



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE-10373-TDI/919**

**ESTUDO EM MICROONDAS DO APRISIONAMENTO E  
PRECIPITAÇÃO DE ELÉTRONS EM EXPLOSÕES SOLARES**

Antonio Carlos Rosal

Dissertação de Mestrado do Curso da Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr.  
Joaquim Eduardo Rezende Costa, aprovada em 03 de setembro de 2003.

523.03

ROSAL, A. C.

Um estudo em microondas do aprisionamento e precipitação de elétrons em explosões solares / A. C. Rosal. – São José dos Campos: INPE, 2003.

121p. – (INPE-10373-TDI/919).

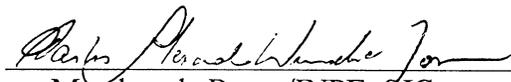
1.Explosões solares. 2.Emissão em microondas. 3.Radiação não-térmica. 4.Partículas magnéticamente aprisionadas. 5.Partículas em precipitação. I.Título.

Aprovado pela Banca Examinadora em cumprimento a requisito exigido para a obtenção do Título de **Mestre em Astrofísica.**

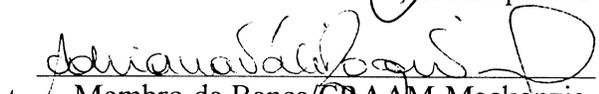
Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa

  
Orientador/Presidente (INPE-CRAAM)  
São Paulo-SP

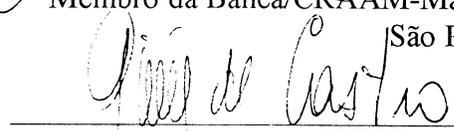
Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza

  
Membro da Banca/INPE, SJCampos-SP

Dr<sup>a</sup> Adriana Válio Roque da Silva

  
Membro da Banca/CRAAM-Mackenzie,  
São Paulo-SP

Dr. Carlos Guillermo Giménez de Castro

  
Membro da Banca  
Convidado CRAAM-Mackenzie,  
São Paulo-SP

Candidato: Antonio Carlos Rosal

São José dos Campos, 3 de setembro de 2003.



## AGRADECIMENTOS

Gostaria de dizer muito obrigado a todas as pessoas que de um modo ou de outro contribuíram para a realização deste trabalho, e que me incentivaram a voltar a estudar depois de alguns anos de afastamento.

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer ao Dr. Joaquim E. R. Costa, que me orientou neste trabalho de modo seguro, com muita paciência e compreensão, principalmente em relação aos problemas de minhas atividades como professor.

Ao Dr. Odílio D. Aguiar, que como coordenador da pós-graduação da Divisão de Astrofísica, na época do meu ingresso, ajudou muito em relação aos horários das aulas.

A todos os docentes da Divisão de Astrofísica, que também compreenderam as mudanças nos horários de aula.

Aos colegas de ingresso: César, Márcio, Maurício e Rodrigo, que nunca reclamaram desses horários.

Ao Nobeyama Radio Observatory (NRO), que com sua política de acesso ao seu banco de dados, possibilitou a realização deste trabalho.

A Dra. Adriana V. R. Silva, por sua leitura cuidadosa e sugestões apresentadas tanto na época da Proposta da Dissertação quanto neste trabalho final.

Ao Dr. Carlos G.G. de Castro, “Guigue”, que com muita paciência resolveu muitos problemas no meu computador. Agradeço também por sua leitura e sugestões da Proposta da Dissertação.

Aos colegas do CRAAM – Centro de Rádio-Astronomia e Astrofísica Mackenzie, pelo apoio e incentivo.

Ao INPE – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais pelo apoio e convênio com o CRAAM – Centro de Rádio-Astronomia e Astrofísica Mackenzie, possibilitando aos alunos de pós-graduação a realização de seus trabalhos.

E, em especial, à minha esposa Maristela, e aos meus filhos Mariana e Pedro, que me apoiaram em todos os momentos difíceis.



## RESUMO

Esta dissertação de mestrado teve por objetivo obter informações via emissão em microondas do comportamento dos elétrons em relação ao aprisionamento e a precipitação destes na atmosfera solar. Nosso estudo restringe-se à análise da evolução da distribuição dos elétrons após terem sido injetados em uma explosão solar. Para isso, utilizamos o banco de dados do Nobeyama Radio Observatory (NRO), com aproximadamente 100 eventos ocorridos entre 1998 e 2000 que foram observados em sete frequências (1, 2, 3,8, 9,4, 17, 35 e 80 GHz). Utilizando uma configuração simplificada de arco (linhas de força de um dipolo magnético), que de fato representa uma configuração “efetiva” para a geometria real, os modelos de explosão solar apresentam características de dois grupos distintos de partículas: as aprisionadas próximas ao topo do arco e aquelas em precipitação junto aos pés do arco magnético. Como a variação do número destas partículas apresentam escalas temporais distintas, as densidades de fluxo puderam ser separadas e seus respectivos espectros girossincrotrônicos analisados. Como resultado desta análise obtivemos o índice espectral dos elétrons: topo  $\sim 3,4$ , pés  $\sim 3,8$ ; intensidade do campo magnético: topo  $\sim 480G$ , pés  $\sim 860G$ ; ângulo do cone de perdas  $\sim 48^\circ$  e a fração de partículas em precipitação em relação àquelas aprisionadas de  $\sim 33\%$ . Estes valores indicam que as características em microondas das explosões solares são consistentes com a hipótese de um processo de fraca difusão do ângulo de passo dos elétrons em colisões Coulombianas. Analisamos também, através do alargamento espectral destas estruturas temporais, a anisotropia espacial do campo magnético existente em alguns eventos. Os resultados sugerem uma maior anisotropia do campo nos pés, porém neste tema nossa análise ficou bastante limitada, pois não contamos com uma resolução espacial que permitisse avaliar em detalhes a emissão dentro do arco magnético.



# MICROWAVE STUDY OF TRAP AND PRECIPITATION OF ELECTRONS IN SOLAR BURST

## ABSTRACT

We have studied the process of particle number density evolution during solar flares from the microwave emission point of view. In order to do this, we have used the database of Nobeyama Radio Observatory (NRO), with approximately 100 events that occurred between 1998 and 2000 that were observed in seven frequencies (1, 2, 3.8, 9.4, 17, 35, and 80 GHz), in two polarization modes. Since the trap-plus-precipitation models of solar bursts present different characteristic time scales for both particle populations, we have made the separation of the observed emissions by filtering the total fluxes. We have used a simplified magnetic field configuration (dipolar magnetic field) as an “effective” configuration for the real geometry of the trap-plus-precipitation model. Thus, we analyzed their respective gyrosynchrotron spectra and obtained typical parameters, such as the spectral index of the electrons: loop-top  $\sim 3.4$ , footpoints  $\sim 3.8$ ; intensity of the magnetic field: loop-top  $\sim 480G$ , footpoints  $\sim 860G$ ; loss cone angle  $\sim 48^\circ$  and the fraction of particles in precipitation in relation to the total number of  $\sim 33\%$ . These values indicate that the microwave signatures of the solar burst are consistent with the hypothesis of weak pitch angle diffusion with Coulomb collisions. We also analyzed through the spectral broadening of these bursts, the spatial anisotropy of the existent magnetic field. The result of this work suggests that the magnetic field presents higher anisotropy at the loop footpoints than the loop-top and higher spatial resolution is necessary to better understand the magnetic field anisotropy.



# SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>LISTA DE FIGURAS</b>	
<b>LISTA DE TABELAS</b>	
<b>LISTA DE SÍMBOLOS</b>	
<b>LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS</b>	
<b>CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO.....</b>	<b>21</b>
<b>CAPÍTULO 2 – EMISSÃO EM MICROONDAS DE EXPLOSÕES SOLARES.....</b>	<b>29</b>
2.1 - Modelo de Emissão em Microondas de um Arco Magnético.....	29
2.2 - A Emissão girossincrotrônica.....	31
2.3 - O Espectro em Microondas.....	32
2.4 - Equações girossincrotrônicas para as emissões dos elétrons não-térmicos.....	35
2.4.1 - Cálculo dos coeficientes de emissão e absorção pelo código Ramaty.....	36
2.4.2 - Cálculo do erro entre as equações aproximadas de Dulk e o código Ramaty.....	39
2.5 - Cálculo do Campo Magnético pelos Métodos Ramaty e Dulk.....	42
<b>CAPÍTULO 3 – APRISIONAMENTO E PRECIPITAÇÃO EM ARCOS MAGNÉTICOS.....</b>	<b>49</b>
3.1 - Histórico.....	49
3.2 - Aprisionamento e Precipitação.....	51
3.2.1 - Modelos de Explosões.....	52
3.2.2 - Variação do Modelo: “Aprisionamento mais Precipitação”.....	53
3.2.2.1 - Tempos Característicos para o Aprisionamento e Precipitação.....	54
3.2.3 - Evolução Temporal do Espectro de Energia.....	58

<b>CAPÍTULO 4 – ANÁLISE DOS DADOS OBSERVACIONAIS</b> .....	63
4.1 - Levantamento de Dados.....	63
4.2 - Metodologia da Análise dos Dados.....	63
4.2.1 - Separação das Componentes: Filtragem tipo “Média Corrida”.....	64
4.2.2 - Procedimento para obter o Tempo de Corte.....	70
4.2.3 - Levantamento Espectral.....	75
4.2.4 - Cálculo do Campo Magnético para os Eventos Seleccionados.....	81
4.2.5 - Análise dos Resultados Obtidos para o Campo Magnético.....	88
4.2.5.1 - Influência do Ângulo de Visada ( $\theta$ ).....	89
4.2.5.2 - Influência da Densidade Colunar ( $n_e L$ ).....	94
4.3 - Anisotropia do Campo Magnético.....	96
<b>CAPÍTULO 5 – CONCLUSÃO</b> .....	101
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	107
<b>APÊNDICE A – RESUMO DOS EVENTOS ANALISADOS</b> .....	113
<b>APÊNDICE B – DIAGRAMAS DO FILTRO TIPO “MÉDIA CORRIDA”</b> .....	117
<b>APÊNDICE C – EQUAÇÕES DE CORREÇÃO PARA O ÂNGULO DE VISADA</b> .....	119

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Modelo de arco magnético simples.....	29
2.2 - Localização dos picos de emissão em microondas para diferentes frequências sobrepostas a uma imagem $H\alpha$ .....	30
2.3 - Representação do espectro de uma explosão solar em microondas.....	34
2.4 - Gráficos dos coeficientes de emissão e absorção em relação ao número harmônico (n) de acordo com as equações integrais dadas por Ramaty (1969).....	38
2.5 - Gráficos dos coeficientes de emissão e absorção feitos com o código Ramaty (1969) para as condições utilizadas por Dulk (1985).....	39
2.6 - Comparação dos coeficientes de emissão no modo de propagação extraordinário utilizando o código Ramaty e as Equações 2.9 e 2.10 (Dulk,1985).....	41
2.7 - Comparação dos coeficientes de absorção no modo de propagação extraordinário utilizando o código Ramaty e as Equações 2.9 e 2.10 (Dulk, 1985).....	41
2.8 - Variação do Erro Relativo Percentual E (%), dos coeficientes de emissão e absorção referente às Figuras 2.6 e 2.7.....	42
2.9 - Espectros obtidos com o código Ramaty quando variamos o campo magnético (B) no intervalo de 100 G a 900 G.....	44
2.10 - Relação entre o campo magnético (B) e a frequência de pico, obtidos com o código Ramaty e com a Equação 2.11 (Dulk, 1985).....	45
4.1 - Evento simulado representando a componente gradual, de estruturas rápidas e a soma as componentes (gradual mais estruturas rápidas).....	67
4.2 - Variação do “Tempo de Corte” (dt).....	69
4.3 - Evento nº 95 nos tempos de corte 1,0, 2,0, 3,0, 4,0 e 5,0 s nas frequências de máxima emissão 9,4, 17 e 35 GHz.....	74
4.4 - Curvas de luz da densidade de fluxo total, da componente gradual e componente das estruturas rápidas das sete frequências de observação para o evento nº 95 no seu tempo de corte 4,0 s.....	78
4.5 - Amostra da evolução temporal do espectro das componentes gradual e de estruturas rápidas referente ao evento nº 95.....	79

4.6 - Imagens em raios-X do evento nº 95, com sobreposição dos iso-contornos das frequências de 17 e 34 GHz.....	83
4.7 - Variação do campo magnético em relação à variação do ângulo azimutal do plano, associada à imagem em raios-X moles.....	91
4.8 - Representação da Largura Espectral Relativa obtida a meia potência.....	97
4.9 - Largura espectral relativa para o evento nº 95.....	98
B.1 - Diagrama geral do Filtro tipo “Média Corrida”.....	117
B.2 - Diagrama específico para o processo do Filtro Passa-Baixa.....	118
C.1 - Relações trigonométricas esféricas sobre a superfície solar.....	121

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Erro Percentual Médio E(%) do Campo Magnético entre o Código Ramaty e a Equação 2.11.....	45
2.2 - Valores dos Coeficientes $K_{ij}$ do Polinômio $F(\mathbf{q}, \mathbf{d})$ .....	47
4.1 - Tempo de Corte da Média Corrida.....	75
4.2 - Parâmetros Espectrais do Evento nº 95.....	80
4.3 - Valores Médios Próximos ao Pico da Densidade de Elétrons.....	86
4.4 - Levantamento Espectral dos Eventos Ajustados.....	87
4.5 - Valores Médios do Levantamento Espectral.....	88
4.6 - Levantamento Espectral dos Eventos com Longitude $< 30^\circ$ .....	92
4.7 - Valores Médios dos Eventos com Longitude $< 30^\circ$ .....	92
4.8 - Valores Médios do Campo Magnético em Relação à Variação da Densidade Colunar.....	95
4.9 - Largura Espectral Relativa Classificada em Relação ao Campo Magnético.....	99



## LISTA DE SÍMBOLOS

### Latinos

$A$	-	fluxo de raios-X duros a 20 keV
$A_z$	-	ângulo azimutal
$\vec{A}$	-	potencial vetor
$B$	-	campo magnético
$B_0$	-	campo magnético no topo do arco magnético
$B_p$	-	campo magnético nos pés do arco magnético
$c$	-	velocidade da luz no vácuo
$c_1$	-	constante relacionada ao logaritmo de Coulomb
$d$	-	distância da Terra ao Sol
$dt$	-	tempo de corte
$D_{mm}$	-	coeficiente de difusão de ângulo de passo
$D_{EE}$	-	coeficiente de difusão de ângulo de passo devido às ondas de Alfvén e Langmuir.
$D_{Em}$	-	coeficiente de difusão de ângulo de passo devido somente às ondas Alfvén
$e$	-	carga do elétron
$E$	-	energia cinética dos elétrons
$E(\%)$	-	erro relativo percentual
$F$	-	densidade de fluxo
$h$	-	tamanho do alvo-espesso
$I_v$	-	intensidade específica
$I(E)$	-	intensidade do espectro de energia
$j_v$	-	coeficiente de emissão girossincrotrônico
$K$	-	constante de normalização
$L$	-	dimensão da fonte emissora ao longo da linha de visada
$m_e$	-	massa do elétron
$n$	-	número harmônico
$n_e$	-	densidade dos elétrons não-térmicos
$q_{prec}$	-	fração de elétrons em precipitação
$Q$	-	função de injeção dos elétrons

$r_0$	-	raio clássico do elétron
$s$	-	distância do topo do arco magnético até uma porção qualquer na fonte;
SFU	-	Unidade de Fluxo Solar
S/R	-	relação sinal/ruído
$t$	-	tempo
T	-	Período de oscilação
U.A.	-	Unidade Astronômica
$v$	-	velocidade de uma partícula
V	-	volume de uma fonte emissora
$\bar{Z}^2$	-	média quadrática do peso atômico

### Gregos

$\alpha$	-	índice espectral dos fótons
$\alpha_0$	-	ângulo do cone de perdas
$\alpha_1$	-	ângulo de passo de uma partícula
$\alpha_R$	-	fator de supressão de Razin
$\alpha_{tk}$	-	índice espectral dos fótons, na região opticamente espessa
$\alpha_{tn}$	-	índice espectral dos fótons, na região opticamente fina
$\beta$	-	razão entre a velocidade da partícula ( $v$ ) e a velocidade da luz no vácuo ( $c$ )
$\beta_f$	-	função beta
$\gamma$	-	fator de Lorentz
$\delta$	-	índice espectral dos elétrons
$\Delta\Omega$	-	ângulo sólido
$\Delta\nu$	-	largura da frequência do espectro girossincrotrônico
$\theta$	-	ângulo de visada entre o observador e as linhas de campo magnético
$k_{BH}$	-	constante da seção de choque de Bethe-Heitler
$k_i$	-	coeficiente de absorção girossincrotrônico
$\Lambda$	-	ângulo mínimo de desvio na integral de Coulomb
$\mu$	-	cosseno do ângulo de passo
$\nu$	-	frequência de observação

- $\nu_B$  - giro-freqüência
- $\nu_{\text{pico}}$  - freqüência de pico no espectro girossíncrotron
- $\tau$  - profundidade óptica
- $\varphi$  - fase
- $\chi^2$  - qui-quadrado
- $\omega_P$  - freqüência de plasma



## LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

- GOES - Geostacionary Operational Environmental Satellite
- HESSI - High Energy Solar Spectroscopic Imager  
Obs: No ano de 2002 em uma homenagem ao pesquisador Reuven Ramaty falecido em 2001, este satélite passou a ser chamado de RHESSI - Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager
- HXT - Hard X-Ray Telescope (instrumento a bordo do satélite Yohkoh)
- INPE - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
- NOAA - National Oceanic and Atmospheric Administration
- NORP - Nobeyama Radio Polarimeters
- NORH - Nobeyama Radio Heliograph
- NRO - Nobeyama Radio Observatory
- OVRO - Owens Valley Radio Observatory
- RSTN - Radio Solar Telescope Network
- SOHO - Solar & Heliospheric Observatory
- SXT - Soft X-Ray Telescope (instrumento a bordo do satélite Yohkoh)
- TRACE - Transition Region and Coronal Explorer



# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

Uma explosão solar é uma variação rápida e intensa do brilho que ocorre nas chamadas “regiões ativas” da atmosfera solar, constituídas por um plasma magnetizado com intensa indução magnética. A energia magnética, que pode ser armazenada por um período de horas até dias em configurações magnéticas estressadas, é subitamente lançada na atmosfera solar e transferida para partículas como elétrons, prótons e núcleos pesados, que são acelerados, excitados, ionizados e/ou aquecidos, produzindo radiação eletromagnética.

Podemos definir três fases em uma explosão solar: a) fase precursora: onde a energia magnética é armazenada (com manifestações em raios-X moles); b) fase impulsiva: onde as partículas são aceleradas, podendo exceder a energia de 1 MeV (detecção de ondas de rádio, raios-X duros e raios gama); c) fase de decaimento: diminuição gradual da energia podendo chegar a horas (vista em praticamente todo o espectro eletromagnético).

Neste trabalho, o estágio de interesse é o que se segue à liberação da energia pelos elétrons não-térmicos acelerados, os quais são responsáveis pela fase impulsiva. Dentre as muitas possibilidades, tem sido discutido na literatura (e.g., Takakura e Kai, 1966; Lin e Johns, 1993; Aschwanden, 1998 (e suas referências); Lee e Gary, 2000) que nesta fase, a radiação emitida é uma composição de dois grupos de partículas: as aprisionadas e as em precipitação.

A configuração geométrica idealizada e simplificada do campo magnético de uma explosão solar é o de um arco magnético imitando a configuração de linhas de força de um ímã em forma de “ferradura”, onde temos dois “pés” com densas linhas de campo magnético e uma região central chamada de “topo”, que une estes “pés” mas tem uma densidade menor de linhas de campo.

Quando partículas carregadas se movimentam num campo magnético com a configuração espacialmente variável, a dinâmica destas partículas resulta em três invariantes adiabáticos

sendo um deles de maior importância para o aprisionamento destas. Eles têm a mesma importância para a teoria do aprisionamento que as conservações de energia, momento linear e momento angular têm num sistema mecânico.

Os invariantes adiabáticos são obtidos pela integração do momento canônico ( $\vec{P} = m_e \cdot \vec{v} + e \cdot \vec{A}$ , onde  $m_e$  é a massa da partícula,  $\vec{v}$  é o vetor velocidade,  $e$  é a carga da partícula e  $\vec{A}$  é o potencial vetor do campo magnético), sobre ciclos orbitais apropriados (e.g., Jackson, 1999; Walt, 1994; Sturrock, 1994).

De acordo com a teoria dos invariantes adiabáticos (que primeiramente foi aplicada ao campo geomagnético), são três os ciclos orbitais realizados por uma partícula carregada: I) o giro em torno das linhas de força; II) a oscilação entre os pontos de maior densidade das linhas magnéticas (e.g., como nos “pés” de um arco magnético); III) um ligeiro desvio longitudinal (movimento de deriva da partícula, “drift”).

O cálculo integral destes três os ciclos orbitais resultam nos três invariantes adiabáticos, sendo o do Item II utilizado na explicação do princípio do “espelhamento magnético”. O espelhamento magnético ocorre porque o aumento da intensidade do campo magnético faz com que a partícula carregada que está movimentando-se de forma helicoidal em alguma direção, espirale em órbitas cada vez menores em torno das linhas de força, convertendo energia de translação em energia de rotação, até que sua velocidade axial se anule. Então, a partícula retorna, continuando a espiralar no mesmo sentido, mas retrocedendo no sentido axial contrário, ou seja, de certa forma as partículas são “refletidas” pelas regiões de intenso campo magnético, e retornam para as regiões de menor intensidade de campo.

Em laboratório são realizadas experiências do tipo “Garrafa Magnética”, onde temos uma configuração de campo magnético na forma cilíndrica, com um maior adensamento das linhas de força próximas as suas extremidades. O princípio do “espelhamento” faz com que a maioria das partículas fique aprisionada no interior do cilindro magnético, e somente aquelas partículas que foram injetadas com um ângulo muito próximo ao eixo do cilindro conseguem escapar do aprisionamento.

Numa explosão solar, temos também a aplicação do princípio do “espelhamento magnético” com as partículas sendo aprisionadas numa configuração de campo do tipo “arco magnético”, como foi descrita anteriormente. Estas partículas são aceleradas e/ou injetadas próximas ao topo do arco magnético (embora isto não seja importante), dirigem-se aos “pés” do arco e devido ao adensamento das linhas magnéticas podem não atingir a baixa cromosfera solar, retornando ao topo do arco magnético.

Esta reflexão pode acontecer somente no caso da partícula que não encontre uma densidade suficientemente alta e termine em uma colisão radiativa. Esta oscilação poderá se repetir várias vezes até o momento em que ocorra uma diminuição da energia cinética ou ocorra a perda do aprisionamento devido a uma mudança da direção (chamada de ângulo de passo, “pitch angle”) da velocidade das partículas.

As partículas em precipitação são aquelas que quando aceleradas e/ou injetadas próximas ao topo encaminham-se diretamente para a baixa cromosfera solar, onde acabam interagindo com as partículas do meio ambiente e não retornam mais ao arco magnético.

Desde Takakura e Kai (1966) o modelo da emissão em raios-X duros produzidos por elétrons colidindo em alvo espesso tem sido proposto para simultaneamente explicar a emissão em microondas a partir de um aprisionamento. Em Melrose e Brown (1976) o escape de partículas do aprisionamento magnético foi analisado para explicar a emissão em raios-X duros a partir dos elétrons em fuga. Muitas variações do modelo de aprisionamento e precipitação se seguiram na tentativa de conciliar as observações em raios-X duros de explosões observadas atrás do limbo por dois satélites com diferentes visões da atmosfera acima da região ativa obstruída pelo limbo (Roy e Datlowe, 1975).

Uma desvantagem de se analisar as diferentes emissões do aprisionamento e precipitação em raios-X é a sua limitada aplicação apenas aos elétrons com energia de  $10 \leq E \text{ (keV)} \leq 500$ , tipicamente. A maioria das observações e conseqüentemente das análises ficam restritas a esta estreita banda de energia devido puramente a falta de sensibilidade dos instrumentos em raios-X para a região acima de  $500 \text{ keV}$ .

Em microondas, por outro lado, os elétrons mais importantes são aqueles acima de  $100\text{ keV}$  até alguns “ $\text{MeV}$ ” e a sensibilidade dos instrumentos é muito superior ao que se tem nos sensores para raios-X devido às grandes áreas coletoras das antenas de rádio, e ao fato dos elétrons emitirem mais em microondas que em raios-X (Hudson et al., 1978).

Assim, uma análise mais completa da dinâmica dos elétrons no decorrer de uma explosão, precisa ser realizada com as informações complementares que estas duas bandas de frequência podem fornecer.

Em raios-X, as análises da dinâmica destas partículas têm sido mais extensivamente exploradas que em microondas. As análises em microondas da propagação da energia da explosão solar (e.g., Leach e Petrosian, 1981; Lu e Petrosian, 1988; Lee e Gary, 2000; Kundu et al., 2001a; Kundu et al., 2001b) obtiveram relativo sucesso em sua aplicação, pois em geral ficaram restritas aos eventos analisados ou a uma previsão estatística das intensidades nas duas bandas.

Uma análise da emissão em microondas das partículas em precipitação (em fuga do aprisionamento) nunca foi realizada e é certamente mais abrangente do ponto de vista da cobertura de energia do espectro de elétrons na separação das componentes.

A dificuldade desta análise reside na separação das emissões dos elétrons aprisionados no espelhamento magnético daqueles que escapam do mesmo. Em Correia e Kaufmann (1987) a composição de uma emissão de variação rápida superposta a uma emissão gradual na explosão foi observada e o espectro da razão destas emissões foi obtido.

Das três explosões analisadas em Correia e Kaufmann (1987) podemos inferir que a amplitude relativa da componente rápida em relação a componente gradual ficou entre  $1\%$  e  $50\%$  na faixa de  $5\text{ GHz}$  a  $100\text{ GHz}$ , respectivamente.

Na atualidade, muitos observatórios obtêm informações espectrais em microondas as quais poderiam ser utilizadas para a análise desta composição espectral. Utilizamos em nosso trabalho, os dados obtidos no NORP - Nobeyama Radio Polarimeter onde a sensibilidade é

superior ao necessário para permitir a separação destas emissões (variações da densidade de fluxo entre 1 e 10%), a resolução temporal é suficiente (100ms) e a cobertura espectral inclui ambos os regimes: opticamente espesso e fino.

Assim, observações em microondas fornecem uma poderosa ferramenta para o estudo da distribuição espacial de elétrons não-térmicos em explosões solares através da emissão girossincrotrônica de elétrons espiralando ao longo das linhas de campo magnético na coroa e cromosfera solar. Da emissão dos elétrons aprisionados esperamos obter informações de um plasma da alta atmosfera do arco ao passo que da emissão dos elétrons em precipitação são obtidas as características da cromosfera média.

A idéia da separação das componentes foi recentemente sugerida por Lin e Johns (1993), onde através de observações em raios-X, propuseram a existência de duas populações de elétrons acelerados produzindo fenômenos distintos. Uma dessas populações seria constituída de elétrons impulsivamente acelerados ou que se precipitavam na baixa coroa (isto é o que chamamos de componente de estruturas rápidas), e a outra população seria de elétrons com um longo tempo de vida na baixa coroa solar (isto é o que chamamos de componente lenta ou gradual).

Alguns autores discutem, na literatura, métodos para separar a emissão dessas partículas, utilizando observações em raios-X, e sua aplicação em um modelo de “aprisionamento mais precipitação”, e.g. Aschwanden (1998) e suas referências. Em microondas e em raios-X temos o modelo de aprisionamento mais precipitação em alguns artigos, e.g., Lee e Gary (2000), Lee et al. (2000) e Kundu et al. (2001a).

Lee e Gary (2000) e Lee et al. (2000), fizeram uma análise do modelo de aprisionamento mais precipitação examinando a variação temporal da função de distribuição de energia das partículas aceleradas. Para isto, buscaram uma solução numérica para a equação de Fokker-Planck e com isso obtiveram que a estrutura do campo magnético e as correspondentes variações espectrais eram conseqüências das diferentes propriedades do aprisionamento ao invés das diferentes propriedades da injeção das partículas.

Utilizando observações feitas em raios-X duros e em microondas para um mesmo evento, Kundu et al. (2001a) verificaram que o pico impulsivo do perfil temporal em microondas era aproximadamente correlacionado com os picos em raios-X duros. Assim, eles sugeriram que a emissão em rádio era uma composição devida aos elétrons injetados (que poderiam ser representados pelo perfil temporal em raios-X duros, sendo esta a função de injeção), mais uma componente devida ao número de elétrons aprisionados (obtida da diferença entre o fluxo observado em microondas e o perfil normalizado em raios-X duros), e a partir disto determinaram a fração de elétrons em precipitação.

Um estudo semelhante em raios-X, ao que faremos aqui em microondas, foi realizado por Aschwanden (1998, e referências) em uma série de artigos. Ele usou em suas observações, em raios-X, uma técnica de separação das componentes baseada num filtro de Fourier (que será comentada no Capítulo 4), onde informações foram obtidas para determinar a região de aceleração e/ou injeção das partículas numa explosão solar.

O objetivo desse trabalho é justamente utilizar uma técnica de separação da emissão dessas partículas em dados obtidos em microondas e aplicar em um modelo de aprisionamento e precipitação. Após a separação (que será descrita no Capítulo 4) faremos a análise espectral das duas componentes separadamente, verificando o comportamento da emissão girossincrotrônica tanto da parte aprisionada quanto da parte precipitada. Desta forma, exploraremos a intensidade e a anisotropia do campo magnético característico de cada região emissora.

No Capítulo 2, trataremos do modelo de emissão em microondas, em especial a emissão girossincrotrônica para elétrons não-térmicos, dando um destaque para o cálculo dos coeficientes de emissão e absorção na transição do regime opticamente fino (profundidade óptica,  $\tau < 1$ ) para o regime opticamente espesso ( $\tau \geq 1$ ). Comparamos os valores produzidos utilizando as equações integrais descritas em Ramaty (1969) com as soluções aproximadas dadas por Dulk (1985) para estudar o erro relativo percentual referente ao campo magnético quando calculado por estes dois métodos. Nesta transição, o número harmônico da giro-freqüência nas explosões solares em geral está fora dos limites de validade das equações semi empíricas do Dulk (1985).

No Capítulo 3, apresentamos um resumo dos modelos teóricos de aprisionamento e precipitação dos elétrons, dando ênfase para uma variação do modelo “aprisionamento mais precipitação”, onde calculamos os tempos característicos de aprisionamento e de precipitação relacionados com os regimes de fraca e forte difusão com que o ângulo de passo varia durante o período da explosão solar.

No Capítulo 4, descrevemos três técnicas de separação das componentes gradual e de estruturas rápidas, sendo dada com mais detalhes a técnica aqui utilizada e denominada “Média Corrida”. Descreveremos também a análise dos dados observacionais, bem como as informações dos espectros das duas componentes separadas (gradual e de estruturas rápidas) que resultaram nos valores médios obtidos do índice espectral dos elétrons, frequência de pico, campos magnéticos referentes ao topo e aos pés do arco magnético e a razão de espelhamento magnético. Estas informações também foram utilizadas para estimar o ângulo do cone de perdas e a fração das partículas em precipitação (considerando cada estrutura rápida uma injeção instantânea) em um arco magnético simétrico e ainda uma distribuição de ângulo de passo homogênea. Uma avaliação sobre a anisotropia, ou variação do campo magnético, ao longo do arco magnético também foi analisada aqui.

