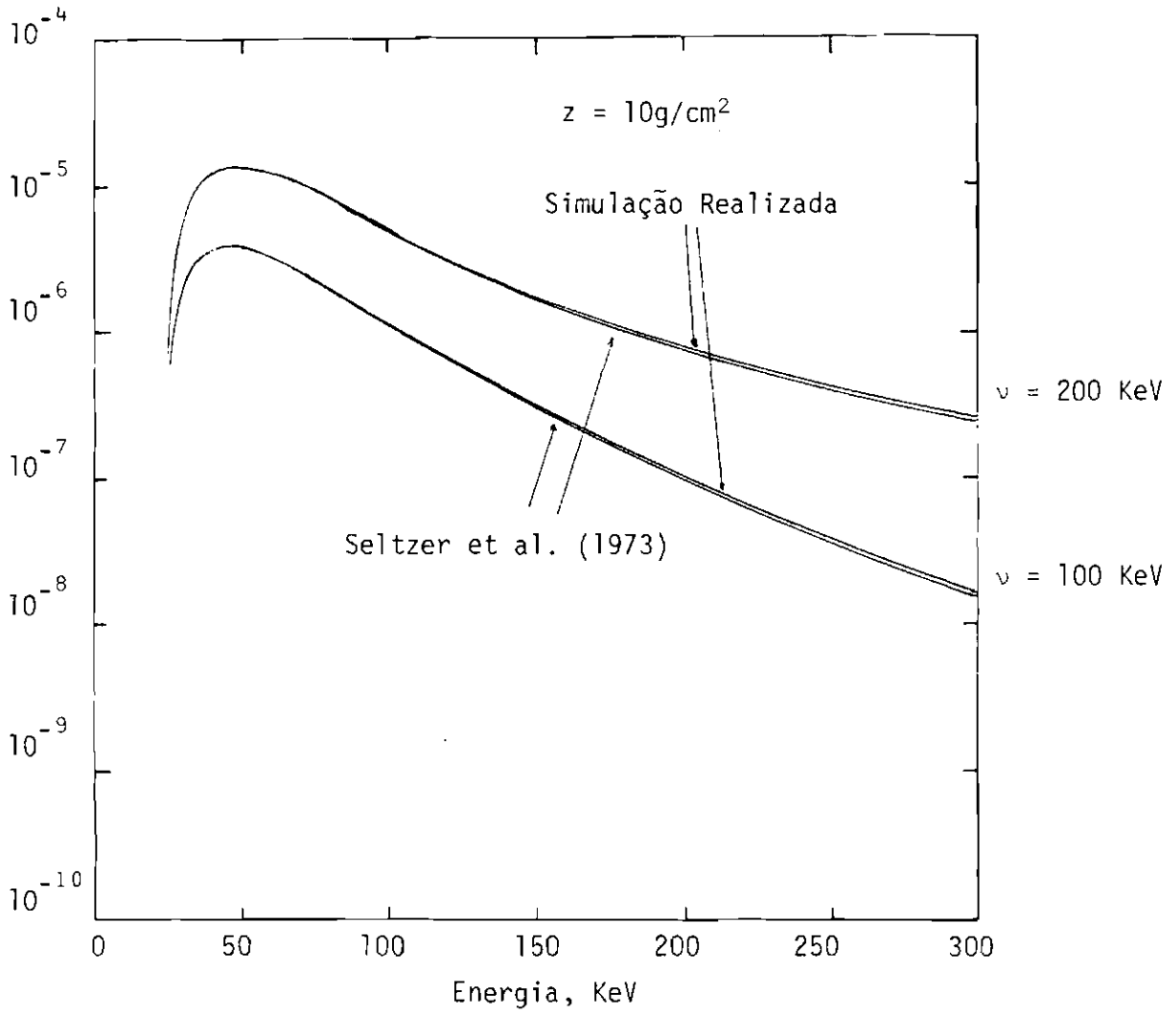


Fig. X.2 - Espectros de raio-X relativos a espectros exponenciais de elétrons, normalizado para a corrente de elétrons.

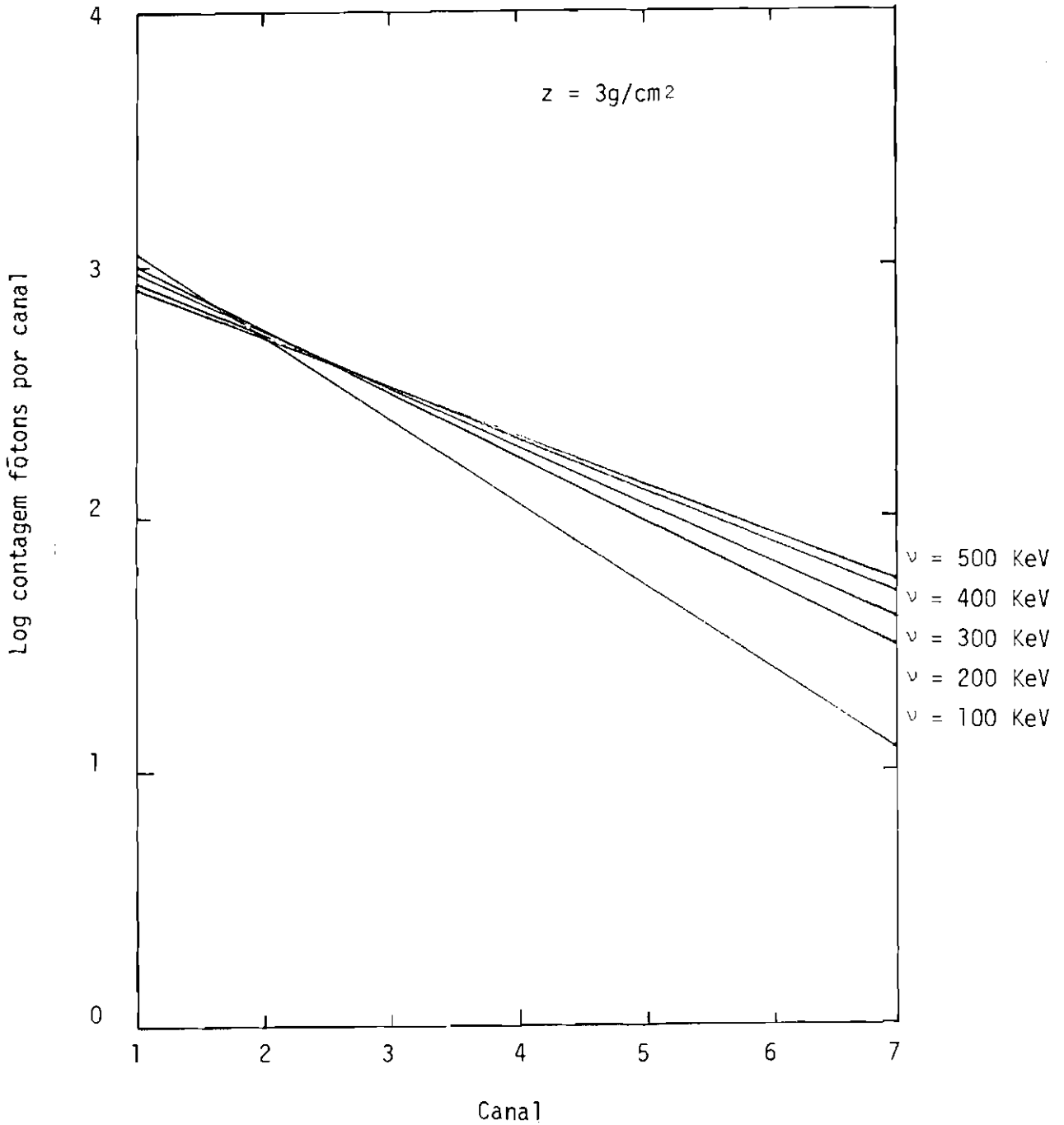


Fig. X.3 - Variação da contagem de f̄tons, por canal, com "ν".

Contagem normalizada para 2000. As retas mostradas constituem as retas que melhor se ajustam aos valores reais.

Canal 1 - 20 - 60 KeV	5 - 181 - 220 KeV
2 - 61 - 100 KeV	6 - 221 - 260 KeV
3 - 101 - 140 KeV	7 - 261 - 300 KeV
4 - 141 - 180 KeV	

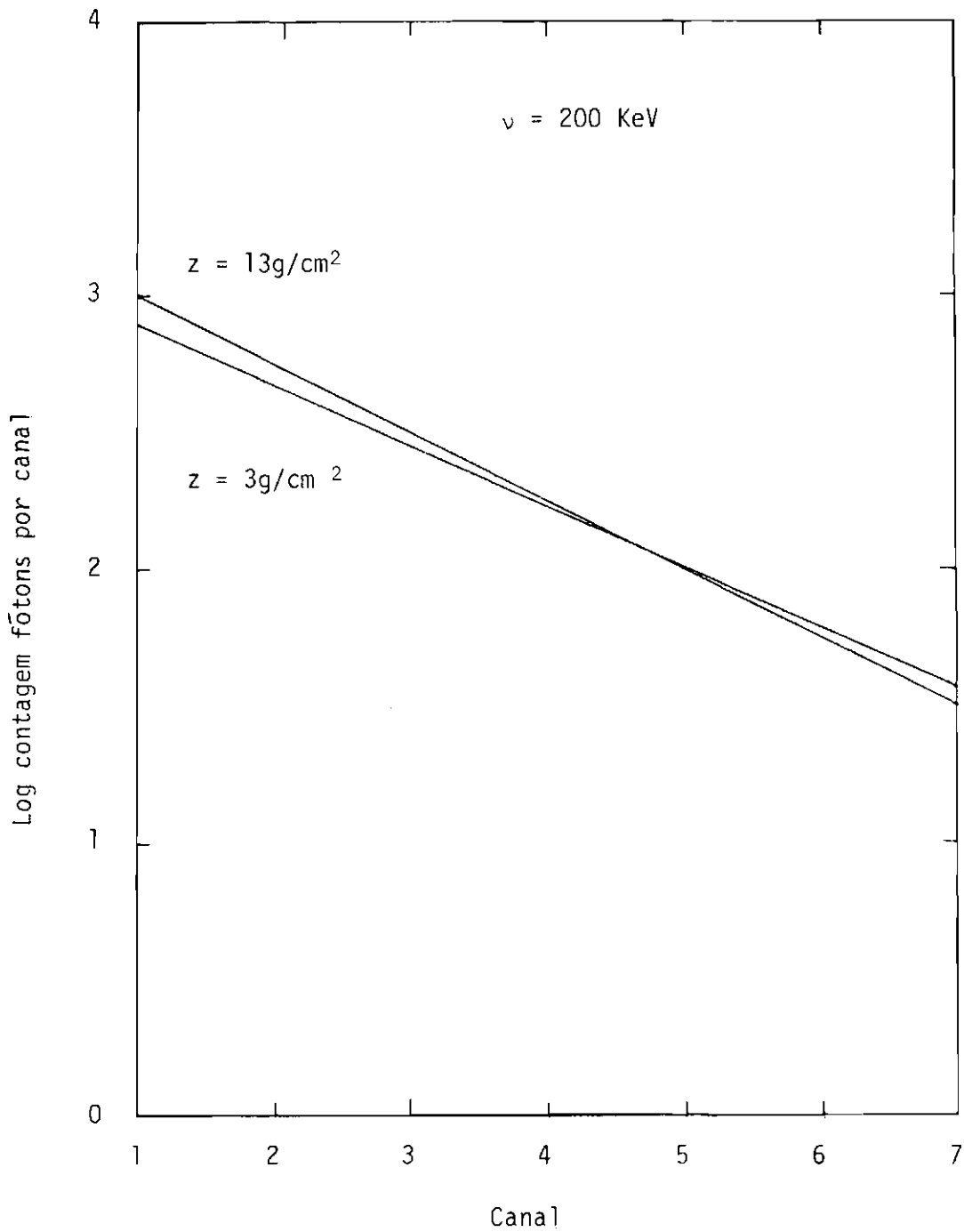


Fig. X.4 - Variação da contagem de fótons, por canal, com "z".
Para maior clareza são mostradas apenas duas retas.
Contagem normalizada para 2000. As retas mostradas
constituem-se nas que melhor se ajustam aos valores
reais.
Mesmos canais da Figura X.3.

Na Figura X.4 pode-se ver que a variação é pequena, o que permite concluir que o processo de interação é aplicável, sem necessidade de um maior conhecimento da profundidade atmosférica.

Finalmente, na Figura X.5 observa-se a variação da energia onde o espectro de raio-X tem seu máximo. Como será comprovado a seguir, o pico no espectro de raio-X é praticamente governado pelo valor de " ν ". Porém, devido à sua pequena variação, não é adequado como um parâmetro para a identificação de " ν ".

Em termos práticos, dois fatores são importantes de salientarem:

1) A resposta de um detetor a fótons, de várias energias, deve ser conhecida precisamente, pois, caso contrário, poderá influir na determinação de " ν ".

2) A presença de outras fontes de raio-X, que não a devido à precipitação de elétrons, poderá influir na determinação de " ν ".

O valor de " ν " é uma característica do processo de espalhamento Coulombiano, tendo, para uma dada região, um intervalo de ocorrência. Para a região auroral, por exemplo, têm-se encontrado valores de " ν " em torno de 100 KeV. Para a anomalia, devido ao pequeno número de registros existentes, não se pode estabelecer, por enquanto, um valor de " ν " com muita segurança. Porém, é esperado das medidas existentes, Figura VIII.3, por exemplo, valores em torno de 150 KeV. Vê-se, portanto, que a pior resolução na Figura X.3, para " ν " maior que 300 KeV, não traz problemas práticos.

