



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-14597-TDI/1179

**ESTUDO DA RADIAÇÃO GIROSSINCROTRÔNICA DE
EXPLOSÕES SOLARES EM AMBIENTES DE CAMPOS
MAGNÉTICOS COMPLEXOS**

Paulo José de Aguiar Simões

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr.
Joaquim Eduardo Rezende Costa , aprovada em 26 de abril de 2005.

INPE
São José dos Campos
2008

Publicado por:

esta página é responsabilidade do SID

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE)

Gabinete do Diretor – (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 – CEP 12.245-970

São José dos Campos – SP – Brasil

Tel.: (012) 3945-6911

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

**Solicita-se intercâmbio
We ask for exchange**

Publicação Externa – É permitida sua reprodução para interessados.



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-14597-TDI/1179

**ESTUDO DA RADIAÇÃO GIROSSINCROTRÔNICA DE
EXPLOSÕES SOLARES EM AMBIENTES DE CAMPOS
MAGNÉTICOS COMPLEXOS**

Paulo José de Aguiar Simões

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr.
Joaquim Eduardo Rezende Costa , aprovada em 26 de abril de 2005.

INPE
São José dos Campos
2008

537.87

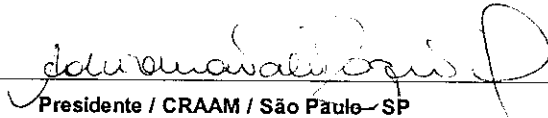
Simões, P. J. A.

Estudo da radiação girossincrotrônica de explosões solares em ambientes de campos magnéticos complexos / Paulo José de Aguiar Simões. – São José dos Campos: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), 2005. 114 p.; (INPE-14597-TDI/1179)

1. Polarização girossincrotrônica. 2. Explosões solares. 3. Campos magnéticos anisotropicos. 4. Ondas eletromagnéticas. 5. Transferência radioativa. I. Título.

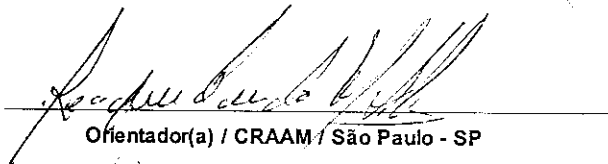
Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Mestrado em
Astrofísica

Dra. Adriana Valio R. Silva



Presidente / CRAAM / São Paulo - SP

Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa



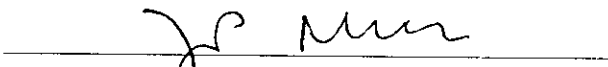
Orientador(a) / CRAAM / São Paulo - SP

Dr. Carlos Guilherme G. de Castro



Convidado(a) / CRAAM / São Paulo - SP

Dr. Jean-Pierre Raulin



Convidado(a) / CRAAM / SJCampos - SP

Aluno (a): Paulo José de Aguiar Simões

São José dos Campos, 26 de abril de 2005

“Sábio é aquele que conhece os limites da própria ignorância.”

Sócrates

À minha família e à Juliana.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa, pela orientação neste trabalho e pelo conhecimento que me transmitiu ao longo destes anos.

Aos membros da banca examinadora, Dra. Adriana Válio Roque da Silva, Dr. Jean-Pierre Raulin e Dr. Guillermo Giménez de Castro pelas sugestões apresentadas ao trabalho.

Ao Dr. Guillermo Giménez de Castro, Guigue, por toda a ajuda e por me ensinar os primeiros conceitos do \LaTeX .

À Divisão de Astrofísica do INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais) e ao CRAAM (Centro de Rádio Astronomia e Astrofísica Mackenzie) pelos recursos para a realização deste projeto.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), pelo suporte financeiro, sob o processo número 03/03406-6.

Ao meu grande amigo Fábio Utsumi, pela amizade e incentivo.

E, especialmente, à minha família que sempre me apoiou e à minha futura esposa Juliana Pavão, que esteve sempre ao meu lado, com compreensão e carinho.

RESUMO

Neste estudo analisamos as características espaciais e espectrais da emissão e polarização girossincrotrônica de explosões solares em ambientes de campos magnéticos anisotrópicos. Testamos distribuições anisotrópicas dos ângulos de passo dos elétrons acelerados preparando o nosso código numérico para uma análise mais correta da emissão e propagação de ondas em ambientes heterogêneos tal como nos modelos de elétrons aprisionados com precipitação. Imagens de alta resolução espacial dos arcos magnéticos, obtidas em ultravioleta pelo instrumento SOHO/EIT e TRACE, têm mostrado uma grande riqueza de detalhes na configuração magnética sobre as regiões ativas solares. O método que desenvolvemos permite a utilização de informações tridimensionais das estruturas obtidas por reconstruções geométricas dos campos magnéticos, como extrapolações de campos fotosféricos ou tomografia, ou ainda simulações geométricas de cenários semelhantes às observações. Calculamos a radiação emitida por distribuições não-térmicas de elétrons neste ambiente complexo e resolvemos a transferência radiativa; mostramos e discutimos os resultados através de espectros da radiação, mapas de alta resolução espacial da emissão total e de polarização circular. Notamos expressivos alargamentos espectrais devido à natureza não-homogêneas das fontes. Os mapas revelam estruturas de brilho da ordem de segundos de arco resultantes da escala de inhomogeneidade introduzida, assim como diferentes características espectrais em diferentes regiões das fontes. A inclusão da transferência radiativa nestes cálculos modificou alguns aspectos conhecidos da interpretação da emissão tal como a diminuição da dependência da distribuição dos ângulos de passo na emissão opticamente fina concordando melhor com aspectos estatísticos recentemente observados.

ANALYSIS OF GYRO-SYNCHROTRON RADIATION FROM SOLAR BURSTS IN COMPLEX MAGNETIC ENVIRONMENT

ABSTRACT

In this study we have analyzed the spectral and spacial characteristics of gyro-synchrotron emission and polarization of solar bursts in highly inhomogeneous medium. We have tested the anisotropic pitch angle distribution of accelerated electrons, preparing our numerical code for a better analysis of the emission and the radiative transfer in inhomogeneous medium such as in the trap-plus-precipitation models. The SOHO/EIT and TRACE high resolution images have revealed in detail a structured magnetic configuration over solar active regions. In our method, we use the magnetic field geometry represented by tridimensional structures obtained from magnetic field extrapolation, tomography or any geometry that resembles the observed structures. We have calculated the radiation produced by non-thermal electron distributions in this complex environment and solved the radiative transfer equation; the results, presented in brightness distribution maps, polarization maps and spectra, are discussed. We note a spectral broadening due to the inhomogeneity of the sources. The maps revealed a non uniform brightness distribution, with small scale structures. Also, we find different spectral characteristics at different regions of the emitting source. Some known statistical aspects of recently published results are obtained and the pitch angle dependence of optically thin emission has been contested by the inclusion of the radiative transfer computation performed here.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

LISTA DE SÍMBOLOS

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	25
CAPÍTULO 2 - RADIAÇÃO GIROSSINCROTRÔNICA DE EXPLOSÕES SOLARES	31
2.1 - Propagação De Ondas Eletromagnéticas Em Um Plasma Magneto-ativo .	32
2.2 - Emissão e Auto-absorção Da Radiação Girossincrotrônica	35
2.3 - Polarização e Transferência Radiativa	39
2.3.1 - Acoplamento Dos Modos Magneto-iônicos	43
2.4 - Características Da Radiação Girossincrotrônica De Explosões Solares . .	45
2.4.1 - Fonte Homogênea	45
2.4.2 - Fonte Inomogênea	45
CAPÍTULO 3 - CAMPOS MAGNÉTICOS EM REGIÕES ATIVAS	47
3.1 - Extrapolação De Campos Magnéticos Fotosféricos	48
3.2 - Reconstrução Dos Arcos Magnéticos Através De Imagens	51
CAPÍTULO 4 - DESCRIÇÃO DO MÉTODO COMPUTACIONAL	55
4.1 - Definição Da Fonte Inomogênea	55
4.2 - Cálculo Dos Coeficientes	55
4.3 - Cálculo Da Transferência Radiativa	59
CAPÍTULO 5 - RADIAÇÃO GIROSSINCROTRÔNICA DE UMA FONTE INOMOGÊNEA TRIDIMENSIONAL	63
5.1 - Fontes Homogêneas	66
5.2 - Fontes Inomogêneas	69

5.3 - Variações Centro-Limbo	71
5.4 - Análise Dos Espectros	73
5.4.1 - Regime Opticamente Espesso	73
5.4.2 - Regime Opticamente Fino	76
5.5 - Mapas De Brilho	79
5.6 - Polarização	85
CAPÍTULO 6 - CONSIDERAÇÕES FINAIS	99
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	101

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1	Imagens de regiões ativas obtidas pelo satélite TRACE, em ultravioleta distante 27
1.2	Espectro da emissão girossincrotrônica de fonte homogênea. 28
2.1	Sistema de coordenadas de referência. 34
3.1	Região ativa NOAA 7986 registrada pelo EIT e reconstruções tomográficas. 53
3.2	Extrapolações do campo magnético da Região ativa NOAA 7986. 54
4.1	Descrição esquemática do modelo de fonte inomogênea. 56
4.2	Reprodução da figura 2 de Ramaty (1969). 57
4.3	Reprodução da figura 6 de Ramaty (1969). 58
4.4	Secção transversal dos arcos. 60
4.5	Procedimento do cálculo da transferência radiativa. 60
4.6	Resultados do teste do cálculo da transferência radiativa. 61
5.1	Estrutura dos arcos magnéticos, representando uma fonte inomogênea. . 65
5.2	Indução magnética e densidade ambiente da fonte inomogênea. 66
5.3	Espectros calculados para o modelo de fonte homogênea. 68
5.4	Diferentes posições da fonte no disco solar. 69
5.5	Espectros calculados para o modelo de fonte inomogênea 70
5.6	Variação centro-limbo dos parâmetros espectrais. 72

5.7	Histograma dos índices espectrais α_e (Schoechlin e Magun, 1979).	74
5.8	Frequência de corte Razin.	76
5.9	Mapas de fluxo do Modelo A, em 3,1 e 10,3 GHz.	90
5.10	Mapas de fluxo do Modelo B, em 3,1 e 10,3 GHz.	91
5.11	Mapas de fluxo do Modelo C, em 3,1 e 10,3 GHz.	92
5.12	Espectro de área das fontes.	93
5.13	Espectros calculados com resolução espacial de $10'' \times 10''$	93
5.14	Opacidade da fonte em 6 GHz, para os modos ordinário e extraordinário.	94
5.15	Mapas em 3,1 e 10,3 GHz (Modelo A, $20^\circ S$ $40^\circ O$) convoluídos com feixes gaussianos.	95
5.16	Inversão de polarização e parâmetro de Stokes V para uma fonte homogênea.	96
5.17	Sinais da componente longitudinal do campo magnético do modelo.	96
5.18	Mapas de polarização circular.	97
5.19	Grau de polarização integrado das fontes.	98

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
5.1 Parâmetros das fontes homogêneas.	67
5.2 Modelos utilizados para fontes inhomogêneas.	70
5.3 Índices espectrais da região opticamente espessa α_e	75
5.4 Índices espectrais de fótons (α_f) e de elétrons (δ).	78
5.5 Campos magnéticos obtidos através da Equação 5.8.	83

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

EIT	–	Extreme ultraviolet Imaging Telescope
EUV	–	Extrme UltraViolet
FASR	-	Fast Agile Solar Radiotelescope
HXT	–	Hard X-ray Telescope
NOAA	–	Nation Oceanic and Atmospheric Administration
NoRH	–	Nobeyama Radio Heliograph
OVSA	–	Owens Valley Solar Array
QL	–	Quase-longitudinal
QT	–	Quase-transversal
RHESSI	–	Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager
SMM	–	Solar Maximum Mission
SOHO	–	SOLar and Heliospheric Observatory
STEREO	–	Solar TERrestrial RELations Observatory
SXT	–	Soft X-ray Telescope
VLA	–	Very Large Array
WSRT	–	Westerbork Synthesis Radio Telescope

LISTA DE SÍMBOLOS

Latinos

a_θ, a_k	–	coeficiente de polarização
A	–	área projetada da fonte
A_{nor}, B_{nor}	–	constantes de normalização
\mathbf{B}	–	campo magnético do ambiente
c	–	velocidade da luz
C	–	grau de acoplamento entre modos magneto-iônicos
\mathbf{D}	–	vetor de deslocamento elétrico
e	–	carga elétrica do elétron
\mathbf{E}	–	campo elétrico da onda eletromagnética
E	–	energia total do elétron
E_{min}, E_{max}	–	limites de energia do espectro de elétrons
F	–	densidade de fluxo
h	–	altura na atmosfera solar
h	–	constante de Planck
\mathbf{J}	–	densidade de corrente
j	–	coeficiente de emissão
J_s	–	função de Bessel de ordem s
\mathbf{k}	–	vetor da onda
k_b	–	constante de Boltzmann
L	–	dimensão da fonte
l	–	dimensão de cada elemento da fonte
m_e	–	massa do elétron
N	–	densidade do ambiente
N_e	–	densidade dos elétrons não-térmicos
p	–	momento do elétron
P	–	pressão
t	–	tempo
T	–	temperatura do plasma
V	–	volume da fonte
I, Q, U, V	–	parâmetros de Stokes

Gregos

α	–	cisalhamento do campo magnético
α_e	–	índice espectral de fótons, regime opticamente espesso
α_f	–	índice espectral de fótons, regime opticamente fino
α_R	–	parâmetro de Razin
α_X	–	índice espectral de fótons (raios-X)
β	–	velocidade dos elétrons
γ	–	fator de Lorentz

δ	–	índice espectral de elétrons
κ	–	coeficiente de absorção
ν	–	freqüência de ondas eletromagnéticas
ν_B	–	freqüência de giro do elétron
ν_p	–	freqüência de plasma
ν_c	–	freqüência de colisões elétron-íon
ν_R	–	freqüência de corte Razin
ν_x	–	freqüência de corte do modo extraordinário
ϵ	–	tensor dielétrico do plasma
θ	–	ângulo entre a direção do observador e \mathbf{B}
Θ	–	ângulo de abertura do cone de emissão de elétrons relativísticos
τ	–	opacidade óptica
μ	–	permeabilidade magnética
μ_{\pm}	–	índice de refração
ϕ	–	ângulo de passo dos elétrons
ϕ_g	–	potencial gravitacional
ϕ_M	–	potencial magnético
Π	–	grau de polarização
Ω	–	ângulo sólido da fonte
η	–	emissividade do elétron

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Explosões solares são emissões repentinas e intensas de radiação eletromagnética que ocorrem nas regiões ativas da atmosfera solar. Estas regiões são constituídas por um plasma magnetizado com intensa indução magnética e em cenários bem complexos como visto recentemente através de observações em raios X moles e ultra-violeta distante. As interpretações das observações da radiação emitida nestes eventos solares, principalmente na banda rádio e raios-X duros do espectro eletromagnético, indicam que esta radiação é produzida por partículas aceleradas no plasma magnetizado.

A energia magnética, armazenada em configurações magnéticas complexas, é subitamente lançada na atmosfera solar, como consequência de reconexões magnéticas e transferida para partículas como elétrons, prótons e núcleos pesados, que são acelerados e/ou aquecidos. As explosões solares podem ser divididas em três fases: fase precursora, onde a energia magnética é armazenada (com manifestações em raios-X moles); fase impulsiva: onde as partículas são aceleradas, excedendo a energia de 1 MeV (detecção de ondas de rádio, raios-X duros e raios- γ); fase de decaimento: diminuição gradual da energia podendo chegar a horas (vista em praticamente todo o espectro eletromagnético). Imagens obtidas através de observações com resolução espacial, tanto em ondas centimétricas como em raios-X permitiram avaliar a relação espacial e temporal entre as fontes emissoras nestas bandas do espectro.

Um cenário típico utilizado na interpretação de explosões solares é constituído por arcos magnéticos onde uma fração das partículas aceleradas é aprisionada, espiralando ao redor das linhas de campo, emitindo radiação na banda rádio, enquanto que outra fração precipita até regiões mais baixas da atmosfera solar, colidindo com o plasma mais denso nesta região, emitindo raios-X por bremsstrahlung. Neste trabalho trataremos da emissão produzida pelos elétrons aprisionados nas linhas de campo magnético.

Na Física Solar, a radiação sincrotrônica gerada por elétrons altamente relativísticos começou a ser utilizada na interpretação de explosões solares por Takakura (1960a). No entanto, a aproximação ultra relativística não era suficiente para explicar o caso solar, ao contrário dos casos da maioria dos objetos cósmicos (Ginzburg, 1964). Uma extensa revisão sobre este tópico foi apresentada por Takakura (1967).

O formalismo completo para a teoria da radiação girossincrotrônica para fontes homogêneas foi apresentado por Ramaty (1969), e aplicado para explosões solares. O termo homogêneo refere-se aqui a todos os parâmetros que regulam a emissão girossincrotrônica.

Diversos autores computaram a radiação produzida por uma população de elétrons em uma fonte homogênea, com ênfase em explosões solares, baseando-se nesse formalismo (Dulk, 1973; Tarnstrom, 1976; Matzler, 1978; Dulk *et al.*, 1979; Petrosian, 1981; Dulk e Marsh, 1982).

Com o início das observações solares com alta resolução espacial em diversas faixas do espectro eletromagnético tornou-se evidente o fato da atmosfera solar ser altamente inhomogênea, principalmente na direção e magnitude do campo magnético.

Cálculos baseados em fontes homogêneas não eram a melhor aproximação para a análise de eventos solares: observações com alta resolução em rádio, por exemplo, com o *Westerbork Synthesis Radio Telescope* (WSRT) (Alissandrakis e Kundu, 1978) e o *Very Large Array* (VLA) (Kundu *et al.*, 1981) identificaram estruturas de brilho da baixa coroa com resolução da ordem de 1". Outros trabalhos também sugerem a existência de fontes compactas e complexas (Correia *et al.*, 1995; Raulin *et al.*, 1998). As observações, particularmente na banda de raios-X moles e duros, mostraram que as explosões ocorriam em arcos magnéticos, com tamanho típico de 10"-20", com evidências claras de diferenças espaciais entre as diferentes bandas de energia. Diversos outros trabalhos sugerem claramente a natureza não-homogênea das fontes explosivas na atmosfera solar (Schoechlin e Magun, 1979; Wiehl *et al.*, 1985; Stähli *et al.*, 1989; Lee *et al.*, 1994; Nindos *et al.*, 2000).

Modelos de fontes com configurações geométricas simplificadas (bidimensionais ou simetria radial) e considerando alguns parâmetros com variação espacial, passaram a ser utilizadas nos cálculos da radiação girossincrotrônica (Petrosian, 1982; Dulk e Dennis, 1982; Alissandrakis e Preka-Papadema, 1984; Klein, 1984; Klein *et al.*, 1986; Preka-Papadema e Alissandrakis, 1988). Modelos em três dimensões não eram viáveis, tendo em vista a indisponibilidade dos recursos computacionais necessários para os cálculos.

Os recentes resultados das observações em raios-X pelo *Soft X-Ray Telescope* (SXT), a bordo do satélite *Yohkoh*, e em ultra violeta distante (*Extreme Ultra Violet* - EUV), pelo instrumentos à bordo dos satélites *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO)

e *Transition Region And Coronal Explorer* (TRACE) evidenciam a alta complexidade dos arcos magnéticos, como pode ser vista na Figura 1.1, possibilitando novas abordagens de discussão sobre o papel dos campos magnéticos na emissão em rádio de explosões solares. Na banda rádio a emissão girossincrotrônica depende tanto da

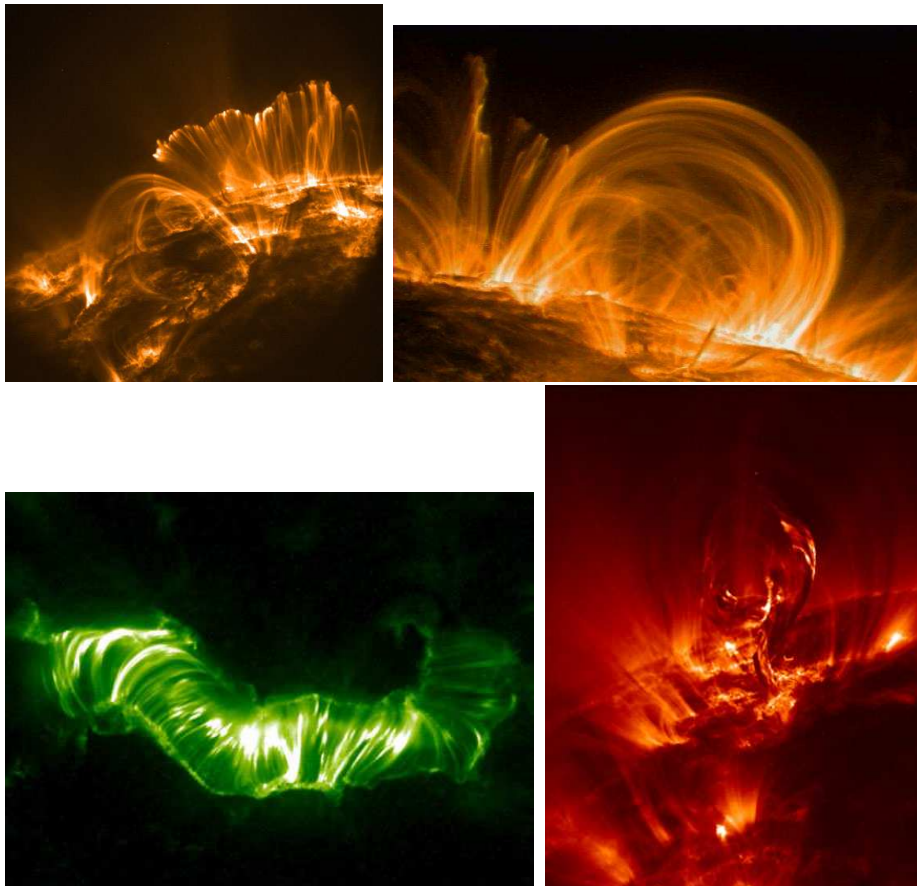


FIGURA 1.1 - Imagens de regiões ativas obtidas pelo satélite TRACE, em ultravioleta distante. Nestas imagens é possível observar a alta complexidade das estruturas magnéticas coronais.
FONTE: <http://vestige.lmsal.com/TRACE/>

intensidade como da direção do campo magnético, além da densidade de elétrons não-térmicos e extensão da fonte. Contudo, com exceção do tamanho angular da fonte, que é diretamente mensurável, a emissão em rádio é predominantemente dependente do campo magnético (direção e magnitude), como já foi ressaltado por Gary e Hurford (1989). Aumentando-se os parâmetros que controlam a emissão em um fator 2, o máximo da emissão é mais fortemente alterado pela intensidade (B) e direção (θ) do campo magnético, como pode ser visto na Figura 1.2. Assim, é grande

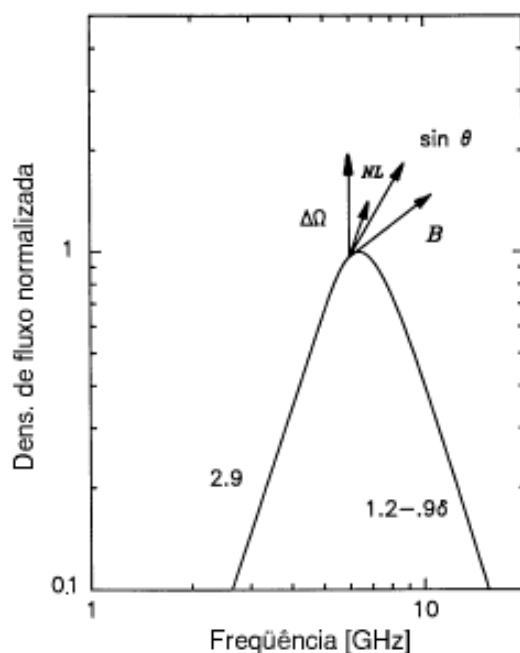


FIGURA 1.2 - Espectro teórico da emissão girossincrotrônica não-térmica, para uma fonte homogênea. As setas representam a direção e magnitude do deslocamento do espectro quando os parâmetros correspondentes são aumentados em um fator 2.
 FONTE: Gary e Hurford (1989)

o interesse científico no conhecimento e na reconstrução da geometria destas estruturas magnéticas, além das suas características físicas. Existem diferentes técnicas de investigação propostas (Alexander e Katsev, 1996; Gary, 1997; Aschwanden *et al.*, 1999b; Wiegmann e Inhester, 2003), incluindo uma proposta para observações estereoscópicas através de dois telescópios espaciais (Gary *et al.*, 1998). Todos, porém, analisam a emissão quiescente em raios-X moles dos arcos magnéticos na baixa coroa e não se estendem a uma análise da importância destas estruturas em explosões solares.

O principal aspecto de interesse no nosso trabalho é obter uma melhor compreensão da orientação destas estruturas coronais em relação à linha de visada nas emissões transientes, para uma análise mais correta de imagens bidimensionais obtidas observacionalmente, principalmente na fase pós-liberação de energia.

A interpretação das observações demandam cálculos detalhados da transferência radiativa para a emissão em rádio (as quais são opticamente espessas para frequências baixas). Para tanto temos que considerar a inhomogeneidade das fontes das explosões solares tanto na geração da emissão quanto na propagação. Apresentamos neste

trabalho um método para o cálculo da radiação girossincrotrônica produzida por elétrons acelerados durante explosões solares e a transferência radiativa considerando a complexidade tridimensional dos campos magnéticos das regiões explosivas. Este método possibilita a obtenção de espectros da emissão integrada de toda a fonte, assim como de regiões específicas, com maior resolução espacial; além de mapas da emissão total e polarização da fonte emissora.

No Capítulo 2, estabelecemos as bases teóricas da radiação girossincrotrônica e propagação de ondas em plasmas magnetizados utilizadas neste trabalho. No Capítulo 3, apresentamos as técnicas existentes para a obtenção dos campos magnéticos de regiões ativas solares. O método computacional e modelos de fontes emissoras estão descritos no Capítulo 4. Finalmente, no Capítulo 5, discutimos os espectros e os mapas da radiação resultantes dos cálculos, e suas dependências com os parâmetros da fonte.

CAPÍTULO 2

RADIAÇÃO GIROSSINCROTRÔNICA DE EXPLOSÕES SOLARES

A radiação girossincrotrônica é a emissão eletromagnética gerada por elétrons levemente relativísticos que se movem em um campo magnético. No caso de elétrons ultra-relativísticos, onde a energia cinética é muito maior que a energia de repouso das partículas, a emissão é denominada de radiação sincrotrônica, enquanto que para partículas de baixa energia a denominação é radiação ciclotrônica, descrita pela teoria não-relativística. A radiação girossincrotrônica gerada por uma distribuição térmica (Maxwelliana) de partículas é conhecida como radiação girorressonante.

No caso de explosões solares, é comumente aceito que a emissão em microondas é gerada por elétrons não-térmicos espiralando no campo magnético. A teoria da emissão girossincrotrônica gerada por elétrons em órbitas circulares no vácuo foi apresentada e discutida por diversos autores (Schott, 1912; Takakura, 1960a; Landau e Lifshitz, 1962) e estendida para órbitas helicoidais por Takakura (1960b). Para o caso geral da radiação eletromagnética gerada por partículas carregadas em um plasma magnetizado existem diversos tratamentos na literatura, e. g. Mansfield (1967) e referências, com expressões para a distribuição espectral e angular da radiação, para ambos os modos de propagação (plasma bi-refringente, como veremos mais à frente), e para um elétron com dada energia e ângulo de passo (*“pitch angle”*).

Ramaty (1969) apresentou um formalismo detalhado com equações integrais sem solução analítica para os parâmetros envolvidos no cálculo da radiação girossincrotrônica em um plasma magnetizado. Através de cálculos numéricos, Ramaty (1969) demonstrou que as equações da radiação sincrotrônica (Ginzburg e Syrovatskii, 1964), aplicadas à explosões solares, levam a uma grande discrepância em relação ao formalismo da radiação girossincrotrônica, para elétrons com energia abaixo de 2 MeV. Discutiu ainda, que uma determinação mais precisa sobre o espectro girossincrotrônico deve conter um tratamento mais consistente sobre a auto-absorção e supressão do meio. Devido ao extenso tempo de processamento necessário para a solução das equações da radiação girossincrotrônica (principalmente nas décadas de 70 e 80), tornou-se comum encontrar na literatura expressões simplificadas (Matzler, 1978; Dulk *et al.*, 1979; Petrosian, 1981; Dulk e Marsh, 1982; Dulk, 1985; Robinson, 1985; Klein, 1987; Belkora, 1997; Zhou *et al.*, 1998; Zhou *et al.*, 1999), porém com limitações quanto às bandas de validade dos parâmetros envolvidos no cálculo.