No Capítulo 5, temos o resumo dos resultados e as conclusões obtidas pela análise aqui desenvolvida.



## CAPÍTULO 2

### EMISSÃO EM MICROONDAS DE EXPLOSÕES SOLARES

#### 2.1 Modelo de Emissão em Microondas de um Arco Magnético

Em microondas, um arco magnético singular preenchido por elétrons não térmicos não é visto do mesmo modo como em raios-X, devido à emissão em rádio depender explicitamente do campo magnético (Bastian et al., 1998; Nindos et al., 2000).

A configuração geométrica exata de um arco magnético pode variar desde um arco único a um conjunto de arcos não alinhados e muito complexos. Um dos modelos mais simples encontrados na literatura é o das linhas de campo magnético na forma de arcos devido a um dipolo magnético profundo na atmosfera (Figura 2.1). Estes arcos podem ser representados por círculos com um ponto de tangência comum no dipolo.

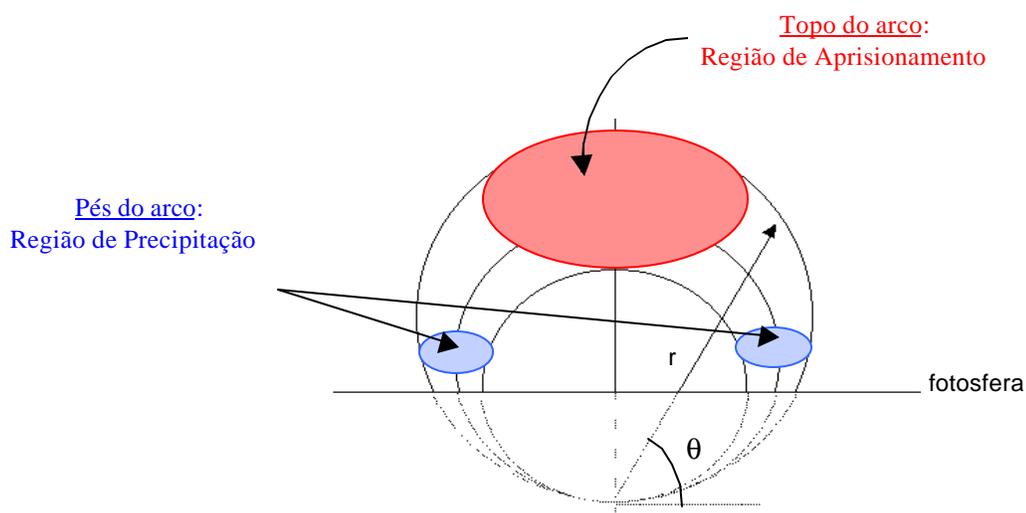


FIGURA 2.1 – Modelo de um arco magnético simples.

Neste tipo de configuração, temos então duas regiões que destacamos: o Topo do Arco (“loop-top”) e os Pés do Arco (“footpoints”), onde a intensidade do campo magnético dos pés é maior que no topo.

Em Bastian et al. (1998) temos uma imagem desta situação que é o resultado de um cálculo computacional para este tipo de modelo de um arco magnético sendo visto por cima (ou seja, na linha de visada longitudinal) onde verificamos que em baixas frequências, a emissão vem predominantemente de uma grande e única região, enquanto que para frequências maiores vão se transformando em duas regiões menores e compactas. Esta visão da emissão em frequências maiores, gradativamente mais proeminentes, em direção aos pés deve-se ao reforço que o aumento da indução magnética dá à emissão em frequências altas.

Na Figura 2.2 temos uma explosão solar observada por Wang et al. (1994) que corrobora com esta determinação teórica, onde foram localizados os picos de emissão em microondas para diferentes frequências sobrepostas a uma imagem em  $H\alpha$  feita com um filtro de  $0,5 \text{ \AA}$ , vinte minutos após a explosão em rádio. Nesta figura estão marcadas as letras “T” e “F” representando respectivamente a posição do topo e dos pés do arco magnético.

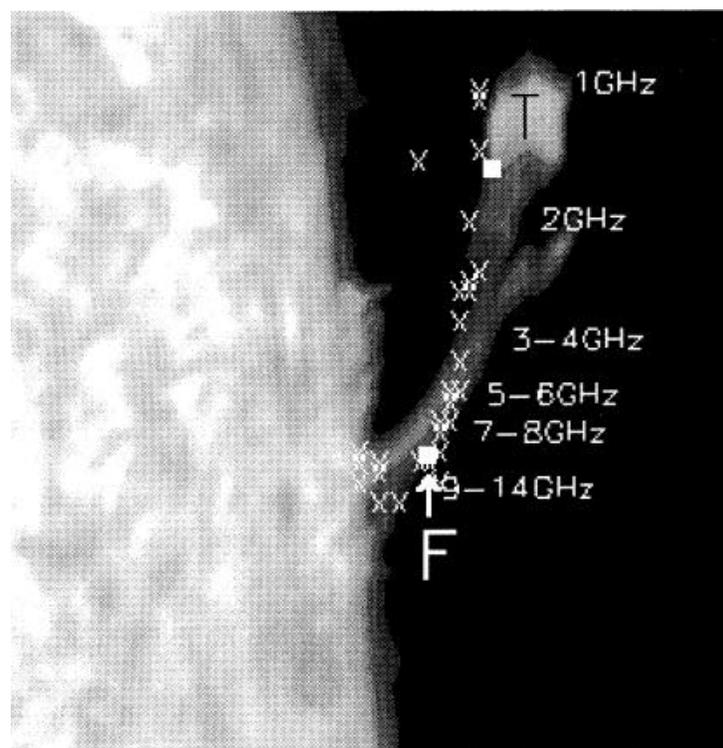


FIGURA 2.2 – Localização dos picos de emissão em microondas para diferentes frequências sobrepostas a uma imagem  $H\alpha$ .  
FONTE: adaptada de Wang et al. (1994).

Podemos notar que a emissão em rádio correspondente às frequências mais baixas vem predominantemente da região em torno do topo do arco magnético, ao passo que para as frequências mais altas a emissão provém primordialmente da região das pernas do arco magnético.

Para uma completa caracterização da fonte de emissão em microondas, o ideal é dispor de um interferômetro operando em várias frequências, como é o caso do arranjo solar do Owens Valley Radio Observatory (OVRO / EUA) ou do Nobeyama Radio Heliograph (NORH / Japão), que mapeiam a região da explosão solar. Porém, a limitação da resolução temporal, sensibilidade e frequentemente a falta de medidas interferométricas com grande cobertura espectral acabam dificultando a análise completa da emissão. Desta forma vemos como podem ser restritas, em geral, as análises das explosões solares em microondas que utilizam um cenário simplificado para a configuração magnética, como por exemplo, a proposta de um campo magnético homogêneo ou ainda uma baixa cobertura espectral.

## **2.2 A Emissão Girossincrotrônica**

A radiação emitida por partículas carregadas quando estão espiralando num campo magnético é chamada de “Emissão Giromagnética”. A emissão giromagnética é classificada de acordo com a velocidade das partículas radiantes, ou seja, para partículas não-relativísticas a emissão é chamada de ciclotrônica (fator de Lorentz,  $\gamma \approx 1$ ), para partículas semi-relativísticas a emissão é dita girossincrotrônica (fator de Lorentz,  $1 < \gamma < 3$ ), e para partículas ultra-relativísticas a emissão é chamada sincrotrônica (fator de Lorentz,  $\gamma \gg 1$ ) (e.g., Dulk, 1985).

Em microondas é comumente aceito que elétrons não-térmicos espiralando no campo magnético de uma explosão solar geram a emissão girossincrotrônica. Uma introdução sobre o desenvolvimento da teoria da emissão girossincrotrônica está bem descrita em Ramaty (1969) e suas referências.

### 2.3 O Espectro em Microondas

Uma importante fonte de informação sobre as características físicas do plasma emissor é a análise do “espectro não-térmico em microondas” das explosões solares, do qual podemos inferir a intensidade do campo magnético, o índice espectral da distribuição de energia dos elétrons e a anisotropia do campo magnético.

O espectro em rádio das explosões solares é uma relação entre a densidade de fluxo emitida e a frequência de observação, estendendo-se da faixa de comprimentos de ondas milimétricas até as ondas decimétricas, associado à emissão girossincrotrônica, na qual estamos interessados.

A densidade de fluxo girossincrotrônico das explosões solares (para a solução homogênea da equação de Transferência Radiativa) é, em uma primeira aproximação, uma dupla lei de potência (Figura 2.3), permitindo a sua análise em duas regiões de frequências denominadas: opticamente fina e opticamente espessa.

A solução homogênea da equação de transferência radiativa de uma nuvem cujo coeficiente de emissão é  $j_\nu$  e o coeficiente de absorção é  $k_\nu$ , é dada pela equação:

$$I_n = \frac{j_n}{k_n} (1 - e^{-t_n}) \quad (2.1)$$

sendo:  $t_n = k_\nu \cdot L$

$$\left\{ \begin{array}{l} t_n \gg 1 \Rightarrow I_n = \frac{j_n}{k_n} \\ t_n \ll 1 \Rightarrow I_n = j_n L \end{array} \right. \quad (2.2)$$

$$(2.3)$$

onde:  $I_n$  é a intensidade específica,

$t_n$  é a profundidade óptica. Se:  $\left\{ \begin{array}{l} t_n \gg 1 \text{ temos a região opticamente espessa,} \\ t_n \ll 1 \text{ temos a região opticamente fina.} \end{array} \right.$

$L$  é a dimensão ou profundidade da fonte emissora ao longo da linha de visada.

A densidade de fluxo girossincrotrônico ( $F_n$ ) é uma relação direta com a intensidade específica ( $I_n$ ) e o ângulo sólido ( $\Delta\Omega$ ), e é dada pela equação:

$$F_n = I_n \cdot \Delta\Omega \quad (2.4)$$

Isto nos permite avaliar a Equação 2.1 em três situações na prática:

a) se  $t_n \gg 1$  (região opticamente espessa), substituindo 2.2 em 2.4, temos:

$$F_n = \frac{j_n}{k_n} \cdot \Delta\Omega \quad (2.5)$$

b) se  $t_n \approx 1$  (próximo ao pico do espectro em microondas, Figura 2.3), substituindo 2.1 em 2.4, temos:

$$F_n = \frac{j_n}{k_n} (1 - e^{-t_n}) \cdot \Delta\Omega \quad (2.6)$$

c) se  $t_n \ll 1$  (região opticamente fina), substituindo 2.3 em 2.4, temos:

$$F_n = j_n \cdot L \cdot \Delta\Omega = j_n \cdot L \cdot \frac{\text{Área}}{d^2}$$

$$\setminus \quad F_n = \frac{j_n \cdot V}{d^2} \quad (2.7)$$

onde:  $V$  é o volume da fonte,

$d$  é a distância da Terra ao Sol.

Pelas Equações 2.5, 2.6 e 2.7 fica claro que se conhecermos os coeficientes de emissão e de absorção, obteremos a densidade de fluxo da radiação girossincrotrônica em todos os regimes. Então, se substituirmos os coeficientes de emissão e absorção, pelos resultados calculados pelo código Ramaty ou pelas equações aproximadas dos coeficientes de Dulk

(1985), verificamos que a densidade de fluxo ( $F$ ) é proporcional a uma lei de potência em frequência, de acordo com a Equação 2.8.

$$F \propto \begin{cases} n_{obs}^{a_{tk}} & , \text{ para } n_{obs} < n_{pico} \\ n_{obs}^{a_{tn}} & , \text{ para } n_{obs} > n_{pico} \end{cases} \quad (2.8)$$

onde :  $n_{obs}$  é a frequência de observação,  
 $n_{pico}$  é a frequência de pico do espectro girossincrotrônico,  
 $a_{tk}$  é o índice espectral dos fótons, na região opticamente espessa,  
e  $a_{tn}$  é o índice espectral dos fótons, na região opticamente fina .

O pico do espectro em microondas pode ocorrer em qualquer região da faixa rádio, mas observacionalmente a maioria das explosões apresentam um máximo entre 3 a 15 GHz (Guidice e Castelli, 1975; Stähli et al. , 1989).

Na região opticamente espessa do espectro, ocorrem os processos de absorção: a auto-absorção e a absorção ressonante do meio térmico. O efeito Razin, que é um decrescimento muito forte da emissão devido a campos magnéticos fracos, não é uma absorção, mas também afeta esta região. Acima do pico do espectro, a emissão é diretamente relacionada ao total de partículas emitindo. A Figura 2.3 mostra o espectro típico de uma explosão solar em microondas indicando as regiões opticamente espessa e fina.

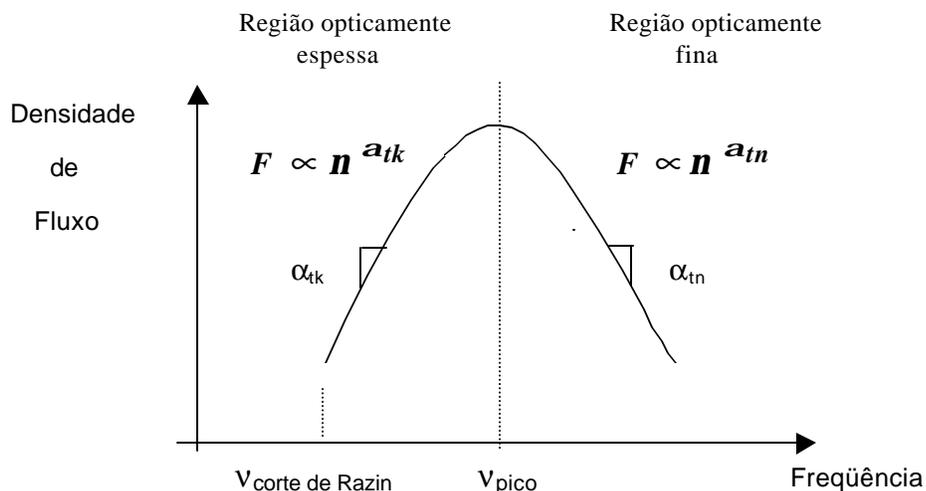


FIGURA 2.3 – Representação do espectro de uma explosão solar em microondas.

## 2.4 Equações Girossincrotrônicas para as Emissões dos Elétrons Não-Térmicos

Para podermos utilizar as Equações 2.5, 2.6 e 2.7, precisamos substituir os coeficientes de emissão ( $j_{\nu}$ ) e de absorção ( $k_{\nu}$ ) de uma fonte por suas expressões teóricas em função dos parâmetros que definem o plasma emissor.

Estas expressões para os coeficientes de emissão e absorção da radiação girossincrotrônica são equações integrais sem soluções analíticas e foram bem descritas (com algumas diferenças na terminologia adotada por alguns autores), em Ramaty (1969), Ramaty et al. (1994), Takakura e Scalise (1970) e Melrose (1980). Os cálculos dos coeficientes implicam em soluções numéricas de um uso moderado de tempo computacional. Assim, por óbvia facilidade de manuseio, é comum encontrarmos na literatura a utilização das equações que foram simplificadas por Dulk e Marsh (1982) e mais tarde (com algumas correções) por Dulk (1985), porém com limitações quanto às bandas de validades dos parâmetros envolvidos no cálculo.

A praticidade do uso destas equações algébricas simplificadas está na possibilidade de inversão das equações para o cálculo dos parâmetros do plasma emissor. Porém, para o nosso trabalho os espectros observados possuem em geral uma frequência de pico cujo número harmônico da giro-freqüência está abaixo do limite de validade destas expressões simplificadas além de alguns casos de índices espectrais também fora do intervalo de validade. Fizemos, portanto, uma avaliação dos erros envolvidos utilizando o código numérico para os coeficientes de emissão e absorção de Ramaty (1969).

Estas simplificações (Dulk, 1985) são apresentadas abaixo e devem ser utilizadas dentro do seu intervalo de validade.

– Intervalo de validade:  $2 \leq d \leq 7$  ;  $20^{\circ} \leq \theta \leq 80^{\circ}$  ;  $10 \leq n/n_B \leq 100$

$$j_n \approx 3,3 \cdot 10^{-24-0,52d} \cdot (\text{sen}\theta)^{-0,43+0,65d} \cdot \left(\frac{n}{n_B}\right)^{1,22-0,9 \cdot d} \cdot B \cdot n_e \quad (2.9)$$

$$\mathbf{k}_n \approx 1,4 \cdot 10^{-9-0,22d} \cdot (\text{sen } \mathbf{q})^{-0,09+0,72d} \cdot \left( \frac{\mathbf{n}}{\mathbf{n}_B} \right)^{-1,3-0,98d} \cdot \frac{n_e}{B} \quad (2.10)$$

$$B \approx \left[ 3,68 \cdot 10^{-4-0,27d} (\text{sen } \mathbf{q})^{-0,41-0,03d} (n_e \cdot L)^{-0,32+0,03d} \mathbf{n}_{\text{pico}} \right]^{\frac{1}{0,68+0,03d}} \quad (2.11)$$

Na região opticamente fina ( $\mathbf{t}_n \ll 1$ ):  $\Rightarrow F_n \propto \mathbf{n}^{1,22-0,9d}$  (2.12)

e  $\mathbf{a}_m = 1,22 - 0,9d$  (2.13)

onde :  $\mathbf{d}$  é o índice espectral da distribuição de energia dos elétrons:

$$\mathbf{d} = \frac{1,22 - \mathbf{a}_m}{0,9} \quad (2.14)$$

$B$  é a indução magnética (em Gauss, G),

$\theta$  é o ângulo entre  $B$  e a linha de visada do observador,

$\mathbf{n}$  é a frequência de observação (em Hertz, Hz),

$\mathbf{n}_B$  é a giro-frequência (em Hertz, Hz):  $\mathbf{n}_B = \frac{e \cdot B}{2\pi m_e c} \approx 2,8 \cdot 10^6 B$  (2.15)

$n_e$  é densidade dos elétrons não-térmicos (em partículas/cm<sup>3</sup>).

#### 2.4.1 Cálculo dos Coeficientes de Emissão e Absorção pelo Código Ramaty

Utilizando um código numérico (chamado de código Ramaty), foram reproduzidos os cálculos dos coeficientes de emissão e absorção da radiação girossincrotrônica de acordo com as equações e escalas dadas por Ramaty (1969), Ramaty et al. (1994). Os gráficos das Figuras 2.4 (a) e 2.4 (b), representam esses coeficientes nos modos de propagação ordinário e extraordinário, variando em relação ao número harmônico ( $n = v/v_B$ ).

Os parâmetros de entrada (os mesmos utilizados por Ramaty, 1969), são dados nos gráficos dos coeficientes das Figuras 2.4(a) e (b). Eles são o índice espectral dos elétrons,  $\mathbf{d} = 3,0$  e  $\theta = 45^\circ$  (ângulo entre o observador e as linhas de campo magnético). O parâmetro que diferencia a coluna (a) da coluna (b) é o fator de supressão de Razin (alfa,  $\mathbf{a}_R$ ), que é uma supressão forte do plasma ambiente à emissão girossincrotrônica em plasmas fracamente magnetizados e de alta densidade. O parâmetro alfa ( $\mathbf{a}_R$ ) é uma relação adimensional entre a giro-freqüência “ $\mathbf{n}_B$ ” (dada pela Equação 2.15), e a freqüência de plasma “ $\mathbf{w}_p$ ”, onde  $\mathbf{n}_B$  e  $\mathbf{w}_p$  são dados em termos do campo magnético e da densidade numérica de elétrons do ambiente:

$$\mathbf{a}_R = 1,5 \cdot \frac{\mathbf{n}_B}{\mathbf{w}_p} \quad (2.16)$$

onde:

$$\mathbf{w}_p = \frac{e \cdot \sqrt{\mathbf{n}_e}}{\sqrt{\rho} m_e} \approx 8,98 \cdot 10^9 \cdot \sqrt{\mathbf{n}_e (cm^{-3})} \quad (\text{Hz}) \quad (2.17)$$

Os gráficos na Figura 2.4 reproduzem a Figura 2 de Ramaty (1969) e foram introduzidos aqui para testar o código numérico que estamos utilizando, na mesma escala do artigo Ramaty (1969). Para comparar e também avaliar os erros envolvidos, foram reproduzidos com o código Ramaty, os gráficos dos coeficientes de emissão e absorção no modo extraordinário de propagação feitos por Dulk (1985) de acordo com as suas Figuras 3(a) e 3(b).

Nas Figuras 2.5 (a), (b) e (c) podemos ver estas reproduções com a diferença que foram feitas do  $1^\circ$  ao  $100^\circ$  harmônico para reproduzir os resultados de Dulk (1985), que são válidos somente do  $10^\circ$  à  $100^\circ$ . Temos, nestas figuras, os mesmos parâmetros de entrada para o modo de propagação extraordinário que foram utilizados por Dulk (1985), sendo eles o índice espectral dos elétrons ( $\mathbf{d}$  nos gráficos “delta” = 3, 5 e 7) e o ângulo de visada ( $\mathbf{q} = 20^\circ, 40^\circ$  e  $80^\circ$ ).

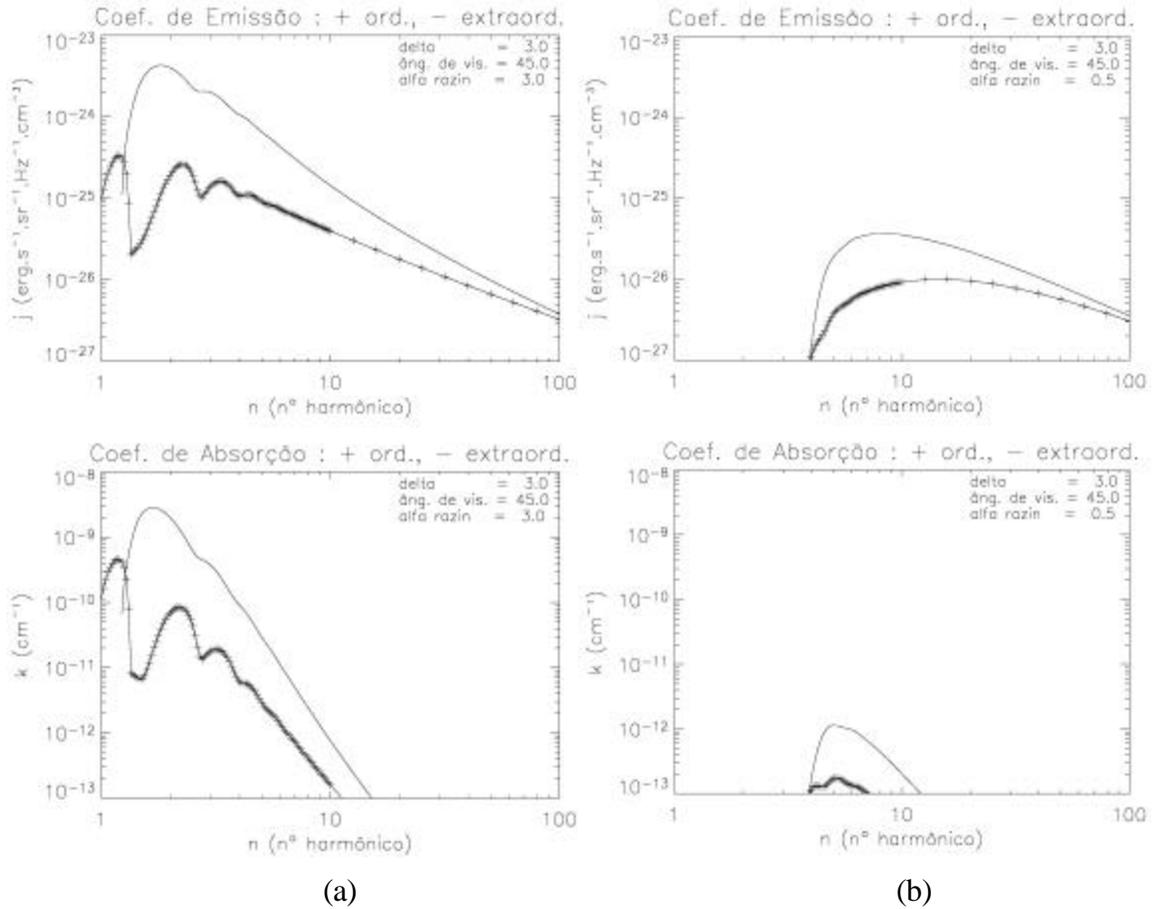


FIGURA 2.4 – Gráficos dos coeficientes de emissão (gráficos superiores) e absorção (gráficos inferiores) em relação ao número harmônico ( $n=v/v_B$ ) de acordo com as equações integrais dadas por Ramaty (1969), nos modos de propagação: ordinário (+) e extraordinário (-). As colunas (a) e (b) representam duas situações do parâmetro de Razin ( $\alpha_R = 0,5$  e  $3,0$ ), (Equação 2.16). Obs.: Foram mantidas as escalas originais da Figura 2 de Ramaty (1969).

As diferenças entre os resultados da Figura 2.5 para as Figuras 3(a) e (b) de Dulk (1985), são maiores quando o número harmônico ( $v/v_B$ ) está abaixo do intervalo de 10 a 100. Estamos representando os coeficientes de emissão e absorção respectivamente por “ $j$ ” e “ $k$ ”, de forma a ficarmos compatíveis com as Equações 2.9 e 2.10, assim:

$$j = \frac{j_n}{B \cdot n_e} \quad \text{e} \quad k = \frac{k_n \cdot B}{n_e} \quad (2.18)$$

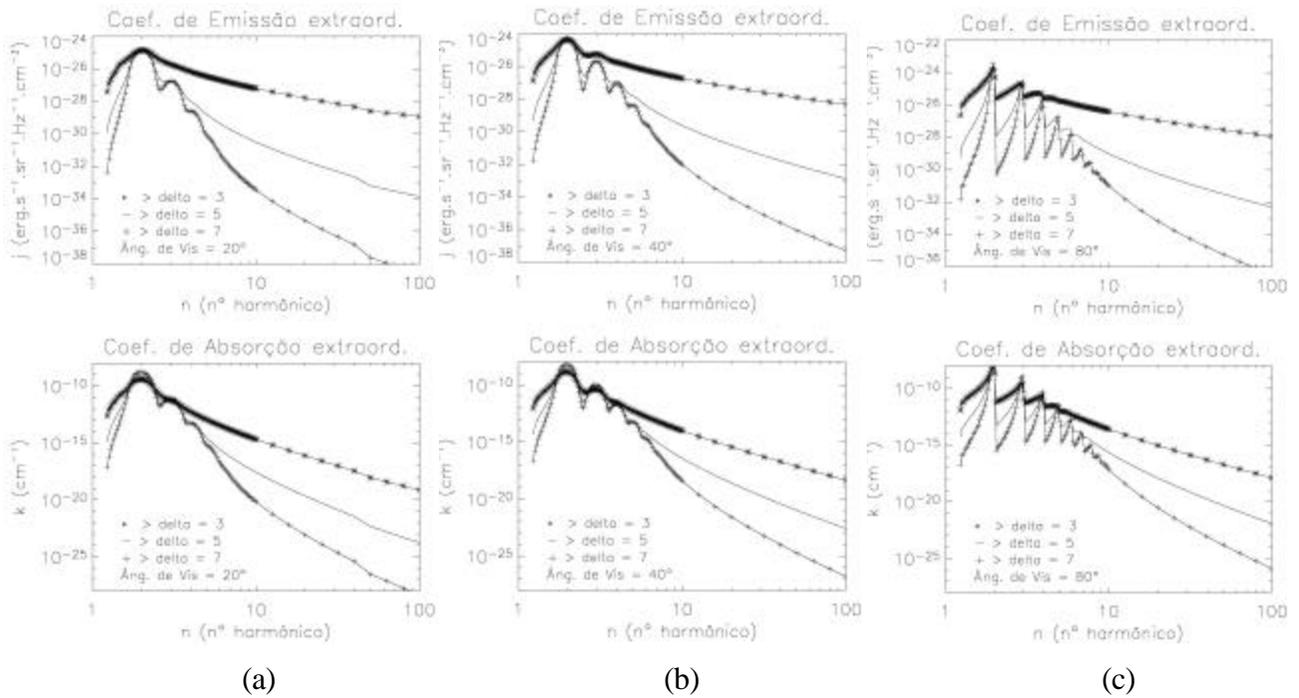


FIGURA 2.5 – Gráficos dos coeficientes de emissão (linha superior de gráficos) e absorção (linha inferior de gráficos) em relação ao número harmônico ( $n = v/v_B$ ) de acordo com o código Ramaty (1969), no modo de propagação extraordinário, para as condições utilizadas por Dulk (1985).

Pode-se notar nas Figuras 2.6 e 2.7, que a região abaixo do décimo harmônico da giro-frequência é complexa e não se ajusta às equações simplificadas apresentadas por Dulk (1985), como veremos a seguir. Porém, com clara importância para a região opticamente espessa do espectro girossincrotrônico para campos magnéticos de  $100G$  a  $1000G$  comuns às explosões solares.

#### 2.4.2 Cálculo do Erro entre as Equações Aproximadas de Dulk e o Código Ramaty

A comparação entre os gráficos dos coeficientes de emissão e absorção produzidos pelo código Ramaty e as equações aproximadas de Dulk (1985), são mostradas nas Figuras 2.6 e 2.7, onde estão separados em termos do índice espectral dos elétrons ( $\mathbf{d}$ , nos gráficos “delta” = 3, 5 e 7) e do ângulo de visada ( $\mathbf{q} = 20^\circ$ ,  $40^\circ$  e  $80^\circ$ ).

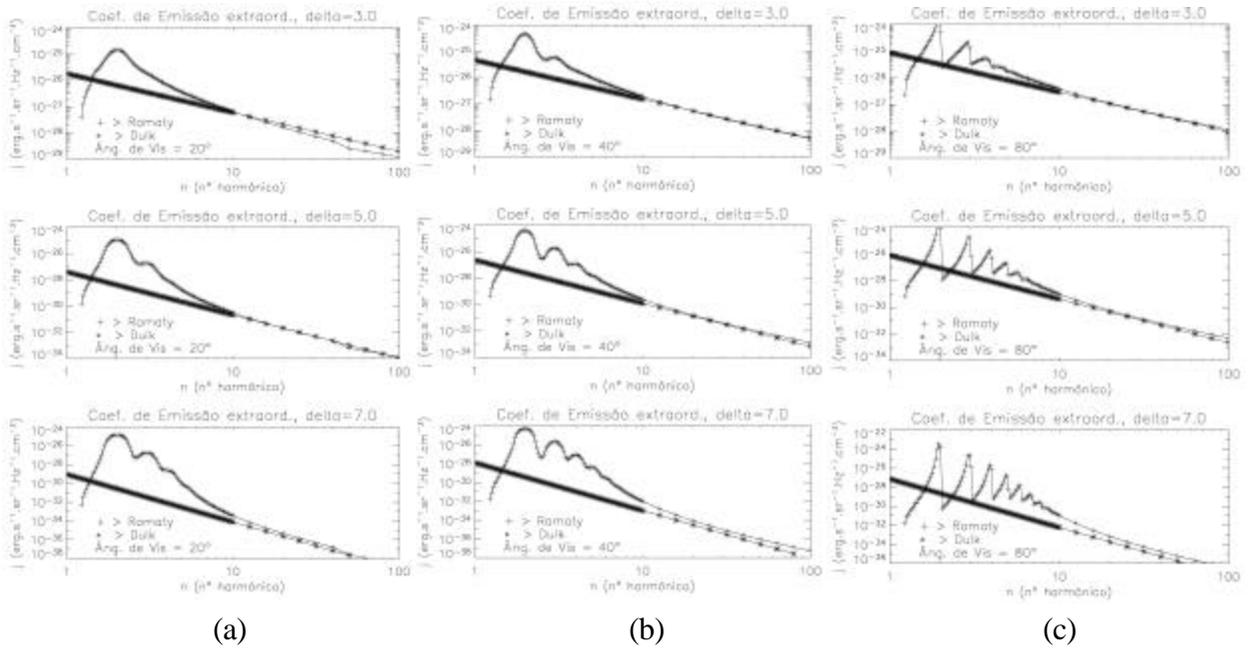
Como podemos ver existe uma grande diferença abaixo do décimo harmônico em todos os gráficos, mas isto já havia sido claramente mencionado por Dulk (1985).