Finalmente, a influência de outras fontes de raio-X sobre o valor de " ν ", como por exemplo raio-X produzidos por raios cósmicos, embora fuja ao escopo deste trabalho, pode, por exemplo, ser incluída no valor de " ν ", estabelecendo um valor "total" para este.

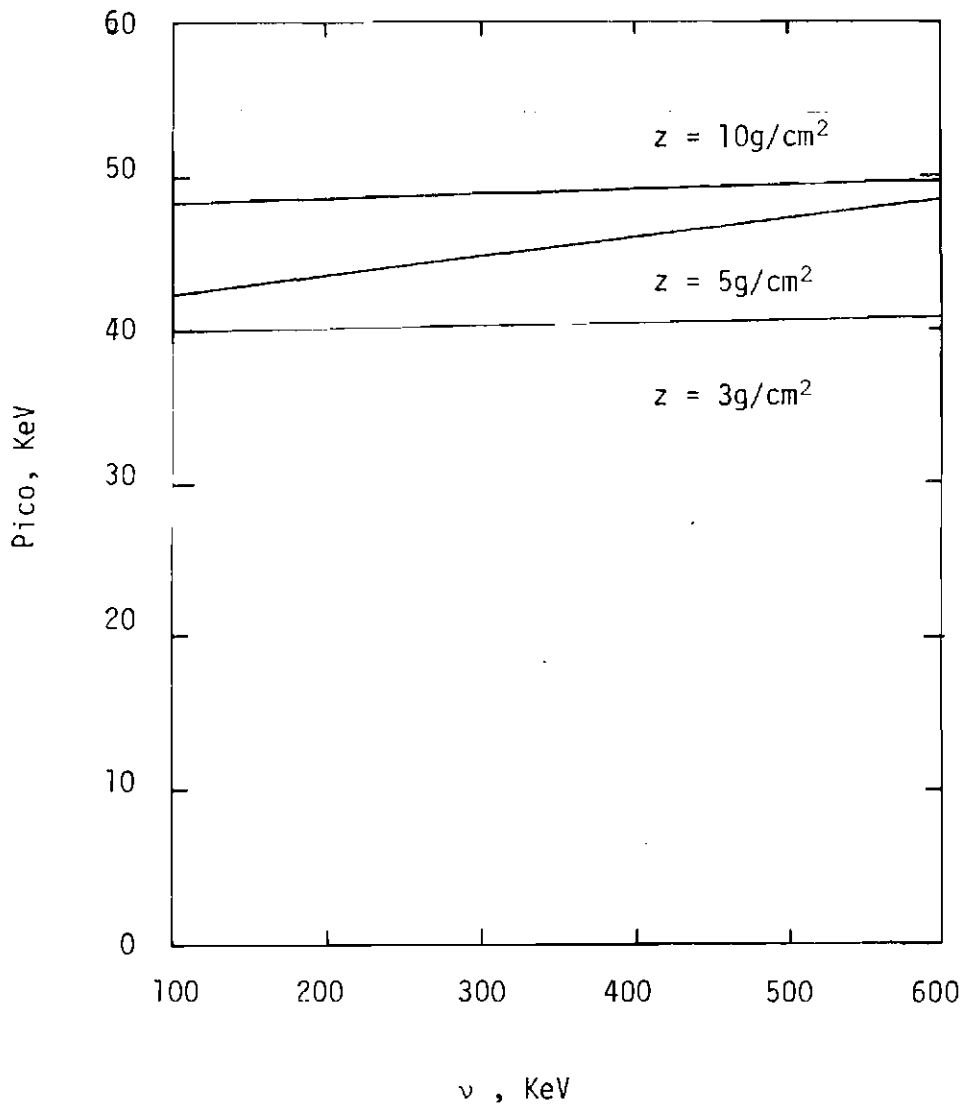


Fig. X.5 - Energia do pico no espectro de raio-X em função de " ν ".
As retas mostradas constituem-se nas que melhor se ajustam aos valores reais.

10.4 - PERÍODOS MAGNETICAMENTE ATIVOS

Durante períodos magneticamente ativos, a estrutura espectral dos elétrons em precipitação é bem mais complexa. Dentro de um certo grau de probabilidade, como foi visto, é possível ao espectro apresentar-se com uma estrutura exponencial sobreposta a um pico. Aqui serão estudadas quais as possibilidades de determinar tal fato, a partir do conhecimento do espectro de fótons de raio-X.

Como foi dito, a região da anomalia terá como característica um valor de " ν " para o espectro de elétrons em precipitação. Para a obtenção deste valor necessitar-se-á de um conjunto de medidas experimentais. Aqui serão estabelecidos diversos valores para " ν " e estudado o problema para cada caso.

Obviamente, as modificações no espectro de raio-X, devidas à presença de picos no espectro de elétrons, podem ser confundidas com a modificação global do espectro de elétrons, devido à atuação simultânea de muitos mecanismos, como mostrado no Capítulo VI. Este fato acarreta maior complexidade ao problema. Para se estabelecer se um ou outro fenômeno está atuando, será necessário um estudo experimental, criterioso e extensivo, sobre a precipitação de elétrons, o que foge ao escopo deste trabalho.

A modificação global do espectro, caracterizada no parâmetro " ν ", pode ser determinada a partir da Figura X.3. A seguir, estabelecer-se-ão quais as condições para que a presença de picos, no espectro de elétrons, possa ser determinada através do espectro de elétrons, possa ser determinada através do espectro de fótons.

Uma das condições fundamentais para a determinação em raio-X da presença de picos no espectro de elétrons é a amplitude do pico. Na Tabela X.1 vê-se a amplitude mínima que um pico, em uma dada energia, deve ter para que possa afetar o espectro de fótons, em função de " ν ".

TABELA X.1

AMPLITUDE MÍNIMA DO PICO NO ESPECTRO DE ELÉTRONS PARA
MODIFICAR A DISTRIBUIÇÃO EM CANAIS DO ESPECTRO DE RAIOS-X

τ ν	1000	2000	3000	4000
100	$10V_B$	10^5V_B	10^6V_B	10^7V_B
200	$10V_B$	$10V_B$	10^3V_B	10^5V_B
300	$10V_B$	$10V_B$	10^2V_B	10^3V_B
400	$10V_B$	$10V_B$	$10V_B$	$10V_B$

$$z = 3\text{g/cm}^2$$

A amplitude mínima do pico \bar{e} é definida em termos do valor que o espectro teria naquela energia, isto é, o quanto o fluxo espectral aumentaria, a partir do valor que teria, sem a existência do pico, " V_B ". Embora essa tabela se refira a " z " igual a 3g/cm^2 , cálculos análogos

gos, para outras profundidades atmosféricas, não mostraram significantes diferenças.

A seguir, é necessário estabelecer-se um limite máximo de amplitude para tais picos, caso contrário seria impossível determinar-se a energia dos mesmos. Novamente, este valor é algo arbitrário, devido às poucas medidas existentes. Estabeleceu-se um valor de $10^3 V_B$ como a amplitude máxima realística para um pico. A análise, a seguir, baseia-se em tal afirmação, embora se tenha, através de estudos, visto que a modificação deste valor por um fator de 10 ou 100 não alterará significativamente esta análise.

Por outro lado, caso fosse estabelecido um limite máximo em $10^6 V_B$, ou mais, acarretaria numa total impossibilidade de identificação da energia do pico. Felizmente tais valores são pouco realísticos.

Então, assumindo-se $10^3 V_B$ como a máxima amplitude do pico, obtêm-se as Figuras X.6, X.7 e X.8.

Para valores de " ν " maior que 300, a identificação dos picos se torna praticamente impossível.

Novamente, cálculos para outras profundidades atmosfêricas não mostraram diferenças significantes.

Nessas figuras, observam-se, também, os valores de " ν ", onde, a partir daí, de acordo com a afirmação anterior sobre a amplitude do pico, o espectro não pode mais ser obtido. Então, espectros fora do intervalo estabelecido serão devido ou a um complexo processo de fenômenos de injeção de elétrons acoplados, ou a picos extremamente proeminentes. Ambos os casos, embora sejam possíveis de ocorrer, devem ser pouco prováveis.

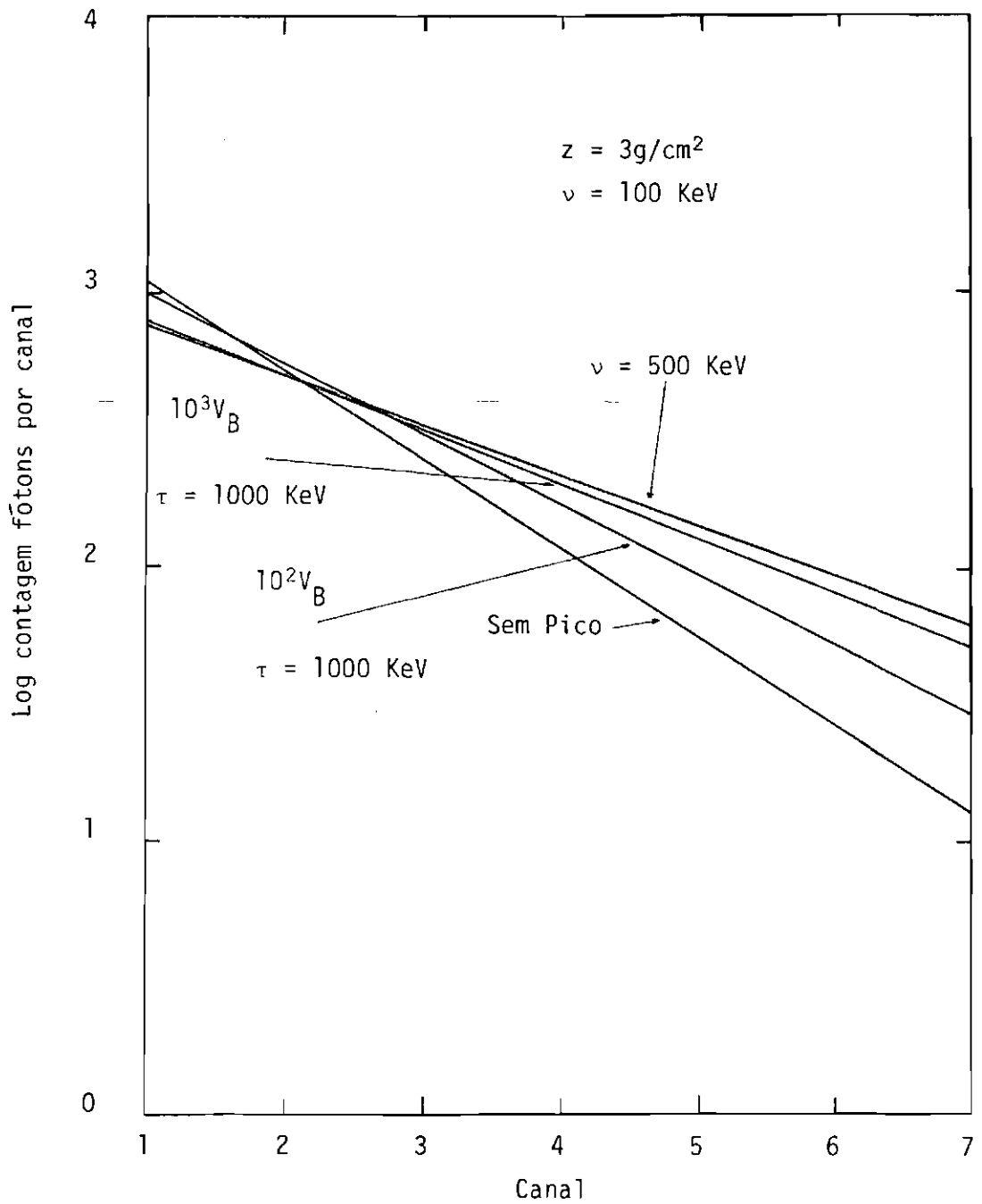


Fig. X.6 - Espectros de raio-X em forma de contagem por canal.

Normalização igual a 2000.

Mesmos canais da Figura X.3.

