



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/07.17.19.49-TDI

**BASE DE DADOS PARA ANÁLISE DE EXPLOSÕES
SOLARES USANDO MODELOS DE DIPOLOS
MAGNÉTICOS EM 3D**

Valente Amândio Cuambe

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa, aprovada em 24 de julho de 2018.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3RFFJ68>>

INPE
São José dos Campos
2018

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GBDIR)

Serviço de Informação e Documentação (SESID)

CEP 12.227-010

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/7348

E-mail: pubtc@inpe.br

**COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO
DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):****Presidente:**

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CGCPT)

Membros:

Dra. Carina Barros Mello - Coordenação de Laboratórios Associados (COCTE)

Dr. Alisson Dal Lago - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dr. Evandro Albiach Branco - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia e Tecnologia Espacial (CGETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação-Geral de Observação da Terra (CGOBT)

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação - (CPG)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Murilo Luiz Silva Gino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/07.17.19.49-TDI

**BASE DE DADOS PARA ANÁLISE DE EXPLOSÕES
SOLARES USANDO MODELOS DE DIPOLOS
MAGNÉTICOS EM 3D**

Valente Amândio Cuambe

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa, aprovada em 24 de julho de 2018.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3RFFJ68>>

INPE
São José dos Campos
2018

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Cuambe, Valente Amândio.

C891b Base de dados para análise de explosões solares usando modelos de dipolos magnéticos em 3D / Valente Amândio Cuambe. – São José dos Campos : INPE, 2018.
xxiv + 112 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/07.17.19.49-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2018.

Orientador : Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa.

1. Campo magnético. 2. Explosões solares. 3. Base de dados.
4. Emissão em microondas. I.Título.

CDU 52-337:523.98



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aluno (a): **Valente Amândio Cuambe**

Título: "BASE DE DADOS PARA ANÁLISE DE EXPLOSÕES SOLARES USANDO
MODELOS DE DIPOLOS MAGNÉTICOS EM 3D"

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

Dr. **Carlos Alexandre Wuensche de Souza**

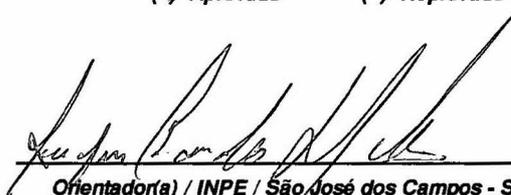


Presidente / INPE / SJCampos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado Reprovado

Dr. **Joaquim Eduardo Rezende Costa**



Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado Reprovado

Dr. **Luis Eduardo Antunes Vieira**



Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado Reprovado

Dra. **Adriana Benetti Marques Valio**



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

Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado Reprovado

Este trabalho foi aprovado por:

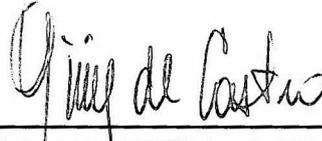
maioria simples

unanimidade

São José dos Campos, 24 de julho de 2018

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

Dr. Carlos Guillermo Giménez de Castro

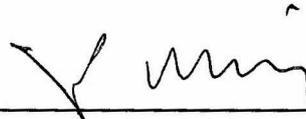


Convidado(a) / CRAAM/Mackenzie / São Paulo - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado Reprovado

Dr. Jean Pierre Raulin



Convidado(a) / CRAAM/Mackenzie / São Paulo - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado Reprovado

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

São José dos Campos, 24 de julho de 2018

"A ciência nunca resolve um problema sem criar pelo menos outros dez".

GEORGE BERNARD SHAW

*A meus pais **Luís e Cristina**, aos meus filhos
Giovanni e Arianni, à minha esposa **Inês***

AGRADECIMENTOS

Agradeço a agência Brasileira CAPES pela concessão da bolsa de estudos. A SKA responsável pelo pagamento anual de passagens aéreas de ida e vinda de Moçambique-Brasil durante quatro anos. Meus mais profundos agradecimentos vão para o incansável orientador Dr. Joaquim E.R. Costa que pacientemente orientou-me nesta caminhada com seus ensinamentos e experiência. A minha esposa Inês Cuambe, que sacrificou grande parte do seu tempo em tomar conta dos nossos interesses e suportando a dor de ficar sozinha com filhos pequenos durante os primeiros dois anos da minha formação. Agradeço também aos antigos coordenadores da DIDAS, Cláudia V. Rodrigues e André C. Milone, que prestaram todo apoio necessário na tramitação da documentação necessária para vinda ao Brasil, aos pesquisadores da DIDAS pela colaboração direta ou indireta, especialmente ao Dr. José Carlos pelo seu constante apoio. Aos meus colegas que incansavelmente apoiaram sempre que fossem solicitados. Para terminar, agradeço a todos aqueles que direta ou indiretamente apoiaram na logística da minha permanência nesta região do Vale do Paraíba.

RESUMO

A explosão solar é um dos fenômenos energéticos mais intensos nas regiões ativas da atmosfera solar. As imagens destas regiões em extremo ultravioleta e raio-X moles revelam a complexidade da configuração dos campos magnéticos. Durante as explosões, a geometria do campo magnético pode ser analisada através da sua componente de emissão em micro-ondas com imagens moderadamente resolvidas. Um dos grandes problemas neste tipo de análise reside nas equações integrais que descrevem tanto os espectros assim como as imagens não têm soluções analíticas. Portanto, somente os métodos de tentativa e erro (ou "forward-fitting") serem possíveis de descrevê-los. Para contornar esse cenário, construímos um banco de modelos com cerca de duzentos e cinquenta mil elementos para servir de catálogo para análise de explosões solares em micro-ondas. Este banco foi construído usando a geometria e a Física do campo magnético dipolar. O modelo do dipolo consiste em regiões digitalizadas em três dimensões, e distribuições espaciais de elétrons não-térmicos. O objetivo deste banco é acelerar a busca de parâmetros nas explosões com base nos modelos pré-calculados através de métodos do forward-fitting. Por outro lado, criamos um catálogo (banco de dados reduzido) das explosões baseado nas observações de fluxos obtidos pelo polarímetro de Nobeyama (NoRP) e mapas de distribuição de brilho do NoRH (mas não restritos a estes) e incluindo as propriedades conhecidas das explosões solares. Fornecendo as imagens, as posições das explosões e as densidades de fluxos em quatro frequências usadas no banco, ele retorna a melhor representação do modelo. Analisamos dois principais métodos de busca no banco usando o χ^2 e a média ponderada dos parâmetros de cerca de cem melhores modelos do banco. Como resultado encontramos que ~ 80 por cento dos dez parâmetros analisados numa amostra de $\sim 1\,000$ explosões simuladas foram recuperados, cujo erro relativo encontra-se ≤ 20 por cento em média. Pela análise estatística dos parâmetros das explosões observadas pelo NoRH, usando este banco de modelos não-homogêneos, resultou no seguinte: a distribuição do índice espectral de energia δ apresenta um pico em ~ 3 , a densidade dos elétrons não térmicos tendem a concentrar-se em valores $\leq 10^7\text{ cm}^{-3}$, e o pico de distribuição do campo magnético fotosférico $B \geq 2000\text{ G}$. Notamos também algumas preferências para arcos extensos, cujas alturas são maiores que $\sim 2.6 \times 10^9\text{ cm}$, e eventos cuja emissão é proveniente do topo do arco magnético. Concluimos que a utilização deste banco de modelos com um número modesto de elementos aumenta a probabilidade de encontrar bons resultados durante uma análise, e explora algumas propriedades estatísticas das explosões solares observadas em micro-ondas. Por outro lado, o uso deste banco acelera a busca de parâmetros nas explosões com alto nível de aceitação.

DATABASE FOR SOLAR FLARES ANALYSIS FROM A 3D MAGNETIC DIPOLE MODELS

ABSTRACT

A solar flare is one of the most intense energetic phenomena in active regions in the solar atmosphere. Imaging of these regions in extreme ultraviolet and soft X-rays have revealed their complex magnetic configurations. During flares, the field geometry can be analyzed through its microwave component of emission with moderate image resolution. The main problems in this type of analysis are contained in the integral equations that describe both the spectra and images do not have analytical solutions. Therefore, only forward-fitting methods are possible to describe them. To work around this scenario, a database of flare models with about two hundred and fifty thousand elements was constructed to become a catalogue for flare analysis. The database was constructed using the geometry and physics of dipolar magnetic fields. The dipole model consists of a three-dimensional digitized region and spatial distribution of non-thermal electrons. The aim of the database is to speed up the search for the parameters in a flare, using pre-calculated models with forward-fitting methods. On the other hand, a flare catalogue was built (reduced database) based on Nobeyama polarimeter (NoRP) flux densities and NoRH brightness maps observations (but not restricted to) including known general properties of a solar flare. Given images, the flare position and flux densities in four used frequencies in the database it returns the best model representation. We analysed two different methods to search for models in the database using a χ^2 and the weighted mean of one hundred best models in the database. As a result, we found that about ~ 80 percent of the ten analyzed parameters of 1 000 simulated flares were recovered with the relative error ≤ 20 percent in average. From the statistic analyses of the NoRH flares, now using this database of non-homogeneous models, we found the following results: the distribution of the energy spectral index δ peaks ~ 3 , nonthermal electrons density tending to be lower than $\leq 10^7 \text{ cm}^{-3}$, and the peak of the magnetic field distribution $B_{\text{photosphere}} \geq 2000 \text{ G}$. We note some preferences for extended loops with height as greater than $\sim 2.6 \times 10^9 \text{ cm}$ and looptop events. We conclude that the use of this database with a moderate number of elements increases the possibility to find good results during a flare analysis and explore some statistical properties of flares. On the other hand, it also speeds up the search for the parameters in a flare with a high level of acceptance.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Complexidade das linhas do campo magnético no Sol.	2
2.1 Perfis temporais durante uma explosão solar.	7
2.2 Modelo fenomenológico da explosão solar baseado em reconexões magnéticas.	9
2.3 Modelo de aprisionamento da partícula numa explosão solar	10
3.1 Espectro de intensidade Bremsstrahlung.	15
3.2 Sistema de coordenadas 3D	19
3.3 Espectro típico de uma explosão solar em micro-ondas.	22
4.1 Modelo do campo magnético do dipolo	27
4.2 Modelo atual do campo magnético do dipolo.	29
4.3 Distribuição espacial dos elétrons não térmicos.	33
4.4 Esquema lógico de cálculo de um modelo no banco.	35
4.5 Mapas de distribuição de brilho ilustrativos de um modelo do banco.	36
5.1 Distribuição do índice espectral de energia dos elétrons.	42
5.2 Representação de cada elemento do banco em função do tamanho e da densidade de fluxo.	45
5.3 Variação das densidades de fluxo em função da assimetria do arco magnético.	47
5.4 Distribuição do campo magnético no interior do arco em função da variação da assimetria do arco magnético.	48
5.5 Mapas de distribuição do brilho em 3.75, 9.4, 17 e 34 GHz com variação na assimetria.	50
5.6 Espectros dos modelos com variação na assimetria.	51
5.7 Distribuição de parâmetros no interior do arco em função da variação da inclinação do arco magnético.	52
5.8 Mapa de distribuição do brilho em 3.75, 9.4, 17 e 34 GHz com variação na inclinação.	54
5.9 Espectro dos modelos com variação na inclinação do arco.	55
5.10 Parâmetros que podem ser recuperados no catálogo de modelos 3D.	56
5.11 Visualização do resultado de uma busca no catálogo implementado na linha de comando em IDL.	58
6.1 Distribuição do erro total ζ	63

6.2	Simulações com parâmetro $ \zeta < 1, 2$	64
6.3	Simulações com parâmetro $ \zeta \sim 1, 2$	65
6.4	Simulações com parâmetro $ \zeta > 1, 2$	67
6.5	Distribuição dos erros dos parâmetros.	70
6.6	Resultado do banco com o menor $\chi^2_{i=0}$	73
6.7	Resultado do banco com $\chi^2_{i=1}$	74
6.8	Resultado do banco com $\chi^2_{i=2}$	75
6.9	Resultado do banco com $\chi^2_{i=3}$	76
6.10	Espectros da simulação B.	79
6.11	Mapas de distribuição do brilho da simulação B.	80
6.12	Distribuição do erro total ζ em função de χ^2	82
7.1	Distribuição do δ no banco em função de α calculado.	84
7.2	Correlação entre o tamanho do arco e o fluxo produzido em 17 GHz.	85
7.3	Distribuição dos parâmetros energéticos incluindo campo magnético e o local de concentração máxima do elétrons.	86
7.4	Distribuição dos parâmetros geométricos antes e depois do corte.	88
7.5	Distribuição da orientação do arco magnético antes e depois do corte.	89
7.6	Perfis temporais nas frequências 1-35 GHz.	90
7.7	Diagrama de blocos do funcionamento do Pikaia.	92
7.8	Ajuste espectral.	93
7.9	Mapas de distribuição de brilho do NoRH ajustados pelo modelo.	94
7.10	Distribuição dos parâmetros no interior do arco magnético.	95

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 Parâmetros de entrada do modelo	32
5.1 Intervalo de parâmetros no banco de modelos	44
5.2 Parâmetros de entrada para verificação da assimetria do arco magnético .	49
5.3 Parâmetros de entrada para verificação da inclinação do arco magnético .	52
6.1 Comparação de parâmetros cujo $ \zeta < 1, 2$	64
6.2 Comparação de parâmetros cujo $ \zeta \sim 1, 2$	66
6.3 Comparação de parâmetros cujo $ \zeta > 1, 2$	67
6.4 Parâmetros da simulação A e as respectivas soluções ordenadas pelo χ^2 . .	72
6.5 Erros relativos dos parâmetros da simulação A	77
6.6 Parâmetros das simulações e as respectivas soluções usando a média ponderada.	78
7.1 Melhor solução da explosão ocorrida em 31/05/2002.	91

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

EUV	–	Ultra violeta extremo
NoRP	–	Polarímetro de Nobeyama
NoRH	–	Rádio Heliógrafo de Nobeyama
FMSS	–	Fast Mode Standing Shocks
SMSS	–	Slow Mode Standing Shocks
HXR	–	Raios-X duros
SXT	–	Telescópio de raios-X moles
CSHKP	–	Modelo fenomenológico de explosão solar
IDL	–	Iterative Data Language
GOES	–	Satélite Ambiental Operacional Geostacionário
SFU	–	Unidade de fluxo solar
UT	–	Tempo Universal
OVSA	–	Owens Valley Solar Array
VLA	–	Very Large Array
SOHO	–	Solar and Heliospheric Observatory
HMI	–	Helioseismic and Magnetic Imager
TRACE	–	Transition Region and Coronal Explorer

LISTA DE SÍMBOLOS

σ	– razão de espelhamento
ρ	– coeficiente de correlação linear
ν_P	– frequência do plasma
ν_B	– frequência de giro do elétron
ν_c	– frequência crítica
τ_ν	– profundidade ótica
α_R	– parâmetro de supressão Razin
α_{thick}	– índice espectral espesso
α_{thin}	– índice espectral fino
k_B	– constante de Boltzmann
K	– vetor de onda
ψ	– conjunto de parâmetros da simulação
ζ	– erro total
Γ	– largura a meia altura
δ	– função de Dirac/ índice espectral de energia dos elétrons
μ	– momento magnético / cosseno do ângulo de passo
a_θ, a_k	– coeficientes de polarização
n_\pm	– índice de refração do meio
b	– parâmetro de impacto
Z_i	– número atômico médio
k_ν	– coeficientes de absorção
η_ν	– Emissividade
J_ν	– coeficientes de emissão
β	– parâmetro do plasma
s	– número de harmônico
β^{2s}	– razão entre as velocidades da partícula e da luz
γ	– fator de Lorentz
P_s	– potencia emitida a cada harmônico
r_L	– raio de Larmor
As	– Assimetria do arco magnético
In	– Inclinação do arco magnético
N_{nth}	– Densidade volumétrica dos elétrons não térmicos
R_{arc}	– raio da cintura do arco magnético
H_{arc}	– altura do arco magnético
F_{sep}	– separação dos pés do arco magnético

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 EXPLOSÕES SOLARES	5
2.1 Definição e principais características	5
2.2 Modelo padrão de uma explosão solar	7
3 EMISSÕES SOLARES EM RÁDIO	11
3.1 Propagação de ondas de rádio	11
3.2 Emissão térmica Bremstrahlung	12
3.3 Emissão de giro de elétrons	14
3.3.1 Emissão giro-ressonante	15
3.3.2 Emissão síncrotron no Sol	16
3.3.3 Emissão girossincrotrônica no Sol	17
3.3.3.1 Características da emissão girossincrotrônica de explosões solares	21
3.4 Elétron-Cíclotron Maser	22
3.5 Emissão plasma	23
4 MODELO 3D & MÉTODOS DE ANÁLISE DE EXPLOSÕES SOLARES	25
4.1 Modelo do campo magnético do dipolo	27
4.2 Dinâmica da distribuição espacial dos elétrons	29
4.3 Cálculo dos coeficientes j_ν e k_ν	31
4.4 Transferência radiativa	33
4.5 Métodos de análise de explosões solares	36
4.5.1 Foward-fitting	37
4.5.2 Algoritmo genético	37
4.5.3 Banco de dados	39
5 BANCO DE MODELOS	41
5.1 Seleção de parâmetros	41
5.2 Características dos parâmetros implementados no modelo	45
5.2.1 Assimetria do arco magnético	46
5.2.2 Inclinação do arco magnético	51

5.3	Funcionamento do banco de modelos	53
6	SIMULAÇÕES E RESULTADOS	61
6.1	Simulações de explosões solares em micro-ondas	61
6.1.1	Resultado da fragmentação dos parâmetros observáveis	61
6.1.1.1	Simulações com erro total $ \zeta < 1.2$	63
6.1.1.2	Simulações com erro total $ \zeta \sim 1.2$	65
6.1.1.3	Simulações com erro total $ \zeta > 1.2$	66
6.1.2	Discussão dos resultados	68
6.1.3	Resultado da busca simples	69
6.1.3.1	Simulação cuja solução é o menor χ^2	71
6.1.3.2	Simulações cujas soluções são as médias ponderadas	74
6.1.4	Discussão dos resultados	76
6.1.5	Análise da implementação do parâmetro ζ	80
7	CARACTERÍSTICAS EMPÍRICAS DOS PARÂMETROS DAS EXPLOSÕES SOLARES	83
7.1	Características inferidas dos eventos NoRH a partir do banco	83
7.2	Aplicação do banco a um evento solar	89
8	CONSIDERAÇÕES FINAIS	97
8.1	Conclusões e Recomendações	101
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	103

1 INTRODUÇÃO

O Sol é a estrela mais próxima da Terra e é também reconhecida como a fonte de vida na humanidade. Essa estrela serve também como laboratório para estudar com maior detalhe outras estrelas, assim como fenômenos que ocorrem no seu interior através da observação de neutrinos e da heliossismologia¹, até a alta coroa solar através de observações em raios-X, ultravioleta extremo (EUV- sigla em inglês) e do uso de coronógrafos em satélites.

Um dos fenômenos que tem sido extensamente estudado na literatura são as explosões solares. Essas explosões solares são emissões intensas e repentinas da radiação eletromagnética que ocorrem nas regiões ativas. Por sua vez, essas regiões ativas são constituídas por um plasma magnetizado com intensa indução magnética e estruturadas por complexos sistemas de arcos magnéticos como pode ser visto na Figura 1.1.

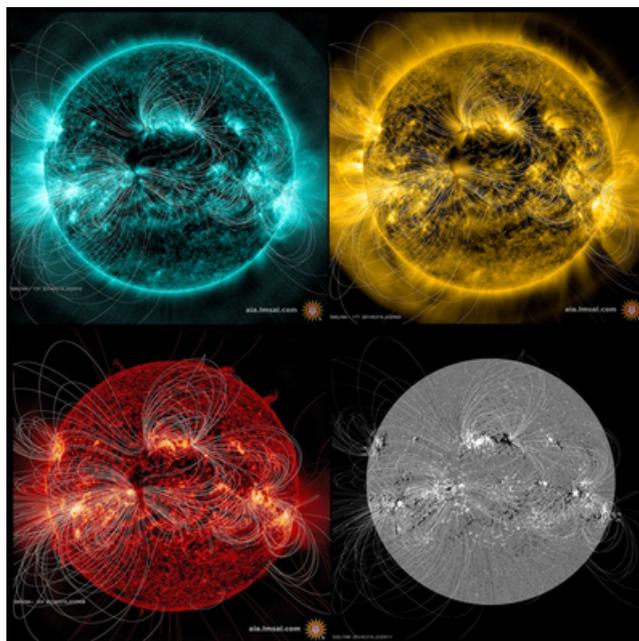
Sabe-se que grande parte da Física na coroa solar, incluindo as explosões solares depende na sua grande maioria do campo magnético nessa região. A informação deste campo na coroa e cromosfera solar só é possível, em primeira aproximação, através da extrapolação do campo fotosférico que é obtido a partir de magnetogramas. Alguns indícios acerca da estrutura dos arcos magnéticos podem ser obtidos a partir das linhas de emissão em EUV produzidas pelo plasma denso em certos intervalos de temperatura (NITA et al., 2011b).

Estudos revelam que durante uma explosão solar uma parte das partículas são ejetadas no espaço interplanetário, e a outra parte é aprisionada/precipitada. Uma fração dessas partículas aprisionadas espirala ao longo das linhas do campo magnético, emitindo radiação na faixa de rádio (micro-ondas), cujo principal mecanismo de emissão é o girossincrotrônico. Algumas dessas partículas, cujos ângulos de passo são menores que o cone de perdas, escapam ao aprisionamento e precipitam-se ao longo das linhas do campo magnético na cromosfera, em forma de feixe de elétrons, e depositam maior parte de sua energia nos pés do arco magnético através do aquecimento colisional do plasma cromosférico, emitindo em raios-X pelo mecanismo de radiação Bremsstrahlung (BASTIAN et al., 1998).

No entanto, a teoria da emissão girossincrotrônica para os elétrons em orbitas circulares no vácuo foi primeiramente estudada por Schott (1912), mais tarde por

¹Processo de inferir a estrutura interna do Sol através da propagação de ondas sísmicas (DEUBNER; GOUGH, 1984)

Figura 1.1 - Complexidade das linhas do campo magnético no Sol.



Linhas do campo magnético vistas em diferentes comprimentos de onda. No topo, da esquerda para direita imagens em EUV (131 e 171). No painel de baixo, a esquerda observa-se a imagem em 304 do EUV, e a direita a imagem do magnetograma (HMI - sigla em inglês).

Fonte: Dean e Kevin (2018)

Schwinger (1949), Takakura (1960a), Landau e Lifshitz (1962). Posteriormente Takakura (1960b) estendeu esta teoria para elétrons em órbitas helicoidais.

Considerando o caso específico de explosões solares num meio isotrópico, Ramaty (1969) obteve expressões para o espectro de radiação total integrado em todos os ângulos de emissão para elétrons em órbitas circulares.

As características desta radiação como por exemplo o espectro, a polarização e distribuição espacial dos elétrons não térmicos dependem fortemente da intensidade do campo magnético, da geometria da fonte, assim como das propriedades dos elétrons não térmicos (por exemplo: energia, ângulo de passo e a sua distribuição espacial) (ALISSANDRAKIS; PREKA-PAPADEMA, 1984; KLEIN, 1987; MELNIKOV et al., 2002; SIMÕES; COSTA, 2003; FLEISHMAN; KUZNETSOV, 2010; NITA et al., 2011a; COSTA et al., 2013).

Neste contexto, o "fraco" conhecimento do campo magnético coronal contribuiu para a criação de modelos homogêneos simples em duas dimensões (PETROSIAN,

1981; ALISSANDRAKIS; PREKA-PAPADEMA, 1984; KUNDU et al., 2001) de análise das características da radiação girossincrotrônica nas explosões solares, embora essa geometria simples do campo tenha sido proposta para modelar a emissão observada em micro-ondas de algumas explosões específicas (NINDOS et al., 2000; KUNDU et al., 2001) que não refletem efetivamente o cenário observado.

Para melhorar a interpretação dos resultados obtidos pelos modelos bidimensionais, modelos em 3D (PREKA-PAPADEMA; ALISSANDRAKIS, 1992; BASTIAN et al., 1998; SIMÕES; COSTA, 2006; TZATZAKIS et al., 2008; FLEISHMAN; KUZNETSOV, 2010; NITA et al., 2011a; COSTA et al., 2013) têm sido desenvolvidos para uma melhor compreensão da orientação das estruturas magnéticas coronais em relação à linha de visada, para uma análise mais correta de imagens bidimensionais tomando em consideração a inhomogeneidade das fontes.

Usando a base de dados das explosões observadas pelo Nobeyama, Simões e Costa (2003), Tzatzakis et al. (2008), Costa et al. (2013) fizeram análises estatísticas, bem como a reconstrução das estruturas em 3D à partir da resolução numérica do formalismo girossincrotrônico completo proposto por Ramaty (1969) e concluíram que o aspecto geométrico da fonte desempenha um papel importante na forma do espectro e na polarização, bem como na variação dos parâmetros do plasma.

No entanto, o modelo geométrico proposto por Costa et al. (2013) apresentava pequenas limitações geométricas, assim como limitações na definição do intervalo de validade de alguns parâmetros importantes para o cálculo da emissão em micro-ondas.

Neste âmbito, para aumentar o atual conhecimento de modelos não-homogêneos e melhorar as análises de explosões solares, implementamos neste trabalho dois novos parâmetros que tornam a geometria de um arco magnético simples mais próximo da geometria observada pelos instrumentos atuais. Estes dois parâmetros são: a inclinação e assimetria do arco magnético propostos para o melhoramento do modelo geométrico de Costa et al. (2013).

Apesar da anterior geometria do modelo ter reproduzido satisfatoriamente cerca de 60 por cento dos espectros observados pelo polarímetro de Nobeyama (NoRP-sigla em inglês) e aparentes imagens em 17 e 34 GHz obtidas pelo radio heliógrafo de Nobeyama (NoRH-sigla em inglês), em certos casos a observação apresentava diferenças enormes em relação à geometria do modelo. Pode-se constatar que em algumas explosões observadas, o eixo perpendicular dos arcos magnéticos em relação

à tangente da superfície solar aparenta uma certa tendência de estar inclinado. Por outro lado, os magnetogramas mostram que os campos magnéticos nos pés dos arcos nem sempre apresentam simetria, isto é, o valor do campo magnético nos pés do arco são diferentes.

Portanto, o nosso maior interesse neste trabalho para além da reconstrução da geometria das estruturas magnéticas, introduzindo maior complexidade nos arcos magnéticos (modelo de dipolo), produzimos uma base de dados de modelos em 3D com cerca de 250 mil elementos, cujas características obedecem alguns critérios observacionais obtidos na literatura. Esse banco de modelos é em primeira aproximação uma ferramenta poderosa para uma sugestão inicial de parâmetros, numa análise de explosões solares em micro-ondas.

Verificamos o comportamento dos parâmetros do plasma e de energia; procuramos as condições geométricas da garrafa magnética que reproduzam as propriedades estatísticas dos espectros observados pelo NoRP (NAKAJIMA et al., 1985) e o mapa de distribuição de brilho observado pelo respetivo NoRH (NAKAJIMA et al., 1994), e também investigamos o intervalo preferencial de parâmetros que melhor se ajustam as observações obtidas pelos dados do Nobeyama.

Neste contexto, o Capítulo 2 apresenta uma breve descrição das explosões solares, mencionando as características gerais dos perfis temporais observados em todo espectro eletromagnético. O Capítulo 3 apresenta resumidamente a teoria de emissões solares em rádio, isto é, os principais mecanismos de emissão que caracterizam uma explosão solar principalmente na banda de micro-ondas. O Capítulo 4 apresenta a metodologia para a reconstrução do modelo 3D incluindo as modificações recentes, bem como uma breve discussão dos métodos de análise das explosões solares incluindo o método proposto. O Capítulo 5 apresenta de forma sucinta como o banco foi construído desde a escolha de parâmetros até a implementação dos mecanismos de busca no banco. O Capítulo 6 apresenta resultados e discussões de simulações implementadas. O Capítulo 7 apresenta algumas características das explosões observadas pelo NoRH, incluindo uma aplicação a um evento solar. Finalizamos com as considerações finais e conclusões no Capítulo 8.

2 EXPLOSÕES SOLARES

Neste capítulo apresentamos uma breve descrição das explosões solares, mencionando as características gerais dos perfis temporais observados em todo espectro eletromagnético, bem como a apresentação do modelo padrão usado na literatura para explicação deste fenômeno energético.

2.1 Definição e principais características

As explosões solares podem ser diagnosticadas e classificadas de acordo com a frequência observada na atmosfera solar, desde a cromosfera, coroa, até o espaço interplanetário. Elas duram cerca de poucos minutos a várias horas, e cobrem menos de um por cento da superfície solar (TANDBERG-HANSEN; EMSLIE, 1988).

Alguns exemplos de definições qualitativas das explosões solares encontradas na literatura são:

- "intenso aumento do brilho localizado sobre uma região ativa que dura de segundos a horas" (SILVA, 2006)
- "liberação catastrófica de energia" (NINDOS et al., 2008)
- "emissão intensa e repentina da radiação causando aumento em todo espectro eletromagnético" (LIU et al., 2015)
- Etc

Essas explosões raramente são observadas na luz fotosférica, por um lado devido ao baixo contraste da emissão térmica luminosa e por outro lado, produzem emissões térmicas intensas noutras bandas do espectro eletromagnético. Geralmente elas são acompanhadas pelo aquecimento do plasma local e movimentos de massa (por exemplo, jatos e ejeções de massa coronal).

No entanto, apesar da primeira explosão solar ter sido observada em comprimentos de onda da radiação visível por R. C. Carrington e R. Hodgson em Setembro 1859 (CARRINGTON, 1859; HODGSON, 1859), quando observavam manchas solares na fotosfera, elas ocorrem na cromosfera e coroa solar. As explosões são mais frequentes quando associadas ao máximo desenvolvimento das regiões ativas, e podem produzir radiação que pode ser observada em todo espectro eletromagnético (desde rádio até raios- γ) (LIU et al., 2015).

Uma explosão solar pode liberar energias na ordem de $10^{28} - 10^{34}$ erg (LEE et al., 2009). Dentro de um curto intervalo de tempo (\sim frações de segundo), essa enorme quantidade de energia é transferida para a aceleração de partículas, e aquecimento do plasma local.

As regiões das explosões solares são constituídas por um plasma magnetizado, com intensa indução magnética e estruturadas por complexos sistemas de arcos magnéticos. Estes arcos magnéticos podem ser visualizados através de observações em raios-X de baixa energia e ultravioleta distante.

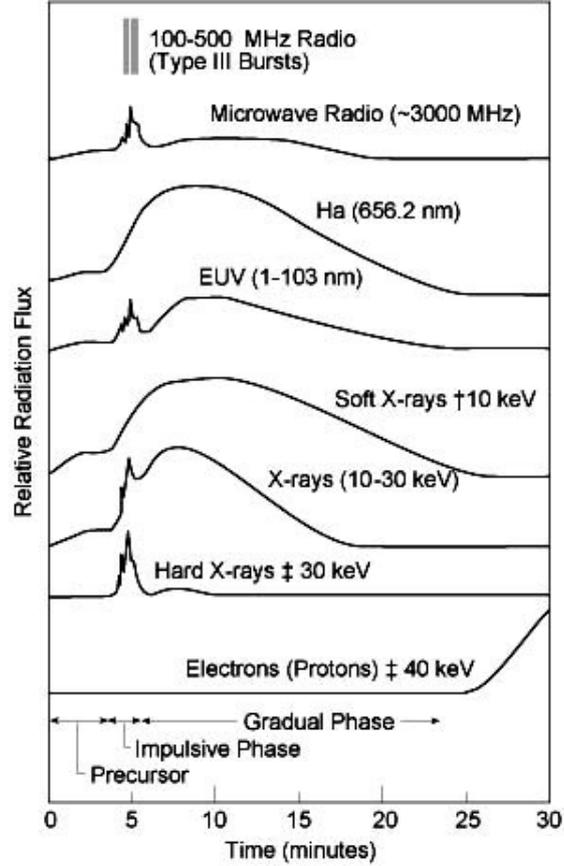
Tipicamente podem ser identificadas três fases de uma explosão solar, nomeadamente a fase precursora ou de pré-aquecimento, a fase impulsiva e a fase gradual. A duração para cada uma dessas fases são diferentes, isto é, a fase precursora dura pouco menos de cinco minutos, a fase impulsiva onde ocorre o aumento súbito de emissão, dura alguns segundos até alguns minutos e a fase gradual dura de vários minutos até algumas horas.

Os perfis temporais em diversas bandas de comprimento de onda são mostrados na Figura 2.1, cujas características gerais de cada uma das fases são as seguintes:

- a) Fase *precursora* ou fase de pré-aquecimento onde a energia magnética é armazenada. Esta fase é observada na maioria das explosões, e consiste num fraco e lento aumento de emissão em H_α , raios-X moles e em rádio¹, por vezes manifesta a mudança de polarização em rádio. As temperaturas máximas atingem cerca de $3 \times 10^6 - 10 \times 10^6$ K.
- b) Fase *impulsiva* onde a taxa de energia liberada é muito grande, e os fótons produzidos são mais energéticos. É observada na maioria das explosões, e consiste num rápido e intenso brilho em raios-X duros, micro-ondas e por vezes manifesta-se em raios- γ e na luz branca. A interpretação deste fenómeno requer energias de elétrons que contribuem para emissão em micro-ondas na faixa de dezenas de keV até alguns MeV, ou temperaturas na ordem $\sim 1 \times 10^8$ K.
- c) Fase *gradual* ou fase de decaimento quando a energia é irradiada principalmente na forma de raios-X moles e H_α . Nesta fase a explosão apresenta uma diminuição de energia e pode ser observada em quase todo espectro eletromagnético excluindo HXR como pode ser visto na Figura 2.1.

¹Na faixa de centímetros do comprimento de onda.

Figura 2.1 - Perfis temporais durante uma explosão solar.



Representação esquemática das diferentes fases de uma explosão solar, baseada no comportamento temporal da radiação observada em diferentes comprimentos de onda.

Fonte: Mclean e Labrum (1985)

2.2 Modelo padrão de uma explosão solar

É comumente aceito na literatura que a liberação de energia na atmosfera solar durante as explosões solares tem origem magnética e.g. (SHIBASAKI et al., 2011).

Acredita-se que a energia é previamente armazenada no campo magnético coronal em forma de energia magnética livre. Considera-se que a energia magnética total armazenada numa mancha solar de tamanho L e campo magnético B é dada por (SHIBATA; MAGARA, 2011),

$$E_{mag} \approx \left(\frac{B^2}{8\pi}\right)L^3 \approx 10^{33} \left(\frac{B}{10^3 G}\right)^2 \left(\frac{L}{3 \times 10^9 cm}\right)^3 erg \quad (2.1)$$

com B e L da ordem dos denominadores expressos na equação.

Medições do campo magnético fotosférico por sua vez, indicam que regiões das explosões solares encontram-se altamente cisalhadas (HAGYARD et al., 1990), a partir do fluxo magnético emergente, ou com movimentos lentos dos pés que esticam e torcem os arcos magnéticos nas regiões ativas (GEORGOULIS; LABONTE, 2007).

Essa energia magnética liberada subitamente na atmosfera é convertida em energia não térmica de partículas aceleradas e no posterior aquecimento do plasma. A explicação de como estes mecanismos surgem ainda é uma questão em aberto na literatura.

Portanto, vários modelos foram propostos para explicar o aspecto fenomenológico das explosões solares, e muitos destes modelos envolvem o processo de reconexão magnética (SWEET, 1958), em que as linhas do campo magnético mudam sua topologia e se reconfiguram num estado de baixa energia.

