



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m19/2015/02.03.15.32-TDI

**DIAGNÓSTICO DE EXPLOSÕES SOLARES EM
MICROONDAS ATRAVÉS DA RECONSTRUÇÃO DA
DINÂMICA DE ELÉTRONS INJETADOS EM UM
CAMPO MAGNÉTICO CONSTRUÍDO PELA TEORIA
DE CAMPOS LIVRES DE FORÇA**

Tereza Satiko Nishida Pinto

Tese de Doutorado do Curso de
Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelo Dr. Joaquim
Eduardo Rezende Costa, aprovada
em 23 de fevereiro de 2015.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3HSJTL5>>

INPE
São José dos Campos
2015

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

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

Presidente:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Amauri Silva Montes - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espaciais (ETE)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas
(CEA)

Dr. Joaquim José Barroso de Castro - Centro de Tecnologias Espaciais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos
(CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

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

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

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

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

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

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



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m19/2015/02.03.15.32-TDI

**DIAGNÓSTICO DE EXPLOSÕES SOLARES EM
MICROONDAS ATRAVÉS DA RECONSTRUÇÃO DA
DINÂMICA DE ELÉTRONS INJETADOS EM UM
CAMPO MAGNÉTICO CONSTRUÍDO PELA TEORIA
DE CAMPOS LIVRES DE FORÇA**

Tereza Satiko Nishida Pinto

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa, aprovada em 23 de fevereiro de 2015.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3HSJTL5>>

INPE
São José dos Campos
2015

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Pinto, Tereza Satiko Nishida.

P658d Diagnóstico de explosões solares em microondas através da reconstrução da dinâmica de elétrons injetados em um campo magnético construído pela teoria de campos livres de força / Tereza Satiko Nishida Pinto. – São José dos Campos : INPE, 2015.

xxii + 88 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2015/02.03.15.32-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2015.

Orientador : Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa.

1. Atividade solar. 2. Explosões solares. 3. Campo magnético livre de forças. 4. Emissão microondas. 5. Emissão não térmica. I.Título.

CDU 523.98:537.12

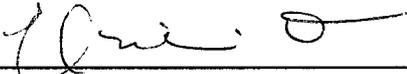


Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

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

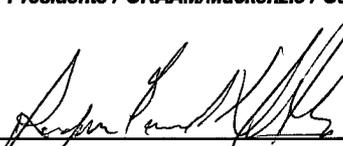
Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Doutor(a)** em
Astrofísica

Dra. Emília Correia



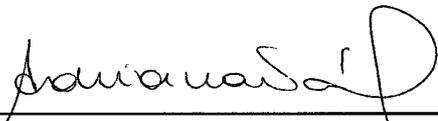
Presidente / CRAAM/Mackenzie / São Paulo - SP

Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa



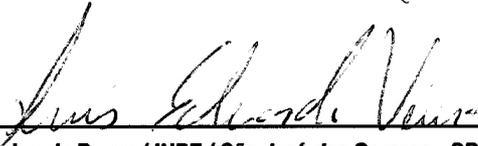
Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dra. Adriana Benetti Marques Valio



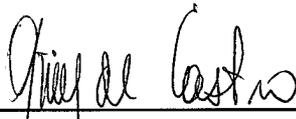
Membro da Banca / CRAAM/Mackenzie / São Paulo - SP

Dr. Luis Eduardo Antunes Vieira



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

Dr. Carlos Guilherme Giménez de Castro



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

Dr. Jean-Pierre Raulin



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

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

Aluno (a): **Tereza Satiko Nishida Pinto**

São José dos Campos, 23 de Fevereiro de 2015

AGRADECIMENTOS

Às amigas Karleyne Silva, Márcia Guedes, Natália Amarinho e Valéria Fernandes e ao amigo Thiago Monfredini registro o primeiro agradecimento, especial, por serem os outros sóis que trouxeram muita luz durante esses anos de pós graduação. Agradeço também aos amigos Sandra Conde, Mariana C. Costa, Elvis Ferreira, Marcos Okada, Fellipy Silva e Paulo M. Silva por contribuírem com as pequenas coisas que compõe o que somos.