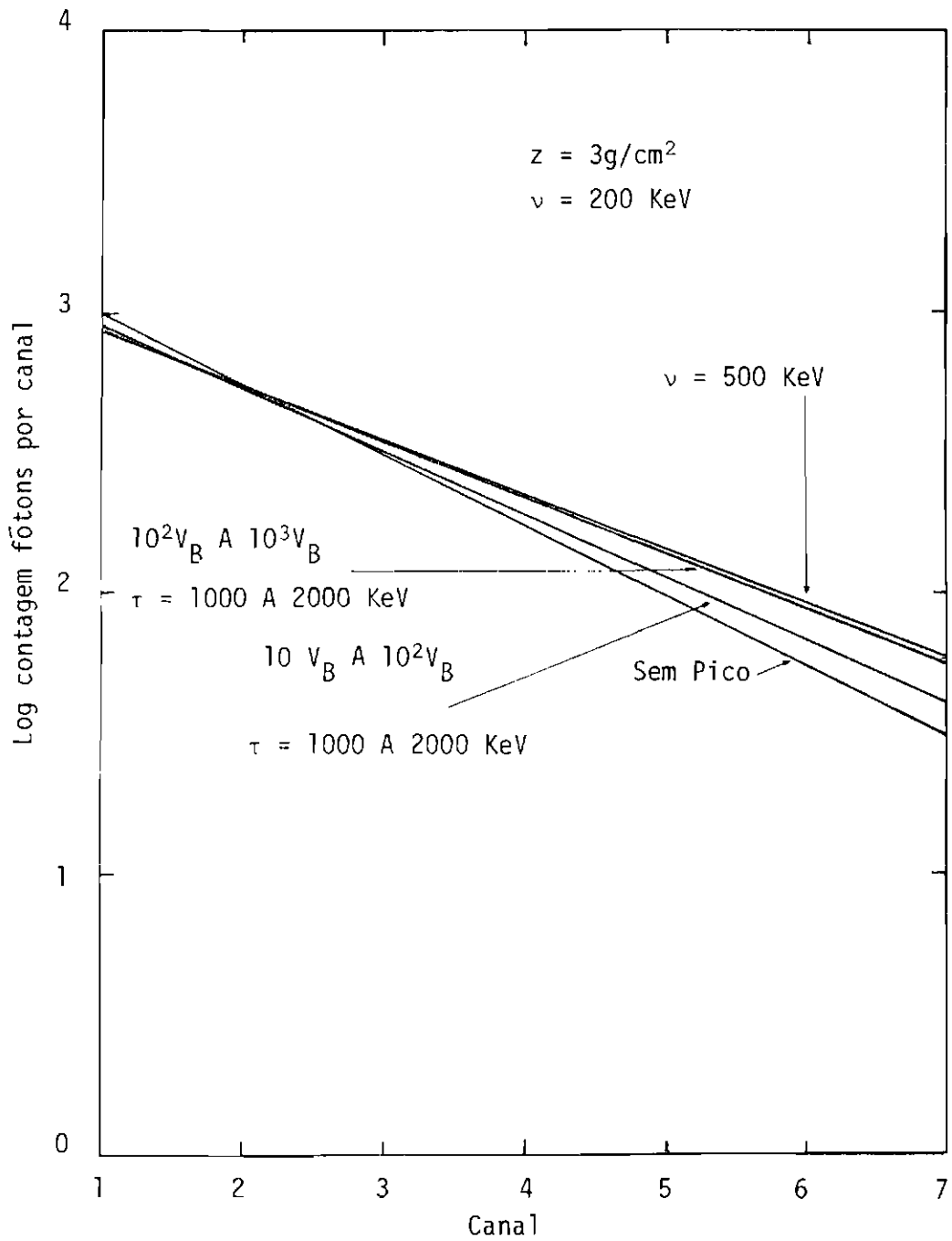


Fig. X.7 - Espectros de raio-X em forma de contagem por canal. Normalização igual a 2000. Mesmos canais da Figura X.3.

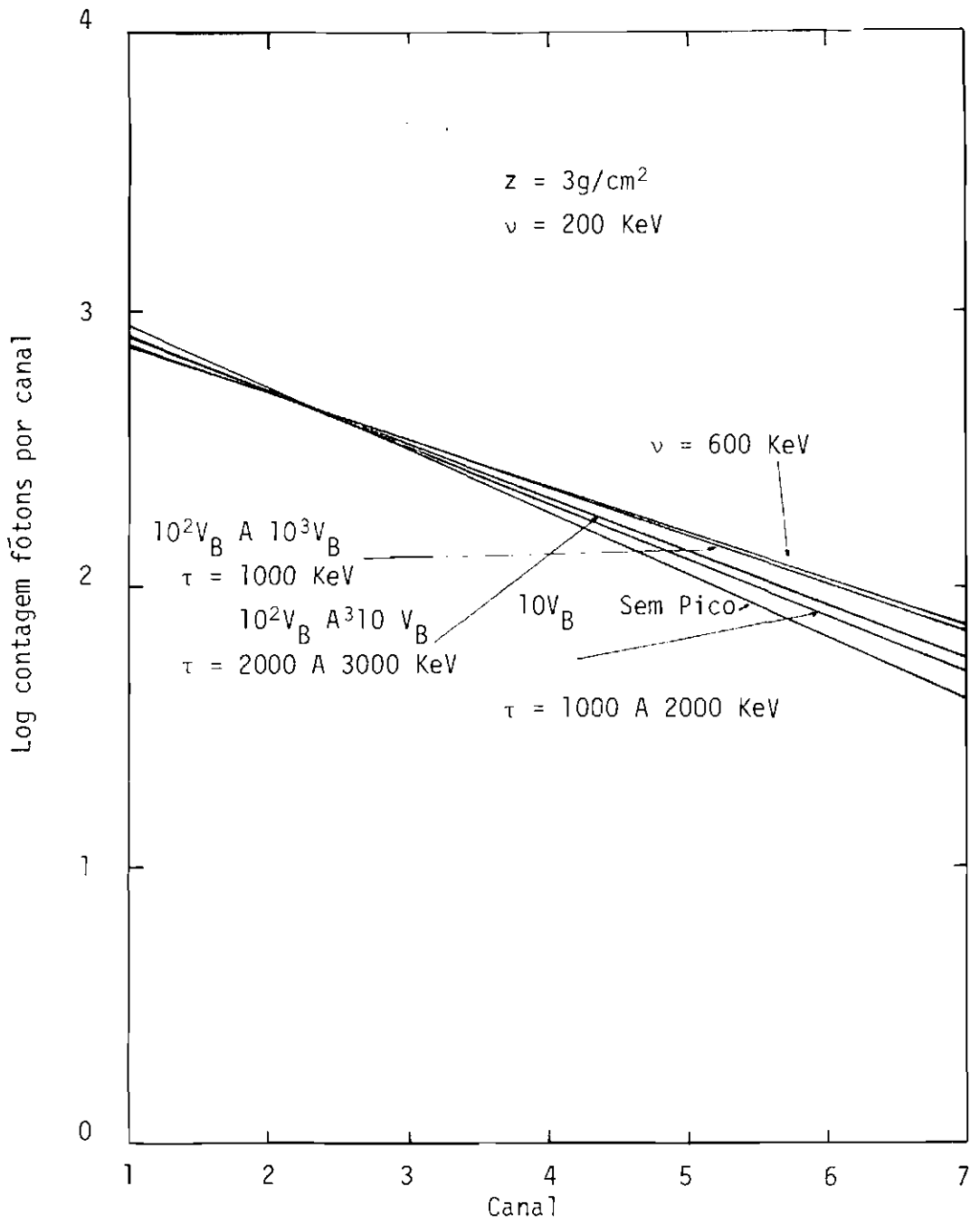


Fig. X.8 - Espectros de raio-X em forma de contagem por canal.
Normalização igual a 2000.
Mesmos canais da Figura X.3.

Um estudo da variação da energia do pico, no espectro de fótons de raio-X mostrou que tal variação é muito pouco acentuada para as limitações impostas. Sendo assim, o valor da energia, onde o espectro de raio-X tem seu máximo é caracterizado basicamente pelo valor de " ν ", no espectro de elétrons.

Finalmente, é importante salientar que, embora neste estudo, que se baseou na forma estrutural do espectro de raio-X, as variações com a profundidade atmosférica foram sempre negligenciadas, a profundidade atmosférica será importante, quando da obtenção de valores de fluxo de elétrons em precipitação, a partir do fluxo de fótons.

CAPÍTULO XI

CONCLUSÕES

A aplicação da simulação, realizada em computador, como foi visto no Capítulo X, mostrou que o conhecimento do espectro de raio -X, em altitudes de balão, pode servir como um meio para se estudar os fenômenos relacionados à precipitação de elétrons associados.

O estudo destes fenômenos é extremamente complexo e, além disso, devido às poucas informações experimentais na região da anomalia, encontra-se em um estágio inicial.

Os principais fatores, aqui não considerados, e que se são importantes na construção de futuros modelos mais aperfeiçoados são:

1) Considerar a dependência longitudinal dos processos de injeção e perdas de elétrons na região da anomalia.

2) Considerar um modelo da dependência da intensidade do Hiss sobre a atividade geomagnética e o tempo local.

Neste sentido, a análise das discrepâncias, entre as condições realmente observadas e aquelas previstas pela simulação, pode ser usada como um meio para se obter informações a respeito de tais efeitos.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Walter Demétrio Gonzalez-Alarcón, cuja paciência e perseverança possibilitaram a realização do presente trabalho.

Ao Elesbão Grigório de Souza, pela sua valiosa contribuição.

À Luiza Maria Assumpção, por sua precisão e capricho na datilografia.

BIBLIOGRAFIA

- BARCUS, J.R.; ROSENBERG, T.J. Energy spectrum for auroral-zone X rays. *Journal of Geophysical Research*, 71(3):803-823, Feb., 1966.
- BERGER, M.J. Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. In: ALDER, B.; FERNBACH, S.; ROTENBERG, M., ed. *Methods in computational physics*. New York, N.Y., Academic, 1963, V.1, p. 135-213.
- BERGER, M.J.; SELTZER, S.M. Bremsstrahlung in the atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 34(1):85-108, Jan., 1972.
- . *Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons*. Washington, D.C., NASA, 1964. (NASA-SP-3012).
- BERGER, M.J.; SELTZER, S.M.; MAEDA, K. Energy deposition by auroral electrons in the atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 32(6):1015-1045, Jun., 1970.
- . Some new results on electron transport in the atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 36(4):591-617, Apr., 1974.
- BLOCK, L.P. The magnetosphere. In: EGELAND, A.; HOLTER, O.; OMHOLT, A., ed. *Cosmical geophysics*. Oslo, Universitetsforlaget, 1973. cap. 8, p. 154-163.
- BOYD, T.J.M.; SANDERSON, J.J. *Plasma dynamics*. New York, N.Y., BARNES & NOBLES, 1969.
- CHEN, F.F. *Introduction to plasma physics*. New York, N.Y., PLENUM, 1974.
- CLADIS, J.B. Acceleration of geomagnetically trapped electrons by variations of ionospheric currents. *Journal of Geophysical Research*, 71(21): 5019-5025, Nov., 1966a.

- CLADIS, J.B. Resonance acceleration of particles in the inner radiation belt. In: MCCORMAC, B.M., ed. *Radiation trapped in the earth's magnetic field*. Dordrecht, D. Reidel, 1966b. Part 2, p. 112-115. (Astrophysics and Space Science Library, 5).
- CORNWALL, J.M. Scattering of energetic trapped electrons by very-low-frequency waves. *Journal of Geophysical Research*, 69(7):1251-1258, Apr., 1964.
- COSPAR. Mean atmospheric structure in the region from 30 to 300 Km. In: ———. *International reference atmosphere*. Amsterdam, 1965. Part 1, p. 3-26.
- DUDZIAK, W.F.; KLEINECKE, D.D.; KOSTIGEN, T.J. *Graphic displays of geomagnetic geometry*. Washington, D.C., NASA, 1963. (RM 63TMP-2 NASA, 1372).
- ELEMAN, F. The geomagnetic field. In: EGELAND, A.; HOLTER, O.; OMHOLT, A., ed. *Cosmical geophysics*. Oslo Universitetsforlaget, 1973. cap. 3, p. 41-52.
- EVANS, R.D. *The atomic nucleus*. New York, N.Y., McGraw-Hill, 1955.
- FALTHAMAR, C.G. Motion of charged particles in the magnetosphere. In: EGELAND, A.; HOLTER, O.; OMHOLT, A., ed. *Cosmical geophysics*. Oslo, Universitetsforlaget, 1973. cap. 9, p. 164-180.
- FREDEN, S.C.; PAULIKAS, G.A. Trapped protons at low altitudes in the South Atlantic Magnetic Anomaly. *Journal of Geophysical Research*, 69(7):1259-1269, Apr., 1964.
- GHIEMMETTI, H.S.; BECERRA, N.; GODEL, A.M.; HEREDIA, H.; ROEDERER, G. Enhancement of the X-ray intensity at balloon altitudes in the South American Anomaly. *Physical Review Letters*, 12(14):388-390, Apr., 1964.

- GLEDHILL, J.A. Aeronomic effects of the South Atlantic Anomaly. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 14(2):173-187, May, 1976.
- GURNETT, D.A.; BURNS, T.B. The low frequency cutoff of the ELF emissions. *Journal of Geophysical Research*, 73(23):7437-7445, Dec., 1968.
- HAERENDEL, G. Diffusion theory of trapped particles and the observed proton distribution. In: MCCORMAC, B.M., ed. *Earth's particles and fields*. New York, N.Y.; REINHOLD, 1968. cap. 3, p. 171-193.
- HESS, W.N. *The radiation belt and magnetosphere*. Waltham, Ma., Blaisdel, 1968.
- IMHOF, W.L. Electron precipitation in the radiation belts. *Journal of Geophysical Research*, 73(13):4167-4184, Jul., 1968.
- IMHOF, W.L.; SMITH, R.V. Low altitude measurements of trapped electrons. In: MCCORMAC, B.M., ed. *Radiation trapped in the earth's magnetic field*. Dordrecht, D. Reidel, 1966. Part 2, p. 101-111. (Astrophysics and Space Science Library, 5).
- . The behavior of trapped electrons and protons at the lower edge of the inner radiation belt. *Journal of Geophysical Research*, 71(17): 4157-4171, Sep., 1966.
- IMHOF, W.L.; GAINES, E.E.; REAGAN, J.B. Dynamic variations in intensity and energy spectra of electrons in the inner radiation belt. *Journal of Geophysical Research*, 78(22):4568-4577, Aug., 1973.
- . Evidence for the resonance precipitations of energetic electrons from the slot region of the radiation belts. *Journal of Geophysical Research*, 79(22):3141-3146, Aug., 1974.
- . The energy selective precipitation of inner zone electrons. *Journal of Geophysical Research*, 83(A9):4245-4254, Sep., 1978.