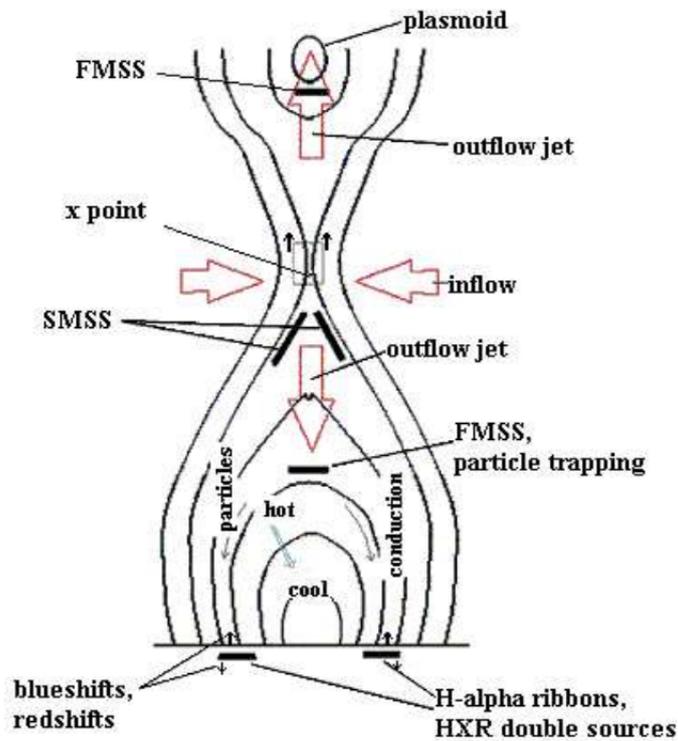
Figura 2.2 ilustra uma adaptação esquemática (MCKENZIE, 2002) à partir do conjunto de modelos designado por *modelo CSHKP* devido às contribuições de Carmichael (1964), Sturrock (1966), Hirayama (1974), Kopp e Pneuman (1976).

O *modelo CSHKP* pressupõe que a reconexão magnética ocorre na coroa solar. Postulou-se no entanto, que as partículas são aceleradas em uma região próxima a zona de reconexão magnética. Estas partículas (frequentemente elétrons) se precipitam ao longo das linhas do campo magnético na cromosfera em forma de feixe de elétrons, e depositam a maior parte de sua energia nos pés do arco magnético, através do aquecimento colisional do plasma cromosférico denso e frio. Em seguida, o plasma aquecido expande para dentro do arco magnético, e muda suas propriedades acima dos pés. Esse processo é conhecido como evaporação cromosférica (CARMICHAEL, 1964; STURROCK, 1966; HIRAYAMA, 1974; KOPP; PNEUMAN, 1976; MAGARA et al., 1996).

A parte fundamental do modelo mencionado na Figura 2.2, mostra o campo magnético se movendo para a região central com uma certa velocidade (*inflow velocity*). Nesta região de difusão comumente denominado ponto-X, as linhas de campo magnético com direções opostas se anulam. A tensão existente dos campos magnéticos externos causam uma repulsão de jatos de matéria (comumente designado de *outflow jet*) para cima e para baixo, respetivamente. Uma parte do plasmoide² que se encontra dentro das linhas fechadas do campo magnético move-se para fora da superfície solar, enquanto a outra parte move-se para baixo formando arcadas de

²Estrutura coerente de plasma

Figura 2.2 - Modelo fenomenológico da explosão solar baseado em reconexões magnéticas.



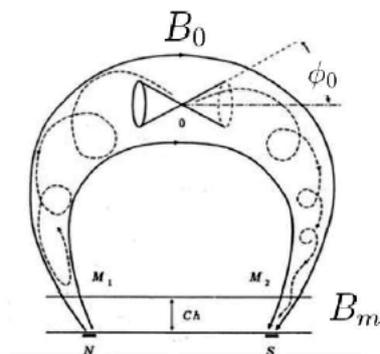
Fonte: McKenzie (2002)

posterior erupção (MCKENZIE, 2002). Entretanto, nas partes superior e inferior do ponto-X mostrados em negrito na Figura 2.2, formam-se choques lentos (SMSS- da sigla em Inglês– *Slow Mode Standing Shocks*). Quando os jatos de matéria colidem com as linhas fechadas do campo magnético formam-se choques rápidos (FMSS- da sigla em Inglês –*Fast Mode Standing Shocks*). No entanto, durante os choques rápidos, existe uma liberação de energia que acelera as partículas ao longo das linhas de campo até a baixa cromosfera. Essa energia é convertida para o aquecimento do plasma através de colisões que também produzem os raios-X duros (HXR).

Neste trabalho em particular, somente a parte inferior da Figura 2.2 é levada em consideração, para a explicação da emissão produzida em micro-ondas que coincide com o modelo de dipolo, como veremos mais adiante no Capítulo 5.

Como consequência dos jatos de matéria expelidos para baixo, a partícula move-se para regiões onde as linhas de campo magnético são convergentes. Entretanto, sua energia cinética transversal aumenta, enquanto que a componente paralela diminui de forma a manter a energia total do sistema constante. Se a razão de intensidades

Figura 2.3 - Modelo de aprisionamento da partícula numa explosão solar



Fonte: Bittencourt (2004)

do campo magnético B_0/B entre dois pontos da precipitação for alta o suficiente, a componente da velocidade da partícula na direção da convergência de B pode chegar a zero e portanto, reverter seu sentido. Esta reversão do sentido da partícula é conhecido como espelhamento magnético (BITTENCOURT, 2004).

A Figura 2.3 ilustra um sistema de campo magnético coaxial, com as extremidades convergentes, também conhecido como garrafa magnética em que as partículas carregadas são refletidas pelos espelhos magnéticos, viajando entre os dois extremos mantendo-se aprisionadas dentro da região. O aprisionamento destas partículas depende da razão de espelhamento σ definido por,

$$\sigma = \frac{B_m}{B_0} \quad (2.2)$$

em que B_m é a intensidade do campo magnético no ponto de reflexão, e B_0 é a intensidade do campo no centro do sistema. Partículas com o ângulo entre a velocidade da partícula e sua componente perpendicular (ângulo de passo) cujo valor em B_0 é dado por ϕ_0 têm ponto de reflexão em B_m dado por,

$$\phi_0 = \sin^{-1}\left(\frac{B_0}{B_m}\right) \quad (2.3)$$

3 EMISSÕES SOLARES EM RÁDIO

As emissões em rádio podem ser definidas como (1) *Emissão incoerente* que se refere à emissão produzida por partículas individuais de forma independente. É caracterizada por processos contínuos como o Bremsstrahlung e a emissão de giro das partículas. A emissão incoerente de giro é importante em regiões de campos magnéticos fortes; ou (2) *Emissão coerente* que é caracterizada pela instabilidade não linear do plasma e pela distribuição anisotrópica de partículas que resultam na emissão do plasma, e elétron cíclotron maser. Detalhes destes tipos de emissão podem ser encontrados nas revisões de Wild et al. (1963), Marsh e Hurford (1982), Dulk (1985), Mclean e Labrum (1985), e Bastian et al. (1998).

3.1 Propagação de ondas de rádio

A propagação de ondas de rádio pode-se definir como o comportamento que estas ondas adquirem quando são transmitidas e se propagam de um lugar para outro no meio, ou por exemplo em diversos pontos de uma atmosfera.

Em radioastronomia as medições deste comportamento das ondas de rádio usualmente são descritos em termos da intensidade específica ou densidade de fluxo S_ν ,

$$S_\nu = \int_{\Omega} I_\nu \cos\theta d\Omega, \quad (3.1)$$

em que I_ν é a intensidade específica. Em um corpo negro o brilho da superfície é uniforme e dependente apenas da frequência (ν) e da temperatura (T) e é descrito pela função de Planck,

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}, \quad (3.2)$$

em que k_B e h são constantes de Boltzmann e Planck, respectivamente, ν é a frequência, e c é a velocidade da luz.

Para fontes com tamanhos angulares $\ll 1$ rad, a Equação (3.1) sofre uma ligeira alteração de tal forma que $\cos\theta \approx 1$. No entanto, pode-se reescrever esta mesma Equação (3.1) de forma simplificada,

$$S_\nu = \int_{\Omega} I_\nu d\Omega. \quad (3.3)$$

Para radiação do corpo negro nas frequências $h\nu \ll k_B T$ é válida a aproximação

Rayleigh-Jean, e a lei de Planck reduz-se a,

$$I_\nu = \frac{2k_B T \nu^2}{c^2}. \quad (3.4)$$

Portanto, é conveniente definir a temperatura de brilho, isto é, a temperatura do corpo negro com o mesmo brilho de superfície como o da fonte observada,

$$T_B = \frac{I_\nu c^2}{2k_B \nu^2}, \quad (3.5)$$

neste caso, a densidade de fluxo na Equação (3.3) pode ser reescrita em função da temperatura de brilho,

$$S = \frac{2\kappa_B}{\lambda^2} \int T_B d\Omega, \quad (3.6)$$

independentemente da origem da radiação observada. Para fontes óticamente espessas a temperatura de brilho é igual a temperatura cinética efetiva ($T_B = T_{eff}$), enquanto para fontes óticamente finas $T_B \approx \tau_\nu T_{eff}$, em que ${}^1\tau_\nu$ é a profundidade ótica da fonte.

No plasma magnetizado da atmosfera solar, duas frequências características são importantes na emissão solar em rádio: (i) a frequência do plasma,

$$\nu_p = 8.97 \times 10^3 \sqrt{n_e (cm^{-3})} \text{ Hz}, \quad (3.7)$$

em que n_e é a densidade dos elétrons do plasma medida em cm^{-3} , e (ii) a frequência de giro do elétron,

$$\nu_B = \frac{\omega_B}{2\pi} = \frac{eB}{2\pi m_e c} \approx 2.8 \times 10^6 B \text{ Hz}. \quad (3.8)$$

A emissão de corpo negro discutida nesta secção, oriunda do mecanismo Bremsstrahlung, no caso solar se aplica bem para a banda rádio, mas não é adequada para explicar a emissão das explosões solares (não térmicas) na banda de raios-X duros.

3.2 Emissão térmica Bremsstrahlung

A parte superior da atmosfera solar é constituída principalmente pelo plasma completamente ionizado (elétrons e íons).

Quando os elétrons individuais colidem com um átomo, molécula ou íon eles perdem

${}^1\tau_\nu = \int k_\nu dl$

parte de sua energia inicial. Como consequência desta colisão, os elétrons desaceleram emitindo uma radiação de frenagem. Esta radiação de frenagem dos elétrons incidentes, quando são defletidos pelo campo coulombiano do íon quase-estacionário, resulta na emissão Bremsstrahlung (ou emissão livre-livre) (TANDBERG-HANSEN; EMSLIE, 1988).

Em comprimentos de onda de rádio, colisões distantes entre estes elétrons desacelerados e íons quase-estacionários causam pequenos ângulos de deflexão e são muito importantes neste processo de emissão. Por outro lado, colisões mais próximas causam grandes ângulos de deflexão e são relativamente raras, e são menos importantes no processo de emissão. Uma discussão mais detalhada deste tipo de emissão Bremsstrahlung pode ser encontrada nas revisões de e.g. Longair (1992), Lang (1999), e Dulk (1985).

O espectro de energia total irradiada durante uma colisão é dada por (LONGAIR, 1992),

$$W(\nu) = \begin{cases} \frac{8}{3\pi} \frac{Z_i^2 e^6}{m e^2 c^3 b^2 v^2} & \text{para } \nu > \nu_c \\ 0 & \text{para } \nu < \nu_c. \end{cases} \quad (3.9)$$

em que $W(\nu)$ é a energia total em ergs Hz^{-1} , Z_i é o número atômico, e é a carga elementar, c é a velocidade da luz, v é a velocidade da partícula, b é o parâmetro de impacto, definido como a menor distância em que a colisão ocorre, ν_c é a frequência crítica ($\nu_c \approx \frac{\gamma v}{b}$), γ é o fator de Lorentz da partícula incidente.

O tempo de entre duas colisões entre as partículas pode ser aproximado a $\tau \approx \frac{2b}{\gamma v}$.

O espectro de radiação total numa distribuição de partículas é o somatório sobre todos possíveis parâmetros de impacto na Equação (3.9) (LONGAIR, 1992).

A densidade espectral de fluxo medida na Terra (em unidades de fluxos solares-sfu²) em uma distribuição Maxwelliana do plasma com temperaturas $T > 3.6 \times 10^5$ K é dado por (DULK, 1985; LANG, 1999),

$$S_\nu = 1.33 \times 10^{-46} n_\nu Z^2 \ln(4.7 \times 10^{10} \frac{T}{\nu}) \frac{EM}{\sqrt{T}} e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \quad (3.10)$$

em que n_ν é o índice de refração do meio, Z é o número atômico médio (comumente usado 1.8 na cromosfera solar (FLETCHER et al., 2007)), EM é a medida de emissão em cm^{-3} , T é a temperatura do plasma medida em K, e ν é a frequência medida em

²1 sfu = $10^{-19} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$

Hz. Se a frequência de observação for menor que a frequência do plasma ($\nu < \nu_p$), é usual substituir-se a frequência do plasma (ν_p) no termo logarítmico da densidade de fluxo mostrado na Equação (3.10) ao invés da frequência observada (ν).

O coeficiente de absorção Bremsstrahlung deduzido no trabalho de Dulk (1985) é dado por,

$$\begin{aligned} k_\nu &= 9,78 \times 10^{-3} \times Ne/\nu^2 T^{\frac{3}{2}} \sum Z_i^2 N_i \\ &\times ((18, 2) + \ln(T^{\frac{3}{2}}) - \ln(\nu)) && : (T < 2 \times 10^5 K) \\ &\times ((24, 5) + \ln(T) - \ln(\nu)) && : (T > 2 \times 10^5 K) \end{aligned} \quad (3.11)$$

Se $N_i \sim N_e$, o coeficiente de absorção pode também ser reescrito na forma simplificada,

$$k_\nu = \frac{\zeta N_e^2}{\nu^2 T^{3/2}}, \quad (3.12)$$

em que o coeficiente ζ inclui o termo logarítmico apresentado anteriormente na Equação (3.11). Em muitos casos ζ depende dos parâmetros do plasma na fonte e pode ser aproximado a uma constante.

Por outro lado, a emissividade Bremsstrahlung térmico está relacionada com a absorção pela lei de Kirchoff dada por,

$$J_\nu = \frac{2k_\nu k_B T \nu^2}{c^2}. \quad (3.13)$$

Figura 3.1 mostra um exemplo do espectro da intensidade Bremsstrahlung em escala logarítmica em função da frequência. Nele é mostrado que em baixas frequências, na região opticamente espessa, a auto-absorção faz com que o espectro se comporte como um corpo negro ($I_\nu = B_\nu$), logo a seguir mantém-se quase plano até uma determinada frequência crítica ν_c (em que $h\nu = k_B T$).

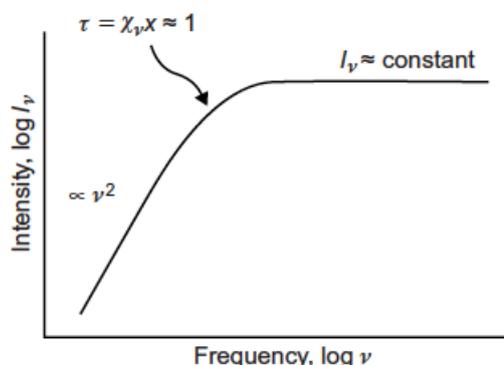
3.3 Emissão de giro de elétrons

A interação entre partículas devido a colisões colombianas pode ser desprezada se comparada com a interação entre partículas devido ao espiralamento ao longo das linhas do campo magnético.

Na cromosfera e baixa coroa solar, onde o parâmetro do plasma ${}^3\beta < 1$, os elétrons estão presos às linhas do campo magnético. A força de Lorentz que atua perpendicularmente

³Razão entre a pressão cinética do plasma e a pressão magnética (ASCHWANDEN, 2004)

Figura 3.1 - Espectro de intensidade Bremsstrahlung.



Em baixas frequências, a auto-absorção faz com que o espectro se comporte como um corpo negro, mantendo-se constante até uma determinada ν_c .

Fonte: Longair (1992)

lamente à direção do campo e ao movimento das partículas faz com que os elétrons precessem ao longo das linhas do campo magnético em giro-órbitas com raio de giro r_B , e com frequências de giro ν_B . A giro-emissão é produzida como resultado dessa força de Lorentz.

Dependendo da distribuição de energia das partículas envolvidas, esta emissão pode ser térmica (giro-ressonante) ou não térmica. Tomando em consideração a distribuição não térmica dos elétrons acelerados e dependendo da faixa de energia considerada, pode-se destacar os mecanismos de emissão síncrotron, girosíncrotron ou cíclotron. Alguns desses mecanismos são importantes para explicar as explosões solares em rádio.

Daremos ênfase somente na explicação da emissão girossincrotrônica, uma vez que este é o mecanismo usado para explicar o funcionamento do modelo de explosão utilizado neste trabalho.

3.3.1 Emissão giro-ressonante

Para energias do elétron não relativístico (com respeito a baixas temperaturas da distribuição Maxwelliana) em que o fator de Lorentz $\gamma \sim 1$, a emissão produzida é chamada giro-ressonante ou emissão cíclotron.

A absorção giro-ressonante das ondas eletromagnéticas em baixos harmônicos da frequência de giro, tem uma grande importância na geração da radiação na cromosfera e baixa coroa solar das regiões ativas particularmente nas fontes emitindo em micro-ondas (ZHELEZNYAKOV, 1970; WHITE; KUNDU, 1997).

A emissão giro-ressonante ocorre como linhas de emissão nas giro-frequências do elétron e em seus harmônicos (ZHELEZNYAKOV, 1970).

Considerando o deslocamento Doppler destas linhas, a emissão é vista em frequências dadas por,

$$\nu = \frac{s\nu_B}{1 - \beta_{||}\cos\theta}, \quad (3.14)$$

separadas por um intervalo ν_B . Na Equação (3.14) anterior, θ é o ângulo entre a linha de visada e o campo magnético, $\beta_{||} = v_{||}/c$, s é o número de harmônicos.

A potência emitida em cada harmônico é dada por (BOYD; SANDERSON, 1969),

$$P_s = \frac{2e\omega_B^2}{c} \frac{(s+1)s^{2s+1}}{(2s+1)!} \beta_{\perp}^{2s}. \quad (3.15)$$

Esta potência P_s emitida em cada harmônico é proporcional a β_{\perp}^{2s} ,

$$\frac{P_{s+1}}{P_s} \sim \left(\frac{v_{\perp}}{c}\right)^{2s}, \quad (3.16)$$

assim, para altos valores dos harmônicos a potência decresce. Isto significa que maior parte da emissão giro-ressonante é emitida no harmônico fundamental ($s = 1$), mas é completamente absorvida.

A intensidade observada da emissão giro-ressonante é altamente dependente do ângulo de observação θ (WHITE; KUNDU, 1997). A potência emitida por unidade de ângulo sólido para emissão em todos harmônicos é dada por,

$$\frac{dP}{d\Omega} \simeq \frac{e^2\omega_B^2\beta_{\perp}^2}{8\pi c}(1 + \cos\theta). \quad (3.17)$$

No entanto, sabendo que $\omega_B = 2\pi\nu_B$, para um observador localizado em $\theta = 0$, a potência emitida será o dobro de um observador localizado em $\theta = \pi/2$.

3.3.2 Emissão síncrotron no Sol

Em energias relativistas para distribuições eletrônicas não térmicas onde o fator de Lorentz $\gamma \gg 1$ e em altos valores dos harmônicos ($s > 100$), o mecanismo de emissão dominante é o síncrotron. Para este tipo de cenário, as linhas de emissão não podem ser separadas por intervalos de ω_B como mencionado anteriormente na Seção 3.3.1.

No entanto, os picos máximos de cada linha de emissão podem ser separados por um intervalo $\omega_B(1 - \beta^2)^{1/2}$ (ZHELEZNYAKOV, 1970).

Para estas energias elevadas, a largura da linha em cada harmônico aumenta devido ao alargamento relativístico (BOYD; SANDERSON, 1969). Entretanto, a potência emitida é comumente expressa em função da frequência de observação,

$$\frac{dP}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}e^2\omega_B}{2\pi c} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(t) dt, \quad (3.18)$$

em que $\omega_c = \frac{3}{2}\omega_B\gamma^2$ e $K_{\frac{5}{3}}$ é uma função de Bessel modificada.

3.3.3 Emissão girossincrotrônica no Sol

No caso da distribuição não térmica dos elétrons com energias moderadamente relativistas em que o fator de Lorentz γ encontra-se nos valores entre $\sim 1.2 - 3$, o mecanismo de emissão dominante é o girossincrotrônico (SCHOTT, 1912; SCHWINGER, 1949; TAKAKURA, 1960a; LANDAU; LIFSHITZ, 1962; RAMATY, 1969; DULK; MARSH, 1982).

No entanto, a teoria da emissão girossincrotrônica para os elétrons em órbitas circulares e helicoidais no vácuo já foi estudada por vários autores (SCHOTT, 1912; SCHWINGER, 1949; TAKAKURA, 1960a; LANDAU; LIFSHITZ, 1962; TAKAKURA, 1960b).

No caso específico de explosões solares num meio isotrópico, Ramaty (1969) obteve expressões para o espectro de radiação total integrado em todos os ângulos de emissão para elétrons em órbitas circulares. Ramaty (1969) formulou o problema considerando a contribuição de cada harmônico na região de interesse, e obteve expressões numericamente complexas sem soluções analíticas.

Vários autores trabalharam na tentativa de simplificar essas expressões por exemplo, Petrosian (1981) resolveu as integrais pela aproximação *steepest descent* (substituindo o somatório nas expressões por uma integral), Dulk e Marsh (1982) e Dulk (1985) fizeram uma aproximação semi-empírica da emissão girossincrotrônica. Estas aproximações sofrem incertezas de alguns parâmetros em regimes específicos e somente consideram uma distribuição específica de elétrons.

Portanto, Ramaty (1969) considerou a propagação num plasma colisional magnetoativo e frio, cuja propagação da onda é possível nos dois modos (ordinário e extraordinário).

Pela teoria magneto-iônica (RATCLIFFE, 1960), a relação de dispersão nesse plasma colisional é bi-quadrática para o índice de refração. Assim, o índice de refração e os coeficientes de polarização são descritos através das equações (3.22), (3.23) e (3.24) (RAMATY, 1969). Para simplificação da escrita nas equações acima identificadas consideremos,

$$\Upsilon = \nu_p^2(\nu_p^2 - \nu^2) \quad (3.19)$$

$$\Pi = \nu^4 \nu_B^4 \sin^4 \theta \quad (3.20)$$

$$\Xi = \nu^2 \nu_B^2 (\nu_p^2 - \nu^2)^2 \cos^2 \theta, \quad (3.21)$$

de tal forma que o índice de refração e os coeficientes de polarização sejam apresentados na seguinte forma:

$$n_{\pm}^2(\theta) = 1 + \frac{2\Upsilon}{\pm[\Pi + 4\Xi]^{1/2} - 2\frac{\nu^2}{\nu_p^2}\Upsilon - \sqrt{\Pi}} \quad (3.22)$$

$$a_{\theta\pm}(\nu, \theta) = -\frac{2\frac{\nu^2}{\nu_p^2}\Upsilon \cos \theta}{-\frac{\sqrt{\Pi}}{\nu_B}} \pm \left[\frac{\Pi}{\nu_B} + \Xi \right]^{1/2} \quad (3.23)$$

$$a_{k\pm}(\nu, \theta) = \frac{\nu_p^2 \nu_B \nu \sin \theta - a_{\theta\pm} \nu_p^2 \nu_B^2 \cos \theta \sin \theta}{\nu_p^2 (\nu_B^2 \cos^2 \theta - \nu^2) - \nu^2 (\nu_B^2 - \nu^2)} \quad (3.24)$$

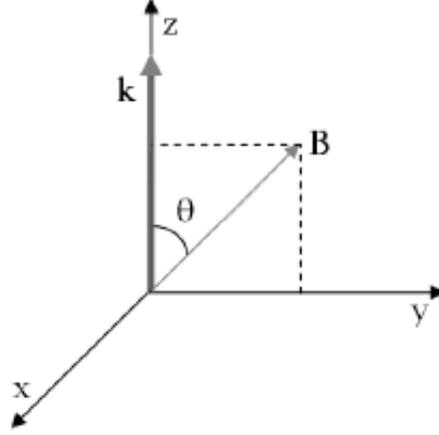
Nas Equações (3.19) – (3.24) ν_p é a frequência do plasma, ν_B é a frequência de giro do elétron, os índices subscritos \pm , correspondem aos dois modos de propagação de onda, isto é, o modo ordinário (+) e modo extraordinário (-), θ é o ângulo entre o vetor de onda e o campo magnético.

Num sistema de coordenadas (ver Figura 3.2), em que o eixo Z é paralelo ao vetor de onda \mathbf{k} , e o campo magnético externo \mathbf{B} estiver localizado no plano YZ contendo o ângulo de visada θ , os coeficientes de polarização podem ser escritos em termos do campo elétrico \mathbf{E} (PETROSIAN, 1981),

$$ia_{\theta} = \frac{E_{\theta}}{E_x} \quad (3.25)$$

$$ia_k = \frac{E_k}{E_x} \quad (3.26)$$

Figura 3.2 - Sistema de coordenadas 3D



Sistema de coordenadas 3D ilustrando a direção do vetor de onda e o campo magnético no cálculo dos coeficientes de polarização.

Fonte: Simões (2008)

em que E_x é a componente normal à direção de propagação da onda, E_θ é a componente de \mathbf{E} no plano definido pelo campo magnético externo e o vector de onda. Para a radiação emitida como resultado das oscilações longitudinais, a componente longitudinal é desprezada, tal que $a_k = 0$.

No entanto, para um elétron realizando órbitas circulares num plasma magnetizado, a sua emissividade j_\pm por unidade de frequência e ângulo sólido são dadas por (RAMATY, 1969; KLEIN, 1987),

$$j_\pm(\nu, \theta, \gamma, \mu) = -\frac{2\pi e^2}{c} \nu^2 \frac{n_\pm}{1+a_{\theta\pm}^2} \times \sum_{s=-\infty}^{\infty} [-\beta \sin\mu J'_s(x_s) + a_{\theta\pm} \frac{\cos\theta - n_\pm \beta \cos\mu}{n_\pm \sin\theta} J_s(x_s)]^2 \delta[f(\nu)] \quad (3.27)$$

em que x_s e $f(\nu)$ são calculados usando as expressões abaixo:

$$x_s = \gamma\nu/\nu_B n_\pm \beta \sin\mu \sin\theta \quad (3.28)$$

$$f(\nu) = (1 - n_\pm \beta \cos\mu \cos\theta)\nu - s\nu_B/\gamma \quad (3.29)$$

em que μ é o ângulo de passo, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ é o fator de Lorentz, J_s é a função de Bessel de ordem s e δ é a função de Dirac.

Neste âmbito, o índice de refração calculado usando a Equação (3.22) apresenta cortes em $n_{\pm} = 0$ e ressonância $n_{\pm} = \infty$. Esses cortes são observados para as frequências características do plasma não homogêneo em certas regiões, de tal forma que a onda pode ser refletida ou absorvida. As frequências para as quais as expressões anteriores têm validade são:

$$\nu > \nu_p \quad (3.30)$$

$$\nu > (\nu_p^2 + \frac{1}{4}\nu_B^2)^{1/2} + \frac{1}{2}\nu_B \quad (3.31)$$

Para obter os coeficientes volumétricos de emissão $j_{\pm}(\nu, \theta)$ e absorção $K_{\pm}(\nu, \theta)$ de uma população de elétrons moderadamente relativísticos distribuídos num espaço de momento $f(p)d^3p$ centrado em p , usam-se as seguintes expressões (BEFEKI, 1966; MELROSE, 1968; RAMATY, 1969),

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = \int j_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \mu) f(p') d^3p' \quad (3.32)$$

$$K_{\pm}(\nu, \theta) = (c^2/nv^2) \int j_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \mu) \frac{1}{h\nu} [f(p) - f(p')] d^3p' \quad (3.33)$$

Neste caso o momento do elétron passa de p' para p quando emite um fóton de energia $h\nu$. Considerando uma fonte de volume total V , cuja distribuição de elétrons é dada por N com energias acima de um dado valor mínimo, e supondo que a função de distribuição de momentos $f(p)$ pode ser separada em uma parte dependente da energia $E(\gamma)$ e a outra parte dependente do ângulo de passo $g(\mu)$, obtém-se (RAMATY, 1969),

$$f(p) = \frac{N}{V} \frac{1}{p^2} \frac{d\gamma}{dp} E(\gamma) g(\mu) \quad (3.34)$$

em que $f(p)$ está representado por elétrons com distribuição de energia $E(\gamma)$ e do ângulo de passo $g(\mu)$.

Segundo Ramaty (1969), a emissividade e o coeficiente de absorção totais, para os dois modos de propagação da onda (+ e -) de uma fonte rádio são dadas por,

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{BN}{V} \frac{e^2}{mc^2} G_{\pm}(\frac{\nu}{\nu_B}, \theta) \quad (3.35)$$

$$K_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{N}{BV} (2\pi)^2 e H_{\pm}(\frac{\nu}{\nu_B}, \theta) \quad (3.36)$$

As fórmulas gerais que definem o G_{\pm} e H_{\pm} podem ser encontradas no seu trabalho

original (RAMATY, 1969), nas equações 17–21 e não são reproduzidas neste trabalho.

A aproximação feita por Ramaty (1969) soma a contribuição de cada harmônico em todas as frequências de interesse, como se pode ver na Equação (3.27). Por conseguinte, o tempo de resolução numérica destas Equações é muito alto, como podemos verificar na reprodução destas equações nos modelos calculados em Cuambe et al. (2018) .

No entanto, quando se considera a propagação dos modos de onda através do plasma ionizado, o meio pode sentir o efeito da supressão da emissão. Esta supressão da emissão comumente conhecida como supressão Razin é uma diminuição muito forte da emissão devido à contribuição de campos magnéticos fracos (BELKORA, 1996). Ela pode afetar a emissividade em baixas frequências e está relacionada de forma complicada com a densidade do ambiente (N_i) (MELROSE, 1980). É comumente usada a frequência Razin para conhecer onde este efeito tem maior contribuição,

$$\nu_R = \frac{2}{3} \frac{\nu_p^2}{\nu_B \text{sen}\theta} \simeq 20 \frac{N_i}{B \text{sen}\theta} \quad (3.37)$$

Frequências abaixo deste limite mostrado na Equação (3.37) são mais afetadas pela supressão do meio. Para controlar esse efeito de supressão, Ramaty (1968) introduziu o parâmetro α_R caracterizado por,

$$\alpha_R = \frac{3 \nu_B}{2 \nu_p} \quad (3.38)$$

Assim, em baixas frequências a emissão é fortemente suprimida se $\alpha_R \gamma < 1$, e não é afetada pelo meio ionizado se $\alpha_R \gamma > 1$.

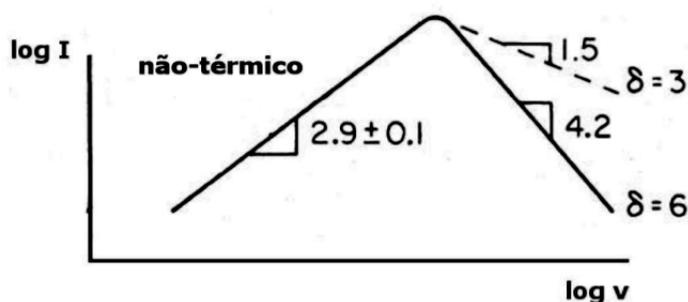
3.3.3.1 Características da emissão girossincrotrônica de explosões solares

O espectro típico da emissão girossincrotrônica tem a forma de "V" invertido como se pode ver na Figura 3.3 retirada do trabalho de Dulk e Marsh (1982).

O pico desse espectro encontra-se entre 5 e 15 GHz (STAHLI et al., 1989), mas pode iniciar em 3 GHz e se estender até o milimétrico (BASTIAN et al., 1998).

A frequência de pico do espectro é fortemente influenciada pelo campo magnético (intensidade e direção), mas também pelas propriedades dos elétrons não térmicos. Essa frequência de pico define duas regiões distintas no espectro. À esquerda da frequência de pico, distingue a região ópticamente espessa, e à direita da frequência

Figura 3.3 - Espectro típico de uma explosão solar em micro-ondas.



A esquerda do pico do espectro define a região óticamente espessa, e a direita a região óticamente fina.

Fonte: Dulk (1985)

de pico, que define a região da emissão óticamente fina.

Em baixas frequências (região óticamente espessa) os efeitos da auto-absorção, e absorção do meio através do efeito Razin, desempenham um papel importante no espectro da radiação girossincrotrônica (RAMATY, 1969; DULK, 1973), alterando significativamente a forma do espectro. Por outro lado, a região de altas frequências (região óticamente fina) do espectro é determinada pela distribuição de partículas energéticas (DULK; MARSH, 1982).

3.4 Elétron-Cíclotron Maser

As principais condições para ocorrência do *Maser* (da sigla em inglês- Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) são: (a) a inversão da população na distribuição do elétron i.é, $\partial F(E)/\partial E < 0$, em que $F(E)$ é a função de distribuição de energia dos elétrons; (b) um campo magnético relativamente alto ou baixa densidade do plasma tal que $\nu_B \geq \nu_p$ (DULK, 1985).

A forma mais comum de inversão da população na distribuição dos elétrons é a chamada distribuição do cone de perdas. Esse cone de perdas pode ser produzido por uma distribuição de elétrons espelhada nos pés do arco magnético: Os elétrons com velocidades altas ao longo das linhas do campo magnético escapam a esse aprisionamento e se precipitam dentro do cone de perdas e são perdidos. No entanto, acredita-se que a radiação surge majoritariamente na frequência fundamental ou nos harmônicos de giro frequência ν_B .

Por outro lado, se a condição $\nu_B \geq \nu_p$ não for satisfeita, a energia livre é suscetível de se transformar em várias formas de ondas de plasma ao invés de radiação eletromagnética.

3.5 Emissão plasma

A emissão plasma é definida como a geração de escape da radiação próximo da frequência do plasma ou em seus harmônicos (MELROSE, 1987). Esta emissão do plasma é um processo indireto, em que a propagação do feixe de elétrons produz ondas de plasma. Essas ondas produzidas são conhecidas como ondas de Langmuir.

Na coroa solar, em que o plasma é considerado pouco-colisional, o feixe de elétrons acelerados propaga-se ao longo das linhas fechadas do campo magnético em direção à cromosfera ou nas linhas do campo abertas em direção ao espaço interplanetário.

Se considerar a distribuição Maxwelliana de velocidades dos elétrons paralela à direção do campo magnético, então é válida a condição $\partial f / \partial v \gg 0$ (i.e inclinação positiva na distribuição Maxwelliana de velocidades do elétron), em que f é a função de distribuição e v a velocidade da partícula.

Esta condição leva a uma instabilidade na produção de ondas longitudinais de Langmuir as quais sofrem interações não lineares do tipo onda-partícula, resultando em radiação eletromagnética na frequência do plasma local ou em seus harmônicos (MELROSE, 1986).

A Equação (3.7) apresentada anteriormente (Secção 3.1) mostra claramente uma dependência entre a frequência do plasma e a densidade local. No entanto, partículas cujas velocidades são inferiores à velocidade do plasma tendem a ganhar maiores velocidades, isto é ganham energia da onda. Por outro lado, se elas forem mais rápidas que a onda, tendem a desacelerar perdendo sua energia para a onda (DULK, 1985).

Neste caso pode-se considerar que a emissão de plasma é um dos principais diagnósticos da densidade dos elétrons no plasma, bem como da estimativa da altura em que uma explosão solar acontece (DULK, 1985).