2.1 Propagação De Ondas Eletromagnéticas Em Um Plasma Magnetoativo

A propagação de ondas eletromagnéticas, descritas pelos vetores campo elétrico \mathbf{E} e campo magnético \mathbf{H} , em um plasma é descrita através das equações de Maxwell, das quais podemos obter a equação de onda (no domínio da frequência):

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.1)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, $\omega = 2\pi\nu$ é a frequência angular da onda eletromagnética. ϵ é o tensor dielétrico, onde $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$, sendo ϵ_0 a permissividade do espaço livre e ϵ_r a permissividade relativa do meio. A propagação das ondas é governada pelas características do meio, representadas pelo tensor ϵ , que é determinado pelo movimento das partículas no campo eletromagnético da onda e no campo magnético externo estático, pela agitação térmica e por colisões. Estes parâmetros podem ser representados pelas frequências características do plasma, principalmente para os elétrons devido às considerações de um plasma frio, o qual explicaremos à seguir,

- a frequência de giro do elétron:

$$\nu_B = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_e c} \approx 2,8 \times 10^6 B \quad [\text{Hz}] \quad (2.2)$$

- a frequência de plasma:

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e^2 N}{\pi m_e}} \approx 9 \times 10^3 \sqrt{N} \quad [\text{Hz}] \quad (2.3)$$

- a frequência de colisões elétron-íon:

$$\nu_c = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} m_e \frac{N e^4}{(k_b T)^{3/2}} \ln \left(\frac{4k_b T}{1,78 h\nu} \right) \approx 60 \frac{N}{T^{3/2}} \quad [\text{Hz}] \quad (2.4)$$

Nestas equações:

ν é a frequência da onda eletromagnética [Hz];

B é o campo magnético externo [G];

N é a densidade numérica de elétrons térmicos (do ambiente)[cm^{-3}];

T é a temperatura [K];

$k_b = 1,381 \times 10^{-16} \text{ erg } K^{-1}$, a constante de Boltzmann;

$h = 6,626 \times 10^{-27} \text{ erg } s$, a constante de Planck;

$e = 4,803206 \times 10^{-10} \text{ esu}$, carga do elétron;

$m_e = 9,1094 \times 10^{-28} \text{ g}$, massa do elétron;

Em um plasma sem um campo magnético externo, o tensor dielétrico é expresso como:

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \epsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \epsilon_0 \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

E, dessa forma o índice de refração μ é:

$$\mu = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_p^2/\omega^2)} \quad (2.6)$$

No caso da coroa solar, a frequência de colisões elétron-íon ν_c é muito pequena em relação às outras frequências características, e pode ser desprezada. Considerando então um sistema de elétrons energéticos movendo-se em um plasma com densidade homogênea, frio (as partículas do plasma são consideradas fixas em posições estáveis na ausência de uma perturbação externa), sem colisões e permeado por um campo magnético externo estático (que causa uma anisotropia no meio), a propagação de ondas neste meio é regida somente pelas características deste meio, se a densidade de elétrons do plasma é muito maior que a densidade dos elétrons energéticos. Estas características do plasma se refletem no tensor dielétrico ϵ :

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2 - \omega^2}\right) \epsilon_0 & \frac{-j\omega_p^2\omega_B}{\omega(\omega_B^2 - \omega^2)} \epsilon_0 & 0 \\ \frac{j\omega_p^2\omega_B}{\omega(\omega_B^2 - \omega^2)} \epsilon_0 & \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2 - \omega^2}\right) \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \epsilon_0 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

Pela teoria magneto-iônica (Ratcliffe, 1959; Ginzburg, 1964), a relação de dispersão

em tal plasma é biquadrática para o índice de refração μ_{\pm} , o que leva a dois modos de propagação ($\mu_{\pm}^2 > 0$), chamados ordinário e extraordinário, ou dois modos evanescentes ($\mu_{\pm}^2 < 0$). O índice de refração neste caso é dado pela equação de Appleton-Hartree (Ratcliffe, 1959; Stix, 1962):

$$\mu_{\pm}^2(\theta) = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y^2 \sin^2\theta \pm \sqrt{Y^4 \sin^4\theta + 4(1-X)^2 Y^2 \cos^2\theta}} \quad (2.8)$$

onde:

$$X = \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2 \quad (2.9)$$

$$Y = \frac{\nu_B}{\nu} \quad (2.10)$$

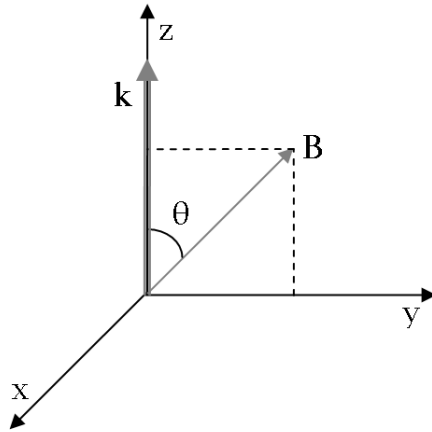


FIGURA 2.1 - Sistema de coordenadas de referência.

Os índices subscritos + e - indicam os modos ordinário e extraordinário, respectivamente.

Em um sistema de coordenadas (Figura 2.1) onde o eixo Z é paralelo ao vetor de onda \mathbf{k} , e o campo magnético externo está no plano YZ, contendo o ângulo de visada θ entre o campo magnético \mathbf{B} e o vetor de onda \mathbf{k} , os coeficientes de polarização são definidos pelas componentes de vetor do campo elétrico da onda eletromagnética (Ginzburg, 1964):

$$ja_\theta = \frac{E_\theta}{E_x}; \quad ja_k = \frac{E_k}{E_x} \quad (2.11)$$

onde E_θ é a componente de \mathbf{E} no plano definido por \mathbf{B} externo e a direção de propagação da onda (vetor de onda \mathbf{k}); E_x é a componente normal à direção de propagação da onda; e E_k é a componente na direção \mathbf{k} . Em termos da Equação (2.8), os coeficientes de polarização a_θ (transversal) e a_k (longitudinal) são:

$$a_{\theta\pm} = \frac{2(1-X)\cos\theta}{-Y\sin^2\theta \pm \sqrt{Y^2\sin^4\theta + 4(1-X)^2\cos^2\theta}} \quad (2.12)$$

$$a_{k\pm} = \frac{(a_{\theta\pm}Y\cos\theta - 1)XY\sin\theta}{1 - Y^2 - (1 - Y^2\cos^2\theta)X} \quad (2.13)$$

O índice de refração apresenta ainda cortes ($\mu_\pm = 0$) e ressonâncias ($\mu_\pm = \infty$) para as frequências características do plasma, em certas regiões de um plasma não-homogêneo. Uma onda que se propaga nessas regiões será refletida ou absorvida, respectivamente. Dessa forma, uma onda com frequência ν , nos modos ordinário e extraordinário, não escapará da fonte a não ser que ν seja maior que ν_p ou ν_x , respectivamente, onde (Pawsey e Bracewell, 1955; Ramaty, 1969)

$$\nu_x = \sqrt{\nu_p^2 + \frac{\nu_B^2}{4}} + \frac{\nu_B}{2} \quad (2.14)$$

Como pode ser visto nas equações (2.11) e (2.13), o vetor campo elétrico possui a componente longitudinal E_k . No entanto, a energia associada a esta componente não se propaga, a não ser que sejam considerados mecanismos de conversão, entre oscilações longitudinais e/ou ondas eletromagnéticas transversais (McLean e Labrum, 1985). Entretanto para o plasma solar, podemos considerar $a_k = 0$ (Ramaty, 1969)

2.2 Emissão e Auto-absorção Da Radiação Girossincrotrônica

A radiação emitida por um elétron, em função da frequência e distribuição angular, para os modos ordinário e extraordinário, é dada pela equação (Ramaty, 1969; Ramaty *et al.*, 1994):

$$\begin{aligned}
\eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) &= \frac{2\pi e^2}{c} \nu^2 \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\mu_{\pm}}{1 + a_{\theta\pm}^2} \\
&\times \left\{ -\beta \operatorname{sen}\phi J'_s(x_s) + \left[a_{\theta\pm} \left(\frac{\cot\theta}{\mu_{\pm}} - \beta \frac{\cos\phi}{\operatorname{sen}\theta} \right) J_s(x_s) \right]^2 \right\} \\
&\times \delta \left(\nu - \frac{s\nu_B}{\gamma} - \mu_{\pm} \nu \beta \cos\phi \cos\theta \right)
\end{aligned} \tag{2.15}$$

onde:

$$x_s = \frac{s\mu_{\pm}\beta \operatorname{sen}\phi \operatorname{sen}\theta}{1 - \mu_{\pm}\beta \cos\phi \cos\theta} \tag{2.16}$$

β é a velocidade do elétron em unidades de c ;

$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$;

ϕ é o ângulo de passo (“*pitch angle*”) do elétron em relação à \mathbf{B} ;

J_s é a função de Bessel de ordem s .

A Equação (2.15) é válida para todas as frequências, nas quais $\mu_{\pm}^2 > 0$, e é referente à emissividade volumétrica de uma distribuição mono-energética de elétrons com um único ângulo de passo, normalizada para um elétron com fator de Lorentz γ e ângulo de passo ϕ .

Os coeficientes de emissão j_{\pm} e absorção κ_{\pm} para distribuições arbitrárias de energia e ângulo de passo podem ser obtidas a partir das expressões gerais (Bekefi, 1966; Melrose, 1968):

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = \int \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) f(p') d^3p' \tag{2.17}$$

$$\kappa_{\pm}(\nu, \theta) = (c^2/n^2\nu^2) \int \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) \frac{1}{h\nu} [f(p) - f(p')] d^3p' \tag{2.18}$$

onde $f(p)d^3p$ é o número de elétrons no espaço de momento, e o sinal de κ é definido de modo que, emitindo um fóton, o momento do elétron passa de p' para p . Como a energia do fóton $h\nu$ é muito menor que a energia do elétron $\gamma m_e c^2$, $f(p) - f(p')$

pode ser reduzido a:

$$f(p) - f(p') = -\frac{h\nu}{pc}\beta\gamma\frac{\partial f}{\partial\gamma} + \tan\Delta\phi\frac{\partial f}{\partial\phi} \quad (2.19)$$

sendo $\Delta\phi$ a mudança do ângulo de passo do elétron resultante da emissão de um fóton com energia $h\nu$ na direção θ :

$$\tan\Delta\phi = \frac{h\nu}{pc}\frac{\mu_{\pm}\beta\cos\theta - \cos\phi}{\beta\sin\gamma} \quad (2.20)$$

Ressaltamos que a energia cinética do elétrons ($\gamma - 1$) é dada aqui em unidades da energia de repouso $m_e c^2$. As equações nesta Seção serão escritas em função do fator de Lorentz γ . Considerando uma fonte com volume total V contendo um número N_e de elétrons com energia acima de um valor mínimo dado, e supondo que a função de distribuição $f(p)$ pode ser separada em uma parte dependente da energia $u(\gamma)$ e outra do ângulo de passo $g(\phi)$, podemos escrever (Ramaty, 1969):

$$f(p) = \frac{N_e}{V} \frac{1}{p^2} \frac{\partial\gamma}{\partial p} u(\gamma)g(\phi) \quad (2.21)$$

Em termos das funções (2.15) e (2.21), as expressões para os coeficientes de emissão j_{\pm} e absorção κ_{\pm} são (Ramaty, 1969):

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = 2\pi \frac{N_e}{V} \int_1^{\infty} \int_{-1}^1 u(\gamma)g(\phi)\eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) d\cos\phi d\gamma \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{\pm}(\nu, \theta) &= \frac{2\pi}{m_e\nu^2\mu_{\pm}^2} \frac{N_e}{V} \int_1^{\infty} \int_{-1}^1 u(\gamma)g(\phi)\eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) \\ &\times \left[-\frac{\beta\gamma^2}{u(\gamma)} \frac{d}{d\gamma} \frac{u(\gamma)}{\beta\gamma^2} + \frac{\mu_{\pm}\beta\cos\theta - \cos\phi}{\gamma\beta\sin\phi} \frac{1}{g(\phi)} \frac{dg(\phi)}{d\phi} \right] d\cos\phi d\gamma \end{aligned} \quad (2.23)$$

Nestas equações, o coeficiente de emissão j_{\pm} é expresso em $erg\ s^{-1}cm^{-3} ster^{-1}Hz^{-1}$, e o coeficiente de absorção κ_{\pm} em cm^{-1} (neste trabalho). Substituindo a Equação (2.15) para $\eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi)$ pode-se diretamente avaliar j_{\pm} e κ_{\pm} para os

dois modos de propagação. As integrais duplas $d \cos \phi d\gamma$ nas equações (2.22) e (2.23) podem ser reduzidas a uma integral simples, avaliando a função δ de Dirac na Equação (2.15). Para $\theta \neq \pi/2$, esta operação elimina a integral sobre $d \cos \phi$, e obtém-se:

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{BN_e}{V} \frac{e^3}{m_e c^2} \frac{\nu}{\nu_B} G_{\pm} \left(\frac{\nu}{\nu_B}, \theta \right) \quad (2.24)$$

$$\kappa_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{N_e}{BV} 4\pi^2 e \frac{\nu_B}{\nu} H_{\pm} \left(\frac{\nu}{\nu_B}, \theta \right) \quad (2.25)$$

Para $\theta \neq \pi/2$, as funções G e H são dadas por:

$$\begin{pmatrix} G_{\pm} \\ H_{\pm} \end{pmatrix} = \frac{2\pi}{\cos \theta} \frac{1}{1 + a_{\theta_{\pm}}^2} \int_1^{\infty} \sum_{s=s_1}^{s_2} \frac{u(\gamma)}{\beta} g(\phi_s) Z_s^2 \left(\frac{1}{\mathcal{K}_s} \right) d\gamma \quad (2.26)$$

onde:

$$\mathcal{K}_s = \frac{-\beta\gamma^2}{u(\gamma)} \frac{d}{d\gamma} \left[\frac{u(\gamma)}{\beta\gamma^2} \right] + \frac{\mu_{\pm}\beta \cos \theta - \cos \phi_s}{\gamma\beta \sin \phi_s} \frac{1}{g(\phi_s)} \frac{dg(\phi_s)}{d\phi} \quad (2.27)$$

$$Z_s = a_{\theta_{\pm}} \left(\frac{\cot \theta}{\mu_{\pm}} - \frac{\beta \cos \phi_s}{\sin \theta} \right) J_s(x_s) - \beta \sin \phi_s J'_s(x_s) \quad (2.28)$$

$$x_s = \frac{s\mu_{\pm}\beta \sin \theta \sin \phi_s}{1 - \mu_{\pm}\beta \cos \theta \cos \phi_s} \quad (2.29)$$

$$\cos \phi_s = \frac{1 - s\nu_B/\nu\gamma}{\mu_{\pm}\beta \cos \theta} \quad (2.30)$$

Para cada valor de s , a integral em $d\gamma$ deve ser resolvida para os limites γ_1 e γ_2 :

$$\gamma_{1,2} = \frac{s\nu_B/\nu \mp \mu_{\pm} \cos \theta \sqrt{(s\nu_B/\nu)^2 + \mu_{\pm}^2 \cos^2 \theta - 1}}{1 - \mu_{\pm}^2 \cos^2 \theta} \quad (2.31)$$

Na prática, os limites de integração em $d\gamma$, ou em energia uma vez que $E = (\gamma - 1)mc^2$, utilizados são estabelecidos dentro de um intervalo E_{min}, E_{max} . Na ausência de interações entre a partícula emissora e o plasma ambiente, este atua apenas como o portador das ondas eletromagnéticas. No entanto, como ressalta Klein (1984), uma partícula de certa energia parece ter sua eficiência de emissão menor em um plasma do que no vácuo. Este efeito de supressão do meio, conhecido como efeito Razin, e. g. Melrose (1980) e referências, está relacionado de uma forma complicada com a densidade ambiente. Uma expressão simplificada para se conhecer onde este efeito é maior é a frequência de Razin (e. g. Pacholczyk (1970)):

$$\nu_R = \frac{2}{3} \frac{\nu_p^2}{\nu_B \sin\theta} \simeq 20 \frac{N}{B \sin(\theta)} \quad (2.32)$$

onde, frequências abaixo deste limite serão rapidamente mais afetadas pela supressão do meio. Em Ramaty e Lingenfelter (1968), Ramaty (1969) foi introduzido o parâmetro α_R , definido como

$$\alpha_R = \frac{3 \nu_B}{2 \nu_p} \quad (2.33)$$

que no cálculo da emissão girossincrotrônica de um elétron com fator de Lorentz γ controla a supressão Razin. Em baixas frequências, a supressão é forte se $\alpha_R \gamma < 1$, e não é afetada se $\alpha_R \gamma > 1$; a radiação pode ser ainda totalmente suprimida se $\alpha_R \gamma \ll 1$. O parâmetro α_R , relacionado ao efeito Razin, Equação (2.33), evidencia que este efeito é maior em plasmas fracamente magnetizados e de alta densidade.

2.3 Polarização e Transferência Radiativa

As quantidades possíveis de serem observadas da radiação são suas intensidade e polarização. Ambas são alteradas durante a propagação da radiação através de um meio: por emissão, absorção e acoplamento de ondas. A polarização é também alterada por interações entre os dois modos magneto-iônicos, o que corresponde à transformação de polarização circular em polarização linear e vice-versa. Os principais processos de acoplamento que podem ocorrer em um plasma não-homogêneo são: 1) reflexão, 2) acoplamento de ondas de plasma com ondas transversais e 3) acoplamento entre os dois modos magneto-iônicos. As reflexões podem ser ignoradas se

as características do plasma variarem suavemente, e são válidas as aproximações da geometria óptica (Klein, 1984). O segundo processo ocorre apenas para uma banda estreita de frequências próximas à frequência de plasma, onde a radiação girossincrotrônica é suprimida. O terceiro processo não altera a intensidade total da radiação, mas pode afetar a polarização das ondas.

A transferência radiativa da radiação polarizada é normalmente descrita por um conjunto de equações diferenciais de primeira ordem dos parâmetros de Stokes (Zheleznyakov, 1968; Melrose, 1980). No entanto, quando a rotação de Faraday é grande, como ocorre para a radiação girossincrotrônica, onde as frequências observadas são da ordem de grandeza das frequências características do meio, as equações são reduzidas a (Ramaty, 1969):

$$\begin{aligned}
I &= I_+ + I_- \\
Q &= \frac{1 - a_{\theta+}^2}{1 + a_{\theta+}^2} I_+ + \frac{1 - a_{\theta-}^2}{1 + a_{\theta-}^2} I_- \\
U &= 0 \\
V &= 2 \left(\frac{a_{\theta+} I_+}{1 + a_{\theta+}^2} + \frac{a_{\theta-} I_-}{1 + a_{\theta-}^2} \right)
\end{aligned} \tag{2.34}$$

Segundo este conjunto de equações, os modos magneto-iônicos (ordinário “+” e extraordinário “-”) propagam-se independentemente.

Em um meio fracamente anisotrópico, a equação que descreve esta propagação é (Bekefi, 1966; Melrose, 1980; Wilson, 1980):

$$\mu_{\pm}^2 \frac{d I_{\pm}}{dl \mu_{\pm}^2} = j_{\pm} - \kappa_{\pm} I_{\pm} \tag{2.35}$$

onde l é a distância ao longo da direção de propagação da onda. Zheleznyakov (1969) derivou uma equação de transferência que leva em conta diferentes direções do fluxo de energia e a propagação da onda:

$$\frac{\mu_{\pm}^2}{\cos \psi_{\pm}} \frac{d I_{\pm} |\cos \psi_{\pm}|}{dl \mu_{\pm}^2} = j_{\pm} - \kappa_{\pm} I_{\pm} \tag{2.36}$$

onde ψ_{\pm} é o ângulo entre a velocidade de grupo e o vetor de onda e é dado por:

$$\tan \psi_{\pm} = \frac{1}{\mu_{\pm}} \frac{\partial \mu_{\pm}}{\partial \theta} \quad (2.37)$$

Para um meio homogêneo a equação de transferência radiativa acima se reduz a:

$$\frac{dI_{\pm}}{dl} = j_{\pm} - \kappa_{\pm} I_{\pm} \quad (2.38)$$

com solução analítica para um observador fora do meio:

$$I_{\pm} = \frac{j_{\pm}}{\kappa_{\pm}} (1 - e^{-\tau_{\pm}}) \quad (2.39)$$

onde:

$$\tau_{\pm} = \kappa_{\pm} L \quad (2.40)$$

$$\tau_{\pm} \gg 1 \rightarrow I_{\nu} = \frac{j_{\pm}}{\kappa_{\pm}} \quad (2.41)$$

$$\tau_{\pm} \ll 1 \rightarrow I_{\pm} = j_{\pm} L \quad (2.42)$$

I_{ν} é a intensidade específica, em $erg\ s^{-1}cm^{-2}ster^{-1}Hz^{-1}$,
 τ_{\pm} é a profundidade óptica. Se:

- $\tau \gg 1$: região opticamente espessa do espectro;
- $\tau \ll 1$: região opticamente fina.

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

Sendo a densidade de fluxo uma relação direta da intensidade específica I_{ν} e do ângulo sólido da fonte Ω para uma distribuição especial homogênea do brilho, dada pela equação:

$$F_{\pm} = I_{\pm}\Omega \quad (2.43)$$

é possível analisar a solução da equação de transferência radiativa em três casos:

- se $\tau_{\pm} \gg 1$, substituindo a Equação (2.41) em (2.43), obtemos:

$$F_{\pm} = \frac{j_{\pm}}{\kappa_{\pm}}\Omega \quad (2.44)$$

- se $\tau_{\pm} \approx 1$, (próximo ao pico do espectro) substituindo (2.39) em (2.43), temos:

$$F_{\pm} = \frac{j_{\pm}}{\kappa_{\pm}}(1 - e^{-\tau_{\pm}})\Omega \quad (2.45)$$

- se $\tau_{\pm} \ll 1$, substituindo a Equação (2.42) em (2.43), temos:

$$F_{\pm} = j_{\pm}L \Omega = j_{\pm}L \frac{A}{d^2} \rightarrow F_{\pm} = \frac{j_{\pm}V}{d^2} \quad (2.46)$$

onde:

F_{\pm} é a densidade de fluxo, em $erg s^{-1}cm^{-2}Hz^{-1}$;

j_{\pm} é o coeficiente de emissão, em $erg cm^{-3}s^{-1}ster^{-1}Hz^{-1}$;

κ_{\pm} é o coeficiente de absorção, em cm^{-1} ;

Ω é o ângulo sólido da fonte, em $ster$;

V é o volume da fonte, em cm^3 ,

A é a área da fonte, em cm^2 ,

d é a distância da Terra ao Sol.

A polarização circular é usualmente analisada através do grau de polarização:

$$\Pi = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \quad (2.47)$$

Na aproximação quase-longitudinal (a qual descreveremos a seguir), os parâmetros de Stokes, equações 2.34, são reduzidas a:

$$\begin{aligned}
I &= I_+ + I_- \\
Q &= U = 0 \\
V &= \text{sin}(\cos \theta)(I_+ - I_-)
\end{aligned}
\tag{2.48}$$

2.3.1 Acoplamento Dos Modos Magneto-iônicos

Os primeiros modelos da emissão em microondas de explosões solares apresentavam maior ênfase nas características espectrais da radiação, supondo, na maioria dos casos, que esta era originada em uma região homogênea. Com o início de observações de alta resolução espacial, a ênfase passou para as características espaciais da emissão. Como as características da emissão em microondas são regidas principalmente pela função de distribuição de elétrons não-térmicos e pelo campo magnético, interpretações dos dados observacionais podem levar a informações acerca dos processos de aceleração, além da configuração e evolução temporal do campo magnético. No entanto, esta análise deve considerar os efeitos de propagação da radiação através da atmosfera solar. A partir do formalismo apresentado por Ratcliffe (1959) para a teoria magneto-iônica aplicada para a ionosfera terrestre, Cohen (1960) introduziu os conceitos do acoplamento de modos magneto-iônicos para o caso da coroa solar. A teoria magneto-iônica mostra que dois modos de onda (ordinário e extraordinário) podem propagar-se independentemente em um meio homogêneo, existindo separadamente e conservando suas características ao longo da propagação. Contudo, em um meio conhecidamente não-homogêneo como a coroa solar, é necessário estudar a possibilidade de acoplamento dos modos. A polarização resultante dependerá do grau de acoplamento C entre os dois modos (Zheleznyakov, 1970):

$$C = \frac{2 \ln 2}{\pi^2} \frac{m_e^4 c^4}{e^5} \frac{(2\pi\nu)^4}{NB^3} \left| \frac{d\theta}{dl} \right|
\tag{2.49}$$

onde $d\theta/dl$ indica a variação da direção do campo magnético ao longo da trajetória do raio.

Se

- $C \gg 1$: modos com acoplamento forte

- $C \ll 1$: modos com acoplamento fraco

Se os modos estiverem fracamente acoplados, as características do meio podem afetar a polarização; no caso de acoplamento forte, a onda propaga-se como uma combinação linear dos dois modos e a polarização não é alterada pelas características do meio. O grau de acoplamento pode ser avaliado para dois casos aproximados de propagação: caso quase-longitudinal (QL) e quase-transversal (QT). A aproximação QL é válida se:

$$\frac{\nu^2 - \nu_p^2}{\nu\nu_B} \gg \frac{1}{2} \frac{\sin^2(\theta)}{|\cos(\theta)|} \quad (2.50)$$

Se a aproximação QL for válida, os coeficientes de polarização são $a_{\theta_{\pm}} = \pm \sin(\cos \theta)$, ou seja, $+1$ para $\theta < 90^\circ$ e -1 para $\theta > 90^\circ$, e por isso a Equação (2.34) se reduz a Equação (2.48). Na coroa solar, a aproximação QL é válida em quase todos ângulos θ , menos para valores de θ muito próximos de 90° .

Na atmosfera solar, a condição $C \gg 1$ (forte acoplamento entre os dois modos) ocorre para frequências muito altas, já fora da banda rádio do espectro (Cohen, 1960). Portanto, em regiões onde a aproximação QL é válida, as interpretações da emissão solar são realizadas considerando que o acoplamento entre os modos ordinário e extraordinário é fraco.

Na aproximação QT, o acoplamento pode ser mais forte porque a polarização característica varia rapidamente com θ . Porém, uma onda polarizada circularmente tem seu sentido de rotação invertido quando se propaga por uma região QT, com acoplamento fraco. No entanto, se houver acoplamento forte, o sentido da polarização é mantido através desta região (Cohen, 1960). Bandiera (1982) apresentou uma análise da polarização da emissão de regiões ativas do ponto de vista da teoria magneto-iônica. Ele interpretou a reversão do sentido da polarização circular da radiação observada em algumas regiões ativas como resultado do efeito de propagação. Alissandrakis e Preka-Papadema (1984) apresentaram cálculos computacionais unidimensionais da emissão de uma explosão, incluindo os efeitos de propagação, utilizando o formalismo proposto por Cohen (1960). Seus resultados mostram uma dependência da inversão da polarização resultante com o ângulo de visada, sendo que este efeito aumenta em regiões mais próximas do limbo solar.

2.4 Características Da Radiação Girossincrotrônica De Explosões Solares

2.4.1 Fonte Homogênea

A influência dos diversos parâmetros que regulam a radiação girossincrotrônica produzida por uma distribuição não-térmica de elétrons foi estudada inicialmente sob a suposição de uma fonte homogênea: os parâmetros da distribuição de partículas e do meio ambiente são considerados espacialmente constantes.

Os efeitos da auto-absorção e do meio, através do efeito Razin, têm um papel importante no espectro da radiação girossincrotrônica, principalmente em baixas frequências (Ramaty, 1969; Holt e Ramaty, 1969; Dulk, 1973), alterando significativamente a forma do espectro. A parte das altas frequências do espectro girossincrotrônico é determinada pela distribuição de partículas energéticas, e. g. Klein (1984). De uma forma geral, o espectro da radiação gerada por uma distribuição de elétrons em lei de potência também pode ser representado como uma lei de potência. A inclinação do espectro, medida em escala logarítmica (denominada de índice espectral) pode ser afetada fortemente se houver um corte nas altas energias no espectro de energia dos elétrons energéticos (Holt e Ramaty, 1969; Holman, 2003) ou se a distribuição em ângulo de passo destes elétrons for anisotrópica (Ramaty, 1969; Fleishman e Melnikov, 2003a). A anisotropia pode ainda alterar a região das baixas frequências do espectro (Fleishman e Melnikov, 2003b), fortalecendo as estruturas harmônicas da radiação girossincrotrônica.

2.4.2 Fonte Inomogênea

Observações com resolução espacial das emissões em óptica, ultravioleta, raios-X e rádio evidenciaram as características inomogêneas da atmosfera solar, contrariando as simplificações realizadas nos trabalhos citados acima. A atmosfera solar, principalmente nas regiões ativas, é estruturada por complexos campos magnéticos. Durante uma explosão solar, acredita-se que os elétrons sejam aprisionados pelos arcos magnéticos, onde a indução magnética e a densidade variam espacialmente, e logo, o espectro girossincrotrônico deve ser formado pela superposição das contribuições de regiões com diferentes parâmetros físicos e vistos sob diferentes ângulos por um observador. A partir destes conceitos, diversos autores desenvolveram modelos de radiação girossincrotrônica, nos quais tanto a densidade quanto o campo

magnético variam espacialmente, interessados, além das características espectrais, nas características espaciais da emissão.

O espectro girossincrotrônico de elétrons não-térmicos foi numericamente calculado por Takakura e Scalise (1970), Takakura (1972) e Boehme *et al.* (1977) utilizando um modelo de dipolo para o campo magnético, mas com densidade espacialmente homogênea. Takakura e Scalise (1970), Takakura (1972) encontraram um alargamento espectral devido à inhomogeneidade do campo magnético. Ramaty e Petrosian (1972) discutiram a possibilidade do alargamento e achatamento espectral, observado em microondas por Hachenberg e Wallis (1961), ser causado pela emissão livre-livre de elétrons não-térmicos, utilizando um modelo de fonte homogênea. No entanto, notaram que este mecanismo não é suficiente para explicar os altos fluxos observados ($\approx 10^3$ sfu, sendo que $1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$), sendo o mecanismo girossincrotrônico não-térmico o mais provável para a radiação observada. Lee *et al.* (1994) obtiveram bons resultados na análise de espectros planos observados com o *Owens Valley Solar Array* (OVSA), na faixa de 1-18 GHz, utilizando um modelo de radiação girossincrotrônico em uma fonte com campo magnético com configuração de dipolo simples.

Em uma análise estatística, Schoechlin e Magun (1979) encontraram os índices espectrais nas baixas frequências (região opticamente espessa do espectro) e concluíram que são menores (espectros mais planos) em relação aos valores previstos por qualquer modelo de fonte homogênea. Klein (1984), Klein e Trottet (1984), Alissandrakis e Preka-Papadema (1984), Preka-Papadema e Alissandrakis (1988) calcularam a morfologia espacial da emissão e o espectro integrado para uma fonte inhomogênea bidimensional, baseada em uma estrutura dipolar simples. Estes trabalhos tiveram seu principal foco na dependência espectral e espacial da geometria da fonte, mostrando as diferentes contribuições da emissão dos pés e do topo do arco magnético, além da dependência da radiação observada com o ângulo de observação.

Os modelos de radiação girossincrotrônica de explosões solares são importantes métodos para a dedução de informações sobre a estrutura física das fontes em rádio e a distribuição das partículas aceleradas. Diversas características destes processos já foram estudadas, no entanto, separadamente. Nenhuma análise foi realizada considerando a complexidade das estruturas magnéticas coronais, recentemente observadas em raios-X e ultravioleta distante.