- KENNEL, C.F.; PETSCHKE, H.E. Limit on stably trapped particle fluxes. *Journal of Geophysical Research*, 71(1):1-28, Jan., 1966.
- LHUMANN, J.G. Auroral electron spectra in the atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 38(6):605-610, Jun., 1976.
- LUHMANN, J.G.; VAMPOLA, A.L. Effects of localized sources on quiet time plasmasphere electron precipitation. *Journal of Geophysical Research*, 82(19):2671-2676, Jul., 1977.
- LUHMANN, J.G.; RUDGE, H.R.; BLAKE, J.B.; CHRISTOPHER, L.A. Low altitude atmospheric X-rays observed by HEAO-1. *Geophysical Research Letter*, 6(1):25-28, Jan., 1979.
- LYONS, L.R.; THORNE, R.M. Equilibrium structure of radiation belt electrons. *Journal of Geophysical Research*, 78(13):2142-2149, May, 1973.
- LYONS, L.R.; THORNE, R.M.; KENNEL, C.F. Pitch-angle diffusion of radiation belt electrons within the plasmasphere. *Journal of Geophysical Research*, 77(19):3455-3474, Jul., 1972.
- MAEDA, K. Diffusion of low energy auroral electrons. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 27(2):259-275, Feb., 1965.
- MARTIN, I.M.; RAI, D.B.; PALMEIRA, R.A.R.; TRIVEDI, N.B.; DA COSTA, J.M. Enhanced electron precipitation in Brazilian magnetic anomaly in association with sudden commencement. *Nature Physics Science*, 240:84-85, Jan., 1972.
- MCILWAIN, C.E. Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particles. *Journal of Geophysical Research*, 66(11):3681-3691, Nov., 1961.
- MORFILL, G.E. A review of selected topics in magnetospheric physics. *Reports on Progress in Physics*, 41:303-394, Mar., 1978.

- MUZZIO, J.L.R.; ANGERAMI, J.J. OGO 4 observations of extremely low frequency hiss. *Journal of Geophysical Research*, 77(7):1157-1173, Mar., 1972.
- NORTHROP, T.G. Adiabatic theory of charged particle motion. In: MCCORMAC, B.M., ed. *Radiation trapped in the earth's magnetic field*. Dordrecht, D. Reidel, 1966. Part 1, p. 26-44. (Astrophysics and Space Science Library, 5).
- O'BRIEN, B.J. Precipitation of electrons and protons into the atmosphere. In: MCCORMAC, B.M., ed. *Radiation trapped in the earth's magnetic field*. Dordrecht, D. Reidel, 1966. Part 4, p. 321-336. (Astrophysics and Space Science Library, 5).
- PAULIKAS, G.A. Precipitation of particles at low and middle latitudes. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 13(5):709-734, Nov., 1975.
- PAULIKAS, G.A.; BLAKE, J.B.; FREDEN, S.C. Precipitation of energetic electrons at middle latitudes. *Journal of Geophysical Research*, 71(13):3165-3172, Jul., 1966.
- REES, M.H. Auroral electrons. *Space Science Reviews*, 10(3):413-441., Dec., 1969.
- . Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons. *Planetary and Space Science*, 11(4):1209-1218, Nov., 1963.
- . Note on the penetration of energetic electrons in the earth's atmosphere. *Planetary and Space Science*, 12(3):722-725, Jul., 1964.
- ROBERTS, C.S. Cyclotron-and bounce-resonance scattering of electrons trapped in the earth's magnetic field. In: CAROVILLANO, R.L.; MCCLAY, J.F.; RADOSKI, H.R., ed. *Physics of the magnetosphere*. Dordrecht, D. Reidel, 1968. Part 2, p. 514-533. (Astronomy and Space Science Library, 10).

- ROBERTS, C.S. Electron losses from De Van Allen zones due to pitch-angle scattering. In: MCCORMAC, B.M., ed. *Radiation trapped in the earth's magnetic field*. Dordrecht, D. Reidel, 1966. Part 5, p. 403-421. (Astrophysics and Space Library, 5).
- . Pitch-angle diffusion of electrons in the magnetosphere. *Reviews of Geophysical and Space Physics*, 7(1):305-337, Feb., 1969.
- ROEDERER, J.G. *Dynamics of geomagnetically trapped radiation*. New York, N.Y., Springer-Verlag, 1970. (Physics and Chemistry in Space, 2).
- . Longitude dependence of geomagnetically trapped electrons. *Journal of Geophysical Research*, 72(17):4431-4447, Sep., 1967.
- ROSSI, B.; OLBERT, S. *Introduction to the physics of space*. New York, N.Y., McGraw-Hill, 1970.
- SCHULZ, M.; LANZEROTTI, L.J. *Particle diffusion in the radiation belts*. New York, N.Y., Springer-Verlag, 1974. (Physics and Chemistry in Space, 7).
- SELTZER, S.M.; BERGER, M.J.; ROSENBERG, T.J. *Auroral bremsstrahlung at balloon altitudes*. Washington, D.C., NASA, 1973. (NASA SP-3081).
- SMITH, E.J.; FRANSEN, A.M.A.; TSURUTANI, B.T.; THORNE, R.M.; CHAN, K.W. Plasmaspheric Hiss intensity variations during magnetic storm. *Journal of Geophysical Research*, 79(16):2507-2510, Jun., 1974.
- SORAAS, F. Particle observations in the magnetosphere. In: EGELAND, A.; HOLTER, O.; OMHOLT, A., ed. *Cosmical Geophysics*. Oslo, Universitetsforlaget, 1973. cap. 10, p. 181-195.
- STIK, T.H. *The theory of plasma waves*. New York, N.Y., McGraw-Hill, 1962.
- THORNE, R.M.; KENNEL, C.F. Quasi-trapped VLF propagation in the outer magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 72(3):857-878, Feb., 1967.

- THORNE, R.M.; SMITH, E.J.; BURTON, R.K.; HOLZER, R.E. Plasmaspheric Hiss. *Journal of Geophysical Research*, 78(10):1581-1596, Apr., 1973.
- TORR, D.G.; TORR, M.R.; WALKER, J.C.G.; HOFFMAN, R.A. Particle precipitation in the South Atlantic Geomagnetic Anomaly. *Planetary and Space Science*, 23(1):15-26, Mar., 1975.
- TREFALL, H. Auroral zone X-rays. In: EGELAND, A.; HOLTER, O.; OMHOLT, A., ed. *Cosmical Geophysics*. Oslo, Universitetsforlaget, 1973. cap. 17, p. 234-247.
- TSURUTANI, B.T.; SMITH, E.J.; THORNE, R.M. Electromagnetic Hiss and relativistic electron losses in the inner zone. *Journal of Geophysical Research*, 80(4):600-607, Feb., 1975.
- VAN ALLEN, J.A. Some general aspects of geomagnetically trapped radiation. In: MCCORMAC, B.M., ed. *Radiation trapped in the earth's magnetic field*. Dordrecht, D. Reidel, 1966. Part 2, p. 65-67. (Astrophysics and Space Science Library, 5).
- VERNOV, S.N.; CHUDAKOV, A.E. Terrestrial corpuscular radiation and cosmic rays. *Space Research*, 1:751-796, May, 1960.
- WALT, M. Loss rates of trapped electrons by atmospheric collisions. In: MCCORMAC, B.M., ed. *Radiation trapped in the earth's magnetic field*. Dordrecht, D. Reidel, 1966. Part 4, p. 337-351. (Astrophysics and Space Science Library, 5).
- . The effects of atmospheric collisions on geomagnetically trapped electrons. *Journal of Geophysical Research*, 69(19):3947-3958, Oct., 1964.
- . The radial diffusion of trapped particles induced by fluctuating magnetospheric fields. *Space Science Reviews*, 12(4):446-485, Nov., 1971.

- WALT, M.; MACDONALD, W.M.; FRANCIS, W.E. Penetration of auroral electrons into the atmosphere. In: CAROVILLANO, R.L.; MCCLAY, J.F.; RADOSKY, H.R., ed. *Physics of the magnetosphere*. Dordrecht, D. Reidel, 1968. Part 2, p. 534-555. (Astrophysics and Space Science Library, 10).
- WALT, M.; NEWKIRK, L.L.; FRANCIS, W.E. Bremsstrahlung produced by precipitating electrons. *Journal of Geophysical Research*, 84(A3):967-973, Mar., 1979.
- WILLIAMS, D.J.; ARENS, J.F.; LANZEROTTI, L.J. Observations of trapped electrons at low and high altitudes. *Journal of Geophysical Research*, 73(17):5673-5696, Sep., 1968.

APÊNDICE A

LISTAGEM DO PROGRAMA DE COMPUTADOR UTILIZADO

00057200 2END JOB

S U M A R I O D O J O B

6 DEZ 1979
 22:49:40 DDJ 1219 USMAR.
 22:49:44 BDT 1295 SYSTEM/FORTRAN. *** USMAR.
 22:50:20 1295 STACK EXTENDED FROM 1000 TO 1262 WORDS.
 22:50:39 1295 (CEA)USMAR REMOVED ON DISK DKO32.
 22:50:42 EDT 1295 SYSTEM/FORTRAN. *** TERMINO: NORMAL ***
 TEMPO(P=6,674;I=21,519;E=57,429); CART = 483; 1

22:50:44 BDT 1296 (CEA)USMAR.
 22:52:23 1296 PLOT2 REQUIRES MT9 (FE0125) #1
 22:54:45 EDT 1296 (CEA)USMAR. *** TERMINO: NORMAL ***
 TEMPO(P=00:02:04;I=41,759;E=00:04:04); CART = 1

22:54:51 BDT 1300 (CEA)USMAR.
 22:56:19 1300 PLOT2 REQUIRES MT9 (FE0131) #1
 22:58:34 EDT 1300 (CEA)USMAR. *** TERMINO: NORMAL ***
 TEMPO(P=00:02:02;I=42,017;E=00:03:42); CART = 1

22:58:35 EDT 1219 USMAR. *** TERMINO: NORMAL ***
 TEMPO(P=0,387;I=0,752;E=00:08:54); CART = 0; L

36790757700 FORTRAN COMPILATION MARK 2

```

FILE 1=CONSTANTES,UNIT=RLADER;
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
C
C      USMAR PRINTO JUNIOR
C
C      CALCULO DO ESPECTRO DE RAIOS-X(204300KEV) EM ALTITUDES DE BALAO
C      A PARTIR DE UM ESPECTRO DE ELETRONS INCIDENTE EM 100AM DE ALTI-
C      TUDE(204500KEV)
C
C      METODO DE MONTE CARLO
C      UNIDADES DE ENERGIA KEV
C
C      1. DESCRICAO DOS DADOS DE ENTRADA
C
C      CURR1:CORRENTE DE ELETRONS ASSOCIADA A PRIMEIRA EXPONENCIAL
C      CURR2:CORRENTE DE ELETRONS ASSOCIADA A SEGUNDA EXPONENCIAL
C      CURR3:CORRENTE DE ELETRONS ASSOCIADA A PRIMEIRA GAUSSIANA
C      CURR4:CORRENTE DE ELETRONS ASSOCIADA A SEGUNDA GAUSSIANA
C      EXP01:E-FOLDING ASSOCIADO A PRIMEIRA EXPONENCIAL
C      EXP02:E-FOLDING ASSOCIADO A SEGUNDA EXPONENCIAL
C      GAUS1:ENERGIA CENTRAL DA PRIMEIRA GAUSSIANA
C      GAUS2:ENERGIA CENTRAL DA SEGUNDA GAUSSIANA
C      INIEE:INTERVALO DE IMPRESSAO DO ESPECTRO DE ELETRONS
C      INTEX:INTERVALO DE IMPRESSAO DO ESPECTRO DE RAIOS-X
C      GAM1:LARGURA DE BANDA DA PRIMEIRA GAUSSIANA
C      GAM2:LARGURA DE BANDA DA SEGUNDA GAUSSIANA
C      INIVE:VALOR INICIAL PARA IMPRESSAO DO ESPECTRO DE ELETRONS
C      NUMPA:NUMERO DE PROFUNDIDADES ATMOSFERICAS EM QUE SE QUER O
C      ESPECTRO DE RAIOS-X
C      IMPEE:IMPRESSAO DO ESPECTRO DE ELETRONS
C      PLOEX:PLOTTER DOS ESPECTROS DE ELETRONS E RAIOS-X
C      IMPEX:IMPRESSAO DO ESPECTRO DE RAIOS-X
C      CALDC:CALCULO DA DISTRIBUICAO EM CANAIS DO ESPECTRO DE RAIOS-
C      X EM TERMOS DE CONTAGEM NORMALIZADA
C      IMPDC:IMPRESSAO DA DISTRIBUICAO EM CANAIS DO ESPECTRO DE RA-
C      IOS-X
C      PRUFA:PROFUNDIDADE ATMOSFERICA
C      DCHED:DISTRIBUICAO EM CANAIS DO ESPECTRO DE RAIOS-X MEDIADA
C      SOBRE DUAS PROFUNDIDADES ATMOSFERICAS
C      LSUPC:LIMITE SUPERIOR DA DISTRIBUICAO EM CANAIS
  
```

LINFC: LIMITE INFERIOR DA DISTRIBUICAO EM CANAIS
 FATNO: FATOR DE NORMALIZACAO DA CONTAGEM DOS CANAIS
 NUMCA: NUMERO DE CANAIS
 INICA(I): VALOR INICIAL DO CANAL I
 FIMCA(I): VALOR FINAL DO CANAL I

2. CONTROLE DOS DADOS DE ENTRADA

2.1. ORDEM DE LEITURA

PRIMEIRO CARTAO: CURR1, CORR2, CORR3, CORR4, EXPD1, EXPU2, GAUS1,
 GAUS2, INTEE, INTEX, GAMA1, GAMA2, INIVE
 FURMATO: 4E, 1, 2F4, 0, 2F5, 0, 14, I3, 2F4, 0, 14
 SEGUNDO CARTAO: NUMPA, IMPEE, PLOEX, IMPEX, CALUC, IMPDC
 FURMATO: I2, 5I1
 TERCEIRO CARTAO: LSUPC, LINFC, FATNO, NUMCA, (INICA(I)), FIMCA(I),
 I=1, 10)
 FURMATO: 2I3, 15, 12, 20I3
 QUARTO CARTAO: DCMED
 FURMATO: I1

NOTA: ESTE CARTAO PODE SER REPETIDO CONFORME OBJETIVO
 QUINTO CARTAO: PROFA
 FURMATO: I2

NOTA: ESTE CARTAO PODE SER REPETIDO CONFORME OBJETIVO

NOTA: A ENTRADA DE DADOS SUCEDE AO COMANDO "RUN OSMAR;FILES;"
 POSSIBILITANDO O USO REPETIVO DO PROGRAMA

2.2. OBJETIVO DOS DADOS DE ESPECIFICACAO

-CURR1, CORR2, CORR3, CORR4, EXPD1, EXPD2, GAUS1, GAUS2, GAMA1, GAMA2
 ESPECIFICAR A FORMA DO ESPECTRO DE ELETRONS. A OMISSAO DE UM
 TERMO EQUIVALE A FAZER A CORRENTE ASSOCIADA IGUAL A ZERO E O
 TERMO IGUAL A UM.