4 MODELO 3D & MÉTODOS DE ANÁLISE DE EXPLOSÕES SOLARES

Neste capítulo apresentamos a metodologia para a construção do modelo 3D e alguns métodos comumente usados para análise de explosões solares, incluindo a nova proposta do banco de modelos. Importa mencionar que este método do modelo 3D foi previamente apresentado no trabalho de [Costa et al. \(2013\)](#), e melhorado no trabalho de [Cuambe et al. \(2018\)](#) que culminou com a recente introdução de dois novos parâmetros geométricos. Adicionamos também certas modificações na função de distribuição de elétrons não térmicos para melhor caracterizar as observações do rádio observatório de Nobeyama.

A emissão girossincrotrônica é uma função que depende de uma função complicada da intensidade do campo magnético B , da distribuição não térmica de elétrons N_{nth} , do ângulo de visada do observador θ e da geometria da fonte emissora como foi mostrado anteriormente no Capítulo 3.

Importa mencionar que em alguns trabalhos ([EMSLIE, 1981](#); [MELNIKOV et al., 2002](#); [MELNIKOV, 2006](#)), o conjunto de arcos magnéticos de uma dada explosão solar é tratado de uma forma simplificada como sendo um único arco magnético devido a sua orientação no limbo solar.

Neste contexto, para caracterizar essas explosões solares vários modelos foram desenvolvidos utilizando o formalismo completo da teoria de radiação girossincrotrônica ([RAMATY, 1969](#)). Alguns desses modelos utilizam configurações geométricas bidimensionais ou simetria radial e fornecem uma interpretação qualitativa e satisfatória das características básicas da emissão no arco magnético ([ALISSANDRAKIS; PREKA-PAPADEMA, 1984](#); [DULK; MARSH, 1982](#); [DULK, 1985](#)) e também reproduzem vários resultados observacionais.

Portanto, para obtenção dos resultados propostos neste trabalho a metodologia utilizada já foi amplamente discutida na literatura ([ALISSANDRAKIS; PREKA-PAPADEMA, 1984](#); [KLEIN, 1987](#); [MELNIKOV et al., 2002](#); [SIMÕES; COSTA, 2006](#); [TZATZAKIS et al., 2008](#); [FLEISHMAN; KUZNETSOV, 2010](#); [NITA et al., 2011a](#); [COSTA et al., 2013](#)) e resume-se em quatro pontos principais mencionados abaixo. Como continuação e aprimoramento do trabalho de [Costa et al. \(2013\)](#) adotamos mais uma etapa (e) que consiste no armazenamento de todos modelos calculados em diferentes cenários para construção do referido banco. As etapas para construção do modelo e do banco de modelos consistem em:

- a) Definir a geometria do arco magnético;
- b) Definir a dinâmica da distribuição espacial dos elétrons não térmicos;
- c) Definir os métodos de cálculo dos coeficientes de emissão j_ν e de auto-absorção k_ν ;
- d) Resolver a equação de transferência radiativa;
- e) Armazenar cada modelo (imagens, espectros e os cubos com informações sobre a distribuição de alguns parâmetros) calculado num diretório formando um conjunto de modelos para posterior aplicação (banco de modelos).

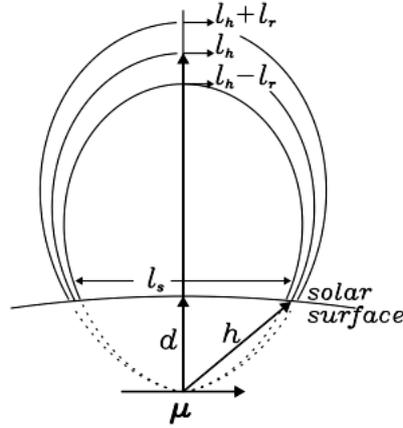
Entretanto, implementamos nesta nova versão dois novos parâmetros na geometria do arco magnético em forma de dipolo a destacar: (a) inclinação e (b) assimetria do arco magnético modificando de certa forma a geometria do anterior modelo (COSTA et al., 2013). Modificamos também a função de distribuição dos elétrons não térmicos valorizando a concentração no topo ou no pé do arco magnético (isto é, tornar as concentrações dos elétrons mais fortes nessas regiões dos pés ou do topo do arco magnético) passando pela distribuição homogênea.

A geometria canônica para descrição das explosões solares é a garrafa magnética, em que as partículas aceleradas são aprisionadas pelo espelhamento magnético e emitem radiação em micro-ondas (ALISSANDRAKIS; PREKA-PAPADEMA, 1984; KLEIN, 1987).

A geometria do modelo numérico aqui considerado é baseada nos dipolos magnéticos nas posições observadas, neste caso específico pelo NoRH restrito particularmente aos tamanhos das fontes em 17 GHz. As linhas do campo magnético a serem preenchidas pelo plasma térmico e elétrons não térmicos são parâmetros livres, restritos pelo intervalo das densidade de fluxos observados pelo NoRP. Finalmente as imagens em micro-ondas podem ser calculadas em qualquer frequência escolhida, neste caso em particular somente quatro (3.75, 9.4, 17 e 34 GHz) foram utilizadas.

Para caracterização do ambiente da explosão solar, foi adotado o modelo atmosférico plano-paralelo que descreve a distribuição radial da densidade do ambiente e da temperatura à partir do centro do Sol (MACHADO et al., 1980). A distribuição da densidade dos elétrons não térmicos é preenchida com base na distância à partir do ápice do arco magnético, considerando igual o comprimento total das linhas.

Figura 4.1 - Modelo do campo magnético do dipolo



Fonte: Costa et al. (2013)

4.1 Modelo do campo magnético do dipolo

Como resultado da alta condutividade na coroa solar o plasma é preso às linhas do campo magnético, e observações do brilho do plasma emissor traçam a estrutura do campo magnético. Essas observações também mostram que os arcos magnéticos coronais têm uma estrutura semi-circular, como pode ser visto nas imagens em ultravioleta (LIU et al., 2015).

Por esta razão, as linhas do campo magnético podem ser descritas a partir da eletrodinâmica clássica (JACKSON, 1962),

$$B = \frac{3(\mu\mathbf{r})\mathbf{r} - \mu\mathbf{r}^2}{r^5} \quad (4.1)$$

em que μ é o momento magnético induzido pela corrente no dipolo, \mathbf{r} é o vetor posição de qualquer voxel¹ no espaço.

A Figura 4.1 mostra um dipolo magnético cujo momento μ é paralelo à tangente da superfície solar. Esse dipolo é colocado em qualquer posição do Sol, definindo sua latitude e longitude para qualquer ângulo azimutal paralelo à tangente da superfície solar a uma profundidade d . Na Equação (4.1), $\mathbf{r} = \mathbf{h}$ na Figura 4.1.

¹Elemento de volume definido por um cubo de 2^n , $n=1,2,3,\dots$

A intensidade máxima do campo magnético nesta Equação (4.1) é um parâmetro livre para o nível mais baixo do volume do arco $B(h)$, em que h é o módulo do vetor posição \mathbf{h} dos pés do arco, e l_s é a separação dos pés do arco magnético.

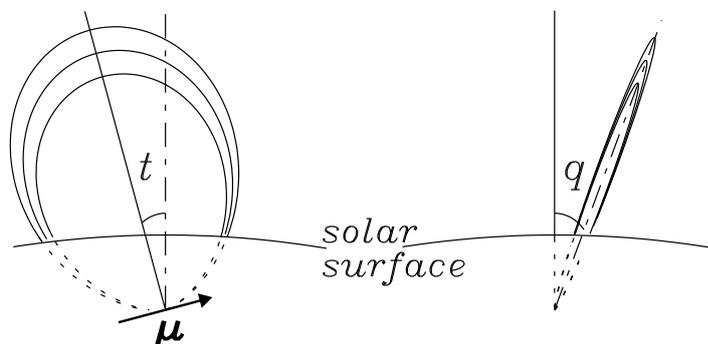
O volume da região da explosão é construído ao longo da linha central do campo magnético l_h , com uma secção transversal circular, cujo raio do ápice é l_r . Sendo assim, os parâmetros geométricos livres são: a altura do arco ($H = l_h - d$), separação dos pés (l_s) e o raio do ápice (l_r). A profundidade do dipolo abaixo da superfície solar é calculada pela escolha de H e l_s , que por sua vez modificam a razão de espelhamento $B(l_h)/B(h)$.

Para uma melhor visualização, que mais se aproxima às observações e que por vezes são mostradas pelo NoRH, implementamos mais dois graus de liberdade nos parâmetros geométricos como foi mencionado anteriormente: a inclinação e assimetria do arco magnético. Estes parâmetros representam variações na direção do eixo de simetria do dipolo.

A inclinação do arco magnético é a variação angular ao longo do eixo central do dipolo mostrado pelo ângulo q no painel à direita da Figura 4.2 (isto é, o plano que contém o arco magnético na Figura 4.1 inclina para frente ou para trás). Por outro lado, o painel à esquerda da Figura 4.2 mostra a assimetria do arco magnético, que se refere à variação do ângulo t ao longo do plano do dipolo (isto é, quando o eixo do dipolo mostrado na Figura 4.1 inclina para direita/ esquerda modifica o valor do campo magnético nos pés do arco. O valor mais alto do campo magnético nos pés do arco localiza-se no pé imerso na superfície solar).

Uma melhoria notável na implementação da assimetria no arco magnético verifica-se pela interpretação visual das explosões observadas pelo NoRH. Alterações neste parâmetro resultam num valor do campo magnético diferente para cada ponto do pé do arco magnético. A partir de análises de magnetogramas fotosféricos, verifica-se que o campo magnético é assimétrico nos pés dos arcos magnéticos na maioria das regiões ativas. Nesta nova versão (CUAMBE et al., 2018), alterações no valor deste parâmetro resultam em distribuições diferentes do campo magnético, e consequentemente observam-se mudanças na distribuição de brilho da fonte emissora. Por outro lado, os dados do NoRH às vezes mostram imagens (na sua maioria não resolvidas) com certa tendência de estarem inclinadas, que não haviam sido incorporadas na primeira versão do modelo (COSTA et al., 2013). Alterações no valor deste parâmetro (inclinação do arco magnético) têm o efeito de mudar significativamente o ângulo de visada do observador.

Figura 4.2 - Modelo atual do campo magnético do dipolo.



O painel à esquerda mostra a assimetria do campo magnético que indica a variação ao longo do plano do dipolo. O painel à direita ilustra a inclinação do arco magnético. Este arco magnético foi rotacionado em relação ao eixo vertical para melhor visualização lateral, e inclinado por um ângulo q .

Fonte: Produção do autor

Esta nova geometria é definida dentro do cubo $16 \times 16 \times 16$ (unidade de volume = $pixel^3$ ou $voxel$). Para um volume típico de uma explosão solar que preencha este cubo completamente, esta unidade é equivalente à resolução espacial de $\sim 1 - 2$ segundos de arco/pixel.

Para o sistema de coordenadas do observador, define-se o eixo X orientado na direção Leste- Oeste solar, o eixo Y na direção Norte- Sul, e o eixo Z sempre orientado na linha de visada do observador. O ângulo de observação é calculado a partir das linhas do campo magnético do dipolo.

4.2 Dinâmica da distribuição espacial dos elétrons

Na maioria dos plasmas astrofísicos o raio de giro das partículas ao longo do campo magnético (por exemplo: no plasma coronal em que $v \sim c/3$ e $B \sim 1000$ G, obtemos: $r_B = mv/qB \sim 10^{-2}$ cm) é muitas ordens de grandeza menor que outras escalas de comprimento, por exemplo o comprimento típico do arco magnético ($L \sim 10^9$ cm). Neste âmbito, a partícula é presa às linhas do campo magnético e somente a sua posição se torna importante para descrever a sua variação espacial.

No caso específico de explosões solares, a evolução dos elétrons acelerados ocorre em arcos magnéticos na atmosfera solar, com a variação espacial da densidade do plasma

e do campo magnético, cujos processos dominantes destacam-se o espelhamento magnético e as colisões coulombianas.

Para elétrons com energia entre 10 keV – 1 MeV sob condições típicas de explosões solares, em que a intensidade do campo magnético varia entre 100 – 1000 G, e a densidade do plasma na ordem de $10^9 - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ considerando principalmente as colisões coulombianas nas trocas de momento, o comportamento das partículas é descrito usando a Equação de [Hamilton et al. \(1990\)](#),

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\mu c \beta \frac{\partial f}{\partial s} + c \beta \frac{d \ln B}{ds} \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{1 - \mu^2}{2} f \right) + \frac{c}{\lambda_0} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{f}{\beta} \right) + \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + S(E, \mu, s, t) \quad (4.2)$$

Na Equação (4.2), $E = (\gamma - 1)mc^2$ é a energia cinética das partículas, μ é o cosseno do ângulo de passo, s é a distância medida à partir do centro do arco, t é o tempo, $f = f(E, \mu, s, t)$ é a função de distribuição da densidade de elétrons, $S(E, \mu, s, t)$ é a taxa de injeção de partículas, $\beta = v/c$, onde v é a velocidade de elétrons e c a velocidade da luz, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ é o fator de Lorentz, $B = B(s)$ é a distribuição do campo magnético ao longo do arco, $\lambda_0 = 10^{24}/n(s) \ln \Lambda$ tal que $n(s)$ é a distribuição da densidade do plasma e, $\ln \Lambda$ é o logaritmo de Coulomb.

O primeiro termo do lado direito desta Equação (4.2) descreve a variação espacial da função de distribuição dos elétrons energéticos. O segundo termo descreve a mudança no ângulo de passo dos elétrons devido a mudanças no campo magnético. O terceiro e quarto são termos de colisão, em que o terceiro termo é responsável pela mudança de energia, enquanto que o quarto termo corresponde à alteração do ângulo de inclinação do elétron no caso de colisões de Coulombianas.

Segundo [Melnikov \(2006\)](#) a função de injeção de partículas $S(E, \mu, s, t)$ pode ser escrita como o produto de funções independentes de uma única variável isto é,

$$S(E, \mu, s, t) = S_1(E)S_2(\mu)S_3(s)S_4(t) \quad (4.3)$$

em que as dependências espacial e temporal ($S_3(s)$ e $S_4(t)$) têm a forma Gaussiana, a dependência de energia é uma lei de potência ($S_1(E) = (E/E_{min})^{-\delta}$), enquanto que a distribuição do ângulo de passo ($S_2(\mu)$) pode obedecer três formas distintas,

- (a) *Beam-like* tal que $S(\mu) = \exp[1 - (1 - \mu^2)/\mu_{\perp}^2]$,
- (b) *Isotrópico* que leva em consideração o cone de perdas, e
- (c) *Pancake-like* tal que $S(\mu) = \exp[-\mu^2/\mu_{\parallel}^2]$.

A direção do feixe de elétrons injetados no arco magnético em relação à direção das linhas do campo é um fator importante, uma vez que determina a distribuição espacial dos elétrons, sua taxa de precipitação e, portanto, a duração e a intensidade do evento (SIMÕES; COSTA, 2010).

Segundo Simões e Costa (2010) feixes de elétrons do tipo (a) e (b) tendem a evoluir para uma distribuição espacial mais homogênea e estão sujeitos a maior taxa de precipitação, que sugere uma emissão em micro-ondas mais efetiva em altas frequências na região dos pés do arco.

4.3 Cálculo dos coeficientes j_ν e k_ν

O código computacional para o cálculo dos coeficientes de emissão e auto-absorção em 3D foi elaborado por Simões e Costa (2006), usando o software IDL (*Iterative Data Language*) e C++ em código paralelizado, implementando o código de Ramaty (1969) codificando numericamente todos os parâmetros reguladores da emissão e auto-absorção.

Os coeficientes de emissão e auto-absorção da radiação girossincrotrônica são obtidos á partir da integração numérica da Equação (4.4). Detalhes de como surgem estes coeficientes de emissão e auto-absorção foram apresentados anteriormente na Secção 3.3.3.

$$\begin{bmatrix} G \\ H \end{bmatrix} = 2\pi n \int_1^\infty d\gamma \int_{-1}^1 d\mu \gamma E(\gamma) g(\mu) \Phi_s^2 \begin{bmatrix} \left[\frac{\nu}{\nu_B}\right]^2 \\ \frac{k}{n^2} H \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

Os parâmetros de entrada no modelo são as funções de distribuição de elétrons em energia $E(\gamma)$ e o ângulo de passo $g(\mu)$, bem como a definição dos parâmetros da fonte tais como: a intensidade do campo magnético B , o ângulo de visada do observador θ e a densidade do plasma N , que são relevantes para avaliação da supressão Razin, e outros parâmetros mostrados na Tabela 4.1.

Para a distribuição espacial dos elétrons $N_{nth}(s)$, duas funções foram implementadas. Na primeira versão, Costa et al. (2013) adotaram uma função peso empírica parametrizada por uma constante ξ ,

$$N_{nth}(s) = N_{nth} \frac{(2s^4 + \xi)e^{-2s^2}}{a + b\xi} \quad (4.5)$$

em que s é a distância ao longo das linhas do campo magnético desde o ápice até a base do arco, ξ é a seleção discreta de parâmetros para as três distribuições de

Tabela 4.1 - Parâmetros de entrada do modelo

Parâmetros	Símbolo	Padrão	Unidades
1 Índice espectral de energia	δ	3	–
2 Energia de corte	E	0.10 – 100	MeV
3 Campo magnético	B	1000	G
4 Ângulo de visada	θ	0 – 90	$^\circ$
5 Temperatura	T	10^8	K
6 Densidade dos elétrons não térmicos	N_{nth}	10^7	cm^{-3}
7 Densidade dos elétrons térmicos	N	10^{12}	cm^{-3}
Estrutura geométrica do arco			
8 Separação dos pés do arco	F_s	0,02	R_\odot
9 Altura do pé do arco	L_{arc}	1,002	R_\odot
10 Altura do arco	H_{arc}	0,02	R_\odot
11 Raio do arco	R_{arc}	0,01	R_\odot
12 Profundidade do arco	d	$9,349 \times 10^{-3}$	R_\odot
13 Latitude do dipolo	Lat	90	$^\circ$
14 Azimute do dipolo	Azim	90	$^\circ$
15 Longitude do dipolo	Phi	30	$^\circ$
16 Inclinação do arco	$q = Inc$	0	$^\circ$
17 Assimetria do arco	$t = As$	0	%

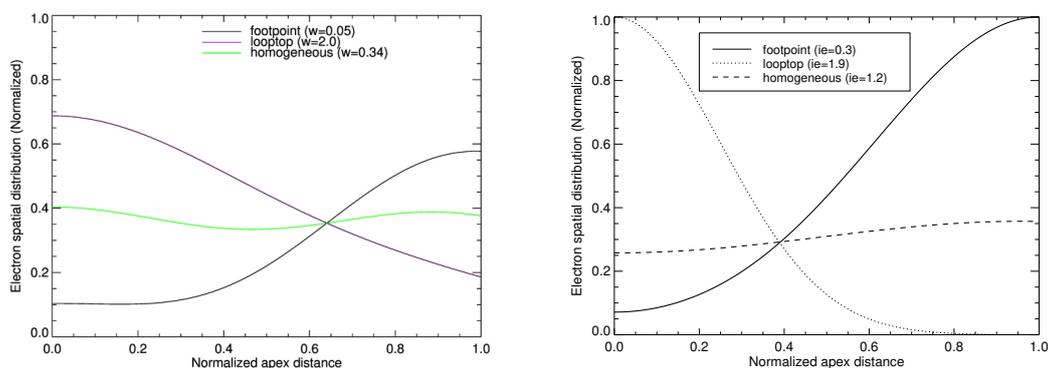
elétrons na fonte, nominalmente: concentrações no topo, pés e homogênea.

Esta função (Equação (4.5)) apresentava certa ambiguidade na concentração dos elétrons, principalmente nos pés e homogênea, uma vez que as distâncias escolhidas do parâmetro ξ eram muito próximas, de tal forma que era quase impossível distinguir o tipo de concentração de elétrons dentro do arco magnético.

Por outro lado, na versão atual (CUAMBE et al., 2018) adotou-se numericamente uma nova função que separa fortemente as três concentrações. Esta função tem como parâmetro ω , um intervalo contínuo de $[0,2]$ que concentra elétrons não térmicos no topo do arco ($1.5 \leq \omega \leq 2.0$), nos pés do arco ($0 \leq \omega \leq 0.6$), e homoganeamente distribuídos ($0.6 < \omega < 1.5$).

Ambas funções parametrizadas tanto com a constante ξ assim como as distribuições de ω , podem ser vistas na Figura 4.3 normalizadas pelo número total de elétrons. O painel à esquerda mostra a distribuição espacial dos elétrons não térmicos que obedece à Equação (4.5), cujo ξ possui valores discretos $\xi = 2,0$ (concentração

Figura 4.3 - Distribuição espacial dos elétrons não térmicos.



A Figura mostra a distribuição espacial dos elétrons não térmicos em distâncias normalizadas desde o topo do arco (X -axis= 0) a base do arco (X -axis=1.0). A esquerda a distribuição referente a Equação (4.5). O painel a direita mostra a nova implementação para certos valores escolhidos dentro do intervalo selecionado, cujas linhas contínua, tracejada e pontilhada indicam as concentrações no pé, homogênea e no topo, respectivamente.

Fonte: Produção do autor

no topo do arco magnético), $\xi = 0,05$ (concentração no pé do arco magnético), e $\xi = 0,34$ (concentração homogênea). O painel à direita mostra a atual distribuição para certos valores escolhidos dentro do intervalo mencionado anteriormente. A implementação desta nova função tem como principal característica proporcionar uma concentração mais forte nos pés ou topo se comparados a função anterior (veja Figura 4.3).

4.4 Transferência radiativa

A maior parte da radiação em rádio deve-se principalmente à colisão entre os elétrons acelerados e os íons quase-estacionários, ou ainda devido ao espiralamento dos elétrons ao longo das linhas do campo magnético, cujo resultado é uma radiação incoerente.

Devido às características do plasma na cromosfera e coroa solar, o meio pode ser opticamente fino ou opticamente espesso. Mas também devido campo magnético coronal, de acordo com a teoria magneto-iônica (RATCLIFFE, 1960), a radiação I_ν propaga-se como duas ondas independentes isto é, o modo ordinário (+) e o modo extraordinário (-), de forma que a intensidade total da radiação é a soma de ambos

modos de propagação da onda eletromagnética.

No atual modelo, o caminho da radiação é tratado como se não sofresse influência das variações do índice de refração do meio propagando-se em uma linha reta, como por exemplo um raio traçado no vácuo. Essa suposição é válida somente se o índice de refração nas frequências consideradas forem próximos à unidade para todo intervalo de cálculo dos parâmetros.

No banco de modelos, a discretização da atmosfera foi feita com espaçamento suficientemente pequeno para que possa ser considerada homogênea no interior do voxel, tal que dentro destes voxels todas variáveis físicas são consideradas uniformes. Portanto, a solução analítica da equação da transferência radiativa pode ser aplicada a cada voxel desde o nível acima l , cuja radiação que escapa serve como entrada no nível mais abaixo $l-1$. Neste caso, a intensidade específica total da radiação $I_{\nu\pm}$ que emerge a cada pixel no plano XY da fonte é obtida à partir da Equação (KAWABATA, 1964; KAI, 1965),

$$I_{\nu(l+1)} = \frac{j_{\nu(l+1)}}{k_{\nu(l+1)}} (1 - e^{-k_{\nu(l+1)}\Delta L}) + I_{\nu l} e^{-k_{\nu(l+1)}\Delta L} \quad (4.6)$$

Por conveniência ignoramos os índices subscritos (\pm) na Equação (4.6) para simplificar a escrita. Assim, l é o nível de integração na direção do observador (eixo- Z) desde o nível mais baixo (voxel = 1) ao nível mais alto (voxel = n), $j_{\nu l}$ é o coeficiente de emissão girossincrotrônica, $k_{\nu l}$ é o coeficiente de absorção na frequência ν de cada nível l . ΔL é o tamanho do voxel. Na Equação (4.6), no primeiro nível ($l = 1$) a intensidade específica $I_{\nu 0}$ é zero.

Este procedimento é repetido para cada frequência produzindo mapas sintéticos de emissão para os dois modos de propagação da onda.

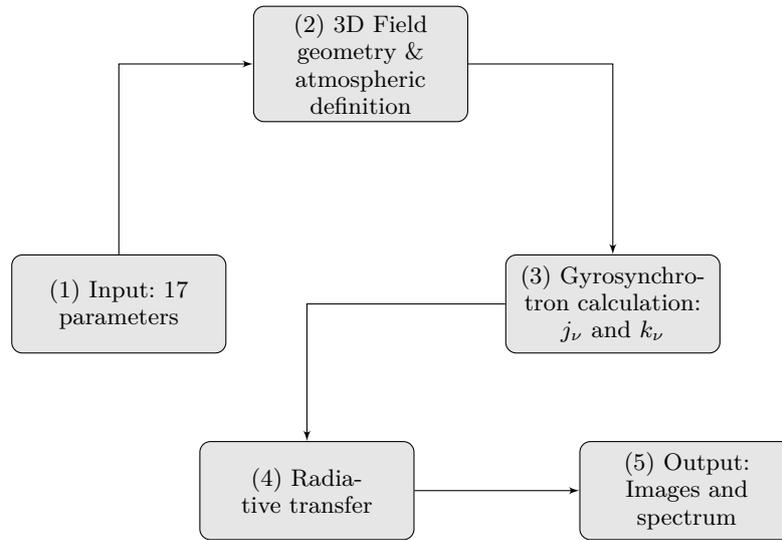
A densidade de fluxo S_{ν} em cada voxel é obtida somando a intensidade específica nos dois modos de propagação e multiplicando cada pixel da imagem pelo seu ângulo sólido Ω .

$$S_{\nu}(x, y, t) = I_{\nu}(x, y, t)\Omega \quad (4.7)$$

A densidade de fluxo espacialmente integrada é calculada pela soma de todos os pixels em cada mapa (Figura 4.5).

O esquema lógico para a construção de cada um dos modelos do banco é apresentado resumidamente no diagrama mostrado na Figura 4.4 (CUAMBE et al., 2018). O resumo das etapas principais mencionadas acima são: (1) Randomização dos parâ-

Figura 4.4 - Esquema lógico de cálculo de um modelo no banco.



Fonte: Cuambe et al. (2018)

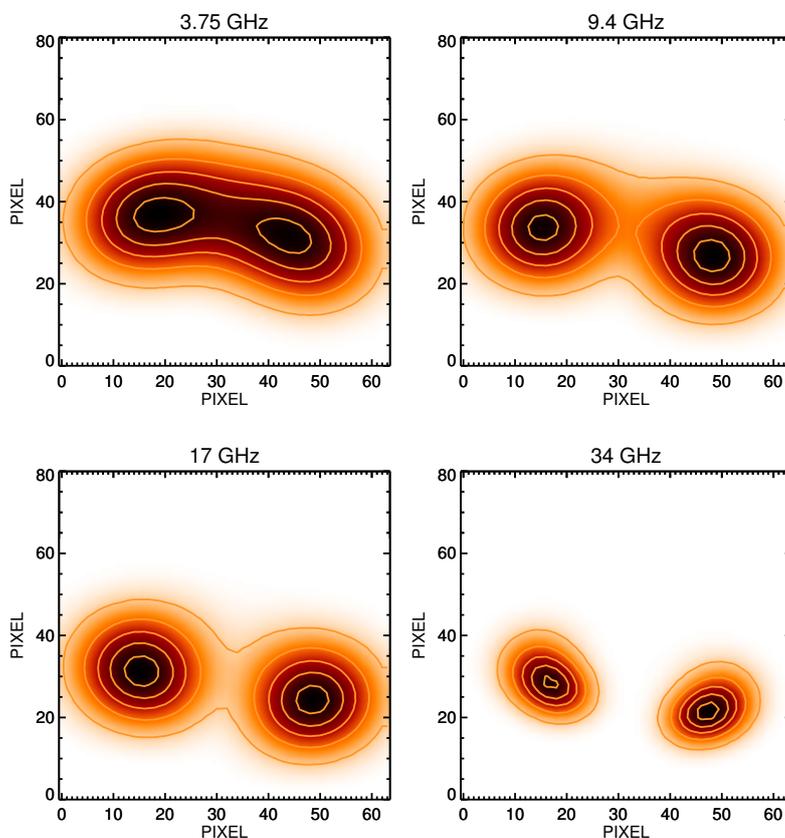
metros de entrada, (2) Definição do ambiente da explosão e a geometria do campo magnético $B(x, y, z)$, (3) cálculo dos coeficientes de emissão e absorção, (4) cálculo da transferência radiativa e finalmente (5) a saída são quatro imagens e espectro de cada modelo (armazenados num banco de modelos). Importa mencionar que todos os parâmetros físicos em cada voxel também são armazenados no banco de dados e podem ser recuperados.

A Figura 4.5 mostra quatro mapas de distribuição de brilho em quatro frequências consideradas neste trabalho, de um modelo² ilustrativo retirado da base de dados como resultado final de todas etapas descritas anteriormente neste Capítulo. Os contornos na Figura 4.5 encontram-se em 10, 30, 50, 70 e 90 por cento do brilho máximo da imagem em cada frequência.

Como previsto na literatura (BASTIAN et al., 1998), observações espacialmente resolvidas da região emissora em micro-ondas frequentemente mostram fontes extensas nas frequências mais baixas (mapas de 3.75 e 9.4 GHz da Figura 4.5) e fontes compactas nas frequências mais altas (mapas de 17 e 34 GHz da Figura 4.5). Essas regiões compactas são comumente associadas aos pés dos arcos magnéticos, enquanto as fontes estendidas são geralmente consideradas mais próximas ao topo dos arcos magnéticos.

²Entenda-se um elemento do banco calculado com o modelo proposto.

Figura 4.5 - Mapas de distribuição de brilho ilustrativos de um modelo do banco.



Cada elemento no banco foi calculado em quatro frequências ilustradas no topo de cada painel. Os contornos representam o brilho em 10, 30, 50, 70 e 90% em cada frequência.

Fonte: Produção do autor

Porém, essa definição simplificada nem sempre se aplica pois as concentrações de elétrons no topo ou pés do arco podem modificar fortemente o cenário, sem contar com outros aspectos da complexa geometria do arco.

4.5 Métodos de análise de explosões solares

A grande maioria dos problemas em Física solar, principalmente no ambiente altamente não homogêneo da atmosfera solar, requer análises de imagens e espectros com alta resolução espacial e espectral, respectivamente. Por outro lado, as medições fornecem informações de imagens e de espectros integrados em duas dimensões (2D)

da linha de visada em diferentes camadas da atmosfera solar, cujo método de análise comumente utilizado é a comparação entre duas ou mais imagens em 2D.

A análise de uma explosão solar é comumente realizada pela construção de um cenário de ambiente e dinâmica do transiente, onde o espectro e imagem observados são bem representados pelos espectros e imagens calculados.

Um dos grandes problemas neste tipo de análise reside nas equações integrais que descrevem tanto os espectros assim como as imagens de um ambiente altamente não homogêneo não contêm soluções analíticas. Portanto, somente os métodos de tentativa e erro (ou "forward-fitting methods") são possíveis de descrevê-los.

4.5.1 Forward-fitting

A solução buscada neste método, pode ser encontrada pela análise de uma figura de mérito, por exemplo minorando o desvio quadrático entre as observações e os modelos propostos.

Métodos com base em derivadas nos parâmetros para esta otimização, como por exemplo o *Simplex* (NELDER; MEAD, 1965) criado para encontrar valores mínimos de uma função, não são eficientes devido ao elevado número de máximos locais que existem, quando os parâmetros envolvidos no modelo não são variáveis independentes.

Por outro lado, quando o número de parâmetros é muito grande, o possível espaço cuja solução existe pode se tornar muito grande para ser tratado computacionalmente. Nesses casos, podem ser consideradas buscas aleatórias usando por exemplo o método de Monte-Carlo com algoritmo do tipo cadeia de Markov para determinar a melhor solução assintótica (NEPVEU, 1988).

4.5.2 Algoritmo genético

O método do algoritmo genético, também de busca aleatória, tem sido tentado (GIBSON; CHARBONNEAU,) e por vezes mostra-se eficiente e flexível na otimização de problemas. Esses métodos consideram modelos que representem quantidades observáveis com poucos parâmetros, associados à medição do menor χ^2 que represente melhor o ajuste dos dados. Se os parâmetros dos modelos observados forem não lineares, pode existir uma degenerescência do χ^2 mínimo causando um grande aumento no tempo de processamento.

Algoritmos genéticos são algoritmos heurísticos³ que usam a ideia de recombinação genética e mutação (DARWIN, 1859) para produzir populações (ou indivíduos) de soluções para um determinado problema. Esses indivíduos/populações se acasalam uns com os outros para produzir soluções novas isto é, uma nova sequência de gerações melhores.

Segundo Holland (1975) uma heurística é um processo gerador de solução que fornece soluções ótimas com uma alta taxa de porcentagem do tempo. No entanto, é importante mencionar que não existem garantias de que uma heurística sempre forneça pelo menos uma ótima solução em quase todos problemas.

Portanto, a ideia por trás dos algoritmos genéticos é a sobrevivência do indivíduo mais apto isto é, essencialmente a evolução deste indivíduo. Cada algoritmo genético tem três elementos básicos, a destacar:

- (i) deve existir um grupo de soluções para um determinado problema \Rightarrow população;
- (ii) deve existir uma forma de comparar soluções entre si e determinar qual é a melhor solução \Rightarrow teste de aptidão ou função de ajuste; e
- (iii) deve existir uma forma de combinar soluções diferentes de qualquer população para produzir novos resultados \Rightarrow reprodução ou acasalamento.

O aspecto mais importante de qualquer algoritmo genético é o teste de aptidão (ii) que define o ajuste de uma solução ou, que torna uma solução imprópria (HOLLAND, 1975).

Deve ser considerado também que muitos algoritmos genéticos imitam a natureza através da introdução de mutações em suas populações isto é, a introdução de pequenas discrepâncias que não estavam presentes em populações originais esperando no entanto, a produção de uma maior aptidão num espécime meramente por acaso.

Um dos métodos frequentemente usados em Física solar é o Pikaia (CHARBONNEAU, 1995). O Pikaia é um método de otimização baseado em algoritmo genético. Este método consiste na maximização de um problema considerando uma população fixa num determinado número de gerações. Isto significa que o Pikaia não se esforça para otimizar uma população até que um determinado critério seja cumprido, mas sim até que um número de gerações seja atingido.

³s.f. Relacionado com a ciência que se dedica à descoberta dos fatos.

4.5.3 Banco de dados

Um dos métodos de análise de explosões solares que também é proposto neste trabalho é a criação de um banco de informações que pode ser usado como metadados isto é, que consiste em estruturar, localizar e manusear a informação que descreva uma determinada explosão observada, acelerando o processo de busca dos parâmetros do ambiente e da explosão, como por exemplo o campo magnético, a densidade dos elétrons térmicos e não-térmicos, o índice espectral de energia dos elétrons não térmicos, as energias de corte máximo e mínimo, o ângulo de visada, os parâmetros geométricos, etc.

Banco de dados é usualmente definido como sendo uma grande coleção de dados (informações) organizados de forma coerente especialmente para pesquisa rápida e recuperação (ELSMARI; NAVATHE, 2000). Esses dados são normalmente organizados para modelar aspectos da realidade de um determinado grupo, para um determinado propósito.

Detalhes de como este banco de dados foi criado, incluindo seu funcionamento são apresentados mais adiante no Capítulo 5.

5 BANCO DE MODELOS

Neste capítulo apresentamos de forma sucinta como o banco de modelos foi construído desde a escolha de seus parâmetros até a implementação do critério para busca de melhores elementos do banco, usando o método de tentativa e erro ("*forward-fitting method*") que melhor represente os dados.