CAPÍTULO 3

CAMPOS MAGNÉTICOS EM REGIÕES ATIVAS

Os campos magnéticos na atmosfera solar acima das regiões ativas têm um papel importante em diversos fenômenos que ocorrem nessas regiões. Enquanto diversos mecanismos foram propostos para explicar a liberação transiente de energia em explosões solares (Svestka, 1976), existe o consenso de que apenas a energia magnética pode dar conta da grande quantidade de energia liberada observada em explosões. Portanto, para um estudo detalhado e quantitativo destes eventos, há a necessidade do conhecimento dos campos magnéticos na atmosfera solar. No entanto, as observações de campos magnéticos estão praticamente restritas ao nível fotosférico, através da medição do efeito Zeeman em linhas espectrais (Beckers, 1971; Stenflo, 1978). A intensidade dos campos magnéticos cromosféricos e coronais pode ser avaliado através da análise da emissão girorressonante em microondas. O valor máximo do campo magnético pode ser estimado através do espectro de emissão girorressonante da região ativa (Akhmedov *et al.*, 1982; White *et al.*, 1991; Shibasaki *et al.*, 1994).

Os campos magnéticos na cromosfera e coroa são normalmente obtidos através de extrapolações numéricas, utilizando os campos fotosféricos como condição de contorno (Altschuler e Newkirk, 1969; Nakagawa e Raadu, 1972; Levine, 1975; Sakurai, 1981; Sakurai, 1989; Amari *et al.*, 1997; Amari *et al.*, 1999). As estruturas magnéticas coronais podem ser observadas indiretamente através do brilho na emissão em EUV e raios-X moles, porém, sem uma relação direta com a intensidade do campo magnético. Em geral, o espectro solar em ultravioleta e ultravioleta extremo são densamente populados por linhas de emissão emitidas por plasmas a temperaturas muito diferentes e apresentam algumas janelas estreitas onde a emissão é dominada por algumas linhas brilhantes pertencentes a um ou dois graus de ionização adjacentes. Os telescópios *EUV Imaging Telescope* (EIT) a bordo do SOHO (Delaboudiniere *et al.*, 1995) e TRACE (Schrijver *et al.*, 1999; Berger *et al.*, 1999) exploram estes casos observando as linhas: He II 304 Å ($T \leq 10^5$ K), Fe IX-XX 171-175 Å ($T \simeq 10^6$ K), Fe XV 284 Å ($T \simeq 2 \times 10^6$ K), C IV 1550 Å ($T \simeq 10^5$ K), o que possibilita a identificação dos arcos coronais, estruturados pelos campos magnéticos, como mostrado na Figura 1.1.

Algumas técnicas foram propostas, buscando se obter a topologia tridimensional destes arcos (Aschwanden *et al.*, 1999b; Aschwanden *et al.*, 2000; Simões e Costa, 2003). A

estrutura magnética das regiões ativas também pode ser avaliada através da observação da polarização em rádio. Kundu e Vlahos (1979) interpretaram os diferentes graus de polarização observados em explosões como causa de assimetrias nos arcos magnéticos da fonte. Bandiera (1982) propôs um método para avaliar os campos coronais baseado na interpretação da emissão rádio, sua polarização e interações entre os modos de onda. Nishio *et al.* (2000) estudaram 25 explosões simultaneamente observadas em 17 GHz (NoRH) e raios-X duros (HXT), sugerindo que grande parte dos eventos aconteceram em regiões com dois ou mais arcos, muitas vezes assimétricos, interagindo. No entanto, os estudos desta natureza dão apenas uma idéia da geometria da fonte explosiva, com resolução espacial da ordem de algumas dezenas de segundos de arco.

3.1 Extrapolação De Campos Magnéticos Fotosféricos

Um tratamento magneto-hidrodinâmico completo das regiões ativas é muito complexo na prática, de modo que algumas suposições são introduzidas para a obtenção do campo magnético na atmosfera solar. Devido ao desconhecimento das correntes elétricas na atmosfera, uma primeira aproximação é ignorá-las, tratando o campo magnético em seu estado potencial. O primeiro método para a solução do campo magnético potencial foi proposto por Schmidt (1964), e descrito em Stix (2004). Sendo o potencial magnético Φ_M :

$$\mathbf{B} = -\nabla\Phi_M \quad (3.1)$$

o campo potencial pode ser calculado, utilizando uma analogia ao cálculo do campo eletrostático, onde a componente normal B_z dada na superfície $z = 0$, está relacionada com a densidade de cargas σ_m de “mono-pólos” magnéticos (acima da superfície). Com isso, e considerando apenas o campo gerado em $z > 0$, temos:

$$\mu\sigma_m \equiv \nabla \cdot \mathbf{B} = 2B_z\delta(z) \quad (3.2)$$

onde $\delta(z)$ é a função delta de Dirac, e μ é a permeabilidade magnética do meio. E com (3.1), a variação do potencial magnético é:

$$\nabla^2 \Phi_m = -2B_z \delta(z) \quad (3.3)$$

A solução desta equação é uma integral de Poisson na superfície $z = 0$, resultando em:

$$\Phi_m(r) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{B_z(r')}{|r - r'|} dr' \quad (3.4)$$

Apenas a componente normal de \mathbf{B} , medida no disco solar, através do efeito Zeeman longitudinal é suficiente para calcular o campo potencial. Esta solução se aplica para regiões pequenas, uma vez que neste caso a curvatura da superfície solar pode ser desconsiderada. Para cálculos do campo global, é necessário introduzir os conceitos de geometria esférica. Porém, esta suposição de um campo magnético livre de correntes não é relevante em muitas regiões ativas, onde sabe-se que a configuração magnética armazena uma quantidade de energia maior que a correspondente de seu estado potencial. O campo potencial não apresenta energia disponível (em forma de correntes) para a liberação nas explosões solares. Logo, deve ser considerado um estado mais geral do campo magnético, o qual leva em consideração as correntes no meio. A equação de momento deste plasma pode ser escrita como:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla P + \nabla \phi_g + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (3.5)$$

onde o último termo da direita é a força de Lorentz associada ao movimento perpendicular das cargas em relação às linhas de campo magnético (densidade de corrente, $\mathbf{J} \simeq \nabla \times \mathbf{B}$), e para correntes não-paralelas às linhas de campo, resulta em uma força de $\nabla(B^2/8\pi)$. Nas condições da coroa solar a pressão magnética é muito maior que a pressão cinética (pressão do gás ∇P e gravitacional $\nabla \phi_g$), e as estruturas magnéticas são estáveis, em períodos de horas. Dessa maneira, uma solução para a equação (3.5) acontece quando as correntes e campos estiverem alinhados, ou seja,

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad (3.6)$$

Os campos que satisfazem (3.6) são chamados de campos livres de forças (“force-

free). As soluções para esta equação são $\mathbf{B} = 0$ (trivial), $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ (campo potencial) e

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad (3.7)$$

caso “*force-free*” linear (Nakagawa e Raadu, 1972; Seehafer, 1978), ou

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(r) \mathbf{B} \quad (3.8)$$

sendo este último o caso geral (“*force-free*” não-linear) (Sakurai, 1981), com o parâmetro $\alpha(r)$ função da posição. Aplicando o divergente na equação (3.8), implica que $\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0$, indicando que qualquer gradiente de α deve ser perpendicular à \mathbf{B} , portanto α deve ser constante ao longo de cada linha de campo. O parâmetro α determina o cisalhamento de cada linha de campo relativo ao seu estado potencial e é diretamente proporcional à densidade de corrente. O campo magnético “*force-free*” na atmosfera solar pode ser calculado utilizando, além da componente normal B_z , o valor de α para cada arco magnético (Sakurai, 1981). Sendo a componente normal da Equação (3.8)

$$\alpha = \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right)_{z=0} / B_z \quad (3.9)$$

Uma revisão das diversas técnicas matemáticas que foram propostas para o cálculo de extrapolações de campo magnético foi apresentada por Sakurai (1989). Soluções numéricas foram ainda propostas por Amari *et al.* (1997), Amari *et al.* (1999), para o caso com α linear constante e para o caso não-linear, discutindo ainda a possibilidade de utilização de códigos magneto-hidrodinâmicos tridimensionais para construir soluções aproximadas das equações de equilíbrio de campos “*force-free*”. Mikic e McClymont (1994) apresentaram campos magnéticos extrapolados a partir de magnetogramas vetoriais de duas regiões ativas, nas quais ocorreram eventos explosivos. Ao invés de resolver diretamente a equação de equilíbrio (3.8), o cálculo se inicia com o campo potencial correspondente aos valores medidos da componente normal B_z em $z = 0$ (fotosfera), e evolui no tempo de acordo com as variações dos magnetogramas vetoriais, chegando ao estado “*force-free*”, satisfazendo a equação de

equilíbrio e os dados de contorno. Uma solução aproximada de *force-free* não-linear é a obtenção da solução de α variável (entre linhas) através de muitas soluções lineares. O ponto fraco deste procedimento é que algumas linhas não são encontradas, porém o ponto favorável é que a maioria das linhas são obtidas quando comparamos com a emissão em EUV.

3.2 Reconstrução Dos Arcos Magnéticos Através De Imagens

Com o início de observações em raios-X, através dos satélites *Skylab* e SMM (*Solar Maximum Mission*) permitiu-se a comparação das extrapolações das linhas de campo com os dados obtidos destas observações. A análise de imagens em raios-X moles obtidas pelo *Skylab* e pelo *Yohkoh* permitiu também um estudo mais preciso sobre a temperatura, densidade e pressão nas estruturas coronais. Recentemente, o potencial de investigação destes aspectos aumentou graças ao início de observações com alta resolução espacial em ultravioleta, com os satélites TRACE e SOHO/EIT. No entanto, estes estudos devem considerar as ambigüidades causadas pelas projeções bidimensionais das imagens para uma análise correta da estrutura coronal tridimensional (Alexander e Katsev, 1996). Buscando uma análise deste efeito geométrico, e também das características físicas do plasma coronal, através de imagens em raios-X moles, Gary (1997) apresentou uma proposta utilizando um modelo de um conjunto de tubos de fluxo de plasma opticamente finos. A partir das linhas de campo potencial extrapoladas do campo magnético fotosférico, os tubos de fluxo tridimensionais foram gerados ao redor destas linhas, aplicando modelos para os valores de temperatura, pressão, densidade, assim como os coeficientes de emissão bremsstrahlung. O padrão de emissão tridimensional destes tubos de fluxo pode ser separado em contribuições físicas e geométricas. Nesse estudo, os valores dos parâmetros físicos foram fixados, dando maior importância para os efeitos geométricos, relativos à linha de visada. O volume representando os tubos de fluxo são então projetados em imagens bidimensionais, integrando a emissão em um regime opticamente fino. Estes resultados foram comparados com imagens obtidas em raios-X moles pelo *Yohkoh* obtendo resultados consistentes.

Grande parte dos estudos realizados sobre a estrutura geométrica tridimensional do campo magnético coronal são baseados no resultado de extrapolações dos campos fotosféricos observados. Por outro lado, Aschwanden *et al.* (1999b), Aschwanden *et al.* (2000) desenvolveram um método para análise da estrutura tridimensional através das imagens registradas pelo EIT em ultravioleta distante, sem impor qualquer

modelo para as estruturas. Nesse trabalho, foram obtidas as coordenadas bidimensionais de diversos arcos identificados através das imagens do EIT, nos comprimentos de onda 171 Å (Aschwanden *et al.*, 1999b), 195 Å e 284 Å (Aschwanden *et al.*, 2000). Através de sua metodologia, chamada estereoscopia dinâmica, foram encontradas as coordenadas tridimensionais de diversos pontos em cada arco. Esta técnica, no entanto, foi aplicada à uma região ativa extremamente estável, durante o mínimo de atividade solar, e esta estabilidade é necessária para a identificação mais precisa dos arcos de um dia para outro. Para o caso mais geral é esperado que hajam variações do campo, como torções (“*shear*”) devido à rotação diferencial e no caso de explosões solares, reconexões magnéticas devem acontecer, o que altera a topologia dos campos, limitando a técnica a casos de regiões quiescentes muito estáveis. Uma outra alternativa de obtenção das estruturas magnéticas tridimensionais de regiões ativas quiescentes é através da utilização de técnicas tomográficas (Simões e Costa, 2003). Devido à rotação solar, é possível obter imagens resultantes da emissão integrada na direção da linha de visada, para diversas direções. Porém, similar à estereoscopia dinâmica, é preciso que as estruturas magnéticas sejam duradouras por todo o período de rotação necessário. Estas emissões podem ser descritas como equações integrais que são na verdade transformadas de Radon do perfil de densidade do material emissor. A solução deste sistema, para a obtenção dos perfis de densidade, pode ser conseguida por tomografia, utilizando por exemplo o algoritmo “*filtered back projection*”, e. g. Costa *et al.* (2002). Utilizamos as imagens em EUV obtidas pelo EIT em 171 Å da região ativa NOAA 7986 entre 22 de Agosto a 06 de Setembro de 1996, para uma reconstrução tomográfica. Esta região apresentou boa estabilidade durante sua longa vida, condições importantes para a reconstrução, e foi a mesma região utilizada no estudo de Aschwanden *et al.* (1999b), Aschwanden *et al.* (2000). Na Figura 3.1 apresentamos as imagens em EUV (utilizamos um filtro para destacar as estruturas finas) registradas nos dias 22 e 30 de Agosto de 1996, quando a região ativa estava no limbo e no centro do disco, respectivamente, e ainda os resultados da reconstrução tomográfica. A reconstrução produz um volume contendo a informação tridimensional da estrutura avaliada; para comparar com as imagens do EIT, projetamos o volume na direção referente à posição da região ativa no disco solar. Observando a Figura 3.1, vemos que, através desta técnica tomográfica, podemos obter a estrutura tridimensional dos arcos principais da região ativa, porém com muito ruído nas imagens restauradas. A grande dificuldade de obtenção destas restaurações é gerada pela dinâmica destas estruturas. Nem sempre é possível obter uma restauração. A escala de tempo em que cada tubo de fluxo (plasma con-

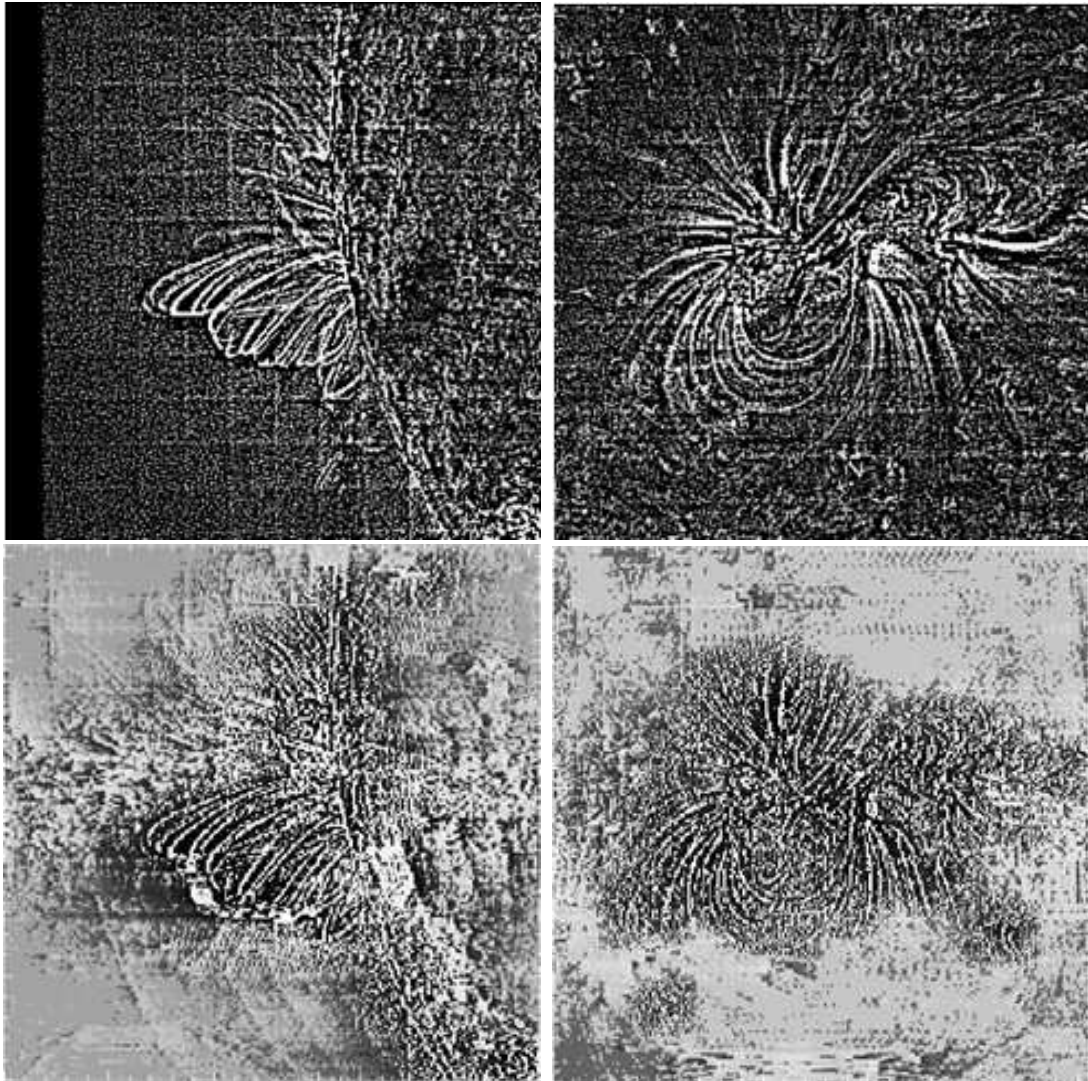


FIGURA 3.1 - Superior: Região ativa NOAA 7986 registrada pelo EIT em 22 e 30 de Agosto de 1996, respectivamente no limbo e no centro do disco solar. Inferior: projeções da região ativa reconstruída por tomografia.

finado no interior de arcos magnéticos) brilha é da ordem de horas. A alternância de arcos brilhando e desaparecendo é grande. Mesmo com a reconstrução tomográfica da estrutura magnética das regiões ativas, muitas linhas de campo magnético estarão segmentadas, devido às próprias características das imagens obtidas pelos instrumentos EIT/TRACE. Nessas imagens, as linhas de campo são definidas pelo brilho em ultravioleta, e dificilmente todas as estruturas magnéticas estão bem definidas, evidenciando apenas alguns segmentos de cada arco magnético. Outra técnica baseada em tomografia foi proposta por Wiegelmann e Inhester (2003), planejada para utilização na missão STEREO (Gary *et al.*, 1998) que é uma rede de satélites a

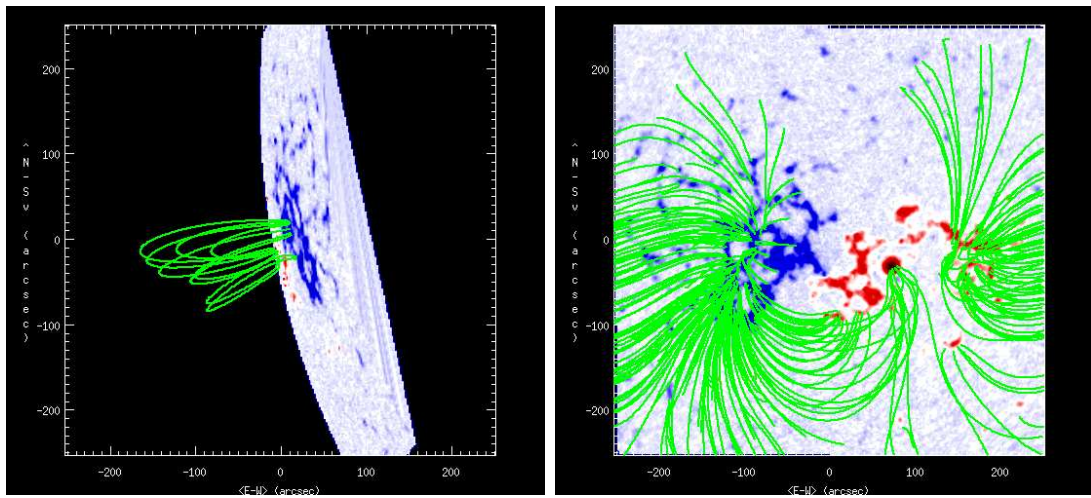


FIGURA 3.2 - Extrapolações do campo magnético da Região ativa NOAA 7986, para 22 e 30 de Agosto de 1996. Incluímos apenas as linhas de campo que reproduzem os arcos destacados pela emissão em ultravioleta detectada pelo EIT.

ser lançada para a obtenção simultânea de imagens (em EUV) em várias linhas de visada.

As técnicas de reconstrução por imagens ainda são recentes, mas combinadas às técnicas de extrapolação, podem tornar-se ferramentas importantes no estudo da estrutura dos campos magnéticos e plasmas das regiões ativas. Na Figura 3.2 ilustramos linhas de campo extrapoladas da região ativa NOAA 7986, a partir de magnetogramas obtidos para os mesmos dias das imagens mostradas na Figura 3.1. Representamos apenas as linhas de campo que reproduzem os arcos destacados pela emissão em ultravioleta detectada pelo EIT. A configuração magnética da região é a praticamente a mesma nesse período. As estruturas evidenciadas pela emissão ultravioleta é que diferem entre os dias 22 e 30.

CAPÍTULO 4

DESCRIÇÃO DO MÉTODO COMPUTACIONAL

Neste Capítulo, apresentamos um método para o cálculo da emissividade girossincrotrônica de elétrons acelerados durante explosões solares e o cálculo da transferência radiativa, considerando um sistema tridimensional de arcos magnéticos. Como discutido anteriormente, não existe um conhecimento preciso das estruturas magnéticas, porém este é um aspecto externo tanto para o cálculo da emissão e absorção quanto para a transferência radiativa.

O procedimento consiste em três passos principais:

- Definição da fonte: campo magnético (intensidade e direção) e densidade de elétrons térmicos do ambiente;
- cálculo dos coeficientes de emissão e absorção;
- solução da equação de transferência radiativa;

4.1 Definição Da Fonte Inomogênea

Representamos fontes inomogêneas como um volume de dimensões $L_x \times L_y \times L_z$, dividido em elementos de volume (denominados *voxels*, de forma análoga aos elementos de imagem *pixels*). Cada *voxel* é considerado uma fonte homogênea, mas a composição de diversos destes elementos, com seus parâmetros definidos em função do espaço, descrevem uma fonte inomogênea. Um modelo descritivo está representado na Figura 4.1. Para o cálculo da radiação girossincrotrônica de elétrons não-térmicos, a fonte pode ser representada pela descrição espacial do campo magnético e da densidade ambiente. O código que desenvolvemos admite como entrada vetores com as magnitudes e direções do campo, obtidas com qualquer metodologia já discutida.

4.2 Cálculo Dos Coeficientes

Para o cálculo dos coeficientes de emissão (2.22) e absorção (2.23), utilizamos o formalismo geral apresentado por Ramaty (1969), e realizados sob a suposição de um plasma frio sem colisões. Como discutido na sessão 2.2, as soluções destas equações devem ser encontradas numericamente, já que as integrais em questão não

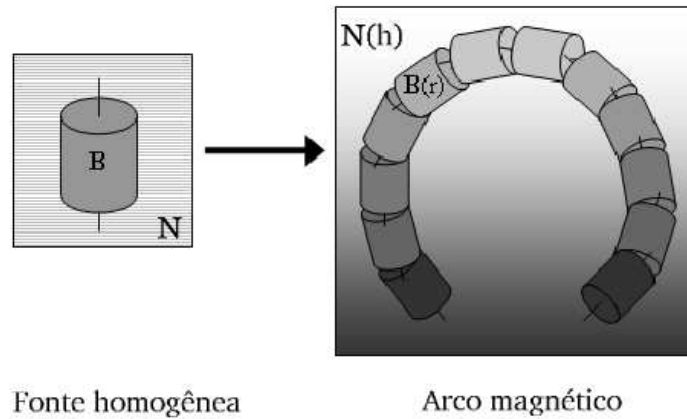


FIGURA 4.1 - Descrição esquemática do modelo de fonte inhomogênea que utilizamos em nossos cálculos. À esquerda, uma fonte homogênea, com o campo magnético \mathbf{B} e densidade ambiente N constantes. À direita, uma composição de diversas destas fontes, porém com seus parâmetros em função da posição: densidade em função da altura $N(h)$ e campo magnético $\mathbf{B}(r)$ em função da distância r até o dipolo magnético.

apresentam soluções analíticas. Testamos dois métodos de integração numérica para solucionar o problema: 1) trapezoidal e 2) Gauss-Legendre. A comparação entre os dois métodos mostrou que: o método trapezoidal apresentou boa precisão (e menor tempo de computação) nos cálculos de espectros para ângulos de visada (ângulo formado entre a direção do observador e a direção do campo magnético) $20^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$ e distribuições isotrópicas em ângulo de passo. Para cálculos com $20^\circ > \theta$ e $\theta > 70^\circ$ ou distribuições anisotrópicas em ângulo de passo, ocorrem erros acima de 100% em comparação com o método Gauss-Legendre, principalmente nas baixas frequências. Optamos, então, pelo método Gauss-Legendre, mais abrangente e preciso. Para verificar a integridade do código, reproduzimos os cálculos feitos por Ramaty (1969) (Figuras 2 e 6, para distribuições em ângulo de passo isotrópica e anisotrópica, respectivamente). Os resultados estão apresentados nas Figuras 4.2 e 4.3. Uma vez determinada a configuração da fonte, são calculados os coeficientes de emissão e absorção dos modos ordinário e extraordinário, para cada *voxel*.

Os parâmetros de entrada do código são:

- Posição da fonte no disco solar;
- Densidade ambiente;

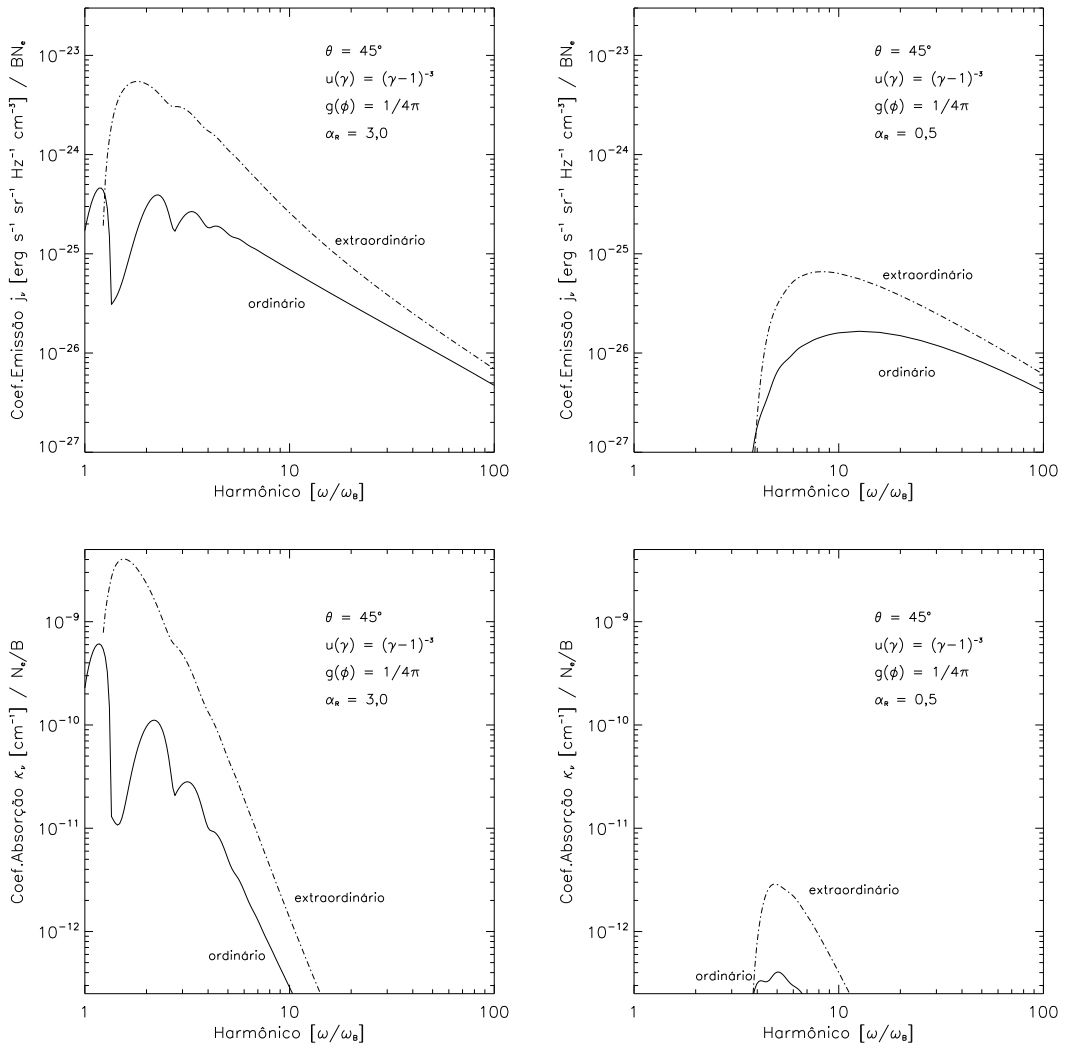


FIGURA 4.2 - Reprodução da figura 2 de Ramaty (1969), mostrando os coeficientes de emissão (j_ν) e absorção (κ_ν) para um conjunto de elétrons com distribuição isotrópica em ângulo de passo e espectro de energia em lei de potência. Os coeficientes foram avaliados em um meio sem $\alpha_R = 3$ e com $\alpha_R = 0,5$ efeito de supressão Razin.