NOTA: LIMITES DE VALIDADE
 GAUS1 E GAUS2: ENTRE 600 E 4600 (INCLUSIVE)
 GAMA1 E GAMA2: ENTRE 100 E 200 (INCLUSIVE)
 EXPD1 E EXPD2: MAIOR OU IGUAL A 75

-INTEE
 CASO O ESPECTRO DE ELETRONS SEJA IMPRESSO ESPECIFICA O IN-
 TERVALO DE IMPRESSAO O ESPECTRO VAI DE INIVE A 5000. O NUMERO DE
 LINHAS NA IMPRESSAO E IGUAL A ((5000-INIVE)/INTEE)+1 E DEVE SER
 INTEIRO. CASO O ESPECTRO NAO SEJA IMPRESSO FAZ-SE INTEE=1, INIVE=
 1.

-INTEX
 CASO O ESPECTRO DE RAIN-X SEJA IMPRESSO ESPECIFICA O INTER-
 VALO DE IMPRESSAO. O ESPECTRO VAI DE 20 A 300. O NUMERO DE LINHAS
 NA IMPRESSAO E IGUAL A ((300-20)/INTEX)+1 E DEVE SER INTEIRO.
 CASO O ESPECTRO NAO SEJA IMPRESSO FAZ-SE INTEX=1

-LSUPC
 CASO SEJA NECESSARIO ESPECIFICAR DEVE SER MENOR OU IGUAL A
 300. CASO CONTRARIO DEVE SER IGUAL A ZERO.

-LINFC
 CASO SEJA NECESSARIO ESPECIFICAR DEVE SER MAIOR OU IGUAL A
 20 E MENOR QUE LSUPC. CASO CONTRARIO DEVE SER IGUAL A ZERO.

-FATNO
 CASO SEJA NECESSARIO ESPECIFICAR DA-SE O VALOR DESEJADO
 OBEDECENDO AO FURMATO. CASO CONTRARIO DEVE SER IGUAL A ZERO.

-NUMCA
 CASO SEJA NECESSARIO ESPECIFICAR DEVE SER MENOR OU IGUAL A
 10. CASO CONTRARIO DEVE SER IGUAL A ZERO.

-INICA(I) E FIMCA(I)
 CASO SEJA NECESSARIO ESPECIFICAR DEVEM SER TODOS DIFERENTES
 ENTRE SI, ESTAR ENTRE 20 E 300 E INICA(I)=LINFC, FIMCA(NUMCA)=
 LSUPC. PARA I MAIOR DO QUE NUMCA, INICA(I)=FIMCA(I)=0. CASO CON-
 TRARIO DEVEM SER IGUAL A ZERO.

-PROFA
 DEVE SER MAIOR OU IGUAL A 3 E MENOR OU IGUAL A 15.

2.3. OBJETIVO DOS DADOS DE CONTROLE

-IMPRESSAO DO ESPECTRO DE ELETRONS
 IMPEE
 =1 SIM
 =0 NAO

NOTA: EM QUALQUER CASO O ESPECTRO E IMPRESSO UMA SO VEZ.

-PLUTER DOS ESPECTROS
 PLOEX
 =1 SIM

=0 NAO

NOTA: EM QUALQUER CASO O ESPECTRO DE ELETRONS E PLOTADO UMA SO VEZ.

-CALCULO DA DISTRIBUICAO EM CANAIS CALDC

=1 SIM
=0 NAO

-IMPRESSAO DO ESPECTRO DE RAIU-X IMPEX

=1 SIM
=0 NAO

NOTA: NO CASO DE DISTRIBUICAO EM CANAIS MEDIADA SOBRE DUAS PROFUNDIDADES ATMOSFERICAS E IMPRESSO SUMENTE O ESPECTRO MEDIO.

-IMPRESSAO DA DISTRIBUICAO EM CANAIS IMPDC

=1 SIM
=0 NAO

NOTA: NO CASO DE DISTRIBUICAO EM CANAIS MEDIADA SOBRE DUAS PROFUNDIDADES ATMOSFERICAS E IMPRESSO SUMENTE A DISTRIBUICAO MEDIA.

-DISTRIBUICAO EM CANAIS MEDIADA SOBRE DUAS PROFUNDIDADES ATMOSFERICAS

DCMED
=1 SIM
=0 NAO

NOTA: NO CASO AFIRMATIVO AO SE REPETIR O CARTAO DCMED=0

-CALCULO SOBRE VARIAS PROFUNDIDADES ATMOSFERICAS

NUMPA

NUMERO DE PROFUNDIDADES ATMOSFERICAS ENVOLVIDAS NO CALCULO.

2.4. OBJETIVOS DO PROGRAMA

2.4.1. CALCULO DA DISTRIBUICAO EM CANAIS

ESPECIFICAR:LSUP,LINFC,FATNO,NUMCA,INICA(I),FIMCA(I),

PROFA

2.4.2. CALCULO DA DISTRIBUICAO EM CANAIS MEDIADA SOBRE DUAS PROFUNDIDADES ATMOSFERICAS

ESPECIFICAR:LSUPC,LINFC,FATNO,NUMCA,INICA(I),FIMCA(I),

PROFA

REPETIR QUARTO E QUINTO CARTOES

2.4.3. CALCULO DE N ESPECTROS DE RAIU-X EM N PROFUNDIDADES ATMOSFERICAS(N=1 A 13) COM OU SEM DISTRIBUICAO EM CANAIS

REPETE-SE N-1 VEZES O ULTIMO CARTAO.

3. ESPECIFICACAO DOS DADOS DE SAIDA

3.1. ESPECTRO DE ELETRONS

VALORES EM ELETRONS/CM**2.SEG.KEY

GRAFICO EM IMPRESSORA(ESCALA LOGARITMICA E UNIDADE VARI-
VEL ESPECIFICADA NA IMPRESSAO)

GRAFICO EM PLOTER(VALORES DE .1 A 10**4,MESMA UNIDADE

ESCALA LOGARITMICA,REDUCAO GRAFICA:VALOR PLOTADO E IGUAL
AO VALOR REAL SOMADO A 10**7 E DIVIDIDO POR 10**8)

3.2. ESPECTRO DE RAIU-X

VALORES EM FOTONS/CM**2.SEG.KEY

GRAFICO EM IMPRESSORA(ESCALA LINEAR E UNIDADE VARIABEL ES-
PECIFICADA NA IMPRESSAO)

GRAFICO EM PLOTER(VALORES DE .1 A 10**4,MESMA UNIDADE

ESCALA LOGARITMICA)

VALORES EM CONTAGEM POR CANAL NORMALIZADOS EM IMPRESSORA

4. ASPECTOS TEORICOS

VER VESE DO AUTOR

5. ASPECTOS DE PROGRAMACAO

LINGUAGEM FORTRAN PARA O COMPUTADOR B6700.

UTILIZACAO DE ROTINAS FORTRAN/INPE.

INTEGER PLDEX,CALDC,FATNO,FIMCA,DCMED,PROFA,ENEXT,CUNTC,CONTM,
*CONTA
DIMENSION W(8,10,15),ENEET(8),ENEXT(10),C(8,300,15),X(8),Y(8),R(3)

```
*U(3,3),V(3),P(4),CUEI1(15,300),CUEI2(15,300),CUEI3(15,300),ESPXA(
*300),CONTA(10),ENEET(5000),ESPEP(5000),ENEET(5000),ESPEI(5000),INI
*CA(10),FIMCA(10),FAT1(300),FAT2(300),FAT3(300),F(300),G(300),H(300
*),FAT4(300),ESPXC(300),ENEXC(300),CONTC(10),CONTM(10),ENEXP(300),
*ESPXP(300),ENEXI(300),ESPXI(300),ESPXM(300)
COMMON UNIT,UNIX,PRUGA
N3=3
LMNU=0
ENEET(1)=2000;ENEET(2)=1000;ENEET(3)=500;ENEET(4)=200;ENEET(5)=100
ENEET(6)=50;ENEET(7)=30;ENEET(8)=20
ENEXT(1)=20;ENEXT(2)=30;ENEXT(3)=40;ENEXT(4)=50;ENEXT(5)=60
ENEXT(6)=80;ENEXT(7)=100;ENEXT(8)=150;ENEXT(9)=200;ENEXT(10)=300
DO 10 IZ=3,15
READ(1,20)((N(L,K,IZ),K=1,10),L=1,8)
20 FORMAT(10E5,1)
DO 40 L=1,8
DO 50 J=1,9
XAUX1=(N(L,J,IZ)-N(L,J+1,IZ))/(ENEXT(J)-ENEXT(J+1))
XAUX2=(N(L,J+1,IZ)-(N(L,J,IZ)-N(L,J+1,IZ))/(ENEXT(J)-ENEXT(J+1))*
*ENEXT(J+1)
DO 60 K=ENEXT(J),ENEXT(J+1)
C(L,K,IZ)=XAUX1*K+XAUX2
60 CONTINUE
50 CONTINUE
40 CONTINUE
10 CONTINUE
DO 70 IZ=3,15
DO 80 K=20,300
IF(K=29)90,90,100
100 IF(K=49)110,110,120
120 IF(K=99)130,130,140
140 IF(K=199)150,150,160
90 L=3
GO TO 170
110 L=7
GO TO 170
130 L=5
GO TO 170
150 L=5
GO TO 170
160 L=4
170 DO 180 I=1,L
X(I)=ENEET(I)
Y(I)=C(I,K,IZ)
180 CONTINUE
CALL YE2055(X,Y,L,R,N3,P,Q,R,V,P)
CUEI1(IZ,K)=R(3)
CUEI2(IZ,K)=R(2)
CUEI3(IZ,K)=R(1)
ESPXA(K)=0;F(K)=0;G(K)=0;H(K)=0
60 CONTINUE
70 CONTINUE
DO 190 J=1,10
CONTA(J)=0
190 CONTINUE
READ(5,200)CORR1,CORR2,CORR3,CORR4,EXP01,EXP02,GAUS1,GAUS2,INTEE,I
*INTEE,GAMA1,GAMA2,INIVE
200 FORMAT(4E0,1,2F4,0,2F5,0,I4,I3,2F4,0,I4)
READ(5,210)UMPA,IMPEE,PLNFA,IMPEX,CALDC,IMPDC
210 FORMAT(12,5I1)
DO 240 K=20,5000
ENEET(K)=K
ESPEP(K)=(CORR1/EXP01*EXP(-K/EXP01)+(CORR2/EXP02*EXP(-K/EXP02))+
*(CORR3/GAMA1*1.77245385*EXP(-((K-GAUS1)/GAMA1)**2))+(CORR4/GAMA2
**1.77245385*EXP(-((K-GAUS2)/GAMA2)**2)))
240 CONTINUE
UNIT=(1/ESPEP(5000))*10
IF(IMPEE)220,230,220
220 NKM=0
DO 250 K=INIVE,5000,INTEE
NKM=NKM+1
ENEET(NKM)=ENEET(K)
ESPEI(NKM)=ESPEP(K)
ESPEI(NKM)=ALOG10(UNIT*ESPEI(NKM))
250 CONTINUE
WRITE(6,30)CORR1,EXP01,CORR2,EXP02,CORR3,GAUS1,GAMA1,CORR4,GAUS2,
*GAMA2,UNIT
30 FORMAT("1",30X,"DADOS SOBRE ESPECTRO ELETRONS",///,20X,"CORRENTE",
*5X,"E-FOLDING",5X,"PIC0",5X,"LARGURA DE BANUA",/,21X,E7.1,11X,F4.0
*,/,21X,E7.1,11X,F4.0,/,21X,E7.1,18X,F5.0,17X,F4.0,/,21X,E7.1,18X,
*F5.0,17X,F4.0,///,30X,"ESCALA LOG",/,30X,"UNIDADE",1X,"ELETRONS/CM
```

```

***2.SEG.KEY",2X,E7.1)
WRITE(6,260)
260 FORMAT("1")
CALL YJ6064(ENHEI,ESPFI,NKM,"ENERGY","ELETRU")
230 READ(5,270)LSUPC,LINFC,FATND,NUMCA,(INICA(1),FIMCA(1),I=1,10)
270 FORMAT(2I3,15,I2,20I3)
NZZ=0
480 READ(5,280)DCMED
280 FORMAT(I1)
710 READ(5,290)PROFA
290 FORMAT(I2)
NZZ=NZZ+1
NUMPA=NUMPA-1
DO 300 K=20,300
LAL=0
A=CURR1
B=EXMU1
340 FAT1(K)=(A*COE11(PROFA,K))*((EXP(-K/B))*((K**2)+2*K*B+2*(B**2)))-
*EXP(-5000/B)*(25000*00+2*5000*B+2*(B**2)))
FAT2(K)=(A*COE12(PROFA,K))*((EXP(-K/B))*(K+B))-(EXP(-5000/B)*(5000
+3))
FAT3(K)=(A*COE13(PROFA,K))*(EXP(-K/B)-EXP(-5000/B))
IF(CURR2)310,320,310
310 LAL=LAL+1
IF(LAL=1)320,330,320
330 F(K)=FAT1(K)
G(K)=FAT2(K)
H(K)=FAT3(K)
A=CURR2
B=EXMU2
GO TO 340
320 FAT4(K)=(CURR3*COE11(PROFA,K))*((GAUS1**2)+GAMA1)+(CURR4*COE11(PRO
FA,K))*((GAUS1**2)+GAMA2)+(CURR3*COE12(PROFA,K)*GAUS1)+(CURR4*COE1
2(PROFA,K)*GAUS2)+(CURR3+CURR4)*COE13(PROFA,K)
ESPXC(K)=FAT1(K)+FAT2(K)+FAT3(K)+FAT4(K)+F(K)+G(K)+H(K)
ENEXC(K)=K
360 CONTINUE
IF(CALDC)350,360,350
350 SOMA=0;ISU=0
DO 370 K=LINFC,LSUPC
SOMK=SOMA+ESPXC(K)
370 CONTINUE
DO 390 J=1,NUMCA
SOMAC=0
DO 380 K=INICA(J),FIMCA(J)
SOMAC=SOMAC+ESPXC(K)
390 CONTINUE
CONT(J)=SOMAC/SOMA*FATND
ISQ=ISQ+CONT(J)
380 CONTINUE
DO 400 J=1,10
IF(ISQ-FATND)410,420,410
410 CONT(J)=CONT(J)+1
ISQ=ISQ+1
400 CONTINUE
420 ISQF=0
LNU=LNU+1
IF(DCMED)440,450,440
440 LNU=LNU-10
III=PROFA+1
WRITE(6,600)PROFA,III
600 FORMAT("1",10X,"DISTRIBUICAO DE CANAIS E ESPECTRO DE RAIO-X MEDIOS
",7,10X,"SOBRE DUAS PROFUNDIDADES",7,10X,I2,"-",I2,1X,"G/CM**2")
CONTA(J)=CONT(J)
460 CONTINUE
DO 470 K=20,300
ESPX(K)=ESPXC(K)
470 CONTINUE
GO TO 430
450 DO 490 J=1,NUMCA
IF(CONTA(1))500,510,500
500 CONTM(J)=(CONTA(J)+CONT(J))/2
ISQF=ISQF+CONTM(J)
GO TO 470
510 CONTM(J)=CONT(J)
IF(J=NUMCA)490,520,490
490 CONTINUE
DO 520 J=1,5
IF(ISQF-FATND)530,540,530
530 CONTM(J)=CONTM(J)+1
ISQF=ISQF+1
520 CONTINUE