Dentro do intervalo de validade, calculamos o erro relativo percentual pela equação:

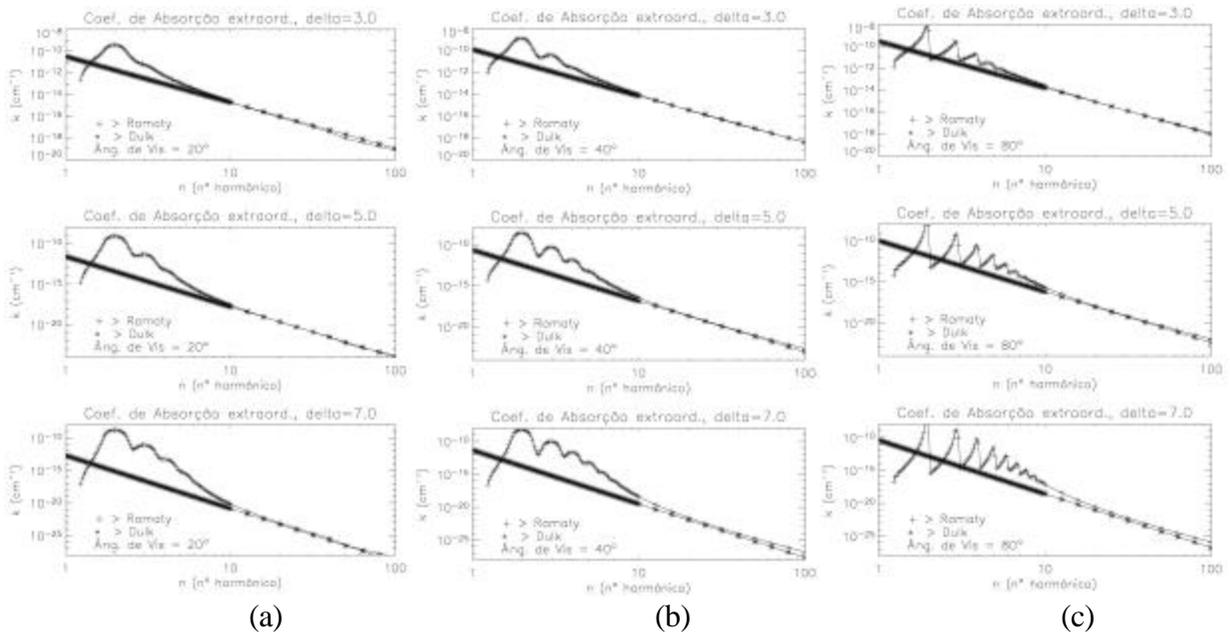
$$E (\%) = \frac{|Coef\ Ramaty - Coef\ Dulk|}{Coef\ Ramaty} \cdot 100 \% \quad (2.19)$$

Podemos verificar pelos gráficos da Figura 2.8, que o erro percentual  $E (\%)$  pode chegar a aproximadamente 100% no caso de um índice espectral  $d = 3$  ou  $7$ , ou seja nos valores extremos de sua validade. Estes valores de erros percentuais foram comentados em Dulk e Marsh (1982). O importante é que podemos utilizar o código Ramaty, se necessário, com o único inconveniente de ser um código numérico.

A conclusão que obtemos é que o erro abaixo do décimo harmônico pode ser muito grande tanto para o cálculo do coeficiente de emissão quanto para a absorção. Porém, para a determinação do campo magnético, por exemplo, o que importa é a razão dos coeficientes de emissão e absorção (a função fonte), como veremos, e os erros envolvidos serão estudados na próxima seção.



(a) (b) (c)  
 FIGURA 2.6 – Comparação dos gráficos dos coeficientes de emissão no modo de propagação extraordinário em relação ao número harmônico ( $n = v/v_B$ ) utilizando o código Ramaty e as Equações 2.9 e 2.10 (Dulk, 1985). As colunas (a), (b) e (c), representam os ângulos de visada,  $\mathbf{q} = 20^\circ, 40^\circ$  e  $80^\circ$ .



(a) (b) (c)  
 FIGURA 2.7 – Comparação dos gráficos dos coeficientes de absorção no modo de propagação extraordinário em relação ao número harmônico ( $n = v/v_B$ ) utilizando o código Ramaty e as Equações 2.9 e 2.10 (Dulk, 1985). As colunas (a), (b) e (c), representam os ângulos de visada,  $\mathbf{q} = 20^\circ, 40^\circ$  e  $80^\circ$ .

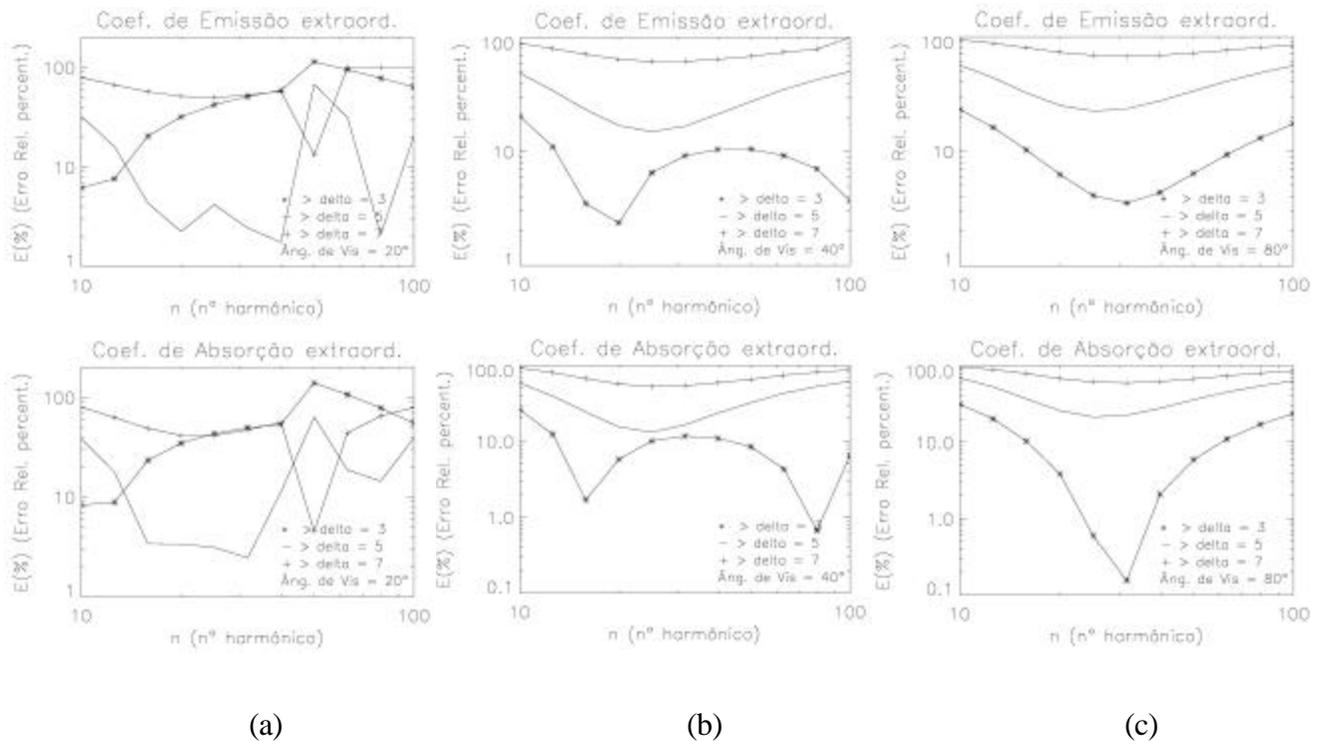


FIGURA 2.8 – Variação do Erro Relativo Percentual  $E$  (%), dos coeficientes de emissão (gráficos da linha superior) e absorção (gráficos da linha inferior) em relação ao número harmônico ( $n = v/v_B$ ) referente às Figuras 2.6 e 2.7. As colunas (a), (b) e (c), representam os ângulos de visada,  $q = 20^\circ$ ,  $40^\circ$  e  $80^\circ$ .

## 2.5 Cálculo do Campo Magnético pelos Métodos Ramaty e Dulk

De acordo com o que foi exposto no Item 2.4 podemos obter o campo magnético ( $B$ ) através tanto do código Ramaty (numericamente), quanto pelas equações aproximadas de Dulk (algebricamente).

Os parâmetros físicos como o índice espectral dos elétrons ( $d$ ), o ângulo de visada ( $q$ ), a dimensão da fonte emissora ( $L$ ) e a densidade dos elétrons não-térmicos ( $n_e$ ) são parâmetros de entrada comuns aos dois métodos.

No código Ramaty o campo magnético é um parâmetro de entrada e a frequência de pico é um parâmetro de saída. Para o cálculo do campo magnético usamos o programa recursivamente até obtermos o valor da frequência de pico que coincida com o valor

ajustado do espectro. Na Figura 2.9, temos um exemplo de como estes valores podem variar.

Os espectros têm como parâmetros principais o índice espectral dos elétrons  $\mathbf{d} = 3$  e o ângulo de visada  $\theta = 40^\circ$ , sendo que os demais parâmetros estão marcados em cada gráfico. Fazendo, então, o campo magnético variar no intervalo de  $100\text{ G}$  a  $900\text{ G}$  obtemos como resposta a frequência de pico (“Frequpic” no gráfico) variando de  $3,5\text{ GHz}$  a  $20,7\text{ GHz}$ .

A Figura 2.10 mostra, como exemplo, as relações obtidas entre o campo magnético ( $B$ ) e a frequência de pico ( $\nu_{\text{pico}}$ ) quando variamos o índice espectral dos elétrons ( $\mathbf{d}$ ). Os cálculos foram feitos pelos dois métodos, Ramaty (+) e Dulk ( $\mathbf{d}$ ), utilizando as mesmas condições. Nesta figura temos o valor médio do erro relativo percentual  $E$  (%) entre os métodos, que para as condições da Figura 2.9 ( $\mathbf{d}=3$  e  $\mathbf{q}=40^\circ$ ), este valor é mínimo ( $8,3\%$ ).

Podemos verificar na Figura 2.10, que os valores obtidos para o campo magnético através da Equação 2.11 (Dulk, 1985) são maiores do que os valores obtidos pelo código Ramaty, a exceção ficou para os índices espectrais com os menores erros médios,  $\mathbf{d} = 3$  e  $4$ , onde os valores pelo código Ramaty são ligeiramente maiores. Portanto, isto indica que a equação de Dulk faz uma superestimativa do campo magnético, com exceção para os índices espectrais entre  $\mathbf{d} = 3$  e  $4$ .

A Tabela 2.1 mostra os valores médios dos erros percentuais encontrados para o campo magnético de uma simulação numérica quando variamos os parâmetros do índice espectral dos elétrons ( $\mathbf{d}$ ) e o ângulo de visada ( $\mathbf{q}$ ). Nesta tabela os valores com o sinal positivo (+) representam a situação em que os cálculos feitos com a Equação 2.11 (Dulk, 1985) resultam em valores maiores que os cálculos feitos com o código Ramaty, e os valores com o sinal negativo (–) indicam a situação inversa.

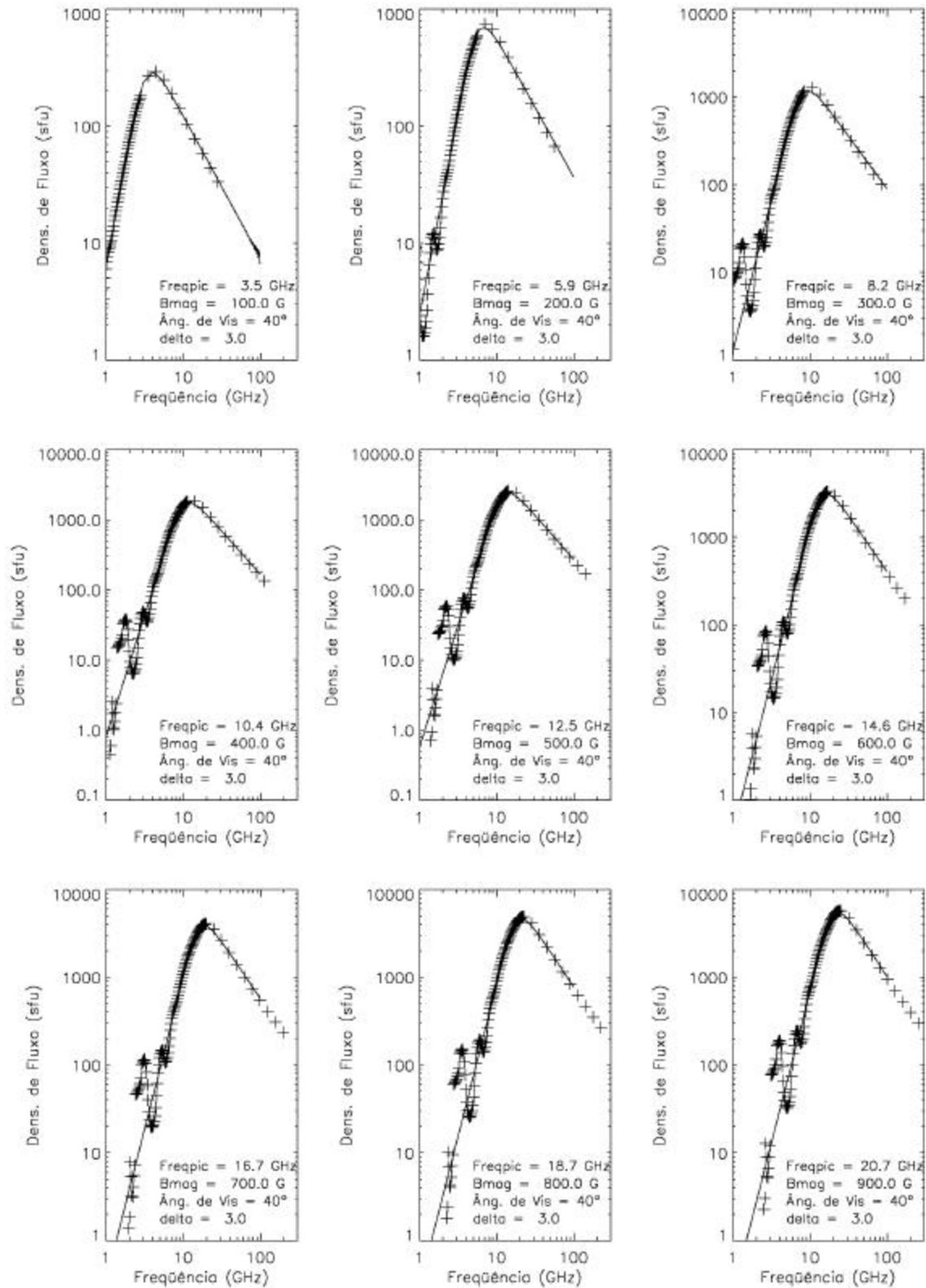


FIGURA 2.9 – Espectros obtidos com o código Ramaty quando variamos o campo magnético (B) no intervalo de 100 G a 900 G num passo de 100 G. A frequência de pico (freqpic) é um parâmetro de saída, sendo os demais parâmetros fixos e dados em cada gráfico.

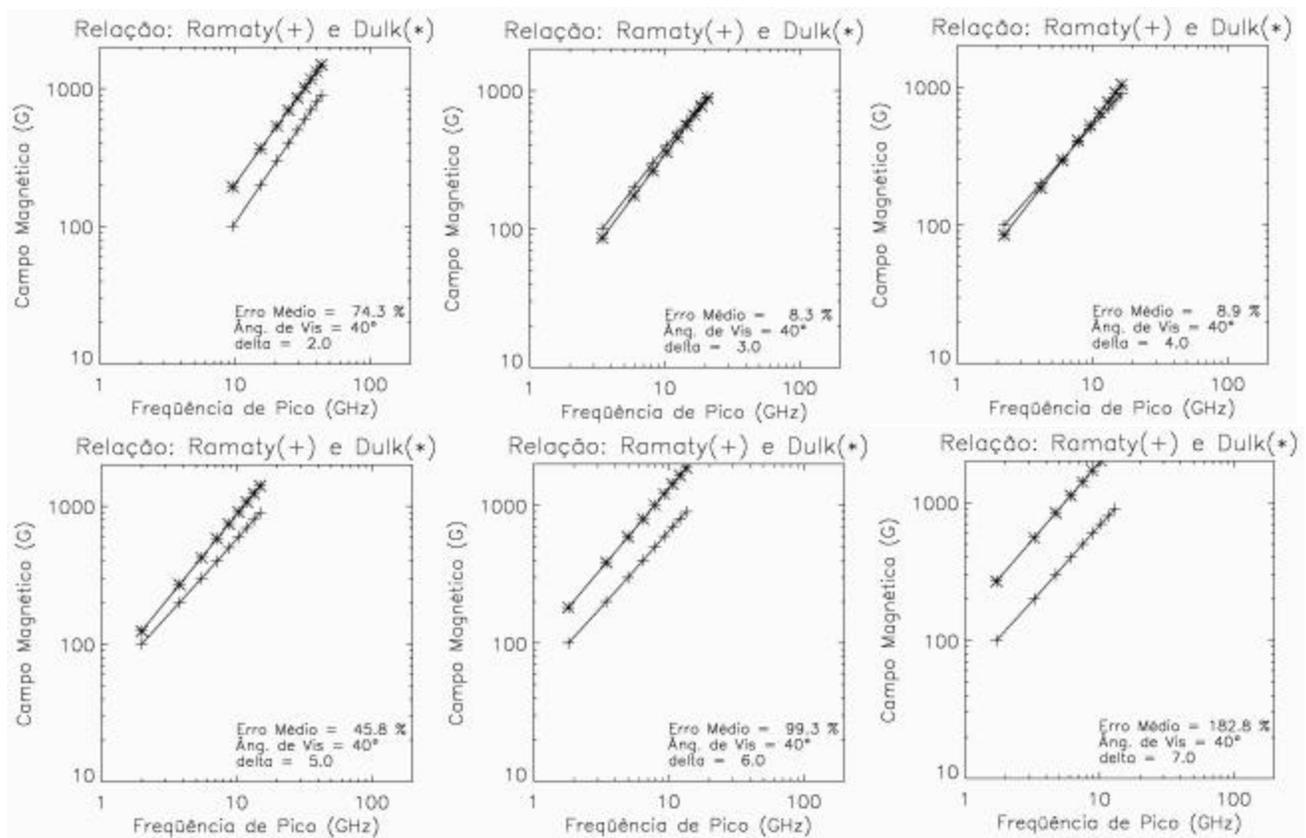


FIGURA 2.10 – Relação entre o campo magnético (B) e a frequência de pico, obtidos com o código Ramaty e com a Equação 2.11 (Dulk, 1985).

TABELA 2.1 – Erro Percentual Médio E (%) do Campo Magnético entre o Código Ramaty e a Equação 2.11

**Índice espectral dos elétrons (d)**

	2	3	4	5	6	7
20°	50,3	11,6	26,2	75,5	146	263
30°	62,4	- 7,2	14,7	57,2	119	216
40°	74,3	- 8,3	8,9	45,8	99,3	182
50°	83,1	- 6,4	7,1	39,7	92,6	169
60°	89,7	- 3,7	6,7	36,6	82,3	141
70°	94,3	- 2,2	6,9	36,7	74,5	117
80°	98,1	- 2,1	8,2	37,5	60,1	94

**Ângulo**

**de**

**Visada**

**(  $q$  )**

A Tabela 2.1 mostra, portanto, a relação entre os valores do campo magnético obtido pelos dois métodos. A manipulação algébrica das equações de Dulk continuará a ser utilizada aqui para o cálculo do campo magnético mesmo para valores abaixo do décimo harmônico, porém, corrigida pela Equação 2.20.

A função de correção do campo magnético nas variáveis ( $q$ ,  $d$ ) é dada pelo polinômio:

$$f(q, d) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^n K_{ij} q^j d^i \quad (2.20)$$

onde,  $d$  é o índice espectral dos elétrons;

$q$  é o ângulo de visada;

$K_{ij}$  são os coeficientes dos termos deste polinômio;

$n$  é o grau do polinômio.

Utilizando os valores da Tabela 2.1 como condição de ajuste, ajustamos uma função polinomial do quinto grau com os seus coeficientes sendo dados na Tabela 2.2. Dentro dos intervalos de validade para as duas variáveis,  $q$  de  $20^\circ$  a  $80^\circ$ , e  $d$  de 2 a 7, temos um erro menor que 6 % no ajuste.

**TABELA 2.2** – Valores dos Coeficientes  $K_{IJ}$  do Polinômio  $F(q, d)$   
Índice  $i$ .

	<b>0</b>	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>	<b>5</b>
<b>0</b>	50	10,7	2,7	- 1,4	0,22	- 0,01
<b>1</b>	- 66	- 176	104	- 33	5,0	- 0,29
<b>2</b>	24	210	-140	47	-7,5	0,45
<b>3</b>	5,4	- 97	68	-24	3,9	- 0,23
<b>4</b>	- 2,6	20	-14	5,1	-0,84	0,05
<b>5</b>	0,28	-1,4	1,1	- 0,39	0,06	- 0,004

**Índice  $j$**

Assim, esta função polinomial de ajuste será utilizada em nossa análise corrigindo o campo magnético que será obtido das informações espectrais dos dados coletados, para as duas regiões do arco magnético (topo e pés) e que representam respectivamente as regiões de aprisionamento e precipitação das partículas durante uma explosão em microondas.

No Capítulo 4 descreveremos todo o procedimento de obtenção dos dados e a análise que propomos neste trabalho, para determinar as características do aprisionamento e precipitação de elétrons em microondas.



## CAPÍTULO 3

### APRISIONAMENTO E PRECIPITAÇÃO EM ARCOS MAGNÉTICOS

#### 3.1 Histórico

A conservação do momento magnético aplicado a um conjunto de partículas carregadas no interior de uma estrutura magnética lentamente variável no espaço define um dos invariantes adiabáticos (e.g., Jackson, 1999; Walt, 1994; Sturrock, 1994). Este invariante adiabático aplicado a uma carga viajando em direção a um campo convergente resulta em uma órbita helicoidal causada pela força de Lorentz com um raio de giro cada vez menor até um ponto em que a translação se reverte (espelha). O invariante adiabático relacionado ao espelhamento magnético foi primeiramente analisado no campo geomagnético sendo depois reconhecido também nas regiões ativas solares durante explosões.

No Sol, a análise de um modelo de aprisionamento (partículas que ficam presas nas estruturas do campo com dupla terminação convergente) começou simples e assumindo que os elétrons estavam em um aprisionamento perfeito e homogêneo com perda de energia ocorrendo somente por Bremsstrahlung dentro de um campo magnético estático (Takakura e Kai, 1966). Hoyng et al. (1976) atenuaram a suposição de um campo magnético estático, e consideraram o processo betatron.

Melrose e Brown (1976) desenvolveram um modelo de “aprisionamento mais precipitação” também com aprisionamento uniforme em relação à densidade, onde os elétrons se precipitavam produzindo um espectro em raios-X similar em intensidade e na forma espectral aos dos elétrons aprisionados. A evolução deste modelo foi responsável por uma descrição analítica para achar o espectro de injeção em raios-X. O que chamamos de precipitação é a fração dos elétrons que se alinha ao campo possibilitando uma maior penetração em direção às altas densidades, terminando por interagir com o ambiente e não retornando ao volume aprisionado.

Bai e Ramaty (1979) utilizaram uma simulação numérica com os elétrons aprisionados em uma garrafa magnética para que o fluxo máximo de raios-X duros mostrasse o atraso

progressivo em altas energias como consequência da dependência em energia das colisões Coulombianas. Esta propriedade foi usada para inferir a densidade do aprisionamento (Vilmer et al., 1982).

Também foi achado que a dependência em energia do atraso temporal é comum em explosões solares graduais, mas não em explosões solares impulsivas (Vilmer et al., 1982; Bruggman et al., 1994). Recentemente, porém, Aschwanden et al. (1997) mostraram que os eventos de sua amostra apresentam atrasos nas estruturas finas. MacKinnon et al. (1983), mostraram que a precipitação em um aprisionamento no limite de fraca difusão não altera as propriedades do modelo de puro aprisionamento.

Trottet e Vilmer (1983) consideraram vários casos do limite de forte difusão em precipitação, cuja situação alterou completamente as propriedades do modelo principalmente quanto aos atrasos previstos nos máximos da emissão. MacKinnon (1986) estudou o comportamento de um modelo de aprisionamento de elétrons, espacialmente homogêneo, de explosões solares em raios-X duros e o efeito de uma possível variação temporal da densidade ambiente para explicar grandes atrasos temporais entre as emissões em diferentes energias.

Quando observações simultâneas em raios-X duros e microondas estavam disponíveis, a relação física entre os elétrons emitindo raios-X duros e microondas, respectivamente, puderam ser exploradas em termos do número total dos elétrons irradiando, intensidade relativa e tempo de atraso (Takakura e Kai, 1966; Takakura et al., 1983; Costa et al., 1984; Gary, 1985; Klein et al., 1986; Bruggman et al., 1994; Mel'nikov, 1994).

O tempo de atraso da emissão da radiação entre a região de injeção e/ou aceleração e a região de raios-X duros foi estudada por Aschwanden em uma série de artigos (e.g., Aschwanden et al., 1995; Aschwanden et al., 1997; Aschwanden, 1998; e suas referências) como sendo devido ao tempo de voo das partículas da aceleração à precipitação. Portanto, observações relacionando raios-X duros e pulsos em microondas foram importantes para obter o espectro de injeção e sua localização em uma explosão solar.

Recentemente, Lee e Gary (2000) modelaram um aprisionamento magnético não homogêneo de elétrons de altas energias com a finalidade de verificar a influência do aprisionamento e injeção na evolução destes elétrons. Obtiveram com isso que a estrutura do campo magnético e as correspondentes variações espectrais eram conseqüências das diferentes propriedades do aprisionamento ao invés das diferentes propriedades da injeção das partículas. Devido à falta de uma resolução espectral e espacial adequada não conseguiram dizer se o processo dominante para determinar o coeficiente de difusão de ângulo de passo é o das colisões Coulombianas.

### **3.2 Aprisionamento e Precipitação**

Para modelar o aprisionamento seguido de precipitação, podemos resolver a equação de Fokker-Planck (e.g. Leach e Petrosian, 1981; Lu e Petrosian, 1988; Hamilton et al., 1990) para um ambiente que se define durante a explosão solar, mas a solução é geralmente numérica. Alternativamente, podemos explorar diretamente a dinâmica das emissões geradas pelas partículas que evidenciem um e outro ambiente.

É comumente aceito que a emissão em microondas é produzida pelo processo grossincrotrônico dos elétrons levemente relativísticos, aprisionados na coroa, ao passo que as emissões em raios-X duros são radiações bremsstrahlung dos elétrons energéticos aprisionados e/ou precipitados nas regiões mais baixas e densas próximas aos pés dos arcos. Ressaltamos que este é o cenário o qual pretendemos explorar, incluindo a contribuição dos elétrons em precipitação na emissão em microondas.

É importante adaptar as mudanças para o modelo considerando a emissão acumulada dos elétrons sobre as múltiplas oscilações do aprisionamento. Por outro lado, sabemos que o espectro em microondas é sensível ao ângulo de passo (ângulo entre o vetor velocidade da partícula e o vetor campo magnético do arco), portanto o tratamento explícito da dependência do ângulo de passo tem sido levado em consideração na resolução da equação de Fokker-Planck (e.g., Lee e Gary, 2000). E ainda, os modelos baseados somente em dados de raios-X duros podem estar restritos ao intervalo de energia dos elétrons limitados pelas bandas de energia dos detectores dos experimentos.

Porém, devemos recordar que a energia dos elétrons que contribuem para a emissão em microondas pode ser de dezenas de “keV” até alguns “MeV”, alcançando o regime relativístico até mesmo para frequências próximas a um 1GHz, dependendo do campo magnético ambiente. É necessário, assim, para uma solução adequada do aprisionamento mais precipitação, incluir a difusão do ângulo de passo e a perda de energia devido ao Bremsstrahlung e/ou interações partículas-ondas válidas para os regimes não relativístico e completamente relativístico. Pouco tem sido dito sobre a distribuição em ângulo de passo e da injeção inicial de partículas resultando quase sempre em grandezas que são suposições iniciais para a solução do problema.

Assim, a solução da equação de Fokker-Planck tem sido obtida com um grande número de suposições e aproximações que em geral limitam os resultados somente aos eventos em estudo. Neste trabalho nós estamos procurando extrair a evolução temporal da distribuição de elétrons diretamente através da emissão, em regime opticamente fino, em microondas dos elétrons em precipitação e no aprisionamento.

### **3.2.1 Modelos de Explosões**

Os modelos de explosões em raios-X e microondas podem ser classificados de uma forma qualitativa (reunindo as interpretações mais comuns na literatura), da seguinte forma:

Modelo de alvo espesso para raios-X duros e emissão em microondas de jatos de elétrons em precipitação: as radiações são geradas em regiões onde a densidade ambiente cresce rapidamente até valores maiores ou iguais a  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , sendo que os elétrons perdem quase toda sua energia em poucas colisões com os íons do ambiente (na emissão de raios-X), sendo termalizados na fonte emissora por este processo. A emissão girossincrotrônica, neste caso, seria proveniente dos elétrons não térmicos durante todo o trajeto de precipitação. Assim, modificações no espectro dos elétrons devem ser consideradas (Takakura e Kai, 1966).

Um importante atrativo deste modelo é que os elétrons são injetados e acelerados em uma região densa dentro da cromosfera, onde o aquecimento dessa camada pode ocorrer em

associação aos raios-X moles, ao ultravioleta extremo (EUV) e às emissões em óptica. Estamos desconsiderando a emissão dos elétrons aprisionados para comentá-la em uma classificação a seguir.

Modelo de alvo fino para raios-X duros e emissão em microondas dos jatos de elétrons em ascensão contínua: neste caso, as emissões em raios-X são características de regiões de baixa densidade ( $<10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ), onde não ocorre mudança significativa no espectro dos elétrons injetados no alvo, pois os elétrons em propagação perdem somente uma pequena parte de sua energia ao atravessar a região fonte na coroa. Uma das principais contribuições para este modelo aconteceu quando se verificou emissão significativa a grandes alturas de explosões atrás do limbo (e.g. Roy e Datlowe, 1975). É um cenário que evidencia uma proposta de injeção contínua de elétrons por toda a duração da explosão solar. Novamente, a emissão em microondas se daria de forma similar ao caso anterior.

Modelo de Aprisionamento: envolve elétrons energéticos confinados em “garrafas magnéticas” (ou “armadilhas magnéticas”). Este modelo considera a associação entre raios-X duros e explosões em microondas (Takakura e Kai, 1966), relacionando a distribuição de elétrons na mesma armadilha magnética. Foi usado para explicar as variações quase-periódicas no espectro em raios-X em termos da oscilação dos elétrons do topo aos pés e depois retornando ao topo, na armadilha magnética (Melrose e Brown, 1976). Neste modelo a emissão em microondas é sempre associada às partículas aprisionadas.