Aos Drs. Joaquim Costa e Paulo Simões, agradeço pela parceria e dedicação ao longo desses anos e por entender todas as situações pela qual passamos. Vim para a DAS em 2008 motivada pelo contato que tive com os pesquisadores durante dois eventos nos anos de 2005 e 2006, o CIAA e a Escola de Radioastronomia. Portanto, gostaria de agradecer ao corpo docente da DAS por promover essas e muitas outras oportunidades de vivência acadêmica, e também por compartilhar sua experiência e servir de referência. Em especial, agradeço aos Dr. José Carlos Neves de Araújo Araújo pela orientação acadêmica e amizade.

Ainda no que diz respeito às experiências acadêmicas, agradeço à JICA e à Kaigai Nikkeijin Kyokai pelo apoio durante minha visita ao rádio observatório em Nobeyama. Agradeço a todos os membros do observatório em Nobeyama e gostaria de citar os nomes do Dr. Kiyoto Shibasaki e da Dra. Sujin Kim, que participaram ativamente da minha experiência por lá. Informo ainda que tive suporte CAPES e CAPES/PDSE entre 2010 e 2014.

Agradeço à minha família por entender e incentivar esta escolha de carreira, especialmente à minha mãe Tereza Tie Nishida e ao meu tio Hideo Imafuku (que desde meu primeiro semestre na faculdade tinha muita confiança nessa carreira, me recomendando que fosse contruir bombas atômicas) pelo suporte material e emocional.

Finalmente, por acreditar em mim mais do que eu mesma, agradeço ao João Vitor Antonini dos Santos.

RESUMO

Observações da emissão eletromagnética das explosões solares indicam indiretamente que regiões ativas são ambientes de campo magnético complexo e inomogêneo. A emissão em microondas é devida ao mecanismo girossincrotrônico, portanto sensível à direção e intensidade do campo magnético, bem como à densidade e distribuição de elétrons não térmicos na região. Porém, não existe uma descrição acurada do campo magnético e da população de elétrons nessa região durante uma explosão solar. Historicamente, modelos bidimensionais e tridimensionais com campos magnéticos dipolares foram utilizados. Estudos mais recentes incorporaram assimetrias aos campos sob a forma de pontos de convergência assimétricos na fotosfera ou arcos múltiplos. A descrição dos elétrons avançou na direção de resolver as equações de Fokker-Planck para diferentes tipos de injeções e produzindo distribuições relevantes para a dinâmica dos eventos observados. Combinar esses dois aspectos numa única análise envolve um grande número de variáveis e demanda grande esforço matemático-computacional. Neste trabalho, foi desenvolvida uma metodologia *forward fitting* de modelagem do campo magnético e de propriedades dos elétrons para ajustar espectros e imagens observadas pelo Rádio Heliógrafo e Rádio Polarímetro de Nobeyama. Essa metodologia baseia-se num método de otimização para varrer o espaço de parâmetros, o Pikaia. Ele seleciona o melhor modelo comparando classes de modelos às observações e selecionando aqueles de menor diferença. Para calcular esses modelos, fez-se o cálculo da transferência radiativa da radiação girossincrotrônica em microondas num ambiente magnético descrito pelo modelo do campo magnético livre de forças. Os elétrons emissores são descritos por uma distribuição não térmica em energia e por uma distribuição espacial que simula concentrações no topo ou nos pés dos arcos magnéticos, dentre outras assimetrias. Esse método foi aplicado à explosão solar SOL2006-12-13T02:21 classe GOES X3,4, observada na região ativa AR 10930. Foram calculados mapas de distribuição de brilho em quatro frequências e os melhores modelos reproduziram espectros e alguns aspectos geométricos das imagens observadas.

**SOLAR FLARE MICROWAVE DIAGNOSIS BY
RECONSTRUCTION OF INJECTED ELECTRON DYNAMICS
USING THE FORCE FREE MAGNETIC FIELD MODEL**