```

```
360 LKL=0
    DO 550 K=20,300
    IF(ESPXA(I))560,570,560
570 ESPXM(K)=ESPXC(K)
    GO TO 580
560 ESPXM(K)=(ESPXC(K)+ESPXA(K))/2
580 LKL=LKL+1
    ESPXP(LKL)=ESPXM(K)
    ENEXP(LKL)=ENEXC(K)
550 CONTINUE
    IF(ESPXP(1)-ESPXP(281))2000,2010,2010
2000 UNIX=(1/ESPXP(1))*10
    GO TO 5000
2010 UNIX=(1/ESPXP(281))*10
5000 NKN=0
    IF(IMPEX)590,600,590
590 DO 610 K=1,281,INTEX
    NKN=NKN+1
    ENEXI(NKN)=ENEXP(K)
    ESPXI(NKN)=ESPXP(K)
    ESPXI(NKN)=(UNIX*ESPIXI(NKN))
610 CONTINUE
    IF(LMNO)1000,1010,1010
1010 WRITE(6,900)PROFA
900 FORMAT("1",10X,"PROFUNDIDADE ATMOSFERICA",/,10X,I2,1X,"GM/CM**2")
1000 WRITE(6,620)
620 FORMAT("1")
    CALL YJ6064(ENEXI,ESPIXI,NKN,"ENERGY","RAIO-X")
    DO 1500 K=35,300
    IF(ESPXM(K)-ESPXM(K+1))1500,1500,1520
1520 MAX=K
    GO TO 1510
1500 CONTINUE
1510 WRITE(6,1590)MAX,UNIX
1590 FORMAT("1",30X,"DADOS SOBRE ESPECTRO RAIO-X",///,35X,"PICU",17X,
*13,1X,"KEV",/,35X,"UNIDADE FOTONS/CM**2.SEG.KEV",2X,E7.1)
600 IF(1*PDC)630,640,630
630 WRITE(6,650)(INICA(J),FIMCA(J),CONTM(J),J=1,NUMCA)
650 FORMAT("1",10X," CANAL DE ENERGIA(KEV) ",10X,"          CONTAGEM "
*//,10(19X,13,"",13,26X,T5,/)
    WRITE(6,660)FATNO
660 FORMAT(/,35X,"CONTAGEM TOTAL",2X,I5)
640 IF(PLUEX)670,680,670
670 DO 3001 K=1,281
    ESPXP(K)=UNIX*ESPXP(K)
3001 CONTINUE
    NUN=0
    DO 3002 K=20,5000,5
    NUN=NUN+1
    ESPEP(NUN)=UNIT*ESPEP(K)
    ENEEP(NUN)=K
    ESPEP(NUN)=(ESPEP(NUN)+(10**7))/(10**8)
3002 CONTINUE
    IF(NZ-1)690,700,690
700 CALL PLOT1(ESPEP,ENEEP)
    CALL PLOTX(ESPXP,ENEXP)
    GO TO 690
690 CALL PLOTX(ESPXP,ENEXP)
680 IF(NUMPA)710,720,710
    CALL PLOT(0.,0.,999)
720 STOP
    END
```

```
SUBROUTINE PLOT(ESEPE,ENEPE)
DIMENSION ESEPE(5000),ORDEE(5),ENEPE(5000),X(7)
COMMON UNIT,UNIX,PRDFA
ENEPE(998)=0.
ENEPE(999)=500.
ESEPE(998)=.1
ESEPE(999)=10.
DO 10 J=1,5
ORDEE(J)=10**(J-2)
X(J)=J
10 CONTINUE
CALL PLOT(0.,-11.,-3)
CALL PLOT(5.,1.,-3)
CALL AXILOG(0.,0.,ORDEE,5,"FLUXO DE ELETRONS VEZES FATOR-POR CM-2.
*SEG.KEV",40,90.)
CALL AXIS(0.,0., "ENERGIA-KEV",-11,10.,0.,0.,300.)
CALL SYMBOL(3.,9.,.21,"ESPECTRO ELETRONS",0.,17)
CALL SYMBOL(3.,8.5.,.14,"REDUCAO Grafica Y=10-7 MAIS X DIVIDIDO POR
* 10-8",0.,47)
CALL SYMBOL(3.,8.0.,.07,"FATOR=",0.,0)
CALL NUMBER(4.,8.0.,.07,UNIT,0.,0)
CALL PLOT(0.,0.,3)
CALL RETICU(X,ORDEE,5,10.,0,2,2)
CALL LINE(ENEPE,ESEPE,997,1,0,0,2)
RETURN
END
```

```
SUBROUTINE PLOTX(ESPXP,ENEXP)
DIMENSION ESPXP(300),ENEXP(300),ORDEX(5),X(7)
COMMON UNIT,UNIX,PRDFA
ENEXP(252)=.1
ENEXP(253)=30.
ESPXP(252)=.1
ESPXP(253)=10.
CALL PLOT(0.,-11.,-3)
CALL PLOT(13.,1.,-3)
DO 10 J=1,5
ORDEX(J)=10**(J-2)
X(J)=J
10 CONTINUE
CALL AXILOG(0.,0.,ORDEX,5,"FLUXO FOTONS VEZES FATOR-POR CM-2.SEG.K
*EV",41,90.)
CALL AXIS(0.,0., "ENERGIA-KEV",-11,10.,0.,0.,30.)
CALL SYMBOL(3.,9.,.21,"ESPECTRO RAIO-X",0.,15)
CALL SYMBOL(3.,8.0.,.07,"FATOR=",0.,0)
CALL NUMBER(4.,8.0.,.07,UNIT,0.,2)
CALL SYMBOL(3.,8.5.,.14,"PRD.F.ATMOSFERICA",3.,16)
CALL NUMBER(6.,8.5.,.14,PRDFA,0.,0)
CALL PLOT(0.,0.,3)
CALL RETICU(X,ORDEX,5,10.,0,2,2)
CALL LINE(ENEXP,ESPXP,241,1,0,0,2)
RETURN
END
```


APÊNDICE B

CÁLCULO ANALÍTICO DO ESPECTRO DE RAIOS-X

Aqui é apresentada a solução da integração na equação IX.2.

Inicialmente, a função " ϕ_{x_0}/j_{D_0} " foi colocada através de interpolação e extrapolação na forma:

$$\frac{\phi_{x_0}(K_f, z, T)}{j_{D_0}} = C_1(K_f, z)T^2 + C_2(K_f, z)T + C_3(K_f, z) \quad (B.1)$$

então:

$$\phi_x(K_f, z) = \int_{K_f}^{5000} \left[\frac{j_{D1}}{v} e^{-T/v} + \frac{j_{D2}}{\xi\sqrt{\pi}} e^{-(T-\tau/\xi)^2} \right] \left[C_1(K_f, z)T^2 + C_2(K_f, z)T + C_3(K_f, z) \right] dT \quad (B.2)$$

A equação 2 foi resolvida analiticamente. Para isto foi necessário resolver a integral

$$\int_0^a e^{-x^2} dx$$

Tal integral tem uma solução em forma de uma série

$$\int_0^a e^{-x^2} dx = \sum_{K=0}^{+\infty} \frac{(-1)^K a^{2K+1}}{K!(2K+1)} \quad (B.3)$$

Porém, devido à lenta razão de convergência desta série, bem como devido aos valores de " ξ " e " T " de interesse, ou seja,

$$600 \text{ KeV} < \tau < 4600 \text{ KeV}$$

$$100 \text{ KeV} < \xi < 200 \text{ KeV}$$

Tal integração pode ser aproximada, com um erro inferior a 4%, como

$$\int_0^a e^{-x^2} dx \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

Assim, a solução da equação 2 fica

$$\begin{aligned} \Phi_x(K_f, z) \approx & j_{D_1} C_1(K_f, z) \left[e^{-K_f/v} (K_f^2 + 2K_f v + 2v^2) \right. \\ & \left. - e^{-5000/v} (5000^2 + 2 \cdot 5000 \cdot v + 2v^2) \right] + j_{D_1} C_2(K_f, z) \cdot \\ & \left[e^{-K_f/v} (K_f + v) - e^{-5000/v} (5000 + v) \right] \\ & + j_{D_1} C_3(K_f, z) \left[e^{-K_f/v} - e^{-5000/v} \right] + j_{D_2} C_1(K_f, z) \\ & \left[\tau^2 + \frac{\xi^2}{2} \right] + j_{D_2} C_2(K_f, z) \tau + j_{D_2} C_3(K_f, z) \end{aligned} \quad (B.4)$$

APÊNDICE C

LISTAGEM DE EXEMPLOS OBTIDOS EM COMPUTADOR

- C.2 -

EXEMPLO 1

PEAKS SOBRE ESPECTRO ELETRONICO

CANAL DE	EFICIENTE	PICO	LARGURA DE BANDA
.5E+15	200	1.	1.
.	.	1.	1.
.	.	.	.