Enfatizamos que esta classificação não é imutável e que, de fato, as classificações com maiores possibilidades de emprego são aquelas apresentadas em separado para raios-X e microondas e, portanto o que acabamos de apresentar é uma sugestão combinada com o que temos na literatura.

### **3.2.2 Variação do Modelo: “Aprisionamento mais Precipitação”**

Melrose e Brown (1976) consideraram ainda um modelo de “aprisionamento mais precipitação”, onde foi suposto que os elétrons aprisionados praticamente não perdem

energia dentro da armadilha magnética (“topo” do arco magnético), antes de precipitarem na baixa cromosfera.

A precipitação é o resultado do espalhamento dos elétrons dentro do chamado “cone de perdas”, sendo este espalhamento descrito em termos da difusão do ângulo de passo (“pitch angle”). O cone de perdas é o intervalo de ângulo de passo ( $\alpha_l$ ) que corresponde ao ponto de espelhamento magnético abaixo da camada de precipitação. O ângulo  $\alpha_0$  do cone de perdas é dado por:

$$\alpha_0 = \arcsen (B_0 / B_p)^{1/2} \quad (3.1)$$

onde :  $B_0$  é a indução magnética no topo da armadilha magnética (onde a indução é mínima),

e  $B_p$  é a indução magnética na camada de precipitação.

Se  $\alpha_l < \alpha_0$ , as partículas “entram” no cone de perdas, ou seja, se alinham o suficiente para atingir as regiões mais densas próximas aos pés do arco magnético e precipitam (não retornam). Somente as partículas com altos valores de ângulo de passo, ou seja, as que têm um ângulo de passo maior que o ângulo do cone de perdas  $\alpha_l > \alpha_0$ , é que oscilam de volta alcançando o outro pé do arco magnético.

Elétrons de diferentes energias têm diferentes camadas de precipitação, onde  $B_p$  e  $\alpha_0$  são funções da energia. Mas esta dependência é fraca porque a escala de altura do campo magnético é grande comparada à escala de altura da densidade.

### 3.2.2.1 Tempos Característicos para o Aprisionamento e Precipitação.

A dinâmica das partículas injetadas e/ou aceleradas em uma explosão solar depende da eficiência com que elas interagem com o campo magnético, ou com as partículas do plasma ambiente, ou também da interação com ondas (“Whistlers, Langmuir ou Alfvén”).

Assim a quantidade de radiação emitida pelas partículas dentro da armadilha magnética depende da fonte de energia no processo de aceleração e do tempo de aprisionamento. Em contrapartida a quantidade de radiação produzida por elétrons que escapam do aprisionamento, ou melhor, por elétrons que precipitam dentro do cone de perdas em direção a baixa cromosfera, depende do chamado tempo de precipitação (ou tempo de vôo do elétron, e.g., Aschwanden et al., 1997).

As escalas temporais importantes no modelo de aprisionamento mais precipitação são o tempo de deflexão colisional (que poderia também ser difusivo com ondas) e o tempo de vôo dos elétrons as quais explicaremos a seguir.

Utilizando a definição (e.g., Melrose e Brown, 1976; Bessalov et al., 1987; Aschwanden et al., 1997; Sturrock, 1994) das seguintes grandezas temporais, temos:

– Tempo de Aprisionamento: é o tempo médio que uma partícula aprisionada no topo do arco magnético, oscilando de um ponto de espelhamento a outro, leva para mudar o seu ângulo original o suficiente para que entre no cone de perdas tendo como consequência a precipitação em direção aos pés do arco magnético.

– Tempo de Deflexão Colisional: é o tempo médio que uma partícula que sai da região de injeção e/ou aceleração, leva para modificar a sua direção num ângulo de  $90^\circ$  através de colisões Coulombianas.

– Tempo de Precipitação (tempo de vôo): é o tempo que a partícula leva para sair da região de injeção e/ou aceleração e precipitar diretamente na baixa cromosfera. Isto ocorre devido a partícula ter sido injetada com um ângulo de passo menor que o ângulo do cone de perdas. No caso particular onde o ângulo de passo é  $\alpha = 0^\circ$  temos o chamado “Tempo de uma oscilação” (ou de um salto), que é o menor valor de tempo de precipitação.

Estes tempos de aprisionamento e precipitação estão relacionados com os chamados limites de fraca e forte difusão com que o ângulo de passo muda durante uma explosão solar. O regime de fraca difusão é aquele onde poucas partículas precipitam, ou seja, a

maioria das partículas estão aprisionadas e conseqüentemente o cone de perdas está quase sempre vazio. Neste caso, o tempo de deflexão colisional Coulombiano é considerado o limite superior para o tempo de aprisionamento.

$$t_{apris} \leq t_{deflexão} \quad (3.2)$$

O regime de forte difusão é aquele onde muitas partículas precipitam com poucas partículas sendo refletidas para o topo, ou seja, temos um cone de perdas quase sempre cheio sendo o aprisionamento rapidamente esvaziado. Neste caso temos o limite inferior do tempo de aprisionamento.

$$t_{apris} \geq \frac{2 \cdot t_{precipitação}}{a_0^2} \quad (3.3)$$

Podemos dizer então, que existe um intervalo para o tempo de aprisionamento o qual deve ser levado em consideração:

$$\frac{2 \cdot t_{precipitação}}{a_0^2} < t_{apris} \leq t_{deflexão} \quad (3.4)$$

O tempo de deflexão colisional é o limite superior do tempo de aprisionamento quando a difusão acontece num regime muito tênue de difusão. Quando o tempo de aprisionamento é muito baixo, próximo do tempo de vôo a difusão acontece num regime muito forte. Pode se ter, inclusive, um regime muito mais forte de difusão que é muito pouco tratado na literatura, quando o tempo de aprisionamento é menor que o próprio tempo de vôo da partícula (Bespalov et al., 1987).

Utilizando o tempo de precipitação e o tempo de deflexão como dado por Aschwanden et.al. (1998), temos neste caso, que o tempo de precipitação pode ser considerado como sendo a razão entre a distância ( $L$ ) percorrida pela partícula da região de injeção e/ou aceleração até os pés do arco magnético, e a componente paralela às linhas de campo magnético do vetor velocidade ( $v \cdot \cos \alpha_1$ ) com que a partícula percorre esta distância ( $L$ ).

Devemos lembrar que para ocorrer a precipitação, o ângulo de passo  $\alpha_1$  deve ser menor que o ângulo do cone de perdas ( $\alpha_1 < \alpha_0$ ), e propondo que hajam apenas deflexões por colisões Coulombianas, temos:

$$t_{precip} = \frac{L}{v \cdot (\cos \alpha_1)} \quad (3.5)$$

onde a velocidade será:

$$v = c \cdot \sqrt{1 - \left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)^{-2}} \quad (3.6)$$

No caso particular onde  $\alpha_1 = 0^\circ$  :

$$t_{precip} = t_{uma\ oscil.} = \frac{L}{v} \quad (3.7)$$

O tempo de deflexão colisional é dado por:  $t_{deflexão} = 0,95 \cdot 10^8 \cdot \left(\frac{E_{kev}^{3/2}}{n_e}\right) \cdot \left(\frac{20}{\ln \Lambda}\right)$  (3.8)

onde: “  $\ln \Lambda$  ” é o logaritmo de Coulomb, que normalmente para as condições de temperatura e densidade de uma explosão solar está no intervalo de 20 – 23. Adotaremos aqui,  $\ln \Lambda = 20$ .

Podemos estimar um intervalo teórico para os tempos de precipitação e aprisionamento utilizando os valores encontrados na literatura (e.g., De Jager, 1979; Aschwanden et al., 1996; Bepalov et al., 1987), tais como:

- a) a região de injeção e/ou aceleração geralmente é posicionada próxima ao topo do arco magnético,  $L = 10^9$  cm;
- b) supor que a precipitação seja direta, sendo o ângulo de passo  $\alpha_1 = 0^\circ$ ;
- c) supor um intervalo do ângulo do cone de perdas ( $\alpha_0$ ) entre  $10^\circ - 60^\circ$ ;
- d) considerar que a maior parte da população eletrônica esteja na faixa de energia (E) de 100–500 keV;
- e) intervalo para a densidade eletrônica do meio ( $n_e$ ) seja,  $10^8 - 10^{10}$  cm<sup>-3</sup>.

Assim, utilizando as Equações 3.5 a 3.8, podemos estimar um intervalo teórico para os tempos de aprisionamento e precipitação, que dentro desta faixa de energia e de densidade descrita acima, ficam aproximadamente iguais a:

$$- \textit{Tempo de precipitação:} \quad 0,04 \text{ s} < t_{precip} < 0,1 \text{ s} \quad (3.9)$$

- Tempo de aprisionamento:

$$\text{no limite superior (fraca difusão):} \quad 10 \text{ s} < t_{deflexão} < 180 \text{ min} \quad (3.10)$$

$$\text{no limite inferior (forte difusão):} \quad 0,1 \text{ s} < \frac{2 \cdot t_{precipitação}}{\hat{a}_0^2} < 4 \text{ s} \quad (3.11)$$

$$\text{Portanto, nos casos extremos temos:} \quad 0,1 \text{ s} < t_{apris} < 180 \text{ min} \quad (3.12)$$

Assim, com os intervalos 3.9 e 3.12, temos uma noção do comportamento temporal esperado das duas populações de elétrons aprisionados e em precipitação, e com isso poderemos construir o nosso algoritmo para a separação da emissão destas populações (Capítulo 4). Porém, não podemos esquecer que alguns parâmetros como a densidade eletrônica e a configuração do campo magnético também são muito importantes neste tipo de modelo, pois além de influenciar na emissão girossincrotrônica (o campo magnético é mais intenso nas regiões dos pés comparado ao topo do arco), a configuração determina o tamanho do cone de perdas e a conseqüente taxa de precipitação dos elétrons.

### 3.2.3 Evolução Temporal do Espectro de Energia

A evolução temporal do espectro de energia dos elétrons confinados em uma armadilha magnética na coroa solar é determinada por três efeitos:

- 1) Injeção de elétrons na armadilha por unidade de tempo,  $Q(E,t)$  (função de injeção).

- 2) Perda de energia dos elétrons devido às interações Coulombianas com elétrons térmicos do ambiente.
- 3) Perda de elétrons da armadilha devido à precipitação dentro de uma densa região onde um elétron perde energia ao atravessar uma certa altura (a chamada “camada de precipitação”).

Uma maneira apropriada de descrever a função de distribuição em energia  $f(\mathbf{g}, \mathbf{m}, t)$  dos elétrons injetados dentro de um arco magnético, e evoluindo no espaço de fase devido às interações com partículas e ondas, é através de uma aproximação da equação de Fokker-Planck.

Utilizando a notação de Hamilton et al. (1990) e as considerações feitas por Lee e Gary (2000), a equação de Fokker-Planck pode ser escrita na seguinte forma:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\mathbf{m}c\mathbf{b} \frac{\partial f}{\partial s} - \frac{\partial}{\partial \mathbf{m}} (\dot{\mathbf{m}} f) - \frac{\partial}{\partial E} (\dot{E} f) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{m}} (D_{\mathbf{m}\mathbf{m}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{m}}) + \frac{\partial}{\partial E} (D_{EE} \frac{\partial f}{\partial E}) + \frac{\partial}{\partial E} (D_{E\mathbf{m}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{m}}) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{m}} (D_{E\mathbf{m}} \frac{\partial f}{\partial E}) + Q(\mathbf{g}, \mathbf{m}, s, t) \quad (3.13)$$

onde :  $t$  é o tempo;

$s$  é a distância do ápice até uma porção qualquer na fonte;

$\gamma$  é o fator de Lorentz;

$E$  é a energia cinética da partícula,  $E = \mathbf{g} - I$  (expressa em unidades de  $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ );

$\dot{E}$  é a taxa de perda de energia;

$\mathbf{b}$  é razão entre a velocidade da partícula “ $v$ ” e a velocidade da luz “ $c$ ”,  
( $\mathbf{b} = v/c$ );

$\mathbf{m}$  é o cosseno do ângulo de passo dos elétrons ( $\mathbf{m} = \cos \alpha$ );

$D_{\mathbf{m}\mathbf{m}}$  é o coeficiente de difusão do ângulo de passo devido somente às colisões Coulombianas;

$D_{EE}$  é o coeficiente de difusão do ângulo de passo devido às ondas de Alfvén e Langmuir;

$D_{Em}$  é o coeficiente de difusão do ângulo de passo devido somente às ondas Alfvén;

$\dot{\mathbf{m}}$  é a taxa de mudança do ângulo de passo médio dos elétrons, e inclui ambos o espelhamento magnético  $\dot{\mathbf{m}}_b$  e a colisão Coulombiana  $\dot{\mathbf{m}}_c$  ;

$Q(\mathbf{g}, \mathbf{m}_s, t)$  é a função de injeção de elétrons.

O termo do lado esquerdo da equação representa a evolução temporal da distribuição de elétrons. O primeiro termo do lado direito representa a evolução espacial da distribuição; o segundo termo o espelhamento das partículas como consequência da convergência das linhas de campo magnético; o terceiro termo a perda (ou dissipação) de energia dos elétrons injetados; os termos com os coeficientes de difusão representam as difusões do ângulo de passo do feixe de elétrons devido às influências das colisões Coulombianas e as ondas de Alfvén e de Langmuir, e por último a função de injeção de elétrons na armadilha magnética.

Foram utilizados, na literatura, vários métodos numéricos para resolver a Equação 3.13 e modelar o aprisionamento de partículas, entre eles podemos citar os de Leach e Petrosian (1981), MacKinnon (1986), Lu e Petrosian (1988), Hamilton et al. (1990). Recentemente, porém, Lee e Gary (2000) apresentaram uma solução numérica da equação de Fokker-Planck para microondas considerando um caso mais geral de feixe de injeção dos elétrons em um arco magnético não homogêneo.

Como já foi dito anteriormente, não pretendemos resolver aqui a Equação 3.13, mas a nossa idéia é de contribuir de alguma forma na compreensão dos termos que envolvem os coeficientes de difusão de ângulo de passo. Por exemplo, como veremos no Capítulo 4, a nossa análise indicou uma fração de partículas em precipitação compatível com o regime de fraca difusão de ângulo de passo sendo o processo dominante o das colisões

coulombianas. Assim, de acordo com a Tabela 2 de Hamilton et al. (1990), os coeficientes de difusão ficam:

$$D_{mm} = \frac{4\mathbf{p} n_e c r_0^2 \ell n \Lambda}{\mathbf{b}^2 \mathbf{g}^2} (1 - \mathbf{m}^2) \quad ; \quad D_{EE} \approx 0 \quad \text{e} \quad D_{Em} \approx 0 \quad (3.14)$$

sendo, “ $r_0$ ” o raio clássico do elétron ( $e^2/mc^2$  que é  $\sim 3.10^{-13}$  cm) e os demais parâmetros dados anteriormente.

Portanto, como podemos ver, temos uma simplificação na Equação 3.13 se considerarmos o processo das colisões coulombianas, porém resta ainda conhecer como varia o ângulo de passo uma vez que ele é dependente da variação do campo magnético.

Os métodos numéricos desenvolvidos para a solução da equação de Fokker-Planck, requerem uma grande eficiência em computação, uma vez que devem procurar um grupo de múltiplos parâmetros que melhor se ajuste aos dados observacionais. Quase sempre são necessárias simplificações (e.g Lu e Petrosian, 1988; Lee e Gary, 2000) que se restringem à análise de algumas explosões.

## CAPÍTULO 4

### ANÁLISE DOS DADOS OBSERVACIONAIS

#### 4.1 Levantamento de Dados

Para esta análise, foi utilizado o banco de dados do Nobeyama Radio Observatory (NRO), que tem à disposição uma grande quantidade de dados com boa resolução temporal simultaneamente com uma moderada resolução espectral. Limitaremos a análise a um conjunto de 130 eventos ocorridos no período de março de 1998 a dezembro de 2000 e observados nas frequências de 1, 2, 3,8, 9,4, 17, 35 e 80 GHz com resolução temporal de 0,1s.

No Apêndice A são dadas algumas informações a respeito dos 130 eventos que foram analisados. Entre elas estão as datas dos eventos, a região ativa classificada pelo NOAA, a posição heliográfica, a intensidade do evento segundo o GOES, o instante de pico da frequência de observação de máximo fluxo, a duração do evento, a frequência de observação máxima e a densidade de fluxo de pico máximo. Neste Apêndice temos também a relação entre a classificação numérica que utilizaremos aqui e a sua classificação junto ao Nobeyama Radio Observatory (NRO). Devemos observar que deste pacote de eventos adquiridos, 30 apresentaram problemas do tipo interrupção do sinal observado, ruído muito intenso e frequências de observação faltando (o que não tornava confiável o ajuste espectral), assim esses eventos foram desconsiderados de nossa análise e passaremos a partir de agora somente a nos referir aos 100 eventos estudados.

#### 4.2 Metodologia da Análise dos Dados

Em nosso estudo analisaremos apenas o evento tipo “Explosão Solar”, ou seja, aquele súbito aumento da densidade de fluxo de energia num pequeno intervalo de tempo localizado nas regiões ativas solares, com um posterior relaxamento desta energia voltando à emissão anterior ao evento. Assim, dado um fluxo de radiação observado propomos que

ele seja uma composição da emissão dos elétrons aprisionados mais a emissão dos elétrons precipitantes, conforme sugere a idéia de um modelo de aprisionamento mais precipitação. Em nossa análise faremos a separação destas duas componentes de emissão (a gradual e a de estruturas rápidas).

Para a separação destas componentes de emissão consideraremos que as escalas de tempo características das mesmas sejam diferentes como procuramos mostrar no capítulo anterior. A emissão em raios-X duros é predominantemente interpretada como sendo a emissão dos elétrons não-térmicos colidindo em alvo espesso (Brown, 1971). As estruturas temporais características observadas em raios-X duros são variações temporais menores ou da ordem de um segundo (Kiplinger et al., 1983; Aschwanden et al., 1995). Portanto, podemos associar a componente rápida aos elétrons em precipitação (como discutiremos na Seção 4.2.1).

Após a separação das componentes de emissão o levantamento espectral das duas partes será feito e assim poderemos verificar o comportamento da emissão girossincrotrônica tanto da parte aprisionada quanto da parte que precipitou, e ainda explorar as intensidades e anisotropia dos campos magnéticos característicos de cada região emissora.

#### **4.2.1 Separação das Componentes: Filtragem tipo “Média Corrida”**

A metodologia da separação das componentes gradual e de estruturas rápidas basicamente consiste em separar as escalas de tempo características da emissão gradual das escalas da emissão impulsiva devido ao rápido trânsito das partículas em precipitação. Este valor característico será chamado de “Tempo de Corte”.

Costa et al. (1990) analisaram três métodos para a retirada da componente gradual dos perfis temporais numa explosão solar: subtração usando a técnica da “Média Corrida”, subtração das componentes de baixa frequência do espectro com o “Filtro de Fourier”, e o filtro da componente gradual através da “Derivada Segunda” em relação ao tempo. O problema maior destas técnicas de separação reside na impossibilidade da recuperação

completa dos máximos de emissão antes da composição aditiva, podendo ocorrer um deslocamento temporal dos picos impulsivos em relação à função original. A conclusão obtida por Costa et al. (1990), foi que a “Média Corrida” é a que produz os melhores resultados após a subtração da componente gradual do evento original, produzindo atrasos desprezíveis em comparação com a componente rápida. Por outro lado, com a “derivada segunda” acaba ocorrendo uma amplificação do ruído do sinal original, o que não é interessante numa análise de sinais de pequena intensidade; e o “Filtro de Fourier” tem um aumento do deslocamento relativo dependendo da composição aditiva do sinal do evento (por exemplo, componente gradual linear mais componente rápida senoidal).

Aschwanden em uma série de artigos (e.g., Aschwanden et al., 1995; Aschwanden, 1998 e suas referências) utilizou o “Filtro de Fourier” com o objetivo de determinar a região de aceleração e/ou injeção dos elétrons durante uma explosão solar, através das diferenças entre os “tempos de vôo” dos elétrons da região de aceleração até atingir os “pés” do arco magnético.

No nosso caso, como o objetivo é analisar os espectros das componentes gradual e de estruturas rápidas num determinado instante do evento, não queremos que ocorram deslocamentos em relação ao tempo destas componentes, pois caso isto aconteça estaremos comparando as atividades das componentes, que ocorreram durante o evento, em instantes temporais diferentes dos instantes dos máximos originais. Assim, o filtro que utilizaremos em nossa análise será o da “Média Corrida”, com ligeira variação do algoritmo original da forma como foi utilizada por Raulin et al. (1991), cujo fluxograma apresentamos no Apêndice B.

Este programa computacional que calcula a “Média Corrida” (Raulin et al., 1991), se comporta como um filtro tipo “passa-baixa” com a aplicação da média-corrida, ou seja, deixa passar as componentes de baixas frequências, eliminando as componentes de altas frequências.

Matematicamente a função da “Média Corrida” é obtida pela expressão:

$$f(x_j) = \frac{1}{n+1} \cdot \sum_{i=j-n/2}^{j+n/2} g(x_i) \quad (4.1)$$

Graficamente esta função  $f(x_i)$  é um arranjo “suavizado” resultando numa curva que passa no meio da função original tornando a componente rápida (arranjo original menos o arranjo suavizado) num fluxo negativo em parte da amostra. O programa utilizado aqui (Raulin et al., 1991) realiza diversas iterações e comparações de tal forma a fazer com que a curva da função “suavizada” passe o mais próximo possível dos pontos mínimos do fluxo de emissão de um evento, definindo assim a curva de luz chamada de “componente gradual”. A razão do algoritmo modificado é a de condicionar que o fluxo observado seja uma composição de dois sinais positivos.

Fazendo a subtração da emissão total desta componente gradual, temos a curva de luz da chamada “componente de estruturas rápidas”. A componente gradual está associada aos elétrons aprisionados enquanto que a componente das estruturas rápidas está associada aos elétrons em precipitação.

Para verificar as características deste filtro, foi feita uma simulação numérica onde um evento é gerado artificialmente. A componente gradual neste caso será uma função bem comportada representada na Figura 4.1(a) por uma função seno de meio período  $T/2 = 360$  amostras e fase  $\varphi = 0^\circ$  (largura à meia potência igual a 240 pontos).

A componente das estruturas rápidas será uma função com várias oscilações representadas na Figura 4.1 (b) através de uma somatória de funções seno com períodos e fases diferentes cujo período mais lento será de 30 amostras. Na Figura 4.1 (c) temos o evento simulado que é a soma das componentes gradual e estruturas rápidas, ou seja, é o resultado da soma das funções matemáticas das Figuras 4.1 (a) e (b).

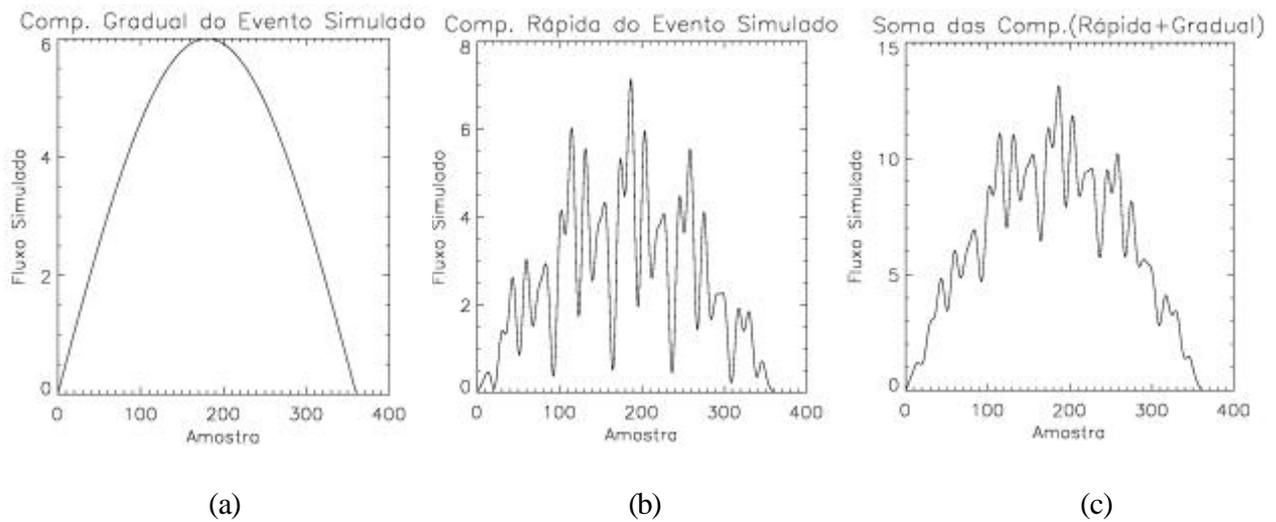


FIGURA 4.1 – Evento simulado de uma explosão solar. As colunas (a), (b) e (c), representam respectivamente a componente gradual, estruturas rápidas e soma das componentes gradual e estruturas rápidas.

Assim, o sinal simulado da Figura 4.1 (c) será utilizado para exemplificar um dos testes que fizemos com o programa do filtro da “Média Corrida”. Ele será considerado como o sinal de entrada para a rotina de filtro, que fará a média corrida obtendo a componente gradual, e em seguida obterá a componente das estruturas rápidas fazendo a subtração do sinal de entrada com a componente gradual.

Resumindo, o programa do filtro da “Média Corrida” deverá ser capaz de fazer o processo inverso do obtido pelas Figuras 4.1, ou seja, o fluxo simulado da Figura 4.1 (c) será a entrada utilizada pelo programa para que seja produzida a Figura 4.1 (a) e conseqüentemente faremos a subtração para obter a Figura 4.1 (b). O programa tem como parâmetro de entrada,  $dt$  (tempo de corte), que é o número de amostras de um evento com o qual é feito o cálculo da “Média Corrida”.

Como o evento foi simulado com um total de 360 amostras, variamos o valor do tempo de corte ( $dt$ ) num intervalo de 2 a 70 amostras e verificamos o quanto isto modifica o sinal na

saída. Nas Figuras 4.2 (a), (b), (c), (d), (e) e (f), temos uma amostra de alguns destes resultados, lembrando que eles devem ser comparados com os gráficos da Figura 4.1.

Podemos notar pela Figura 4.2, que o número de pontos  $dt$  (ou tempo de corte) utilizados no cálculo da média corrida influencia no perfil temporal do sinal de saída das duas componentes. Vemos nas Figuras 4.2 (a), (b) e (f), que as componentes graduais sofrem deformações na sua forma gráfica. Podemos notar também que as componentes das estruturas rápidas apresentam alguns valores negativos. Estes valores de amplitude negativa aparecem porque o algoritmo da média corrida modificada não é uma solução exata da composição aditiva e apresenta erros pequenos principalmente nas estruturas muito rápidas. Porém, isto não invalida a nossa análise, pois os maiores valores de erros ocorrem próximos aos extremos da função matemática simulada, onde a amplitude é muito baixa. Isto é um indicativo de que quando tivermos um caso real (fluxo não simulado), não devemos fazer o levantamento espectral em regiões onde a densidade de fluxo observada é muito baixa, pois envolveria altos valores de erros na separação das componentes gradual e de estruturas rápidas. Na prática, entretanto, isto já seria feito, pois a relação sinal/ruído (S/R) nestas regiões é muito baixa e as informações obtidas não seriam confiáveis. Por isso, é importante determinar um valor (ou um intervalo) de “tempo de corte” para que minimizem os erros. Pela simulação numérica conseguimos determinar um intervalo para o tempo de corte com um erro menor ou aproximadamente igual à 20%. Este intervalo em termos da amostra foi,  $27 \leq dt \leq 70$ . Em termos das escalas originais da simulação podemos dizer que a separação é bem realizada a partir do menor período da componente rápida (30 amostras) até aproximadamente um terço da escala de tempo da componente gradual (~80 amostras) onde a amplitude da componente rápida fica estabilizada. Assim, escolhemos como ideal o número de pontos na média onde a amplitude da componente rápida estabiliza o crescimento.

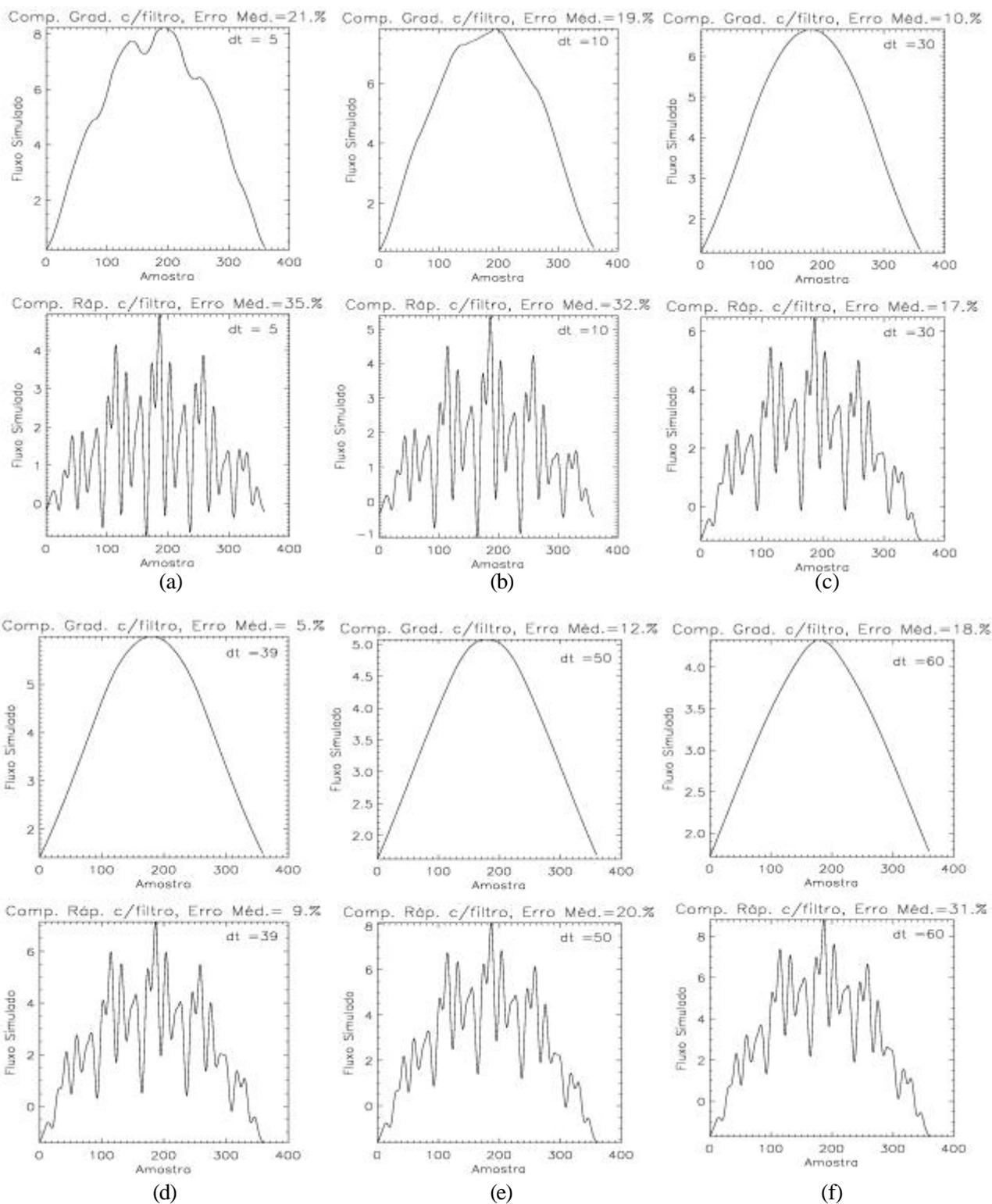


FIGURA 4.2 – Variação do “Tempo de Corte” (dt). As colunas (a), (b), (c), (d), (e) e (f), representam respectivamente a componente gradual (linha superior) e a componente das estruturas rápidas (linha inferior), com os tempos de corte indicados em cada gráfico.