O banco de modelos foi construído com cerca de dezessete variáveis (Tabela 4.1) das quais quinze foram descritas previamente no trabalho de [Costa et al. \(2013\)](#) que são as seguintes: número de voxels em cada cubo, coordenadas do lugar da explosão (latitude e longitude), azimute (rotação dos pés do arco em relação ao equador solar), lugar da concentração máxima dos elétrons não térmicos, densidade do ambiente, densidade dos elétrons não térmicos, raio da cintura do arco magnético (raio da circunferência no topo do arco), separação dos pés do arco magnético, altura do arco magnético, temperatura, energias de corte mínima e máxima, índice espectral de energia dos elétrons não térmicos, ângulo de passo e campo magnético. Ressaltamos que neste trabalho foram adicionados mais dois novos parâmetros geométricos denominados inclinação e assimetria do arco magnético (veja Figura 4.2), totalizando dezessete parâmetros.

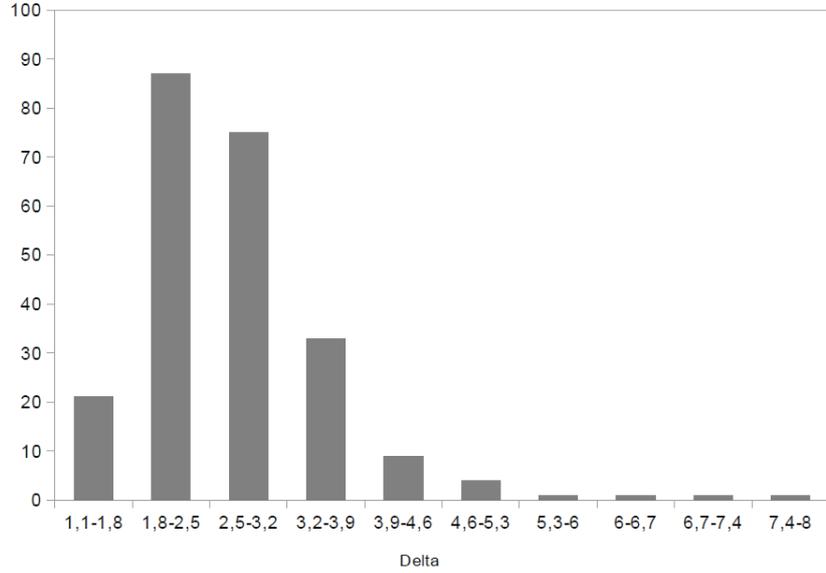
Mencionamos também que o número de voxels foi reduzido para $16 \times 16 \times 16$. Esta redução no número de voxels permite um aumento na velocidade de cálculo de novos modelos por um fator 8 em relação aos $32 \times 32 \times 32$ anteriores.

5.1 Seleção de parâmetros

Enfatizamos que os intervalos de valores em todos os parâmetros modelados foram pesquisados na literatura ([NAKAJIMA et al., 1994](#); [LEE et al., 2009](#)), mas sofreram influência dos nossos cálculos devido à modificação que pretendemos implementar na interpretação do fenômeno flare a partir deste atual modelo 3D ([CUAMBE et al., 2018](#)) que não reflete o que já foi determinado em modelos mais simples ([COSTA et al., 2013](#)).

Por exemplo, o intervalo para o índice espectral de energia dos elétrons não térmicos foi extraído da lista de explosões observados pelo NoRH desde 1992-2014 ([NAKAJIMA et al., 1994](#)). Neste período, selecionamos todas explosões cujas frequências de pico localizam-se em ~ 9.4 GHz do NoRP. Esta escolha garante que as frequências mais altas são efetivamente óticamente finas. Dentro desta amostra calculamos o índice espectral radio (α) usando duas frequências combinadas em 17 e 34 GHz que

Figura 5.1 - Distribuição do índice espectral de energia dos elétrons.



Histograma da distribuição do índice espectral de energia dos elétrons calculado a partir da Equação (5.2) da amostra selecionada.

Fonte: Produção do autor

caracterizam a parte opticamente fina do espectro de emissão,

$$\alpha = \frac{\log(F_{17}/F_{34})}{\log(17/34)} \quad (5.1)$$

No entanto, o índice espectral rádio (α) derivado a partir das densidades de fluxos em 17 e 34 GHz está diretamente relacionado ao índice espectral de energia dos elétrons não térmicos segundo Dulk e Marsh (1982), Dulk (1985),

$$\alpha = 0.90\delta - 1.22 \quad (5.2)$$

Entretanto, este índice espectral de energia dos elétrons não térmicos foi distribuído por uma função gaussiana cuja média e desvio padrão ($\bar{\delta} = 2.7, \sigma = 0.8$) delimitam o nosso intervalo para este parâmetro dentro do banco de dados. A Figura 5.1 mostra a distribuição do índice espectral de energia dos electróns.

Por outro lado, a densidade dos elétrons não térmicos foi inteiramente inferida a partir de dados observacionais da literatura (GARY, 1985; LEE et al., 1994; LEE et al., 2009).

Gary (1985) analisou 9 explosões solares em micro-ondas cujos fluxos eram maiores que 500 sfu e deduziu que o número total instantâneo de elétrons não térmicos no momento do pico máximo de cada evento encontram-se no intervalo $4 \times 10^{33} - 1 \times 10^{39}$. Lee et al. (1994) reproduziram quatro espectros em micro-ondas de explosões da classe X (classificação GOES) e deduziram que o intervalo para o número total instantâneo de elétrons não térmicos encontra-se entre $7 \times 10^{35} - 3 \times 10^{38}$. Para finalizar, Lee et al. (2009) analisaram estatisticamente cerca de 412 explosões observadas pelo NoRH e deduziram que o número total instantâneo dos elétrons não térmicos no momento do pico de cada evento encontram-se entre $\sim 10^{34} - 10^{42}$.

A densidade dos elétrons não térmicos, numa aproximação grosseira, pode ser deduzida empiricamente dividindo o número total de elétrons não térmicos inferidos anteriormente (GARY, 1985; LEE et al., 1994; LEE et al., 2009) pelo volume do arco magnético. Este volume do arco por sua vez, pode ser obtido a partir do tamanho da fonte observada do NoRH, pela simples relação (LEE et al., 2009),

$$R = \frac{A_s}{A_b} \quad (5.3)$$

onde R é a razão entre a área da fonte (A_s) pela área do feixe (A_b). Para converter R em A_s , adotamos o tamanho do feixe com cerca de 10 segundos de arco em 17 GHz.

Assim sendo, alguns dos parâmetros que são impossíveis de medir diretamente, tais como: a densidade dos elétrons não térmicos, o índice espectral de energia dos elétrons, o campo magnético nos pés do arco, a inclinação do arco, a assimetria do arco, a altura do arco, o raio e a separação do pés do arco magnético variam de acordo com os respectivos intervalos mostrados na Tabela 5.1. Importa mencionar que os limites máximos e mínimos de energia de corte, não sofreram nenhuma alteração comparativamente ao modelo da versão anterior (COSTA et al., 2013) mantendo-se constante no intervalo 10 keV- 100 MeV, bem como a distribuição homogênea do ângulo de passo.

Os intervalos de parâmetros mostrados na Tabela 5.1 foram dinamicamente escolhidos para refletir o intervalo das densidades de fluxos obtido pela base de dados do NoRP (NAKAJIMA et al., 1985).

A Figura 5.2 mostra a distribuição de todos os modelos calculados em função dos diâmetros efetivos e densidades de fluxos em quatro frequências. O eixo-X ilustra o diâmetro efetivo (calculado a partir da raiz quadrada da área da fonte ($\sqrt{A_s}$) ob-

Tabela 5.1 - Intervalo de parâmetros no banco de modelos

No.	Parâmetro	min	max	Símbolo	Unidade
1	Preenchimento do arco	0.2	2	ω	-
2	Delta	1.	4.4	δ	-
3	Densidade dos elétrons não térmicos	1×10^6	1×10^8	N_{nth}	cm^{-3}
4	Assimetria	-50	50	As	%
5	Azimute	-90	90	Az	$^\circ$
6	Raio do ápice	0.002	0.02	R_arc	R_\odot
7	Separação dos pés	0.008	0.06	Foot_s	R_\odot
8	Altura	0.008	0.06	H_arc	R_\odot
9	Inclinação	-40	40	In	$^\circ$
10	Campo magnético	800	3500	B	G

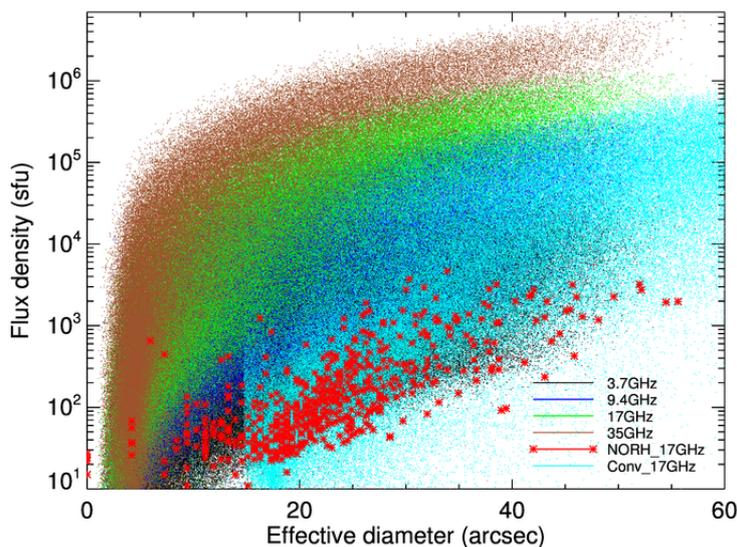
tido pela Equação (5.3)) medidos em segundos de arco, e o eixo-Y a densidade do fluxo medido em sfu. Estes modelos foram calculados a partir da randomização dos parâmetros dentro dos intervalos mostrados na Tabela 5.1. As frequências usadas foram, 3.75 GHz (preto), 9.4 GHz (azul escuro), 17 GHz (verde) e 34 GHz (marrom), respetivamente. Para comparação e posterior aplicação mostramos em asterisco (vermelho) os modelos obtidos pelas observações do NoRH¹. Para completar, em azul claro estão representados os modelos do banco em 17 GHz convoluídos com o feixe de 10 segundos de arco.

Nota-se na Figura 5.2 que as densidades de fluxo dos modelos estão superestimados (veja a diferença entre pontos azuis claros e os asteriscos vermelhos) em comparação com as observações, mas cobrem razoavelmente bem toda amostra das explosões do NoRH. Importa mencionar que muitos desses modelos foram mantidos no banco pois refletem razoavelmente bem alguns parâmetros físicos observados. Fica evidente que este banco de dados tem várias combinações de parâmetros que não refletem as observações de explosões solares em 17 GHz. A discussão dessas combinações foi analisada no Capítulo 7.

Uma das razões que pode explicar os elevados valores das densidades de fluxo reside na variação do volume da fonte no modelo. Esta variação no volume pode explicar a geometria (tamanhos das fontes) das explosões observadas pelo NoRH. Por outro lado, a combinação de parâmetros em seus máximos para a emissão, leva a fontes

¹<http://solar.nro.nao.ac.jp/norh/html/event/>

Figura 5.2 - Representação de cada elemento do banco em função do tamanho e da densidade de fluxo.



Diâmetro efetivo em função da densidade do fluxo calculado em cada frequência de cada elemento no banco de modelos. Em asterisco vermelho estão representadas as explosões observadas pelo NoRH.

Fonte: Produção do autor

muito emissoras que o Sol não contempla, mas podem ser eliminados do banco como modelos improváveis.

Apesar das observações aparentarem tamanhos inferiores a 5 segundos de arco, concluímos que estes dados não podem ser realísticos devido ao tamanho do feixe em 17 GHz ser ~ 10 segundos de arco.

5.2 Características dos parâmetros implementados no modelo

Sabem-se que as características da radiação girossincrotrônica como por exemplo o espectro e a imagem dependem fortemente de vários fatores. Um desses fatores é a geometria da fonte (ALISSANDRAKIS; PREKA-PAPADEMA, 1984; KLEIN, 1987; MELNIKOV et al., 2002; SIMÕES; COSTA, 2003; FLEISHMAN; KUZNETSOV, 2010; NITA et al., 2011a; COSTA et al., 2013).

Mostramos abaixo como a inclinação e assimetria do arco magnético alteram significativamente a forma do espectro tanto na parte opticamente espessa, assim como

na parte oticamente fina. Estes dois parâmetros também modificam os mapas de distribuição do brilho nas quatro frequências analisadas.

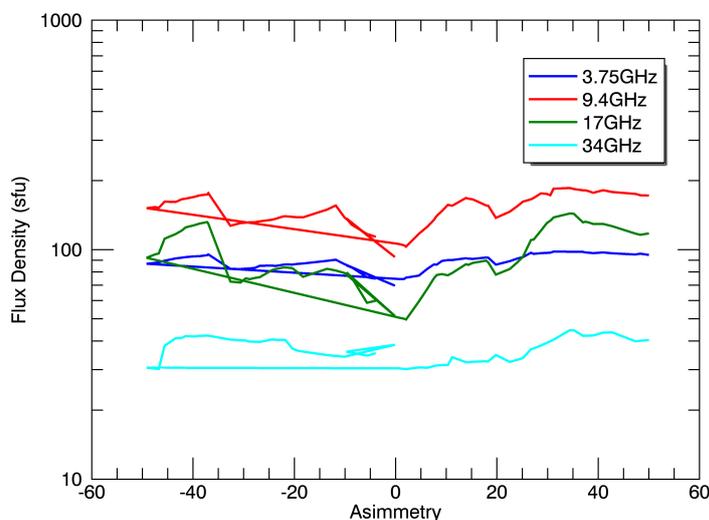
Para ambos os casos, tanto para a assimetria, assim como para a inclinação do arco magnético, fixamos todos parâmetros reguladores da emissão girossincrotrônica e variamos randomicamente somente os parâmetros geométricos de interesse. Calculamos aleatoriamente cerca de cem modelos em média, e avaliamos a variação das densidades de fluxos em 3.75, 9.4, 17 e 34 GHz em função de cada um desses parâmetros. Como conclusão geral a variação de qualquer um desses parâmetros altera significativamente a forma do espectro e a distribuição de brilho na fonte. Ressaltamos que essas alterações também podem ser causadas devido a efeitos da transferência radiativa.

5.2.1 Assimetria do arco magnético

Na literatura (LI et al., 1997; QIU et al., 2001), a associação da emissão mais forte em HXR geralmente está localizada no pé cujo campo magnético é mais fraco (KUNDU et al., 1995). Essa assimetria é comumente interpretada como um efeito da precipitação dos elétrons não térmicos em um campo magnético convergente. Isto significa que o valor máximo do campo magnético no pé mais forte está associado a uma maior taxa de convergência deste campo, o que resulta em mais elétrons sendo espelhados de volta para a coroa antes que eles cheguem à cromosfera solar(efeito do espelhamento magnético). O oposto também pode ser considerado verdadeiro, isto é, para um campo magnético no pé mais fraco, a taxa de convergência dos elétrons não térmicos é baixa (espelhamento magnético menos eficaz), o que pressupõe que mais elétrons são capazes de alcançar a cromosfera. No entanto, existem inúmeras explosões que não se encaixam no cenário descrito anteriormente. Por exemplo, Goff et al. (2004) estudaram a relação entre a assimetria do campo magnético e a intensidade da emissão em HXR de 32 explosões solares. Observaram em 11 eventos, que a emissão mais forte em HXR coincidia com as regiões de campos magnéticos mais fortes. Portanto, além de existirem explosões em que a assimetria muda com o tempo (ALEXANDER; METCALF, 2002; SIARKOWSKI; FALEWICZ, 2004), pode-se afirmar que não existe uma clara dependência (correlação) entre a densidade de fluxos e a assimetria do campo magnético.

Para uma melhor interpretação quantitativa, avaliamos a variação das densidades de fluxo, em função da variação da assimetria do arco magnético num intervalo de [-50,50] por cento do valor máximo do campo magnético nos pés do arco, com passo de 1 (um) por cento. O resultado pode ser visto na Figura 5.3, em que cada

Figura 5.3 - Variação das densidades de fluxo em função da assimetria do arco magnético.



No eixo-X a assimetria do arco em porcentagem, eixo-Y a densidade de fluxo em sfu.

Fonte: Produção do autor

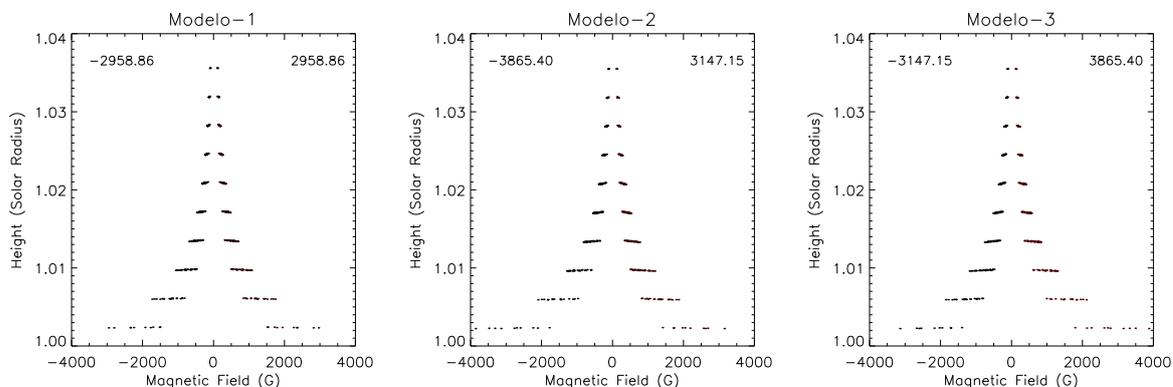
freqüência é ilustrada por uma cor específica. É possível observar que a densidade do fluxo varia aleatoriamente independentemente da assimetria do campo magnético, isto é, a densidade do fluxo é independente da posição em que a intensidade máxima do campo magnético nos pés do arco é observada.

A Figura 5.4 mostra a distribuição do campo magnético no interior dos pés do arco ilustrando a simetria (painel à esquerda) e as assimetrias em 30 e -30 por cento nos painéis central e à direita, respetivamente.

Pode-se concluir no entanto, que a implementação deste parâmetro contribui significativamente para a melhoria da geometria do modelo. A variação deste parâmetro pode explicar parte da complexa geometria duma explosão solar observada em micro-ondas.

Como exemplo desta variação da assimetria, mostramos três casos particulares intermediários. Nominalmente, Modelo-1 sem assimetria, isto é, o valor máximo do campo magnético em módulo é igual em ambos pés do arco, Modelo-2 ($As=30\%$) em que o valor máximo do campo magnético em módulo do pé à esquerda é maior que o pé da direita e Modelo-3 ($As=-30\%$), em que o valor máximo do campo magnético em módulo do pé à direita é maior que o pé da esquerda. Os restantes

Figura 5.4 - Distribuição do campo magnético no interior do arco em função da variação da assimetria do arco magnético.



Distribuição do campo magnético com e sem assimetria ao longo das pernas do arco magnético. No eixo-X a distribuição do campo magnético em função da variação da assimetria, enquanto que o eixo-Y apresenta o comprimento do arco. No topo de cada figura é mostrado o valor máximo do campo magnético nos pés à esquerda e direita, respetivamente.

Fonte: Produção do autor

parâmetros de entrada para o cálculo da emissão girossincrotrônica são mostrados na Tabela 5.2. Lembramos que esses parâmetros de referência do campo magnético sofrem alterações devido à modificação da assimetria, fazendo com que a distribuição do campo magnético no interior do arco seja diferente (veja as diferenças dos valores do campo magnético no topo dos três painéis da Figura 5.4 em relação aos valores de referência mostrados na Tabela 5.2).

A Figura 5.5 mostra a variação dos mapas de distribuição do brilho dos três modelos em função da variação da assimetria do arco magnético. A escala de cor indica o modelo original sem variação na assimetria ($A_s=0$) nas quatro frequências previamente mencionadas. A cada um dos mapas de distribuição de brilho está sobreposto um contorno a 50 por cento do brilho máximo de cada imagem, sendo que o branco representa o modelo original sem variação na assimetria (Modelo-1), enquanto que as cores escuras indicam os modelos com variação na assimetria. O castanho indica modelo com assimetria de 30 por cento (Modelo-2) e o vermelho indica o modelo cuja assimetria é igual a -30 por cento (Modelo-3). Nota-se claramente que esses contornos a 50 por cento do brilho máximo de cada imagem apresentam pequenas diferenças

Tabela 5.2 - Parâmetros de entrada para verificação da assimetria do arco magnético

Parâmetros	Modelo-1	Modelo-2	Modelo-3
δ	3.9	3.9	3.9
ω	1.87	1.87	1.87
B (G)	2958	2958	2958
$N_{\text{nth}} (cm^{-3})$	10^6	10^6	10^6
$N (cm^{-3})$	10^{11}	10^{11}	10^{11}
$H_{\text{arc}} (R_{\odot})$	0.022	0.022	0.022
$R_{\text{arc}} (R_{\odot})$	0,015	0.015	0.015
$Foot_s (R_{\odot})$	0,024	0.024	0.024
In (deg)	12	12	12
As (%)	0.0	30.0	-30.0

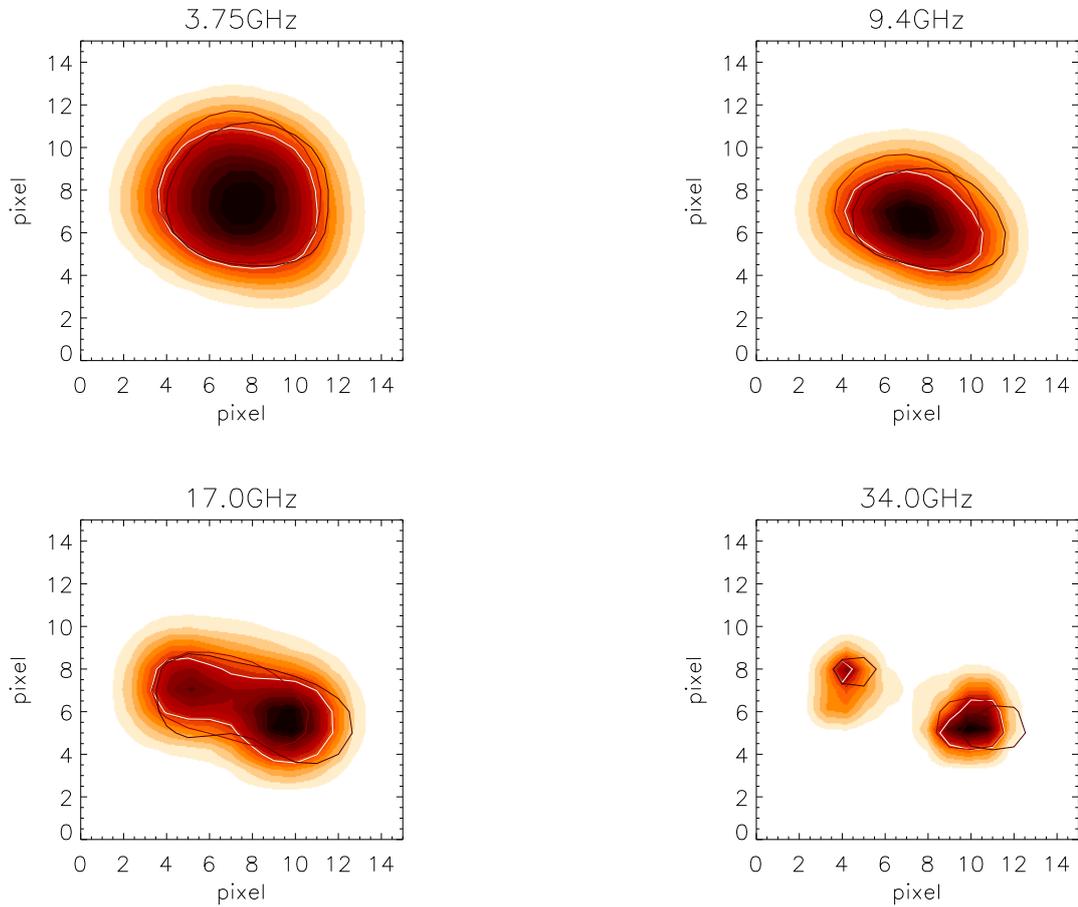
(que não deveriam existir se este parâmetro não fosse importante), o que reforça a sensibilidade da geometria no cálculo da emissão em micro-ondas.

Os espectros desses modelos são mostrados na Figura 5.6. Neles é possível observar que a forma do espectro varia significativamente, embora os picos máximos se mantêm constante na mesma frequência em ambos casos analisados. A parte óticamente espessa nesses espectros não sofre grandes alterações, mantendo-se quase paralela nos três casos. A forma do espectro nessa região óticamente espessa pode ser interpretada por diversos fatores como por exemplo a auto-absorção, absorção de frequências menores que a frequência do plasma ($\nu \leq \nu_p$) ou ainda pelo efeito Razin (GUIDICE; CASTELLI, 1975). Esta pequena diferença pode-se atribuir à variação espacial da fonte causada pela modificação da assimetria nos três casos considerados (TAKAKURA, 1972; SIMÕES; COSTA, 2006).

A parte óticamente fina nos espectros é diferente para os três casos. Esta região determina a distribuição das partículas energéticas (DULK, 1985).

No entanto, é comumente utilizado na literatura a injeção de elétrons acelerados em arcos magnéticos como um feixe de partículas. Uma vez que a parte óticamente fina do espectro é determinada unicamente pelo campo magnético, índice espectral de energia dos elétrons e a frequência de pico, entendemos que essas diferenças na parte óticamente fina dos espectros é fortemente influenciada pela alteração da geometria (LEE; GARY, 2000; VLASOV et al., 2002; FLEISHMAN; MELNIKOV, 2003), neste caso concreto pela variação da assimetria que modifica a distribuição do campo magnético no interior do arco, se for comparado com o modelo simétrico, cuja distribuição do campo magnético é igual em cada perna do arco.

Figura 5.5 - Mapas de distribuição do brilho em 3.75, 9.4, 17 e 34 GHz com variação na assimetria.

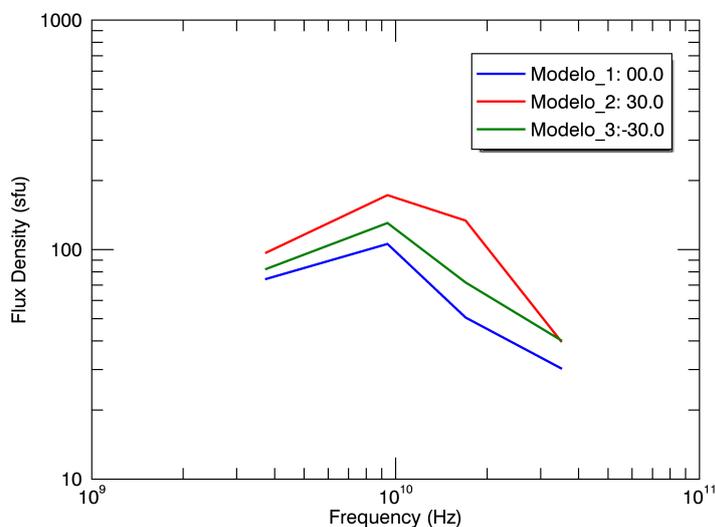


A escala de cor indica o modelo-1 sem assimetria. Os contornos sobrepostos nas figuras estão a 50 por cento do brilho máximo de cada imagem. Modelo-1 (branco), Modelo-2 (castanho) e Modelo-3 (vermelho)

Fonte: Produção do autor

Pela Figura 5.5 nota-se que devido à variação deste parâmetro, a fonte aumenta se comparar com o seu tamanho original, fazendo com que a densidade do fluxo no pico aumente independentemente do sinal da assimetria no arco (STAHLI et al., 1989).

Figura 5.6 - Espectros dos modelos com variação na assimetria.



Fonte: Produção do autor

5.2.2 Inclinação do arco magnético

Analogamente à Secção 5.2.1 anterior, avaliamos a variação das densidades de fluxo em função da variação da inclinação do arco magnético num intervalo de $[-40,40]$ graus com passo de 1 grau.

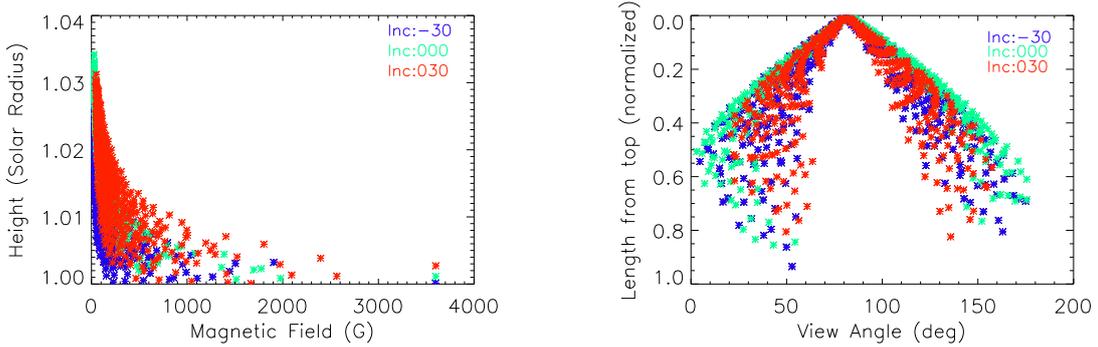
A Figura 5.7 mostra a distribuição do campo magnético (painel à esquerda) e a distribuição do ângulo de visada (painel à direita) em função da altura e do comprimento do arco, respetivamente, com a variação da inclinação do arco magnético. No topo de cada figura, está indicado os valores das inclinações usadas, ilustradas com as respectivas cores. É importante mencionar que a posição heliográfica das fontes simuladas são mantidas constantes (S03E19) para evitar efeitos indesejados, isto é, variamos somente o parâmetro de interesse. Os parâmetros de entrada para o cálculo da emissão em micro-ondas destas simulações são mostrados na Tabela 5.3.

É possível observar uma certa dispersão das distribuições do campo magnético (painel à esquerda da Figura 5.7) e com maior ênfase na distribuição do ângulo de visada (painel à direita da Figura 5.7). Entendemos que essas dispersões podem ser explicadas à partir de efeitos da transferência radiativa devido à posição da fonte em relação ao observador.

Tabela 5.3 - Parâmetros de entrada para verificação da inclinação do arco magnético

Parâmetros	Modelo-1	Modelo-2	Modelo-3
δ	1.5	1.5	1.5
ω	0.57	0.57	0.57
B (G)	2685	2685	2685
$N_{\text{nth}} (cm^{-3})$	1.3×10^6	1.3×10^6	1.3×10^6
$N (cm^{-3})$	7.9×10^{11}	7.9×10^{11}	7.9×10^{11}
$H_{\text{arc}} (R_{\odot})$	0,021	0,021	0,021
$R_{\text{arc}} (R_{\odot})$	0,014	0,014	0,014
$Foot_s (R_{\odot})$	0,013	0,013	0,013
In (deg)	0.0	30.0	-30.0
As (%)	34.0	34.0	34.0

Figura 5.7 - Distribuição de parâmetros no interior do arco em função da variação da inclinação do arco magnético.



Cada cor nessas distribuições ilustra cada valor da inclinação no arco magnético. No eixo-X, as distribuições do campo magnético e o ângulo de visada, respetivamente, enquanto que o eixo-Y a altura do arco (painel à esquerda) e o comprimento do arco à partir do topo (painel à direita).

Por outro lado, a Figura 5.8 mostra o mapa de distribuição de brilho calculado com os parâmetros de entrada mostrados na Tabela 5.3, variando somente a inclinação do arco magnético. Neste caso em particular a escala de cor (e o contorno branco) indica o Modelo-1 sem variação na inclinação do arco. Os contornos a 50 por cento do brilho máximo de cada imagem mostram o Modelo-2 (castanho) cuja inclinação é igual a 30 graus, e o Modelo-3 (vermelho) cuja inclinação igual a -30 graus.

Nota-se claramente que a inclinação do arco magnético analogamente à assimetria também altera de certa forma os tamanhos dos contornos de cada imagem. Este

fato pode ser explicado devido à complexidade da dependência deste parâmetro no cálculo da emissão girossincrotrônica, ou ainda de alguns efeitos da transferência radiativa que podem ser influenciados pelo ângulo de visada do observador (CUAMBE et al., 2018).

Os espectros dos três modelos (veja Figura 5.9) possuem as mesmas características (forma do espectro) diferindo somente no deslocamento vertical que é caracterizado pelo tamanho da área da fonte emissora (STAHLI et al., 1989; BASTIAN et al., 1998). O tamanho das fontes emissoras em micro-ondas tendem a deslocar os espectros para cima quando aumentam (Modelo-2), ou para baixo quando diminuem (Modelo-3).

5.3 Funcionamento do banco de modelos

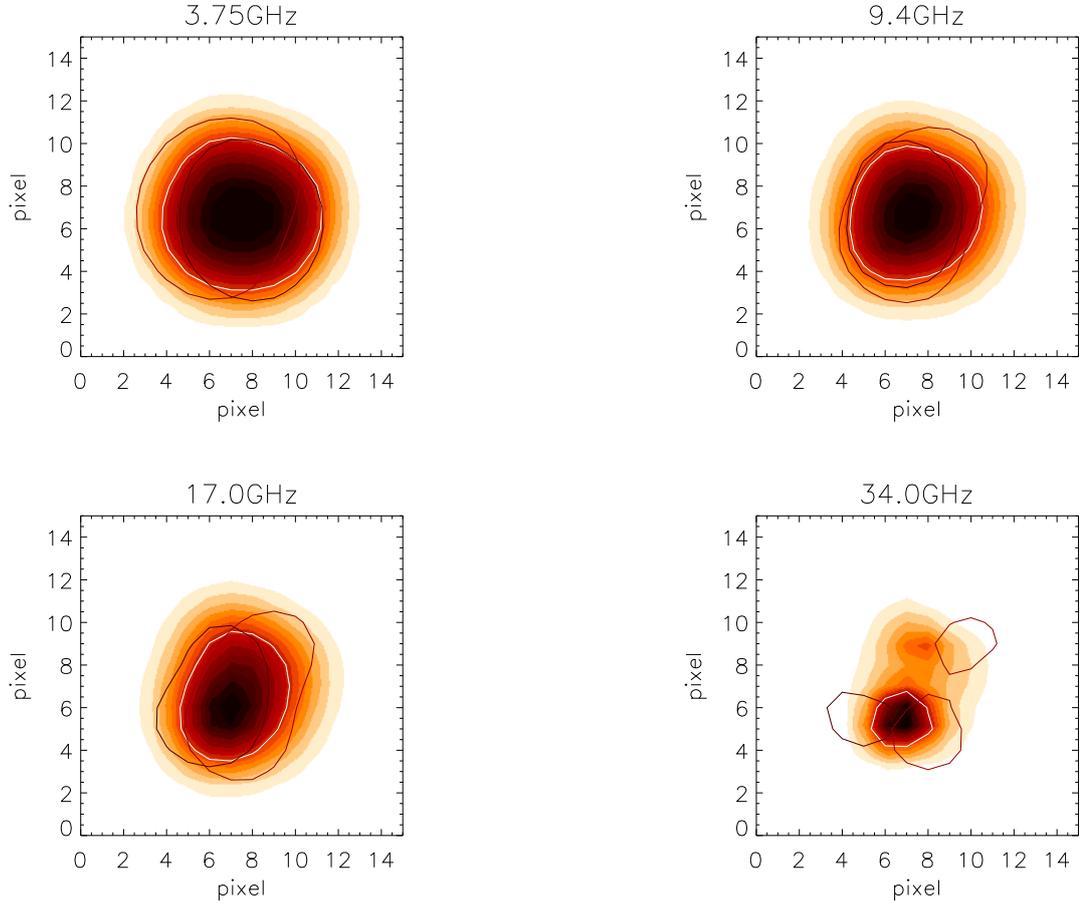
Numa primeira fase, este banco de modelos havia sido concebido somente para busca de eventos observados pelo NoRH. Mais tarde expandimos para qualquer evento observado em micro-ondas (cujo principal mecanismo de emissão é o girossincrotrônico) cujas frequências podem ser extrapoladas (interpoladas) dentro do nosso intervalo escolhido, tanto na parte ópticamente fina, assim como na parte ópticamente espessa do espectro.