ESCALA L 6
GAIN DE ELECTRONIC 2.5E+10

PROFUNDIDADE ATMOSFERICA
3 GM/CM**2

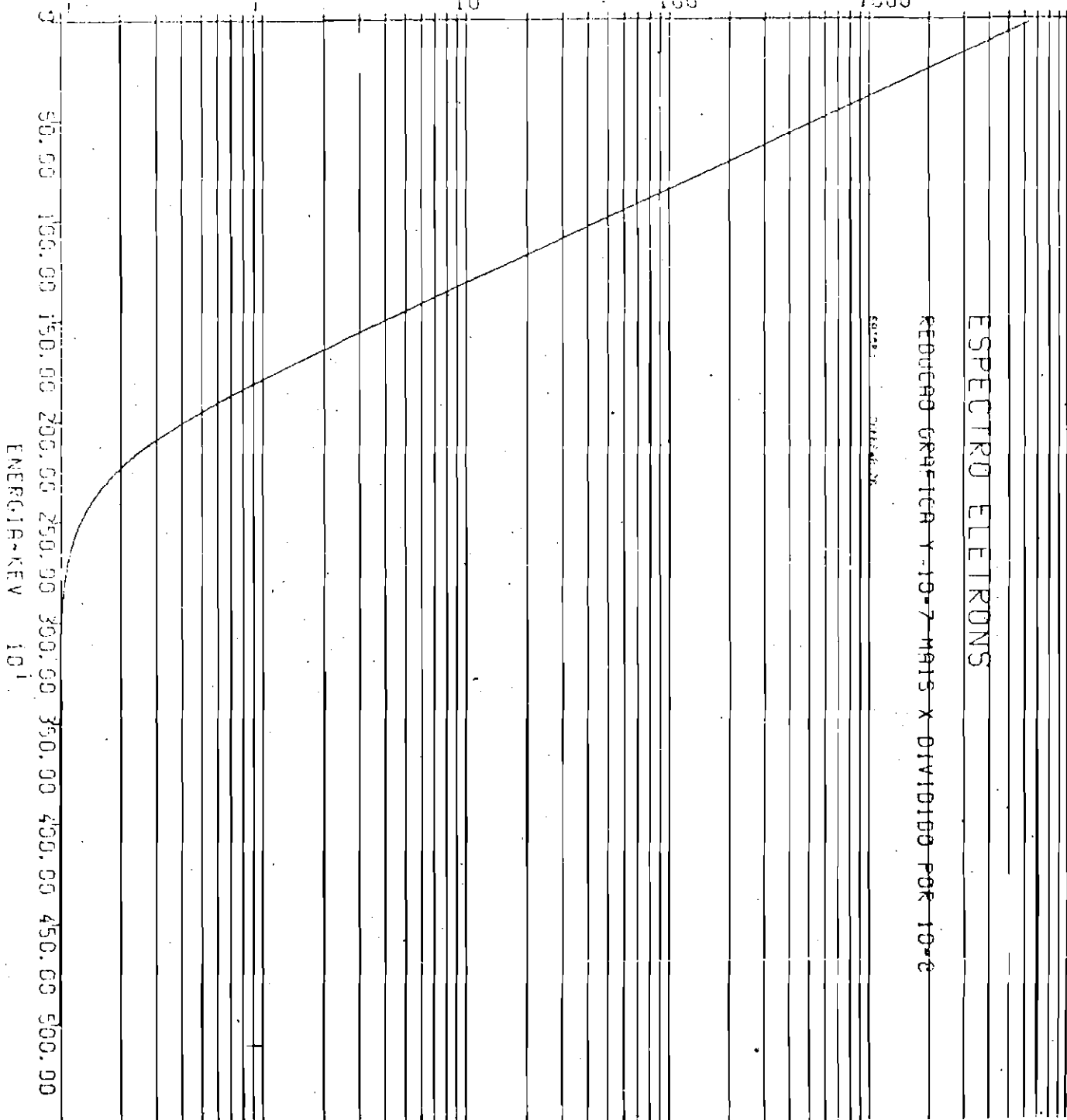
DADOS SOBRE ESPECTRO RAIQ-X

PICO 4. KEV
UNIDADE FOTONS/CM**2.SEG.KEV .2E+03

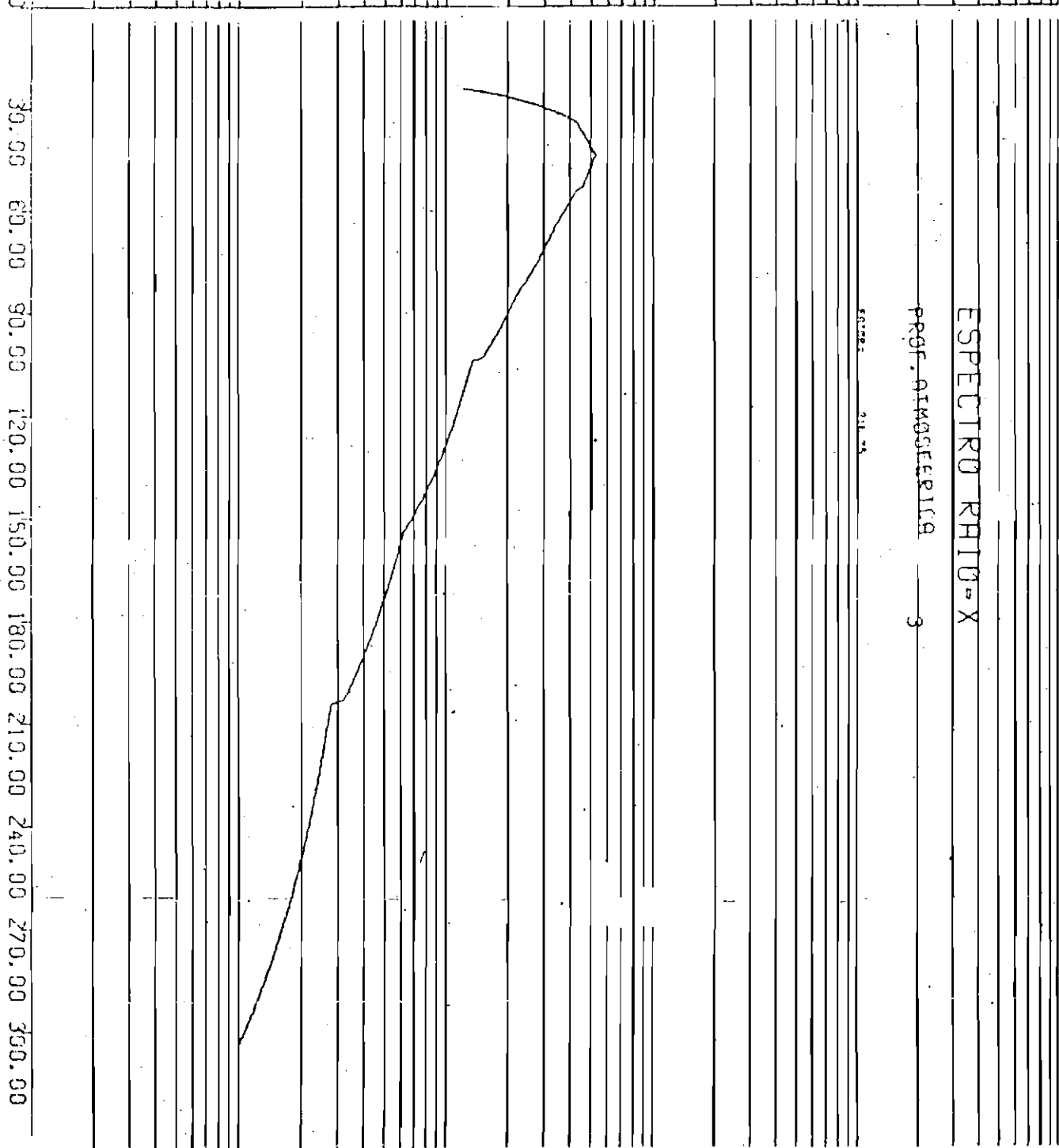
CANAL DE ENERGIA(KEV)	CONTAGEM
20-60	948
61-100	531
101-140	243
141-180	129
181-220	72
221-260	47
261-300	30

CONTAGEM TOTAL 2000

FLUXO DE ELETRONS VEZES FATOR-POR CM-2. SEG. KEV



FLUXO FOTONS VEZES FATOR-POR CM-2. SEC. KEV



- C.9 -

EXEMPLO 2

COMPTES SUPPLEMENTAIRES

CHIFFRE	DE	PIEDS	LA	GUERRE	DE	MANE
1.517.16		207				200
1.517.16		1000				1

1.517.16	1.517.16	1.517.16	1.517.16	1.517.16	1.517.16	1.517.16
----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------