Para o cálculo do erro relativo percentual das componentes gradual e de estruturas rápidas utilizamos as Equações 4.2 e 4.3, respectivamente. Na Equação 4.2, o erro da componente gradual foi normalizado em relação ao máximo do evento simulado, porém na Equação 4.3 o erro da componente das estruturas rápidas foi normalizado em relação a uma média das 200 amostras centrais do evento simulado, isto porque esta componente é uma composição de varias funções oscilando e que apresentam vários pontos de máximo. Os erros médios encontrados foram, para a componente gradual de ~5%, e para a componente de estruturas rápidas de ~9%, para o caso do valor  $dt=39$ .

$$E_{gradual} (\%) = \left| \frac{\text{Fluxo}_{gradual\ simulado} - \text{Fluxo}_{gradual\ após\ o\ filtro}}{\text{Máximo do Fluxo}_{gradual\ simulado}} \right| \cdot 100 \% \quad (4.2)$$

$$E_{est.ráp} (\%) = \left| \frac{\text{Fluxo}_{est.rápida\ simulada} - \text{Fluxo}_{est.rápida\ após\ o\ filtro}}{\text{Média de 200 pontos do Fluxo}_{est.rápida\ simulada}} \right| \cdot 100 \% \quad (4.3)$$

Portanto, precisamos primeiramente determinar um intervalo de “tempo de corte” para a aplicação deste filtro (tipo “Média Corrida”) em um evento real e a partir deste estimar o tempo característico do evento. A princípio,  $dt$  poderá ser o valor médio deste intervalo, mas esta é uma medida que deve ser analisada individualmente, evento a evento.

#### 4.2.2 Procedimento para obter o Tempo de Corte

O tempo de corte ( $dt$ ) é um valor característico para cada evento, portanto deve ser obtido individualmente. A princípio, podemos considerar alguns valores de tempos característicos analisados na literatura, tanto na expectativa teórica das escalas de aprisionamento quanto nas determinações inferidas nos modelos de aprisionamento e precipitação, ou ainda nas escalas de tempo de emissões puramente associadas à precipitação tais como os raios-X duros.

Vamos, primeiramente, obter um intervalo de tempo que seja generalizado para todos os eventos tendo como base estes valores de tempos de aprisionamento e de precipitação e posteriormente particularizar o tempo de corte ( $dt$ ) para cada evento.

Como já foi dito no Item 3.2.2.1, os intervalos esperados para os tempos de precipitação e aprisionamento, Equações 3.9 e 3.12, são aproximadamente iguais a:

$$0,04 s < t_{precip} < 0,1 s \quad e \quad 0,1 s < t_{apris} < 180 min.$$

Mas em trabalhos como o de Kiplinger et al. (1983) e Kiplinger et al. (1984), as estruturas de característica rápida em raios-X duros continham variações temporais menores ou da ordem de um segundo. Além disso, as variações espectrais destas estruturas temporais rápidas em raios-X podem ser interpretadas como sendo uma emissão de elétrons não-térmicos atravessando o arco magnético e indo direto para os pés após uma injeção instantânea, ou seja, podemos dizer que o tempo de precipitação neste caso pode ser considerado como sendo:

$$t_{precip} \leq 1 s$$

Por outro lado, no trabalho de Aschwanden (1995), onde foi utilizado o filtro de Fourier em um estudo estatístico com 640 eventos, as escalas de tempo da componente de variação lenta foram separados das componentes de estruturas finas em raios-X duros, chegando a um intervalo de:

$$0,3 s < t_{precip} < 3,0 s$$

Assim, adotaremos como limite inferior para o tempo de corte do filtro dez amostras, ou seja, um segundo, pois a resolução temporal dos dados observados é de  $0,1 s$ , a saber:

$$t_{corte} \geq 1 s \quad (\text{limite inferior})$$

Em relação ao limite superior do tempo de corte, isto dependerá do tempo de aprisionamento que iremos considerar, pois como vimos acima, o valor teórico esperado numa difusão por colisões coulombianas é muito amplo devido ao fato de  $t_{apris} \propto \left(\frac{E_{kev}^{3/2}}{n_e}\right)$ , quando utilizamos para o seu cálculo a faixa de energia e densidade dada no Item 3.2.2.1 .

Assim, a princípio poderemos limitar o tempo de corte superior utilizando o valor mínimo como sendo o do tempo de aprisionamento teórico para o limite de fraca difusão (Equação 3.11), ou seja:

$$t_{corte} \leq 10 \text{ s} \quad (\text{limite superior})$$

Iniciaremos então a separação das componentes gradual e de estrutura rápida utilizando o intervalo de tempo de corte de:

$$1 \text{ s} < t_{corte} < 10 \text{ s} \quad (4.4)$$

O intervalo para o tempo de corte dado pela Equação 4.4 será a nossa referência inicial para obtermos o tempo de corte de cada evento, podendo ter uma pequena variação neste intervalo quando analisarmos caso a caso.

A Figura 4.3 mostra como exemplo o evento n<sup>o</sup>. 95 em cinco tempos de corte nas frequências de observação de máxima emissão de 9,4, 17 e 35 GHz, sendo que em cada uma delas temos as três curvas de luz: em vermelho está a componente gradual, em laranja a componente das estruturas rápidas, e em preto o evento total (observado pelo NRO). Nesta figura (e nas próximas) a densidade de fluxo está na “unidade de fluxo solar (SFU)”

onde  $1SFU = 10^{-22} \frac{W}{m^2 Hz}$

Como podemos ver, conforme aumentamos o tempo de corte a densidade de fluxo da componente das estruturas rápidas também aumenta cessando este crescimento em 4 s para este evento. Além disso, de acordo com Correia e Kaufmann (1987), as estruturas rápidas nos eventos têm uma amplitude relativa de aproximadamente 1 a 50% da densidade de fluxo total na faixa de frequência de 5 – 100 GHz, e portanto verificamos também se obtemos um relação dentro deste intervalo antes de validar a separação.

A Tabela 4.1 contém a relação dos eventos e os seus tempos de corte obtidos com o filtro tipo “Média Corrida”. Porém, nesta tabela só estão relacionados os eventos com os quais nós obtivemos um bom ajuste espectral das componentes gradual e de estrutura rápida e que conseqüentemente foram utilizados no estudo do campo magnético de uma explosão solar, conforme será descrito no Item 4.2.4.

Podemos verificar que os tempos de corte dados na Tabela 4.1 ficaram de acordo com o intervalo adotado na Equação 4.4, com exceção para os eventos n<sup>o</sup> 49, 53 e 66, que ficaram com um valor de tempo de corte um pouco abaixo ou acima da Equação 4.4, mas os valores encontrados para estes casos correspondem ao ponto onde as respectivas componentes de estrutura rápida das frequências próximas ao máximo da emissão atingiram o valor da densidade de fluxo  $\approx 40\%$  da densidade de fluxo total.

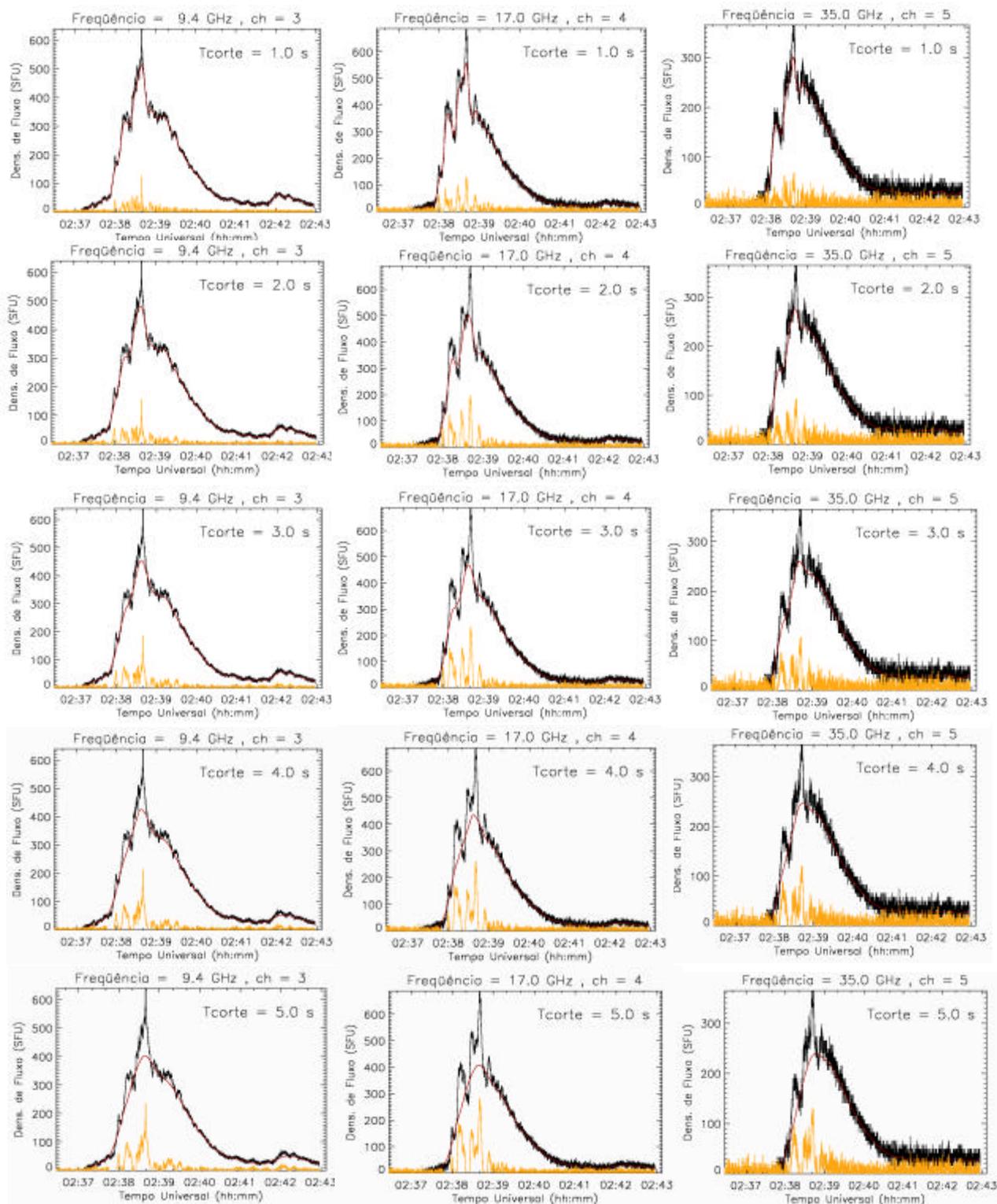


FIGURA 4.3 – Evento nº 95 nos tempos de corte 1,0, 2,0, 3,0, 4,0 e 5,0 s nas frequências de máxima emissão 9,4, 17 e 35 GHz. Nos gráficos, as cores vermelhas, laranja e preto representam respectivamente a componente gradual, a componente das estruturas rápidas e a densidade de fluxo total.

TABELA 4.1 – Tempo de Corte da Média Corrida.

Evento	$t_{corte}$ (s)	Evento	$t_{corte}$ (s)
7	2,2	66	0,5
18	4,0	68	8,0
25	2,8	75	2,5
26	4,0	87	1,5
27	8,0	90	2,0
33	2,0	95	4,0
42	2,5	105	2,0
47	5,0	106	3,0
49	12,0	114	1,7
53	0,8	116	2,5
54	1,0	118	2,0
55	2,5	119	10,0
57	4,5	123	3,0
59	1,0	125	8,0
63	4,0	127	2,5
64	2,0	128	1,8
65	2,0		

### 4.2.3 Levantamento Espectral

Utilizando os valores dos tempos de corte dados na Tabela 4.1, obtivemos as curvas de luz das componentes gradual e de estrutura rápida separadas para os eventos nela relacionados. Com base nestas curvas de luz foram construídos os espectros girossincrotrônicos das duas componentes que foram ajustadas de acordo com a equação (1) de Stähli et al. (1989):

$$F_{obs} = A n_{obs}^a (1 - e^{-Bn_{obs}^{-b}}) \quad (4.5)$$

As componentes espectrais de ajuste podem ser caracterizadas pelos quatro parâmetros:  $A$ ,  $B$ ,  $a$ , e  $b$ . Onde o índice espectral dos fótons na região opticamente espessa ( $a_{tk}$ ) corresponde ao “ $a$ ”, o índice espectral dos fótons na região opticamente fina ( $a_m$ ) corresponde a “ $a - b$ ” e os parâmetros frequência de pico ( $n_{pico}$ ) e fluxo de pico ( $F_n$ ) são obtidos pelas relações:

$$A = \frac{F_n}{n_{pico}^a} \quad \text{e} \quad B = \left( \frac{I}{n_{pico}} \right)^{-b} \quad (4.6)$$

Estes espectros foram feitos a cada intervalo de tempo evoluindo de 0,5 em 0,5 s ou de 1,0 em 1,0 s dependendo da duração do evento. Para minimizar os efeitos das rápidas oscilações ou dos ruídos, fizemos uma média da densidade de fluxo (em cada frequência) consistindo de sete amostras temporais (o próprio instante onde foi feito o levantamento espectral e as 3 amostras anteriores e posteriores).

A Figura 4.4 mostra, como exemplo, as densidades de fluxo das sete frequências de observação para o evento nº 95 com as duas componentes separadas no tempo de corte 4,0 s (conforme a Tabela 4.1), sendo em vermelho a curva referente a componente gradual, em laranja a componente das estruturas rápidas e em preto a densidade de fluxo total deste evento.

Na Figura 4.5 temos a evolução temporal dos espectros do evento nº 95 (Figura 4.4) dispostos nas colunas (a), (b), (c), (d) e (e). Estamos mostrando apenas cinco instantes cujos tempos estão anotados nos espectros, na primeira linha de gráficos, porém a Tabela 4.2 contém todas os instantes com os respectivos parâmetros de ajuste obtidos para este evento.

Nas duas primeiras linhas da Figura 4.5 temos os espectros ajustados pela equação de transferência radiativa (Equação 2.1), que foram obtidos separadamente para as componentes gradual (1ª linha) e de estruturas rápidas (2ª linha), sendo que na parte superior destes gráficos temos as informações dos parâmetros de ajuste relativas aos índices espectrais dos fótons nas regiões opticamente espessa e fina ( $\mathbf{a}_{tk}$ ,  $\mathbf{a}_m$ ) e a frequência de pico ( $\mathbf{n}_{pico}$ ). Nas terceira e quarta linhas desta figura, temos as curvas de luz referentes às densidades de fluxo das componentes das estruturas rápidas nas frequências de 9,4 e 17 GHz (aqui chamados de canais ch3 e ch4). O traço em vermelho nestes gráficos indica a posição da amostra temporal nas curvas de luz das estruturas rápidas.

Ainda na Figura 4.5, as colunas (a), (b) e (c) representam os instantes de tempo na fase de subida do evento n<sup>o</sup> 95 em relação ao fluxo total (Figura 4.4); a coluna (d) é onde aproximadamente temos o pico do evento e a coluna (e) é referente à fase de decaimento deste evento.

Em algumas amostras da evolução temporal, não obtivemos êxito no ajuste espectral, isto aconteceu devido ao fato do programa computacional de ajuste depender de algumas condições tais como, um mínimo de quatro frequências (quatro graus de liberdade) para o ajuste, ou quando a disposição dos pontos não formava uma curva próxima de uma dupla lei de potência conforme a Figura 23. Neste caso, as amostras não foram consideradas no levantamento espectral. Assim, os ajustes considerados bons tiveram que passar por um teste de  $\chi^2$ . Este teste relaciona os desvios entre a densidade de fluxo observada e a densidade de fluxo ajustada pelo programa, limitado a um valor  $\chi^2 \leq 0,4$ , calculado pela Equação 4.7 (onde,  $N$  é o número de canais utilizados no ajuste) e mostrados na parte inferior da Figura 4.5 para as duas componentes, gradual ( $\chi^2 G$ ) e de estruturas rápidas ( $\chi^2 R$ ).

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (\log Fluxo_{(obs)i} - \log Fluxo_{(ajuste)i})^2}{N} \quad (4.7)$$

A Tabela 4.2 mostra, como exemplo, alguns dos parâmetros espectrais que são obtidos com o nosso programa computacional de ajuste, sendo neste caso referente a componente gradual e de estruturas rápidas para todas as posições da amostra temporal que obtiveram êxito no ajuste espectral para o evento n<sup>o</sup> 95, uma vez que a Figura 4.5 mostra apenas uma parte dos espectros ajustados.

No Item 4.2.4 estes valores serão utilizados no cálculo do campo magnético para as regiões do “Topo” e dos “Pés” de um arco magnético onde serão associadas às componentes gradual e de estruturas rápidas, respectivamente.

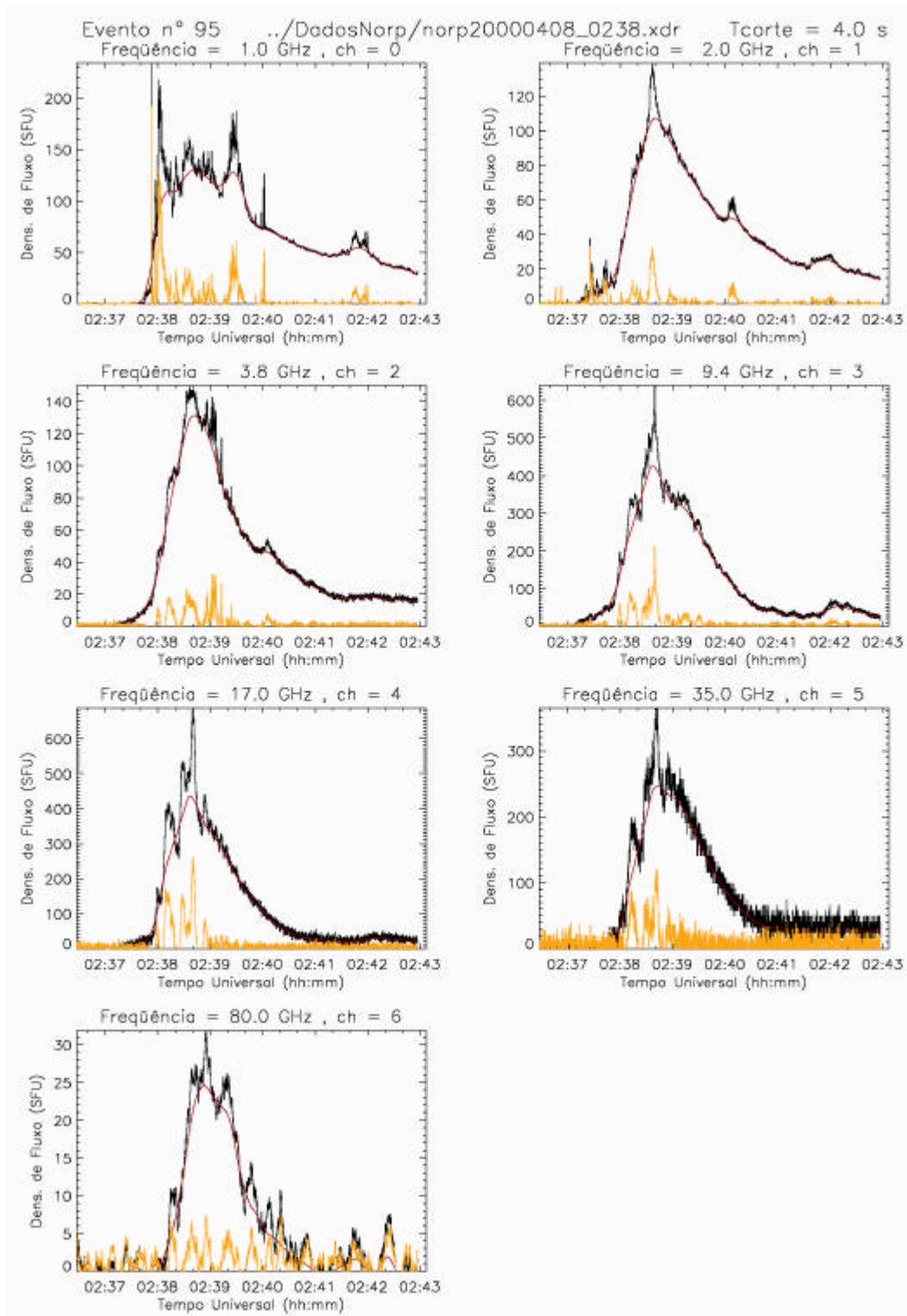


FIGURA 4.4 – Curvas de luz da densidade de fluxo total (preto), componente gradual (vermelho) e componente das estruturas rápidas (laranja) das sete frequências de observação para o evento n° 95 no seu tempo de corte 4,0 s.

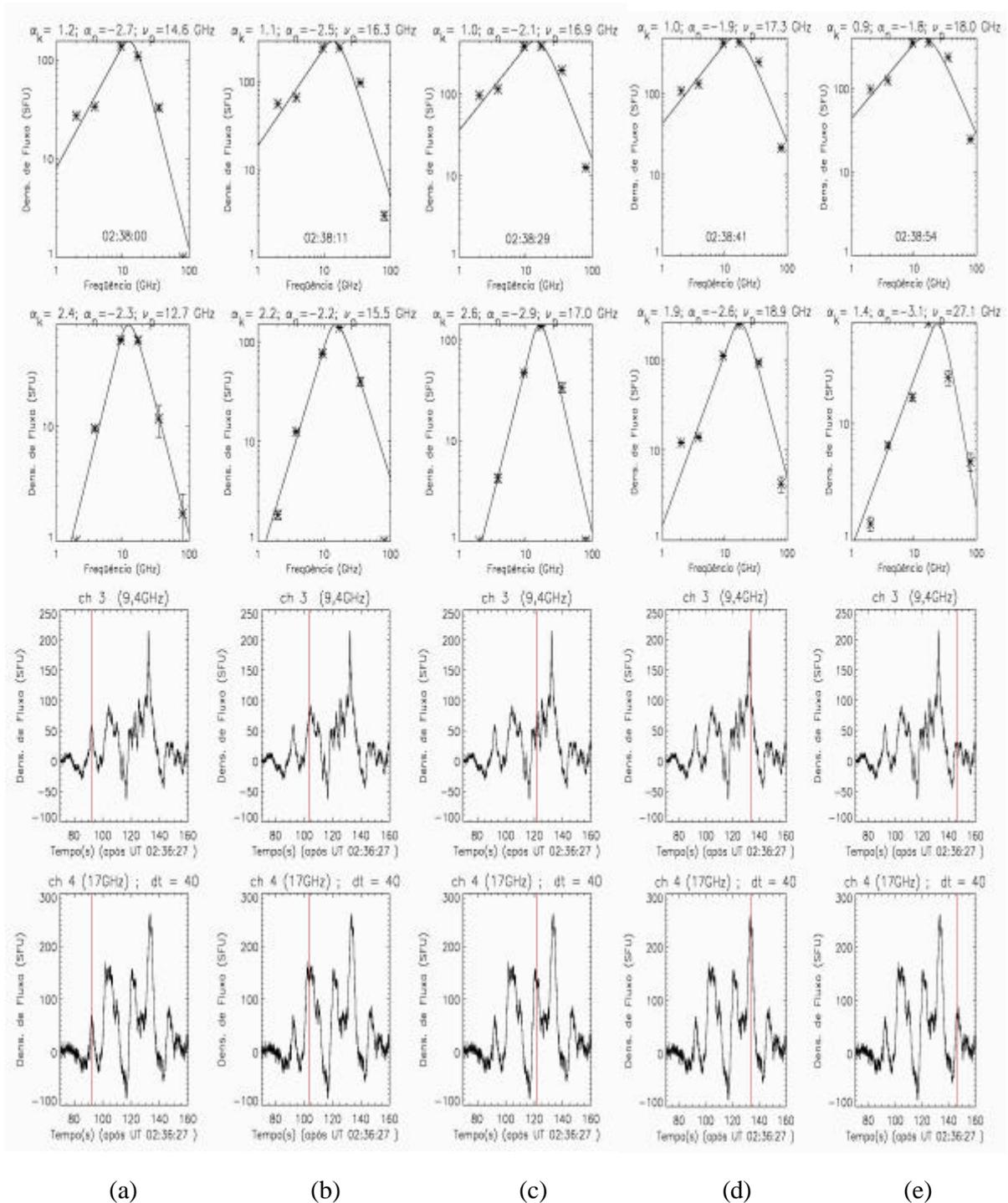


FIGURA 4.5 – Amostra da evolução espectral temporal das componentes gradual (1ª linha) e de estruturas rápidas (2ª linha) referentes ao evento n.º 95. As terceira e quarta linhas mostram as densidades de fluxo das componentes das estruturas rápidas nas frequências de 9,4 e 17 GHz

TABELA 4.2 – Parâmetros Espectrais do Evento nº 95.

Amostra temporal	$a_{tn}$		$n_{pico}$ (GHz)		$a_{tn}$		$n_{pico}$ (GHz)	
	comp.gradual		comp. gradual		comp. estr.rap.		comp. estr.rap.	
925	-2,7		14,6		-2,3		12,7	
1020	-2,5		16,1		-2,9		15,9	
1030	-2,5		16,3		-2,1		15,5	
1035	-2,5		16,3		-2,2		15,5	
1040	-2,4		16,4		-2,1		16,4	
1075	-2,4		16,7		-3,0		26,6	
1080	-2,4		16,7		-3,0		27,2	
1085	-2,3		16,7		-2,9		26,5	
1090	-2,3		16,8		-1,6		17,8	
1095	-2,3		16,8		-1,8		16,9	
1100	-2,3		16,8		-1,9		16,6	
1105	-2,3		16,8		-1,9		16,6	
1110	-2,3		16,8		-1,9		16,3	
1115	-2,3		16,9		-2,3		22,4	
1200	-2,1		16,9		-2,4		14,7	
1210	-2,1		16,9		-2,6		14,7	
1215	-2,1		16,9		-2,9		17,0	
1230	-2,1		16,9		-2,8		16,4	
1235	-2,0		16,9		-2,7		18,9	
1270	-2,0		17,0		-2,0		18,0	
1275	-2,0		17,0		-1,9		18,8	
1280	-2,0		17,0		-2,7		25,4	
1285	-2,0		17,1		-3,5		28,9	
1295	-2,0		17,1		-1,8		14,8	
1300	-2,0		17,1		-2,4		14,7	
1305	-1,9		17,1		-2,0		13,7	
1310	-1,9		17,2		-2,2		15,4	
1315	-1,9		17,2		-2,2		14,9	
1320	-1,9		17,2		-2,3		12,9	
1325	-1,9		17,2		-2,1		13,8	
1330	-1,9		17,3		-2,3		16,2	
1335	-1,9		17,3		-2,6		18,9	
1365	-1,9		17,4		-3,4		29,0	
1455	-1,8		17,9		-1,9		14,6	
1460	-1,8		17,9		-2,3		17,9	
1465	-1,8		18,0		-3,1		27,1	
1470	-1,8		18,0		-2,4		23,6	
1475	-1,8		18,0		-2,5		25,1	
1480	-1,8		18,0		-2,6		27,7	
1485	-1,7		18,0		-2,6		28,3	
1490	-1,7		18,0		-2,7		29,2	
Valores Médios								
<i>Comp. gradual</i>				<i>Comp. estruturas rápidas</i>				
$a_{tn}$ .		$n_{pico}$ (GHz)		$a_{tn}$ .		$n_{pico}$ (GHz)		
Valor médio	Dispersão da medida	Valor médio	Dispersão da medida	Valor médio	Dispersão da medida	Valor médio	Dispersão da medida	
-2,1	0,3	17,1	0,6	-2,4	0,5	19,4	5,4	

#### 4.2.4 Cálculo do Campo Magnético para os Eventos Selecionados

O modelo da configuração do campo magnético de uma explosão solar em microondas, como foi visto no Capítulo 2, tem o formato geométrico de um “arco”, onde o máximo da densidade de fluxo emitido em microondas em baixas frequências é proveniente da região do “topo”, e em altas frequências provém da região próxima aos “pés”. No caso mais complexo, onde a geometria deste campo for diferente desta hipótese, o arco a que estamos nos referindo será um arco efetivo que substitua as características da emissão observada.

Assim, é de se esperar que o campo magnético próximo ao “topo” seja menor que o campo magnético junto aos “pés” do arco. Como vimos na Tabela 4.2, os valores médios para as frequências de pico das componentes gradual e de estruturas rápidas foram respectivamente iguais a  $17,1GHz$  e  $19,4GHz$ . Portanto associaremos a componente gradual à densidade de fluxo correspondente a região próxima ao topo, e a componente das estruturas rápidas à densidade de fluxo correspondente à região dos pés do arco magnético.

Para facilitar os cálculos, o nosso modelo de arco magnético será simplificado para um formato contendo três barras de mesmas dimensões, sendo duas delas paralelas entre si e perpendiculares à fotosfera representando as “pernas” do arco magnético, e a terceira barra é aquela que irá unir as outras duas representando o “topo” do arco.

Assim, no cálculo do campo magnético das regiões do “topo” e dos “pés” de um arco para os eventos relacionados no Apêndice A, utilizaremos a Equação 2.11 (corrigida pela função polinomial Equação 2.20), junto com as informações do levantamento espectral obtido no Item 4.2.3.

É necessário, entretanto, estar atento para que alguns parâmetros estejam dentro do intervalo de validade das equações, como por exemplo, o índice espectral dos elétrons (dado pela Equação 2.14) estar no intervalo,  $2 \leq d \leq 7$  (condição de Dulk, 1985). O “ $d$ ” é um parâmetro dado pelo ajuste espectral, e não será levada em consideração no cálculo do campo magnético caso esteja fora deste intervalo.

Uma correção também necessária é o cálculo do ângulo de visada que um observador na Terra tem do topo ( $\theta_{\text{topo}}$ ) e dos pés ( $\theta_{\text{pés}}$ ) do arco magnético. Esta correção pode ser obtida utilizando as equações da trigonometria esférica que estão no Apêndice C, uma vez que o ângulo de visada está relacionado com a posição heliográfica da explosão solar.

Estes ângulos requerem uma informação a respeito do ângulo azimutal, que é o ângulo entre o plano que contém o arco magnético e o equador solar (por definição, adotaremos aqui o valor zero quando este plano for alinhado ao equador solar). Este ângulo azimutal ( $A_z$ ) mede o quanto o plano que contém o arco magnético está alinhado com o equador solar, sendo que esta informação é obtida visualmente utilizando as imagens em raios-X moles do satélite Yohkoh que foram sobrepostas aos contornos de iso-intensidades das frequências de  $17$  e  $34$  GHz do NRO (Figura 4.6).

A Figura 4.6 mostra as imagens em raios-X moles (SXT) para o evento no 95, onde o arco magnético aparenta ter um ângulo azimutal,  $A_z \geq 70^\circ$ . Assim, como esta informação visual não é muito precisa vamos ter que limitar nossa análise a um conjunto menor e com maior confiança nos parâmetros observados.

Poderá ocorrer, também, que algum valor do ângulo de visada fique fora do intervalo de validade ( $20^\circ \leq q \leq 80^\circ$ ), neste caso adotaremos o valor que estiver mais próximo do limite inferior ou superior deste intervalo.