- Função de distribuição em energia dos elétrons não-térmicos, normalizada para uma densidade desejada;
- Função de distribuição em ângulo de passo dos elétrons não-térmicos;
- Limites de energia para a integração;

Da mesma forma que as características da fonte são definidas para cada *voxel*, o código permite que as funções de distribuição dos elétrons não-térmicos sejam também

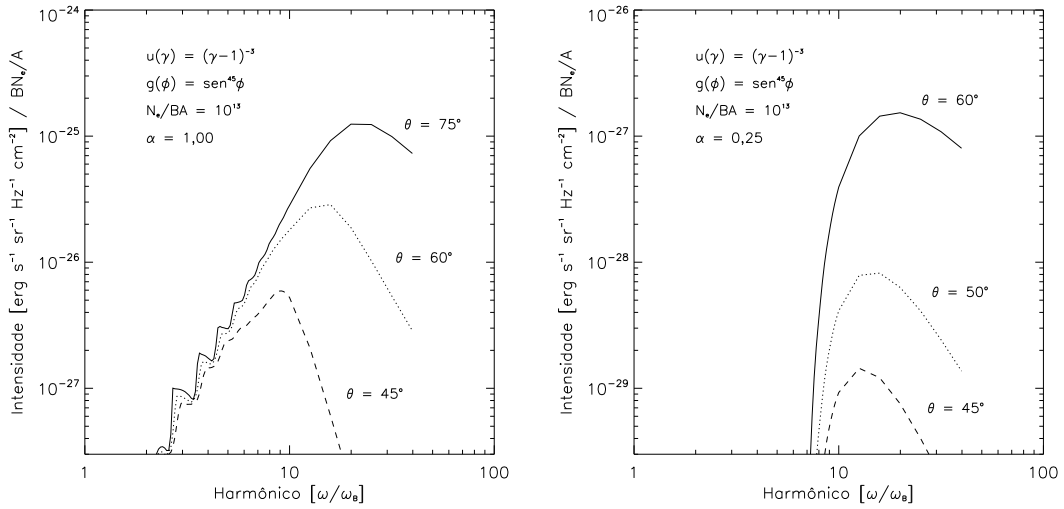


FIGURA 4.3 - Reprodução da figura 6 de Ramaty (1969), mostrando os espectros, para diversos ângulos de visada, da radiação produzida por uma distribuição altamente anisotrópica em ângulo de passo. Também avaliada em relação ao efeito Razin ($\alpha_R = 1$ e $\alpha_R = 0,25$).

definidas de forma diferenciada. Ressaltamos, porém, que uma descrição completa da distribuição espacial dos elétrons requer a solução da equação de Fokker-Planck, avaliada para toda a fonte inhomogênea, o que está além da proposta deste trabalho. Para um tratamento mais completo da distribuição espacial das partículas deveríamos também considerar questões como a função de injeção de partículas aceleradas no arco, a difusão espacial dos elétrons causada principalmente por colisões coulombianas, e a evolução destas características no tempo, o que resulta na condição de aprisionamento e precipitação dos elétrons. Neste estudo, limitar-nos-emos à utilização de uma distribuição espacial de elétrons homogênea em toda a fonte, lembrando, porém, que o devido tratamento deste conceitos será efetuado em uma etapa futura. As conseqüências da utilização de uma distribuição espacial homogênea produz um excesso de emissão nos pés dos arcos devido a existência de elétrons de grande ângulo de passo nessa região. Isto terá um maior efeito na emissão em altas frequências, devido aos maiores valores de campo magnético. Entendemos, no entanto, que esta condição é aceitável, uma vez que uma tentativa de promover uma distribuição espacial dos elétrons, sem considerar o formalismo teórico, seria especulativa e produziria efeitos na radiação da fonte que poderia ser confundida com os efeitos que buscamos estudar.

4.3 Cálculo Da Transferência Radiativa

Duas hipóteses sustentam a metodologia utilizada na solução da transferência radiativa:

- As trajetórias dos raios são consideradas retilíneas, já que curvaturas expressivas nas trajetórias só acontecem em baixas frequências e onde o índice de refração do plasma é suficientemente baixo ($\mu_{\pm} \ll 1$) e varia rapidamente com a posição; estas condições não ocorrem para os parâmetros utilizados neste estudo.
- Cada *voxel* é considerado uma pequena fonte homogênea, o que permite que utilizemos a solução analítica (Equação 2.39) da equação de transferência radiativa (Equação 2.38), no interior do *voxel*.

Após os cálculos, o volume $L_x \times L_y \times L_z$ é preenchido com os valores dos coeficientes. Os resultados da análise de arcos magnéticos de regiões ativas, através de imagens em EUV, apresentados por Aschwanden *et al.* (1999b), Aschwanden *et al.* (2000), mostram que a secção transversal dos arcos é praticamente constante. Para um observador na Terra, o ângulo da direção das linhas de campo presentes em uma secção transversal é o mesmo (Figura 4.4). A secção transversal que utilizamos é dependente do tamanho do *voxel*. A indução magnética na cromosfera e baixa coroa tem uma escala de altura da ordem de 6000 km e as dimensões do *voxel* são da ordem de 100 km. Como conseqüência, a indução magnética na secção transversal também é suposta ser a mesma, uma vez que estão muito próximas e há pouca divergência e, logo, estão praticamente à mesma distância do dipolo magnético. Como resultado, os coeficientes de emissão e absorção em uma secção transversal são homogêneos.

No entanto, a densidade de elétrons não-térmicos aprisionados no arco deve cair gradualmente do centro à extremidade, e sendo os coeficientes diretamente proporcionais à densidade, diminuirão na mesma proporção. Para obter uma melhor aproximação das estruturas espaciais idealizadas em relação às observadas, tendo em vista os conceitos apresentados, utilizamos uma queda linear da densidade de elétrons não-térmicos da linha central à extremidade das secções transversais. Esta abordagem, além de solucionar a questão da distribuição transversal dos elétrons, diminui consideravelmente a quantidade de cálculos necessários para resolver a fonte emissora. Por fim, calculamos a transferência radiativa para cada frequência esco-

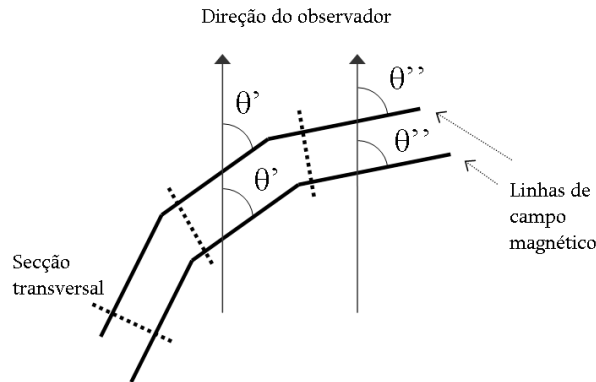


FIGURA 4.4 - Secção transversal dos arcos. Como a secção transversal de cada arco é constante, linhas de campo muito próximas serão vistas sob o mesmo ângulo por um observador na Terra.

lhida. Em cada camada é feito o cálculo da radiação emitida $\Delta I_\nu = j_\nu/\kappa_\nu$ e de sua própria absorção $\Delta I_\nu = -(j_\nu/\kappa_\nu)e^{-\kappa_\nu l}$, onde l é a dimensão do *voxel* na linha de visada para ambos modos de propagação. O valor I_ν resultante de uma camada será a entrada da próxima (onde sofrerá também a absorção $I_\nu e^{-\kappa_\nu l}$), que se sobrepõe na direção do observador. Este procedimento continua até o final do volume, resultando em uma imagem bidimensional da radiação produzida pelos elétrons não-térmicos. A Figura 4.5 apresenta um esquema deste procedimento. O espectro integrado da emissão é facilmente obtido fazendo a somatória da emissão total para cada imagem. Testamos este método para o cálculo da transferência radiativa preenchendo

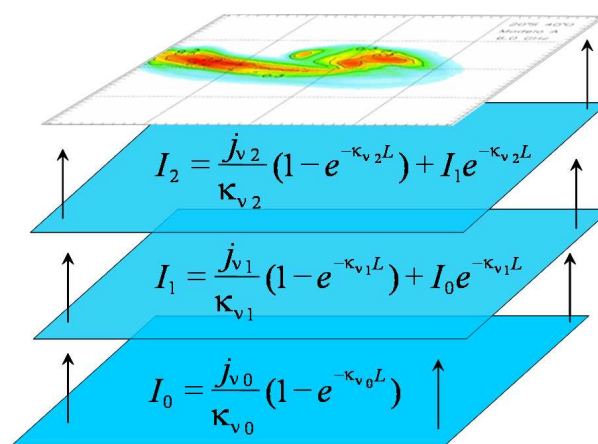


FIGURA 4.5 - Procedimento do cálculo da transferência radiativa.

um volume de 50 voxels^3 com coeficientes de emissão e absorção idênticos, formando uma fonte homogênea. Cada *voxel* tem dimensão de $4 \times 10^7 \text{ cm}$, sendo que o volume tem dimensão de $2 \times 10^9 \text{ cm}$. Comparamos o espectro deste volume com o obtido de uma fonte homogênea de dimensão total $2 \times 10^9 \text{ cm}$, com os mesmos valores dos coeficientes. Os espectros estão apresentados na Figura 4.6. Com os dois métodos chegamos ao mesmo resultado.

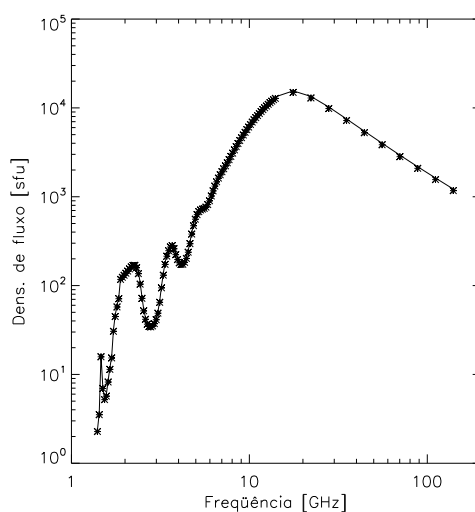


FIGURA 4.6 - Resultados do teste do cálculo da transferência radiativa. Espectros calculados para uma fonte homogênea (linha contínua) e para um volume de 50 voxels^3 , com coeficientes idênticos (símbolos *), para testar a técnica.

CAPÍTULO 5

RADIAÇÃO GIROSSINCROTRÔNICA DE UMA FONTE INOMOGÊNEA TRIDIMENSIONAL

Utilizando o método descrito no Capítulo anterior estudamos a radiação girossincrotrônica produzida por uma distribuição de elétrons não-térmicos em um ambiente de arcos magnéticos complexos. As características desta emissão para fontes homogêneas já foi extensamente discutida na literatura (Ramaty, 1969; Takakura e Scalise, 1970; Holman, 2003; Fleishman e Melnikov, 2003b; Fleishman e Melnikov, 2003a). Avaliamos, portanto, os efeitos causados no espectro por distribuições de elétrons anisotrópicas em ângulo de passo, de densidade variável de elétrons do ambiente com a altura (efeito Razin), e variações centro-limbo em fontes inomogêneas, comparando, sempre que possível, com o caso da fonte homogênea. Em nossos cálculos foram utilizados os seguintes parâmetros:

O espectro de energia dos elétrons não-térmicos foi representado por uma lei de potência

$$u(\gamma) = A_{nor}(\gamma - 1)^{-\delta} \quad (5.1)$$

onde A_{nor} é a constante de normalização. Para o índice espectral de energia, utilizamos um valor típico para explosões solares $\delta = 3$ (Alissandrakis, 1986; Stähli *et al.*, 1989; Lim *et al.*, 1992; Silva *et al.*, 2000). A densidade de elétrons não-térmicos utilizada, também um valor típico, foi $N_e = 6 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, e. g. Nindos *et al.* (2000), uniformemente distribuída na estrutura magnética, pelos motivos apontados no Capítulo anterior. Utilizamos uma função de distribuição de elétrons em ângulos de passo isotrópica

$$g(\phi) = \frac{1}{4\pi} \quad (5.2)$$

Consideramos também os efeitos de uma distribuição de elétrons em ângulos de passo altamente anisotrópica, tendo $g(70^\circ)/g(90^\circ) = 0,5$ (Ramaty, 1969; Klein, 1984; Fleishman e Melnikov, 2003b; Fleishman e Melnikov, 2003a):

$$g(\phi) = B_{nor} \text{sen}^{10}(\phi) \quad (5.3)$$

onde B_{nor} é a constante de normalização.

A geometria da fonte envolvida em nossos cálculos está apresentada na Figura 5.1. A estrutura é formada por 30 linhas de força do campo magnético que são segmentos de arco (semi circulares) com diferentes valores de raio e inclinação, apresentando uma configuração semelhante às estruturas coronais observadas em EUV e seguindo uma proposta apresentada por Reale e Peres (2000) e aplicada às observações em EUV por Aschwanden *et al.* (2000) (“*multi-thread model*”). Este modelo supõe que os arcos observados em EUV e raios-X seriam formados por inúmeros arcos muito finos, com diferentes temperaturas, mas devido à resolução espacial dos instrumentos, apenas são observados os grandes arcos isotérmicos. Aqui utilizamos este conceito para formar a estrutura magnética; em menor escala são identificados diversos arcos enquanto, em maior escala, identificamos apenas uma grande estrutura magnética. Apesar de evidências de fontes quadrupolares mais complexas em explosões solares (Aschwanden *et al.*, 1999a), normalmente são observadas estruturas bipolares associadas às estruturas em arco (Gopalswamy *et al.*, 1995; Nindos *et al.*, 2000; Lee e Gary, 2000; Kundu *et al.*, 2001; Kundu *et al.*, 2001). Os arcos, neste modelo proposto, têm alturas típicas entre $1 \sim 2 \times 10^9 \text{ cm}$ (Aschwanden *et al.*, 1999b; Aschwanden *et al.*, 1999a; Aschwanden *et al.*, 2000). A indução magnética para este conjunto de arcos foi calculada a partir de um modelo dipolar aproximado (no “*far field*”), dado pela equação:

$$B = \frac{B_0}{r^2} \quad (5.4)$$

onde, B é a intensidade do campo magnético e r é a distância entre cada ponto do arco magnético ao dipolo abaixo da fotosfera. Os valores calculados para a estrutura está apresentada na Figura 5.2. Para a densidade eletrônica térmica do meio, utilizamos uma dependência exponencial com a altura (Gary, 1997; Aschwanden *et al.*, 1999b):

$$N(h) = N_0 e^{\frac{-h}{k_h}} \quad (5.5)$$

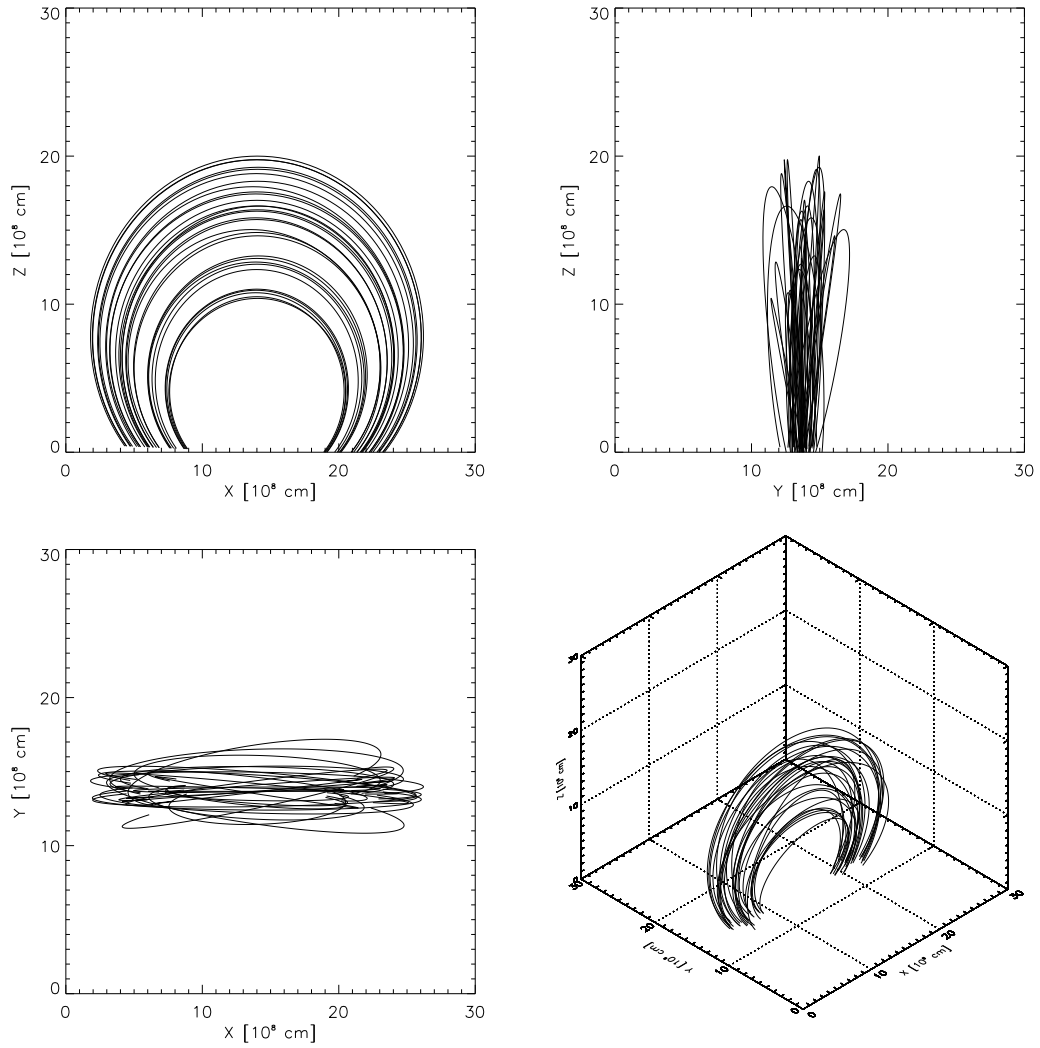


FIGURA 5.1 - Estrutura dos trinta arcos magnéticos utilizados em nossos cálculos, representando uma fonte inhomogênea.

onde, $N(h)$ é a densidade numérica de elétrons da atmosfera em função da altura, N_0 é a densidade da atmosfera na camada inferior de interesse, h é a altura e k_h é a escala de altura. A escala de altura k_h é tratada na literatura, e. g. Aschwanden *et al.* (1999b), em função da temperatura, mas neste estudo, o perfil de densidade é usado para tratar a variação relativa entre a girofrequência e a frequência de plasma. Assim, k_h pode ser considerado com um parâmetro independente. Utilizamos dois perfis de densidade para comparação de seus efeitos (Figura 5.2): Perfil 1: $N_0 = 1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ e $k_h = 4.3 \times 10^8 \text{cm}$ (densidades típicas); Perfil 2: $N_0 = 1 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ e $k_h = 5 \times 10^8 \text{cm}$. No segundo perfil, tivemos a intenção de tornar importante o efeito Razin.

A resolução espacial dos mapas de brilho resultantes da solução da transferência

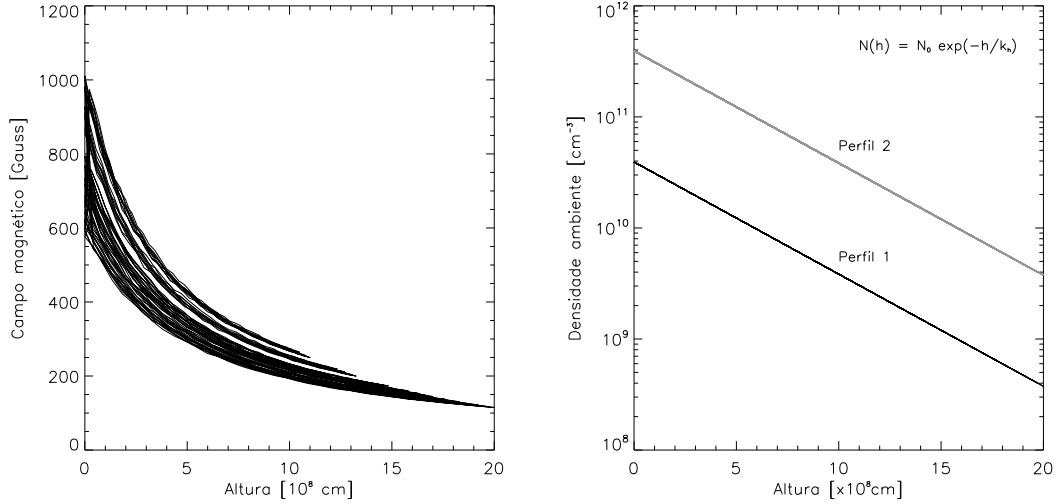


FIGURA 5.2 - Indução magnética dos arcos, calculados a partir de um modelo de dipolo aproximado (esquerda). Perfis de densidade de elétrons térmicos do ambiente (direita): linha preta: Perfil 1 - $N_0 = 1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ e $k_h = 4.3 \times 10^8 \text{cm}$; linha cinza: Perfil 2 - $N_0 = 1 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ e $k_h = 5 \times 10^8 \text{cm}$.

radiativa através do volume de coeficientes $L_x \times L_y \times L_z$ depende diretamente das dimensões $L_x \times L_y \times L_z$ do volume. Os mapas de brilho apresentados neste estudo têm resolução angular de $\approx 0,25''$. Com esta resolução, o tempo computacional para o cálculo dos coeficientes de um único volume é de aproximadamente 24 horas, com os recursos computacionais que temos disponíveis.

5.1 Fontes Homogêneas

Através do formalismo geral (Ramaty, 1969; Ramaty *et al.*, 1994) calculamos os espectros produzido por fontes homogêneas com o intuito de utilizá-los como referências para a análise da radiação proveniente de fontes mais complexas. Consideramos aqui três diferentes condições de forma a avaliar os efeitos causados pela densidade ambiente e distribuições de elétrons anisotrópicas em ângulo de passo $g(\phi)$.

- Modelo 1: distribuição de elétrons isotrópica em ângulo de passo e baixa densidade ambiente de forma que o espectro seja regulado apenas pela auto-absorção;

- Modelo 2: distribuição de elétrons isotrópica em ângulo de passo e alta densidade ambiente de forma que a supressão do meio seja importante;
- Modelo 3: distribuição de elétrons anisotrópica em ângulo de passo e baixa densidade ambiente.

Os demais parâmetros das fontes são os mesmos, alterando o ângulo entre o campo magnético e a linha de visada θ , de 10° a 80° (com passo de 10°). Os parâmetros dos três modelos de fontes estão na Tabela 5.1, onde: α_R é o parâmetro de Razin, $g(\phi)$ é a função de distribuição dos elétrons em ângulo de passo, δ é o índice espectral de energia dos elétrons não-térmicos, B é o campo magnético, $E_{min}-E_{max}$ define o intervalo de energia entre os limites inferior e superior para a integral da equação 2.26, N_{el} é a densidade dos elétrons não-térmicos, L é a profundidade da fonte e Ω é o diâmetro angular da fonte. Os resultados dos cálculos, estão representados na Figura 5.3. A densidade de fluxo é dada em *solar flux units* ($1\text{ sfu} = 10^{-22}\text{W m}^{-2}\text{ Hz}^{-1}$). A frequência foi normalizada pela girofrequência. Analisando os espectros afetados

TABELA 5.1 - Parâmetros das fontes homogêneas.

	Modelo 1	Modelo 2	Modelo 3
α_R	3	0,59	3
$g(\phi)$	$1/4\pi$	$1/4\pi$	$\text{sen}^{10}(\phi)$
δ	3	3	3
B	500 G	500 G	500 G
$E_{min}-E_{max}$	10keV-10MeV	10keV-10MeV	10keV-10MeV
N_{el}	$6 \times 10^7\text{cm}^{-3}$	$6 \times 10^7\text{cm}^{-3}$	$6 \times 10^7\text{cm}^{-3}$
L	$1 \times 10^9\text{cm}$	$1 \times 10^9\text{cm}$	$1 \times 10^9\text{cm}$
Ω	13"	13"	13"

apenas pela auto-absorção (Figura 5.3a), notamos que na região opticamente fina, a densidade de fluxo é menor para ângulos de visada mais baixos. Na região opticamente espessa, a intensidade da emissão é praticamente independente de θ , mas para ângulos maiores as estruturas harmônicas, características da radiação girosincrotrônica, são mais evidentes. A frequência de pico apresenta um deslocamento para frequências maiores com o aumento do ângulo θ , além de um aumento de intensidade neste ponto do espectro, como previsto pela teoria, e. g. Takakura e Scalise (1970), Stähli *et al.* (1989) (Figura 1.2). O índice espectral da região opticamente fina do modelo 1 praticamente não sofre influência com a posição da fonte no disco solar. Como esperado, para fontes homogêneas, o índice espectral de fótons para uma

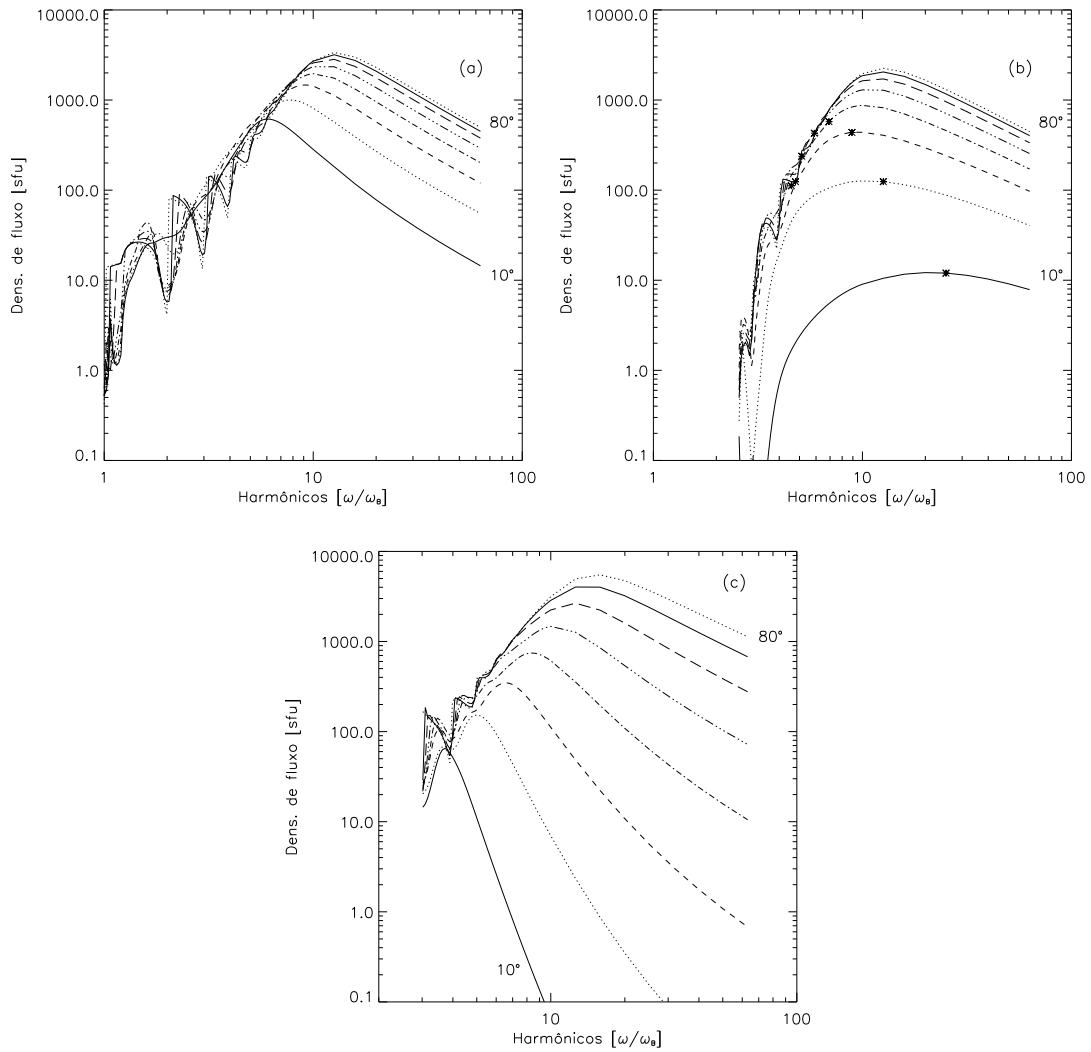


FIGURA 5.3 - Espectros calculados para o modelo de fonte homogênea para o casos: (a)Modelo 1; (b)Modelo 2; (c)Modelo 3. Os parâmetros destes modelos estão apresentados na Tabela 5.1. Os símbolos * no quadro (b) indicam as frequências de corte Razin.

emissão opticamente fina depende apenas da função de distribuição dos elétrons em energia (Dulk e Marsh, 1982; Dulk, 1985).

Fica bastante evidente o papel que a supressão do meio (efeito Razin) tem sobre a forma espectral como vemos na Figura 5.3b. A supressão da emissão é bastante pronunciada na região das frequências baixas e é mais efetiva quando a propagação acontece na direção da maior variação da densidade, ou seja, em 10° . O efeito Razin torna-se especialmente importante para frequências menores que a chamada frequência de corte Razin ($\nu \ll \nu_R$), sendo ν_R dado pela equação (2.32). Na Figura

5.3b, os símbolos * indicam a frequência de corte Razin.

Nossos resultados para o modelo 3 concordam com as conclusões apresentadas por Fleishman e Melnikov (2003a). Encontramos uma grande variação da intensidade da parte opticamente fina, enquanto na parte opticamente espessa sofre pouca variação em relação ao caso isotrópico, analisados em função do ângulo de visada. Na Figura 5.3c podemos ver que para baixos ângulos de visada a intensidade cai rapidamente com a frequência, enquanto que para ângulos maiores ($\theta > 60^\circ$), a forma do espectro não é alterada quando comparada ao caso isotrópico (Figura 5.3a). Discutiremos maiores detalhes da influência da anisotropia de ângulo de passo na Seção 5.4.2.

5.2 Fontes Inomogêneas

Consideramos agora uma fonte complexa formada por um conjunto de arcos magnéticos (descrita no início do Capítulo). Realizamos os cálculos da emissividade e da transferência radiativa nesta fonte para três posições diferentes no disco solar: $20^\circ S\ 0^\circ O$, $20^\circ S\ 40^\circ O$ e $20^\circ S\ 80^\circ O$ (Figura 5.4). Buscando avaliar os efeitos da distri-

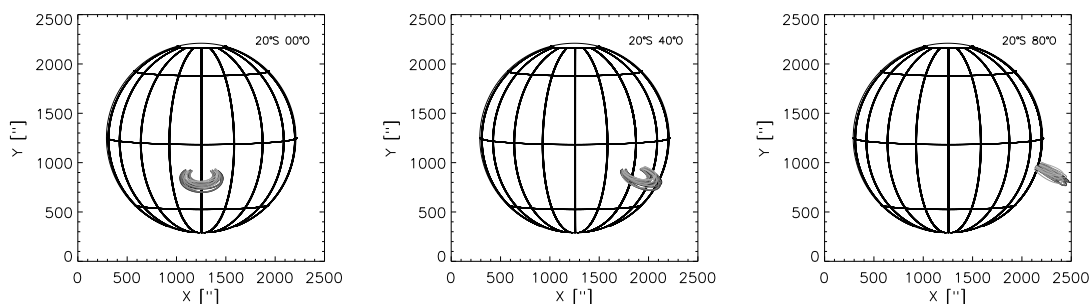


FIGURA 5.4 - Diferentes posições da fonte no disco solar: $20^\circ S\ 0^\circ O$, $20^\circ S\ 40^\circ O$ e $20^\circ S\ 80^\circ O$. O tamanho da estrutura foi ampliada de um fator 15 para ser melhor visualizada.

buição em ângulo de passo dos elétrons e da variação da densidade, utilizamos três modelos distintos descritos na Tabela 5.2. Os espectros resultantes para os três modelos estão apresentados na Figura 5.5. Discutiremos as características dos espectros e mapas de fluxo nas seções a seguir.