A procura de um modelo no banco que melhor ajuste a observação é um dos grandes desafios encontrados pela enorme degenerescência de soluções encontradas. Portanto, construímos um catálogo com as principais características dos modelos isto é, todos possíveis parâmetros envolvidos numa análise de explosões solares tais como os geométricos (altura, raio, separação dos pés, inclinação e assimetria do arco magnético), densidade dos elétrons não térmicos, densidade dos elétrons térmicos, energia, índice espectral de energia dos elétrons, áreas das fontes emissoras, densidades de fluxos, parâmetros do plasma, incluindo as imagens nas quatro frequências previamente escolhidas (ver Figura 5.10). Excluímos deste catálogo toda informação armazenada em cubos de dados, devido a grande quantidade de espaço que ocupa para o seu armazenamento, o que sugere maior tempo de análise de explosões solares.

A Figura 5.10 mostra um *snapshot* de todos parâmetros armazenados no catálogo de modelos 3D. Esta redução de parâmetros no catálogo principalmente na exclusão dos cubos de dados, permite uma melhor otimização do espaço de armazenamento, e tempo de processamento de análise de um evento específico.

Para uma busca eficaz, procura-se neste catálogo o melhor espectro e as melhores

Figura 5.8 - Mapa de distribuição do brilho em 3.75, 9.4, 17 e 34 GHz com variação na inclinação.



A escala de cor indica o modelo-1 sem inclinação. Os contornos sobrepostos nas figuras estão a 50% do brilho máximo de cada imagem. Modelo-1 (branco), Modelo-2 (castanho) e Modelo-3 (vermelho)

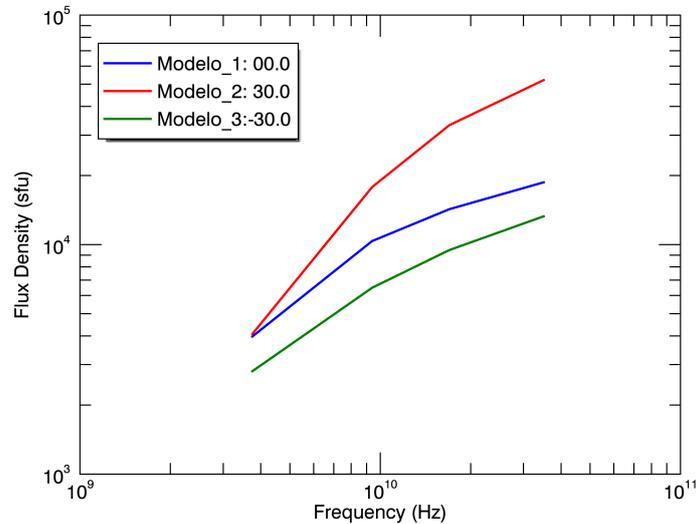
Fonte: Produção do autor

imagens em 17 e 34 GHz, pela minimização do chi quadrado,

$$\chi^2 = \sum \frac{1}{\sigma_{\psi_{Obs_i}}^2} (\psi_{Mod_i} - \psi_{Obs_i})^2 \quad (5.4)$$

onde ψ_{Obs} é o parâmetro observado, ψ_{Sim} é o mesmo parâmetro que o observado achado no banco de modelos.

Figura 5.9 - Espectro dos modelos com variação na inclinação do arco.



Fonte: Produção do autor

Várias tentativas de chegar a um melhor resultado foram testadas. Destacamos neste trabalho somente as duas principais:

- a) A primeira consiste numa busca fina isto é, dividindo o espectro girosincrotrônico em três partes distintas nominalmente: a parte oticamente espessa, a parte oticamente fina e o pico do espectro. A este mecanismo de busca chamamos *fragmentação dos observáveis*.

Os parâmetros ψ na Equação 5.4 neste tipo de busca fina é um somatório de vários parâmetros tais como: índice espectral da parte oticamente espessa, índice espectral da parte oticamente fina mostrado anteriormente na Equação (5.1), o pico do espectro girosincrotrônico, e os tamanhos das fontes em 17 e 34 GHz, respectivamente.

Algumas das Equações que descrevem esses parâmetros foram determina-

Figura 5.10 - Parâmetros que podem ser recuperados no catálogo de modelos 3D.

```
IDL> restore, 'Catalogue_Outubro_16x16_res10_3.sav', /v
% RESTORE: Portable (XDR) SAVE/RESTORE file.
% RESTORE: Save file written by jercosta@venus.das.inpe.br, Thu Oct 27 18:54:54 2016.
% RESTORE: IDL version 8.2.3 (linux, x86_64).
% RESTORE: Restored variable: N_MOD.
% RESTORE: Restored variable: ST_MODELS.
IDL> help, st_models, /st
** Structure <2368d78>, 25 tags, length=4256, data length=4246, refs=1:
N          LONG          16
PHI        FLOAT         -1.00000
B_LAT     FLOAT         -17.0000
AZ        FLOAT         -0.921478
IN        FLOAT         -11.6794
AS        FLOAT         -4.03214
IE        FLOAT         1.82440
IP        INT           1
R_ARC     FLOAT         0.0167569
FOOT_S    FLOAT         0.0398177
H_ARC     FLOAT         0.0191123
NEL       FLOAT         1.15847e+06
NP        FLOAT         1.00000e+11
T         FLOAT         1.00000e+08
EN        FLOAT         Array[2]
DELTA     FLOAT         2.68322
MM        INT           0
B         FLOAT         2805.27
CODE      INT           1
FREQ     STRING        '0037009301700350'
PX       FLOAT         2.75682e+08
IMAGE    FLOAT         Array[16, 16, 4]
FLUX     FLOAT         Array[4]
AREA     FLOAT         Array[6]
FILE     STRING        '/home/jercosta/HDD2/Modelos_2016/nn016ph-011a-17az-00in'
IDL>
```

Fonte: Produção do autor

das empiricamente e são,

$$\alpha_{thick} = \frac{\log(F_{9.4}/F_{3.75})}{\log(9.4/3.75)} \quad (5.5)$$

$$a = \log(F_{9.4}) - 0.97 \cdot \alpha_{thick} \quad (5.6)$$

$$c = \log(F_{17}) - 1.23 \cdot \alpha_{thin} \quad (5.7)$$

$$T_{over} = \frac{a - c}{\alpha_{thick} - \alpha_{thin}} \quad (5.8)$$

nestas Equações F_i é a densidade de fluxo em sfu, ν_i é a frequência, T_{over} é o ponto de encontro no espectro das partes fina e espessa. O índice subscrito i se refere às frequências indicadas nas Equações (5.1), (5.5), (5.6) e (5.7).

O cálculo do chi quadrado total χ_T^2 , resulta da soma dos chi quadrados individuais de cada parâmetro implementando na Equação (5.4) mencionada anteriormente,

$$\chi_T^2 = \chi_{17}^2 + \chi_{34}^2 + \chi_S^2 + \chi_\psi^2 \quad (5.9)$$

onde χ_{17}^2 é o valor mínimo da imagem em 17 GHz, χ_{34}^2 o mínimo da imagem em 34 GHz, χ_S^2 o valor mínimo do espectro, e χ_ψ^2 indica o valor mínimo

de cada um dos ψ parâmetros definidos anteriormente nas Equações (5.1), (5.5) e (5.8), respectivamente.

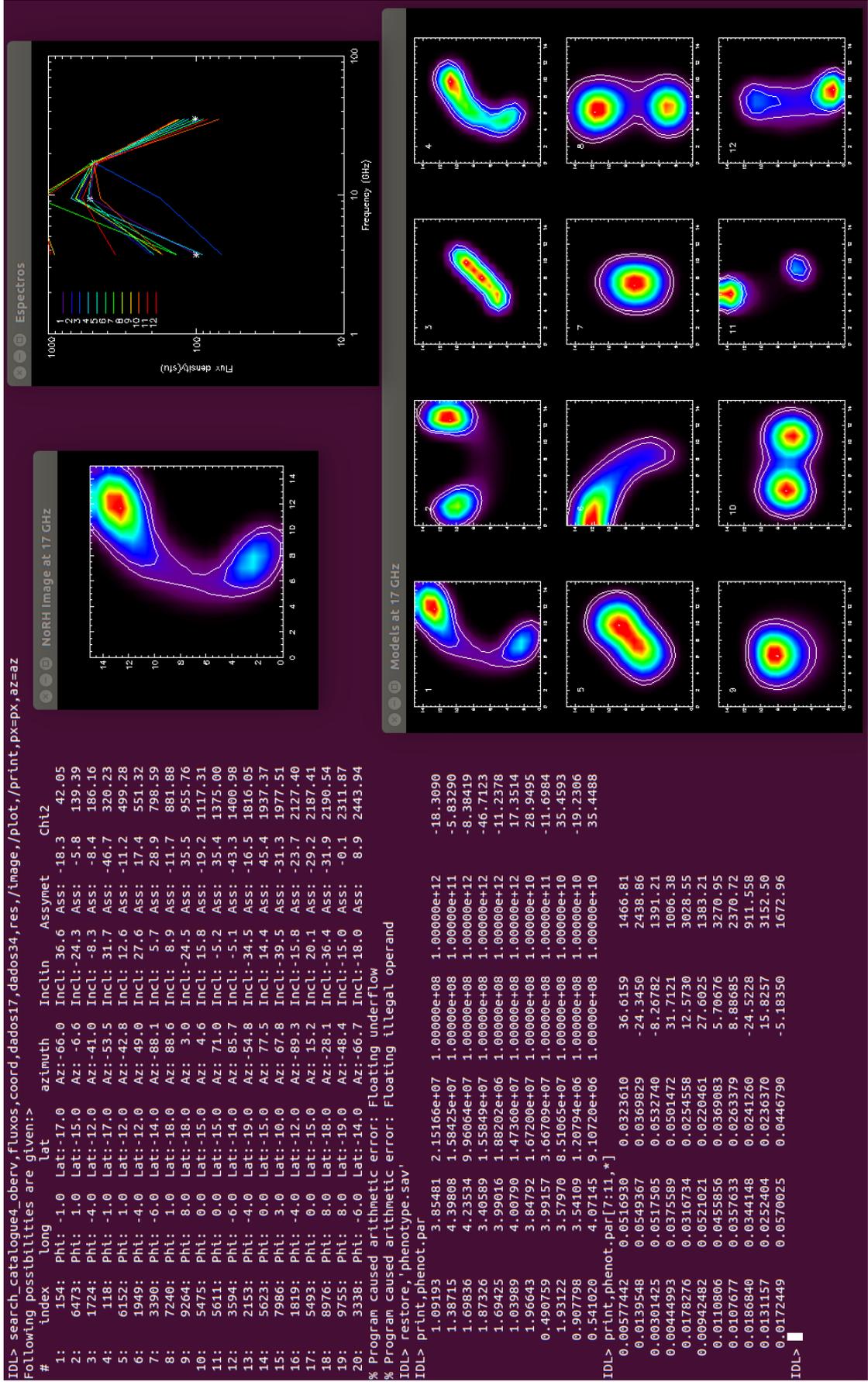
- b) O segundo mecanismo consiste somente na busca simples do melhor espectro e melhores imagens em 17 e 34 GHz, implementando diretamente a Equação (5.4).

O catálogo funciona somente se forem introduzidos as quatro densidades de fluxos em sfu (F_ν , em que ν são as frequências rádio em 3.7, 9.4, 17 e 34 GHz), as coordenadas da região da explosão (região ativa), e as imagens em 17 e 34 GHz se estiverem disponíveis (ver exemplo na Figura 5.11). Se as imagens não estiverem disponíveis, o usuário pode inserir informações acerca do azimuth, que pode ser estimado à partir de análises de magnetogramas fotosféricos em conjunto com as imagens em raios-X e/ou EUV.

A saída desta instrução do catálogo para ambos casos mencionados anteriormente (a) e (b), é uma sequência crescente ordenada do χ^2 dos melhores modelos encontrados.

Como exemplo é mostrado na Figura 5.11 um outro *snapshot* da linha de comando em *IDL*, que ilustra a instrução para a busca no catálogo e o respectivo resultado da busca. No lado esquerdo da Figura 5.11 é possível ver uma sequência ordenada de vinte possibilidades de soluções e os respectivos parâmetros. Enquanto que do lado direito pode-se observar as imagens dessa busca. No topo à esquerda é ilustrado a imagem simulada em 17 GHz, e à direita os espectros encontrados, sendo que o asterisco representa o espectro simulado (observado) e as linhas contínuas em diferentes cores representam as diversas soluções para fins de comparação. Do mesmo lado direito e em baixo, observa-se uma sequência de doze imagens ordenadas pelo melhor χ^2 (da esquerda para direita).

Figura 5.11 - Visualização do resultado de uma busca no catálogo implementado na linha de comando em IDL.



Importa mencionar que caso as frequências observadas do NoRP usadas no cálculo dos modelos não estiverem disponíveis, ainda assim é possível utilizar o banco de dados (catálogo) desde que exista um número suficiente de observações que permitam interpolar espectralmente as densidades de fluxo nas quatro frequências utilizadas.

O procedimento pode ser; a supor uma variação espectral em lei de potência nos regimes óticamente fino e espesso e usar a relação a partir do índice espectral,

$$\alpha = \frac{\log(S_{i+1}/S_i)}{\log(\nu_{i+1}/\nu_i)} \quad (5.10)$$

onde S_i é o fluxo numa determinada frequência observada em micro-ondas ($i = 1, 2, 3, 4\dots$) e ν a respectiva frequência.

No entanto, conhecendo o valor deste α que corresponde a inclinação do espectro pode-se determinar o fluxo de uma frequência intermediária (desconhecida), a partir da lei de potência,

$$S(\nu) \sim \nu^{-\alpha} \quad (5.11)$$

Dado que a Equação (5.11) é uma relação de proporcionalidade (K), pode-se determinar a constante de proporcionalidade pela razão,

$$K = \frac{S_\nu}{\nu^{-\alpha}} \quad (5.12)$$

onde S_ν é o fluxo conhecido em determinada frequência, e α é determinado pela Equação (5.10).

6 SIMULAÇÕES E RESULTADOS

Neste capítulo apresentamos resultados dos critérios implementados no Capítulo 5 para busca de melhores soluções das simulações implementadas. Investigamos estatisticamente o intervalo de validade de alguns parâmetros que não podem ser observados diretamente.

6.1 Simulações de explosões solares em micro-ondas

Para testar a funcionalidade deste banco de dados, simulamos a busca de um modelo retirando-o aleatoriamente do banco e em seguida, buscamos a solução mais próxima dentro do banco ou seja, buscamos o modelo no banco que teve maior aproximação nos parâmetros comparados (ver Tabela 5.1). A ideia inicial é comparar os mapas de distribuição de brilho e espectros com todos outros elementos do banco para procurar a melhor correspondência e comparar os dois conjuntos de parâmetros. Para determinar estatisticamente a qualidade da busca, este processo foi repetido cerca de mil vezes.

Estas simulações foram criadas com intuito de verificar a eficiência dos mecanismos de busca baseado em metadados, bem como testar o nível de acerto dos parâmetros mais importantes nas explosões solares em micro-ondas (por exemplo: índice espectral, campo magnético e densidade de elétrons não térmicos).

Importa mencionar que a busca baseada num estimador de mínimos quadrados clássico (χ^2) é simples, e tem justificção teórica. No entanto, os resultados que ela produz são muitas vezes pouco conclusivos quando as combinações de parâmetros levam a resultados muito parecidos em termos do χ^2 , comumente conhecido como degenerescência de soluções.

Para ambos mecanismos de busca previamente mencionados, buscamos no banco de dados as melhores soluções para as simulações implementadas, fornecendo somente como parâmetros de entradas, a posição heliográfica (coordenada da explosão), as imagens em 17 e 34 GHz e as densidades de fluxos nas frequências 3.75, 9.4, 17 e 34 GHz.

6.1.1 Resultado da fragmentação dos parâmetros observáveis

Para a minimização de parâmetros, normalizamos a busca de cada um desses parâmetros pela diferença do intervalo de valores máximos e mínimos encontrados no banco de modelos. Este intervalo é mostrado nas colunas 3 e 4 da Tabela 5.1, que

além da verificação da aproximação entre os parâmetros da simulação e do resultado, representa também uma pequena amostra dos limites inferiores e superiores utilizados para escolha desses parâmetros considerados. É importante mencionar que o "resultado" aqui, refere-se ao modelo do banco que melhor se aproxima da simulação implementada. Esta aproximação é medida pelo parâmetro de proximidade denominado *erro total* " ζ " definido como,

$$\zeta = \sum_{i=1}^{10} \left(\frac{|Par_i^{Sim} - Par_i^{Res}|}{|Par_i^{max} - Par_i^{min}|} \right) \quad (6.1)$$

Assim, o erro total ζ é a soma das diferenças em valor absoluto dos dez parâmetros previamente escolhidos para verificação da solução. Esses parâmetros são ponderados pela diferença dos valores máximos e mínimos do respectivo intervalo. É importante referir que escolhemos apenas dez parâmetros que não podem ser obtidos diretamente das observações. Mencionamos também que se os parâmetros forem medidos em unidades de ângulos, o denominador de Equação (6.1) é ponderado por 90 graus ao invés das diferenças dos limites máximos e mínimos para melhor refletir os erros devido ao desalinhamento.

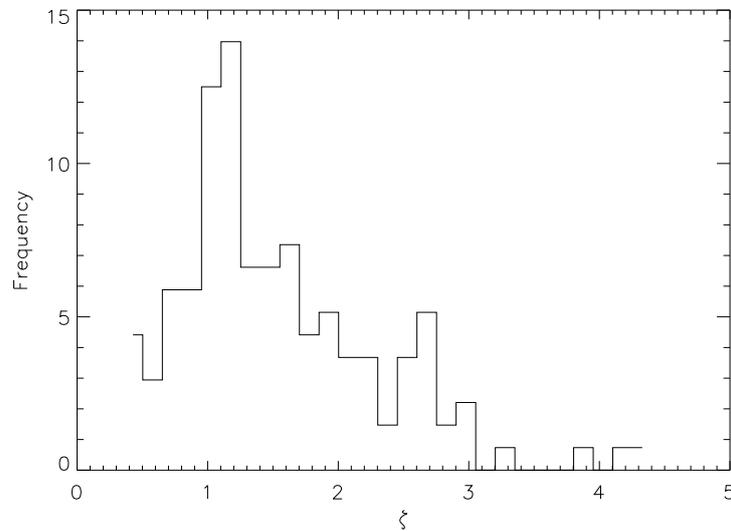
Na Equação (6.1), Par_i^{Sim} define cada um dos dez parâmetros da simulação. Esses parâmetros são mostrados na segunda coluna da Tabela 5.1, Par_i^{Res} é o mesmo que o anterior para o resultado, o índice $i=1,2,\dots,10$.

Cerca de 56 por cento da amostra selecionada, apresentaram resultados satisfatórios, isto é, mais de 50 por cento dos parâmetros de cada simulação (numa simulação com 10 parâmetros comparados, cerca de oito destes parâmetros são recuperados) são bem reproduzidos e os restantes possuem erros abaixo de 10 por cento. O pico máximo da distribuição do erro total ζ encontra-se em cerca de ~ 1.2 , como é mostrado na Figura 6.1.

A Figura 6.1 mostra a distribuição do valor absoluto do erro total ($|\zeta|$) calculado pela soma de todos os dez parâmetros (Equação 6.1). O eixo-X indica a proximidade do resultado em relação à simulação implementada, o eixo-Y indica a frequência estatística em porcentagem. Zero no eixo-X significa que a simulação é fielmente reproduzida.

Apuramos estatisticamente (apesar de não mostrarmos aqui a distribuição individual dos erros) que o pico da distribuição de cada parâmetro individual não excede os 20 por cento de erro, salvo o caso da distribuição da assimetria do campo no interior do

Figura 6.1 - Distribuição do erro total ζ .



O eixo-X indica a aproximação ao melhor resultado das simulações, enquanto o eixo-Y indica a frequência estatística em porcentagem

Fonte: Produção do autor

arco magnético que é mais espalhada, sugerindo maior probabilidade de erros.

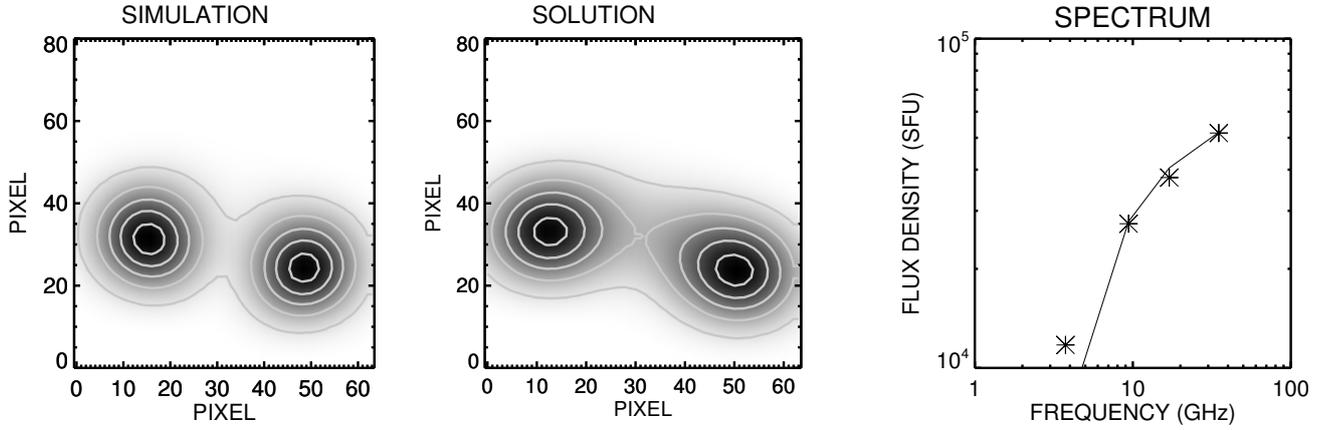
Analisamos no entanto, o comportamento de três casos particulares que melhor descrevem o acerto das simulações, e que melhor se enquadram nos limites apresentados a partir do pico da distribuição do valor absoluto do erro total ($|\zeta|$) mostrado na Figura 6.1 :

- (1) Simulações com erro total abaixo do pico da distribuição ($|\zeta| < 1.2$),
- (2) Simulações com erro total no pico da distribuição ($|\zeta| \sim 1.2$) e,
- (3) Simulações com erro total acima do pico da distribuição ($|\zeta| > 1.2$).

6.1.1.1 Simulações com erro total $|\zeta| < 1.2$

A Figura 6.2 mostra um caso particular escolhido aleatoriamente de simulações cujo valor absoluto do erro total $|\zeta|$ encontra-se abaixo do valor do pico de distribuição considerado (ver Fig.6.1). No painel à esquerda está mostrado a imagem da simulação em 17 GHz (SIMULATION) em escala cinza, no centro a imagem do resultado

Figura 6.2 - Simulações com parâmetro $|\zeta| < 1, 2$.



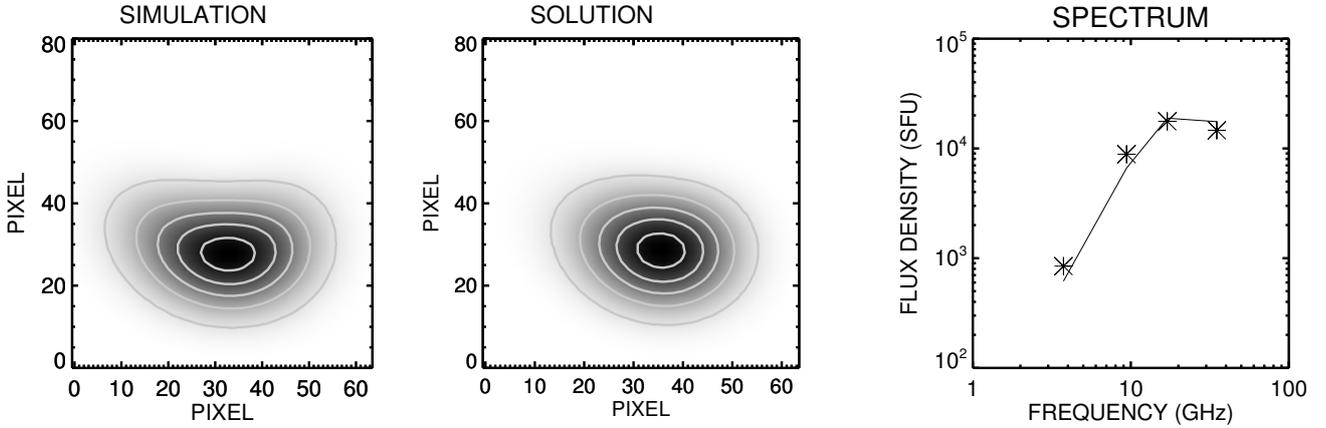
Fonte: Produção do autor

(SOLUTION) e o painel à direita os espectros (SPECTRUM). Em asteriscos o espectro da simulação implementada e linha contínua o espectro do resultado. Em cada uma das imagens estão sobrepostos os contornos em 10, 30, 50, 70 e 90 por cento do seu brilho máximo para melhor comparação. Os respectivos parâmetros (1-10) da imagem e do resultado são mostrados na Tabela 6.1. As primeiras duas colunas mostram o número e os parâmetros usados no cálculo das imagens. A terceira e quarta colunas mostram os valores dos parâmetros da simulação e do resultado, respectivamente. Por fim a última coluna mostra o erro total obtido utilizando a Equação (6.1).

Tabela 6.1 - Comparação de parâmetros cujo $|\zeta| < 1, 2$.

No.	Parameter	Simulation	Solution	Error
1	ω	0.300	0.300	0.000
2	δ	1.348	1.608	0.076
3	A_s	-0.050	0.000	0.050
4	N_{nth}	8.7e+06	7.9e+06	0.007
5	A_z	15.00	15.00	0.000
6	R	0.010	0.010	0.000
7	F_s	0.020	0.03 0	0.192
8	H	0.040	0.040	0.000
9	In	0.000	0.000	0.000
10	B	1336.9	1610.3	0.101
	ζ			0.427

Figura 6.3 - Simulações com parâmetro $|\zeta| \sim 1, 2$.



Fonte: Produção do autor

Nota-se claramente que apesar do erro total $|\zeta| \sim 0.43$, as imagens diferem entre si. Esta diferença pode ser interpretada em termos da geometria da fonte, principalmente a separação dos pés do arco magnético (F_s) que apresenta cerca de 19 por cento de erro individual, e também na distribuição do brilho das imagens. Esta diferença nas imagens torna evidente a complexidade da geometria de uma fonte não homogênea no cálculo da emissão girossincrotrônica, em que uma ligeira diferença em qualquer um dos parâmetros geométricos reguladores da emissão girossincrotrônica modifica de certa forma tanto a imagem, assim como os espectros (STAHLI et al., 1989).

O campo magnético nos pés do arco (B) e o índice espectral de energia dos elétrons (δ) possuem erros (igual ou abaixo) de ≤ 10 por cento que são considerados aceitáveis para este tipo de análise.

6.1.1.2 Simulações com erro total $|\zeta| \sim 1.2$

A Figura 6.3 mostra o caso de simulações cujo valor absoluto do erro total $|\zeta|$ encontra-se no pico da distribuição mostrada na Figura 6.1. Os respectivos parâmetros das imagens são mostrados na Tabela 6.2.

Nesta Figura 6.3 tanto a imagem da simulação assim como o resultado têm os mesmos contornos apresentados anteriormente (10, 30, 50, 70 e 90 por cento do seu brilho máximo). Similarmente à análise anterior (Secção 6.1.1.1) alguns parâmetros da geometria destas imagens também diferem entre si. A atenção particular é dada

nos números 3, 5, 6 e 7 dos parâmetros mostrados na Tabela 6.2, cujos erros são maiores que 10 por cento.

Neste caso em particular a assimetria desempenha um papel importante, dado que contribui majoritariamente para o cálculo do valor absoluto do $|\zeta|$. A assimetria contribui com cerca de 50 por cento no erro global. Observa-se no entanto, que apesar da intensidade do campo magnético contribuir com erro baixo (~ 9.4 por cento), verifica-se que na simulação a intensidade do campo magnético nos pés é igual ($B_{esquerda} = B_{direita}$), o que sugere uma simetria ($As = 0$), enquanto que o melhor resultado concentra maior intensidade do campo magnético no pé mais a esquerda ($As = 0.5$). A alteração deste parâmetro pode produzir essa enorme variação na geometria da fonte, bem como alterar significativamente a parte oticamente fina no espectro como foi discutido anteriormente na Secção 5.2.1.

6.1.1.3 Simulações com erro total $|\zeta| > 1.2$

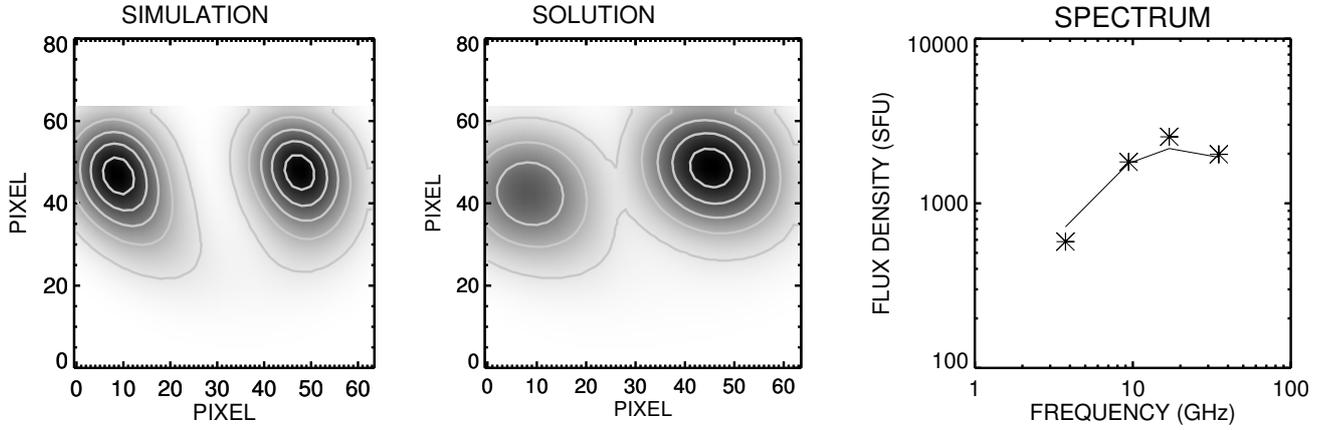
A Figura 6.4 mostra o caso de simulações cujo valor absoluto do erro total $|\zeta|$ encontra-se acima do pico da distribuição mostrada na Figura 6.1. Os respectivos parâmetros das imagens são mostrados na Tabela 6.3.

Este é um típico caso considerado não favorável nesta análise, pois cerca de 60 por cento dos parâmetros apresentam erros acima dos 10 por cento. Apesar desta rejeição pode-se observar que os espectros quase se ajustam (veja Figura 6.4). Este ajuste dos espectros é uma forte indicação que a comparação dos espectros numa análise de explosões solares em micro-ondas pode conduzir a uma degenerescência de soluções que culminem em falsas conclusões.

Tabela 6.2 - Comparação de parâmetros cujo $|\zeta| \sim 1, 2$

No.	Parameter	Simulation	Solution	Error
1	ω	1.900	1.900	0.000
2	δ	1.850	2.169	0.093
3	As	0.000	0.500	0.500
4	N_{nth}	1.5e+06	6.3e+06	0.050
5	Az	0.000	15.00	0.166
6	R	0.008	0.010	0.11 1
7	F_s	0.040	0.050	0.192
8	H	0.020	0.020	0.000
9	In	-20.00	-20.00	0.000
10	B	1438.5	1693.4	0.094
	ζ			1.207

Figura 6.4 - Simulações com parâmetro $|\zeta| > 1, 2$.



Fonte: Produção do autor

Tabela 6.3 - Comparação de parâmetros cujo $|\zeta| > 1, 2$

No.	Parameter	Simulation	Solution	Error
1	ω	0.300	0.300	0.00
2	δ	2.687	2.821	0.039
3	A_s	0.150	-0.500	0.650
4	N_{nth}	3.5e+06	1.5e+07	0.117
5	A_z	0.000	-15.00	0.166
6	R	0.008	0.010	0.111
7	F_s	0.040	0.030	0.192
8	H	0.040	0.030	0.192
9	I_n	-40.0	-40.00	0.000
10	B	1711.3	1544.1	0.061
	ζ			1.530

Observando os parâmetros mostrados na Tabela 6.3 verifica-se que somente a inclinação (I_n) e o local da concentração máxima dos elétrons não térmicos (ω) coincidem perfeitamente. Além disso, o índice espectral de energia dos elétrons não térmicos (δ) e o campo magnético nos pés do arco (B) apresentam erros abaixo de 10 por cento. Por outro lado, a soma de todos estes parâmetros faz com que o valor absoluto do erro total ($|\zeta| \sim 1.53$) ultrapasse o valor do pico da distribuição mostrado na Figura 6.1 que é considerado inaceitável levando em consideração os critérios adotados nestas análises.

6.1.2 Discussão dos resultados

Estas simulações foram criadas com o mesmo princípio usado na construção do banco de modelos, isto é, considerando a emissão produzida por elétrons espiralando em torno das linhas do campo magnético de um dipolo.

O método de busca fina implementado na Secção 6.1.1 visa restringir ao máximo a degenerescência de soluções comparando diferentes partes do espectro observado isto é, a parte oticamente fina, a parte espessa e o pico do espectro, bem como as imagens em 17 e 34 GHz. Essa restrição melhora significativamente a busca por melhores espectros, mas sem qualquer restrição na busca por imagens.

Verifica-se nas Figuras 6.2, 6.3 e 6.4 que apesar dos espectros e as imagens das simulações e dos respectivos resultados coincidirem razoavelmente bem (principalmente nos espectros devido ao mecanismo adotado), elas podem apresentar diferenças significativas em termos dos seus parâmetros individuais mostrados nas Tabelas 6.1, 6.2 e 6.3. Estas diferenças nos parâmetros podem ser atribuídas ao elevado número de variáveis no cálculo da emissão girossincrotrônica no meio não homogêneo, bem como alguns efeitos geométricos da transferência radiativa.

Verifica-se, portanto na Figura 6.2 uma boa concordância em termos de todos os parâmetros (Tabela 6.1), cuja similaridade é alta, e o erro total baixo na ordem de $|\zeta| \sim 0.43$, o resultado (SOLUTION) difere ligeiramente. Isto significa que, em dez parâmetros analisados e comparados, cinco são idênticos e quatro apresentam erros inferiores a ≤ 10 por cento. Esta ligeira diferença deve-se exclusivamente a um parâmetro da geometria (separação dos pés do arco magnético com ~ 19 por cento de erro individual). Esta conclusão da sensibilidade da geometria de uma fonte não homogênea para caracterização da emissão em micro-ondas já foi estudada em outros trabalhos (SIMÕES; COSTA, 2010; FLEISHMAN; KUZNETSOV, 2010; COSTA et al., 2013).

Por outro lado, a Figura 6.4 cujos parâmetros são mostrados na Tabela 6.3 mostra claramente que esta simulação não foi satisfatoriamente reproduzida pelos critérios adotados nesta análise, que valida somente resultados abaixo do pico da distribuição estatística ($\zeta \leq 1.2$). Existem consideráveis diferenças em quase todos parâmetros geométricos considerados: raio do arco (11%), separação dos pés (19%), assimetria (65%) e altura do arco magnético (19%). Além da geometria, a densidade dos elétrons não térmicos contribui com erro de cerca de 12 por cento.

Concluindo pode-se dizer que em dez possíveis acertos somente 40 por cento foram reproduzidos satisfatoriamente, o que não pode ser considerado bom resultado devido a baixa taxa de acerto. Em média, consideramos neste tipo de busca fina como bom resultado acertos com mais de cinco parâmetros com erros menores do que 10 por cento dentre os dez parâmetros considerados.