ABSTRACT

Solar flare microwave emission observations show indirectly that active regions are a complex and inhomogeneous magnetic environment. The microwave emission is due to the gyrosynchrotron emission mechanism, sensible to magnetic field as well as to the nonthermal electrons density and spatial distribution. However, so far there are no accurate descriptions of magnetic field and electrons population features during the flare. Bidimensional and tridimensional magnetic field models have been used and more recent works incorporated asymmetries such as magnetic convergence points at the photosphere or multi-thread models. The electron description evolved in the direction of solving Fokker-Planck equations for different kinds of injections producing relevant distributions in the observed electron dynamics. Combining these two features in a single analysis method involves several unknown variables and requires great mathematical and computational efforts. In this work, a forward fitting methodology was developed to model the magnetic field and the electrons properties in order to reproduce spectra and images observed by the Nobeyama Radio Heliograph and Polarimeters. This methodology is based on Pikaia, an optimization scheme to search in the parameters' space and to select the best combination by comparing families of models to the observations. To calculate these models, gyrosynchrotron radiation transfer is performed through a magnetic medium described by the force free magnetic field model. Emitting electrons are described by a non-thermal energy distribution and spatial distributions assume footpoint or looptop concentrations in the magnetic loops, among other asymmetries. The method was applied to the X3.4 GOES class event SOL2006-12-13T02:21 that occurred on active region AR 10930. Brightness maps in four frequencies were calculated and were able to reproduce spectra and some geometric aspects of the observations.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 A coroa solar visto pelo telescópio de raios-X moles do <i>Yohkoh</i> em 1° de Fevereiro de 1992.	6
2.2 Indicador de atividade solar: número de manchas solares desde 1992. . .	7
2.3 Modelo de campo magnético com solenóides para emissão girossincrotrônica de explosões solares. Em (a) o modelo de campo, em (b) o espectro em diferentes regiões da fonte e abaixo as imagens do modelo por frequência.	8
2.4 Mapas de distribuição de brilho da emissão girossincrotrônica de explosões solares para um modelo de campo magnético inhomogêneo. Os mapas foram calculados em 3 GHz (acima) e 10 GHz (abaixo).	9
2.5 Imagem do AIA/SDO em 171 Å com linhas de extrapolação do campo coronal em 23 de Dezembro de 2014.	11
3.1 Estrutura do programa <code>w_mag</code> : linhas cheias representam rotinas, linhas tracejadas são entrada ou saída de informação e negrito são os nomes das rotinas principais.	17
3.2 Soluções do campo magnético livre de forças calculadas com o <code>w_mag</code> : à esquerda, a solução potencial e à direita, a solução linear.	19
3.3 Estrutura do programa <code>pikaia_mag_fit</code> : linhas cheias representam rotinas, linhas tracejadas são entrada ou saída de informação, em negrito os nomes das rotinas e em vermelho os parâmetros de ajuste.	23
3.4 Distribuições espaciais de elétrons não térmicos. As distribuições <i>foot-point</i> assimétricas são as curvas azuis; as distribuições <i>looptop</i> simétricas e assimétricas são as curvas vermelhas e uma distribuição homogênea e simétrica é a curva verde.	24
3.5 Procedimento de transferência radiativa.	25
4.1 Perfis temporais em raios-X moles do GOES e do NoRP em 17 GHz (curva amarela) e 35 GHz (curva vermelha); as linhas verticais tracejadas indicam os instantes de máximo da Tabela 4.1.	28
4.2 Espectro NoRP para cada fase do evento com os respectivos índices espectrais α_{NoRP} indicados.	29