TABELA 5.2 - Modelos utilizados para fontes inomogêneas.

	$g(\phi)$	$n(h)$	N_0 (cm^{-3})	k_h (cm)
Modelo A	$1/4\pi$	Perfil 1	10^{11}	$4,3 \times 10^8$
Modelo B	$1/4\pi$	Perfil 2	10^{12}	5×10^8
Modelo C	$\text{sen}^{10}(\phi)$	Perfil 1	10^{11}	$4,3 \times 10^8$

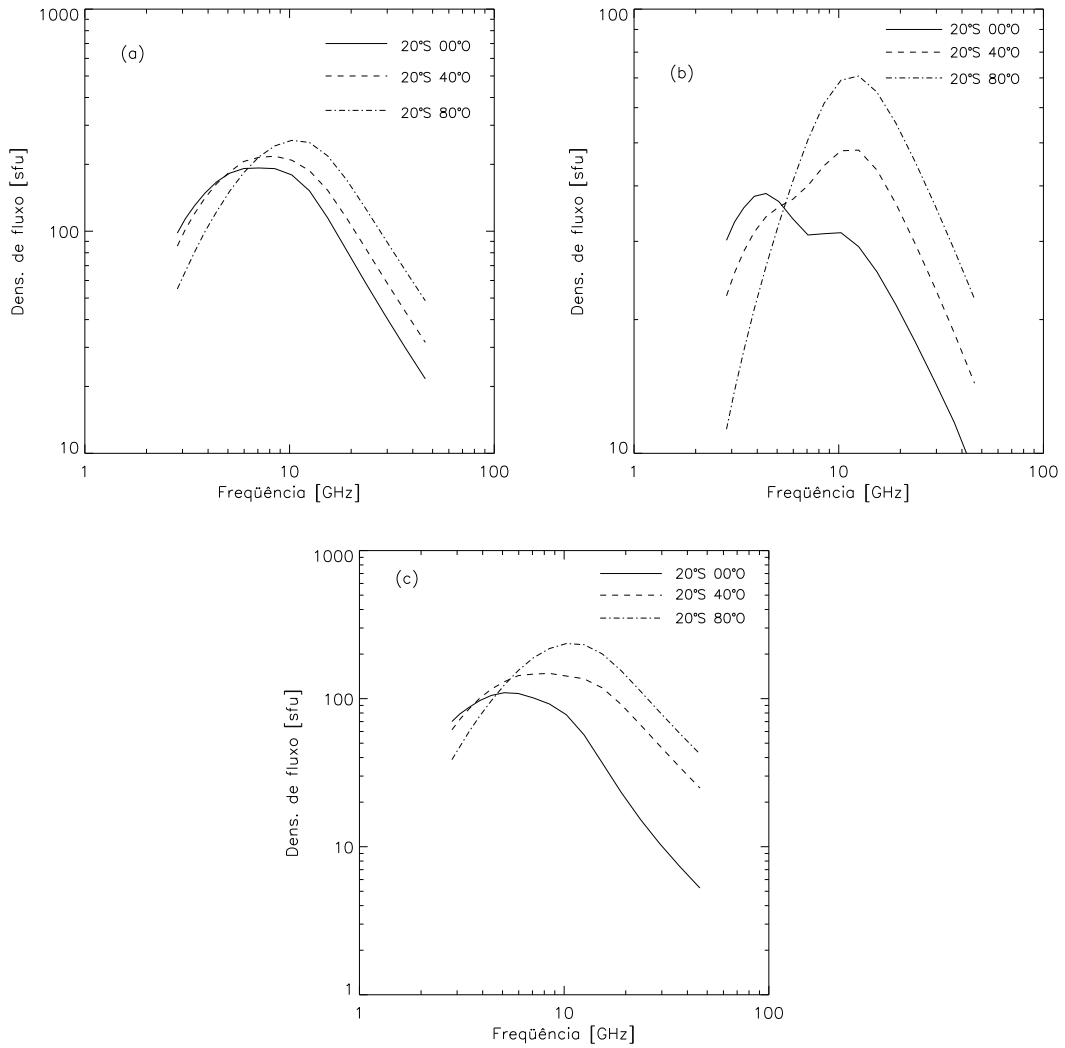


FIGURA 5.5 - Espectros calculados para o nosso modelo de fonte inomogênea, constituído de um conjunto de arcos semi-circulares: (a) Modelo A, (b) Modelo B, (c) Modelo C. Estão representados os espectros produzidos pela mesma fonte, em diferentes posições no disco solar: $20^{\circ}S$ $0^{\circ}O$, $20^{\circ}S$ $40^{\circ}O$ e $20^{\circ}S$ $80^{\circ}O$.

5.3 Variações Centro-Limbo

Os estudos da diretividade da radiação em explosões solares podem prover informações sobre a distribuição de energia das partículas e mecanismos de transporte. Diversos autores apresentaram análises estatísticas da posição das explosões e suas características no disco solar. Fato atribuído a emissão anisotrópica de elétrons relativísticos preferencialmente na direção da velocidade dos elétrons.

Observações em raios-X duros mostraram que tanto a emissão de baixa energia (< 100 keV) (Vestrand *et al.*, 1987; Li, 1994) como a emissão de alta energia (Trottet, 1994) não apresentam variações na direção centro-limbo, ou seja, as características da emissão não dependem da posição no disco solar. Observações em rádio de explosões solares não mostraram nenhuma variação significativa da intensidade na direção centro-limbo, para frequências até 17 GHz (Kosugi, 1985). Silva e Valente (2002), em uma análise estatística, utilizando frequências mais altas (até 50 GHz), avaliaram parâmetros como índice espectral, frequência de pico e fluxo máximo, também sem encontrar dependências centro-limbo nestas características da emissão.

Os modelos de radiação girossincrotrônica apresentados por Takakura e Scalise (1970), para fontes ligeiramente inomogêneas, prevêm 1) um pequeno aumento na intensidade das explosões mais próximas do limbo, 2) a frequência de pico aumenta na direção centro-limbo, 3) o índice espectral da região opticamente fina não sofre variações na direção centro-limbo, dependendo apenas da função de distribuição dos elétrons não-térmicos.

De fato, utilizando modelos de fontes homogêneas estas características são encontradas como vemos na Figura 5.6 (os parâmetros resultantes de fontes homogêneas estão descritos pelas linhas contínuas). Analisando a Figura 5.6(a,d,g) notamos que a frequência de pico ν_{pico} nos espectros da emissão das fontes inomogêneas (linhas descontínuas) não apresentam a mesma dependência como nas fontes homogêneas. Os resultados apresentados por Silva e Valente (2002) mostram também esta característica para a frequência de pico dos eventos analisados. O fluxo no máximo do espectro, Figura 5.6(b,e,h) praticamente não sofre mudanças na direção centro-limbo, ao contrário do caso homogêneo. Silva e Valente (2002) não verificaram qualquer dependência do fluxo com a posição das explosões. Como o previsto pela teoria girossincrotrônica, o índice espectral da região opticamente fina não sofre influência do ângulo de visada θ . Nossos resultados, para fontes inomogêneas, confirmam esta afir-

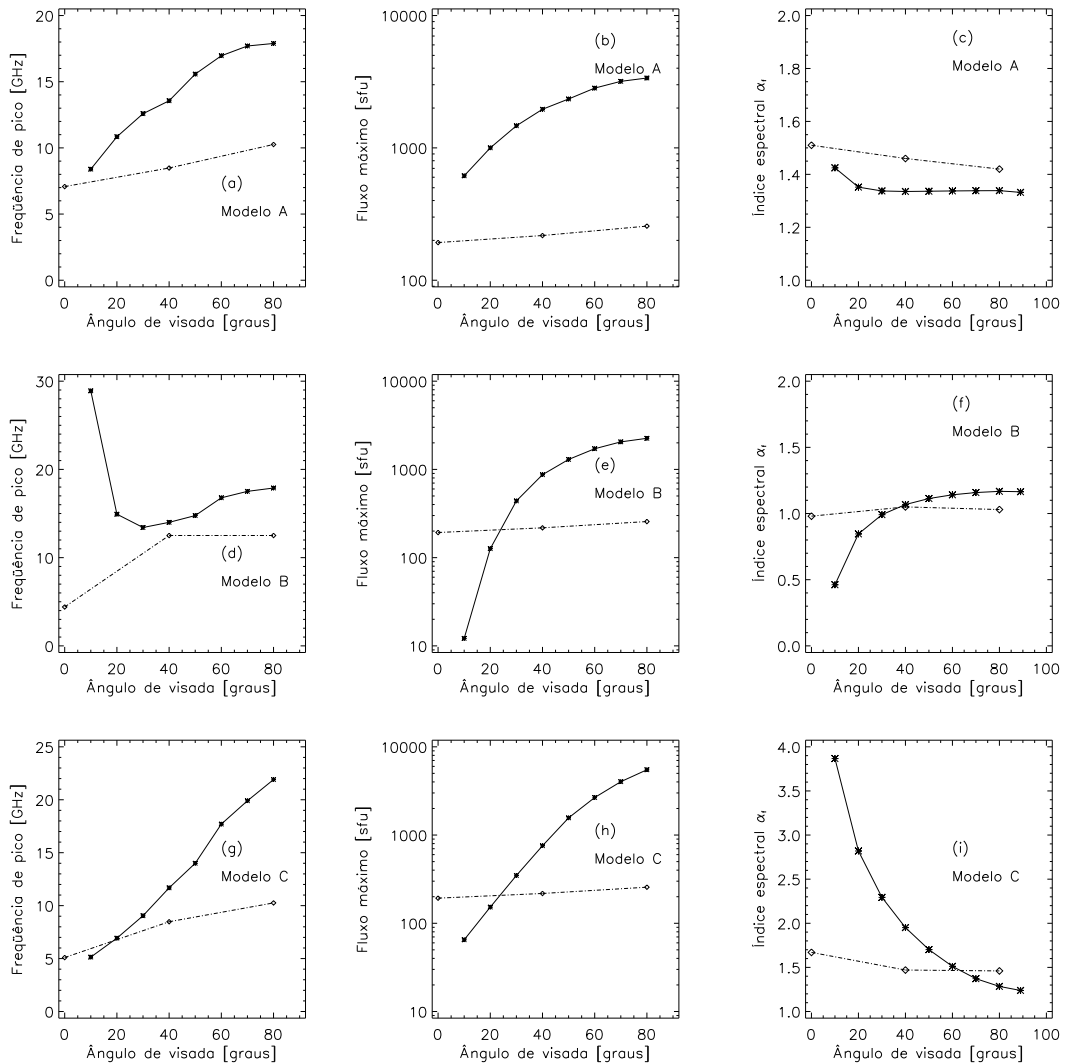


FIGURA 5.6 - Parâmetros espectrais encontrados a partir dos espectros calculados para o modelo de fonte inhomogênea em função do ângulo de visada e comparados aos mesmos parâmetros para a fonte homogênea: linhas contínuas - modelos homogêneos; linhas segmentadas - modelos inhomogêneos.

mação, ver Figura 5.6(c,f), onde notamos que não existe a dependência centro-limbo para o índice espectral. O índice espectral α_f foi obtido como sendo o coeficiente angular de um ajuste linear na região opticamente fina do espectro (em escala logarítmica). Esta dependência também não foi verificada observacionalmente (Silva e Valente, 2002). Os efeitos de distribuições anisotrópicas dos ângulos de passo dos elétrons (Figura 5.6i) serão discutidos mais detalhadamente na Seção 5.4.2.

Através destas comparações, encontramos resultados muito similares com as obser-

vações, o que nos permite inferir que os parâmetros espectrais observados são mais condizentes com os obtidos através do modelo de fonte inomogênea (campo magnético e densidade ambiente com variação espacial) do que os encontrados através de fontes homogêneas. Isto sugere fortemente que as fontes de explosões solares são melhor representadas por fontes inomogêneas.

Os efeitos da diretividade foram previstos pela teoria girossincrotrônica devido à alta dependência das características da emissão com o ângulo de visada θ ; contudo, se uma geometria de arcos for considerada, as linhas de campo de cada região do arco serão vistas sob diferentes ângulos, minimizando os efeitos esperados da diretividade, como mostramos nesta Seção.

5.4 Análise Dos Espectros

5.4.1 Regime Opticamente Espesso

A forma do espectro na região opticamente espessa é normalmente interpretada através de diversos efeitos, sendo: auto-absorção, absorção de frequências abaixo da frequência de plasma, absorção girorressonante ou efeito Razin. Estes mecanismos que afetam a região opticamente espessa do espectro, em geral, produzem índices espectrais maiores que 2 (Guidice e Castelli, 1975). A densidade ambiente tem um papel importante na forma do espectro, principalmente nas baixas frequências. O efeito Razin é mais evidente quando avaliamos os índices espectrais da região opticamente espessa do espectro. No regime opticamente espesso, a densidade de fluxo em rádio pode ser expressa por uma simplificação da equação de Rayleigh-Jeans, e. g. Crannell *et al.* (1978):

$$F \propto A\nu^2 T_{ef} \quad (5.6)$$

onde A é a área projetada da fonte, a temperatura de brilho efetiva $T_{ef} = (c^2/k_b\nu^2)(j_\nu/\kappa_\nu)$, k_b é a constante de Boltzmann, j_ν e κ_ν são os coeficientes de emissão e absorção respectivamente. No caso de uma distribuição de elétrons Maxwelliana à temperatura T , então $T_{ef} = T$ e logo $F \propto \nu^2$. Para elétrons altamente relativísticos, pode-se demonstrar (Ginzburg e Syrovatskii, 1965) que $F \propto \nu^{2,5}$. E para elétrons levemente relativísticos com distribuições em lei de potência, com índice espectral δ , na faixa de interesse para o Sol ($3 \leq \delta \leq 7$), $F \propto \nu^{2,9 \pm 0,1}$ (Dulk

e Marsh, 1982). Observacionalmente, valores entre 0,4 e 10 para o índice espectral espesso já foram obtidos (Schoechlin e Magun, 1979; Stähli *et al.*, 1989), e tipicamente $F \propto \nu^{1,0}$ (Dulk e Dennis, 1982). Por um lado, o efeito Razin tende a aumentar o índice espectral desta região do espectro, podendo chegar até a $F \propto \nu^8$, enquanto que um gradiente no campo magnético pode causar uma diminuição de índice (Dulk e Dennis, 1982), ou ainda emissões simultâneas de diversas fontes com parâmetros diferentes podem causar efeito semelhante (Klein *et al.*, 1986). Outra possível explicação para o alargamento dos espectros (consequência da diminuição do índice espectral da região opticamente espessa) encontrada independentemente por Schoechlin e Magun (1979) e Dulk e Dennis (1982), é que a área projetada das fontes varia inversamente com a frequência, de forma geral $A \propto \nu^{-2}$ para distribuições não-térmicas de elétrons e considerando uma geometria esférica. Ramaty e Petrosian (1972) apresentaram uma proposta na qual espectros planos observados em explosões solares (Hachenberg e Wallis, 1961) poderiam ser devido à absorção livre-livre da radiação girossincrotrônica de elétrons não-térmicos. Em um estudo estatístico, Schoechlin e Magun (1979) avaliaram os índices espectrais α_e de 77 eventos, encontrando uma distribuição não gaussiana com valor médio de $1,8 \pm 0,1$, com um pico maior em 1,4 e outro menor em 2,5 (Figura 5.7). Estes resultados indicam com clareza a existência de duas distribuições distintas. Em nossa análise, notamos um expressivo alargamento em todos os

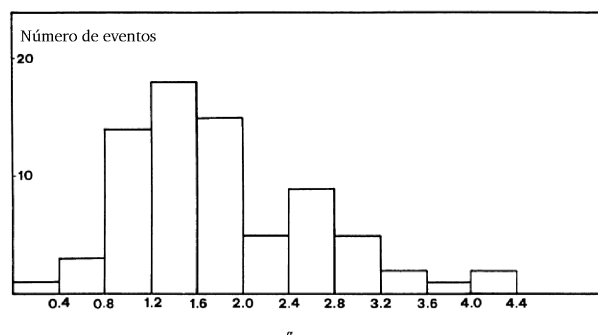


FIGURA 5.7 - Histograma dos índices espectrais α_e .
 FONTE: Schoechlin e Magun (1979)

espectros para as fontes inhomogêneas, em relação à fontes homogêneas. Este efeito foi verificado anteriormente por outros autores (Takakura e Scalise, 1970; Takakura, 1972; Klein, 1984; Klein e Trotter, 1984). Notamos ainda que este alargamento é maior nos casos onde o gradiente de campo magnético e densidade ambiente está na linha

TABELA 5.3 - Índices espectrais da região opticamente espessa α_e .

	$20^\circ S\ 00^\circ O$	$20^\circ S\ 40^\circ O$	$20^\circ S\ 80^\circ O$
Modelo A	1,04	1,30	1,72
Modelo B	0,34	0,78	1,80
Modelo C	0,76	1,27	1,97

de visada do observador. Apesar da grande diversidade de configurações de arcos magnéticos, esta condição é mais provável próxima ao centro do disco solar (posição $20^\circ S\ 00^\circ O$). A Tabela 5.3 apresenta os valores de α_e que encontramos nos espectros produzidos por fontes inomogêneas. Com base nos valores obtidos, podemos então associar as distribuições de α_e encontradas por Schoechlin e Magun (1979) aos modelos de fontes explosivas: a primeira (pico em $\alpha_e = 1,4$) com fontes de maior grau de inomogeneidade enquanto que a segunda (pico em $\alpha_e = 2,5$) são mais compatíveis ao modelo de fonte homogênea. Enquanto os espectros produzidos por fontes homogêneas apresentam estruturas harmônicas na região opticamente espessa, os espectros de fontes mais complexas não mostraram esta característica. Isto se deve ao fato que nos arcos magnéticos do nosso modelo há um grande variação da magnitude do campo magnético, e as estruturas harmônicas da girofrequência são sobrepostas e formam a impressão de emissão contínua. Esta conclusão é importante para análises de eventos observados; espectros observados que apresentem estruturas harmônicas, e. g. Figuras 2d e 3 de Stähli *et al.* (1989), provavelmente são provenientes de fontes onde o aprisionamento dos elétrons foi mais eficiente em uma região dos arcos onde há menor variação de campo magnético e densidade ambiente, permitindo que esta fonte seja bem representada por um modelo homogêneo. Caso contrário, o aprisionamento dos elétrons se verifica em uma maior porção da fonte, alcançando regiões mais profundas na atmosfera solar, e logo sendo submetidos a maiores variações de campos e densidades. Na prática, porém, poucos instrumentos possuem resolução espectral suficiente para detectar as estruturas harmônicas, como, por exemplo, o OVSA, que possui 40 canais de frequência na banda 1-18 GHz. Note que o efeito Razin é pouco importante nos Modelos A e C onde as frequências de corte estão predominantemente abaixo da menor frequência utilizada em nossos cálculos (2,83 GHz) (Figura 5.8 linha superior). No Modelo B, o efeito se torna importante, devido à maior densidade da fonte, chegando a afetar altas frequências. Apesar do efeito Razin mais pronunciado no Modelo B, os índices espectrais α_e foram afetados de forma inversa do esperado, ou seja, diminuíram seu valor, alargando o espectro. Isto porque o efeito Razin teve maior eficiência entre 5 e 10 GHz, diminuindo drastica-

mente a emissão nesta banda e causando o alargamento espectral (ver Figura 5.5b). A forma do espectro pode ainda ser alterada pelos limites inferior e superior de

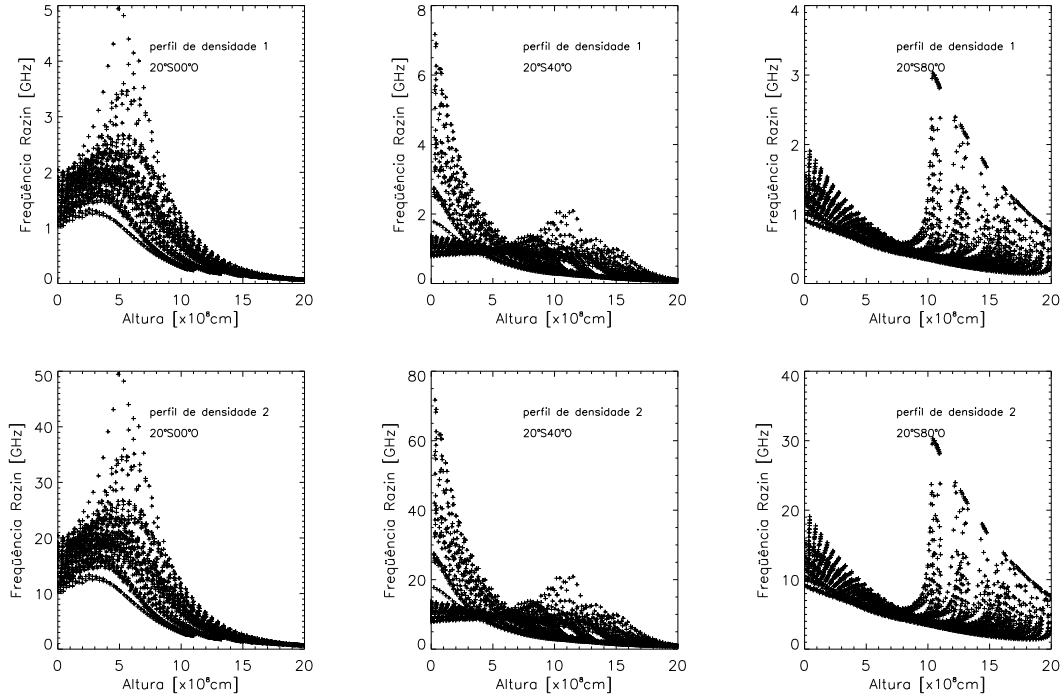


FIGURA 5.8 - Frequência de corte Razin calculada para os dois perfis de densidade, nas três posições da fonte: linha superior: Modelos A e C; linha inferior: Modelo B.

energia dos elétrons. O limite inferior de energia pode causar mudanças no valor do índice espectral α_e (White e Kundu, 1992; Holman, 2003). Como discutiremos na Seção 5.5, o alargamento espectral que encontramos é causado por uma dependência da área emissora com a frequência devido à inhomogeneidade da fonte, concordando com os resultados apresentados por Schoeclin e Magun (1979) e Dulk e Dennis (1982).

5.4.2 Regime Opticamente Fino

A injeção de elétrons acelerados em arcos magnéticos é tipicamente tratada como um feixe de partículas na maioria das análises em raios X duros. A incidência deste feixe nas linhas de campo magnético sob certo ângulo pode produzir uma distribuição anisotrópica de ângulo de passo. Há também diversas evidências de que os elétrons podem ter distribuições anisotrópicas: Lee e Gary (2000) mostraram serem necessárias distribuições anisotrópicas de elétrons para explicar a evolução espectral

de um evento observado em microondas. Em diversos casos foram observadas fontes brilhantes em microondas associadas ao topo de arcos magnéticos (Kundu *et al.*, 2001), as quais foram interpretadas como concentrações de elétrons levemente relativísticos aprisionados no topo de arcos onde ocorreram as explosões (Melnikov *et al.*, 2002). Um processo comum que leva à essas concentrações de elétrons no topo dos arcos pode ser o aprisionamento dos elétrons com alto ângulo de passo como resultado do espelhamento magnético. Além disso, alguns processos de aceleração podem resultar em distribuições anisotrópicas de partículas, e. g. Pryadko e Petrosian (1999). Diversos autores trataram a questão da anisotropia em explosões solares, e. g. Wu e Lee (1979), Melrose *et al.* (1982), Sharma e Vlahos (1984), Aschwanden e Benz (1988), Fleishman e Yastrebov (1994), Ledenev (1998), Vlasov *et al.* (2002), Fleishman e Melnikov (2003b), Fleishman e Melnikov (2003a), entretanto grande parte dos trabalhos foram focados na região opticamente espessa do espectro e buscando as condições necessárias para a ocorrência da amplificação da radiação girossincrotrônica através de absorção negativa, processo comumente conhecido como *electron cyclotron maser*. Recentemente, Fleishman e Melnikov (2003a) apresentaram cálculos sobre os efeitos da anisotropia no espectro de explosões solares. Mostraram, que em fontes homogêneas, distribuições anisotrópicas em ângulo de passo afetam significativamente o espectro girossincrotrônico, principalmente em relação ao índice espectral da região opticamente fina. As razões físicas para este comportamento estão descritas a seguir. A radiação sincrotrônica de um elétron relativístico é caracterizada por uma alta diretividade na direção do seu movimento, de modo que grande parte da energia é emitida em um cone estreito, na direção da velocidade:

$$\Theta \simeq \gamma^{-1} = m_e c^2 / E \quad (5.7)$$

onde Θ é o ângulo de abertura do cone de emissão e E é a energia total do elétron. Elétrons de baixa energia não apresentarão alta diretividade na emissão, porém esta aumentará com o aumento da energia do elétron. Assim, a intensidade da emissão em baixas frequências será pouco sensível à anisotropia de ângulo de passo porque são os elétrons de baixa energia que contribuem fortemente para a emissão nestas frequências. Já as altas frequências serão sensíveis à anisotropia, de forma que a radiação recebida por um observador diminuirá drasticamente se a direção da observação não coincidir com a direção de máxima concentração de elétrons, em termos de ângulo de passo (que chamaremos de região de máxima anisotropia). Esta pro-

TABELA 5.4 - Índices espectrais de fótons (α_f) e de elétrons (δ).

Modelo A	α_f	δ	Modelo C	α_f	δ
20°S 00°O	1,51	3,04	20°S 00°O	1,67	3,21
20°S 40°O	1,46	2,98	20°S 40°O	1,47	2,99
20°S 80°O	1,42	2,94	20°S 80°O	1,46	2,98

priedade pode ser facilmente vista através da Figura 5.3c, que indica uma variação do índice espectral muito maior que no caso isotrópico (Figura 5.3a).

Fleishman e Melnikov (2003a) concluíram que, devido à grande influência da anisotropia no índice espectral, o método usual de inferir o índice espectral de energia dos elétrons δ diretamente do índice espectral de fótons α_f observado (Dulk e Marsh, 1982; Dulk, 1985; Bastian *et al.*, 1998) deve ser aplicado com cuidado em eventos onde os elétrons apresentem uma distribuição anisotrópica em ângulo de passo. O valor do índice δ pode sofrer um desvio significativamente alto do valor respectivo no caso isotrópico. No entanto, contrastando com Fleishman e Melnikov (2003b) nossos resultados mostram que, graças à inhomogeneidade da fonte, este efeito é fortemente suavizado. Os índices espectrais de elétrons encontrados no caso anisotrópico (Modelo C) são muito próximos aos valores encontrados no caso isotrópico (Modelo A), utilizando a relação apresentada por Dulk (1985) (ver Tabela 5.4); e ainda também muito próximos do valor que utilizamos nos cálculos $\delta = 3$. Na prática, a avaliação da importância da distribuição dos elétrons em ângulo de passo não pode ser feita diretamente através do índice espectral de fótons, como demonstramos aqui. Uma melhor avaliação dos efeitos de distribuições anisotrópicas deve ser efetuada sob os conceitos de modelos de aprisionamento mais precipitação, por exemplo Lee e Gary (2000), estudando então a difusão do ângulo de passo dos elétrons devido à colisões Coulombianas. Esta investigação implica na avaliação temporal da emissão. Realizaremos estas análises em uma etapa futura, como apontamos anteriormente.

Assim como no índice espectral α_e , o índice espectral da região opticamente fina α_f também pode sofrer influência dos limites de energia dos elétrons. A questão neste caso é mais complexa, pois tanto o limite inferior quanto o superior podem alterar o índice α_f . É importante considerar também que estas conclusões apresentadas por Holman (2003) são referentes à modelos homogêneos, sem qualquer variação de densidade ambiente e campo magnético. Na prática, porém, a partir dos índices espectrais de fótons α_X observados em raios-X duros é possível obter os índices espectrais de energia dos elétrons através da relação $\delta = \alpha_X + 1,5$ (Tandberg-Hanssen

e Emslie, 1988), supondo que os raios-X duros sejam produzidos por colisões num alvo espesso e propondo simplificações na taxa de injeção de elétrons. É comumente aceita a possibilidade de que a mesma população de elétrons é responsável pela emissão em raios-X duros e rádio; assim, em eventos detectados em rádio e raios-X duros, o índice δ e seus limites inferior e superior podem ser analisados. Por fim, podemos concluir, reafirmando a predição teórica, que o índice espectral da região opticamente fina do espectro em rádio depende exclusivamente da função de distribuição em energia dos elétrons acelerados.

5.5 Mapas De Brilho

A vantagem da utilização de um modelo tridimensional das fontes emissoras, além de uma melhor descrição espacial dos parâmetros físicos, é a capacidade de produzir como resultado imagens representando mapas de fluxo emitidos pela fonte. Isto nos permite verificar, por exemplo, as principais regiões emissoras em cada frequência, bem como o tamanho das áreas emissoras.

A morfologia das fontes emissoras em rádio dependem da configuração da estrutura magnética, ou seja, de sua geometria e posição no disco solar, além das propriedades dos elétrons não-térmicos. Uma tendência geral é que observações em altas frequências mostram fontes compactas, normalmente associadas aos pés dos arcos magnéticos, enquanto que em frequências mais baixas registra-se fontes mais extensas, indicando emissão do topo, ou até do arco inteiro (Marsh e Hurford, 1980; Shevgaonkar e Kundu, 1985; Kundu *et al.*, 1989; Alissandrakis *et al.*, 1993; Wang *et al.*, 1995; Nishio *et al.*, 1997; Lee e Gary, 2000; Nindos *et al.*, 2000). A comparação dos mapas de emissão em rádio com as imagens em raios-X, onde são vistos estruturas de arcos, reforçam esta interpretação. Observações com alta resolução espacial (1") realizadas com o VLA mostram que em 5 GHz as fontes têm tipicamente 10"–15", enquanto em 15 GHz as fonte apresentam um tamanho típico de 2"–5" (Dulk e Dennis, 1982). Resultados das observações com o NoRH também evidenciam diferentes morfologias entre suas frequências, mesmo com resolução espacial moderada (10"–12" em 17 GHz e 6"–8" em 34 GHz) (Kundu *et al.*, 2001; Kundu *et al.*, 2001). Apesar do tamanho das áreas variar de evento para evento, as fontes em 34 GHz são sempre menores que as fontes em 17 GHz.