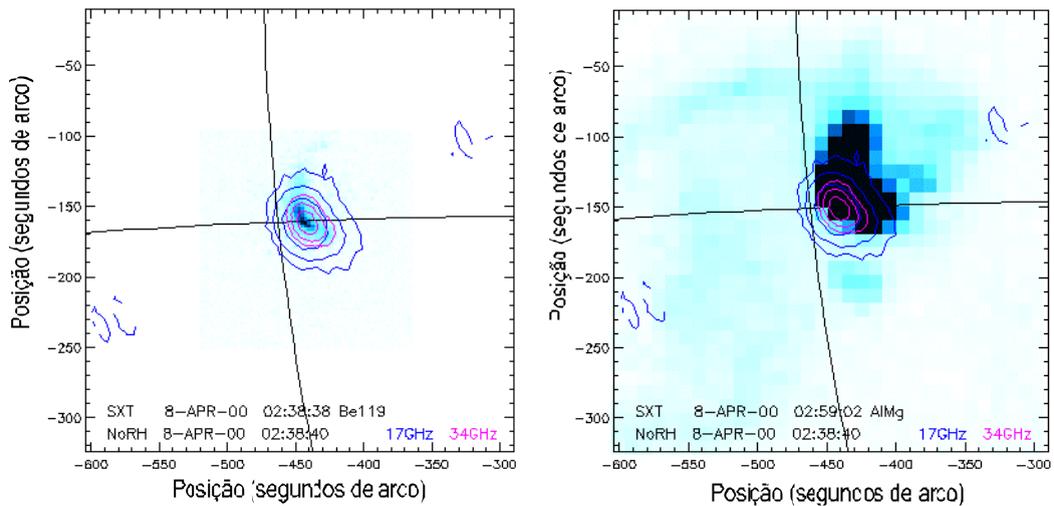


FIGURA 4.6 – Imagens em raios-X mole do evento nº 95, obtidas pelo satélite Yohkoh com sobreposição dos iso-contornos das frequências de 17 e 34 GHz feitas pelo Nobeyama Radio Observatory (NRO).

Precisamos definir, para o cálculo do campo magnético através da equação de Dulk (Equação 2.11), os valores dos parâmetros da dimensão (ou profundidade) da fonte emissora ao longo da linha de visada ( $L$ ) e da densidade dos elétrons não-térmicos ( $n_e$ ).

a) Definindo a dimensão ( $L$ ): Em Nindos et al. (2000), numa tentativa de reprodução morfológica de um arco magnético usando o modelo não-homogêneo da emissão girossincrotrônica, algumas informações a respeito da configuração magnética foram obtidas, como por exemplo:

- altura do arco magnético:  $1,8 \cdot 10^9 \leq L (cm) \leq 1,9 \cdot 10^9$
- dimensão transversal:  $5,25 \cdot 10^7 cm$

Como já foi dito, o nosso modelo de arco magnético foi simplificado para três barras de mesmas dimensões, sendo duas barras verticais e uma barra horizontal, tal como três lados consecutivos de um quadrado. Adotaremos, então, um valor típico para a altura  $L = 1,0 \cdot 10^9 cm$ , idêntico à extensão horizontal, ficando de acordo com valores encontrados na literatura (e.g., De Jager, 1979).

b) Calculando a densidade dos elétrons ( $n_e$ ): Uma maneira de determinarmos a densidade de elétrons é considerar que o modelo de elétrons não-térmicos acelerados em precipitação na baixa cromosfera corresponde ao modelo de emissão em raios-X por partículas colidindo em um alvo-espesso (Brown, 1971). Neste modelo, os elétrons em precipitação são os mesmos que estão emitindo em microondas em uma região de intenso campo magnético através de uma densa camada de profundidade “ $h$ ” (mas não densa o suficiente para absorver a radiação em raios-X).

Assim, a partir das observações do satélite Yohkoh em raios-X duros (HXT), conseguimos os dados para alguns dos eventos que obtiveram êxito no ajuste espectral. Estes eventos estão relacionados na Tabela 4.3 fornecendo os valores das densidades eletrônicas correspondentes a uma média de cinco valores em torno do máximo do espectro de energia  $I(E)$  em raios-X duros.

Para o cálculo da densidade eletrônica ( $n_e$ ) da Tabela 4.3, utilizamos o conjunto de programas fornecidos pelo grupo responsável pelo satélite Yohkoh. Supondo que o espectro de energia,  $I(E)$ , em raios-X duros é uma lei de potência dada por:

$$I(E) = A \cdot \left( \frac{E}{20 \text{ keV}} \right)^{-a} \quad (\text{fótons} / \text{s cm}^2 \text{ keV}) \quad (4.8)$$

onde, “ $A$ ” (fluxo de raios-X duros a 20 keV) e “ $a$ ” (índice espectral dos fótons) são os dois parâmetros obtidos através das observações do satélite Yohkoh.

Estes parâmetros são utilizados, de acordo com, e.g. Tandberg-Hanssen e Emslie (1988) ou Silva (1995), no cálculo da densidade de elétrons não-térmicos ( $n_e$ ) que produzem raios-X duros com energia  $E > E_0$  ( $E_0$  é a energia inferior de corte,  $E_0=20 \text{ keV}$ ), que é dada pela expressão:

$$n_e(E > E_0) = K \frac{E_0^{1-d}}{d-1} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (4.9)$$

onde:  $d = a + 1,5$  (4.10)

$$K = \sqrt{\frac{m_e}{2}} \frac{4pAc}{\Delta\Omega k_{BH} \bar{Z}^2} \frac{a(a-1)}{b_f(a-1, 1/2)} \quad (4.11)$$

sendo:  $d$  é o índice espectral dos elétrons;

$K$  é o fator de normalização;

$m_e$  é a massa do elétron;

$c_1 = 2p e^4 \ln L$ , onde  $\ln \Lambda$  é o logaritmo de Coulomb que varia de 20–30 para

as

condições solares;

$k_{BH}$  é a constante na seção de choque de Bethe-Heitler,  $k_{BH} = 7,9 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ kev}$ ;

$\bar{Z}^2$  é a média quadrática da massa atômica das espécies,  $\bar{Z}^2 = 1,178$ ;

$b_f$  é a função beta;

$\Delta\Omega$  é o tamanho angular da fonte de raios-X duro,  $\Delta\Omega = \frac{h^2}{d^2}$

com  $d = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}$  (distância da Terra ao Sol)

O índice espectral dos fótons ( $a$ ) foi obtido com o programa de ajuste espectral do Yohkoh que faz uma relação entre duas bandas de energia dentre as quatro bandas disponíveis no Yohkoh (relação 0:  $M_1/L$ , relação 1:  $M_2/M_1$  e relação 2:  $H/M_2$ ). Estas bandas têm as seguintes faixas de energia: banda L: 14 – 23 kev, banda  $M_1$ : 23 – 33 kev, banda  $M_2$ : 33 – 53 kev e banda H: 53 – 93 kev.

Consideraremos aqui apenas as relações 1 e 2, pois elas correspondem ao intervalo de maior energia ou “dura” do espectro, mais importante para a emissão em microondas. Supomos também (uma vez que a dimensão do arco magnético é da ordem de  $L = 10^9 \text{ cm}$ ), dois valores para o tamanho ( $h$ ) do alvo em raios-X duro (que é equivalente ao tamanho dos pés do arco magnético),  $h = 10^8 \text{ cm}$  e  $h = 10^9 \text{ cm}$ , ou seja, estamos supondo a situação onde o tamanho dos pés do arco é  $1/10$  ou no máximo da mesma ordem da altura do arco magnético. Em De Jager (1979) temos uma referência de  $10^8 \text{ cm}$  para a dimensão da seção transversal.

Da análise de Silva et al. (1996), num estudo de uma região ativa complexa com várias fontes, encontramos uma densidade média de elétrons não-térmicos igual à  $n_e = 6,2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Assim, da Tabela 4.3 vemos que o valor médio para a densidade eletrônica que é mais coerente com este valor é aquele quando utilizamos o tamanho  $h = 10^8 \text{ cm}$ . Vamos, portanto, supor uma densidade típica,  $n_e \approx 9 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ .

Em resumo, vamos utilizar, no cálculo do campo magnético, estes dois parâmetros fixos:

- altura do arco magnético:  $L = 1,0 \cdot 10^9 \text{ cm}$ ;
- densidade média de elétrons não-térmicos:  $n_e = 9,0 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ .

TABELA 4.3 – Valores Médios da Densidade de Elétrons Próximos ao Pico da Explosão.

Evento / relação		Índice espectral dos Elétrons	Densidade ( $\text{cm}^{-3}$ )	
		$d$ médio	$h = 10^8 \text{ cm}$	$h = 10^9 \text{ cm}$
47	1	6,4	2,0E+06	2,0E+04
	2	5,7	1,5E+06	1,5E+04
53	1	3,5	2,2E+08	2,2E+06
	2	3,6	3,3E+08	3,3E+06
54	1	4,7	6,3E+07	6,3E+05
	2	4,8	1,2E+08	1,2E+06
87	1	4,7	5,4E+07	5,4E+05
	2	5	5,0E+07	5,0E+05
95	1	4,9	4,7E+07	4,7E+05
	2	5,3	4,1E+07	4,1E+05
116	1	4,3	1,6E+08	1,6E+06
	2	4,2	1,8E+08	1,8E+06
119	1	4,2	5,1E+07	5,1E+05
	2	4,4	5,4E+07	5,4E+05
127	1	4,7	8,0E+06	8,0E+04
	2	4,9	7,3E+06	7,3E+04
Valores Médios			8,7E+07	8,7E+05

Na Tabela 4.4 temos então, os valores médios ponderados pela relação sinal/ruído (S/R) dos parâmetros obtidos, somente para os eventos que obtiveram um bom ajuste espectral (33 eventos de um total de 100 analisados), e os valores do campo magnético (já corrigidos pela Equação 2.20). Estes parâmetros são: o índice espectral dos elétrons topo e pés do

arco magnético ( $d_{topo}$  e  $d_{pés}$ ), as frequências de pico  $n_{pico\ topo}$  e  $n_{pico\ pés}$ , os campos magnéticos  $B_{topo}$  e  $B_{pés}$ , a razão de espelhamento magnético ( $R.Esp = B_{pés} / B_{topo}$ ) e a relação sinal/ruído ( $S/R$ ). As informações sobre o ângulo azimutal do plano do arco magnético e os ângulos de visada  $\theta_{topo}$  e  $\theta_{pés}$  de cada evento também estão incluídos nesta tabela.

**TABELA 4.4 – Levantamento Espectral dos Eventos Ajustados**

Evento no.	Azimute (°)	$Q_{topo}$ (°)	$Q_{pés}$ (°)	$d_{topo}$	$n_{pico\ topo}$ (GHz)	$B_{topo}$ (G)	$d_{pés}$	$n_{pico\ pés}$ (GHz)	$B_{pés}$ (G)	R.Esp.	S/R
7	90	80	64	2,8	7,4	150	3,1	12	300	2,0	5,9
18	90	80	71	3,1	7,3	190	3,2	11	300	1,6	9,0
25	60	50	70	3,0	17	670	4,5	24	1160	1,8	280
26	90	80	79	3,5	15	510	4,1	17	700	1,4	11
27	40	46	45	2,5	2,5	35,0	2,9	4,8	120	3,5	27
33	40	77	20	2,5	7,4	100	3,6	12	630	6,4	2,5
42	90	80	74	3,6	16	640	4,9	20	950	1,5	21
47	25	80	26	2,2	6,7	40,0	3,5	17	990	25	5,0
49	20	80	20	2,6	6,2	90,0	3,2	6,2	250	2,9	7,0
53	90	79	63	4,3	26	1230	5,0	32	1630	1,3	13
54	80	63	28	3,9	15	690	4,3	18	1100	1,6	7,6
55	25	63	27	3,6	6,9	230	3,5	7,9	390	1,7	14
57	70	66	65	5,7	15	460	4,2	16	760	1,6	14
59	80	74	69	3,3	8,5	260	4,2	13	530	2,1	2,7
63	25	53	40	4,2	12	570	4,3	12	620	1,1	4,9
64	60	52	51	3,5	14	590	4,0	16	770	1,3	19
65	90	80	75	2,8	18	580	4,4	21	960	1,7	3,5
66	90	79	35	2,7	9,4	180	2,9	10	400	2,2	4,4
68	90	67	34	3,0	9,3	250	3,8	14	580	2,4	8,5
75	90	80	64	4,0	18	780	4,4	18	910	1,2	37
87	70	69	23	3,7	14	560	3,7	14	900	1,6	13
90	70	64	66	2,5	5,4	60,0	5,3	15	440	7,0	11
95	70	68	32	3,7	17	730	4,0	19	1140	1,6	12
105	90	80	79	3,3	13	430	3,8	14	540	1,3	3,5
106	70	65	32	3,8	14	620	3,8	13	740	1,2	47
114	20	78	20	4,4	15	650	3,8	14	890	1,4	14
116	90	80	20	3,9	15	640	3,8	15	940	1,5	10
118	90	80	70	3,4	15	560	4,7	22	760	1,4	6,3
119	80	76	20	3,0	7,3	180	3,4	8,9	420	2,3	4,6
123	20	21	75	3,4	15	880	5,6	28	1130	1,3	144
125	45	52	39	3,7	11	490	3,9	12	580	1,2	67
127	45	75	21	3,1	7,7	200	3,7	12	740	3,7	3,4
128	80	70	20	4,3	31	1720	4,6	35	2260	1,3	325

Para efeito de estatística, calculamos os valores médios da Tabela 4.4 e obtivemos, para o “topo” e para os “pés” do arco magnético, os valores dados na Tabela 4.5. Este valor médio encontrado é o “ponto de equilíbrio” de nossa amostra estatística que é muito heterogênea. As variações encontradas das grandezas na amostra e suas dispersões podem ser vistas diretamente na Tabela 4.4.

TABELA 4.5 – Valores Médios do Levantamento Espectral.

	Topo		Pés	
	Valor médio	Dispersão da medida	Valor médio	Dispersão da medida
<b>Índice espectral dos elétrons (d)</b>	3,4	0,7	4,0	0,7
<b>Frequência de Pico (GHz)</b>	13	6,0	16	6,7
<b>Campo Magnético (G)</b>	480	360	770	420
<b>Razão de Espelhamento (R.Esp.)</b>	Valor médio: 2,8 (Dispersão da medida: 4,2)			

#### 4.2.5 Análise dos Resultados Obtidos para o Campo Magnético

Os resultados para o campo magnético na Tabela 4.4 e conseqüentemente os seus valores médios na Tabela 4.5 foram obtidos de parâmetros cujos espectros foram bem ajustados tais como o índice espectral dos fótons e a frequência de pico do espectro.

Em termos de valores médios, estes resultados são similares a outras análises na literatura, como por exemplo, em Nindos et al. (2000) que em sua reprodução morfológica obteve os seguintes valores: para o índice espectral dos elétrons  $d \approx 3,7$ ; para a razão de espelhamento magnético  $R.Esp = 3,1$ ; e para os campos magnéticos  $B_{topo} = 280 G$  e  $B_{pés} = 870G$ .

Entretanto, para os eventos n<sup>o</sup> 25, 53, 54, 95, 123 e 128, os valores para o campo magnético estão bem acima da média. Porém, os valores do campo nos pés do arco magnético nunca foram analisados sob o ponto de vista da emissão em microondas. Na

literatura temos apenas referências dos elétrons em precipitação sob o ponto de vista da emissão em raios-X, ou análises através de extrapolações do campo magnético na fotosfera que neste caso podem chegar a valores de até 3000 G.

Por outro lado, numa tentativa de explicar essa diferença, vamos analisar a equação do campo magnético (Equação 2.11) em relação as suas variáveis. Podemos verificar que o campo magnético tem uma dependência em quatro parâmetros: o índice espectral dos elétrons ( $d$ ), a frequência de pico ( $n_{pico}$ ), o ângulo de visada ( $\theta$ ) e a chamada densidade colunar ( $n_e.L$ ) que aqui trataremos como um único parâmetro.

O índice espectral dos elétrons e a frequência de pico são provenientes de uma determinação do ajuste espectral, porém, o ângulo de visada e densidade colunar são nossas maiores incertezas.

#### **4.2.5.1 Influência do Ângulo de Visada ( $\theta$ )**

O ângulo de visada ( $\theta$ ) é um parâmetro dependente de outras variáveis como a posição heliográfica da explosão solar (latitude e longitude), e do ângulo azimutal do plano do arco magnético em relação ao equador solar.

Como já foi comentado no Item 4.2.4, obtivemos a informação do ângulo de visada ( $\theta$ ) para os eventos da Tabela 4.4, através das imagens em raios-X moles feitas pelo satélite Yohkoh e fornecidas pelo NRO. Porém, para alguns eventos estas imagens não são suficientemente claras quanto ao valor correto do ângulo azimutal do plano do arco magnético. Para entender melhor a dependência no ângulo azimutal, analisamos graficamente todos os eventos da Tabela 4.4 quanto à variação da intensidade do campo magnético inferido em relação à variação do ângulo azimutal.

A Figura 4.7 mostra esta relação gráfica para os eventos nº 49, 95 e 105. Na coluna (a) temos a variação do campo magnético do topo (dado pelo símbolo “+”) e dos pés (dado pelo símbolo “\*”) de um arco magnético em relação à variação do ângulo azimutal. Na

coluna (b) temos as respectivas imagens feitas pelo Yohkoh com sobreposição dos isocontornos em 17 e 34 GHz feitos pelo Nobeyama Radio Observatory (NRO) das quais podem ser obtidos visualmente o ângulo azimutal.

Estes eventos foram escolhidos para representar três situações em relação à posição longitudinal, ou seja, os eventos próximos ao centro do Sol, os eventos com longitude  $\approx 30^\circ$  e os próximos ao limbo solar (Long.  $\approx 90^\circ$ ).

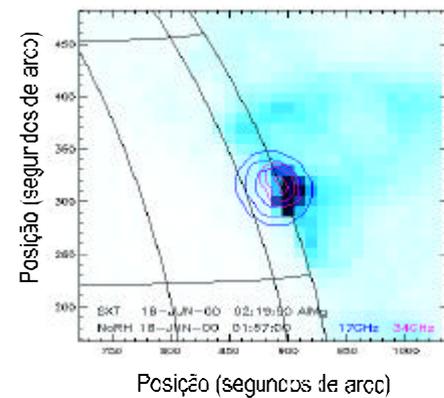
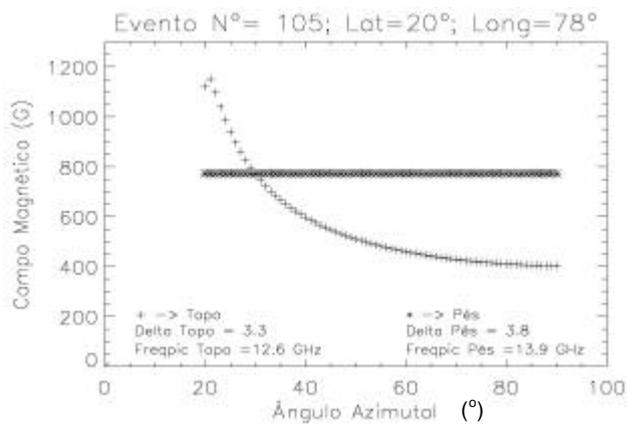
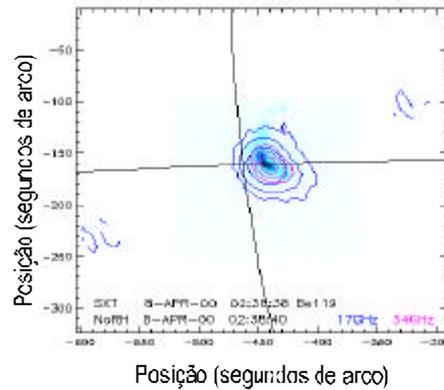
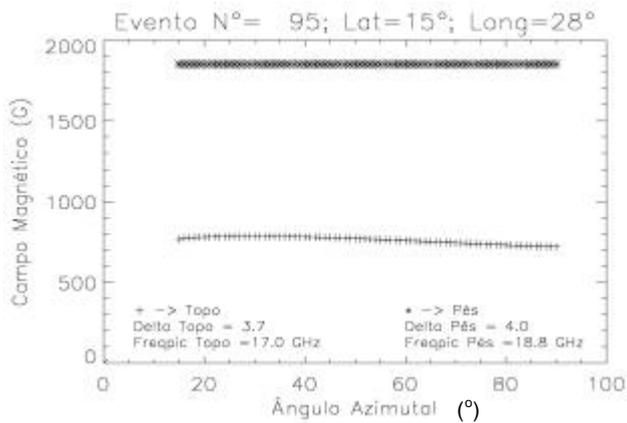
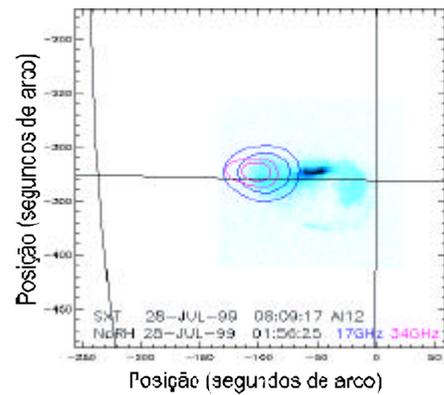
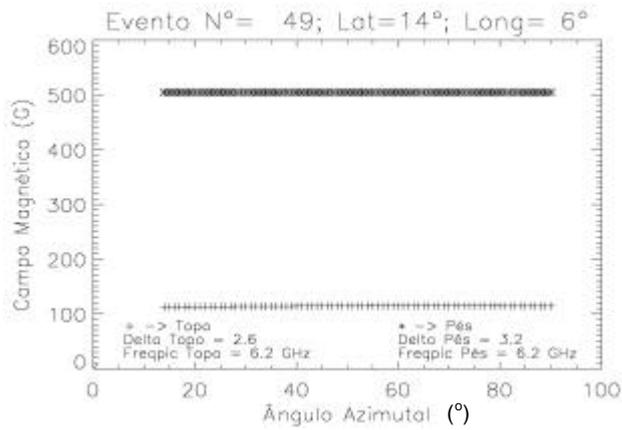
Podemos verificar que, para os eventos com uma posição longitudinal indo do centro do Sol até próximo a  $30^\circ$ , a intensidade do campo magnético referente ao topo do arco magnético não sofre uma grande variação mesmo que nada se saiba sobre o ângulo azimutal. Podemos dizer que, em média, os erros no campo magnético de eventos com longitudes menores que  $30^\circ$  são no máximo de 20%.

Porém, para os eventos com uma posição longitudinal maior que  $30^\circ$ , o campo magnético referente ao topo do arco magnético (dado pelo símbolo “+”, na Figura 4.7) tem uma grande dependência do ângulo azimutal, podendo chegar em alguns casos a um erro de até 100% no campo magnético. Esta influência pode inclusive nos levar a uma situação fisicamente improvável de termos o valor do campo magnético referente ao topo maior que o do campo magnético dos pés (dado pelo símbolo “\*”) de um arco magnético.

Assim, como pela Figura 4.7, os gráficos referentes às longitudes menores que  $30^\circ$  (eventos nº 45 e 95) não são muito influenciados pelo ângulo azimutal, nós utilizamos em nossas análises apenas os eventos com longitudes de  $0^\circ$  até  $30^\circ$ , ou seja, os eventos posicionados próximos ao centro do Sol. Com esta limitação, a Tabela 4.4 fica reduzida a 14 eventos que são dados na Tabela 4.6, e os seus valores médios dados na Tabela 4.7.

Na Tabela 4.7, os valores médios também refletem o “ponto de equilíbrio” de uma amostra estatística heterogênea, cujas variações das grandezas podem ser encontradas diretamente na Tabela 4.6. Estes valores, típicos da amostra, apresentam valores mais coerentes com os resultados obtidos por Nindos et al. (2000), mas não ficaram muito diferentes dos valores

obtidos na Tabela 4.4. Assim, com os valores da Tabela 4.7, poderemos obter os espectros típicos referentes às regiões do topo e dos pés do arco magnético.



(a)

(b)

FIGURA 4.7 – (a) Variação do campo magnético em relação à variação do ângulo azimutal do plano do arco magnético. (b) Imagens em raios-X dos respectivos eventos da coluna (a). Imagens feitas pelo satélite Yohkoh com sobreposição dos iso-contornos das frequências de 17 e 34 GHz, observadas pelo Nobeyama Radio Observatory (NRO).

TABELA 4.6 – Levantamento Espectral dos Eventos com Longitude <math><30^\circ</math>

Evento No.	Azimutal ( $^\circ$ )	$Q_{\text{topo}}$ ( $^\circ$ )	$Q_{\text{pés}}$ ( $^\circ$ )	$d_{\text{topo}}$	$\Pi_{\text{picotopo}}$ (GHz)	$B_{\text{topo}}$ (G)	$d_{\text{pés}}$	$\Pi_{\text{pico pés}}$ (GHz)	$B_{\text{pés}}$ (G)	R. Esp.
33	40	77	20	2,5	7,4	100	3,6	12	631	6,4
47	25	80	26	2,2	6,7	40	3,5	17	994	25
49	20	80	20	2,6	6,2	90	3,2	6,2	248	2,9
54	80	63	28	3,9	15	690	4,3	18	1105	1,6
55	25	63	27	3,6	6,9	230	3,5	7,9	389	1,7
68	90	67	34	3	9,3	250	3,8	14	580	2,4
87	70	69	23	3,7	14	560	3,7	14	900	1,6
95	70	68	32	3,7	17	730	4	19	1144	1,6
106	70	65	32	3,8	14	620	3,8	13	740	1,2
114	20	78	20	4,4	15	650	3,8	14	893	1,4
116	90	80	20	3,9	15	640	3,8	15	938	1,5
119	80	76	20	3	7,3	180	3,4	8,9	419	2,3
127	45	75	21	3,1	7,7	200	3,7	12	735	3,7
128	80	70	20	4,3	31	1720	4,6	35	2264	1,3

TABELA 4.7 – Valores Médios dos Eventos com Longitude <math><30^\circ</math>

	Topo		Pés	
	Valor médio	Dispersão da medida	Valor médio	Dispersão da medida
Índice espectral dos elétrons (d)	3,4	0,7	3,8	0,4
Frequência de Pico (GHz)	12	6,7	15	6,9
Campo Magnético (G)	480	440	860	490
Razão de Espelhamento (R.Esp.)	Valor médio: 3,9 (Dispersão da medida: 6,0)			

Podemos verificar pela Tabela 4.7, que ocorre um aumento das frequências de pico dos espectros dos elétrons dos pés do arco em relação aos espectros dos elétrons do topo como foi mostrado no Item 2.1.

Obtivemos uma inclinação maior para o espectro típico dos pés ( $d_{pés} > d_{topo}$ ) e isto quer dizer que o índice espectral dos elétrons nos pés é considerado mais “mole” (“soft”) do que no topo, sendo este então mais “duro” (“hard”).

Esta relação entre os índices espectrais sugere que devemos ter um número maior de elétrons de alta energia próximos à região do topo do arco magnético, e conseqüentemente menos elétrons (de alta energia) em precipitação. Assim, a maioria dos elétrons de alta energia deve estar aprisionada no topo do arco magnético, oscilando de um ponto de espelhamento a outro, até que sua energia diminua ou se re-alinhe ao campo e como conseqüência precipite em direção aos pés do arco magnético.

Este processo típico, então, pode ser considerado como sendo um regime de difusão fraca de ângulo de passo, que é aquele onde as partículas aceleradas ficam aprisionadas e poucas partículas entram em precipitação, sendo favorecidas aquelas de menor energia (dependendo do ângulo do cone de perdas,  $\alpha_0$ ).

O “endurecimento” espectral dos elétrons aprisionados fica de acordo com o modelo de aprisionamento em termos do tempo de deflexão colisional Coulombiano para elétrons não-térmicos ( $t_{apris} \propto E_{kev}^{3/2}$ ) como sugerido na maioria das análises presentes na literatura (e.g., Aschwanden et al., 1997; Aschwanden, 1998; Lee e Gary, 2000).

Utilizando a Equação 3.1 e os valores da Tabela 4.7, podemos calcular o ângulo do cone de perdas “típico” e estimar a fração de elétrons em precipitação, considerando que temos um arco magnético simétrico e que esta distribuição de ângulo de passo é isotrópica.

$$\alpha_0 = \arcsen (B_{topo} / B_{pés})^{1/2} = \arcsen (480 / 860)^{1/2} \cong 48^\circ$$

sendo que a fração de elétrons em precipitação ( $q_{prec}$ ) pode ser dada pela equação (Aschwanden, 1998):

$$q_{prec} = (1 - \cos \alpha_0) \quad (4.12)$$

$$\Rightarrow q_{prec} = (1 - \cos 48^\circ) \cong 0,33 \quad \text{ou} \quad q_{prec} \cong 33 \% \text{ das partículas em precipitação.}$$

Devemos notar que o valor de  $B_{topo}$  é um valor efetivo de campo para o volume aprisionado e, portanto, o valor real do campo deve ser menor, resultando num cone de perdas menor.

Podemos concluir que, em um estudo estatístico quando consideramos uma injeção instantânea de partículas em um arco magnético simétrico e uma distribuição isotrópica de ângulo de passo, o caso obtido como típico é aquele cujos elétrons que foram injetados com ângulos menores que  $48^\circ$ , precipitam em direção aos pés do arco magnético e que neste caso isto acontece com 33 % das partículas. O restante das partículas oscila de volta para o topo, indo em direção ao pé do outro lado do arco magnético.

As características espectrais dos elétrons favorecem a difusão pelo processo das colisões coulombianas, modificando o ângulo de passo eventualmente para um valor  $\alpha_1 < \alpha_0$ , ou neste caso  $\alpha_1 < 48^\circ$ , fazendo com que um novo grupo de partículas entrem em precipitação.

O valor médio aqui encontrado para o ângulo de passo ( $\alpha_0 \cong 48^\circ$ ), ficou um pouco acima do que foi encontrado por Nindos et al. (2000) que obtiveram um valor de  $\alpha_0 \cong 35^\circ$ , mas ficou de acordo com o que Lee e Gary (2000) encontraram em sua análise,  $\alpha_0 \cong 43^\circ$ . Para Lee e Gary (2000) o evento também foi considerado de fraca difusão com fator predominante para a difusão de ângulo de passo o processo das colisões coulombianas.

#### 4.2.5.2 Influência da Densidade Colunar ( $n_e L$ )

Este é mais um parâmetro que pode estar influenciando os valores do campo magnético, principalmente os dos eventos nº 25, 53, 54, 95, 123 e 128, que estão resultando em valores para os campos magnéticos maiores que 1000G.

No Item 4.2.4 fixamos os valores dos parâmetros da altura do arco magnético  $L=1,0 \cdot 10^9 \text{ cm}$  e da densidade de elétrons não-térmicos,  $n_e = 9,0 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Isto resulta num parâmetro chamado de densidade colunar ( $n_e L$ ), cujo valor ficou igual a,  $(n_e \cdot L) = 9,0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ .

Alterando o valor da densidade colunar ( $n_e L$ ), conforme a Tabela 4.8, podemos verificar para os seis eventos relacionados acima, como os valores médios de campo magnético variam em relação a densidade colunar.

TABELA 4.8 – Valores Médios do Campo Magnético em Relação à Variação da Densidade Colunar.