4.3	Imagens NoRH sobrepostas ao magnetograma do MDI: a polaridade magnética positiva está representada em branco e a polaridade negativa em preto e os contornos em microondas são 50%, 60%, 70%, 80% e 90% da temperatura de brilho máxima As cruzes vermelhas mostram os locais dos <i>kernels</i> da banda G.	31
5.1	Extrapolações versus alturas máximas e intensidades magnéticas das linhas.	33
5.2	Extrapolações lineares na região ativa AR 10930 com $\alpha > 0$	34
5.3	Extrapolações lineares na região ativa AR 10930 com $\alpha < 0$	35
5.4	Extrapolações versus condição de campo livre de força.	36
5.5	Extrapolações não lineares na região ativa AR 10930.	37
5.6	Linhas de campo magnético obtidas na região ativa AR 10930. Esquerda: $\alpha = -0,1$ sobre imagem do Hinode/XRT às 02:26:18 UT. Direita: $\alpha = -0,05; -0,1, 0,05$ sobre imagem do NoRH às 02:25:50 UT.	37
5.7	Convergência do χ^2 das rodadas de teste do Pikaia.	38
5.8	Congruência dos parâmetros das rodadas de Pikaia de teste.	39
5.9	Espectros e imagens do Modelo 1: o espectro com índice espectral de fótons $\alpha_{NoRP} = 0,34$; a imagem em 17 GHz tem contornos a 50%, 60%, ..., 90% da temperatura de brilho máxima. A linha âncora $L = 3496$ também pode ser vista.	40
5.10	Espectros observacional (NoRP) e dos modelos no segundo pico do evento. Os índices espectrais de fótons dos modelos são: $\alpha_{NoRP2} = -0,42$ (modelo 2), $\alpha_{NoRP3} = -0,19$ (modelo 3) e $\alpha_{NoRP4} = -0,56$ (modelo 4).	43
5.11	Imagens em 17 GHz e 34 GHz dos Modelos 2, 3 e 4 com contornos pretos a 50%, 60%, ..., 90% da temperatura de brilho máxima. O contorno branco é a imagem NoRH com as linhas âncoras sobre magnetograma do MDI.	44
5.12	Distribuições de intensidade e direção do campo magnético, distribuições espaciais de elétrons não térmicos e de plasma ambiente de acordo com a distância a partir dos ápex das linhas de campo magnético.	45
6.1	Estrutura de campo magnético e mapas de brilho calculados com essa estrutura em 17 GHz e 34 GHz para uma distribuição de elétrons não térmicos homogênea no espaço.	47
6.2	Frequência Razin dos modelos $\alpha = -0,01; -0,03; -0,06$ conforme a altura a partir do topo dos arcos magnéticos.	49
A.1	NoRP: da esquerda para a direita, antenas para 35 GHz e 80 GHz, 17 GHz, 9,4 GHz, 3,75 GHz, 2 GHz e 1 GHz.	61

A.2	NoRH: no primeiro plano antenas do braço leste-oeste, com extensão de 490 m, e ao fundo o braço norte sul, com extensão de 220 m.	62
A.3	Magnetograma do disco solar no dia 13 de Dezembro de 2006: a polaridade positiva do campo magnético está representada em branco, a polaridade negativa em preto, e os valores próximos de zero, em cinza.	63
A.4	Curvas de luz nos dois canais GOES entre os dias 11 e 13 de Dezembro de 2006 obtidas pelos satélites GOES 11 e 12.	64
B.1	Perfis temporais nas sete frequências do NoRP.	66
B.2	Perfis temporais dos picos principais da fase impulsiva: 17 GHz (laranja) e 35 GHz (vermelho). As áreas cinzas indicam o intervalo de integração (10 s) e as linhas horizontais, o fluxo integrado.	67
B.3	Sobreposição de imagens mostrando o desalinhamento durante o máximo dos dois picos principais: ao fundo, o magnetograma do MDI nos horários indicados; imagem NoRH 17 GHz às 02:47:09 UT em contornos brancos indicando a posição correta da região e contornos pretos são as imagens durante os instantes #2 (esquerda) e #4 (direita).	68
B.4	Magnetogramas do MDI e imagens NoRH com contornos a 50%, 70% e 90% da temperatura de brilho máxima.	69
C.1	Interface gráfica do programa w_mag.	71

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Dimensões de acordo com a resolução do magnetograma	19
3.2 Parâmetros do Pikaia	22
4.1 Fases do evento SOL2006-12-13T02:21	27
5.1 Parâmetros do melhor modelo no primeiro pico	41
5.2 Parâmetros dos melhores modelos no segundo pico	42
B.1 Lista de eventos classes C, M e X associados à região ativa AR 10930, com horários relativos às observações GOES	65
B.2 Fluxo em SFU nos instantes de #1 a #5 e de fundo.	67