A morfologia das fontes emissoras é especialmente importante para a avaliação da região opticamente espessa dos espectros observados (Schoechlin e Magun, 1979; Dulk

e Dennis, 1982). Diversas evidências apontam para uma dependência entre a área emissora com a frequência ($A \propto \nu^{-2}$) (Gary e Hurford, 1990; Kucera *et al.*, 1994; Kocharov *et al.*, 1994). Utilizando espectroscopia com imagens, com o OVSA, Lim *et al.* (1994) e Wang *et al.* (1994) avaliaram a morfologia da fonte emissora em diversas frequências de eventos impulsivos simples, além de obterem espectros de diferentes regiões da fonte. Lim *et al.* (1994) estudaram o espectro de três fontes principais identificadas e encontraram características espectrais (frequência de pico e índices espectrais espesso e fino) diferentes para as três regiões. Wang *et al.* (1994), utilizando as mesmas técnicas, avaliaram o espectro de diversas regiões, com atenção especial a uma associada ao topo de um arco magnético e outra associada ao pé do arco. Diferenças espectrais foram claramente identificadas entre as regiões, inclusive quanto ao mecanismo de emissão: a emissão do topo do arco evidencia radiação girossincrotrônica produzida por uma distribuição térmica de elétrons, enquanto que na fonte associada ao pé do arco os autores concluíram que o mecanismo girossincrotrônico de uma distribuição não-térmica de elétrons gerou a radiação observada. Nesta análise o índice espectral de elétrons foi condizente com o mesmo índice obtido das observações em raios-X duros.

Em nossos resultados, de uma forma geral, os mapas apresentaram as mesmas características encontradas em observações: em baixas frequências, fontes extensas associadas ao topo dos arcos, enquanto que aumentando-se a frequência, as fontes são menores e associadas às pernas e pés dos arcos, onde os campos magnéticos são mais intensos. Na Figura 5.9 apresentamos mapas de fluxo em 3,1 e 10,3 GHz (Modelo A) nas três posições heliográficas que estudamos. Note que nos mapas de 3,1 GHz (coluna da esquerda), a principal região emissora é topo do arco, chegando inclusive até algumas regiões das pernas dos arcos, enquanto que para 10,3 GHz (coluna da direita), a emissão principal vem dos pés do arco; no limbo, os pés estão sobrepostos, e vemos apenas uma região emissora. Nas Figuras 5.10 e 5.11 estão os mapas dos Modelos B e C, respectivamente, para as mesmas frequências. Todos os mapas foram normalizados pelo fluxo máximo, para cada frequência e posição, de modo que podemos comparar as características espaciais da emissão nos três modelos. Os contornos mostram emissão a 30, 50, 70 e 90% do máximo de cada mapa, depois de normalizado. Comparando os mapas das Figuras 5.9 e 5.10 vemos claramente que o Modelo B, apresentando maior densidade ambiente, tem sua emissão drasticamente reduzida em relação ao Modelo A. Agora avaliando os mapas da Figura 5.11, notamos que as principais regiões emissoras são menores, de um modo geral, porque a emissão é mais

expressiva nas regiões onde a direção da observação coincide com a direção de máxima anisotropia da distribuição de ângulo de passo dos elétrons, ou seja, em regiões onde o vetor do campo magnético é observado com $\theta > 60^\circ$. Com o método que apresentamos neste estudo, podemos obter imagens com resolução angular de frações de segundos de arco, e obter a relação do tamanho das fontes com a frequência ou ainda espectros de regiões específicas, simulando observações com alta resolução espacial. Calculamos as áreas das fontes (à meia potência do fluxo máximo) para todas as frequências, e encontramos a relação aproximada $A \propto \nu^{-0,9 \sim -1,7}$, o que está em conformidade com os valores obtidos observacionalmente (Lim *et al.*, 1994; Wang *et al.*, 1994). Os espectros de área estão apresentados na Figura 5.12. Esta relação entre a área emissora e a frequência é um efeito direto da geometria da fonte; em baixas frequências, provenientes principalmente do topo do arco magnético, vemos grandes áreas, enquanto que para frequências mais altas, emitidas em regiões de maior intensidade do campo magnético, as áreas diminuem devido à convergência do campo magnético em direção aos pés do arco. Identificamos nos mapas de fluxo (Figura 5.9) regiões de $10'' \times 10''$, para obter os espectros de regiões diferentes: topo e pé dos arcos. Os espectros destas regiões para os Modelos A e C estão na Figura 5.13.

Para a fonte no centro do disco ($20^\circ S$ $00^\circ O$), o espectro do topo dos arcos apresenta frequência de pico em 4,8 GHz e praticamente os mesmo valores de densidade de fluxo, tanto para o Modelo A como para o Modelo C. A razão disto é que a emissão de baixas frequências que predomina no topo do arco é principalmente produzida pelos elétrons de menor energia. A radiação produzida por estes elétrons possui baixíssima diretividade ($\Theta \simeq \gamma^{-1}$), não importando então a distribuição em ângulo de passo dos elétrons. Considerando a diretividade dos elétrons mais energéticos, o observador está alinhado com a direção de máximo da anisotropia. O mesmo já não ocorre no espectro do pé dos arcos; ambos modelos têm praticamente a mesma frequência de pico (8,8 GHz) devido aos maiores valores de campo magnético nesta região, mas há uma considerável diferença na densidade de fluxo e no índice espectral α_f . Nesta posição da fonte, os pés dos arcos são vistos pelo observador com ângulos entre 30° e 50° , e portanto o efeito da diretividade da radiação produzida por elétrons mais energéticos passa a ser significativo, lembrando que o máximo da distribuição anisotrópica está entre $70^\circ \sim 90^\circ$. No Modelo A, com distribuição isotrópica em ângulo de passo, o índice α_f dos pés ($\alpha_{fp} = -1,5$) é praticamente o mesmo do topo ($\alpha_{ft} = -1,3$) e da fonte inteira ($\alpha_f = -1,5$); o Modelo C, por sua

vez, com distribuição em ângulo de passo altamente anisotrópica, o índice α_f dos pés ($\alpha_{fp} = -2, 4$) se mostra muito diferente do topo ($\alpha_{ft} = -1, 3$) e ainda da fonte como um todo ($\alpha_f = -1, 6$). Os efeitos de distribuições anisotrópicas em ângulo de passo dos elétrons são praticamente anulados quando observamos o espectro integrado de toda a fonte (como vimos na Seção 5.4.2). Entretanto, seus efeitos podem ser percebidos em espectros obtidos com alta resolução espacial como evidenciamos aqui. No caso da fonte estar localizada no limbo solar ($20^\circ S$ $80^\circ O$), para os dois Modelos, as frequências de pico são: 3,6 GHz (topo) e 12,5 GHz (pés), também devido às diferentes intensidades de campos magnéticos. Desta vez, os efeitos da anisotropia nos ângulos de passo não são significantes no índice espectral, mas podem ser percebidos devido à diferença de densidade de fluxo. O topo do arco é visto pelo observador com ângulos entre 0° e 20° , fora da direção de máxima anisotropia ($70^\circ \sim 90^\circ$), ou seja, o observador detecta a radiação emitida por elétrons de baixa energia, mas não a radiação dos elétrons mais energéticos. A diferença de fluxo entre os modelos é pequena visto que o topo do arco produz principalmente radiação em baixas frequências (baixos campos magnéticos) de elétrons de menor energia. Nesta configuração geométrica, os pés dos arcos estão sobrepostos para o observador e são vistos sob ângulos 40° a 60° e 60° a 80° , próximo à direção de máxima anisotropia. Desse modo, os índices espectrais α_f dos dois Modelos não sofrem desvios significantes dos valores encontrados para os espectros integrados de toda fonte.

Costa e Rosal (2005) analisaram diversos eventos em microondas segundo uma proposta na qual o perfil temporal da emissão pode ser separada em uma componente gradual e uma componente de estruturas rápidas (da ordem de um segundo ou menor). A componente gradual foi associada à emissão de elétrons aprisionados em regiões mais altas dos arcos magnéticos, enquanto que as estruturas rápidas foram produzidas por elétrons que precipitam na região dos pés dos arcos. Avaliando os espectros das duas componentes separadamente, os autores encontraram, de uma forma geral, frequências de pico maiores e índices espectrais da região opticamente fina maiores nos espectros da componente rápida em relação à componente gradual. Para a análise, utilizaram uma equação encontrada por eles entre a frequência de pico do espectro e os parâmetros do plasma, para uma fonte homogênea:

$$\nu_{pico} = (N_6 L_9)^{0,12} [B_2(13, 5 \text{ sen}(\theta)e^{-\delta} + 0, 9) + 0, 5 \text{ sen}(\theta)] \quad (5.8)$$

TABELA 5.5 - Campos magnéticos obtidos através da Equação 5.8.

	20°S 00°O			20°S 80°O		
	$B_{pés}$	B_{topo}	$B_{pés}/B_{topo}$	$B_{pés}$	B_{topo}	$B_{pés}/B_{topo}$
Modelo A	1032 G	519 G	2,0	1301 G	715	1,8
Modelo C	1198 G	477 G	2,5	1301 G	691	1,9

onde: B_2 é o campo magnético (em unidades de 100 Gauss), L_9 é a profundidade da fonte na linha de visada (em $10^9 cm$), θ é o ângulo de visada, δ é o índice espectral de energia dos elétrons e N_6 é a densidade de elétrons não-térmicos (em $10^6 cm^{-3}$), a frequência de pico é associada ao campo magnético efetivo da fonte emissora. Os autores encontraram os valores (médios) de $B_{topo} = 660 G$ e $B_{pés} = 1060 G$, confirmando a proposta de aprisionamento mais precipitação. A razão de espelhamento encontrada foi $B_{pés}/B_{topo} = 1,8$ típica de outras análises na literatura.

Aplicamos a equação (5.8) para os parâmetros dos espectros da Figura 5.13, utilizando a descrição da fonte, que no nosso caso conhecemos completamente, ao invés das características temporais como na análise de Costa e Rosal (2005). Os valores dos campos magnéticos efetivos encontrados estão na Tabela 5.5. Os espectros obtidos dos pés dos arcos indicam campos efetivos maiores (como de fato foram utilizados nos cálculos) enquanto que os espectros do topo dos arcos inferem campos menores. Esta análise reforça as conclusões de Costa e Rosal (2005) em que a componente rápida do perfil temporal de explosões solares pode ser associada aos elétrons que precipitam nos pés do arco magnético da fonte, e a componente gradual pode ser associada aos elétrons aprisionados em regiões altas dos arcos. Além disso, estes resultados evidenciam que utilizamos variações de campo magnético típicas de explosões solares observadas em rádio, como fica evidente nas razões $B_{pés}/B_{topo}$ que encontramos.

Através dos mapas com alta resolução espacial, podemos avaliar as características espectrais da fonte com maiores detalhes. Analisando os espectros no quadro esquerdo da Figura 5.13 verificamos, por exemplo, que no espectro dos pés dos arcos, em 6 GHz, a emissão é opticamente espessa. Contudo, no espectro do topo dos arcos, em 6 GHz, a emissão é opticamente fina. Uma avaliação baseada somente no espectro integrado de toda a fonte, indicaria que a emissão em 6 GHz é opticamente espessa (Figura 5.5). Como, no nosso trabalho, conhecemos todos os parâmetros da fonte, temos a condição de avaliar as regiões onde a emissão é opticamente fina ou espessa através dos coeficientes de absorção de cada *voxel*. Na Figura 5.14 mostramos a

estrutura da fonte na posição $20^{\circ}S\ 00^{\circ}O$, indicando as regiões opticamente espessas em azul ($\kappa_{\nu}l \gg 1$) e opticamente finas com pontos pretos, para os modos ordinário e extraordinário. O contorno em vermelho mostra a emissão total a 50% do fluxo máximo desta frequência. Para o modo extraordinário (quadro da esquerda) os pés são opticamente espessos enquanto que o topo é opticamente fino, como foi evidenciado pela análise dos espectros da Figura 5.13. A emissão do modo ordinário (quadro da direita) é opticamente fina em todo o arco, porém, para as condições solares, o modo extraordinário é produzido de forma mais eficiente que o modo ordinário (discutiremos esta questão na Seção seguinte), e assim, prevalecem as características do modo extraordinário quando avaliamos o fluxo total. Avaliamos também a degradação da informação dos mapas de brilho causada pelos feixes de moderada resolução dos radiotelescópios. Calculamos a convolução de feixes gaussianos, com largura à meia potência de $2''$ e $5''$, com os mapas de brilho em 3,1 e 10,3 GHz, do Modelo A e na posição $20^{\circ}S\ 40^{\circ}O$, simulando uma observação real. Na Figura 5.15 apresentamos os resultados das convoluções e reproduzimos os mapas originais para melhor comparação. Analisando os mapas, podemos verificar que as estruturas de brilho de tamanho próximo à largura do feixe desaparecem, resultando em morfologias aparentemente simples. Enquanto que com um feixe de $2''$ algumas estruturas ainda podem ser identificadas, principalmente em 3,1 GHz, no caso do feixe de $5''$, a situação é mais crítica: todos os detalhes são suavizados. Estes aspectos da degradação da morfologia da fonte pelo feixe do radiotelescópio são bem conhecidos; o que destacamos aqui é a necessidade de instrumentos capazes de mapeamento com maior resolução espacial e identificação das estruturas de brilho de menor escala, além da possibilidade de obtenção dos espectros de diferentes regiões da fonte emissora. Atualmente, na banda de raios-X, esta função é exercida pelo satélite *Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager* (RHESSI), que possui alta resolução espectral e espacial. Em rádio, os instrumentos com dedicação integral à pesquisa solar são o NoRH e o OVSA. A resolução do NoRH é $10''-12''$ em 17 GHz e $6''-8''$ em 34 GHz. O OVSA trabalha com frequências na banda 1 – 18 GHz, com resolução espacial entre $5''-29''$. Ambos instrumentos possibilitaram grandes contribuições ao estudo de explosões solares (Lim *et al.*, 1994; Wang *et al.*, 1994; Kundu *et al.*, 2001; Kundu *et al.*, 2001), mas não possuem resolução suficiente para detectar as pequenas estruturas de brilho. Outro instrumento que aumentará a capacidade de investigação solar será o *Fast Agile Solar Radiotelescope* (FASR) (Gary, 2003; Gary e Keller, 2004), um interferômetro composto por 100 antenas, com capacidade de produzir imagens na banda de frequências 20 MHz – 24 GHz, com resolução temporal de 0,1s. Com

o VLA é possível obter mapas de brilho com resolução de até 1", porém, devido a suas outras aplicações na área da Astronomia, o instrumento não realiza observações solares rotineiras.

5.6 Polarização

É conhecido que a emissão de explosões solares nos modos de propagação ordinário e extraordinário de um plasma térmico ou supra-térmico de elétrons levemente relativísticos são em geral elipticamente polarizados (Kundu, 1965; Zheleznyakov, 1970). Na região de formação da radiação, o sentido da polarização circular das ondas, ou melhor, o sinal do parâmetro de Stokes V, depende do sinal da componente longitudinal do vetor do campo magnético. Pela teoria da radiação girossincrotrônica, a polarização intrínseca da emissão em rádio é dada principalmente pelo modo extraordinário, se a profundidade óptica do modo ordinário for $\tau_+ \leq 1$ tipicamente quando $\tau_- \gg 1$ ($\tau_- \geq 4$ Nindos *et al.* (2000)). Se $\tau_+ > 1$, o sentido de polarização será regido pelo modo ordinário porque a função fonte, nesses casos, será maior para o modo ordinário do que para o modo extraordinário. Esta situação pode ser vista na Figura 5.16. No quadro (a), temos as densidades de fluxo dos modos ordinário e extraordinário, representados em azul e vermelho respectivamente, e a opacidade óptica do modo ordinário τ_+ . A linha segmentada indica a frequência onde o modo extraordinário passa a ser maior que o modo ordinário ($\omega/\omega_B \sim 7$) e o valor de τ_+ neste ponto (~ 1). No quadro (b) mostramos o parâmetro de Stokes V, e podemos ver que no harmônico 7 há a inversão do sentido da polarização circular, passando de esquerda ($V > 0$) para direita ($V < 0$). Note que neste caso a polarização não está sujeita aos efeitos de propagação. Em regiões ativas, a polarização intrínseca deve alterar-se de um lado do arco para o outro, visto que a componente do campo magnético ao longo da linha de visada muda de sinal devido à bipolaridade das manchas solares que formam os arcos magnéticos (Alissandrakis e Preka-Papadema, 1984; Kundu e Alissandrakis, 1984).

Na Figura 5.17, indicamos o sentido do campo magnético dos arcos, nas três posições heliográficas estudadas. Em azul estão representadas as regiões onde a componente longitudinal do campo magnético é positiva em relação ao observador, e em amarelo onde a componente é negativa. Os indicadores * em vermelho registram as regiões onde o campo é transversal à linha de visada, e logo a aproximação QL, dada pela equação (2.50) não é válida. A linha tracejada é um ajuste linear destas regiões quase-transversais (QT) para melhor visualização da região de inversão do sinal do campo

magnético. Supondo que o modo extraordinário seja predominante, a polarização intrínseca da região azul será circular à direita ($V < 0$) e da região amarela será circular à esquerda ($V > 0$), enquanto que as regiões marcadas com * ($\theta = 90^\circ$) a polarização será linear (Alissandrakis e Preka-Papadema, 1984; Kundu e Alissandrakis, 1984). Nas regiões onde o modo ordinário for predominante, o sentido da polarização será o oposto do que descrevemos acima. Na Figura 5.18 mostramos alguns dos mapas de polarização circular obtidos (detalhes no texto da figura). Nos quadros superiores estão os mapas para a fonte no centro do disco, para as frequências 3,1 e 10,3 GHz (Modelo A), onde vemos claramente o efeito da inversão do sinal do campo magnético: cada lado da fonte apresenta um sentido de polarização circular (em azul a polarização à direita e em amarelo/vermelho a polarização à esquerda). O mapa de 3,1 GHz apresenta ainda duas pequenas regiões de polarização oposta, onde o modo ordinário foi produzido com mais eficiência do que o modo extraordinário, indicando maior opacidade na região. Alissandrakis *et al.* (1993) detectaram este efeito em eventos observados em 5 GHz. No quadro inferior esquerdo mostramos o mapa em 10,3 GHz, também do Modelo A, no limbo solar. Devido ao efeito da geometria adotada, os pés do arco apresentam polarização circular à esquerda, enquanto que o topo produz o sentido oposto. Finalmente, no quadro inferior direito, está o mapa em 3,1 GHz (Modelo B) na posição $20^\circ S 40^\circ O$. Os pontos escuros indicam as regiões onde a aproximação QL não é válida e logo não calculamos a polarização destes pontos. Nos três primeiros mapas apenas regiões onde o ângulo θ entre campo magnético e a linha de visada é muito próximo de 90° , a aproximação QL não pode ser aplicada. Devido à maior densidade adotada no Modelo B, a aproximação QL não é válida em grande parte da fonte, para a frequência em questão.

Nas regiões QT, a polarização deve ser avaliada considerando os parâmetros de Stokes V, Q e U (equações 2.34), já que existe a possibilidade de produção de ondas também com polarização linear ou elíptica. Contudo, a emissão em rádio de explosões solares é predominantemente polarizada circularmente, sendo usualmente observada e interpretada em termos do parâmetro V. Resolvemos então descartar a análise nestas regiões, mesmo porque seria necessário considerar ainda os efeitos de propagação através da atmosfera solar complicando em demasia a análise sem trazer benefícios à interpretação das observações em geral. Até aqui discutimos apenas a polarização intrínseca da radiação emitida pelas fontes. Entretanto, algumas observações de polarização com resolução espacial não identificaram esta inversão do sentido de polarização. Nindos *et al.* (2000) estudaram os mapas de emissão e

polarização de um evento observado em 5 e 15 GHz, e verificaram que a emissão em 15 GHz era proveniente de duas regiões, associadas aos pés de um arco magnético. Em ambas regiões foi detectada polarização circular à esquerda. Como a emissão em 15 GHz deste evento foi interpretada como opticamente fina, o esperado era que as regiões apresentassem sentido de polarização opostos. O modo ordinário apenas predomina sobre o extraordinário se a opacidade óptica for alta. Os autores portanto interpretaram esta inversão do sentido de polarização como sendo resultado de (fraco) acoplamento de modos em alguma região da coroa, ao longo da propagação; um acoplamento fraco permitiria alteração da polarização. Os modos magneto-iônicos de propagação podem estar fracamente ou fortemente acoplados permitindo maior ou menor variações no campo elétrico da onda tal como a rotação de Faraday, respectivamente. Diversos autores estudaram os efeitos de propagação de ondas, e. g. Cohen (1960); a variação da polarização da radiação depende do grau de acoplamento entre os dois modos. Portanto, os efeitos da propagação das ondas no plasma magnetizado devem ser considerados para uma melhor avaliação da polarização. Durante a propagação, a polarização circular pode ser convertida em linear e vice-versa (Cohen, 1960), dentre outras várias possibilidades de menor interesse para as explosões solares.

Cohen (1960) avaliou a frequência onde o acoplamento entre modos transita de fraco para forte nas condições ionosféricas e solares. O acoplamento de modos forte ocorre para frequências muito maiores que esta frequência de transição ν_c . Em regiões onde a aproximação QL é válida, Cohen (1960) estimou a ordem de grandeza de ν_c , concluindo que estes valores estão geralmente muito acima da banda rádio do espectro, e logo o acoplamento entre modos será fraco. Nas regiões QT, ν_c pode ser avaliada fazendo $C = 1$ na equação (2.49). Aplicamos os valores de densidade e campo magnético na equação (2.49), e com $(d\theta/dl)^{-1} = 6,7 \times 10^8$ cm (valor médio para a estrutura de arcos que utilizamos), encontramos os valores de 188 GHz (perfil 1 para a densidade ambiente) e 275 GHz (perfil 2) para ν_c . Estes valores estão muito acima da maior frequência avaliada neste trabalho (46 GHz), assim, nas regiões QT, o acoplamento dos modos também será fraco.

A interpretação da polarização da radiação que atravessa regiões QT, com fraco acoplamento de modos é bastante complexa. Uma onda polarizada circularmente tem seu sentido revertido ao atravessar essa região (Cohen, 1960); porém a dificuldade está na avaliação de quantas camadas QT são atravessadas na trajetória do raio, ou

seja, quantas vezes a onda tem sua polarização invertida.

Esta avaliação torna-se ainda mais complicada se considerarmos os campos magnéticos fora da fonte emissora. Em camadas mais altas da atmosfera solar, a densidade e o campo magnético são muito menores, e nestas condições a transição do acoplamento de fraco para forte acontece para frequências bem menores (Equação 2.49).

Na Figura 5.19 estão os espectros do grau de polarização integrados na fonte inteira. A fonte no centro do disco (Modelos A, B e C) apresenta-se praticamente não-polarizada devido à simetria dos arcos. Nas outras posições, a polarização é essencialmente circular à esquerda. Lembremos que rotacionamos o Sol do centro para o limbo oeste, porém se for para o limbo leste, o inverso da polarização será obtido. As principais regiões emissoras da fonte (nesta posição) são as pernas e os pés do arco. Devido à inversão do sinal do campo magnético (em relação ao observador), as radiação das regiões pés/pernas do arco são principalmente polarizados à esquerda, enquanto que o topo tem polarização à direita (Figura 5.17 direita). Assim, a emissão integrada da fonte, em quase todas as frequências desta análise, é polarizada à esquerda. Apenas as baixas frequências, principalmente produzidas no topo do arco, mostraram-se com sentido de polarização à direita. Os níveis de polarização que encontramos aqui são coerentes com as observações (Kosugi, 1985; Alissandrakis *et al.*, 1993; Lim *et al.*, 1994; Nindos *et al.*, 2000). A análise acima mostra que a dedução do campo magnético com base no sentido de polarização observada deve ser tratada com cuidado, como já foi enfatizado por Alissandrakis e Preka-Papadema (1984), em especial em regiões mais próximas ao limbo solar. Mesmo se os dois sentidos de polarização forem detectados em uma fonte explosiva, estes não podem ser diretamente associados à polaridades opostas do campo magnético. Inversões no sentido de polarização podem ocorrer ao longo da propagação (devido a propagação das ondas através de regiões QT - Figura 5.18 inferior direita) ou ainda uma determinada região pode produzir mais eficientemente o modo ordinário do que o modo extraordinário (se a profundidade óptica for alta o suficiente) e portanto ter seu sentido de polarização oposto ao esperado devido à direção do campo magnético (Figura 5.18 superior esquerda).

A avaliação do grau de acoplamento dos modos magneto-iônicos é complexa, visto que as variações do campo magnético (indução magnética B e ângulo θ) na atmosfera solar (ao longo da linha de visada) deve ser levada em consideração, e não apenas dos arcos magnéticos onde a explosão ocorre. Casos com maior complexidade na

geometria do campo magnético, apresentando torções das linhas, por exemplo, dificultam ainda mais a já complexa análise da polarização. Estas dificuldades surgem apenas para o tratamento da polarização da radiação; o fluxo total não se altera.

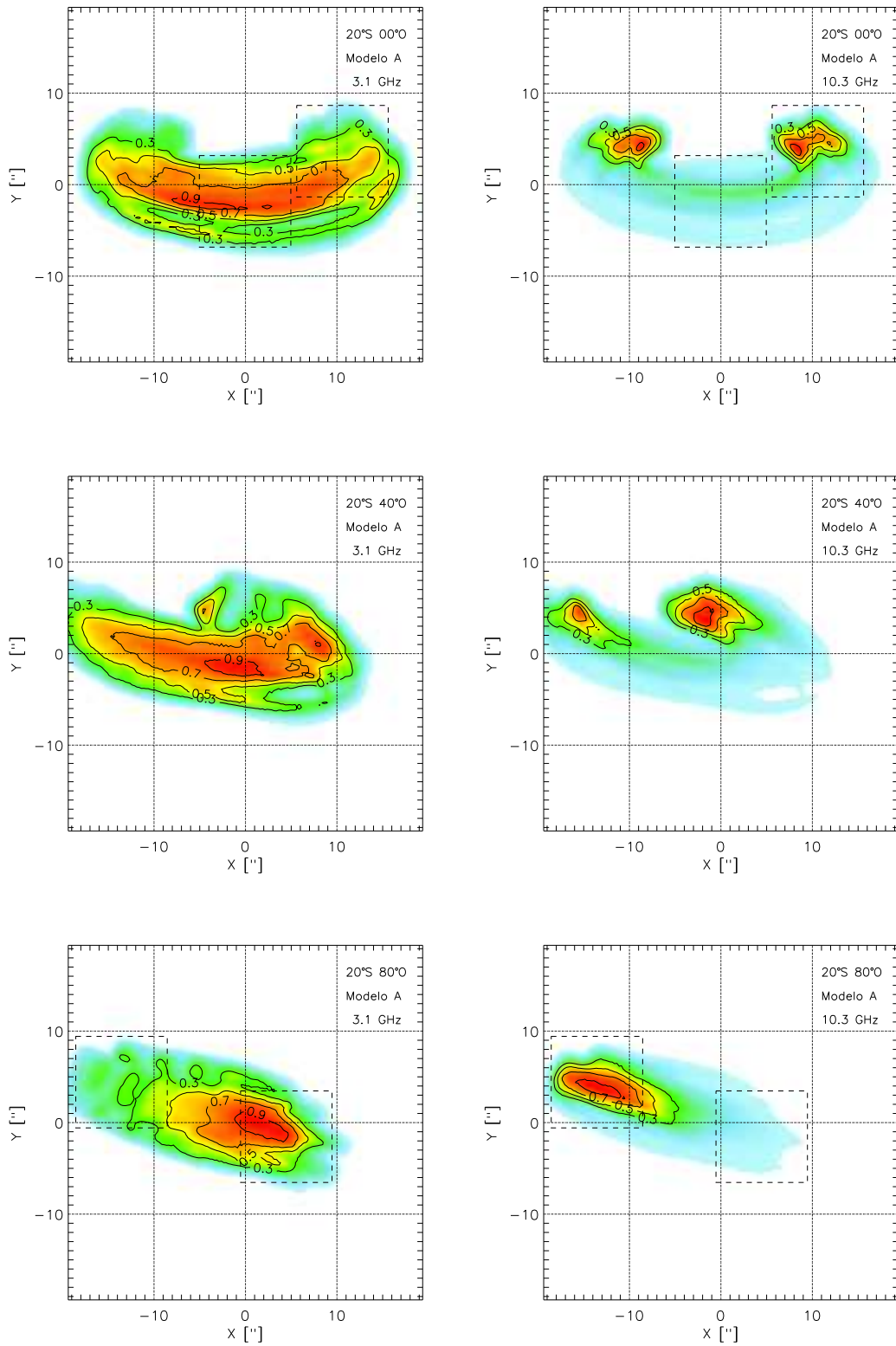


FIGURA 5.9 - Mapas de fluxo do Modelo A, em 3,1 e 10,3 GHz, nas três posições heliográficas.