Evento	Densidade Colunar ( $n_e \cdot L$ )						Fluxo de Pico (SFU)
	$9,0 \cdot 10^{15} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$		$9,0 \cdot 10^{16} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$		$9,0 \cdot 10^{17} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$		
	$B_{\text{topo}} \text{ (G)}$	$B_{\text{pés}} \text{ (G)}$	$B_{\text{topo}} \text{ (G)}$	$B_{\text{pés}} \text{ (G)}$	$B_{\text{topo}} \text{ (G)}$	$B_{\text{pés}} \text{ (G)}$	
<b>25</b>	1310	1960	670	1160	330	690	14000
<b>53</b>	2080	2620	1230	1630	480	1000	3000
<b>54</b>	1240	1910	690	1100	380	650	600
<b>95</b>	1350	2000	730	1140	400	650	700
<b>123</b>	1730	2050	880	1130	470	650	5200
<b>128</b>	2980	3770	1720	2260	1000	1520	8500

Na Tabela 4.8, a coluna central (em azul) para a densidade colunar ( $n_e L = 9,0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ), contém os mesmos valores para o campo magnético dados na Tabela 4.7, e estão aqui para efeito de comparação com os outros valores da densidade colunar.

Podemos ver nesta tabela, que os valores para o campo magnético têm uma relação inversamente proporcional à densidade colunar, atingindo valores fisicamente mais razoáveis quando a aumentamos em uma ordem de grandeza. Notemos também que estes eventos estão entre os mais intensos de nossa amostra com exceção dos eventos nº 54 e 95. Eventos muito intensos são evidências de um número maior de partículas emisoras e, portanto de maior  $n_e L$

Assim, se utilizarmos o valor de densidade colunar da terceira coluna ( $n_e L = 9,0 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-2}$ ), os valores para o campo magnético ficam mais compatíveis com os resultados encontrados na literatura (e.g. Nindos et al. 2000).

### **4.3 Anisotropia do Campo Magnético**

A anisotropia do campo magnético é uma característica que será sempre inferida de alguma análise, pois nas camadas da atmosfera de nosso interesse não temos nenhuma medida direta do campo. O que tem sido proposto na literatura é a extrapolação do campo magnético da fotosfera a partir de alguma teoria do tipo “force free” para as demais alturas da atmosfera. A partir da emissão em microondas com alta resolução espacial e polarização circular alguns autores têm proposto a avaliação das escalas de altura do campo como condição para resolver a equação cinética da distribuição de elétrons. Estas abordagens são quase sempre muito pouco conclusivas, e.g., Lee e Gary (2000).

Num cálculo aproximado para uma fonte de campo magnético homogêneo vemos que a largura espectral relativa ( $\Delta\nu / \nu_{\text{pico}}$ , que é a largura do espectro girossincrotrônico medida a meia potência da densidade de fluxo em relação à frequência de pico deste espectro) decresce com o aumento do campo magnético e também depende do índice espectral dos elétrons. Por outro lado, é conhecido que a anisotropia do campo traria um alargamento, pois a variação espacial do campo implicaria em um deslocamento do pico do espectro (Stähli, et al. 1989 e 1990; Lee e Gary, 2000). Cálculos feitos por Klein et al. (1986) mostram que estes alargamentos são devidos às mudanças do índice espectral opticamente espesso. A questão que vamos considerar aqui é apenas verificar se uma anisotropia é

significativa (ou seja, se há um alargamento) comparando os valores determinados nos espectros observados com aqueles calculados pelo código Ramaty para um campo homogêneo.

Os espectros obtidos sem o cálculo da transferência radiativa dentro de uma fonte homogênea no campo magnético resultam em uma largura mínima destes. Assim, se compararmos estes valores obtidos para um campo homogêneo com os valores determinados nos ajustes espectrais (por exemplo, na Figura 4.5), poderemos medir estas larguras relativas.

A Figura 4.8 mostra uma representação teórica da largura relativa a meia potência em relação à frequência de pico. Como podemos ver nas considerações apresentadas na Equação 2.8 o índice espectral pode ter um papel importante na largura espectral nos espectros.

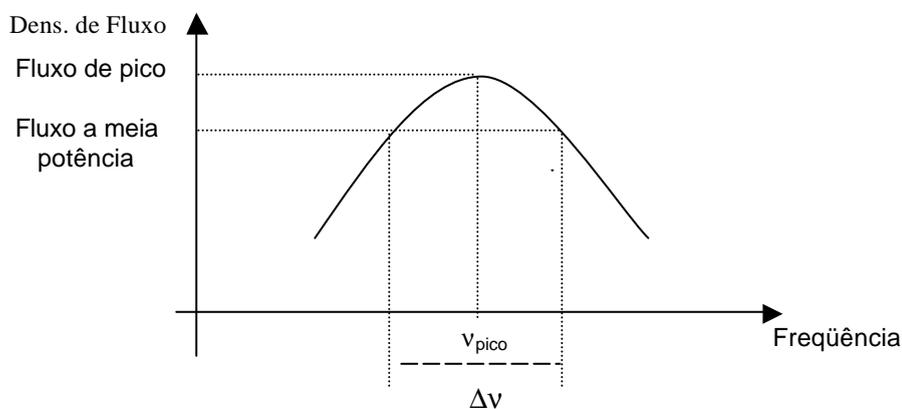


FIGURA 4.8 – Representação da Largura Espectral Relativa do espectro girossincrotrônico obtida a meia potência.

Assim, utilizamos o código Ramaty para obter a largura espectral relativa ( $\Delta v/v_{\text{pico}}$ ) em função do índice espectral dos elétrons ( $\mathcal{d}$ ), que foram reproduzidas com as mesmas condições observadas de ângulo de visada, frequência de pico e campo magnético no ponto considerado como o pico do evento (que neste caso será o único ponto a ser analisado).

A Figura 4.9 mostra, como exemplo, a largura espectral relativa obtida com o código Ramaty (representado pelo símbolo “\*”) para o evento n<sup>o</sup> 95. Está sobreposto a esta figura o ponto observado (dado pelo símbolo “▲”) obtido no pico do evento cujos espectros estão dados na Figura 4.5 (d). Vemos que tanto para o topo quanto para os pés, temos uma diferença da largura observada em relação à largura calculada com o código Ramaty de 18% e 57%, respectivamente.

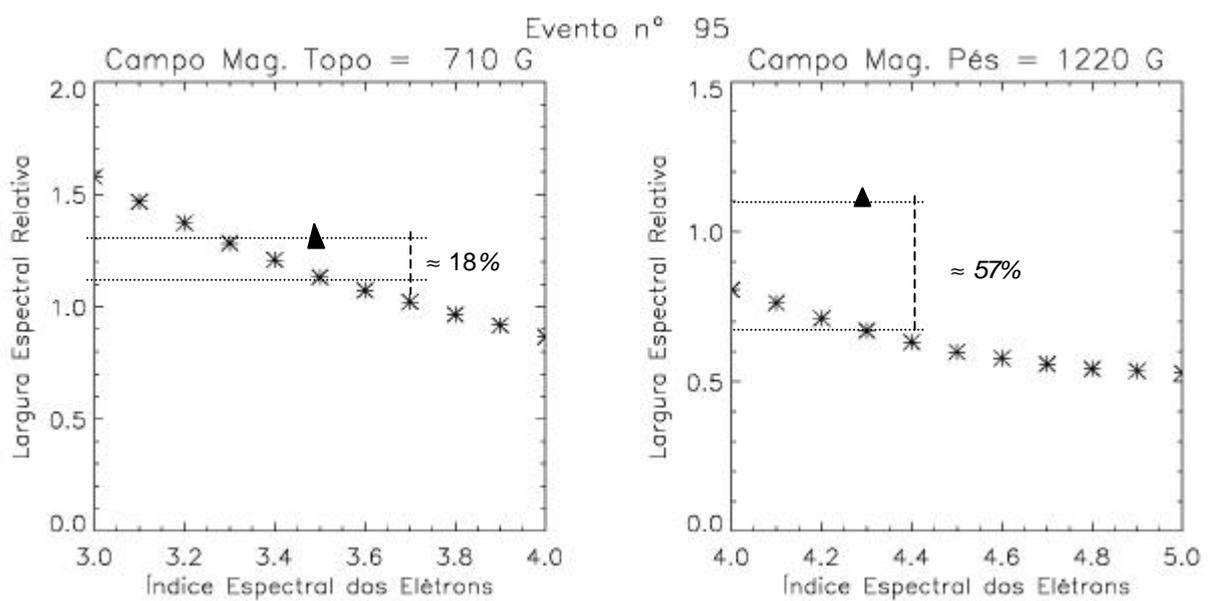


FIGURA 4.9 – Largura espectral relativa do espectro girossincrotrônico para o evento n<sup>o</sup>95.

A Tabela 4.9 mostra a largura espectral relativa classificada em ordem crescente do campo magnético e com as regiões do topo e pés separadas. Os valores encontrados para as larguras espectrais são dos eventos com longitude menor que 30<sup>o</sup> (relacionados na Tabela 4.6) e referentes ao pico do espectro.

Como podemos ver, as colunas referentes à largura espectral estão de acordo com o que foi dito anteriormente, ou seja, observamos a largura espectral estreitando com o campo

magnético inferido. Embora as larguras espectrais observadas para a região do topo sejam, em grande parte, menores que o valor esperado. Isto não quer dizer que a largura do espectro seja menor que o valor do cálculo supondo uma fonte homogênea, mas sim reflete uma impossibilidade de comparação com um valor de referência que aqui usamos o valor inferido do espectro, isto é, algo entre o mínimo e o máximo dos valores de campos do volume aprisionado.

Podemos dizer, que comparativamente ao que observamos para o topo do arco, a largura observada nos pés são bem maiores, uma vez que os problemas intrínsecos da comparação da largura do espectro e o campo inferido são similares.

Concluimos, assim, que as medidas da largura espectral são imprecisas, pois a dependência que estas têm no campo magnético inferido é alta. Isto, em princípio, resulta num aumento artificial do campo magnético inferido por nós neste trabalho, através do ajuste espectral. Porém, considerando que a variação espacial do campo magnético em detalhes não pode ser obtida, não pudemos apresentar um formalismo que introduzisse algum valor de referência mais apropriado que o valor inferido do campo.

TABELA 4.9 – Largura Espectral Relativa Classificada em Relação ao Campo Magnético.

Evento no.	Topo					
	B (G)	d	$n_{pico}$ (GHz)	Dn/ $n_{pico}$ Cód. Ramaty	Dn/ $n_{pico}$ Observado	Alarg. (%)
47	40	2,2	6,7	3,5	3,7	6
49	54	2,3	7,0	5,2	3,1	---
33	93	2,5	6,8	2,7	2,0	---
119	170	3,0	7,2	1,7	1,4	---
55	210	3,4	6,8	1,3	1,2	---
127	270	3,3	8,7	1,3	1,4	8
68	270	2,9	10	1,8	1,4	---
87	550	3,8	13	1,0	0,9	---
114	650	4,3	15	0,8	1,1	37
106	670	3,7	15	1,0	1,2	20
54	690	3,9	15	0,9	1,2	33
95	710	3,5	17	1,1	1,3	18
116	720	4,0	17	0,9	1,4	56
128	1900	4,3	34	0,7	1,2	70

Evento no.	Pés					
	B (G)	d	$n_{pico}$ (GHz)	Dn/ $n_{pico}$ Cód. Ramaty	Dn/ $n_{pico}$ Observado	Alarg. (%)
49	210	2,5	7,6	2,5	2,5	0
119	250	5,1	11	0,5	0,7	40
68	330	3,3	7,6	1,4	1,5	7
55	370	3,4	7,7	1,4	1,3	---
106	710	4,0	12	0,9	1,1	20
127	720	3,7	12	0,9	1,0	10
87	800	3,4	13	1,1	1,1	0
33	810	4,4	13	0,6	0,7	17
47	970	3,3	16	1,3	1,3	0
114	1000	4,1	15	0,7	1,1	57
116	1130	3,7	16	0,8	1,2	50
54	1140	4,6	18	0,6	1,1	80
95	1220	4,3	19	0,7	1,1	57
128	2590	4,7	40	0,6	0,8	33

A anisotropia do campo magnético tem uma importância significativa em relação à evolução das partículas ao longo da estrutura magnética da explosão solar. Ela afeta a variação do ângulo de passo e conseqüentemente o coeficiente de difusão de ângulo de passo ( $D_{mm}$ ) na equação de Fokker-Planck. Influencia também na razão de espelhamento magnético que está diretamente relacionada com a taxa de precipitação das partículas.

Lee e Gary (2000) fizeram um estudo variando parâmetros no modelo da estrutura de um arco magnético e examinaram o efeito que as diferentes formulações para o campo magnético exercem sobre a variação do ângulo de passo. Eles criaram três hipotéticos arcos cujo campo magnético tinha uma variação aproximada com o inverso da distância à potência 1, 2 ou 3. Através de um magnetograma do evento, fizeram uma extrapolação dos campos fotosféricos que foram comparados aos modelos criados. Concluíram que a variação com o inverso do quadrado da distância era a que melhor se ajustava e que a evolução total da distribuição do ângulo de passo teria uma fraca dependência com a variação da estrutura do campo magnético de arco para arco.

Uma análise mais detalhada da anisotropia da estrutura magnética, suas variações e implicações na difusão do ângulo de passo e na precipitação dos elétrons precisa de

observações com melhores resoluções, tanto em relação às observações em microondas quanto em relação às imagens em raios-X.

## CAPÍTULO 5

### CONCLUSÃO

Normalmente na literatura, parâmetros físicos de uma explosão solar, tais como o índice espectral e densidade de elétrons, são obtidos em raios-X, através de experimentos a bordo de balões ou de satélites como o Yohkoh, SOHO e mais recentemente o RHESSI. Este trabalho teve por objetivo obter informações sobre estes parâmetros físicos que ocorrem em explosões solares, com atenção especial para o campo magnético, através de dados obtidos em microondas pelo Nobeyama Radio Observatory (NRO).

Como os modelos de explosões solares atuais favorecem o modelo de aprisionamento mais precipitação, propusemos que a densidade de fluxo observada em microondas era justamente uma composição da densidade de fluxo emitida pelos elétrons aprisionados mais a densidade de fluxo emitida pelos elétrons em precipitação. Assim, fizemos a separação destas componentes de densidade de fluxo associando os elétrons aprisionados à componente de emissão gradual e os elétrons em precipitação à componente de estruturas rápidas. A partir desta hipótese obtivemos informações tais como, índice espectral dos elétrons, frequência de pico e campo magnético destas duas populações de elétrons através de seus espectros girossincrotrônicos em microondas.

Para separação destas componentes foi utilizado um método matemático semelhante a um filtro do tipo: “Média Corrida”, considerando que as escalas de tempo características de aprisionamento e precipitação são diferentes. Estes valores de tempo foram calculados levando-se em consideração a difusão dos elétrons nos limites de fraca e forte difusão de ângulo de passo durante a explosão. Assim, os tempos característicos de aprisionamento e precipitação ficaram nos intervalos:

$$0,04 s < t_{precip} < 0,1 s \quad e \quad 0,1 s < t_{apris} < 180 min$$

Dentro desta classificação de tempo característico foram analisados 100 eventos, mas somente em 33 obtivemos sucesso na separação das componentes. Entenda-se, por

sucesso, aquele evento que após ter sido feita a separação obtivemos um bom ajuste espectral tanto da componente gradual (região que representa o “Topo” do arco magnético) quanto da componente de estruturas rápidas (região que representa os “Pés” do arco magnético), e que apresentaram soluções físicas coerentes no estudo do campo magnético de uma explosão.

Para o cálculo do campo magnético utilizamos aqui (por uma questão de facilidade algébrica), as equações girossincrotrônicas aproximadas de Dulk (1985). Porém, como elas estão limitadas a um intervalo do número harmônico de 10 a 100, observamos que em alguns casos as explosões estariam fora deste intervalo. Fizemos, portanto, as correções devidas através de uma função polinomial cujas relações entre as variáveis foram obtidos com um código numérico utilizando as equações de Ramaty (1969), e Ramaty et al. (1994).

Assim, os valores médios dos parâmetros físicos encontrados através da análise dos espectros girossincrotrônicos para as duas regiões do arco magnético foram:

- Topo: índice espectral dos elétrons = 3,4 ; frequência de pico = 13 GHz; campo magnético = 480 G.
- Pés: índice espectral dos elétrons = 4,0 ; frequência de pico = 16 GHz; campo magnético = 770 G.
- Razão de espelhamento magnético = 2,8.

Porém, o campo magnético referente ao topo do arco sofre uma grande influência do ângulo de visada, podendo inclusive fornecer uma solução fisicamente improvável como, por exemplo, a de um arco magnético invertido onde o campo do topo seria maior que o campo dos pés. Verificamos então, que para eventos situados próximos ao centro do Sol até uma longitude de 30° a orientação do arco magnético “efetivo” em relação ao equador solar não altera o campo inferido como vimos Seção 4.2.5.1.

Assim, limitamos o nosso estudo à apenas 14 eventos situados em longitude heliográfica menor do que  $30^\circ$  e que portanto não se alteram com os ângulos de visada do “Topo” do arco.

Os valores típicos encontrados para os parâmetros físicos (médias da amostra) das duas regiões do arco magnético foram:

- Topo: índice espectral dos elétrons = 3,4; frequência de pico = 12 GHz; campo magnético = 480.
- Pés: índice espectral dos elétrons = 3,8; frequência de pico = 15 GHz; campo magnético = 860 G.
- Razão de espelhamento magnético = 3,9.

Podemos ver pelos valores acima que, os parâmetros encontrados não diferem muito da situação encontrada com os 33 eventos, e que estes valores estão de acordo com os valores encontrados por Nindos et al. (2000).

Assim, através destes 14 eventos (com longitude menor que  $30^\circ$ ) conseguimos estimar outros parâmetros de interesse no estudo do aprisionamento e precipitação dos elétrons, tais como o ângulo do cone de perdas médio “ $\alpha_0$ ” e a fração de precipitação média dos elétrons “ $q_{prec}$ ”, cujos valores encontrados foram:  $\alpha_0 \cong 48^\circ$  e  $q_{prec} \cong 33\%$ .

Estes valores encontrados indicam que a maioria dos elétrons está aprisionada no topo do arco magnético, oscilando de um ponto de espelhamento a outro, até que sua energia diminua através de colisões entre as partículas ou que as partículas aprisionadas se realinhem e precipitem. Estas colisões fazem com que o ângulo de passo varie para valores abaixo de  $48^\circ$ , tendo como consequência a precipitação das partículas em direção aos pés do arco magnético.

Neste estudo foi considerada uma injeção instantânea de partículas em um arco magnético simétrico e também uma distribuição isotrópica de ângulo de passo. Assim podemos chamar de evento “típico”, a seguinte situação:

– Em uma explosão solar os elétrons são injetados no topo estrutura magnética de um arco com uma distribuição homogênea de ângulos em relação às linhas de campo magnético. Para os elétrons que foram injetados com ângulos menores que  $48^\circ$ , ocorre um deslocamento dos mesmos em direção aos pés do arco magnético produzindo a precipitação. Isto ocorre com 33 % das partículas injetadas no decorrer da explosão solar. Porém, para os elétrons injetados com ângulos maiores que  $48^\circ$ , temos a situação em que estas partículas atingiriam o ponto de espelhamento magnético próximo a um dos pés do arco e oscilariam de volta para o topo em direção ao outro pé do arco magnético.

Em relação à distribuição de energia destes dois grupos de partículas (aprisionados e em precipitação), vemos que o índice espectral dos elétrons nos pés é maior que o índice espectral dos elétrons no topo, ou seja, nos pés o índice espectral dos elétrons é mais “mole” do que no topo. Isto indica que devemos ter um número maior de elétrons de baixa energia precipitando, enquanto que os elétrons de energias mais altas ficam aprisionados no topo do arco magnético. Isto está de acordo com o modelo de aprisionamento onde a difusão é controlada pelas colisões coulombianas cujo tempo de deflexão colisional é

$$t_{apris} \propto E_{kev}^{3/2}.$$

Este processo é considerado como sendo um regime de fraca difusão de ângulo de passo, onde as partículas com energias maiores ficam aprisionadas mais tempo (sofrem menos colisões) enquanto as partículas de menor energia entram em precipitação mais rapidamente. No caso de forte difusão a taxa de precipitação seria proporcional a  $\alpha_0^2/2L$ , onde L é a altura do arco e  $\alpha_0$  é o ângulo do cone de perda (Trottet e Vilmer, 1983) e, portanto não tem dependência em energia.

Situações não limitadas somente às colisões Coulombianas, envolvendo outros processos de difusão do ângulo de passo como a interação das partículas com a turbulência eletromagnética não estão sendo descartadas e são possíveis que ocorram numa explosão solar (e.g., Besselov et al., 1987). Porém, isto é apenas uma suposição teórica que não é confirmada pelos nossos resultados.

Outra questão que analisamos aqui foi a importância da variação do campo magnético ao longo do arco, ou seja, a anisotropia do campo magnético. Esta questão é muito importante na descrição da evolução das partículas ao longo da estrutura magnética da explosão solar, influenciando nos cálculos de parâmetros como o coeficiente de difusão de ângulo de passo ( $D_{mm}$ ) utilizado na equação de Fokker-Planck, e a razão de espelhamento magnético que está diretamente relacionada com a taxa de precipitação das partículas. Fizemos esta análise através do alargamento espectral que é uma medida da largura do espectro girossíncrotron a meia potência da densidade de fluxo em relação à frequência de pico deste espectro.

Comparamos os valores observados, obtidos da largura espectral após a separação das componentes do topo e pés do arco magnético, com os espectros de um campo homogêneo através do código Ramaty. Porém, este método empregado para a análise da anisotropia só nos permite informar que realmente temos uma possível variação do campo, mas não nos fornece detalhes da variação espacial deste. Com as imagens do RHESSI e TRACE em EUV temos visto que a complexidade dos arcos magnéticos é grande e, portanto nossos resultados indicam que o arco magnético “efetivo” resultante apresenta alguma anisotropia confirmando resultados anteriores (Stähli, et al. 1989 e 1990; Kundu, et al., 2001b). Esta é uma questão que poderá ser analisada com uma profundidade maior apenas com observações com maiores detalhes espaciais.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Abramowitz, M.; Stegun, I.A. **Handbook of mathematical functions**. New York: Dover, 1965.
- Aschwanden, M.J. Deconvolution of directly precipitating and trap-precipitating electrons in solar flare hard X-rays. I. Method and tests. **The Astrophysical Journal**, v. 502, nº 1, p. 455-467, July 1998.
- Aschwanden, M.J.; Bynum, R.M.; Kosugi, T.; Hudson, H.S.; Schwartz, R.A. Electron trapping times and trap densities in solar flare loops measured with Compton and Yohkoh. **The Astrophysical Journal**, v. 487, nº 2, p. 936-955, Oct. 1997.
- Aschwanden, M.J.; Kosugi, T.; Hudson, H.S.; Schwartz, R.A.; Wills, M.J. The scaling law between electron time of flight distances and loops lengths in solar flare. **The Astrophysical Journal**, v. 470, nº 2, p. 1198-1217, Oct.1996.
- Aschwanden, M.J.; Schwartz, R.A.; Alt, D.M. Electron time of flight differences in solar flare. **The Astrophysical Journal**, v. 447, nº 2, p. 923-935, July 1995.
- Bai, T.; Ramaty, R. Hard X-ray time profiles and acceleration processes in large solar flare. **The Astrophysical Journal**, v. 227, nº 3, p. 1072-1081, Feb. 1979.
- Bastian, T.; Benz, A.O.; Gary, D.E. Radio emission from solar flares. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 36, p. 131-188, 1998.
- Bespalov, P.A.; Zaitsev, V.V.; Stepanov, A.V. On the origin of time delays in hard X-ray and gamma-ray emission of solar flares. **Solar Physics**, v. 114, nº 1, p. 127-140, 1987.
- Brown, J.C. The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectra of hard X-ray bursts. **Solar Physics**, v. 18, nº 3, p.489-502, July 1971.
- Bruggmann, G.; Vilmer, N.; Klein, K.-L.; Kane, S.R. Electron trapping in evolving coronal structures during a large gradual hard-X ray/ radio burst. **Solar Physics**, v. 149, nº 1, p. 171-193, Jan. 1994.
- Correia, E.; Kaufmann, P. Repetition rates of fast pulses in a solar burst observed at mm-waves and hard X-rays. **Solar Physics**, v. 111, nº 1, p. 143-154, 1987.
- Costa, J.E.R.; Brown J.C.; Correia, E.; Kaufmann, P. On removal of the gradual component in analyses of solar impulsive bursts. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 73, nº 2, p. 191-197, June 1990.

- Costa, J.E.R.; Kaufmann, P.; Takakura, T. Timing analysis of hard X-ray emission and 22 GHz flux and polarization in a solar burst. **Solar Physics**, v. 94, n<sup>o</sup> 2, p. 369-378, Sept. 1984.
- De Jager, C. On the seats of elementary flare burst. **Solar Physics**, v. 64, n<sup>o</sup> 1, p. 135-141, Feb. 1979.
- Dulk, G.A. Radio emission from the sun and stars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 23, n<sup>o</sup> 1, p. 169-224, 1985.
- Dulk, G.A.; Marsh, K.A. Simplified expressions for the gyrosynchrotron radiation from mildly relativistic, nonthermal and thermal electrons. **The Astrophysical Journal**, v. 259, n<sup>o</sup> 1, p. 350-358, Aug. 1982.
- Gary, D. E. The numbers of fast electrons in solar flares as deduced from hard X-ray and microwave spectral data. **The Astrophysical Journal**, v. 297, n<sup>o</sup> 2, p. 799-804, Oct. 1985.
- Guidice, D.A.; Castelli, J.P. Spectral distributions of microwaves bursts. **Solar Physics**, v. 44, n<sup>o</sup> 1, p. 155-172, May 1975.
- Hamilton, R.J.; Lu, E.T.; Petrosian, V. Numerical solution of the time-dependent kinetic equation for electrons in magnetized plasma. **The Astrophysical Journal**, 354, n<sup>o</sup> 2, p. 726, May 1990.
- Hoyng, P.; Van Beek, H.F.; Brown, J.C. High time resolution analysis of solar X-ray flares observed on board the ESRO TD-1A satellite. **Solar Physics**, v. 48, n<sup>o</sup> 1, p. 197-254, 1976.
- Hudson, H.S.; Canfield, R.C.; Kane, S.R. Indirect estimation of energy disposition by non-thermal electrons in solar flares. **Solar Physics**, v. 60, n<sup>o</sup> 1, p. 137-142, 1978.
- Jackson, J.D. Dynamics of relativistic particles and electromagnetic fields **Classical Electrodynamics**. 3 ed., New York: John Wiley & Sons, 1999. Cap.12: fields, p.592-623.
- Klein, K.-L.; Trotter, G.; Magun, A. Microwave diagnostics of energetic electrons in flares. **Solar Physics**, v. 104, n<sup>o</sup> 1, p. 243-252, Mar. 1986.
- Kiplinger, A.L.; Dennis, B.R.; Emslie, A.G.; Frost, K.J.; Orwig, L.E. Millisecond time variations in hard X-ray solar flares. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 265, n<sup>o</sup> 2, L99-L104, Feb. 1983.
- Kiplinger, A.L.; Dennis, B.R.; Frost, K.J.; Orwig, L.E. Fast variation in high energy X-rays from solar flares and their constraints on nonthermal models. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 287, n<sup>o</sup> 2, L105-L108, Dec. 1984.

- Kundu, M.R.; White, S.M.; Shibasaki, K.; Sakurai, T.; Grechnev, V.V. Spatial structure of simple spiky bursts at microwave/millimeter wavelengths. **The Astrophysical Journal**, v. 547, n<sup>o</sup> 2, p. 1090-1099, Feb. 2001a.
- Kundu, M.R.; Nindos, A.; White, S.M.; Grechnev, V.V. A Multiwavelength Study of Three Solar Flares. **The Astrophysical Journal**, v. 557, n<sup>o</sup> 2, p. 880-890, Aug. 2001b.
- Leach, J.; Petrosian, V. Impulsive phase of solar flare. I. Characteristics of high energy electrons. **The Astrophysical Journal**, v. 251, n<sup>o</sup> 2, p. 781-791, Dec, 1981.
- Lee, J.; Gary, D.E. Solar microwave bursts and injection pitch angle distribution of flare electrons. **The Astrophysical Journal**, v. 543, n<sup>o</sup> 1, p. 457-471, Nov. 2000.
- Lee, J.; Gary, D.E.; Shibasaki, K. Magnetic trapping and electron injection in two contrasting solar microwave bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 531, n<sup>o</sup> 2, p. 1109-1120, 2000.
- Lin, R.P.; Johns C.M. Two accelerated electron populations in the 1980 June 27 solar flare. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 417, n<sup>o</sup> 1, L53-L56, Nov. 1993.
- Lu, E.T.; Petrosian, V. Rapid temporal evolution of radiation from nonthermal electrons in solar flares. **The Astrophysical Journal**, v. 327, n<sup>o</sup> 1, p. 405-416, Apr. 1988.
- MacKinnon, A.L. Time-dependent density in the electron-trap model of solar flare hard X-ray bursts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 163, p.239-245, 1986.
- MacKinnon, A.L.; Brown, J.C.; Trotter, G.; Vilmer, N. The effect of precipitation on diagnostic for electron trap models of solar hard X-ray bursts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 119, p. 297-300, 1983.
- Mel'nikov, V.F. Electron acceleration and capture in impulsive and gradual bursts: results of analysis of microwave and hard x-ray emissions. **Radiophysics and Quantum Electronics**, v. 37, n<sup>o</sup> 1, p. 557-568, 1994.
- Melrose, D.B. **Plasma astrophysics, non-thermal processes in diffuse magnetized plasma**. New York: Gordon and Breach, 1980, v. 1.
- Melrose, D.B.; Brown, J.C. Precipitation in trap models for solar hard x-ray bursts. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 176, n<sup>o</sup> 1, p.15-30, 1976.
- Nindos, A.; White, S. M.; Kundu, M.R.; Gary, D. E. Observations and models of a flaring loop. **The Astrophysical Journal**, v. 533, n<sup>o</sup> 2, p. 1053-1062, 2000.
- Ramaty, R. Gyrosynchrotron emission and absorption a magnetoactive plasma. **The Astrophysical Journal**, v. 158, n<sup>o</sup> 2, p.753-770, Nov. 1969.