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

A.C.	–	antes de Cristo
AR	–	Região Ativa (<i>Active Region</i>)
CME	–	Ejeção de Massa Coronal (<i>Coronal Mass Ejection</i>)
fits	–	sistema de transporte de imagens flexível (<i>flexible image transport system</i>)
GOES	–	Satélite Ambiental Operacional Geoestacionário
HMI	–	Imageador Magnético e Heliosísmico (<i>Heliosismic Magnetic Imager</i>)
INPE	–	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
MDI	–	Imageador Michelson Doppler (<i>Michelson Doppler Imager</i>)
NoRH	–	Rádio Heliógrafo de Nobeyama (<i>Nobeyama Solar Heliograph</i>)
NoRP	–	Rádio Polarímetro de Nobeyama (<i>Nobeyama Radio Polarimeter</i>)
SDO	–	Observatório de Dinâmica Solar (<i>Solar Dynamics Observatory</i>)
SFU	–	Unidade de Fluxo Solar; $1 \text{ SFU} = 10^{-19} \text{ erg cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$
SoHO	–	Observatório Solar Heliosférico (<i>Solar Heliospheric Observatory</i>)
SOT-SP	–	Telescópio Óptico Solar e Espectro Polarímetro
SSN	–	Número de Manchas Solares
SSW	–	<i>Solar Software</i>
UT	–	Tempo Universal
XRT	–	Telescópio de Raios-X
xdr	–	representação de dados externos (<i>eXternal Data Representation</i>)

LISTA DE SÍMBOLOS

A	– área superficial do domínio
\mathbf{B}	– campo magnético
\mathbf{B}_k	– coeficientes de Fourier
\mathbf{B}_k^*	– complexo conjugado dos coeficientes de Fourier
B_x, B_y, B_z	– componentes do campo magnético
dl	– raio (em pixels) em torno da linha extrapolada
\mathbf{D}	– corrente de deslocamento
E_M	– energia magnética
F_0	– força de Lorentz
F_x, F_y, F_z	– componentes da força de Lorentz
\mathbf{J}	– densidade de corrente
\mathbf{k}	– vetor de onda
k_x, k_y, k_z	– componentes do vetor de onda
L	– índice de linha extrapolada
L_x, L_y	– dimensões do domínio
n	– número natural
n_e	– densidade numérica de elétrons não térmicos
N_e	– número total de elétrons não térmicos
n_p	– densidade numérica do plasma
p_1, p_1	– parâmetros da distribuição espacial de elétrons não térmicos
P	– pressão cinética do plasma
$\mathbf{r} = (x\hat{\mathbf{x}}, y\hat{\mathbf{y}}, z\hat{\mathbf{z}})$	– vetor de coordenadas cartesianas
t	– coordenada temporal
T	– temperatura do plasma
\mathbf{v}	– velocidade do elemento de massa
α	– parâmetro do campo livre de forças
α_{NoRP}	– índice espectral dos fótons
β	– parâmetro de plasma
γ	– fator de Lorentz
δ	– índice da distribuição de energia dos elétrons não térmicos
ν	– frequência em Hz
ν_p	– frequência de plasma
ν_B	– frequência de giroressonância
ρ	– densidade do elemento de massa
τ	– profundidade óptica
ϕ	– potencial escalar magnético
Ψ	– potencial gravitacional

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 CONCEITOS SOBRE EXPLOSÕES SOLARES	5
2.1 EXPLOSÕES SOLARES EM MICROONDAS	7
2.2 CAMPO MAGNÉTICO LIVRE DE FORÇAS	10
3 DESCRIÇÃO DA METODOLOGIA	17
3.1 EXTRAPOLAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO LIVRE DE FORÇAS	17
3.2 MÉTODO FORWARD FITTING: APLICAÇÃO SOLAR DO PIKAIA	20
3.2.1 PIKAIA	20
3.2.2 PROPRIEDADES DOS ELÉTRONS E DEFINIÇÕES DE ATMOS- FERA	22
3.2.3 MODELO DE TRANSFERÊNCIA RADIATIVA	23
4 DESCRIÇÃO DO EVENTO SOL2006-12-13T02:21	27
5 RESULTADOS	33
5.1 EXTRAPOLAÇÕES DE CAMPO MAGNÉTICO	33
5.2 AJUSTE DE MODELOS	38
5.2.1 AJUSTE DO PICO ÀS 02:25:20 UT	40
5.2.2 AJUSTE DO PICO ÀS 02:29:00 UT	41
6 DISCUSSÃO E CONCLUSÕES	47
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	51
APÊNDICE A - INSTRUMENTAÇÃO	61
A.1 RÁDIO OBSERVATÓRIO SOLAR DE NOBEYAMA	61
A.1.1 NORP	61
A.1.2 NORH	62
A.2 MDI/SOHO	62
A.3 GOES	63