6.1.3 Resultado da busca simples

Na tentativa de encontrar um método mais eficaz de busca por melhores modelos que representem as observações adotamos um caso mais simples. Neste caso a busca é feita somente com as imagens em 17 e 34 GHz, as quatro densidades de fluxos e a posição heliográfica.

Como resultado, verificamos que a degenerescência de soluções é ainda maior comparativamente ao método de busca anterior (Secção 6.1.1), como é esperado. No entanto, similarmente ao procedimento adotado na Secção 6.1.1 para comparação de resultados, definimos o erro total ζ na forma,

$$\zeta_i = \frac{|Par_i^{Sim} - Par_i^{Mod}|}{Par_i^{Sim}} \quad (6.2)$$

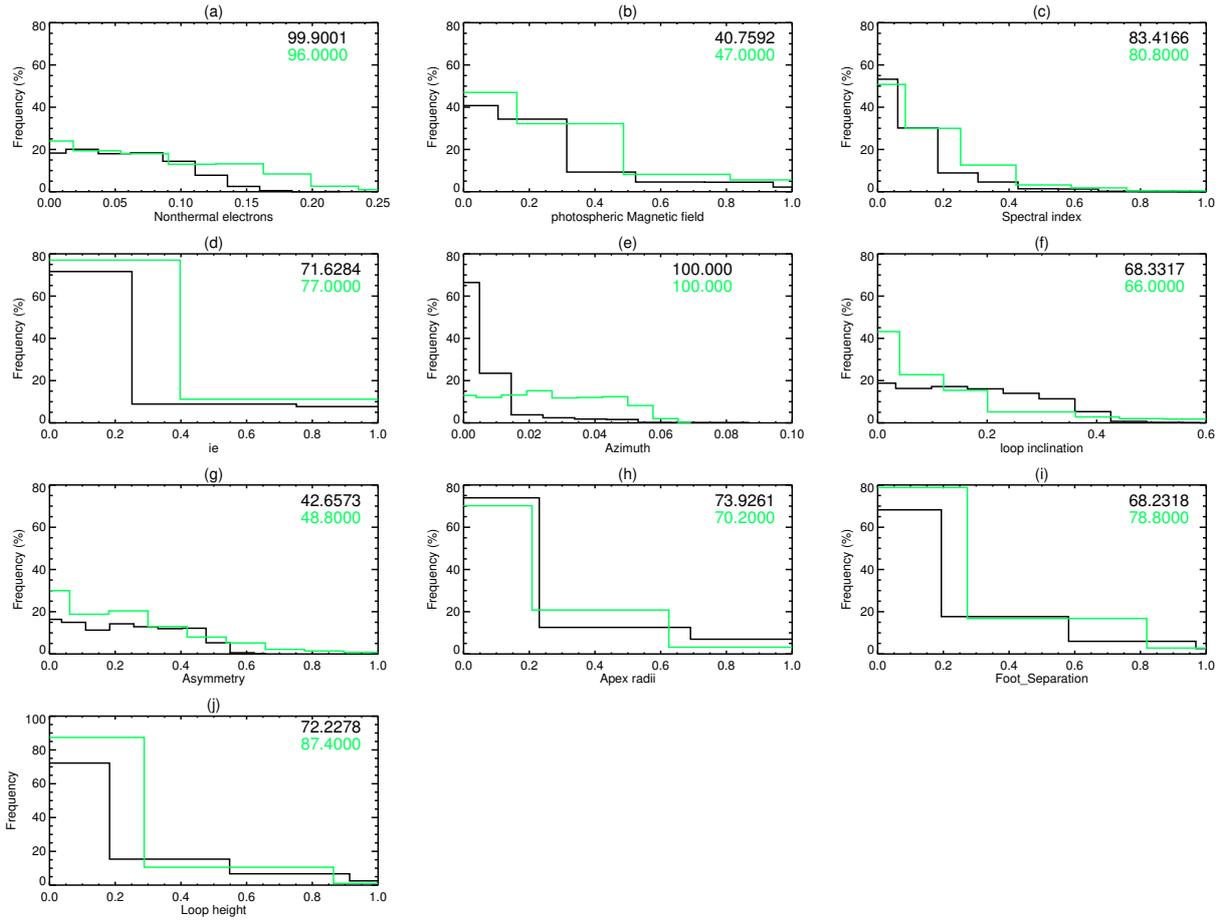
Esta Equação (6.2) difere da anterior Equação (6.1) somente no denominador. Isto é, ao invés de dividir o numerador pela diferença dos valores máximos e mínimos de cada intervalo, divide-se apenas pelo valor real da simulação. Também neste caso, todos parâmetros medidos em unidades de ângulos (azimute e inclinação do arco magnético) são ponderados por 90 graus, e os restantes pelos valores das simulações (Par_i^{Sim}) como mencionado acima.

Portanto, para decidir qual das soluções representa melhor o resultado, escolhemos dois métodos distintos:

- (i) Escolhemos o primeiro resultado da busca, cujo χ^2 é o mínimo encontrado.
- (ii) Calculamos a média ponderada dos cem primeiros resultados da busca ($\overline{Par_i^{Mod}}$) ordenados pelo χ^2 crescente. Neste caso, a função peso no cálculo da média ponderada é $1/\chi^2$.

A Figura 6.5 mostra a distribuição do erro relativo de cada um dos parâmetros

Figura 6.5 - Distribuição dos erros dos parâmetros.



Em cada painel, o eixo-X representa o erro em cada parâmetro em porcentagem, eixo-Y é a frequência estatística. Os erros do χ^2 mínimo (i) é apresentado pela cor verde, enquanto o preto representa a média ponderada (ii). Os números no topo à direita são as porcentagens dos elementos cujos erros são ≤ 20 por cento.

Fonte: Produção do autor

usados no cálculo do erro total a partir da Equação (6.2). O eixo-X representa o erro em cada parâmetro em porcentagem, o eixo-Y é a frequência estatística (em porcentagem). Os erros do χ^2 mínimo (i) são apresentados pela cor verde, enquanto o preto representa os erros calculados pela média ponderada (ii). Em cada painel da Figura 6.5 estão representados no topo e a direita as porcentagens de elementos cujos erros são ≤ 20 por cento.

Apesar dos dois métodos (i e ii) apresentarem distribuições de erros relativos similares, constatamos que pode ocorrer que o primeiro modelo do banco apresente melhor solução. No entanto, na maioria dos casos analisados verificamos que em termos de parâmetros esta solução ($\chi_{i=0}^2$) pode apresentar diferenças enormes se compararmos com as soluções subsequentes ($\chi_{i=1,2,\dots}^2$) num intervalo de soluções próximas da simulação implementada, o que sugere uma degenerescência de soluções.

Portanto, para contornar este efeito adotamos a média ponderada dos cem melhores resultados. Assim, consideramos válidas todas as soluções cujos erros médios de cada um dos parâmetros encontrem-se abaixo de 20 por cento. Isto significa que o resultado de uma dada simulação pode ser encontrado com um erro médio de cerca de 20 por cento em todos os dez parâmetros comparados.

6.1.3.1 Simulação cuja solução é o menor χ^2

Tabela 6.4 mostra um exemplo representativo da situação descrita acima (i) em que a escolha do melhor resultado baseia-se no menor χ^2 . Os parâmetros para o cálculo do modelo foram randomicamente selecionados da amostra de cerca de mil simulações retiradas do banco de modelos.

Nesta Tabela 6.4 os números em negrito representam os parâmetros utilizados na simulação. Os números de 1-4 na primeira coluna da simulação **A** indicam os mesmos parâmetros dos primeiros quatro resultados do banco, ordenados pelo χ^2 crescente. Os números 1-10 na primeira linha ilustram os respectivos parâmetros comparados, e o número 11 o χ^2 . Para comparação acrescentamos na última linha a média ponderada dos cem primeiros resultados do banco para cada um dos parâmetros usados.

As Figuras 6.6–6.9 mostram as imagens e os espectros dos quatro primeiros resultados obtidos no banco de modelos ordenados pelo χ^2 crescente da simulação **A** mencionada na Tabela 6.4. Em cada imagem estão sobrepostos os contornos em 30 e 50 por cento do brilho máximo de cada imagem. Os parâmetros para o cálculo de cada imagem podem ser vistos na Tabela 6.4 (1-4 de acordo com a sequência

Tabela 6.4 - Parâmetros da simulação A e as respectivas soluções ordenadas pelo χ^2 .

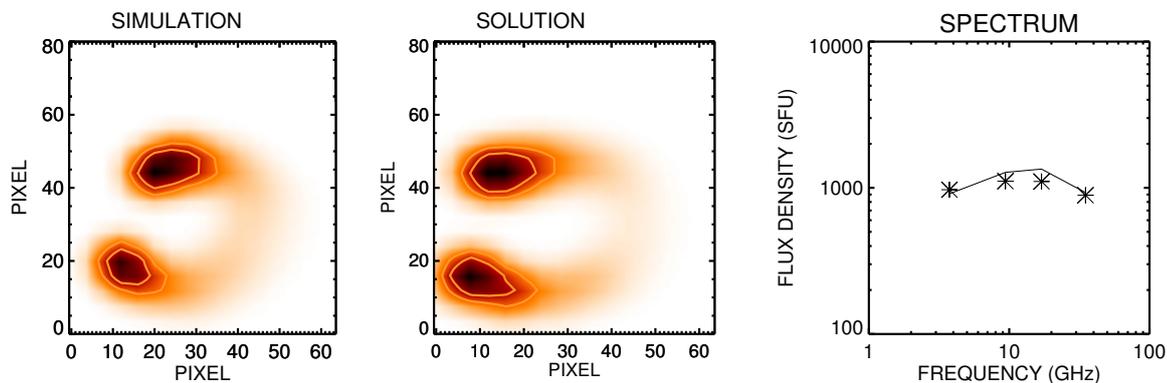
Parameter	ω (1)	δ (2)	$N_{\text{nth}}(\log)$ (3)	As (4)	Az (5)
A	1.37730	2.42539	6.38534	16.5031	75.6650
1	1.12157	2.14750	6.38453	-13.0776	74.2153
2	1.55427	4.07621	7.98785	-44.4395	71.9480
3	0.261389	3.86377	7.92693	47.7276	73.9229
4	0.735435	2.99990	6.32246	-38.7356	77.7328
Média	1.04766	2.44599	6.51370	-11.6934	74.7544
R_{Arc} (6)	F_{sep} (7)	H_{Arc} (8)	In (9)	B (10)	χ^2 (11)
0.0125987	0.0241344	0.0502481	36.3673	1505.44	–
0.00908336	0.0211555	0.0454603	26.2882	1084.96	34.2
0.0167552	0.0356139	0.0344781	-3.63393	1610.49	35.1
0.0155357	0.0318049	0.0349373	16.0901	1745.49	42.2
0.0118049	0.0301428	0.0465737	-8.78041	2380.58	42.7
0.0100789	0.0247609	0.0446416	18.2583	1450.04	–

das figuras, respectivamente). Lembramos que o ajuste do espectro, assim como da imagem devem ocorrer somente quando a maioria dos parâmetros coincidirem ou apresentarem menor variação de erros, isto é, erros na ordem de ≤ 10 por cento.

Como se pode ver na Tabela 6.4 onde apresentamos todos os parâmetros para comparação da simulação e do resultado, este ajuste não acontece. Apesar dos pequenos erros observados em cada um dos parâmetros (ver Tabela 6.5), tanto as imagens, assim como os espectros apresentam ligeiras diferenças. Entendemos que estas diferenças nas imagens, assim como nos espectros é uma clara manifestação da degenerescência de soluções devido ao elevado número de parâmetros envolvidos (por exemplo: δ , B , N_{th} , θ , etc) no cálculo da emissão girossincrotrônica, incluindo os efeitos da transferência radiativa como mencionado anteriormente.

Nestes quatro exemplos apresentados (Figuras 6.6–6.9), é possível observar que os parâmetros considerados mais importantes na análise de uma explosão solar em micro-ondas tais como: o campo magnético, a densidade dos elétrons não-térmicos

Figura 6.6 - Resultado do banco com o menor $\chi^2_{i=0}$.



O painel a esquerda mostra a simulação, o painel central o resultado do banco com o menor χ^2 . O painel a direita mostra os espectros. Em asterisco a simulação e a linha continua o espectro do resultado do banco.

Fonte: Produção do autor

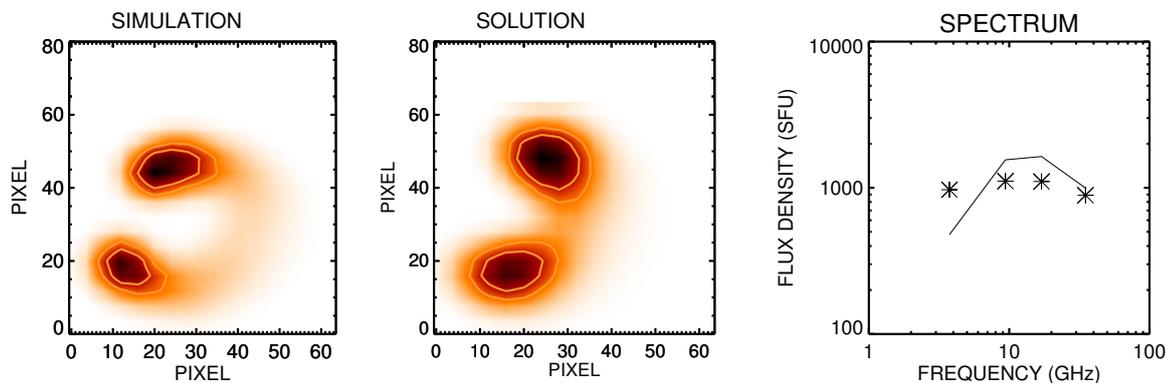
e o índice espectral de energia dos elétrons apresentam grandes variações. Estas variações podem ser explicadas por um lado, pelo tamanho da fonte (veja Colunas 6, 7 e 8 da Tabela 6.4 que se refere à cintura do arco, separação dos pés e altura do arco magnético, que contribuem para o volume da fonte) que afeta o espectro e a imagem, como foi sugerido no trabalho de [Stahli et al. \(1989\)](#).

Esta indecisão de qual dos modelos (1-4 na Tabela 6.4) melhor representa a simulação é uma das razões que nos leva a preferir a média ponderada como melhor método de análise, sendo este considerado mais robusto ([CUAMBE et al., 2018](#)).

Uma análise mais detalhada destes quatro exemplos mencionados anteriormente nas Figuras 6.6–6.9, mostra por outro lado, que embora as imagens e os espectros não coincidam perfeitamente, os erros encontrados na maioria dos seus parâmetros comparados (isto é, 6 parâmetros num total de 10, $\sim 60\%$) encontram-se abaixo de 20 por cento o que reflete a análise estatística apresentada na Figura 6.5 ([CUAMBE et al., 2018](#)), que ilustra claramente que em 10 parâmetros comparados, 8 apresentam acertos acima de 60 por cento para ambos casos considerados.

No entanto, comparando os erros médios obtidos na simulação **A**, assumindo que o primeiro resultado do banco (Figura 6.6) melhor reproduz a simulação, obtém-se em média cerca de 15,3 por cento, enquanto o erro médio calculado pela média ponderada

Figura 6.7 - Resultado do banco com $\chi^2_{i=1}$.



O painel a esquerda mostra a simulação, o painel central o resultado do banco com χ^2 subsequente da Figura 6.6. O painel a direita mostra os espectros. Em asterisco a simulação e a linha contínua o espectro do resultado do banco.

Fonte: Produção do autor

é cerca de 13,5 por cento. Os erros relativos de cada um dos parâmetros, tanto do primeiro resultado do banco, assim como da média ponderada são mostrados na Tabela 6.5.

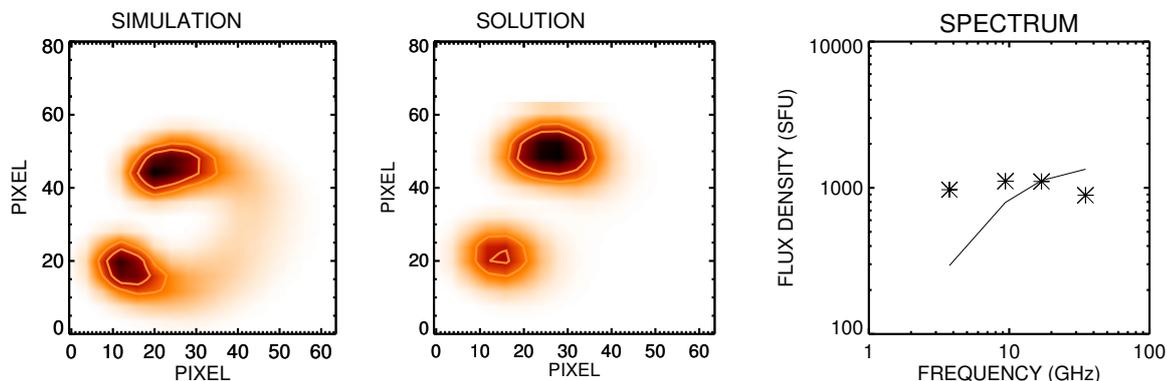
6.1.3.2 Simulações cujas soluções são as médias ponderadas

Mostramos também na Tabela 6.6, dois exemplos de soluções das simulações **B** e **C**, em que partindo dos seu parâmetros originais (negrito) calculamos a média ponderada dos cem melhores resultados.

A Figura 6.11 mostra, no topo as imagens em quatro frequências (3.75, 9.4, 17 e 34 GHz) da simulação **B** calculadas com os parâmetros em negrito mostrados na Tabela 6.6. Abaixo estão mostradas as imagens nas mesmas frequências, calculadas a partir da média ponderada dos respectivos parâmetros.

Observa-se no entanto, que em baixas frequências (3.75 e 9.4 GHz) essas imagens são quase idênticas aos olhos do observador, enquanto nas frequências mais altas (17 e 34 GHz), apresentam ligeiras diferenças nas distribuições do brilho, principalmente em 17 GHz em que o resultado sugere maior emissão nos pés, enquanto que a simulação sugere uma distribuição homogênea.

Figura 6.8 - Resultado do banco com $\chi^2_{i=2}$.



O painel a esquerda mostra a simulação, o painel central o resultado do banco com χ^2 subsequente da Figura 6.7. O painel a direita mostra os espectros. Em asterisco a simulação e a linha contínua o espectro do resultado do banco.

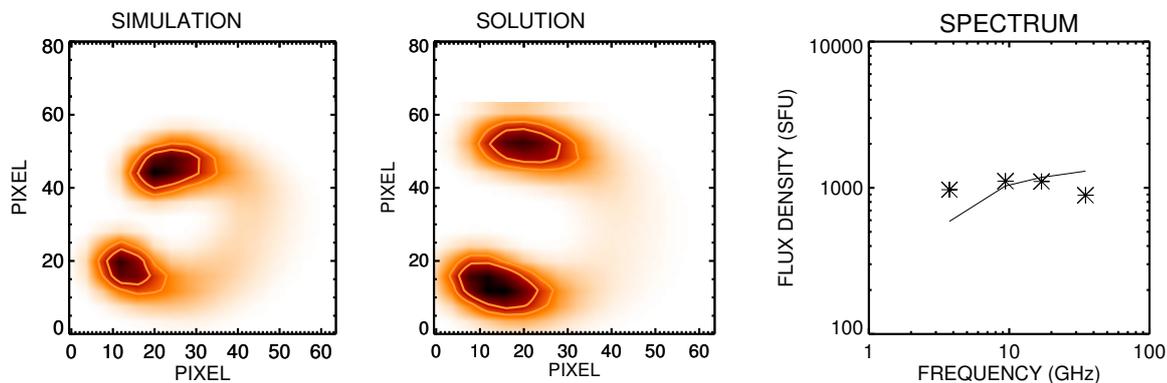
Fonte: Produção do autor

Estas diferenças acentuadas em altas frequências podem ser vistas mais claramente nos espectros mostrados na Fig. 6.10. Nestes espectros, os asteriscos indicam as densidades de fluxos da simulação, enquanto a linha contínua é o espectro calculado da média ponderada. Apesar da aproximação da média ponderada dos parâmetros ser mais adequado para representar a solução, nem sempre os resultados mostram-se satisfatórios. Como foi mencionado anteriormente o cálculo da emissão girossincrotrônica depende fortemente de vários fatores, fazendo com que uma ligeira diferença num dos parâmetros altere significativamente as imagens e os espectros calculados.

Fica claro que independente da alternativa que escolhemos para buscar uma solução dentro do banco de modelos não existe um número suficiente de modelos para que uma solução bem próxima esteja presente. Isso é um fato, pois considerando-se dez parâmetros com uma variação destes em cerca de 10^3 possíveis valores o resultado ideal seria um banco com cerca de 10^{30} elementos.

Portanto, uma possível solução nestes casos é utilizar a busca no banco como uma solução inicial e recorrer a outros métodos que ajudem a calcular novos modelos refinando a busca. Assim, implementamos a busca do ajuste de espectro e imagens com base no algoritmo genético (discutido no Capítulo 4.5). Com esta ferramenta adicional, é possível gerar uma população de indivíduos a partir da busca efetuada

Figura 6.9 - Resultado do banco com $\chi_{i=3}^2$.



O painel a esquerda mostra a simulação, o painel central o resultado do banco com χ^2 subsequente da Figura 6.8. O painel a direita mostra os espectros. Em asterisco a simulação e a linha contínua o espectro do resultado do banco.

Fonte: Produção do autor

no banco de modelos.

Mostraremos mais adiante no Capítulo 7 uma aplicação conjunta efetuada a uma observação, implementando o método de busca simples (ii) ajustada com o algoritmo genético (pikaia).

6.1.4 Discussão dos resultados

Consideramos que os resultados obtidos na presente Secção 6.1.3 representam uma melhoria na análise de explosões solares em micro-ondas em termos do tempo de processamento e ajuste de parâmetros.

No entanto, o resultado estatístico mostrado na Figura 6.5 representa uma melhoria do atual método de busca simples em relação ao método testado na Secção 6.1.1. Mencionamos também, que o atual banco de dados representa uma melhoria em relação à primeira versão do banco apresentada por Costa et al. (2013). Apesar deste anterior banco reproduzir estatisticamente cerca de 60 por cento dos espectros do NoRH, nenhuma análise foi feita em relação aos ajustes das imagens. Foi mostrado na Secção 6.1.1 que somente o ajuste dos espectros pode conduzir a falsas conclusões.

Pela análise da distribuição de erros relativos dos parâmetros selecionados na amos-

Tabela 6.5 - Erros relativos dos parâmetros da simulação A

Parameter	ω (1)	δ (2)	$N_{\text{nth}}(\log)$ (3)	As (4)	Az (5)
A	1.37730	2.42539	6.38534	16.5031	75.6650
1 Erro	1.12157 18.6%	2.14750 11.4%	6.38453 0.0%	-13.0776 32.8%	74.2153 1.6%
Média Erro	1.04766 23.9%	2.44599 0.8%	6.51370 2.0%	-11.6934 20.7%	74.7544 1.2%

Parameter	R_{Arc} (6)	F_{sep} (7)	H_{Arc} (8)	In (9)	B (10)
A	0.0125987	0.0241344	0.0502481	36.3673	1505.44
1 Erro	0.00908336 27.9%	0.0211555 12.3%	0.0454603 9.5%	26.2882 11.1%	1084.96 27.9%
Média Erro	0.0100789 20%	0.0247609 2.6%	0.0446416 11.1%	18.2583 49.7%	1450.04 3.7%

tra de cerca de mil simulações efetuadas (Figura 6.5), observa-se que a grande maioria desses parâmetros apresenta erros relativos inferiores a 20 por cento com exceção do raio de ápice e campo magnético que se estende para cerca de 50 por cento.

A simulação **A** apresentada na Secção 6.1.3.1 mostra um exemplo típico de degenerescência de soluções, cujos χ^2 apresentam valores muito próximos, tornando difícil a escolha do melhor resultado. Por exemplo os parâmetros da simulação **A** sugerem uma distribuição homogênea dos elétrons não térmicos ($\omega \sim 1.38$), enquanto que as soluções apresentam seguintes distribuições: 1–homogênea ($\omega \sim 1.12$), 2–looptop ($\omega \sim 1.55$), 3–footpoint ($\omega \sim 0.26$) e 4–homogênea ($\omega \sim 0.74$), respetivamente (ver Tabela 6.4).

Considerando portanto, modelos 1 e 4 como melhores resultados, cuja concentração dos elétrons é similar em termos do intervalo considerado para este tipo de distribuição, verifica-se que o índice espectral de energia dos elétrons e campo magnético variam bastante. Esta variação nos parâmetros de cada uma das possíveis soluções é um forte indício que a escolha de um único modelo no banco pode conduzir a

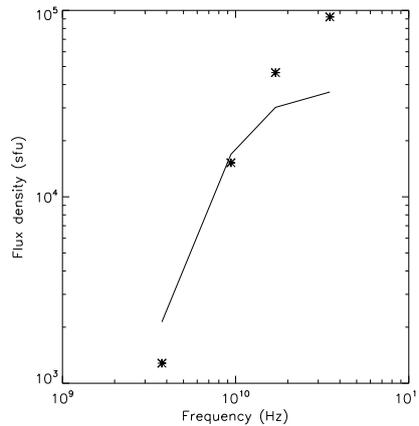
Tabela 6.6 - Parâmetros das simulações e as respectivas soluções usando a média ponderada.

Parameter	ω (1)	δ (2)	$N_{\text{nth}}(\log)$ (3)	As (4)	Az (5)
B	0.457685	1.79625	7.19426	-13.1240	-64.3377
Média	1.13904	2.26227	7.14912	-0.656433	-70.1029
Erro (%)	148.8	25.9	0.6	94.9	8.9
	R_{Arc} (6)	F_{sep} (7)	H_{Arc} (8)	In (9)	B (10)
B	0.00675105	0.0365211	0.0286779	-16.8787	1601.53
Média	0.0118904	0.0356033	0.0349081	0.0682524	2102.58
Erro (%)	76.1	2.5	21.7	100.4	31.2
Parameter	ω (1)	δ (2)	$N_{\text{nth}}(\log)$ (3)	As (4)	Az (5)
C	0.625448	2.15660	7.83629	-13.4257	-45.6930
Média	1.04260	2.06906	7.07378	-6.98112	-40.5153
Erro (%)	66.6	4.0	9.7	48.0	11.3
	R_{Arc} (6)	F_{sep} (7)	H_{Arc} (8)	In (9)	B (10)
C	0.0126588	0.0489333	0.0301419	33.7166	1432.49
Média	0.0133219	0.0383628	0.0408576	1.18692	2076.60
Erro (%)	5.2	21.6	35.5	96.4	44.9

conclusões errôneas. Para contornar estes resultados indesejados adotou-se a média ponderada como melhor método de análise, sendo este mais robusto.

Observando a Tabela 6.5 verifica-se no geral que os parâmetros calculados a partir dos erros da média ponderada apresentam melhor porcentagem de acerto (cerca de 60% em 10 parâmetros), cujo erro médio é cerca de 13.5 por cento comparativamente ao primeiro elemento do banco (15.3%). Este é um forte indício que o uso da média ponderada dos cem melhores modelos do banco como método de análise dos parâ-

Figura 6.10 - Espectros da simulação B.



Em asterisco indica o espectro da simulação **B**, cujos parâmetros são mostrados na Tabela 6.6, e a linha contínua o ajuste calculado a partir da média ponderada.

Fonte: Produção do autor

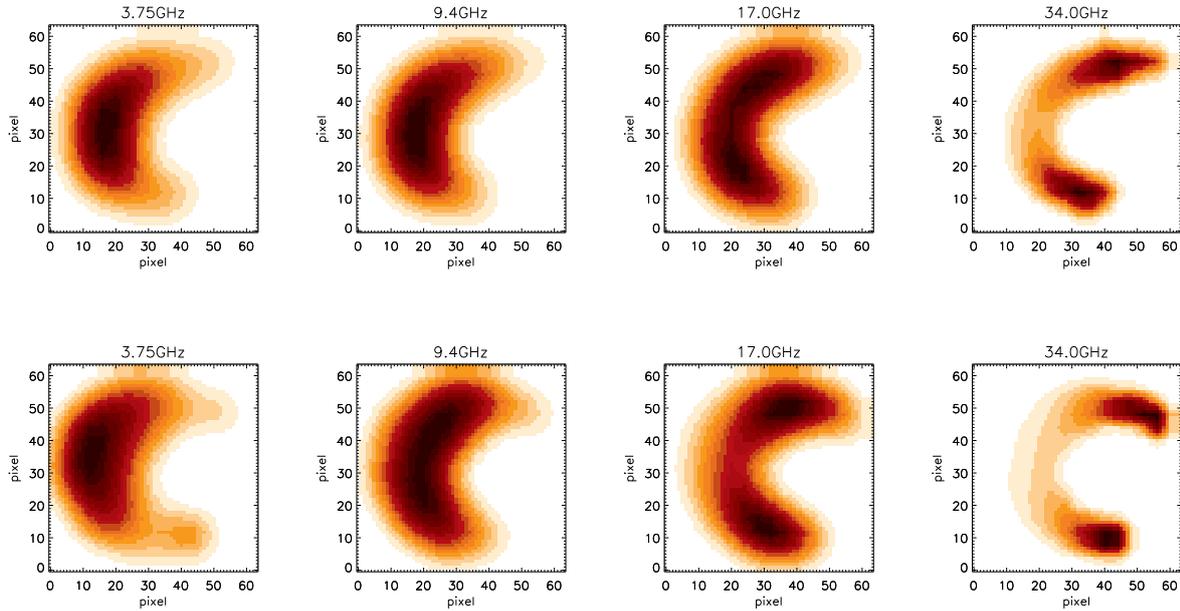
metros de uma explosão solar é mais eficiente e robusto (CUAMBE et al., 2018), se comparado com um único elemento do banco baseado no menor χ^2 .

É importante mencionar que tanto a imagem, assim como o espectro ficam aos olhos do observador claramente diferentes e isso pode ou não significar uma grande diferença quanto aos parâmetros verdadeiros da explosão solar.

Devemos lembrar com segurança que o uso de informações conhecidas para a busca de modelos no banco de dados é fundamental para o refinamento de soluções. Por exemplo conhecendo o azimute, inclinação ou assimetria que podem ser obtidos através de observações dos magnetogramas ou observações em diferentes bandas do espectro eletromagnético, melhora significativamente a probabilidade de acerto, pois diminui o espaço de parâmetros.

Uma análise parcial da amostra em estudo (mil simulações), limitando o azimute dentro de dez graus de precisão, revelou um acerto em cerca 60 por cento, isto é, $\sum_{i=1}^{10} |\zeta_i| \leq 2$ (em média $\zeta_i \sim 0.2$ para todos os dez parâmetros). Esse número aumenta para 64 por cento quando se limita a inclinação e assimetria com cerca de 10 por cento de precisão.

Figura 6.11 - Mapas de distribuição do brilho da simulação B.



No topo são mostradas as imagens calculadas em 3.75, 9.4, 17 e 34 GHz da simulação **B** (Tabela 6.6), e abaixo as imagens calculadas com o parâmetros médios.

Fonte: Produção do autor

6.1.5 Análise da implementação do parâmetro ζ

A variável mencionada ζ definida como erro total só é conhecida nas simulações implementadas onde se conhecem todos os parâmetros reguladores da emissão em micro-ondas, não sendo aplicável para observações.

Para verificar se existe uma correlação linear entre os diversos χ^2 e ζ nas simulações implementados na Secção 6.1 consideramos as seguintes hipóteses (H_0 ou H_1) estatísticas,

- a) $H_0 = 0$: Não existe correlação entre χ^2 e ζ .
- b) $H_1 > 0$: Existe correlação linear entre χ^2 e ζ .

No entanto, para uma população de n elementos correlacionada com índice $^1\rho$, a probabilidade de uma amostra randômica com mesmo número de elementos ter o

¹Coefficiente de correlação linear

mesmo coeficiente de correlação pode ser calculada usando a probabilidade integral (BEVINGTON; ROBINSON, 2003):

$$P_r(r, \psi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma[(\psi + 1)/2]}{\Gamma(\psi/2)} (1 - \rho^2)^{(\psi-2)/2} \quad (6.3)$$

em que $\psi = n - 2$ denomina os graus de liberdade da amostra, ρ o coeficiente de correlação (Equação 6.4) e a função Γ representa a largura máxima a meia altura dessa distribuição. Portanto, para cada elemento da amostra várias são as possíveis soluções encontradas dentro de um determinado intervalo selecionado (veja Secção 5.3). No entanto, para cada conjunto de soluções é possível investigar a existência de possível correlação pela expressão (BEVINGTON; ROBINSON, 2003),

$$\rho = \frac{n \sum \chi^2 \zeta - \sum \chi^2 \sum \zeta}{\sqrt{[n \sum (\chi^2)^2 - (\sum \chi^2)^2][n \sum (\zeta)^2 - (\sum \zeta)^2]}} \quad (6.4)$$

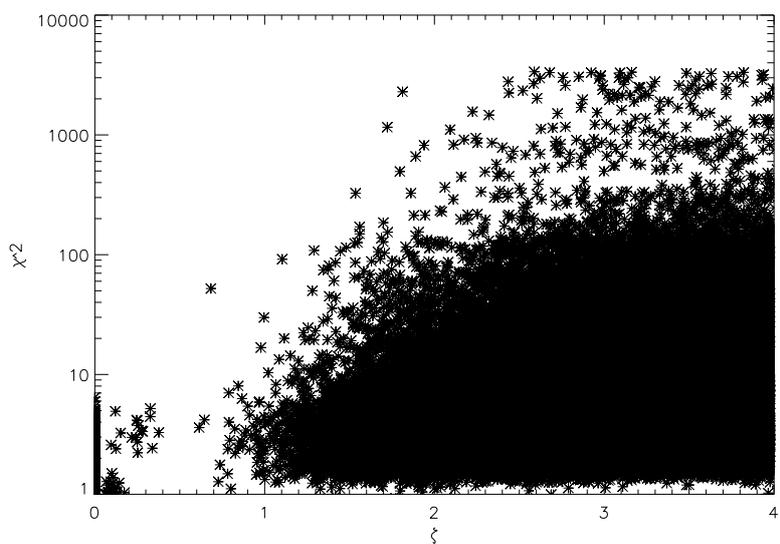
Se a probabilidade apresentada na Equação (6.3) for pequena, isto indica forte indício de possível correlação para esse coeficiente $\rho \neq 0$.

A Figura 6.12 mostra a distribuição do erro total de todos elementos que fazem parte da amostra n cuja correlação média é $\bar{\rho} = 0.136604$. Este $\bar{\rho}$ foi calculado empiricamente pela média de correlação de todos modelos encontrados para cada elemento da amostra $\bar{\rho} = \sum_1^n \rho/n$.

Aplicando o teste de significância de correlação de Bevington e Robinson (2003) resulta na rejeição da hipótese nula ($H_0 = 0$), isto significa que existe uma provável correlação linear entre χ^2 e ζ . No entanto, apesar de existir essa correlação verificamos nas simulações efetuadas na Secção 6.1 e pelos resultados mostrados na Figura 6.12, que nem sempre os menores ζ (erro total) correspondem aos menores χ^2 . Fica também evidente que apesar do χ^2 apresentar valores ≤ 100 , não é nenhuma garantia de bons resultados.

Por outro lado, é importante mencionar que este banco de modelos é ainda muito modesto em termos de número de elementos necessários para se chegar a uma boa solução. Por exemplo, se variarmos os dez parâmetros previamente selecionados em cem valores diferentes resultaria em cerca de 10^{20} elementos, ao invés dos atuais 10^5 presentes no banco. Portanto, a principal finalidade prática deste banco com muito menos elementos, é encontrar alguns pressupostos iniciais que nos orientem a aproximação do resultado provável como uma taxa de acerto de cerca ~ 56 por cento

Figura 6.12 - Distribuição do erro total ζ em função de χ^2 .