- Ramaty, R.; Schwartz, R.A.; Enome, S.; Nakajima, H. Gamma-ray and millimeter-wave emissions from the 1991 June X-class solar flares. **The Astrophysical Journal**, v. 436, n<sup>o</sup> 2, p.941-949, Dec. 1994.
- Raulin, J.P.; Willson, R.F.; Kerdraon, A.; Klein, K.-L.; Lang, K.R.; Trottet, G. Acceleration of electrons outside flares: coronal manifestations and possible origin. **Astronomy and Astrophysics**, v. 251, p.298-306, 1991.
- Roy, J.-R.; Datlowe, D.W. X-Ray bursts from solar flares behind the limb. **Solar Physics**, v. 40, n<sup>o</sup> 1, p.165-182, 1975.
- Silva, A.V.R. **Multi-wavelength observations of solar flares, with emphasis on the millimeter emission**. Berkeley. Tese (Doutorado em Astrofísica) - University of California at Berkeley, 1995.
- Silva, A.V.R.; White, S.M.; Lin, R.P.; Pater, I.; Gary, D.E.; McTiernan, J.M.; Hudson, H.S.; Doyle, J.G.; Hagyard, M. J.; Kundu, M.R. Comprehensive multi-wavelength observations of the 1992 January 7 solar flare. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 106, n<sup>o</sup> 2, p.621–646, Oct. 1996.
- Stähli, M.; Gary, D.E.; Hurford, G.J. High-resolution microwave spectra of solar bursts. **Solar Physics**, v. 120, n<sup>o</sup> 2, p. 351-368, July 1989.
- Stähli, M.; Gary, D.E.; Hurford, G.J. The secondary spectral component of solar microwave bursts. **Solar Physics**, v. 125, n<sup>o</sup> 2, p. 343-357, Sept. 1990.
- Sturrock, P.A. **Plasma physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
- Tandberg-Hanssen, E.; Emslie A.G. **The physics of solar flares**. Cambridge: Cambridge University Press, 1988.
- Takakura, T.; Kai, K. Energy distribution of electrons producing microwave impulsive bursts and Xray bursts from the sun. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 18, n<sup>o</sup> 2, p. 57-59, 1966.
- Takakura, T.; Nitta, N.; Kaufmann, P.; Costa, J. E. R.; Degaonkar, S. S.; Ohki, K. Sub-second pulsations simultaneously observed at microwaves and hard X rays in a solar burst. **Nature**. v. 302, p. 317-319, Mar. 1983.
- Takakura, T.; Scalise, E. Gyrosynchrotron emission in a magnetic dipole field for the application to the center – to – limbo variation of microwave impulsive bursts. **Solar Physics**, v. 11, n<sup>o</sup> 3, p. 434-455, Mar. 1970.
- Trottet, G.; Vilmer, N. Modelling of non thermal hard X ray emission observed during solar flares observed during solar flares X ray emission observed during solar flares In: International Cosmic-Ray Conference, 18., Bangalore, India, aug 22 1983. **Proceedings**. Bangalore: v. 10, p.346-349, Aug. 1983.

Vilmer, N.; Kane, S.R.; Trotter, G. Impulsive and gradual hard X-ray sources in a solar flare. **Astronomy and Astrophysics**, v. 108, p.306-313, 1982.

Walt, M. **Introduction to geomagnetically trapped radiation**. Cambridge: Cambridge University Press, 1994.

Wang, H.; Gary, D.E.; Lim, J.; Schwartz, R.A.; Alt, D.M. Microwave spectral imaging,  $H\alpha$ , and hard X-ray observations of solar limb flare. **The Astrophysical Journal**, v. 433, n° 1, p. 379-388, Sept. 1994.

## APÊNDICE A

### RESUMO DOS EVENTOS ANALISADOS

Neste Apêndice temos um levantamento preliminar das explosões solares em estudo. As colunas estão dispostas pelo número do evento por nós classificado, em seguida temos a sua classificação junto ao Nobeyama Radio Observatory (NRO), a data do evento, a região ativa classificada pelo NOAA, a posição heliográfica, a intensidade do evento segundo o GOES, o instante em que ocorreu o pico do evento na frequência de observação de máximo fluxo, a duração do evento, a frequência do pico do espectro de densidade de fluxo e por último a densidade de fluxo de pico máximo.

Evento	Classificação NORP	Data	Região Ativa	Posição	GOES	Pico Máx.	Duração	Freq. pico	Fluxo pico
No.			NOAA	Heliográfica		(UT)	(s)	Max (GHz)	max (SFU)
0	norpl9980319_0126.xdr	19/03/98	8183	N21E57	M1.2	01:26:11	1883	9,4	60
1	norpl9980320_0444.xdr	20/03/98	8179	S24W56	C3.8	04:44:52	1686	17,0	125
2	norpl9980423_0541.xdr	23/04/98	----	S19E85	X1.2	05:42:20	4118	17,0	1750
3	norpl9980502_0457.xdr	02/05/98	----	S19W08	C5.4	04:57:27	1668	17,0	250
4	norpl9980505_0529.xdr	05/05/98	----	S16W49	C1.5	05:29:25	6300	----	----
5	norpl9980505_2304.xdr	05/05/98	----	S16W59	C2.4	23:04:05	766	17,0	35
6	norpl9980506_0400.xdr	06/05/98	8210	S16W63	----	04:00:40	120	17,0	160
7	norpl9980506_0455.xdr	06/05/98	8210	S15W63	C8.4	04:55:14	1217	9,4	130
8	norpl9980508_0157.xdr	08/05/98	8210	S15W82	M3.1	01:57:55	379	9,4	150
9	norpl9980508_0600.xdr	08/05/98	8210	S19W86	M1.4	06:00:34	2838	9,4	470
10	norpl9980529_0056.xdr	29/05/98	8226	N16W81	M6.7	00:56:29	1710	17,0	100
11	norpl9980613_0418.xdr	13/06/98	----	S21E51	M1.9	04:18:36	13757	9,4	180
12	norpl9980713_0338.xdr	13/07/98	----	S21E39	----	03:38:10	92	----	----
13	norpl9980808_0315.xdr	08/08/98	8299	N14E72	M3.0	03:15:30	73	35,0	2000
14	norpl9980818_0411.xdr	18/08/98	8306	N32E86	M1.5	04:12:05	2495	17,0	150
15	norpl9980818_2300.xdr	18/08/98	----	N31E82	----	23:00:06	4678	----	----
16	norpl9980822_0001.xdr	22/08/98	8307	N32E50	----	00:01:53	3407	17,0	1700
17	norpl9980906_0212.xdr	06/09/98	----	S21W32	C2.3	02:12:28	226	9,4	65
18	norpl9980909_0456.xdr	09/09/98	8323	S17W70	M2.8	04:56:35	2271	9,4	300
19	norpl9980927_2340.xdr	27/08/98	8342	N20W54	----	23:40:08	1184	9,4	220
20	norpl9981105_0614.xdr	05/11/98	8375	N15W15	C2.7	06:14:46	69	9,4	50
21	norpl9981108_2255.xdr	08/11/98	8375	N20W57	M1.1	22:55:18	5293	9,4	140
22	norpl9981110_0012.xdr	10/11/98	8375	N21W70	C7.9	00:12:25	54	9,4	380
23	norpl9981111_0050.xdr	11/11/98	----	S28E65	----	00:50:11	187	----	----
24	norpl9981112_0527.xdr	12/11/98	8385	N19W33	M1.0	05:27:05	859	17,0	240
25	norpl9981122_0638.xdr	22/11/98	8384	S25W68	X3.7	06:39:40	300	17,0	14000

26	norpl9981124_0214.xdr	24/11/98	----	S28W78	X1.0	02:14:26	2256	17,0	1800
27	norpl9981128_0539.xdr	28/11/98	8395	N21E41	X3.3	05:39:51	4333	9,4	1900
28	norpl9981213_0515.xdr	13/12/98	8404	S21W77	C3.0	05:15:15	349	17,0	105
29	norpl9981218_0305.xdr	18/12/98	8415	N18E68	C3.1	03:05:03	792	----	----
30	norpl9981228_0547.xdr	28/12/98	8419	N25W27	M3.1	05:47:10	1854	17,0	350
31	norpl9990118_0015.xdr	18/01/99	----	S22E09	----	00:15:39	181	17,0	220
32	norpl9990125_0055.xdr	25/01/99	8444	N20W41	M2.6	00:55:06	650	17,0	190
33	norpl9990216_0001.xdr	16/02/99	8457	N20W02	----	00:01:38	2239	9,4	240
34	norpl9990216_0257.xdr	16/02/99	----	S16W26	M3.2	02:57:49	9888	3,8	850
35	norpl9990311_0008.xdr	11/03/99	8483	S19W63	C8.7	00:08:08	384	17,0	120
36	norpl9990314_0123.xdr	14/03/99	8487	N15E38	M2.1	01:23:51	3700	9,4	95
37	norpl9990316_0250.xdr	16/03/99	8485	N22W27	C2.2	02:50:14	327	17,0	125
38	norpl9990403_2302.xdr	03/04/99	----	N21E73	M4.3	23:02:43	3182	9,4	110
39	norpl9990404_0521.xdr	04/04/99	8508	N17E68	M5.4	05:21:26	2874	9,4	350
40	norpl9990503_2310.xdr	03/05/99	8524	N20W64	M1.9	23:10:19	499	17,0	360
41	norpl9990507_0436.xdr	07/05/99	8535	N19E79	M3.2	04:36:09	2393	17,0	200
42	norpl9990517_0453.xdr	17/05/99	8534	S15W73	M2.3	04:53:46	983	17,0	240
43	norpl9990525_2304.xdr	25/05/99	8552	N19E55	----	23:04:01	119	----	----
44	norpl9990527_0533.xdr	27/05/99	8554	N24E20	C2.9	05:33:21	4341	9,4	50
45	norpl9990529_0310.xdr	29/05/99	8560	S23E62	M1.6	03:10:48	1533	9,4	250
46	norpl9990626_0511.xdr	26/06/99	8598	N22E03	M2.3	05:11:41	3074	17,0	490
47	norpl9990702_0133.xdr	02/07/99	8611	S25E06	M2.5	01:33:22	4067	17,0	200
48	norpl9990709_2238.xdr	09/07/99	8614	N21W66	C6.9	22:38:39	4625	9,4	35
49	norpl9990728_0156.xdr	28/07/99	8649	S14E06	M1.1	01:56:24	2506	9,4	290
50	norpl9990801_2312.xdr	01/08/99	8644??	S28W22	----	23:12:48	1098	1,0	28
51	norpl9990802_0627.xdr	02/08/99	8651	N25E00	C3.3	06:27:43	168	17,0	130
52	norpl9990804_0549.xdr	04/08/99	8647	S17W61	M6.0	05:49:10	2461	9,4	570
53	norpl9990820_2306.xdr	20/08/99	8673	S23E60	M9.8	23:06:09	720	35,0	3000
54	norpl9990825_0135.xdr	25/08/99	8674	S26E11	M3.6	01:35:31	885	17,0	600
55	norpl9990828_0056.xdr	28/08/99	8674	S11W25	M2.8	00:56:41	1863	9,4	1200
56	norpl9990908_0555.xdr	08/09/99	8690	N13E56	C1.0	05:55:16	293	----	----
57	norpl9990917_0118.xdr	17/09/99	8690	N13W64	M2.1	01:18:57	1282	9,4	200
58	norpl9991025_0629.xdr	25/10/99	8741	S22E25	M1.7	06:29:55	1010	9,4	140
59	norpl9991116_0408.xdr	16/11/99	8760	N16W68	M3.0	04:08:33	603	9,4	240
60	norpl9991122_0254.xdr	22/11/99	8765	S13W58	C2.9	02:54:39	761	17,0	180
61	norpl9991124_2329.xdr	24/11/99	----	S15W80	----	23:29:39	6502	----	----
62	norpl9991126_0120.xdr	26/11/99	8771	S14W47	M5.7	01:20:03	7263	3,8	210
63	norpl9991227_0150.xdr	27/12/99	----	N23W34	M1.0	01:50:03	689	9,4	580
64	norpl9991228_0043.xdr	28/12/99	----	N23W47	M4.5	00:43:18	1196	17,0	6500
65	norp20000112_0136.xdr	12/01/00	8829	N12E75	M2.8	01:36:15	2783	17,0	900
66	norp20000120_0224.xdr	20/01/00	8829	N13W33	C4.1	02:24:26	630	9,4	270
67	norp20000121_0508.xdr	21/01/00	8838	N11E39	C6.7	05:08:28	807	9,4	50
68	norp20000212_0405.xdr	12/02/00	8858	N25W23	M1.7	04:05:24	3071	9,4	210
69	norp20000221_0042.xdr	21/02/00	----	S18W56	C3.0	00:42:36	280	----	----
70	norp20000224_0107.xdr	24/02/00	8881	N20E74	M1.1	01:07:24	815	9,4	185

71	norp20000225_0139.xdr	25/02/00	---	N22W15	---	01:39:15	120	---	---
72	norp20000226_2339.xdr	26/02/00	---	N22W42	---	23:39:23	1708	9,4	165
73	norp20000301_2340.xdr	01/03/00	8886	S17W49	---	23:40:43	361	17,0	140
74	norp20000302_0246.xdr	02/03/00	---	S17W50	---	02:46:00	2620	---	---
75	norp20000303_0212.xdr	03/03/00	8882	S17W63	M3.8	02:12:26	1619	17,0	1400
76	norp20000306_2301.xdr	06/03/00	---	S11E16	---	23:01:43	2618	---	---
77	norp20000307_2339.xdr	07/03/00	---	S14W73	---	23:39:37	3459	---	---
78	norp20000308_0024.xdr	08/03/00	---	S14W73	C4.4	04:24:53	308	---	---
79	norp20000308_0158.xdr	08/03/00	---	S15E81	M1.4	01:58:09	945	---	---
80	norp20000309_0121.xdr	09/03/00	---	S15E71	C1.6	01:21:14	460	---	---
81	norp20000310_0421.xdr	10/03/00	---	S16E55	---	04:21:49	178	---	---
82	norp20000310_2317.xdr	10/03/00	---	S16E46	---	23:17:10	2876	17,0	150
83	norp20000311_0015.xdr	11/03/00	8906	S15E45	C3.4	00:15:53	753	9,4	230
84	norp20000311_0411.xdr	11/03/00	8906	S16E42	C6.2	04:11:09	803	9,4	220
85	norp20000312_2305.xdr	12/03/00	8902	S16E19	C3.9	23:05:47	1355	9,4	130
86	norp20000312_2333.xdr	12/03/00	8902	S16E19	---	23:33:45	1999	17,0	500
87	norp20000313_0503.xdr	13/03/00	8906	S17E15	C6.8	05:03:21	2583	17,0	3200
88	norp20000315_0540.xdr	15/03/00	8906	S17W14	C4.0	05:40:57	260	17,0	95
89	norp20000317_0455.xdr	17/03/00	8906	S17W40	C5.8	04:55:27	1492	35,0	200
90	norp20000318_2354.xdr	18/03/00	8906	S17W65	---	23:54:14	5269	17,0	1300
91	norp20000320_0519.xdr	20/03/00	---	N11W30	---	05:19:08	4051	---	---
92	norp20000323_0028.xdr	23/03/00	8922	N10E79	M1.3	00:28:26	6274	9,4	100
93	norp20000323_0059.xdr	23/03/00	---	N20W32	C9.3	00:59:31	425	---	---
94	norp20000327_0515.xdr	27/03/00	8926	S09W61	M1.0	05:15:19	3711	9,4	115
95	norp20000408_0238.xdr	08/04/00	8948	S15E28	M2.0	02:38:39	2318	17,0	700
96	norp20000427_0550.xdr	27/04/00	8970	S15W01	C1.7	05:50:33	803	9,4	180
97	norp20000518_2259.xdr	18/05/00	---	S21W11	---	22:59:39	1723	---	---
98	norp20000519_0635.xdr	19/05/00	8998	S12W01	C3.1	06:35:39	66	---	---
99	norp20000520_0106.xdr	20/05/00	---	S20W25	---	01:06:42	3663	9,4	110
100	norp20000522_0243.xdr	22/05/00	8996	S20W52	C6.3	02:43:15	287	17,0	100
101	norp20000604_0627.xdr	04/06/00	9029	N20E43	C3.1	06:27:45	1866	---	---
102	norp20000607_0441.xdr	07/06/00	9031	S32W64	M2.2	04:41:01	945	9,4	210
103	norp20000608_0526.xdr	08/06/00	9026	N20W07	C2.2	05:26:07	210	---	---
104	norp20000615_2341.xdr	15/06/00	9040	N18E18	---	23:41:53	730	9,4	170
105	norp20000618_0156.xdr	18/06/00	9033	N20W78	X1.0	01:56:59	223	9,4	750
106	norp20000623_0404.xdr	23/06/00	9046	N18W27	M2.6	04:04:02	2389	9,4	540
107	norp20000701_2323.xdr	01/07/00	9054	N12W77	M1.5	23:23:22	2077	9,4	140
108	norp20000709_0433.xdr	09/07/00	---	N18E72	---	04:33:07	10604	---	---
109	norp20000710_0109.xdr	10/07/00	9077	N16E57	C6.0	01:09:19	556	9,4	110
110	norp20000710_0618.xdr	10/07/00	---	N17E53	---	06:18:08	1760	---	---
111	norp20000711_0346.xdr	11/07/00	---	N16W44	C7.6	03:46:21	259	---	---
112	norp20000713_0611.xdr	13/07/00	9085	N17W69	C7.1	06:11:15	1244	9,4	80
113	norp20000716_0202.xdr	16/07/00	9090	N11E80	M5.5	02:02:35	4988	9,4	900
114	norp20000721_0522.xdr	21/07/00	9090	N11E09	M1.7	05:22:43	928	9,4	230
115	norp20000722_0421.xdr	22/07/00	9087	S11W28	C7.2	04:21:22	263	9,4	85

116	norp20000725_0247.xdr	25/07/00	9087	N04W05	M8.0	02:47:54	930	17,0	3000
117	norp20000726_0315.xdr	26/07/00	9087	S13W78	C5.0	03:15:11	302	----	----
118	norp20000727_0408.xdr	27/07/00	9090	N08W70	M2.4	04:08:04	786	9,4	550
119	norp20000916_0415.xdr	16/09/00	9165	N13W05	M5.9	04:15:01	6117	9,4	2700
120	norp20000923_0223.xdr	23/09/00	----	N10E10	----	02:23:11	688	----	----
121	norp20000923_0628.xdr	23/09/00	----	N10E08	----	06:28:09	4405	----	----
122	norp20000925_0207.xdr	25/09/00	9169	N10W15	M1.8	02:07:03	2266	2,0	500
123	norp20000930_2319.xdr	30/09/00	9169	N09W75	X1.2	23:19:24	2565	35,0	5200
124	norp20001001_0631.xdr	01/10/00	----	N09W78	M5.0	06:31:14	3011	9,4	250
125	norp20001029_0147.xdr	29/10/00	9209	S21E34	M4.4	01:47:10	3175	9,4	1700
126	norp20001115_0244.xdr	15/11/00	9223	S15W47	C5.7	02:44:15	1383	----	----
127	norp20001123_2321.xdr	23/11/00	9235	N21W02	----	23:21:55	1826	9,4	700
128	norp20001124_0459.xdr	24/11/00	9236	N19W05	X2.0	04:59:38	2051	35,0	8500
129	norp20001125_0111.xdr	25/11/00	9240	N09E46	M8.2	01:11:03	7140	3,8	5000
130	norp20001220_2245.xdr	20/12/00	----	N10E62	----	22:45:51	298	----	----

## APÊNDICE B

### DIAGRAMAS DO FILTRO TIPO “MÉDIA CORRIDA”

Diagrama representativo do filtro tipo “Média Corrida”, que é utilizado na obtenção das densidades de fluxo referentes as componentes gradual e de estruturas rápidas. Na Figura B.1 temos um diagrama geral e na Figura B.2 temos um diagrama com o processo específico para o filtro passa-baixa.

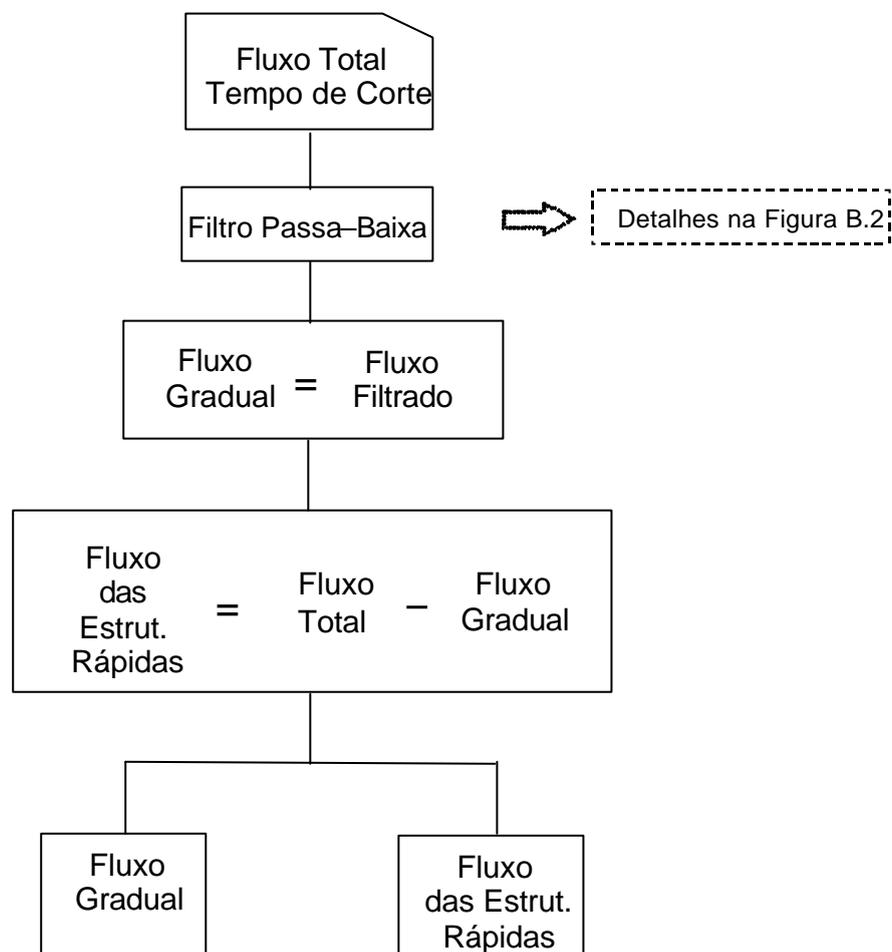


FIGURA B.1 – Diagrama geral da separação das componentes gradual e de estruturas rápidas utilizando o Filtro tipo “Média Corrida”.

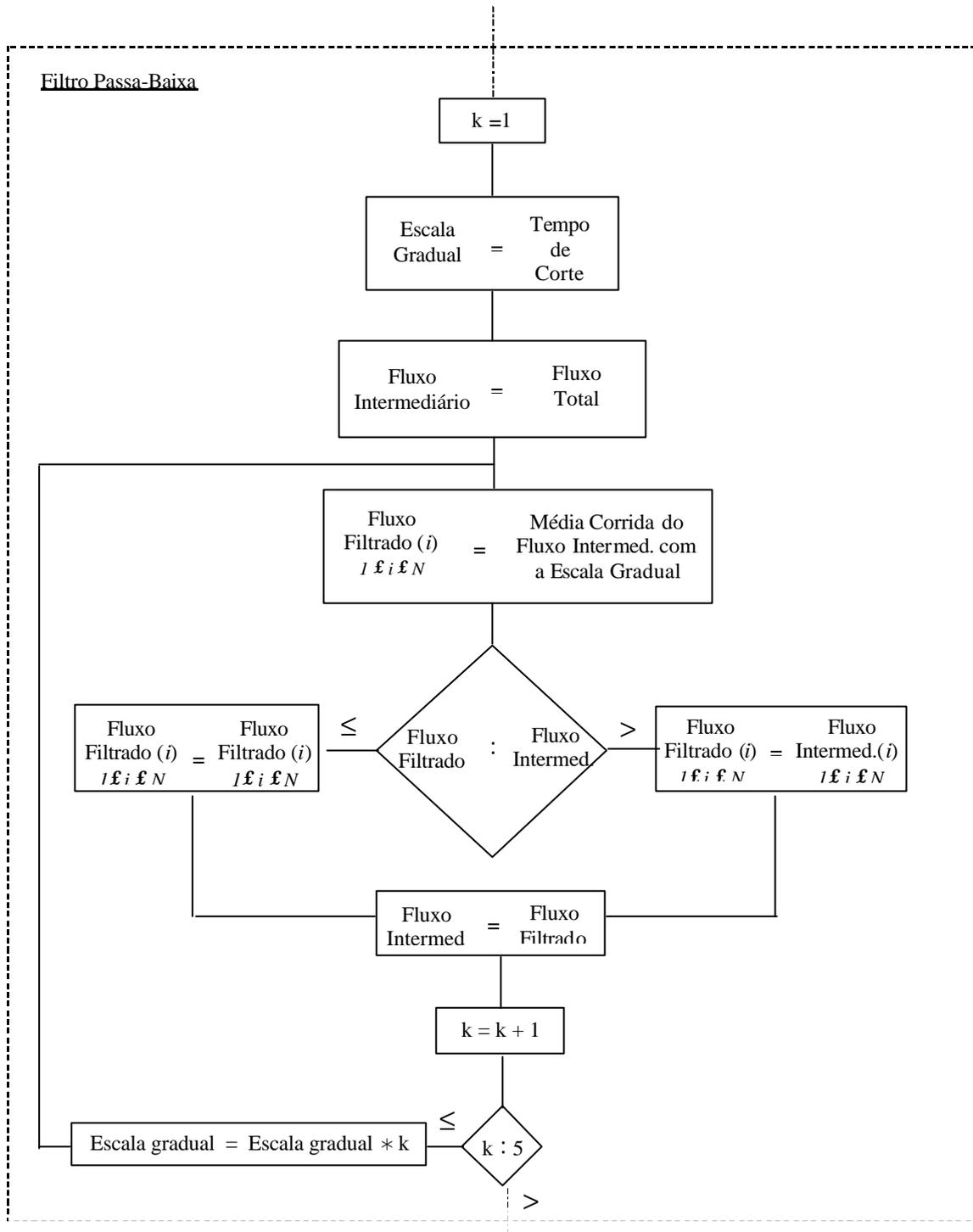


FIGURA B.2 – Diagrama específico para o processo do Filtro Passa-Baixa.

## APÊNDICE C

### EQUAÇÕES DE CORREÇÃO PARA O ÂNGULO DE VISADA

Abaixo estão relacionadas as equações de correção para o ângulo de visada que um observador na Terra tem do topo ( $\theta_{\text{topo}}$ ) e dos pés ( $\theta_{\text{pés}}$ ) do arco magnético, em relação à posição da explosão solar dada pela posição heliográfica. Mas como foi dito no Item 4.2.4, o nosso modelo simplificado de arco magnético é parecido com uma trave de gol, onde as “pernas” do arco magnético são duas retas paralelas entre si e perpendiculares à fotosfera, e o “topo” do arco é uma terceira reta unindo as outras duas.

Assim, o arco magnético que esta originalmente posicionado no ponto “A” da Figura C.1 (retângulo em destaque que esta alinhado com a reta “r”), teria um ângulo azimutal do plano do arco em relação ao equador solar de aproximadamente “Az” (se considerarmos que uma reta “r” passasse pelo topo do arco magnético).

Utilizando as equações da trigonometria esférica (e.g. Abramowitz e Stegun, 1965), chegaremos as seguintes equações para o ângulo de visada dos pés ( $\theta_{\text{pés}}$ ) e do topo ( $\theta_{\text{topo}}$ ) do arco magnético:

Da Figura C.1, a lei dos cossenos fica:

$$\cos a = \cos b \cdot \cos c + \sin b \cdot \sin c \cdot \cos A \quad (\text{C.1})$$

Assim, para o cálculo do ângulo de visada dos pés do arco magnético temos:

$$\cos ?_{\text{pés}} = \cos a \cdot \cos c + \sin a \cdot \sin c \cdot \cos B$$

$$\text{como } B = 90^\circ \quad \Rightarrow \quad \cos ?_{\text{pés}} = \cos a \cdot \cos c$$

$$\text{portanto, } \boxed{?_{\text{pés}} = \arccos (\cos a \cdot \cos c)} \quad (\text{C.2})$$

Agora, para facilitar o cálculo do ângulo de visada do topo do arco magnético, podemos considerar que a reta que passa pelo topo do arco magnético (reta “ $r$ ”) seja deslocada para uma posição heliográfica “ $A_1$ ” de tal forma que a reta “ $r$ ” (chamada agora de reta “ $r_1$ ”) passe pelo centro do Sol, pois a uma distância de 1U.A., as retas que partem da “superfície solar até o observador” e do “centro do Sol até o observador” podem ser consideradas paralelas.

Assim, o ângulo de visada do topo ( $\theta_{\text{topo}}$ ), que é o ângulo entre a reta do topo e o observador, tem como vértice o centro do Sol, e para que as equações fiquem corretas devemos calcular nova posição heliográfica da explosão solar.

Utilizando, então, a Equação C.1 da trigonometria esférica em relação ao centro do Sol, temos:

$$\theta_{\text{topo}} = \text{arc cos} (\cos a_3 \cdot \cos c_1) \quad (\text{C.3})$$

com:

$$a_3 = a + a_2 - a_1$$

$$a_2 = \text{arc cos} \left( -\frac{\text{sen } c}{\text{sen}(Az) \cdot \cos c_1} \right)$$

$$a_1 = \text{arc sen} \left( -\frac{\text{tanc}}{\tan(Az)} \right)$$

$$c_1 = \text{arc sen} \left[ \text{sen}(Az) \cdot \sqrt{1 - \left( \frac{\text{sen } c}{\text{sen}(Az)} \right)^2} \right]$$

onde:  $a$  é a longitude;

$a_3$  é a nova longitude;

$B = 90^\circ$

$c$  é a latitude;

$c_1$  é a nova latitude;

- $A_z$  é o ângulo azimutal do plano que contém o arco magnético (representado pela reta “ $r$ ”);
- $A$  posição heliográfica da explosão solar na reta “ $\gamma$ ”
- $A_I$  posição heliográfica da explosão solar na reta “ $\gamma_I$ ”

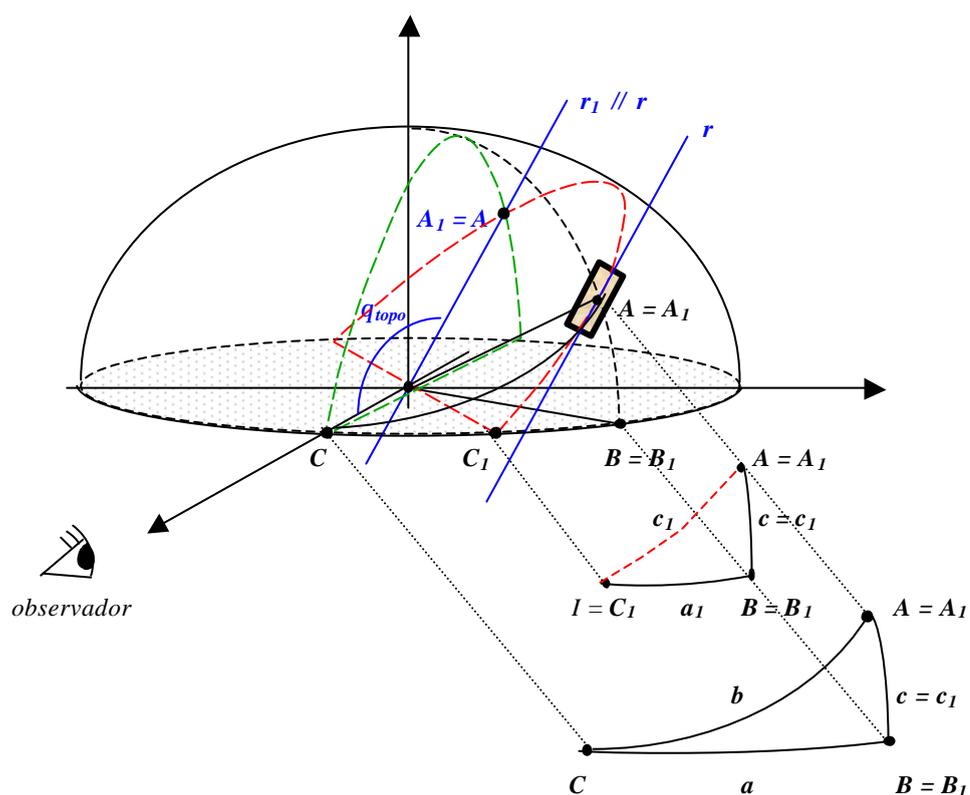


FIGURA C.1 – Relações trigonométricas esféricas sobre a superfície solar para a determinação do ângulo de visada do topo e dos pés do arco magnético.