APÊNDICE B - INFORMAÇÕES ADICIONAIS DO EVENTO

SOL2006-12-13T02:21	65
B.1 LISTA DE EVENTOS GOES	65
B.2 NORP	66
B.3 NORH	67

APÊNDICE C - INFORMAÇÕES ADICIONAIS DOS PROGRAMAS

71

C.1 PROGRAMA W_MAG	71
C.2 PROGRAMA PIKAIA_MAG_FIT	73

1 INTRODUÇÃO

Numa descrição qualitativa, uma explosão solar é a “*liberação catastrófica de energia*” (NINDOS et al., 2008), “*um intenso aumento do brilho localizado sobre uma região ativa que dura de segundos a horas*” (SILVA, 2006). Esse aumento do brilho é observado em várias bandas do espectro eletromagnético com características particulares de acordo com o mecanismo de emissão. Essas características permitiram identificar fases desses eventos:

- Fase anterior à explosão (pré-flare): fase de aquecimento lento do plasma com emissão em raios-X moles e no ultravioleta, durando tipicamente alguns minutos.
- Fase impulsiva: fase em que ocorre a aceleração de elétrons e íons e a liberação da maior parte da energia. Há emissão em todo o espectro, principalmente rádio e raios-X com duração da ordem de segundos a minutos.
- Fase de decaimento: nesta fase os elétrons e íons acelerados durante a fase impulsiva tendem a retornar aos níveis de energia anteriores ao evento (termalização). O plasma anteriormente aquecido até milhões de graus resfria-se lentamente por emissão de radiação ultravioleta e raios-X. Esta fase pode durar várias horas.

Observações provêm a base para se investigar a atividade solar e o magnetismo coronal. Por outro lado, modelos e teorias são as ferramentas para se desvendar as propriedades físicas do ambiente da coroa solar. Estudando curvas de luz e espectros, verificou-se que durante uma explosão solar a emissão na faixa das microondas é devida principalmente ao mecanismo girossincrotrônico de elétrons não térmicos (DULK, 1985; BASTIAN et al., 1998). Para modelar a emissão em microondas, diversos autores desenvolveram modelos incorporando efeitos e geometrias variados. Inicialmente, Alissandrakis e Preka-Papadema (1984) propuseram um modelo de dipolo bidimensional e simétrico para o campo magnético para estudar a distribuição de brilho e de polarização. Outros autores expandiram o modelo bidimensional para um campo magnético dipolar e assimétrico para estudar o efeito no espectro (KLEIN; TROTTE, 1984; LEE et al., 1994). Mais recentemente, Simões e Costa (2006) propuseram um modelo de dipolo tridimensional. Nele, as linhas de campo magnético são um conjunto de arcos circulares com diferentes alturas, inclinações e azimutes. Cada

arco é uma linha de campo magnético com intensidade em torno de 1.000 G na fotosfera e 100 G no topo. Seus resultados mostraram que distribuições não uniformes de brilho se relacionavam tanto às inhomogeneidades do campo quanto à posição da fonte projetada sobre o Sol. Em outro trabalho, [Simões e Costa \(2010\)](#) incorporaram ao modelo a distribuição anisotrópica de ângulo de passo para os elétrons não térmicos e verificaram que tanto a distribuição de brilho quanto a intensidade e o espectro da radiação produzida são afetadas. Esses trabalhos usam técnicas de *forward fit* ou modelagem direta, ou seja, constroem modelos e os testam comparando às observações. Como discutido por [Fleishman et al. \(2010\)](#) os esforços de modelagem para explosões solares devem se focar nos seguintes aspectos:

- Modelos coronais pré-flare;
- Liberação de energia;
- Dinâmica do plasma;
- Preenchimento da garrafa magnética por elétrons acelerados;
- Transferência radiativa da radiação produzida por populações de elétrons térmicos e não térmicos.

Este trabalho contempla os dois últimos itens para uma população de elétrons não térmicos e adiciona vínculos observacionais ao campo magnético. As soluções do campo magnético livre de forças utilizam como condições de contorno os magnetogramas fotosféricos e determinam a geometria na coroa com a introdução de um único parâmetro livre ao método, o parâmetro de campo livre de forças α .