No eixo-X é mostrado o valor absoluto do erro total $|\zeta|$, eixo-Y o respectivo χ^2 de cada um dos elementos simulados.

Fonte: Produção do autor

mencionado anteriormente neste Capítulo. Este resultado ainda pode ser melhorado usando outros algoritmos que permitam calcular novas soluções usando como base um pequeno espaço de parâmetros.

7 CARACTERÍSTICAS EMPÍRICAS DOS PARÂMETROS DAS EXPLOSÕES SOLARES

Neste capítulo apresentamos algumas características das explosões solares observadas pelo NoRH inferidas estatisticamente pelo banco de modelos usando como base de comparação grande parte da informação obtida na literatura, bem como os seus intervalos de validade.

O referido banco de modelos foi construído considerando uma distribuição homogênea de todos os principais parâmetros reguladores da emissão girossincrotrônica. Estes parâmetros foram aleatoriamente escolhidos dentro de um determinado intervalo selecionado mencionado anteriormente no Capítulo 4.

7.1 Características inferidas dos eventos NoRH a partir do banco

Como foi mostrado anteriormente na Figura 5.2, este banco de modelos cobre todo intervalo de fluxos observados pelo NoRP, apesar dos dados estarem super estimados. No entanto, um dos resultados importantes que se pode observar é a relação entre a densidade de fluxo em 17 GHz (tipicamente no regime opticamente fino) e a área emissora da fonte (veja os pontos cinzentos na Figura 7.2). Essa relação nos permite descartar todos modelos do banco que não são importantes para o Sol, evitando a contribuição de parâmetros resultantes de explosões improváveis.

Avaliamos primeiramente a conhecida dependência entre os índices espectrais α e δ dos modelos de fontes homogêneas (DULK; MARSH, 1982; DULK, 1985), para verificar se esta característica é preservada no nosso banco. Selecionamos no banco todos modelos cuja densidade de fluxos em 17 GHz são maiores que em 34 GHz ($17 > 34$ GHz). Este corte garante que todos os modelos selecionados estejam no regime opticamente fino.

Usando a expressão de Dulk (1985) calculamos o índice espectral rádio (α_{fino}) e representamos graficamente em função do índice espectral de energia dos elétrons δ do modelo do banco para verificar a persistência desta relação que nos permita inferir rapidamente o parâmetro δ .

O resultado pode ser visto na Figura 7.1, em que os pontos negros representam cada um dos modelos do banco ajustado linearmente por uma função pré-definida (*ladfit.pro*) no IDL. Esta função ajusta o modelo linear ($y = A + Bx$), usando um método robusto de desvios mínimos. Os coeficientes encontrados no ajuste desta reta são similares aos derivados na expressão de Dulk (1985)(veja Equação 5.2 para

Figura 7.1 - Distribuição do δ no banco em função de α calculado.

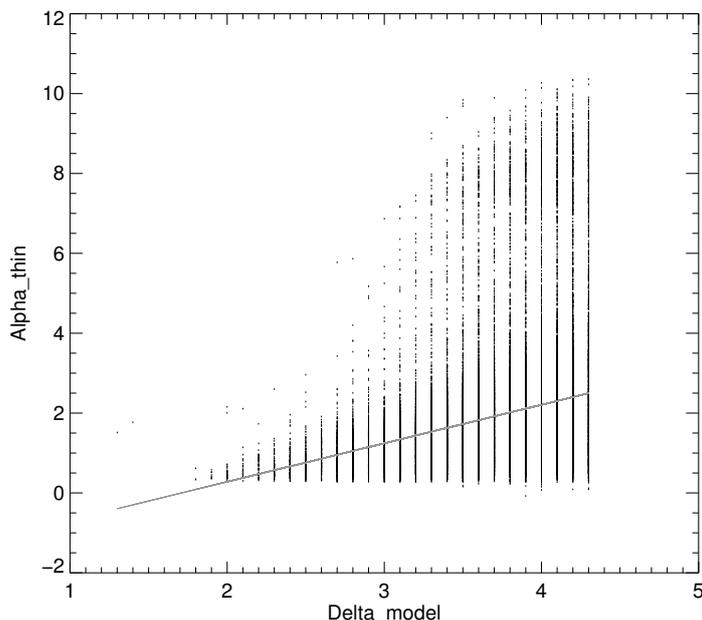


Figura mostra a correlação existente entre o δ dos modelos (Delta-model) e o α calculado (Alpha-thin) implementando a Equação 5.1. Os pontos negros são todos os modelos que apresentam a condição $F_{17} > F_{34}$. A linha contínua é o ajuste linear.

comparação), o que permite concluir que esta característica mantém-se preservada no atual banco de modelos,

$$\alpha = 0.96\delta - 1.20. \quad (7.1)$$

Nesta Equação (7.1), α representa o índice espectral rádio que foi calculado com base nos fluxos em 17 e 34 GHz nos modelos sob condições acima identificadas, e δ é o valor imputado no cálculo de cada modelo (índice espectral de energia dos elétrons). Nota-se que para $\delta > 3$ existe um espalhamento grande que pode levar a um erro maior na inferência deste parâmetro.

Por outro lado, uma avaliação estatística possível das observações do NoRH é a fortuita dependência que a densidade dos fluxos em 17 GHz têm em relação à área emissora.

Na Figura 7.2 é possível observar que existe uma correlação entre a área emissora da fonte (ou diâmetro da fonte, definido aqui como a raiz quadrada da área emissora) e o fluxo produzido em 17 GHz. Aplicando essa condição de correlação permite-nos encontrar certas propriedades estatísticas dos parâmetros que são revelados pelas explosões observadas.

Figura 7.2 - Correlação entre o tamanho do arco e o fluxo produzido em 17 GHz.

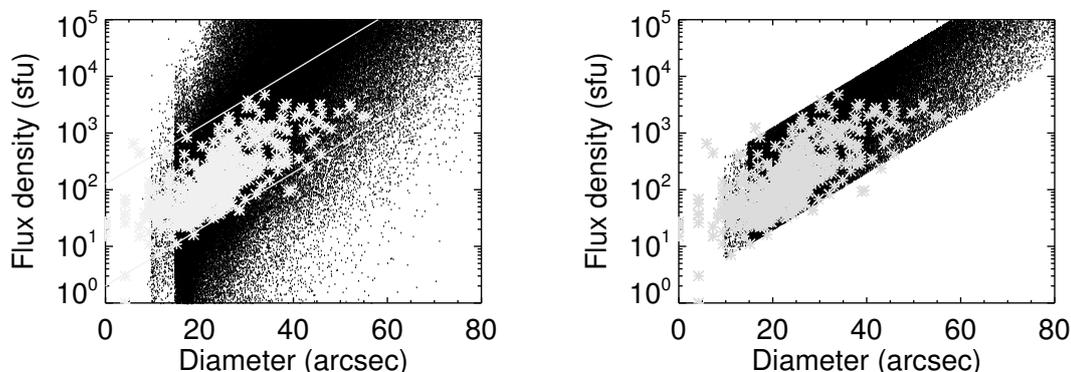


Figura mostra a correlação existente entre o tamanho do arco e o fluxo produzido em 17 GHz. Os pontos preto representam todos modelos do banco convoluídos (~ 10 segundos de arco), e os asteriscos cinzas as observações do NoRH em função dos fluxos (NoRP) em 17 GHz.

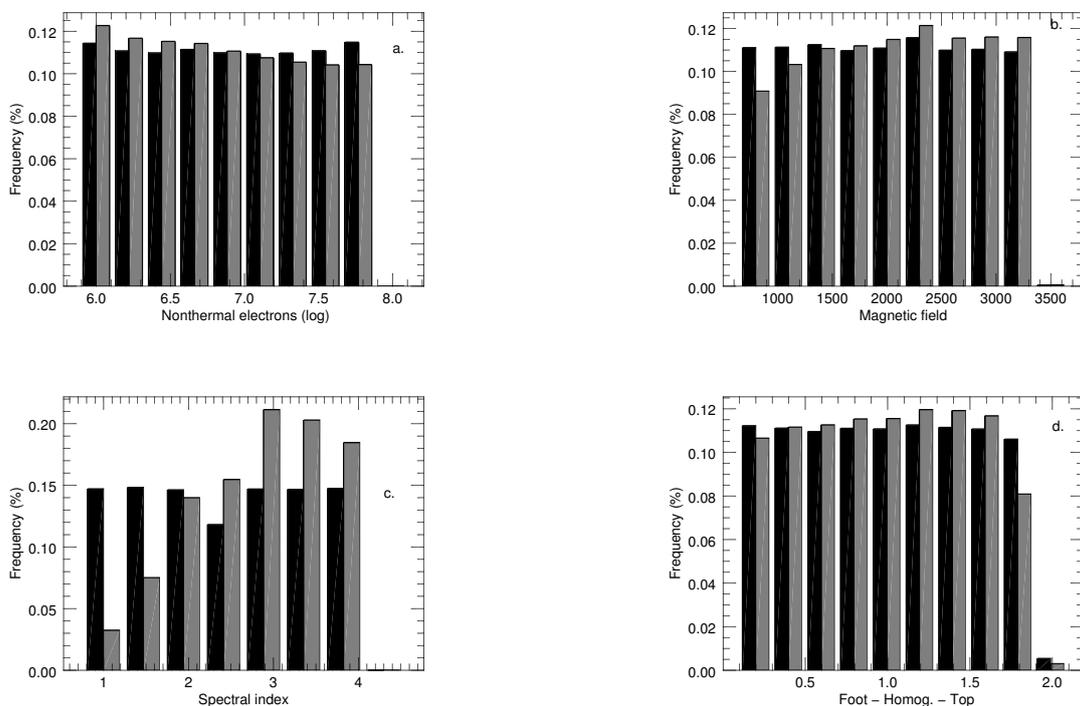
Fonte: Produção do autor

Nesta mesma Figura 7.2, em preto é mostrado o diâmetro efetivo de todos modelos do banco (convoluídos com o tamanho do feixe em 17 GHz do NoRH) em função da densidade do fluxo em 17 GHz. Em asteriscos (cinza) estão sobrepostas todas as explosões observadas pelo NoRH em função dos fluxos obtidos pelo NoRP. O painel à direita da Figura 7.2 mostra os cortes efetuados nos limites superior e inferior de todos os modelos do banco que não fizeram parte desse intervalo identificado com as observações do NoRH.

Analizamos portanto o que foi removido do banco. As barras pretas nas Figuras 7.3, 7.4 e 7.5 indicam a distribuição dos parâmetros do modelo no banco de dados sem nenhuma alteração. Esses parâmetros foram homoganeamente distribuídos dentro do intervalo definido pela Tabela 5.1.

A Figura 7.3 mostra a distribuição dos parâmetros tais como, a densidade dos elétrons não térmicos (escala logarítmica) e o índice espectral de energia dos elétrons (δ), e também mostra a distribuição do campo magnético. Em preto apresentamos a distribuição quase-homogênea desses parâmetros nos modelos do banco antes do corte efetuado (painel à esquerda da Figura 7.2), e em cinza a distribuição dos mesmos parâmetros dos modelos do banco que melhor se ajustam às observações do

Figura 7.3 - Distribuição dos parâmetros energéticos incluindo campo magnético e o local de concentração máxima do elétrons.



Os histogramas mostram a distribuição dos parâmetros energéticos antes (preto) e depois do corte (cinza) dos modelos no intervalo selecionado. O eixo-X em cada painel indica o valor do parâmetro e o eixo-Y a frequência estatística. Painel *a*– densidade dos elétrons não térmicos (escala logarítmica), *b*– campo magnético, *c*– Índice espectral de energia e *d*– concentração máxima.

Fonte: Produção do autor

NoRH depois do corte (painel à direita da Figura 7.2). Observando o painel *a* da Figura 7.3 nota-se uma certa tendência de maior concentração da densidade dos elétrons não térmicos em cerca de $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Existe uma maior concentração de elétrons não térmicos localizado abaixo do valor médio (centro) da nossa distribuição que situa-se em torno de $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Este valor é comumente encontrado na literatura como valor típico de uma explosão solar. Valores baixos de densidades dos elétrons já foram reportados anteriormente nos trabalhos de Pinto e Costa (2009), Kawate et al. (2012). Esta tendência de baixas concentrações implica uma redução no limite inferior deste parâmetro no banco de modelos para melhores diagnósticos futuros .

Em relação ao campo magnético fotosférico (painel *b*) observa-se que existe uma

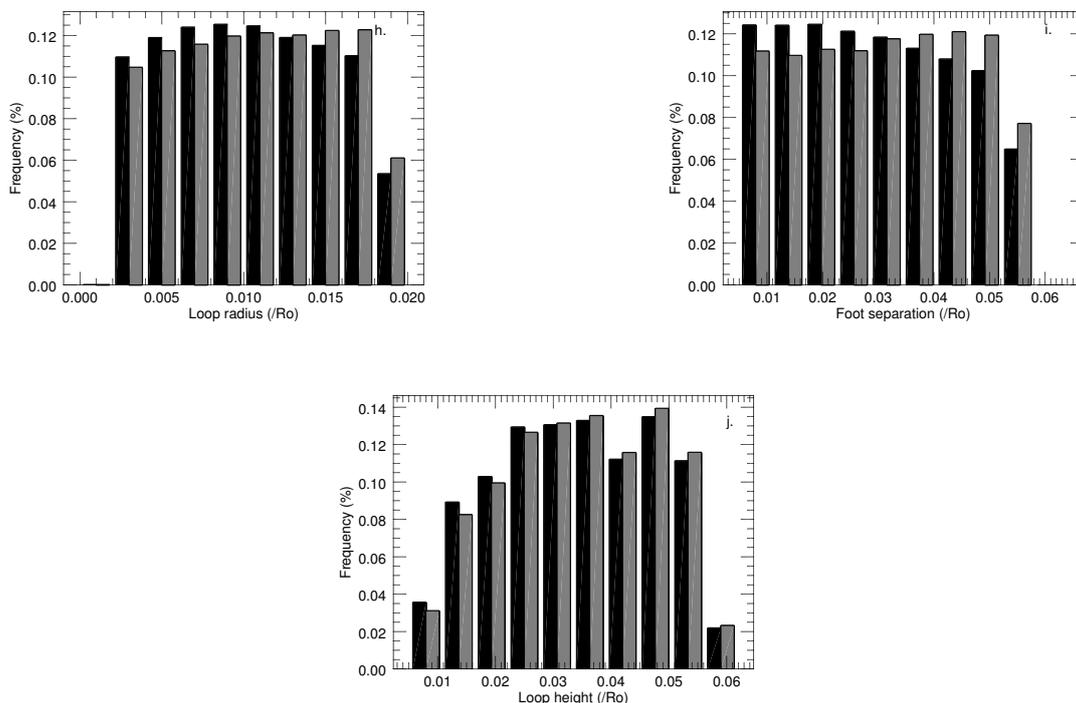
redução significativa de modelos cujo valor máximo encontra-se abaixo de 1000 G e nota-se um ligeiro aumento na população de modelos cujos campos estão acima dos 2000 G. Lembramos que o campo magnético que estamos mostrando refere-se ao campo nos pés do nosso arco magnético, que sofre alteração no produto final. Esses valores do campo magnético acima dos 1800 G são típicos nas regiões ativas ao nível da fotosfera e já foram reportados na literatura para regiões de baixa coroa e na cromosfera solar (AKHMEDOV et al., 1982; WHITE et al., 1991; SHIBASAKI et al., 1994).

Pela distribuição do índice espectral de energia dos elétrons (Painel *c*) depois do corte mencionado na Figura 7.2, verifica-se que o pico máximo da distribuição localiza-se em cerca de $\delta \sim 3$. Este valor do índice espectral de energia dos elétrons coincide perfeitamente com os valores encontrados nas observações ($\bar{\delta} = 2.7 \pm 0.8$) mencionadas anteriormente na Figura 5.1 (veja Secção 5.1). Este resultado é um forte indício que o intervalo de parâmetros selecionados para a construção do nosso banco são preferenciais para explosões solares observadas em micro-ondas.

Também é mostrado no painel *d* da Figura 7.3 a localização dos elétrons não-térmicos no instante do pico máximo do evento: É perceptível que essas explosões têm uma tendência a se concentrar no topo do arco. Verifica-se um certo aumento para a distribuição homogênea ($0.6 \leq \omega \leq 1.5$) e desloca-se para maior concentração para o topo do arco (onde $\omega \sim 1.6$). Verifica-se também uma diminuição drástica de modelos cujas concentrações no topo do arco são maiores que $\omega > 1.75$. Pode-se inferir no entanto, que esta queda significa apenas que os modelos (mesmo antes do corte) com parâmetros combinados que levem a uma diminuição muito intensa do fluxo com os campos magnéticos muito baixo no topo não foram calculados devido a certas combinações que o modelo rejeitou (objeto de futura análise).

A Figura 7.4 mostra a distribuição dos parâmetros geométricos tais como raio do ápice, altura e separação dos pés do arco magnético dos modelos do banco. Similarmente à anterior descrição, em preto é ilustrado a distribuição homogênea dos modelos antes do corte mostrado no painel à esquerda da Figura 7.2, e em cinza os modelos do banco que melhor se ajustam as observações do NoRH depois do corte. Notam-se no entanto, que as características geométricas inferidas das explosões do NoRH tendem a preencher tamanhos maiores que $\geq 0.04R_{\odot}$ para altura e separação dos pés do arco magnético, bem como para tamanhos maiores $\geq 0.015R_{\odot}$ para o raio do ápice. Em outras palavras, o volume típico das explosões observadas são maiores que o centro da nossa distribuição.

Figura 7.4 - Distribuição dos parâmetros geométricos antes e depois do corte.



Os parâmetros geométricos aqui considerados são: raio (h), altura (j) e separação dos pés do arco magnético (i). O eixo-X em cada painel indica o valor do parâmetro e o eixo-Y a frequência estatística. Preto indica a distribuição dos parâmetros no banco, e cinza os mesmos parâmetros excluindo os que não ajustam as observações do NoRH.

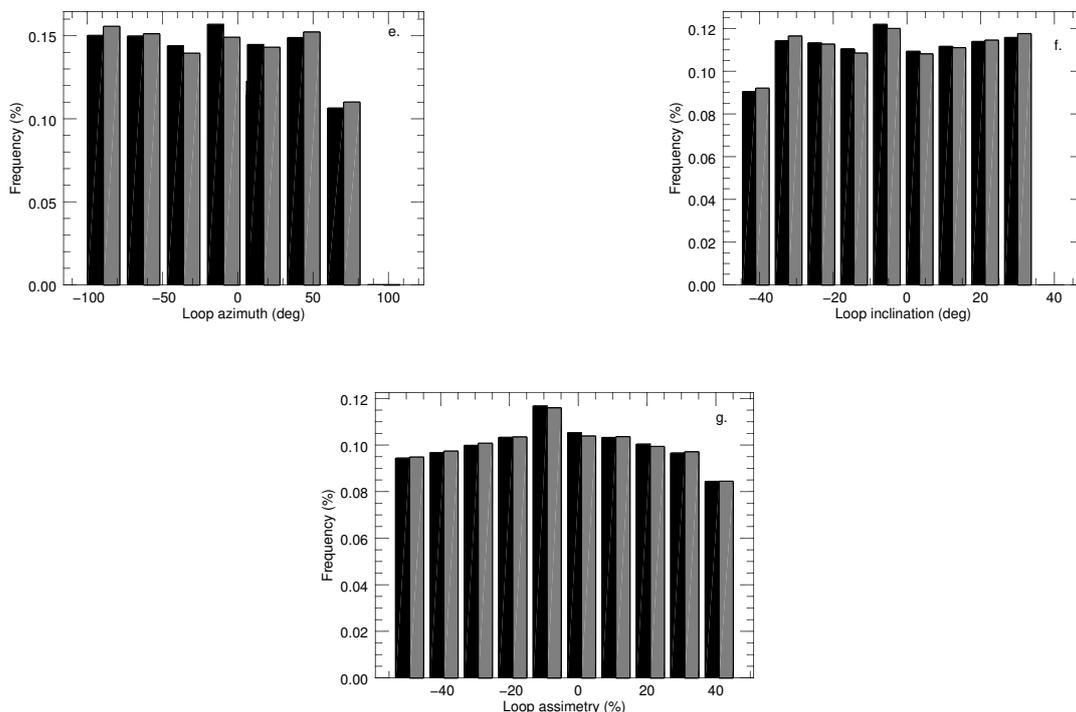
Fonte: Produção do autor

Figura 7.5 mostra a distribuição da orientação do arco magnético em relação ao equador solar, ou ainda ao plano normal em relação à tangente da superfície solar definidos como azimute, inclinação e assimetria do arco magnético. Similarmente às análises anteriores, os modelos do banco sem nenhuma modificação são designados pela cor preta, enquanto os modelos que se ajustam as observações do NoRH indicados pela cor cinza.

Apesar da distribuição irregular de ambos conjuntos, pode-se afirmar que as explosões do NoRH não têm preferências em relação a nenhum desses parâmetros analisados.

Pode-se concluir no entanto, que apesar de certas restrições impostas para reduzir o número de parâmetros no atual banco de dados (como por exemplo a escolha de única lei de potência na distribuição de energia do elétron ou a escolha da distribuição isotrópica do ângulo de passo), este banco abrange todo intervalo de parâmetros

Figura 7.5 - Distribuição da orientação do arco magnético antes e depois do corte.



Distribuição de parâmetros que caracterizam a orientação do arco magnético nominalmente: azimute (e), inclinação (f) e assimetria do arco (g). O eixo-X em cada painel indica o valor do parâmetro e o eixo-Y a frequência estatística.

Fonte: Produção do autor

aparentemente observados pelos dados do NoRH.

7.2 Aplicação do banco a um evento solar

Como exemplo de aplicação do banco de modelos, analisamos a explosão solar ocorrida em 31 de Maio de 2002 (Figura 7.9). A explosão ocorreu no limbo Leste solar, cuja coordenada heliográfica é S30E85. Este evento, com classificação GOES M2.4, tem uma forma geométrica bem definida (forma de arco) e já foi analisado previamente em raio-X por [Shih et al. \(2009\)](#), como também [Kawate et al. \(2012\)](#) fizeram uma análise conjunta em rádio e raio-X deste mesmo evento.

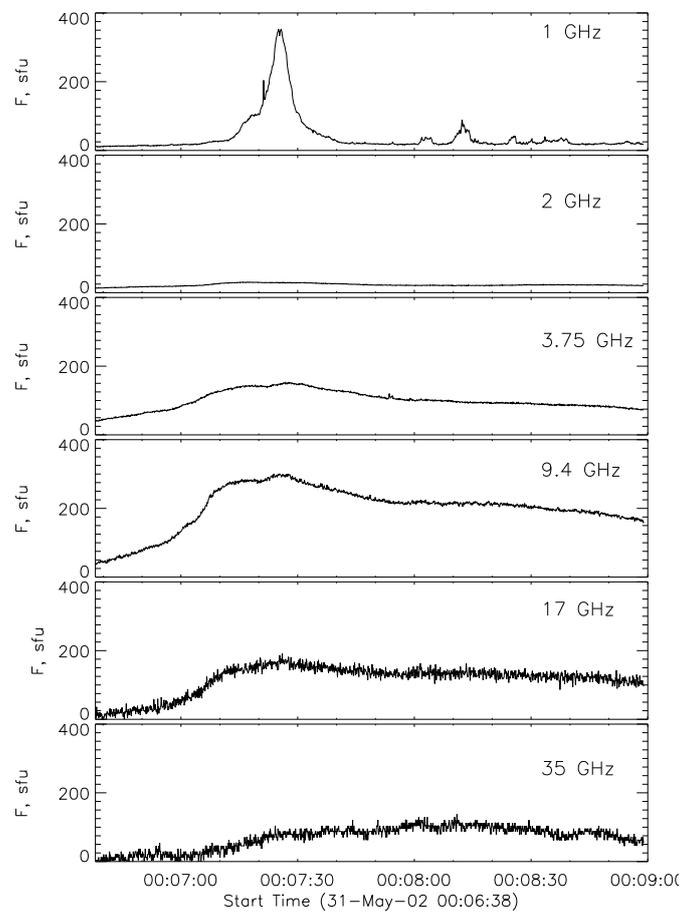
Obtivemos os valores dos fluxos em quatro frequências usadas no nosso banco de modelos com ajuda da base de dados do NoRP sem nenhuma re-calibração nem tratamento adicional. Utilizamos também as imagens em 17 e 34 GHz obtidas na página do NoRH. O pico máximo em 9.4 GHz foi observado no NoRP as 00:07:25

UT (Figura 7.6).

O NoRP funciona em sete canais diferentes nominalmente 1, 2, 3.75, 9.4, 17, 35 e 80 GHz, com uma resolução temporal de cerca de ~ 0.1 segundos.

A Figura 7.6 mostra os primeiros dois minutos dos perfis temporais nas frequências 1-35 GHz. Este evento teve a duração de cerca de 31 minutos, iniciando às 00:06:38 UT e finalizando 00:37:23 UT.

Figura 7.6 - Perfis temporais nas frequências 1-35 GHz.



Verifica-se um pico de emissão em 1 GHz que pode ser causado pela emissão de plasma. Nas frequências de interesse (3.75-35 GHz) nota-se um ligeiro aumento em todas bandas, principalmente em 9.4 GHz.

Fonte: Produção do autor

O nosso maior interesse nesta análise é mostrar a eficiência do banco usando as ferramentas produzidas e descritas anteriormente na Secção 5.3, que consistem na busca de melhor modelo que ajuste os dados observacionais e que nos permita inferir todos principais parâmetros dessa explosão ocorrida em Maio de 2002, e compará-los com as análises anteriores.

O mapa de distribuição de brilho do NoRH em 17 GHz, na maioria das vezes não resolve uma geometria clara em forma de arco, eventualmente devido à emissão no topo do arco magnético ou devido aos tamanhos dos arcos das explosões serem inferiores a resolução do instrumento. No entanto, para distribuição do brilho dos arcos magnéticos nestas condições adotamos por alinhá-los por formas ovais.

Referimos anteriormente que em alguns casos, pode-se usar observações em diversos intervalos do espectro eletromagnético para reduzir o espaço de parâmetros usados no banco de modelos. Por exemplo usando os magnetogramas e imagens em EUV pode ajudar a identificar o azimute (rotação dos pés do arco em relação ao equador solar), se este não estiver localizado no limbo e assimetria de campo magnético.

Pela análise do magnetograma verificamos que os valores máximos (positivos e negativos) do campo magnético estão no entorno de ~ 2200 G para este evento. Estes valores estimados do campo magnético nos pés sugerem uma assimetria baixa.

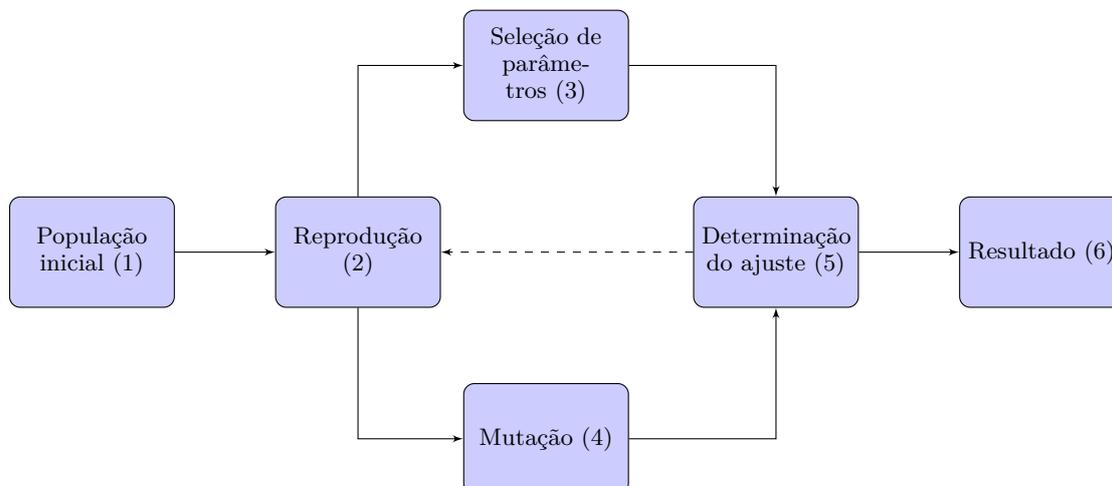
Os parâmetros inferidos desta observação, usando a média ponderada (descrito anteriormente na Secção 6.1.3.2) são mostrados na Tabela 7.1.

A Tabela 7.1 mostra também a solução final obtida a partir do refinamento dos resultados pelo algoritmo genético Pikaia (CHARBONNEAU, 1995). Este refinamento consiste em calcular novos elementos que não existiam no banco que melhor ajustam os dados.

Tabela 7.1 - Melhor solução da explosão ocorrida em 31/05/2002.

Parâmetro	ω	δ	N_{nth} (log)	As (Deg)	Az (Deg)
Média	1.91	3.12	6.72024	5.65	44.00
Solução	1.94	2.49	6.00277	1.00	-80.60
	R_{Arc} ($\times 10^9$ cm)	F_{sep} ($\times 10^9$ cm)	H_{Arc} ($\times 10^9$ cm)	In (Deg)	B (G)
Média	0.58	2.20	2.97	4.33	2231
Solução	0.27	2.51	1.74	0.00	2297

Figura 7.7 - Diagrama de blocos do funcionamento do Pikaia.



Principais etapas de funcionamento do pikaia. Sua explicação foi apresentada no texto.

Para otimização da solução da explosão ocorrida em 31 de Maio de 2002, usamos como população inicial no Pikaia os 100 primeiros modelos encontrados pela busca no banco (ordenados pelo χ^2 crescente). Combinando-os para formarem 20 gerações, resultam um total de 2000 novos modelos calculados. Os parâmetros de ajuste dos novos modelos calculados, bem como os limites inferior e superior são os mesmos apresentados anteriormente na Tabela 5.1.

A Figura 7.7 mostra o diagrama de blocos do funcionamento do Pikaia. A sequência identificada pelos números entre parêntesis consiste em: (1) Obtenção de parâmetros pela busca efetuada no catálogo, (2) combinação de parâmetros de (1) para gerar novos modelos, (3) avaliação da regra de seleção sobre a primeira geração, (4) combinação dos modelos mais próximos introduzindo novas características, (5) avaliação da regra de seleção sobre a geração modificada, e finalmente (6) Resultado obtido pelo menor χ^2 entre os espectros e imagens da observação e dos modelos.

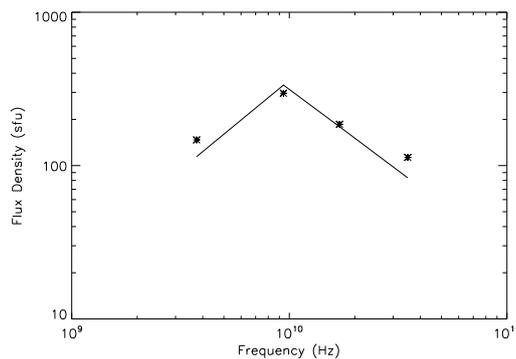
Pela análise dos parâmetros (Tabela 7.1) observa-se que o azimute é o único que apresenta uma enorme variação. Apesar do azimute calculado pela média ponderada apresentar uma orientação positiva (sentido anti-horário), este (azimute) difere muito do resultado final. Esta diferença no azimute pode ser explicada pela dificuldade de observar próximo ao limbo. É difícil decidir acerca dos pés do arco magnético em relação ao meridiano local devido à sua ocultação. No entanto, durante o refinamento dos resultados verificamos que a melhor solução para o azimute situa-se no sentido horário do meridiano local.

Ainda pela análise dos resultados, concluímos que a emissão em micro-ondas vem majoritariamente do topo do arco. Pela distribuição do brilho da imagem em 17 GHz (ver Figura 7.9) no limbo também se chega a essa conclusão. Enquanto em 34 GHz ela se estende pela perna arco. Esse efeito de emissão no topo do arco (em 17 GHz) pode ser explicado pela concentração de elétrons energéticos no topo do arco como resultado da injeção transversal do ângulo de passo, causado pelo mecanismo de aceleração (MELNIKOV et al., 2002).

Por outro lado, esta falta de elétrons energéticos nos pés do arco magnético, por exemplo devido às colisões colombianas pode fazer com que estes elétrons se concentrem no topo do arco.

A Figura 7.8 mostra os respectivos espectros. Em asterisco os fluxos do evento no momento de pico (00:07:25 UT), enquanto a linha contínua representa o ajuste, isto é, o espectro do melhor modelo calculado pelo Pikaia. Mencionamos no entanto,

Figura 7.8 - Ajuste espectral.



Espectros observado e calculado pelo modelo. O asterisco indica o espectro observado e a linha contínua o calculado.

Fonte: Produção do autor

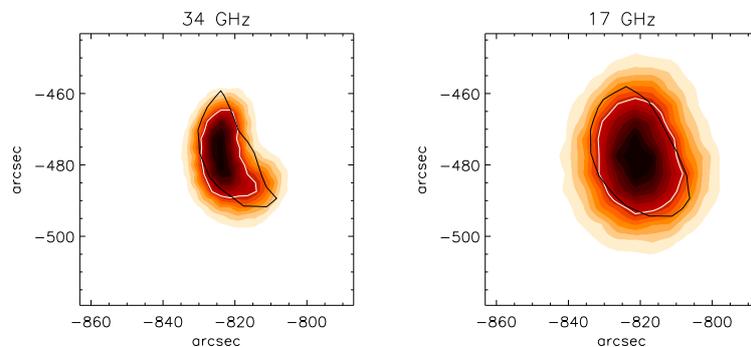
que somente com a busca no banco não obtivemos sucesso quanto a uma boa representação das imagens observadas. Portanto, como já vimos, apesar deste banco conter cerca de 250 mil elementos, ainda pode ser considerado bastante reduzido se considerarmos o universo de parâmetros que contribuem para o cálculo da emissão girossincrotrônica.

Por outro lado, a porcentagem de acerto ou de ajuste dos parâmetros desta observação podem ser medidos em termos da estatística dos parâmetros apresentada na

Secção 6.1. Neste caso, os parâmetros obtidos pela média ponderada dos cem melhores modelos do banco serviram como parâmetros de entrada no algoritmo genético (Pikaia), com alta probabilidade (acima de 60%) de estarem próximos do observado.

A Figura 7.9 mostra os mapas de distribuição de brilho em 34 e 17 GHz (painéis à esquerda e direita, respectivamente) na escala de cor, obtidos também depois do refinamento pelo Pikaia. A esses mapas estão sobrepostos os contornos em 50% do brilho máximo da imagem do NoRH em branco, e em preto o contorno da imagem do modelo ajustado para comparação.

Figura 7.9 - Mapas de distribuição de brilho do NoRH ajustados pelo modelo.



As cores representam os mapas de distribuição de brilho do NoRH em 34 e 17 GHz, com contornos sobrepostos a 50% do brilho máximo de cada imagem. O contorno branco indica a imagem do NoRH e em preto o modelo.

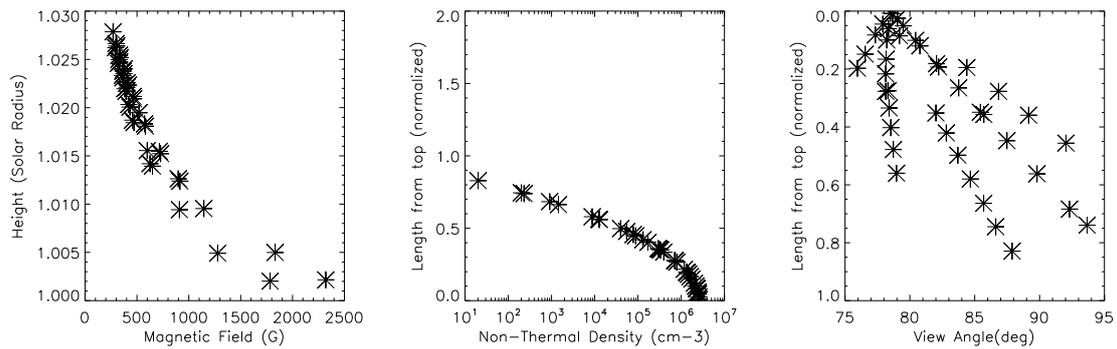
Fonte: Produção do autor

Observando esses contornos, fica claro que eles não se ajustam perfeitamente pelas razões acima mencionadas (isto é, alto número de parâmetros no cálculo da emissão, ou devido a efeitos da transferência radiativa, etc). Por outro lado, constatamos que as formas geométricas desses contornos são fielmente reproduzidas principalmente em 17 GHz, sugerindo uma geometria em forma de arco. Este é um forte indício que a grande maioria dos parâmetros geométricos (Tabela 7.1) do modelo são da mesma ordem de grandeza que da observação de acordo com as análises efetuadas nas características dos parâmetros implementados no Capítulo 5.