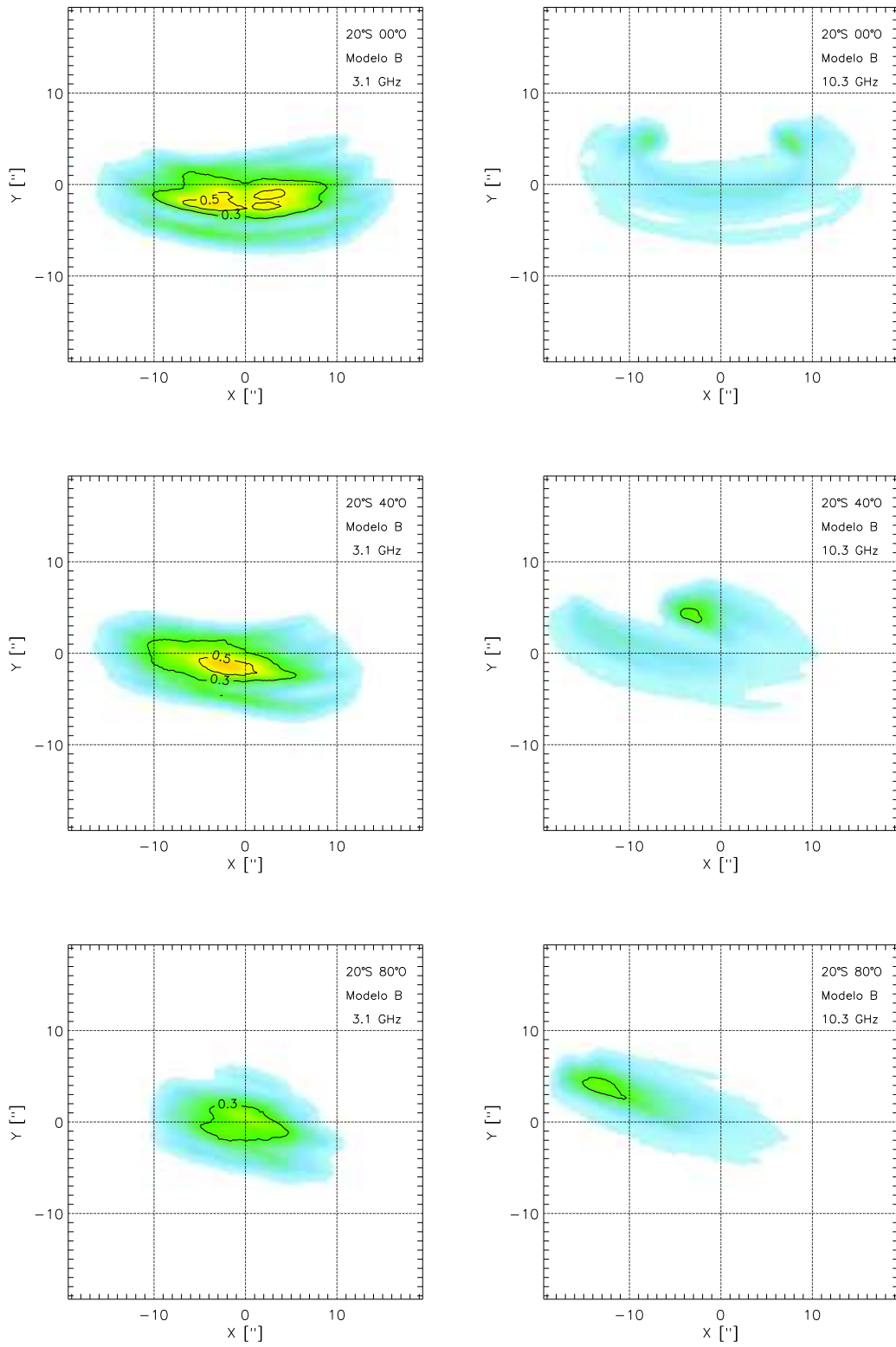


FIGURA 5.10 - Mapas de fluxo do Modelo B, em 3,1 e 10,3 GHz, nas três posições heliográficas.

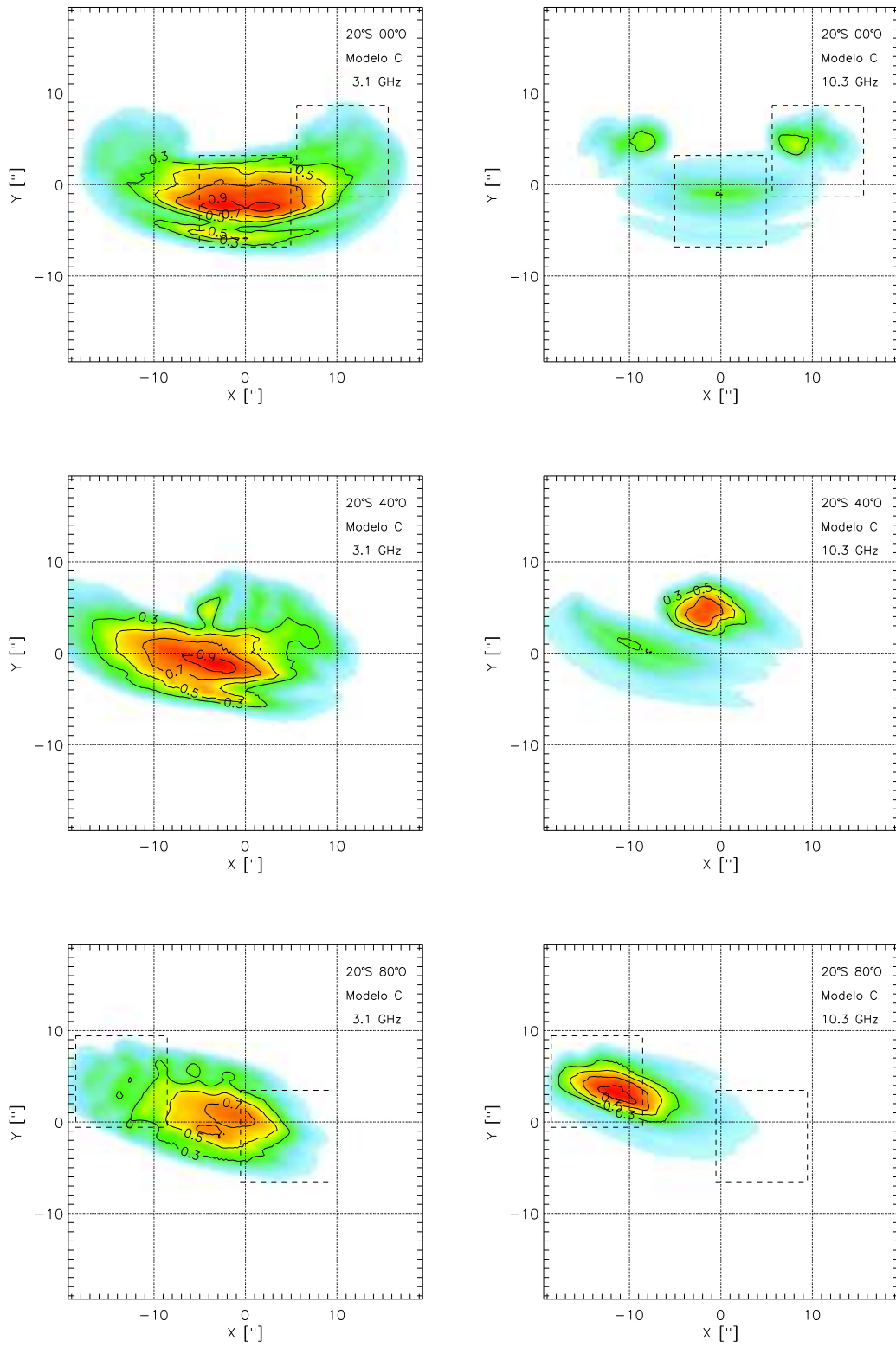


FIGURA 5.11 - Mapas de fluxo do Modelo C, em 3,1 e 10,3 GHz, nas três posições heliográficas.

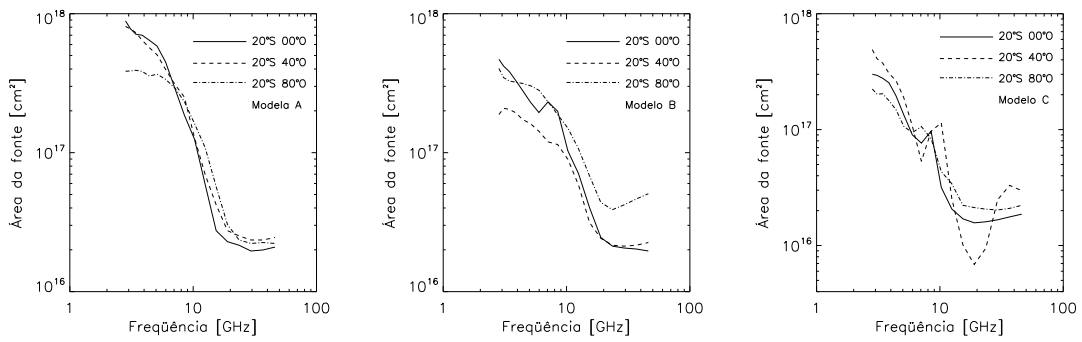


FIGURA 5.12 - Espectro de área das fontes à meia potência do fluxo, para os Modelos A, B e C, nas três posições no disco solar.

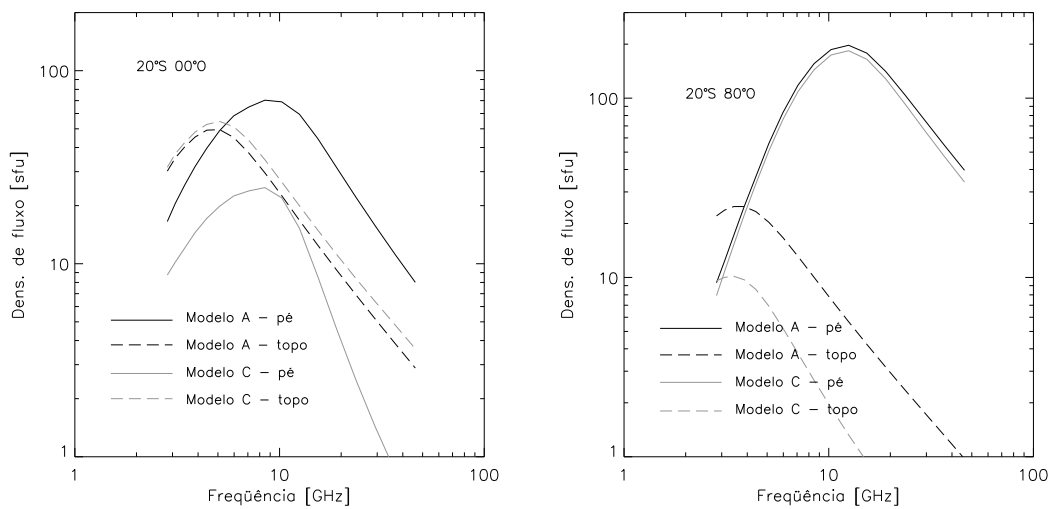


FIGURA 5.13 - Espectros calculados com resolução espacial de $10'' \times 10''$, relativos ao pé e ao topo dos arcos magnéticos. As regiões escolhidas para o cálculo dos espectros estão identificadas na Figura 5.9.

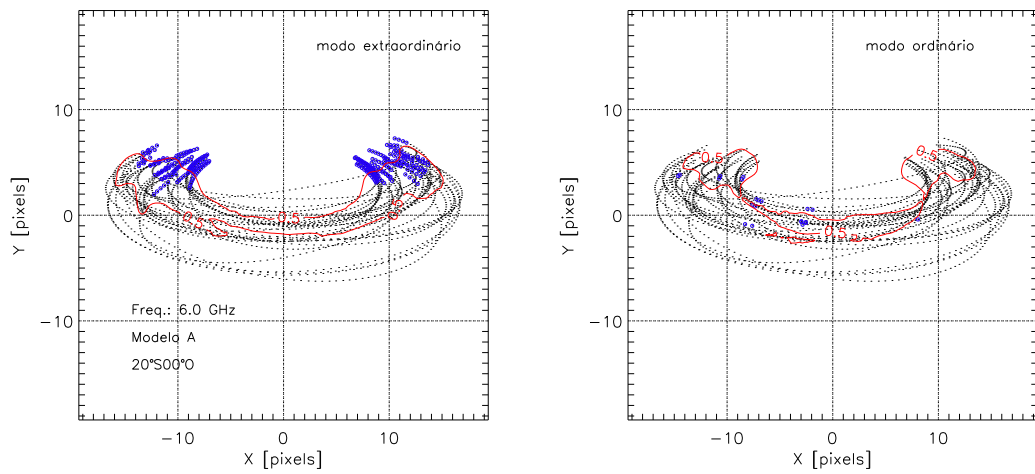


FIGURA 5.14 - Opacidade da fonte em 6 GHz, para os modos ordinário e extraordinário. As regiões em azul representam as regiões opticamente espessas e os pontos pretos as regiões opticamente finas. O contorno em vermelho indica a emissão a 50% do máximo nesta frequência.

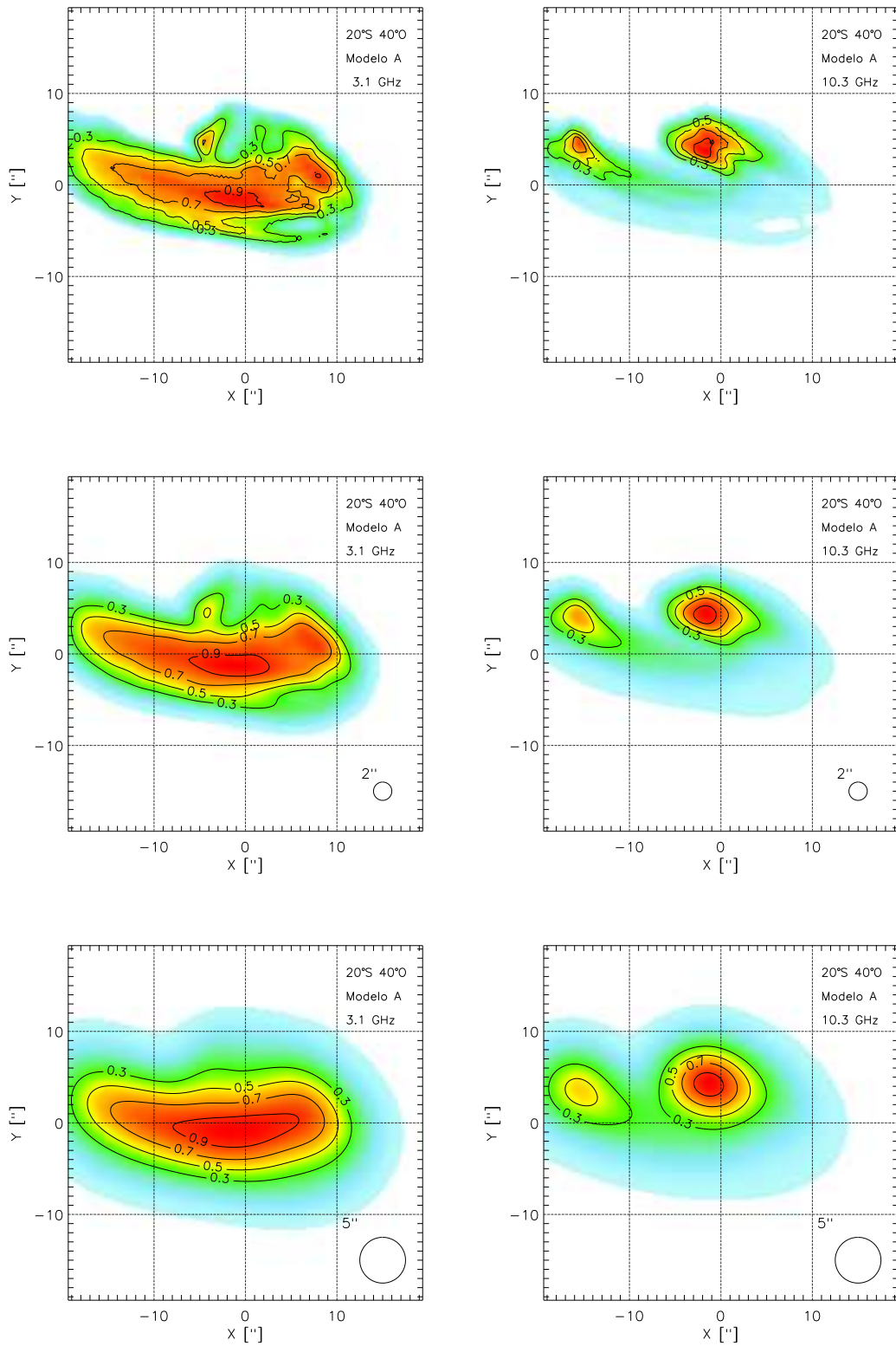


FIGURA 5.15 - Mapas em 3,1 e 10,3 GHz (Modelo A, $20^{\circ}S$ $40^{\circ}O$) convoluídos com feixes gaussianos de largura 2'' e 5'' (à meia potência). No canto inferior direito de cada mapa, indicamos o tamanho do feixe (à meia potência) utilizado para a convolução.

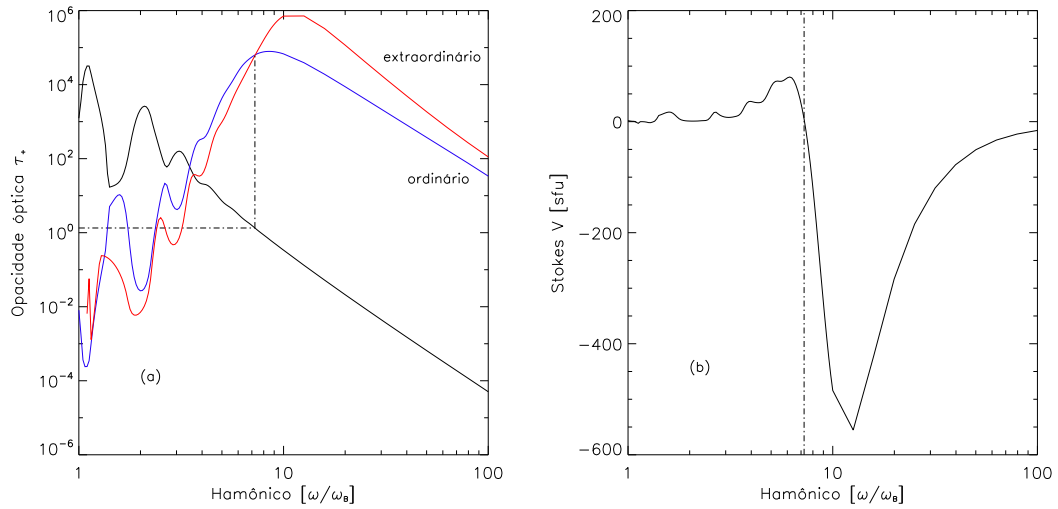


FIGURA 5.16 - Inversão de polarização (a) e parâmetro de Stokes V (b) para uma fonte homogênea. No quadro (a), a linha segmentada indica a frequência onde o modo extraordinário (em vermelho) passa a ser maior que o modo ordinário (azul), e o valor da opacidade óptica do modo ordinário neste ponto ($\tau_+ \simeq 1$). No quadro (b) está o parâmetro de Stokes V dessa fonte. A linha segmentada vertical indica a frequência de inversão.

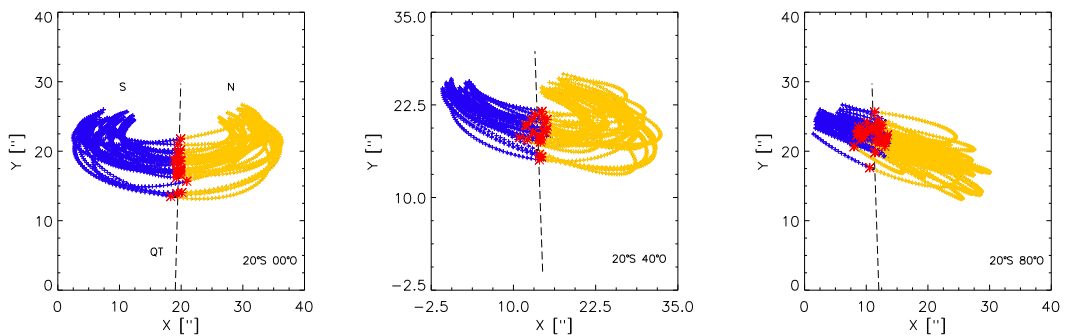


FIGURA 5.17 - Sinais da componente longitudinal do campo magnético para o modelo adotado. Em azul, estão representadas as regiões onde a componente do campo é positiva e em amarelo as regiões onde a componente é negativa. As regiões de inversão do sinal do campo (regiões QT) estão indicadas com * vermelho e pela linha tracejada QT (ajuste linear).

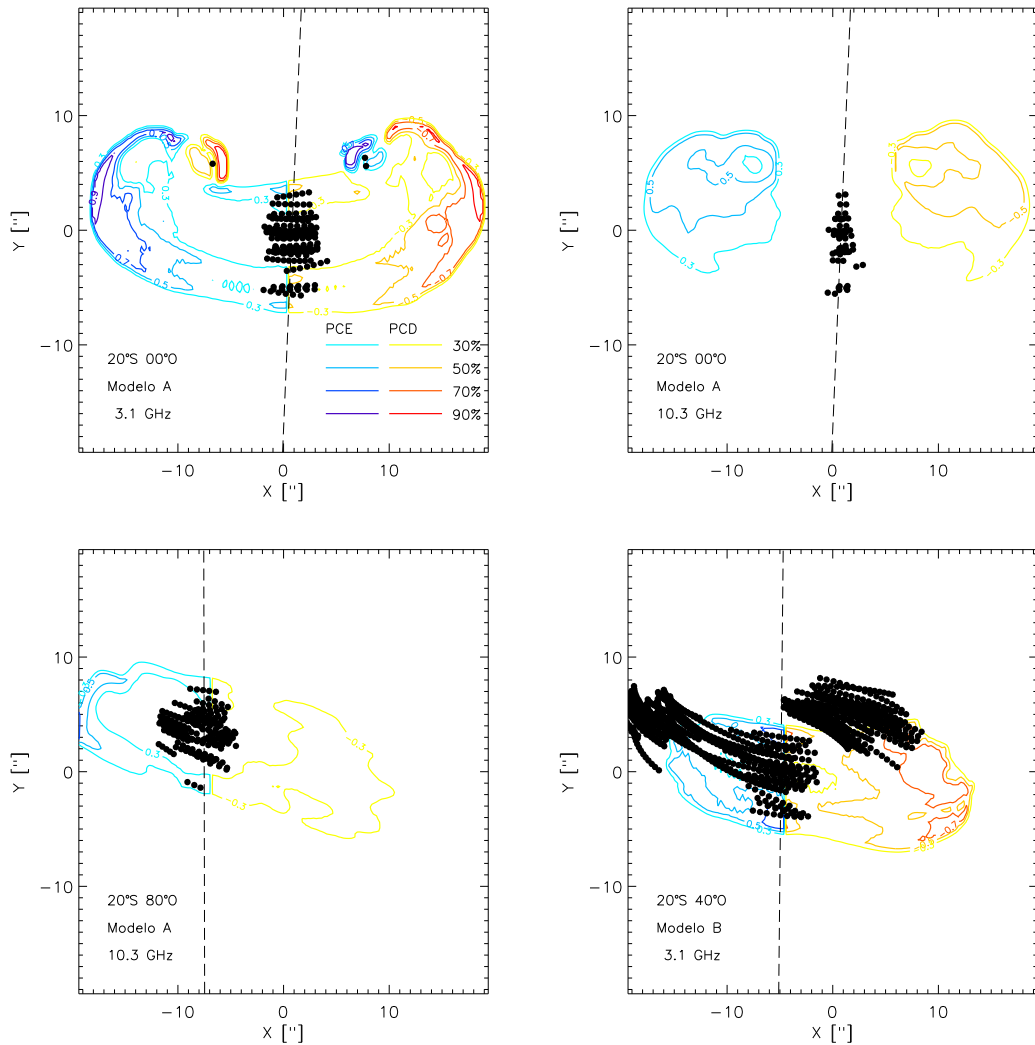


FIGURA 5.18 - Mapas de polarização circular. Os contornos, a 30, 50, 70 e 90%, em azul indicam polarização à direita, e em amarelo/vermelho a polarização à esquerda. Os pontos escuros mostram as regiões onde a aproximação QL não é válida, e portanto não foi possível obter a polarização. A posição da fonte, o modelo e a frequência de cada mapa estão indicados nas figuras. A linha tracejada indica a região de inversão do sinal do campo magnético.

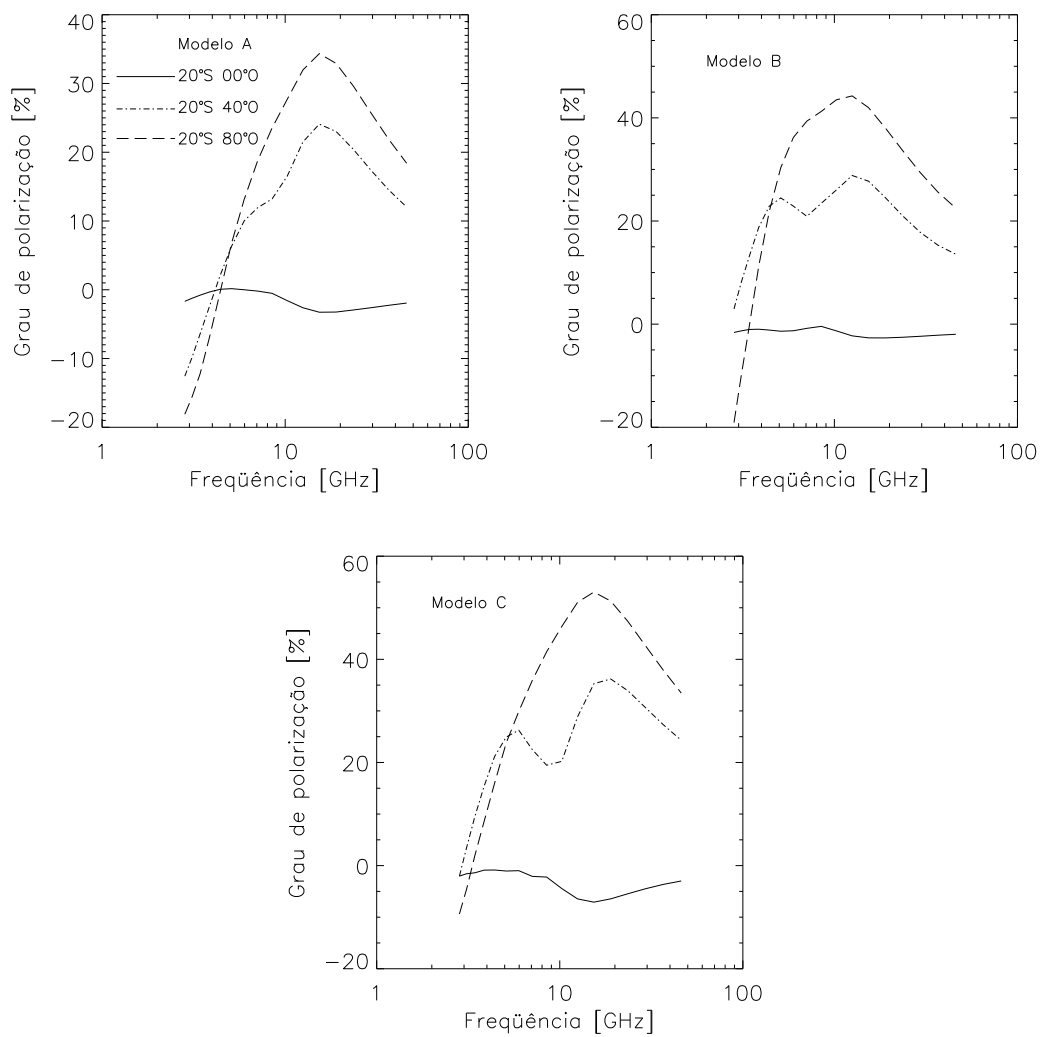


FIGURA 5.19 - Grau de polarização integrado das fontes: Modelo A (esquerda), Modelo B (centro) e Modelo C (direita), nas três posições no disco solar.

CAPÍTULO 6

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Apresentamos um método para o cálculo da radiação girossincrotrônica produzida em explosões solares, considerando fontes emissoras tridimensionais, com variação espacial de densidade ambiente e campo magnético. A geometria da estrutura magnética pode ser obtida através de qualquer técnica que reproduza as variações de direção e intensidade do campo magnético, como por exemplo extrapolações a partir de magnetogramas fotosféricos.

Realizamos cálculos da radiação produzida e a transferência radiativa para diferentes modelos de densidade ambiente e funções de distribuição de ângulos de passo dos elétrons acelerados, com a fonte explosiva em três posições no disco solar. Apresentamos os resultados na forma de espectros da emissão e mapas da intensidade total e polarização.

As características dos espectros resultantes estão de acordo com as encontradas nas estatísticas observacionais (Silva e Valente, 2002; Schoechlin e Magun, 1979). Notamos que a dependência dos parâmetros espectrais com a posição da fonte no disco, prevista pelos modelos baseados em fontes homogêneas, são suavizadas devido à grande variação da direção do campo magnético na fonte.

Avaliamos também os índices espectrais da regiões opticamente espessa e fina do espectro. Na região opticamente espessa, encontramos índices menores (α_e medio $\sim 1, 2$) do que os previstos pela teoria girossincrotrônica ($\alpha_e > 2, 5$). De fato, valores menores do que os previstos por qualquer um dos mecanismos de emissão são observados, e. g. Schoechlin e Magun (1979), e normalmente são interpretados como um efeito da inomogeneidade da fonte emissora (Takakura e Scalise, 1970; Schoechlin e Magun, 1979; Dulk e Dennis, 1982; Klein, 1984).

Em nossa análise, verificamos que os índice espectrais da região opticamente fina do espectro apenas dependem do índice espectral de energia dos elétrons não-térmicos, como esperado. Apesar da complexidade geométrica da fonte, os valores de α_f encontrados podem ser relacionados com o índice espectral δ dos elétrons através da relação $\delta = 1, 11\alpha_f + 1, 36$ proposta por Dulk e Marsh (1982). Chegamos também a uma interessante conclusão ao avaliar os efeitos de distribuições anisotrópicas de ângulos de passo dos elétrons: Fleishman e Melnikov (2003a) mostraram a forte de-

pendência do índice espectral α_f com a anisotropia em ângulos de passo para fontes homogêneas. Entretanto, devido às grandes variações da direção nos arcos magnéticos, a diretividade da emissão causada pela anisotropia em ângulos de passo dos elétrons é praticamente anulada, como determinamos e está em melhor concordância com as observações (Silva e Valente, 2002).

A comparação dos parâmetros espectrais dos espectros calculados com as análises observacionais presentes na literatura indicam que, na maioria dos casos, as fontes apresentam um caráter inomogêneo.

Os mapas de brilho mostram características normalmente encontradas em observações com alta resolução espacial: em baixas frequências vemos uma grande fonte emissora e em altas frequências duas regiões menores, associadas respectivamente ao topo e aos pés dos arcos magnéticos. Os pés e o topo dos arcos mostram diferentes características espectrais, principalmente devido aos valores de intensidade do campo nestas regiões, em concordância com os resultados apresentados por Wang *et al.* (1994).