O método desenvolvido obtém parâmetros da região emissora em microondas otimizando a busca por meio de um método de otimização baseado em algoritmo genético para calcular modelos de transferência radiativa. O modelo de emissão combina soluções do campo magnético livre de forças linear com distribuições de densidade e energia que caracterizam os elétrons não térmicos. Ao comparar os resultados dos modelos com as observações (espectros e imagens) elege-se o modelo que melhor ajusta as observações. Este fornece os parâmetros do campo magnético e da população de elétrons emissores.

Soluções para o campo magnético livre de forças tem sido utilizadas em diferentes estudos sobre o campo magnético coronal, através da comparação visual das linhas

de campo com observações em altas energias (raios-X moles ou ultravioleta). Outros estudos de colaboradores que utilizaram a mesma implementação da solução de campo magnético livre de forças linear são:

- [Selhorst et al. \(2008\)](#): desenvolveu um modelo de região ativa para reproduzir as observações em rádio através do cálculo da transferência radiativa dos processos livre-livre e girorressonante;
- [Silva \(2013\)](#): desenvolveu algoritmos para o reconhecimento de padrões em imagens em ultravioleta da coroa solar, identificando linhas de campo magnético que podem ser comparadas às linhas da solução livre de forças;
- [Nita et al. \(2014\)](#): utilizam o mesmo código deste trabalho numa ferramenta de modelagem da emissão microondas em explosões solares.

Essa implementação foi desenvolvida por J. E. R. Costa e utilizada em [Pinto \(2010\)](#). Ela foi atualizada por T. S. N. Pinto para incluir dados de novos instrumentos ([PINTO; COSTA, 2010](#)) e novas funcionalidades. A ferramenta de otimização utiliza o algoritmo Pikaia ([CHARBONNEAU, 1995](#)) adaptado para o problema em questão. Mais detalhes sobre essas ferramentas são apresentados no Capítulo 3. A metodologia foi aplicada a um evento, a explosão solar de 13 de Dezembro de 2006, que é descrita no Capítulo 4. Por fim, os resultados são apresentados no Capítulo 5.

2 CONCEITOS SOBRE EXPLOSÕES SOLARES

Registros da observação do Sol são tão antigos quanto os registros da observação do céu noturno. Conjectura-se que monumentos antigos, tais como Stonehenge e a mesa de pedra inca Intihuatana, foram projetados para marcar efemérides solares, como o nascer e o por do Sol e da Lua, equinócios e solstícios (UNESCO, 2014). Em 32 A.C. civilizações da Ásia antiga observaram e registraram a presença das manchas solares (YAU; STEPHENSON, 1988). Em 1610, com a invenção dos primeiros telescópios, Thomas Harriot e Galileu Galilei iniciaram a observação e a investigação sistemática das características das manchas solares (THE GALILEO PROJECT, 1995).

Já na Idade Contemporânea astrônomos estudaram as manchas solares e estabeleceram a relação entre sua presença na superfície solar e a atividade solar. Em 1859, enquanto observavam independentemente um grupo de manchas solares, Richard Hodgson e Richard Carrington viram, em luz visível, um aumento na luminosidade solar; Hodgson (1859) descreveu o fenômeno comparando-o ao brilho de uma estrela do tipo α Lyrae (de magnitude aparente máxima -0,02):

“Enquanto observava um grupo de manchas solares no dia 1° de Setembro, fui subitamente surpreendido pela aparição de uma estrela de luz muito brilhante, muito mais brilhante que a superfície do Sol, ofuscante para o olho desprotegido (...) os raios se estenderam em todas as direções; e o centro pode ser comparado ao brilho ofuscante de uma estrela α Lyrae quando vista num telescópio grande de ganho baixo.” (tradução livre)

Carrington (1859) registrou sua impressão estabelecendo uma relação entre a mancha solar e o novo fenômeno:

“A impressão deixada em mim é que o fenômeno ocorreu a uma elevação consideravelmente acima da superfície geral do Sol, e, concordantemente, ao mesmo tempo acima e sobre o grande grupo no qual o vi projetado.” (tradução livre)

No início dos anos 1900, as observações espectroscópicas de George E. Hale e colaboradores auxiliaram a compreender o caráter magnético das manchas solares. Ao observar linhas de absorção e notar a presença de dupletos e tripletos (HALE, 1908a), atribuíram esse fenômeno ao recém descoberto efeito Zeeman (HALE, 1908b) e estimaram a intensidade do campo magnético nas manchas solares em até 2.900 G. Eles também observaram os ciclos de aparecimento de manchas e que em cada um deles a ordem das polaridades magnéticas à frente e atrás na passagem sobre o disco

solar se invertia. Essas conclusões empíricas sobre o comportamento magnético das manchas solares são conhecidas como Lei de Hale (HALE, 1924).