Figura 7.10 mostra a título de exemplo a distribuição de alguns parâmetros usados

no modelo tais como o campo magnético (à esquerda), a densidade dos elétrons não térmicos (no meio), e a distribuição do ângulo de visada (à direita). No eixo-X de cada gráfico é mostrado o parâmetro, enquanto o eixo-Y indica a altura e o comprimento do arco magnético desde a fotosfera solar até ao topo do arco medidos em R_{\odot} . Apesar das demais distribuições estarem disponíveis no banco, elas não são mostradas nesta análise.

Figura 7.10 - Distribuição dos parâmetros no interior do arco magnético.



Distribuição de parâmetros no interior do arco magnético: campo magnético (à esquerda), a densidade dos eletros não térmicos (no meio), e a distribuição do ângulo de visada (à direita).

Fonte: Produção do autor

8 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Este banco de modelos foi construído considerando a emissão produzida por elétrons energéticos espiralando no entorno das linhas do campo magnético do dipolo.

Na literatura por exemplo (SVESTKA, 1981; BASTIAN et al., 1998), assume-se que na região de micro-ondas a emissão é produzida pela aceleração dos elétrons não térmicos provenientes da coroa solar que se propagam em direção aos pés dos arcos magnéticos. É comumente aceitável a descrição da distribuição de energia desses elétrons por uma lei de potência. Não obstante, se levarmos em consideração a comparação entre modelagem em micro-ondas e raios X duros (HXR) podem aparecer diferenças dependendo dos modelos de HXR e micro-ondas considerados. Embora esses elétrons acelerados, que produzem emissão tanto em micro-ondas como em raio-X, façam parte da mesma população de elétrons (KUNDU, 1961), a densidade numérica deles pode diferir por diversos fatores e esse é um problema a ser resolvido somente quando a física completa do processo for descrita.

Sabe-se que em micro-ondas a emissão é majoritariamente vinda da cromosfera em direção a coroa solar onde os elétrons estão aprisionados pelo espelhamento magnético. No entanto, a densidade numérica dos elétrons não térmicos inferida dos processos radiativos refere-se a locais diferentes dentro do arco magnético, ou ainda diferentes distribuições de partículas aprisionadas e/ou precipitadas. Apesar de não ser o escopo deste trabalho, uma análise detalhada dos parâmetros da região emissora da densidade eletrônica nestas bandas é muito importante.

A proposta deste trabalho foi apresentar um método alternativo para uma análise rápida de explosões solares em micro-ondas usando uma base de dados de modelos pré calculados, considerando refinar alguns importantes resultados da literatura do ponto de vista estatístico.

Por exemplo, das observações da radiação produzida durante uma explosão solar em micro-ondas inferem-se as características dos elétrons emissores e também alguns parâmetros do plasma local, como a densidade e a temperatura (TANDBERG-HANSEN; EMSLIE, 1988). Conhecendo o espectro de emissão é possível estimar a função de distribuição em energia dos elétrons acelerados. Estas características energéticas bem conhecidas são usadas como parâmetros de entrada no nosso modelo, e são muito importantes para estudar os processos de aceleração e liberação de energia nas regiões ativas solares.

Por outro lado, investigações da distribuição espacial da emissão em micro-ondas

levadas a cabo usando instrumentos com alta resolução espacial como por exemplo: Owens Valley Solar Array (OVSA)(HURFORD et al., 1984), Very Large Array (VLA) (MARSH; HURFORD, 1980; KUNDU et al., 1982; KAWABATA et al., 1982), NoRH na frequência de 17 GHz (HANAOKA, 1995; HANAOKA, 1999) obtiveram informações acerca da estrutura da fonte, que é fundamental para análise do transporte de energia durante uma explosão solar. Essas observações mostraram a existência de possibilidades de vários cenários: alguns trabalhos mostraram a existência de uma única fonte compacta no topo do arco magnético, outros mostraram a existência de fontes duplas com picos localizados nos pés do arco (ALISSANDRAKIS; PREKA-PAPADEMA, 1984).

Além disso, observações em alta resolução angular (5-10 segundos de arco) e resolução temporal (0, 1s) em duas frequências combinadas 17 e 34 GHz do NoRH forneceram informações do espectro que resultaram na descoberta de uma fonte no regime ópticamente fino no topo do arco magnético (KUNDU et al., 2001; MELNIKOV et al., 2002).

Outras características surgem também a partir de observações em raios-X pelo soft X-ray Telescope (SXT), em ultravioleta distante (EUV), por instrumentos a bordo do satélite SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) e TRACE (Transition Region and Coronal Explorer), cujas imagens evidenciam a alta complexidade dos arcos magnéticos, possibilitando melhores condições de comparação entre os modelos do campo de dipolo fornecidos pelo banco e as observações.

Pelas nossas análises, notamos que este banco de dados apesar da diversidade de combinações existente nos parâmetros, ainda é muito limitado em termos do extenso intervalo de possíveis combinações dos parâmetros que contribuem para o cálculo da emissão girossincrotrônica, que por sua vez descrevem as observações.

Além de concluirmos que o banco é reduzido pelos motivos acima indicados, uma das maiores dificuldades é identificar um método mais rápido e eficiente de busca de modelos. Qualquer modificação num dos parâmetros de busca implica novos resultados, isto deve-se provavelmente à complexidade de combinação dos parâmetros no cálculo da emissão em micro-ondas. Verificamos ainda que de várias possibilidades discutidas no Capítulo 6, os resultados mostram-se promissores atingindo cerca de 80 por cento de acerto em cerca de dez parâmetros comparados, num total de cerca de mil casos analisados.

O resultado estatístico discutido e apresentado na Figura 6.5 mostra claramente que

a maioria dos parâmetros usados nas simulações ajusta-se com erros ≤ 20 por cento. Dentre os métodos de busca propostos isto é, (i) busca fragmentada que consiste em dividir partes do observável, e (ii) busca simples baseado no menor χ^2 , e no cálculo da média ponderada dos cem primeiros resultados do banco ordenados pelo χ^2 crescente, importa mencionar que neste último método (ii) os dois tipos de tentativas (menor χ^2 e média ponderada) apresentam distribuições similares. No entanto, a tentativa baseada no menor χ^2 apresenta um elevado número de degenerescência de soluções que resulta na inconfiabilidade (ou indecisão) de qualquer um dos resultados. Por outro lado, a média ponderada das cem primeiras soluções não apresenta grande variação de parâmetros em relação aos observados (simulados). Neste âmbito, preferimos este último método como o mais robusto e adequado para as nossas análises em micro-ondas.

Em relação ao método de busca fragmentada (i) bons resultados também são alcançados, mas com a mesma condição de enorme degenerescência de soluções. Para este método em particular, notamos um índice elevado de acerto dos espectros uma vez que alocamos maior peso estatístico a estes comparativamente às imagens. Daí resulta que a utilização de espectros para ajuste de parâmetros de observações pode facilmente conduzir para resultados errôneos.

No entanto, apesar das dificuldades mencionadas acima, consideramos que os resultados obtidos nas simulações representam uma grande melhoria na análise de explosões solares em termos do tempo de processamento e ajuste de parâmetros. Notamos também uma certa tendência de melhoria dos resultados se forem usadas informações adicionais no mecanismo de busca como por exemplo, dados obtidos pelo magnetograma, como o caso do campo magnético (valor absoluto aproximado nos pés) e assimetria desse campo em relação aos pés do arco, azimute e inclinação usando imagens de EUV, etc.

Embora o banco de dados tenha sido homogeneamente¹ distribuído dentro dos limites dos parâmetros apresentados na Tabela 5.1 as características das explosões do NoRH discutidas na Secção 7.1 resultaram em algumas diferenças notáveis, na geometria, no campo magnético, na densidade dos elétrons não térmicos e no índice espectral de energia.

Em relação ao índice espectral de energia dos elétrons a preferência é para os valores mais altos dos limites apresentados para este parâmetro, em contraste com a

¹Parâmetros igualmente espaçados

densidade dos elétrons não térmicos, cuja a preferência é para o limite inferior do intervalo considerado.

A distribuição do campo magnético similarmente ao índice espectral de energia dos elétrons apresenta preferências para valores mais altos em relação ao ponto central de distribuição (≥ 2000 G) do banco de modelos. Nota-se uma clara tendência para emissão vinda do topo dos arcos, e também uma certa preferência para arcos cujos raios se encontram próximos ao valor máximo dos limites implementados neste banco (arcos grandes).

Na análise do evento apresentado como exemplo na Secção 7.2, cujos resultados foram apresentados na Tabela 7.1, nota-se que o banco é capaz de gerar soluções muito próximas do observável em termos de espectro e imagens. Apesar de não ter sido encontrado um modelo que ajuste perfeitamente o espectro e as imagens em 17 e 34 GHz com único conjunto de parâmetros, ele permite que os algoritmos genéticos cheguem a melhores soluções sem grandes modificações nos parâmetros de entrada.

A Figura 7.8 mostra o bom ajuste espectral da nossa análise depois do refinamento pelo pikaia. Nota-se que o espectro deste evento tem a forma típica de um espectro girossincrotrônico (GARY, 1989), cuja frequência de pico encontra-se em cerca de 9,4 GHz. Esse pico sugere, que usando as frequências de 17 e 34 GHz na parte oticamente fina do espectro resulta num $\delta = 2.12$ usando a Equação de Dulk e Marsh (1982). É importante mencionar que este valor do $\delta = 2.49$ (ver Tabela 7.1) encontrado no modelo resulta de única lei de potência, e pode ser considerado como uma média num espectro com várias leis de potência como sugere a Figura 7.8. Comparando este delta ($\delta = 2.49$) com a análise de Kawate et al. (2012) (Tabela 2) usando três leis de potência ($\delta_1 = 1.47$, $\delta_2 = 2.57$ e $\delta_3 = 1.46$), concluímos que o nosso delta encontra-se entre as leis 2 e 3. A magnitude de $B_{\text{top}} \sim 250$ G (KAWATE et al., 2012) está de acordo com distribuição do campo magnético ao longo do arco mostrado no painel à esquerda da Figura 7.10, sendo $B_{\text{top}} \sim 300$ G.

A Figura 7.9 mostra os mapas de distribuição de brilho do NoRH (escala de cor) em forma de arcos em 17 e 34 GHz respectivamente, sobrepostos os contornos em branco a 50 por cento do brilho máximo da imagem do NoRH, e preto o contorno da nossa solução convoluído com o feixe do NoRH. É claramente notável que os ajustes da nossa análise estão de acordo com os observáveis.

8.1 Conclusões e Recomendações

O objetivo deste trabalho é apresentar um método alternativo de análise de explosões solares em micro-ondas usando um banco de modelos² pré-calculados cuja geometria é um dipolo em 3D. Este banco foi inicialmente conduzido por [Costa et al. \(2013\)](#), embora com certas limitações na geometria, assim como nos limites dos parâmetros implementados. No entanto, melhoramos o atual banco introduzindo mais dois parâmetros na geometria que ajudam na caracterização da geometria das fontes observadas. O atual banco foi construído com cerca de dezessete parâmetros, resultado do esforço para reproduzir as principais características das explosões observadas em micro-ondas.

A implementação de modelos em 3D baseados na geometria dipolar contribuiu de certa forma na interpretação não realista das fontes homogêneas. Além disso, esta geometria 3D infere melhores parâmetros em relação aos modelos homogêneos.

Este banco de modelos pré-calculados em diferentes cenários isto é, cuja combinação randômica dos parâmetros é implementada, acelera a busca pela melhor representação geométrica dos mapas de distribuição de brilho do NoRH, bem como a busca pela melhor representação dos espectros do NoRP.

Os resultados das simulações neste trabalho (Secção 6.1) revelaram que 80 por cento dos cerca de dez parâmetros usados para comparação, exceto o campo magnético e a assimetria deste campo, ajustaram razoavelmente bem cujos erros estão no entorno de ≤ 20 por cento em média, o que mostra bem a confiabilidade do banco. Por outro lado, podemos afirmar que os erros no campo magnético podem estar associados a escolha incorreta do conjunto de linhas que formam o arco magnético, uma vez que inferimos o valor absoluto do campo na região da explosão sem considerar sua direção e sentido.

Concluimos também que a probabilidade de sucesso nos resultados está diretamente ligado ao crescimento do banco. Além disso, o uso de informações adicionais em diferentes bandas de observação também contribui positivamente para o sucesso. Por exemplo, conhecendo o azimute com uma precisão de dez graus, a porcentagem da $\sum_{i=1}^{10} |\zeta_i| \leq 2$ (em média $\zeta_i \sim 0,2$ para todos os parâmetros) é de 60 por cento. Este número aumenta para 64 por cento quando são conhecidas a inclinação e assimetria do arco magnético.

²Importa mencionar que o banco de dados mencionado neste trabalho, encontra-se disponível para utilização do público.

No entanto, recomendamos que se aperfeiçoe ainda mais o banco tendo em consideração os resultados estatísticos apresentados na Secção 7.1.

Recomendamos também que se desenvolva um mecanismo eficiente de busca neste banco, baseado em redes neurais (*Neural network*) ou mineração de dados (*Data mining*), para que diversas soluções possam ser combinadas para produzir uma única solução sem ter que passar por um refinamento adicional.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AKHMEDOV, S.; GELFREIKH, G.; BOGOD, V.; KORZHAVIN, A. The measurement of magnetic fields in the solar atmosphere above sunspots using gyroresonance emission. **Solar Physics**, v. 79, p. 41–58, jul. 1982. 87
- ALEXANDER, D.; METCALF, T. R. Energy dependence of electron trapping in a solar flare. **Solar Physics**, v. 210, p. 323–340, nov. 2002. 46
- ALISSANDRAKIS, C.; PREKA-PAPADEMA, P. Microwave emission and polarization of a flaring loop. **Astronomy & Astrophysics**, v. 139, p. 507–511, 1984. 2, 3, 25, 26, 45, 98
- ASCHWANDEN, M. **Physics of the solar corona: An introduction**. Berlin: Springer-Verlag, 2004. 14
- BASTIAN, T. S.; BENZ, A. O.; GARY, D. E. Radio emission from solar flares. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 36, n. 1, p. 131–188, 1998. 1, 3, 11, 21, 35, 53, 97
- BEFEKI, G. **Radiation processes in plasmas**. New York: Wiley, 1966. 20
- BELKORA, L. Razin suppression in solar microwave bursts. In: RAMATY, R.; MANDZHAVIDZE, N.; HUA, X.-M. (Ed.). **American institute of physics conference series**. New York: AIP conference proceedings, 1996. (American institute of physics conference series, v. 374), p. 416–423. 21
- BEVINGTON, P.; ROBINSON, D. **Data reduction and error analysis for the physical sciences**. New York: McGraw-Hill, 2003. 388 p. 81
- BITTENCOURT, J. **Fundamentals of plasma physics**. New York: Springer-Verlag, 2004. 10
- BOYD, T.; SANDERSON, J. **Plasma dynamics**. London: Series (Applications of mathematics series) ISBN 177616113, 1969. 16, 17
- CARMICHAEL, H. A process for flares. **NASA Special Publication**, v. 50, p. 451, 1964. 8
- CARRINGTON, R. Description of a singular appearance seen in the sun on september 1, 1859. **Monthly Notice of the Royal Astronomical Society**, v. 20, p. 13–15, 1859. 5

- CHARBONNEAU, P. Genetic algorithms in astronomy and astrophysics. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 101, p. 309, Dec 1995. 38, 91
- COSTA, J.; SIMÕES, P.; PINTO, T.; MELNIKOV, V. Solar burst analysis with 3d loop models. **Publication Astronomy Society Japan**, v. 65, p. 5, 2013. 2, 3, 25, 26, 27, 28, 31, 41, 43, 45, 68, 76, 101
- CUAMBE, V. A.; COSTA, J. E. R.; SIMÕES, P. J. A. Flare parameters inferred from a 3d loop model database. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, p. 12, 2018. 21, 25, 28, 32, 34, 35, 41, 53, 73, 79
- DARWIN, C. **On the origin of species**. London: John Murray, 1859. 38
- DEAN, P.; KEVIN, A. **Magnetic field lines visualized**. 2018. Disponível em: <<https://sdo.gsfc.nasa.gov/gallery/main/item/501>>. Acesso em: 10 de Janeiro de 2018. 2
- DEUBNER, F.; GOUGH, D. Helioseismology: oscillations as a diagnostic of the solar interior. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 22, p. 593–619, 1984. 1
- DULK, G.; MARSH, K. Simplified expressions for the gyrosynchrotron radiation from mildly relativistic, nonthermal and thermal electrons. **The Astrophysical Journal**, v. 259, p. 350–358, 1982. 17, 21, 22, 25, 42, 83, 100
- DULK, G. A. The gyro-synchrotron radiation from moving type iv sources in the solar corona. **Solar Physics**, v. 32, p. 491–503, out. 1973. 22
- _____. Radio emission from the sun and stars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 23, p. 169–224, 1985. 11, 13, 14, 17, 22, 23, 25, 42, 49, 83
- ELSMARI, R.; NAVATHE, S. B. **Fundamentals of database systems**. London: Addison-Wesley, 2000. 39
- EMSLIE, A. An interacting loop model for solar flare bursts. **Astrophysical Letters**, v. 22, p. 41–47, 1981. 25
- FLEISHMAN, G.; KUZNETSOV, A. Fast gyrosynchrotron codes. **The Astrophysical Journal**, v. 721, p. 1127–1141, 2010. 2, 3, 25, 45, 68
- FLEISHMAN, G.; MELNIKOV, V. Optically thick gyrosynchrotron emission from anisotropic electron distributions. **The Astrophysical Journal**, v. 584, p. 1071–1083, fev. 2003. 49

FLETCHER, L.; HANNAH, I.; HUDSON, H.; METCALF, T. A trace white light and rhesi hard x-ray study of flare energetics. **The Astrophysical Journal**, v. 656, p. 1187–1196, fev. 2007. 13

GARY, D. The numbers of fast electrons in solar flares as deduced from hard x-ray and microwave spectral data. **The Astrophysic Journal**, v. 297, p. 799–804, out. 1985. 42, 43

GARY, G. Linear force-free magnetic fields for solar extrapolation and interpretation. **The Astrophysical Journal suplier series**, v. 69, p. 323–348, 1989. 100

GEORGOULIS, M.; LABONTE, B. Magnetic energy and helicity budgets in the active region solar corona. i. linear force-free approximation. **The Astrophysical Journal**, v. 671, p. 1034–1050, 2007. 8

GIBSON, S.; CHARBONNEAU, P. Applications of genetic algorithms to solar coronal modeling. In: **American astronomical society meeting abstracts**. New York: Bulletin of the american astronomical society. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 28). 37

GOFF, C. P.; MATTHEWS, S. A.; DRIEL-GESZTELYI, L. van; HARRA, L. K. Relating magnetic field strengths to hard x-ray emission in solar flares. **Astronomy & Astrophysics**, v. 423, p. 363–372, ago. 2004. 46

GUIDICE, D.; CASTELLI, J. Spectral distributions of microwave bursts. **Solar Physics**, v. 44, p. 155–172, set. 1975. 49

HAGYARD, M.; VENKATAKRISHNAN, P.; SMITH JUNIOR., J. Nonpotential magnetic fields at sites of gamma-ray flares. **The Astrophysical Journal**, v. 73, p. 159–163, 1990. 8

HAMILTON, R.; LU, E.; PETROSIAN, V. Numerical solution of the time-dependent kinetic equation for electrons in magnetized plasma. **The Astrophysical Journal**, v. 354, p. 726–734, 1990. 30

HANAOKA, Y. Observing solar flares at 17 ghz. **Astronomical Herald**, v. 88, n. 5, p. 193–198, 1995. 98

_____. Long duration events observed with the nobeyama radioheliograph. In: BASTIAN, T.; GOPALSWAMY, N.; SHIBASAKI, K. (Ed.). **Proceedings of Kofu Symposium**. Tokyo: Nobeyama Solar Radio Observatory, 1999. p. 153–158. 98

HIRAYAMA, T. Theoretical model of flares and prominences. i: evaporating flare model. **Solar Physics**, v. 34, p. 323–338, 1974. [8](#)

HODGSON, R. On a curious appearance seen in the sun. **Monthly Notice of the Royal Astronomical Society**, v. 20, p. 15–16, 1859. [5](#)

HOLLAND, J. H. **Adaption in natural and artificial system: an introductory analysis with applications to biology, control, and artificially intelligence**. Cambridge: The MIT Press, 1975. [38](#)

HURFORD, G. J.; READ, R. B.; ZIRIN, H. A frequency angle interferometer for solar microwave spectroscopy. **Solar Physics**, v. 94, p. 413–426, set. 1984. [98](#)

JACKSON, J. **Classical electrodynamics: Maxwell equations**. New York: John Wiley, 1962. 3ed. [27](#)

KAI, K. Polarization characteristics of type iv bursts, ii. physical interpretation. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 17, p. 309, 1965. [34](#)

KAWABATA, K. Transfer of the gyro-resonance radiation. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 16, p. 30, 1964. [34](#)

KAWABATA, K.; OGAWA, H.; TAKAKURA, T.; TSUNETA, S.; OHKI, K.; YOSHIMORI, M.; OKUDAIRA, K.; HIRASIMA, Y.; KONDO, I. Fan-beam observations of millimeter wave burst associated with x-ray and gamma-ray events detected from hinotori. In: ALTYNTSEVA, A.; BANIN, V.; KUKLIN, G.; TOMOZOV, V. (Ed.). **Solar flares**. Tokyo: Hinotori Symposium, 1982. p. 168. [98](#)

KAWATE, T.; NISHIZUKA, N.; OI, A.; OHYAMA, M.; NAKAJIMA, H. Hard x-ray and microwave emissions from solar flares with hard spectral indices. **The Astrophysical Journal**, v. 747, p. 131, mar. 2012. [86](#), [89](#), [100](#)

KLEIN, K. Microwave radiation from a dense magneto-active plasma. **Astronomy & Astrophysics**, v. 183, p. 341–350, 1987. [2](#), [19](#), [25](#), [26](#), [45](#)

KOPP, R.; PNEUMAN, G. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon. **Solar Physics**, v. 50, p. 85–98, 1976. [8](#)

KUNDU, M. Bursts of centimeter-wave emission and the region of origin of x-rays from solar flares. **Geophysics Journal**, v. 66, p. 4308–4312, 1961. [97](#)

KUNDU, M.; NINDOS, A.; White, S.; GRECHNEV, V. A multiwavelength study of three solar flares. **The Astrophysical Journal**, v. 557, p. 880–890, 2001. [3](#), [98](#)

KUNDU, M.; SCHMAHL, E.; VELUSAMY, T. Magnetic structure of a flaring region producing impulsive microwave and hard x-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 253, p. 963–974, 1982. 98

KUNDU, M. R.; NITTA, N.; WHITE, S. M.; SHIBASAKI, K.; ENOME, S.; SAKAO, T.; KOSUGI, T.; SAKURAI, T. Microwave and hard x-ray observations of footpoint emission from solar flares. **The Astrophysical Journal**, v. 454, p. 522, nov. 1995. 46

LANDAU, L.; LIFSHITZ, E. **The classical theory of fields**. Oxford: Pergamon Press, 1962. 2, 17

LANG, K. **Astrophysical formulae**. New York: Springer, 1999. 13

LEE, J.; GARY, D. Solar microwave bursts and injection pitch-angle distribution of flare electrons. **The Astrophysical Journal**, v. 543, p. 457–471, nov. 2000. 49

LEE, J.; GARY, D.; ZIRIN, H. Flat microwave spectra seen at x-class flares. **Solar Physics**, v. 152, p. 409–428, jul. 1994. 42, 43

LEE, J.; NITA, G.; GARY, D. Electron energy and magnetic field derived from solar microwave burst spectra. **The Astrophysical Journal**, v. 696, p. 274–279, maio 2009. 6, 41, 42, 43

LI, J.; METCALF, T.; CANFIELD, R.; WULSER, J.-P.; KOSUGI, T. What is the spatial relationship between hard x-ray footpoints and vertical electric currents in solar flares? **The Astrophysical Journal**, v. 482, p. 490–497, jun. 1997. 46

LIU, K.; WANG, Y.; ZHANG, J.; CHENG, X.; LIU, R.; SHEN, C. Extremely large euv late phase of solar flares. **The Astrophysical Journal**, v. 802, p. 35, mar. 2015. 5, 27

LONGAIR, M. **High energy astrophysics. vol.1: particles, photons and their detection**. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. 436 p. 13, 15

MACHADO, M.; AVRETT, E.; VERNAZZA, J.; NOYES, R. Semiempirical models of chromospheric flare regions. **The Astrophysical Journal**, v. 242, p. 336–351, nov. 1980. 26

MAGARA, T.; MINESHIGE, S.; YOKOYAMA, T.; SHIBATA, K. Numerical simulation of magnetic reconnection in eruptive flares. In: UCHIDA, Y.; KOSUGI, T.; , H. (Ed.). **Magnetodynamic phenomena in the solar atmosphere -**

prototypes of stellar magnetic activity. Berlin: Springer, Dordrecht, 1996.
p. 585. 8

MARSH, K.; HURFORD, G. Two-dimensional vla maps of solar bursts at 15 and 23 ghz with arcsec resolution. **The Astrophysical Journal-letter**, v. 240, p. L111–L114, 1980. 98

_____. High spatial resolution solar microwave observations. **The Astrophysical Journal**, v. 20, p. 497–516, 1982. 11

MCKENZIE, D. Signatures of reconnection in eruptive flares. In: MARTENS, P. C. H.; CAUFFMAN, D. (Ed.). **Multi-Wavelength Observations of Coronal Structure and Dynamics**. Oxford: Elsevier science, 2002. p. 155. 8, 9

MCLEAN, D.; LABRUM, N. **Solar radiophysics: studies of emission from the Sun at meter wavelenghts**. London: Cambridge University Press, 1985. 289 p. 7, 11

MELNIKOV, V. Electron acceleration and transport in microwave flaring loops. In: **Solar physics with the Nobeyama radioheliograph**. Japan: Nobeyama solar radio observatory, 2006. p. 11–22. 25, 30

MELNIKOV, V.; SHIBASAKI, K.; REZNIKOVA, V. Loop-top nonthermal microwave source in extended solar flaring loops. **The Astrophysical Journal-letter**, v. 580, p. L185–L188, 2002. 2, 25, 45, 93, 98

MELROSE, D. The emission and absorption of waves by charged particles in magnetized plasmas. **Astrophysics & Space Science**, v. 2, p. 171–235, 1968. 20

_____. **Plasma astrohysics. Nonthermal processes in diffuse magnetized plasmas - vol.1: The emission, absorpction and transfer of waves in plasmas; vol.2: Astrophysical applications**. New York: Gordon and Breach, 1980. 21

_____. **Instabilities in space and laboratory plasmas**. Cambridge: Cambridge University Press, 1986. 288 p. 23

_____. Plasma emission - a review. **Solar Physics**, v. 111, p. 89–101, mar. 1987. 23

NAKAJIMA, H.; NISHIO, M.; ENOME, S.; SHIBASAKI, K.; TAKANO, T.; HANAOKA, Y.; TORII, C.; SEKIGUCHI, H.; BUSHIMATA, T.; KAWASHIMA,

S.; SHINOHARA, N.; IRIMAJIRI, Y.; KOSHIISHI, H.; KOSUGI, T.; SHIOMI, Y.; SAWA, M.; KAI, K. The nobeyama radioheliograph. **Proceedings of the IEEE**, v. 82, p. 705–713, 1994. 4, 41

NAKAJIMA, H.; SEKIGUCHI, H.; SAWA, M.; KAI, K.; KAWASHIMA, S. The radiometer and polarimeters at 80, 35, and 17 ghz for solar observations at nobeyama. **Publication of the Astronomy Society of Japan**, v. 37, p. 163–170, 1985. 4, 43

NELDER, J.; MEAD, R. A simplex method for function minimization. **The Computer Journal**, v. 7, p. 308–313, 1965. 37

NEPVEU, M. The evolution of o/b associations - a quasi-markovian approach. **Astronomy & Astrophysics**, v. 193, p. 173–179, 1988. 37

NINDOS, A.; AURASS, H.; KLEIN, K.; TROTTET, G. Radio emission of flares and coronal mass ejections. invited review. **Solar Physics**, v. 253, p. 3–41, dez. 2008. 5

NINDOS, A.; WHITE, S.; KUNDU, M.; GARY, D. Observations and models of a flaring loop. **The Astrophysical Journal**, v. 533, p. 1053–1062, 2000. 3

NITA, G.; FLEISHMAN, G.; GARY, D.; KUZNETSOV, A.; KONTAR, E. Novel 3d approach to flare modeling via interactive idl widget tools. **AGU Fall Meeting Abstracts**, p. A7, 2011. 2, 3, 25, 45

NITA, G.; FLEISHMAN, G.; JING, J.; LESOVOI, S.; BOGOD, V.; YASNOV, L.; WANG, H.; GARY, D. Three-dimensional structure of microwave sources from solar rotation stereoscopy versus magnetic extrapolations. **The Astrophysical Journal**, v. 737, p. 82, 2011. 1

PETROSIAN, V. Synchrotron emissivity from mildly relativistic particles. **The Astrophysical Journal**, v. 251, p. 727–738, 1981. 3, 17, 18

PINTO, T.; COSTA, J. Computation and analysis of gyrosynchrotron emission in solar flares. **Memorie della Società Astronomica Italiana**, v. 80, p. 647, 2009. 86

PREKA-PAPADEMA, P.; ALISSANDRAKIS, C. Two-dimensional model maps of flaring loops at cm-wavelengths. **Astronomy & Astrophysics**, v. 257, p. 307–314, 1992. 3

QIU, J.; DING, M.; WANG, H.; GALLAGHER, P.; SATO, J.; DENKER, C.; GOODE, P. Asymmetric behavior of h-alpha footpoint emission during the early phase of an impulsive flare. **The Astrophysical Journal**, v. 554, p. 445–450, jun. 2001. 46

RAMATY, R. The influence of the ionized medium on synchrotron emission from intermediate energy solar electrons. **The Astronomical Journal Supplement**, v. 73, p. 73, 1968. 21

_____. Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma. **The Astrophysical Journal**, v. 158, p. 753, 1969. 2, 3, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 25, 31

RATCLIFFE, J. **The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere**. Cambridge: Cambridge University press, 1960. 254 p. 18, 33

SCHOTT, G. A. **Electromagnetic radiation**. Cambridge: University Press, 1912. 1, 17

SCHWINGER, J. On the classical radiation of accelerated electrons. **Physical Review.**, v. 75, n. 12, 1949. 2, 17

SHIBASAKI, K.; ALISSANDRAKIS, C.; POHJOLAINEN, S. Radio emission of the quiet sun and active regions (invited review). **Solar Physics**, v. 273, p. 309–337, 2011. 7

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.; CANFIELD, R. A purely polarized s-component at 17 ghz. **Publication of the Astronomy Society of Japan**, v. 46, p. L17–L20, abr. 1994. 87

SHIBATA, K.; MAGARA, T. Solar flares: magnetohydrodynamic processes. **Living Reviews in Solar Physics**, v. 8, p. 99, 2011. 7

SHIH, A.; LIN, R.; SMITH, D. Rhesi observations of the proportional acceleration of relativistic greater than 0.3 mev electrons and greater than 30 mev protons in solar flares. **The Astrophysical Journal Letter**, v. 698, p. L152–L157, jun. 2009. 89

SIARKOWSKI, M.; FALEWICZ, R. Variations of the hard x-ray footpoint asymmetry in a solar flare. **Astronomy and Astrophysics**, v. 428, p. 219–226, dez. 2004. 46

SILVA, A. **Nossa estrela: o Sol**. São Paulo: Editoria livraria da Física, 2006. 5

SIMÕES, P.; COSTA, J. Reconstrução tridimensional de arcos magnéticos por tomografia. **Bulletin of the Astronomical Society of Brazil**, v. 23, p. 183–184, 2003. 2, 3, 45

_____. Solar bursts gyrosynchrotron emission from three-dimensional sources. **Astronomy & Astrophysics**, v. 453, p. 729–736, 2006. 3, 25, 31, 49

_____. Gyrosynchrotron emission from anisotropic pitch-angle distribution of electrons in 3-d solar flare sources. **Solar Physics**, v. 266, p. 109–121, 2010. 31, 68

SIMÕES, P. J. A. **Estudo da radiação girossincrotrônica de explosões solares em ambientes de campos magnéticos complexos**. 101 p. (NPE-14597-TDI/1179). Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2008. Disponível em: <<http://mtcm18.sid.inpe.br/col/sid.inpe.br/jeferson/2005/07.06.19.58/doc/publicacao.pdf>>. Acesso em: 2014. 19

STAHLI, M.; GARY, D.; HURFORD, G. High-resolution microwave spectra of solar bursts. **Solar Physics**, v. 120, p. 351–368, 1989. 21, 50, 53, 65, 73

STURROCK, P. Model of the high-energy phase of solar flares. **Nature**, v. 211, p. 695–697, 1966. 8

SVESTKA, Z. **Flare observations**. New York: Priest, E.R., 1981. 47-137 p. 97

SWEET, P. A. Magneto-hydrostatic equilibrium in an external magnetic field. In: LEHNERT, B. (Ed.). **Electromagnetic phenomena in cosmical physics**. [S.l.: s.n.], 1958. (IAU Symposium, v. 6), p. 499. 8

TAKAKURA, T. Synchrotron radiation from intermediate energy electrons and solar radio outbursts at microwave frequencies. **Astronomical Society of Japan**, v. 12, p. 325, 1960. 2, 17

_____. Synchrotron radiation from intermediate energy electrons in helical orbits and solar radio bursts at microwave frequencies. **Astronomical Society of Japan**, v. 12, p. 352, 1960. 2, 17

_____. 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, set. 1972. 49

- TANDBERG-HANSSSEN, E.; EMSLIE, A. **The physics of solar flares**. Cambridge; New York: Cambridge University Press, 1988. 5, 13, 97
- TZATZAKIS, V.; NINDOS, A.; ALISSANDRAKIS, C. A statistical study of microwave flare morphologies. **Solar Physics**, v. 253, p. 79–94, 2008. 3, 25
- VLASOV, V.; KUZNETSOV, A.; ALTYNTSEV, A. The maser mechanism for solar millisecond spike generation in inhomogeneous plasma. **Astronomy & Astrophysics**, v. 382, p. 1061–1069, fev. 2002. 49
- WHITE, S.; KUNDU, M. Radio observations of gyroresonance emission from coronal magnetic fields. **Solar Physics**, v. 174, p. 31–52, ago. 1997. 16
- WHITE, S.; KUNDU, M.; GOPALSWAMY, N. Strong magnetic fields and inhomogeneity in the solar corona. **The Astrophysical Journal Letter**, v. 366, p. L43–L46, 1991. 87
- WILD, J. P.; SMERD, S.; WEISS, A. Solar bursts. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 1, p. 291–366, 1963. 11
- ZHELEZNYAKOV, V. **Radio emission of the sun and planets**. Oxford: Pergamon Press, 1970. 16, 17

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.