O grau de polarização circular obtido nos cálculos mostram grande dependência com a posição heliográfica da fonte devido à geometria da fonte. Inversões no sentido da polarização podem ocorrer devido a um forte acoplamento entre os modos magneto-iônicos ou, no caso de acoplamento fraco, se a propagação das ondas for transversal à direção do campo magnético. Nas condições físicas da fonte adotada, um forte acoplamento de modos não ocorre para frequências abaixo de ~ 188 GHz, o que está muito acima das frequências avaliadas aqui. Não avaliamos a polarização onde a propagação é transversal ao campo magnético devido à dificuldade de uma interpretação correta.

Por fim, vemos um grande potencial para a utilização do método desenvolvido para o estudo de explosões solares no nosso grupo, por permitir uma melhor descrição espacial da geometria do campo magnético, além da densidade ambiente. Daremos continuidade ao desenvolvimento desta metodologia, incluindo a avaliação da distribuição espacial dos elétrons acelerados nos arcos magnético, utilizando os conceitos de espelhamento magnético. Poderemos incluir ainda uma avaliação da evolução temporal da emissão em rádio, assim como em raios-X.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Akhmedov, S. B.; Gelfreikh, G. B.; Bogod, V. M.; Korzhavin, A. N. The measurement of magnetic fields in the solar atmosphere above sunspots using gyroresonance emission. **Solar Physics**, v. 79, p. 41–58, July 1982. 47
- Alexander, D.; Katsev, S. Geometrical considerations in imaging the solar corona. **Solar Physics**, v. 167, p. 153–166, Aug. 1996. 28, 51
- Alissandrakis, C. E. Gyrosynchrotron emission of solar flares. **Solar Physics**, v. 104, p. 207–221, Mar. 1986. 63
- Alissandrakis, C. E.; Kundu, M. R. 6 centimeter observations of solar bursts with 6-inch resolution. **Astrophysical Journal**, v. 222, p. 342–356, May 1978. 26
- Alissandrakis, C. E.; Nindos, A.; Kundu, M. R. Evidence for ordinary mode emission from microwave bursts. **Solar Physics**, v. 147, p. 343–358, Oct. 1993. 79, 86, 88
- Alissandrakis, C. E.; Preka-Papadema, P. Microwave emission and polarization of a flaring loop. **Astronomy & Astrophysics**, v. 139, p. 507–511, Oct. 1984. 26, 44, 46, 85, 86, 88
- Altschuler, M. D.; Newkirk, G. Magnetic fields and the structure of the solar corona. I: methods of calculating coronal fields. **Solar Physics**, v. 9, p. 131–149, 1969. 47
- Amari, T.; Aly, J. J.; Luciani, J. F.; Boulmezaoud, T. Z.; Mikic, Z. Reconstructing the solar coronal magnetic field as a force-free magnetic field. **Solar Physics**, v. 174, p. 129–149, Aug. 1997. 47, 50
- Amari, T.; Boulmezaoud, T. Z.; Mikic, Z. An iterative method for the reconstruction of the solar coronal magnetic field. I. Method for regular solutions. **Astronomy & Astrophysics**, v. 350, p. 1051–1059, Oct. 1999. 47, 50
- Aschwanden, M. J.; Alexander, D.; Hurlburt, N.; Newmark, J. S.; Neupert, W. M.; Klimchuk, J. A.; Gary, G. A. Three-dimensional stereoscopic analysis of solar active region loops. II. SOHO/EIT observations at temperatures of 1.5–2.5 MK. **Astrophysical Journal**, v. 531, p. 1129–1149, Mar. 2000. 47, 51, 52, 59, 64

Aschwanden, M. J.; Benz, A. O. On the electron-cyclotron maser instability. I - Quasi-linear diffusion in the loss cone. II - Pulsations in the quasi-stationary state. **Astrophysical Journal**, v. 332, p. 447–475, Sep. 1988. 77

Aschwanden, M. J.; Kosugi, T.; Hanaoka, Y.; Nishio, M.; Melrose, D. B. Quadrupolar magnetic reconnection in solar flares. I. three-dimensional geometry inferred from Yohkoh observations. **Astrophysical Journal**, v. 526, p. 1026–1045, Dec. 1999. 64

Aschwanden, M. J.; Newmark, J. S.; Delaboudinière, J.; Neupert, W. M.; Klimchuk, J. A.; Gary, G. A.; Portier-Fozzani, F.; Zucker, A. Three-dimensional stereoscopic analysis of solar active region loops. I. SOHO/EIT observations at temperatures of $(1.0-1.5) \times 10^6$ K. **Astrophysical Journal**, v. 515, p. 842–867, Apr. 1999. 28, 47, 51, 52, 59, 64, 65

Aschwanden, M. J.; Nightingale, R. W.; Alexander, D. Evidence for nonuniform heating of coronal loops inferred from multithread modeling of TRACE data. **Astrophysical Journal**, v. 541, p. 1059–1077, Oct. 2000. 64

Bandiera, R. Diagnostic of coronal magnetic fields from microwave polarization reversal. **Astronomy & Astrophysics**, v. 112, p. 52–60, Aug. 1982. 44, 48

Bastian, T. S.; Benz, A. O.; Gary, D. E. Radio emission from solar flares. **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 36, p. 131–188, Dec. 1998. 78

Beckers, J. M. The measurement of solar magnetic fields. In: **IAU Symp. 43: Solar Magnetic Fields**. [S.l.: s.n.], 1971. p. 3–23. 47

Bekefi, G. **Radiation processes in plasmas**. New York: John Wiley and Sons, 1966. 36, 40

Belkora, L. Time evolution of solar microwave bursts. **Astrophysical Journal**, v. 481, p. 532–544, May 1997. 31

Berger, T. E.; de Pontieu, B.; Schrijver, C. J.; Title, A. M. High-resolution imaging of the solar chromosphere/corona transition region. **Astrophysical Journal Letters**, v. 519, p. L97–L100, July 1999. 47

Boehme, A.; Fuerstenberg, F.; Hildebrandt, J.; Saal, O.; Krueger, A.; Hoyng, P.; Stevens, G. A. A two-component model of impulsive microwave burst emission

consistent with soft and hard X-rays. **Solar Physics**, v. 53, p. 139–155, July 1977. 46

Cohen, M. H. Magnetoionic mode coupling at high frequencies. **Astrophysical Journal**, v. 131, p. 664–680, May 1960. 43, 44, 87

Correia, E.; Costa, J. E. R.; Kaufmann, P.; Magun, A.; Herrmann, R. Spatial positions of fast-time structures of a solar burst observed at 48 GHz. **Solar Physics**, v. 159, p. 143–155, 1995. 26

Costa, J. E. R.; Rosal, A. C. Microwave emission from the trapped and precipitated electrons in solar bursts. **Astronomy & Astrophysics**, no prelo, 2005. 82, 83

Costa, J. E. R.; Silva, A. V. R.; Lüdi, A.; Magun, A. Beam profile determination by tomography of solar scans. **Astronomy & Astrophysics**, v. 387, p. 1153–1160, June 2002. 52

Crannell, C. J.; Frost, K. J.; Saba, J. L.; Maetzler, C.; Ohki, K. Impulsive solar x-ray bursts. **Astrophysical Journal**, v. 223, p. 620–627, July 1978. 73

Delaboudiniere, J.-P.; Artzner, G. E.; Brunaud, J.; Gabriel, A. H.; Hochedez, J. F.; Millier, F.; Song, X. Y.; Au, B.; Dere, K. P.; Howard, R. A.; Kreplin, R.; Michels, D. J.; Moses, J. D.; Defise, J. M.; Jamar, C.; Rochus, P.; Chauvineau, J. P.; Marioge, J. P.; Catura, R. C.; Lemen, J. R.; Shing, L.; Stern, R. A.; Gurman, J. B.; Neupert, W. M.; Maucherat, A.; Clette, F.; Cugnon, P.; van Dessel, E. L. EIT: Extreme-ultraviolet imaging telescope for the SOHO mission. **Solar Physics**, v. 162, p. 291–312, July 1995. 47

Dulk, G. A. The gyro-synchrotron radiation from moving type IV sources in the solar corona. **Solar Physics**, v. 32, p. 491–503, 1973. 26, 45

_____. Radio emission from the sun and stars. **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 23, p. 169–224, Dec. 1985. 31, 68, 78

Dulk, G. A.; Dennis, B. R. Microwaves and hard X-rays from solar flares - multithermal and nonthermal interpretations. **Astrophysical Journal**, v. 260, p. 875–884, Sep. 1982. 26, 74, 76, 79, 80, 99

Dulk, G. A.; Marsh, K. A. Simplified expressions for the gyrosynchrotron radiation from mildly relativistic, nonthermal and thermal electrons. **Astrophysical Journal**, v. 259, p. 350–358, Aug. 1982. 26, 31, 68, 74, 78, 99

Dulk, G. A.; Melrose, D. B.; White, S. M. The gyrosynchrotron emission from quasi-thermal electrons and applications to solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 234, p. 1137–1147, Dec. 1979. 26, 31

Fleishman, G. D.; Melnikov, V. F. Gyrosynchrotron emission from anisotropic electron distributions. **Astrophysical Journal**, v. 587, p. 823–835, Apr. 2003. 45, 63, 69, 77, 78, 99

_____. Optically thick gyrosynchrotron emission from anisotropic electron distributions. **Astrophysical Journal**, v. 584, p. 1071–1083, Feb. 2003. 45, 63, 77, 78

Fleishman, G. D.; Yastrebov, S. G. Nonlinear treatment for solar radio spikes. 2: The fastest growing mode. **Solar Physics**, v. 153, p. 389–402, Aug. 1994. 77

Gary, D. E. The frequency agile solar radiotelescope. **Journal of Korean Astronomical Society**, v. 36, p. 135–143, June 2003. 84

Gary, D. E.; Hurford, G. J. Solar radio burst spectral observations, particle acceleration, and wave-particle interactions. In: **Solar System Plasma Physics**. [S.l.: s.n.], 1989. p. 237–246. 27, 28

_____. Multifrequency observations of a solar microwave burst with two-dimensional spatial resolution. **Astrophysical Journal**, v. 361, p. 290–299, Sep. 1990. 80

Gary, D. E.; Keller, C. U. **Solar and space weather radiophysics - current status and future developments**. [S.l.]: Solar and Space Weather Radiophysics - Current Status and Future Developments. Edited by Dale E. Gary, Center for Solar-Terrestrial Research, New Jersey Institute of Technology, Newark, N.J., U.S.A.; Christoph U. Keller, National Solar Observatory, Tucson, AZ, U.S.A. ASTROPHYSICS AND SPACE SCIENCE LIBRARY Volume 314 Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2004. 84

Gary, G. A. Rendering three-dimensional solar coronal structures. **Solar Physics**, v. 174, p. 241–263, Aug. 1997. 28, 51, 64

Gary, G. A.; Davis, J. M.; Moore, R. On analysis of dual spacecraft stereoscopic observations to determine the three-dimensional morphology and plasma properties of solar coronal flux tubes. **Solar Physics**, v. 183, p. 45–76, Nov. 1998. 28, 53

Ginzburg, V. L. **The propagation of electromagnetic waves in plasmas.**

New York: Pergamon Press, 1964. 25, 33, 34

Ginzburg, V. L.; Syrovatskii, S. I. **The origin of cosmic rays.** [S.l.]: The Origin of Cosmic Rays, New York: Macmillan, 1964, 1964. 31

_____. Cosmic magnetobremstrahlung (synchrotron radiation). **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 3, p. 297–350, 1965. 73

Gopalswamy, N.; Raulin, J.-P.; Kundu, M. R.; Nitta, N.; Lemen, J. R.; Herrmann, R.; Zarro, D.; Kosugi, T. VLA and YOHKOH observations of an M1.5 Flare. **Astrophysical Journal**, v. 455, p. 715–732, Dec. 1995. 64

Guidice, D. A.; Castelli, J. P. Spectral distributions of microwave bursts. **Solar Physics**, v. 44, p. 155–172, Sep. 1975. 73

Hachenberg, O.; Wallis, G. Das spektrum der bursts der radiofrequenzstrahlung der sonne im cm-wellenbereich. mit 21 textabbildungen. **Zeitschrift fur Astrophysics**, v. 52, p. 42–72, 1961. 46, 74

Holman, G. D. The effects of low- and high-energy cutoffs on solar flare microwave and hard x-ray spectra. **Astrophysical Journal**, v. 586, p. 606–616, Mar. 2003. 45, 63, 76, 78

Holt, S. S.; Ramaty, R. Microwave and hard x-ray bursts from solar flares. **Solar Physics**, v. 8, p. 119–141, 1969. 45

Klein, K.-L. **Gyrosynchrotron radiation in an inhomogeneous medium.** Tese (Doutorado) — Universidade de Bonn, 1984. 26, 39, 40, 45, 46, 63, 74, 99

Klein, K.-L. Microwave radiation from a dense magneto-active plasma. **Astronomy & Astrophysics**, v. 183, p. 341–350, Sep. 1987. 31

Klein, K.-L.; Trotter, G. Gyrosynchrotron radiation from a source with spatially varying field and density. **Astronomy & Astrophysics**, v. 141, p. 67–76, Dec. 1984. 46, 74

Klein, K.-L.; Trotter, G.; Magun, A. Microwave diagnostics of energetic electrons in flares. **Solar Physics**, v. 104, p. 243–252, Mar. 1986. 26, 74

- Kocharov, L. G.; Lee, J. W.; Zirin, H.; Kovaltsov, G. A.; Usoskin, I. G.; Pyle, K. R.; Shea, M. A.; Smart, D. F. Neutron and electromagnetic emissions during the 1990 May 24 solar flare. **Solar Physics**, v. 155, p. 149–170, Nov. 1994. 80
- Kosugi, T. Directivity of radio emission from solar flares. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 37, p. 575–589, 1985. 71, 88
- Kucera, T. A.; Dulk, G. A.; Gary, D. E.; Bastian, T. S. A multisource limb flare observed at multiple radio wavelengths. **Astrophysical Journal**, v. 433, p. 875–885, Oct. 1994. 80
- Kundu, M. R. **Solar radio astronomy**. [S.l.]: New York: Interscience Publication, 1965, 1965. 85
- Kundu, M. R.; Alissandrakis, C. E. Structure and polarization of active region microwave emission. **Solar Physics**, v. 94, p. 249–283, Sep. 1984. 85, 86
- Kundu, M. R.; Bobrowsky, M.; Velusamy, T. VLA observations of positions 42 6 centimeter burst peaks associated with hard X-ray burst spikes. **Astrophysical Journal**, v. 251, p. 342–351, Dec. 1981. 26
- Kundu, M. R.; Nindos, A.; White, S. M.; Grechnev, V. V. A multiwavelength study of three solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 557, p. 880–890, Aug. 2001. 64, 77, 79, 84
- Kundu, M. R.; Vlahos, L. An interpretation of the polarization of microwave bursts. **Astrophysical Journal**, v. 232, p. 595–602, Sep. 1979. 48
- Kundu, M. R.; White, S. M.; Schmahl, E. J. Simultaneous multi-frequency imaging observations of solar microwave bursts. **Solar Physics**, v. 121, p. 153–161, 1989. 79
- Kundu, M. R.; White, S. M.; Shibasaki, K.; Sakurai, T.; Grechnev, V. V. Spatial structure of simple spiky bursts at microwave/millimeter wavelengths. **Astrophysical Journal**, v. 547, p. 1090–1099, Feb. 2001. 64, 79, 84
- Landau, L. D.; Lifshitz, E. M. **The classical theory of fields**. Oxford: Pergamon Press, 1962. 31
- Ledenev, V. G. Generation of electromagnetic radiation by an electron beam with a bump on the tail distribution function. **Solar Physics**, v. 179, p. 405–420, 1998. 77

Lee, J.; Gary, D. E. Solar microwave bursts and injection pitch-angle distribution of flare electrons. **Astrophysical Journal**, v. 543, p. 457–471, Nov. 2000. 64, 76, 78, 79

Lee, J. W.; Gary, D. E.; Zirin, H. Flat microwave spectra seen at X-class flares. **Solar Physics**, v. 152, p. 409–428, July 1994. 26, 46

Levine, R. H. The representation of magnetic field lines from magnetograph data. **Solar Physics**, v. 44, p. 365–370, Oct. 1975. 47

Li, P. Searching for hard X-ray directivity during the rise, peak, and decay phases of solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 421, p. 381–389, Jan. 1994. 71

Lim, J.; Gary, D. E.; Hurford, G. J.; Lemen, J. R. Imaging spectroscopy of solar microwave radiation. 1: flaring emission. **Astrophysical Journal**, v. 430, p. 425–434, July 1994. 80, 81, 84, 88

Lim, J.; White, S. M.; Kundu, M. R.; Gary, D. E. The high-frequency characteristics of solar radio bursts. **Solar Physics**, v. 140, p. 343–368, Aug. 1992. 63

Mansfield, V. N. Radiation from a charged particle spiraling in a cold magnetoplasma. **Astrophysical Journal**, v. 147, p. 672–680, Feb. 1967. 31

Marsh, K. A.; Hurford, G. J. Two-dimensional VLA maps of solar bursts at 15 and 23 GHz with arcsec resolution. **Astrophysical Journal Letters**, v. 240, p. L111–L114, Sep. 1980. 79

Matzler, C. Microwave radiation from thermal, hard x-ray sources. **Astronomy & Astrophysics**, v. 70, p. 181–188, Nov. 1978. 26, 31

McLean, D. J.; Labrum, N. R. **Solar radiophysics**: studies of emission from the sun at metre wavelengths. [S.l.: s.n.], 1985. 35

Melnikov, V. F.; Shibasaki, K.; Reznikova, V. E. Loop-top nonthermal microwave source in extended solar flaring loops. **Astrophysical Journal Letters**, v. 580, p. L185–L188, Dec. 2002. 77

Melrose, D. B. The emission and absorption of waves by charged particles in magnetized plasmas. **Astrophysics and Space Science**, v. 2, p. 171–235, Apr. 1968. 36

- _____. **Plasma astrophysics**: nonthermal processes in diffuse magnetized plasmas. volume 1 - the emission, absorption and transfer of waves in plasmas. New York: Gordon and Breach Science Publishers, 276 p., 1980. 39, 40
- Melrose, D. B.; Hewitt, R. G.; Ronnmark, K. G. Terrestrial kilometric radiation - the cyclotron theory. **Journal of Geophysical Research**, v. 87, n. 16, p. 5140–5150, July 1982. 77
- Mikic, Z.; McClymont, A. N. Deducing coronal magnetic fields from vector magnetograms. In: **ASP Conf. Ser. 68: Solar Active Region Evolution: Comparing Models with Observations**. [S.l.: s.n.], 1994. p. 225–232. 50
- Nakagawa, Y.; Raadu, M. A. On practical representation of magnetic field. **Solar Physics**, v. 25, p. 127–+, 1972. 47, 50
- Nindos, A.; White, S. M.; Kundu, M. R.; Gary, D. E. Observations and models of a flaring loop. **Astrophysical Journal**, v. 533, p. 1053–1062, Apr. 2000. 26, 63, 64, 79, 85, 86, 88
- Nishio, M.; Kosugi, T.; Yaji, K.; Nakajima, H.; Sakurai, T. Magnetic field configuration in impulsive solar flares revealed with Yohkoh and Nobeyama Radioheliograph. **Advances in Space Research**, v. 25, p. 1791–1800, 2000. 48
- Nishio, M.; Yaji, K.; Kosugi, T.; Nakajima, H.; Sakurai, T. Magnetic field configuration in impulsive solar flares inferred from coaligned microwave/x-ray images. **Astrophysical Journal**, v. 489, p. 976–991, Nov. 1997. 79
- Pacholczyk, A. G. **Radio astrophysics**: nonthermal processes in galactic and extragalactic sources. San Francisco: Series of Books in Astronomy and Astrophysics, 1970. 39
- Pawsey, J. L.; Bracewell, R. N. **Radio astronomy**. [S.l.]: Oxford, Clarendon Press, 1955., 1955. 35
- Petrosian, V. Synchrotron emissivity from mildly relativistic particles. **Astrophysical Journal**, v. 251, p. 727–738, Dec. 1981. 26, 31
- _____. Structure of the impulsive phase of solar flares from microwave observations. **Astrophysical Journal Letters**, v. 255, p. L85–L89, Apr. 1982. 26

Preka-Papadema, P.; Alissandrakis, C. E. Spatial and spectral structure of a solar flaring loop at centimeter wavelengths. **Astronomy & Astrophysics**, v. 191, p. 365–373, Feb. 1988. 26, 46

Pryadko, J. M.; Petrosian, V. Stochastic acceleration of electrons by plasma waves. III. waves propagating perpendicular to the magnetic field. **Astrophysical Journal**, v. 515, p. 873–881, Apr. 1999. 77

Ramaty, R. Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma. **Astrophysical Journal**, v. 158, p. 753–770, Nov. 1969. 17, 26, 31, 35, 37, 39, 40, 45, 55, 56, 57, 58, 63, 66

Ramaty, R.; Lingenfelter, R. E. Determination of the coronal magnetic field and the radio-emitting electron energy from a type IV solar radio burst. **Solar Physics**, v. 5, p. 531–545, 1968. 39

Ramaty, R.; Petrosian, V. Free-free absorption of gyrosynchrotron radiation in solar microwave bursts. **Astrophysical Journal**, v. 178, p. 241–250, Nov. 1972. 46, 74

Ramaty, R.; Schwartz, R. A.; Enome, S.; Nakajima, H. Gamma-ray and millimeter-wave emissions from the 1991 June X-class solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 436, p. 941–949, Dec. 1994. 35, 66

Ratcliffe, J. A. **The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere**. Londres: Cambridge University Press, 1959. 33, 34, 43

Raulin, J.-P.; Kaufmann, P.; Olivieri, R.; Correia, E.; Makhmutov, V. S.; Magun, A. Time and space distribution of discrete energetic releases in millimeter-wave solar bursts. **Astrophysical Journal Letters**, v. 498, p. L173–L177, May 1998. 26

Reale, F.; Peres, G. TRACE-derived temperature and emission measure profiles along long-lived coronal loops: the role of filamentation. **Astrophysical Journal Letters**, v. 528, p. L45–L48, Jan. 2000. 64

Robinson, P. A. Gyrosynchrotron emission - generalizations of Petrosian's method. **Astrophysical Journal**, v. 298, p. 161–169, Nov. 1985. 31

Sakurai, T. Calculation of force-free magnetic field with non constant alpha. **Solar Physics**, v. 69, p. 343–359, Feb. 1981. 47, 50

_____. Computational modeling of magnetic fields in solar active regions. **Space Science Reviews**, v. 51, p. 11–48, Oct. 1989. 47, 50

Schmidt, H. U. On the observable effects of magnetic energy storage and release connected with solar flares. In: **The Physics of Solar Flares**. [S.l.: s.n.], 1964. p. 107–116. 48

Schoechlin, W.; Magun, A. A statistical investigation of microwave burst spectra for the determination of source inhomogeneities. **Solar Physics**, v. 64, p. 349–357, Dec. 1979. 18, 26, 46, 74, 75, 76, 79, 80, 99

Schott, G. A. **Eletromagnetic radiation**. Londres: Cambridge University Press, 1912. 31

Schrijver, C. J.; Title, A. M.; Berger, T. E.; Fletcher, L.; Hurlburt, N. E.; Nightingale, R. W.; Shine, R. A.; Tarbell, T. D.; Wolfson, J.; Golub, L.; Bookbinder, J. A.; Deluca, E. E.; McMullen, R. A.; Warren, H. P.; Kankelborg, C. C.; Handy, B. N.; de Pontieu, B. A new view of the solar outer atmosphere by the transition region and coronal explorer. **Solar Physics**, v. 187, p. 261–302, July 1999. 47

Seehafer, N. Determination of constant alpha force-free solar magnetic fields from magnetograph data. **Solar Physics**, v. 58, p. 215–223, July 1978. 50

Sharma, R. R.; Vlahos, L. Comparative study of the loss cone-driven instabilities in the low solar corona. **Astrophysical Journal**, v. 280, p. 405–415, May 1984. 77

Shevgaonkar, R. K.; Kundu, M. R. Dual frequency observations of solar microwave bursts using the VLA. **Astrophysical Journal**, v. 292, p. 733–751, May 1985. 79

Shibasaki, K.; Enome, S.; Nakajima, H.; Nishio, M.; Takano, T.; Hanaoka, Y.; Torii, C.; Sekiguchi, H.; Kawashima, S.; Bushimata, T.; Shinohara, N.; Koshiishi, H.; Shiomi, Y.; Irimajiri, Y.; Leka, K. D.; Canfield, R. C. A purely polarized S-component at 17 GHz. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 46, p. L17–L20, Apr. 1994. 47

Silva, A. V. R.; Valente, M. M. Center-to-limb variation of solar microwave bursts. **Solar Physics**, v. 206, p. 177–188, Mar. 2002. 71, 72, 99, 100

Silva, A. V. R.; Wang, H.; Gary, D. E. Correlation of microwave and hard x-ray spectral parameters. **Astrophysical Journal**, v. 545, p. 1116–1123, Dec. 2000. 63

Simões, P. J. A.; Costa, J. E. R. Reconstrução tridimensional de arcos magnéticos por tomografia. **Bulletin of the Astronomical Society of Brazil**, v. 23, p. 183–184, Aug. 2003. 47, 52

Stenflo, J. O. The measurement of solar magnetic fields. **Reports of Progress in Physics**, v. 41, p. 865–907, June 1978. 47

Stähli, M.; Gary, D. E.; Hurford, G. J. High-resolution microwave spectra of solar bursts. **Solar Physics**, v. 120, p. 351–368, 1989. 26, 63, 67, 74, 75

Stix, M. **The sun: an introduction**. 2. ed. Berlin: Astronomy and Astrophysics library, 2004. 48

Stix, T. H. **The theory of plasma waves**. [S.l.]: The Theory of Plasma Waves, New York: McGraw-Hill, 1962. 34

Svestka, Z. **Solar flares**. [S.l.]: Solar Flares, Dordrecht: Reidel, 1976. 47

Takakura, T. Synchrotron radiation from intermediate energy electrons and solar radio outbursts at microwave frequencies. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 12, p. 325–351, Jan. 1960. 25, 31

_____. Synchrotron radiation from intermediate energy electrons in helical orbits and solar radio bursts at microwave frequencies. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 12, p. 352–375, Jan. 1960. 31

_____. Theory of solar bursts (invited review paper). **Solar Physics**, v. 1, p. 304–353, 1967. 25

_____. The self absorption of gyro-synchrotron emission in a magnetic dipole field: microwave impulsive burst and hard x-ray burst. **Solar Physics**, v. 26, p. 151–175, 1972. 46, 74

Takakura, T.; Scalise, E. Gyro-synchrotron emission in a magnetic dipole field for the application to the center-to-limb variation of microwave impulsive bursts. **Solar Physics**, v. 11, p. 434–455, 1970. 46, 63, 67, 71, 74, 99

Tandberg-Hanssen, E.; Emslie, A. G. **The physics of solar flares**. [S.l.]: Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1988, 286 p., 1988. 79

Tarnstrom, G. L. Approximations for gyrosynchrotron emissivity in a weak, isotropic plasma. **Astronomy & Astrophysics**, v. 49, p. 31–38, May 1976. 26

- Trottet, G. X-ray and gamma-ray observations of solar flares by GRANAT. In: **AIP Conf. Proc. 294: High-Energy Solar Phenomena - a New Era of Spacecraft Measurements**. [S.l.: s.n.], 1994. p. 3–14. 71
- Vestrand, W. T.; Forrest, D. J.; Chupp, E. L.; Rieger, E.; Share, G. H. The directivity of high-energy emission from solar flares - Solar Maximum Mission observations. **Astrophysical Journal**, v. 322, p. 1010–1022, Nov. 1987. 71
- Vlasov, V. G.; Kuznetsov, A. A.; Altyntsev, A. T. The maser mechanism for solar millisecond spike generation in inhomogeneous plasma. **Astronomy & Astrophysics**, v. 382, p. 1061–1069, Feb. 2002. 77
- Wang, H.; Gary, D. E.; Lim, J.; Schwartz, R. A. Microwave spectral imaging, H-alpha and hard x-ray observations of a solar limb flare. **Astrophysical Journal**, v. 433, p. 379–388, Sep. 1994. 80, 81, 84, 100
- Wang, H.; Gary, D. E.; Zirin, H.; Kosugi, T.; Schwartz, R. A.; Linford, G. The microwave and H-alpha sources of the 1992 January 13 flare. **Astrophysical Journal Letters**, v. 444, p. L115–L118, May 1995. 79
- White, S. M.; Kundu, M. R. Solar observations with a millimeter-wavelength array. **Solar Physics**, v. 141, p. 347–369, Oct. 1992. 76
- White, S. M.; Kundu, M. R.; Gopalswamy, N. Strong magnetic fields and inhomogeneity in the solar corona. **Astrophysical Journal Letters**, v. 366, p. L43–L46, Jan. 1991. 47
- Wiegmann, T.; Inhester, B. Magnetic modeling and tomography: First steps towards a consistent reconstruction of the solar corona. **Solar Physics**, v. 214, p. 287–312, June 2003. 28, 53
- Wiehl, H. J.; Batchelor, D. A.; Crannell, C. J.; Dennis, B. R.; Price, P. N. Great microwave bursts and hard x-rays from solar flares. **Solar Physics**, v. 96, p. 339–356, Apr. 1985. 26
- Wilson, D. B. On the transfer of polarized radiation in inhomogeneous media. **Monthly Notices Royal Astronomical Society**, v. 192, p. 787–797, Sep. 1980. 40
- Wu, C. S.; Lee, L. C. A theory of the terrestrial kilometric radiation. **Astrophysical Journal**, v. 230, p. 621–626, June 1979. 77

Zheleznyakov, V. V. Transfer of polarization of radiation in a magnetoactive cosmic plasma. **Astrophysics and Space Science**, v. 2, p. 417–430, 1968. 40

_____. On the equation of radiative transfer in a magnetoactive plasma. **Astrophysical Journal**, v. 155, p. 1129–1131, Mar. 1969. 40

_____. **Radio emission of the sun and planets**. Oxford: Pergamon Press, 1970. 43, 85

Zhou, A.; Huang, G.; Wang, X. Approximate expressions for gyrosynchrotron radiation in transverse propagation. **Solar Physics**, v. 189, p. 345–356, Nov. 1999. 31

Zhou, A.; Ma, C.; Zhang, J.; Wang, X.; Zhang, H. Two sets of improved approximate expressions of the gyrosynchrotron radiation. **Solar Physics**, v. 177, p. 427–437, 1998. 31