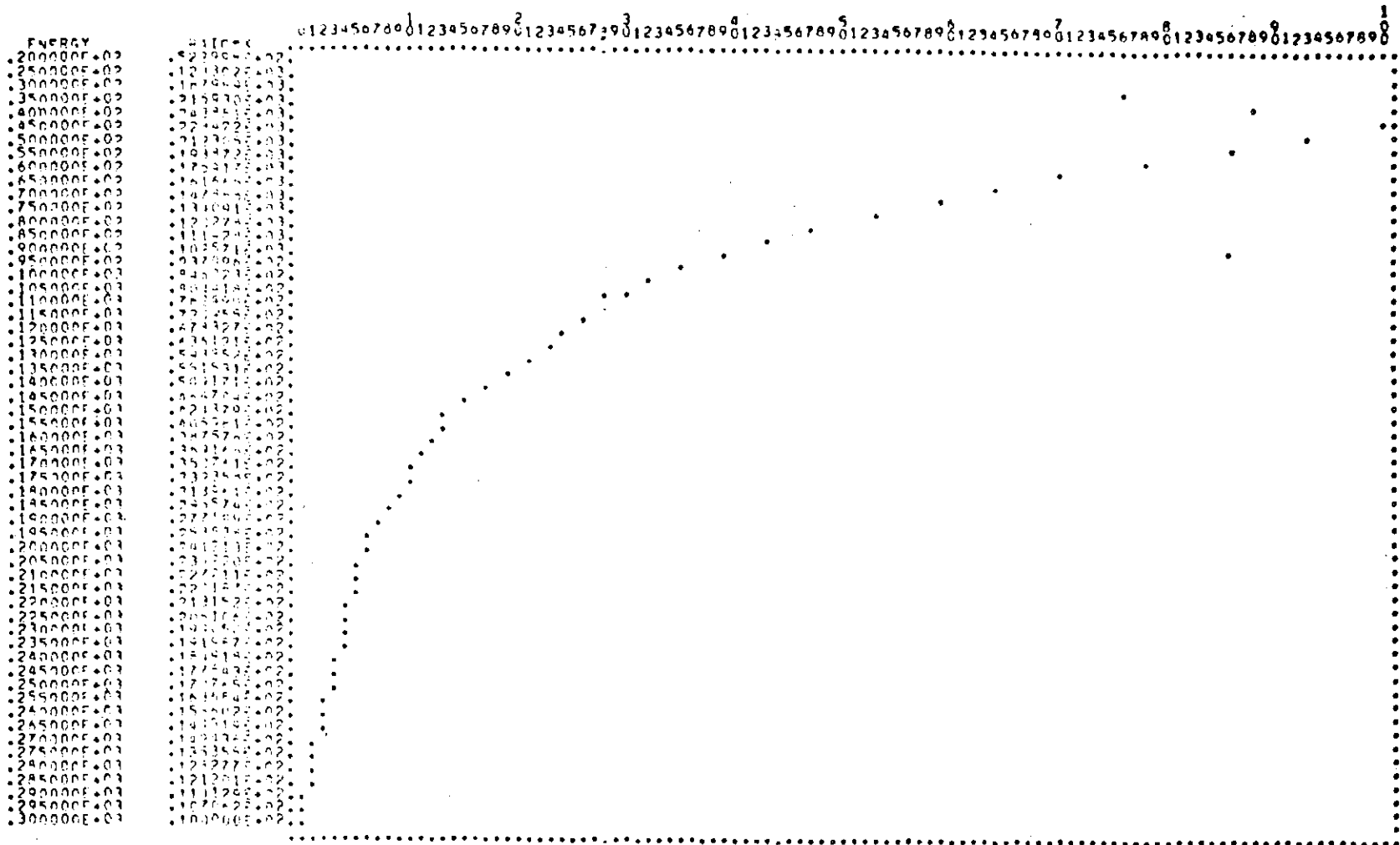
.31799

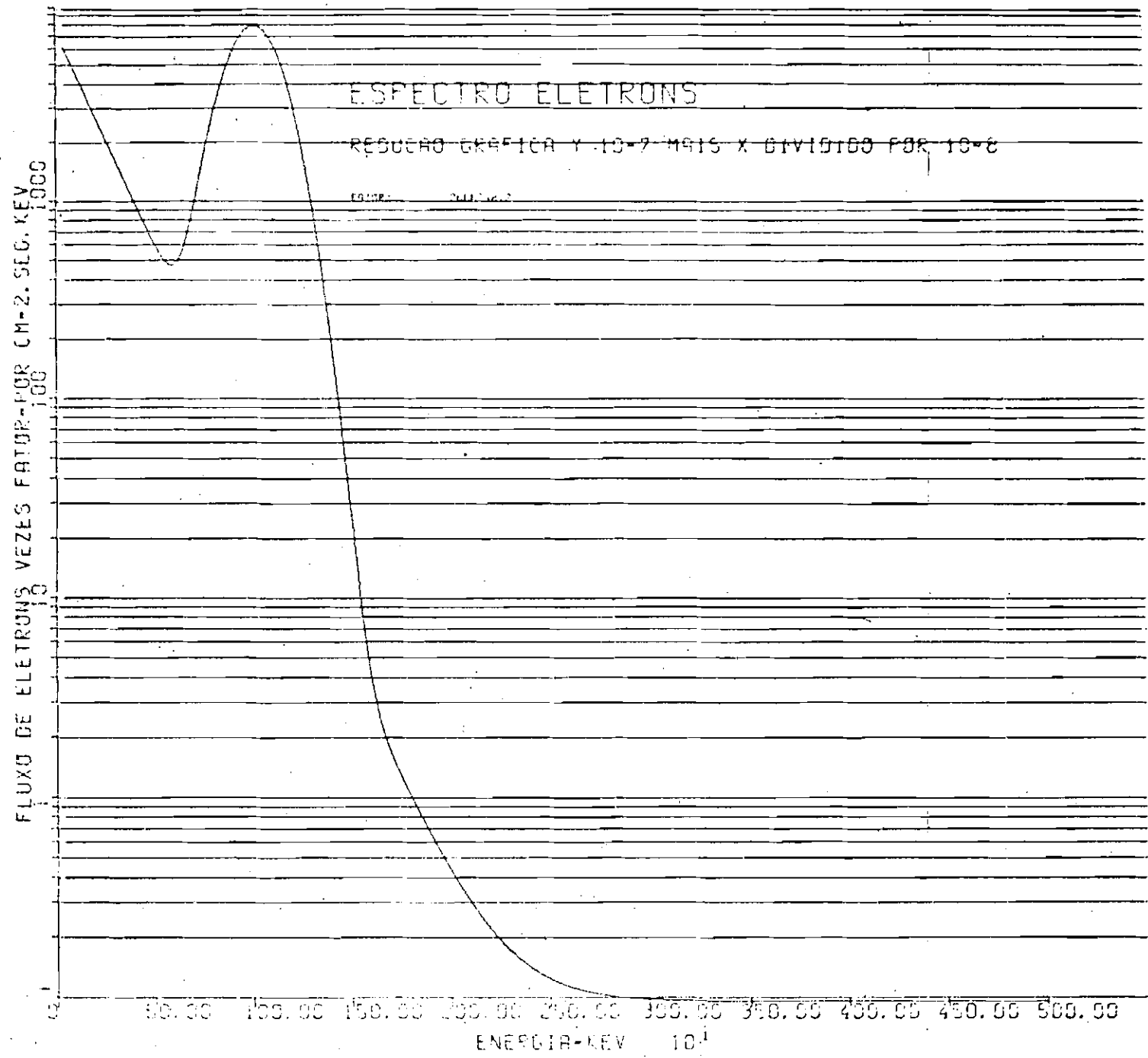
PROFUNDIDADE ATMOSFERICA
3 6H/CM**2

RAIOS SOLAR ESPECTRO RAIQ-X

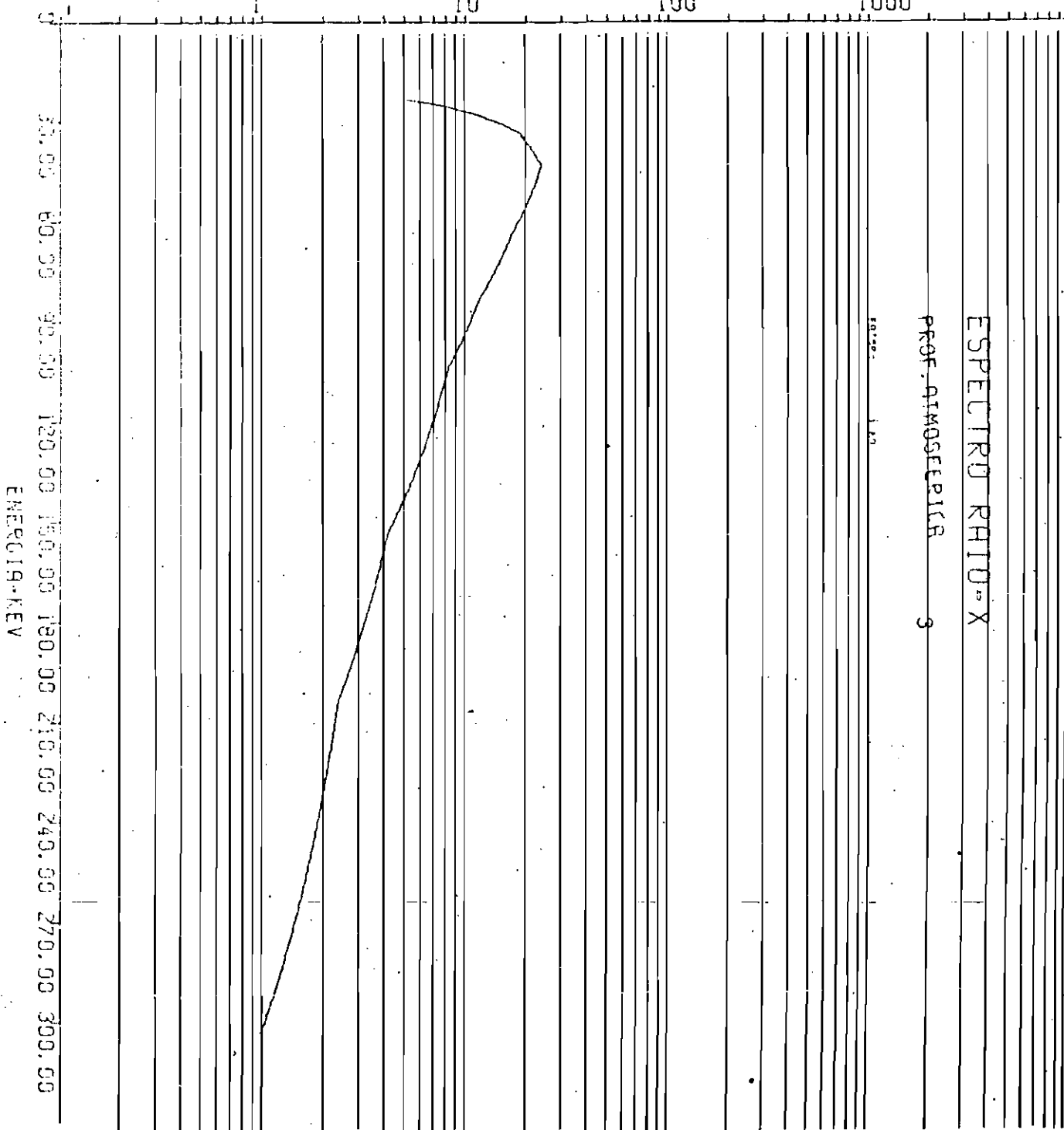
R100
CONTAGEM POR 6S/CM**2. SE 4. KEV
4. KEV .2E+01

CANAL DE ENERGIA (KEV)	CONTAGEM
01-04	804
05-08	518
09-12	282
13-16	163
17-20	104
21-24	76
25-28	53
CONTAGEM TOTAL	2000

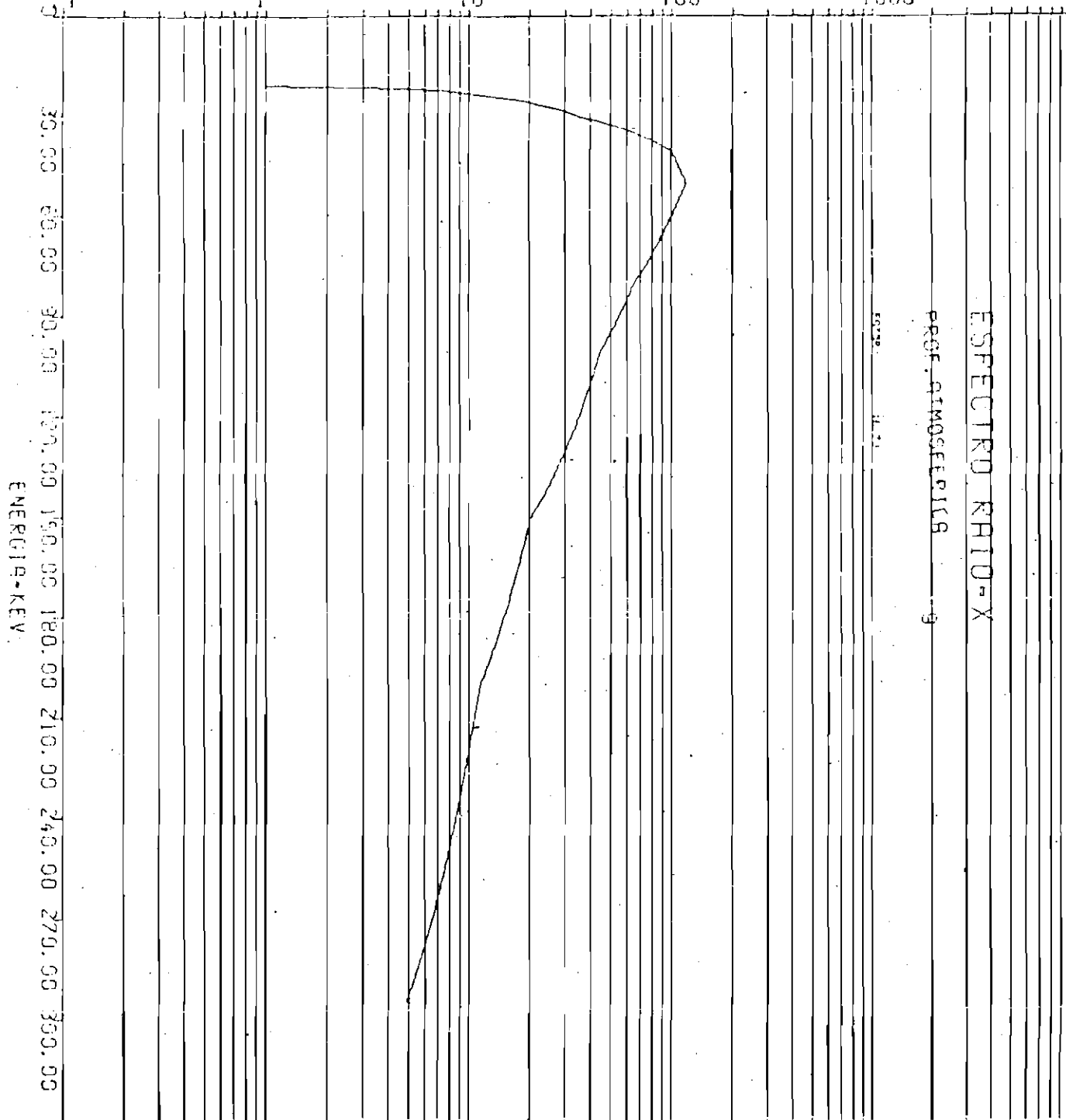




FLUXO FOTONS VEZES FATOR-POR-¹⁰CM-2.SEG.KEV ¹⁰⁰ 1000



FLUXO FOTONS VEZES FATOR-POR (M-2. SEG. KEV



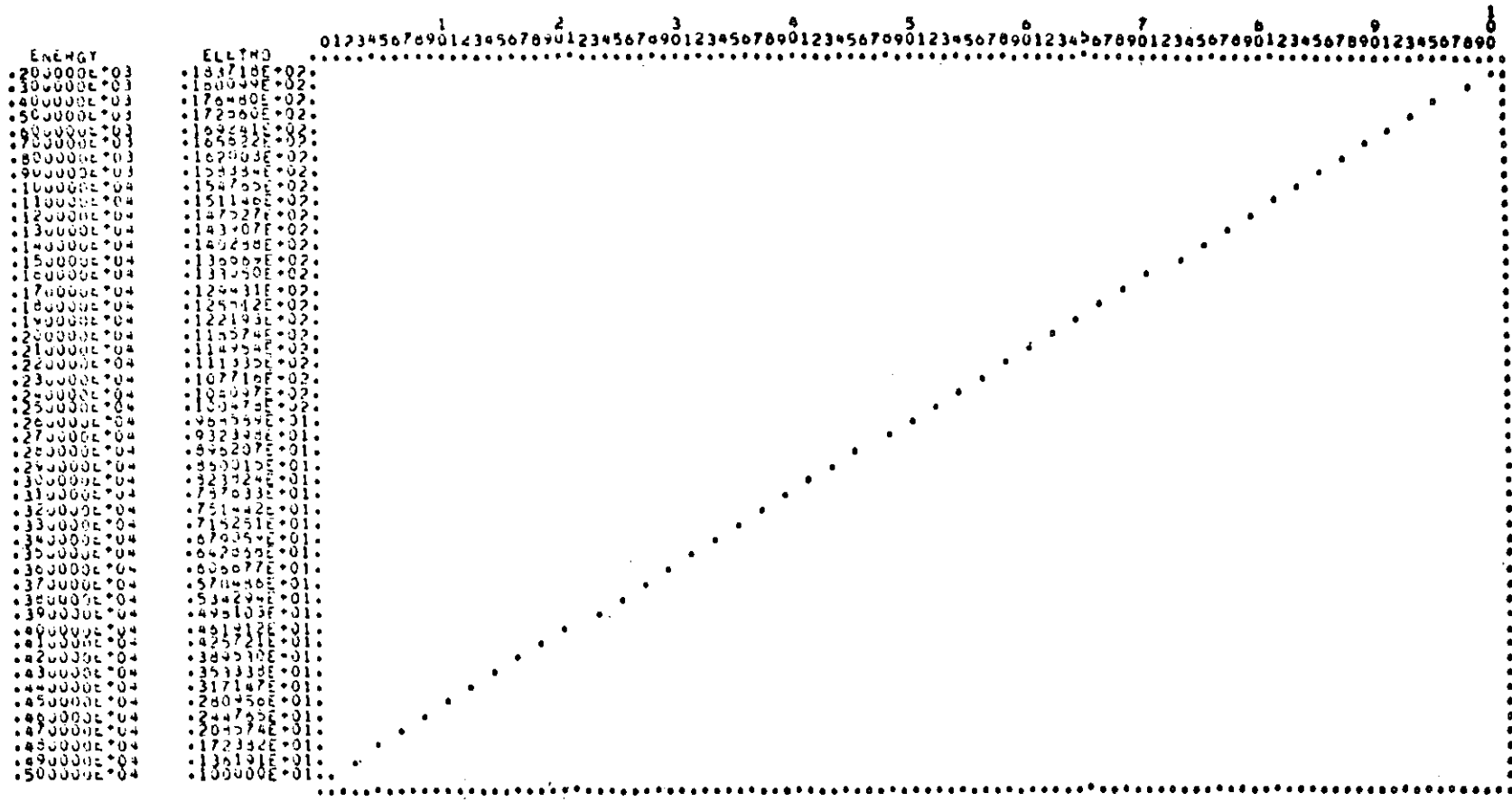
- C.19 -

EXEMPLO 3

DADOS SOBRE ESPECTRO ELETRONS

CORRENTE	E-FOLDING	PICO	LARGURA DE BANDA
.1E+01	120.		
0.	1.		
0.		1.	1.
0.		1.	1.

ESCALA LOG
UNIDADE ELETRONS/CM**2.SEG.KEV .1E+22



DISTRIBUICAO DE CANAIS E ESPECTRO DE RAIU-X MEDIOS
SOBRE DUAS PROFUNDIDADES

$\rho = 10 \text{ G/CM}^3$

DADOS SOBRE ESPECTRO RAIU-X

PICO 49 KEV
UNIDADE FOTONS/CM**2.SEG.KEV .2E+09

CANAL DE ENERGIA(KEV)	CONTAGEM
21- 36	196
37- 54	526
55- 73	405
74- 87	190
88-105	167
107-131	135
132-154	77

CONTAGEM TOTAL 1896