A partir da metade do século XX, a radioastronomia e as observações em altas energias confirmaram a hipótese de Carrington. Historicamente, as oito missões OSO entre os anos 60 e 70 realizaram as primeiras observações solares em raios-X e raios- γ , produzindo imagens como a emblemática Figura 2.1. Ela mostra como a coroa solar é inhomogênea, e como ela se estende acima e além da fotosfera. Mostra ainda que a atividade solar está associada às regiões ativas.

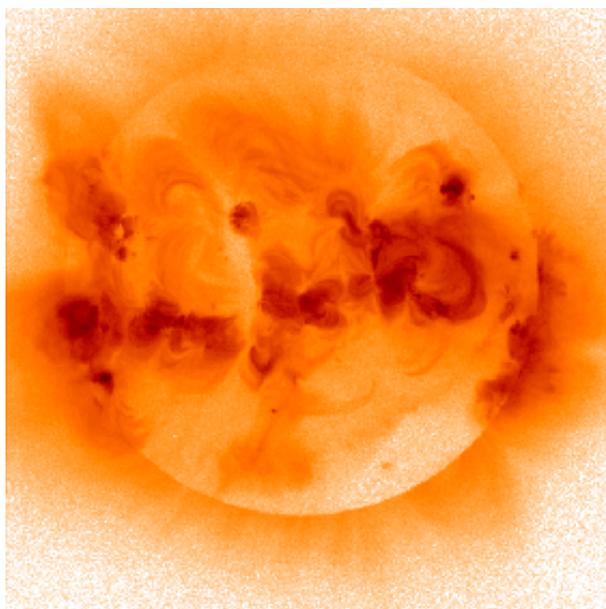


Figura 2.1 - A coroa solar visto pelo telescópio de raios-X moles do *Yohkoh* em 1° de Fevereiro de 1992.

Fonte: Ogawara et al. (1991)

Essas observações ajudaram a estabelecer a relação entre as manchas e a atividade solar. O número de manchas é registrado por observatórios como o Observatório Real de Greenwich (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>). A contagem de manchas é um dos indicadores da atividade, através do Solar Sunspot Number (SSN). A partir dessa contagem pode-se inferir a periodicidade do ciclo solar, de aproximadamente 11 anos, como pode ser visto na Figura 2.2. Indicadores da atividade coronal incluem raios-X moles e a rádio emissão em 10,7 cm. Este último é um indicador que mede a contribuição da emissão contínua e dos eventos

transientes de todas as manchas (SHIBASAKI et al., 2011).

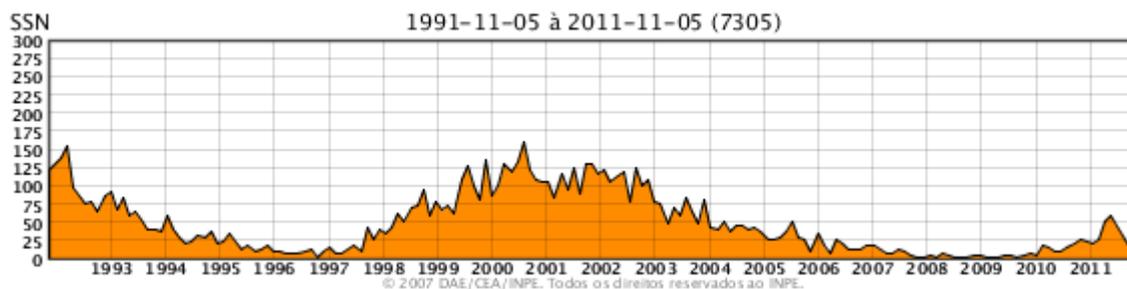


Figura 2.2 - Indicador de atividade solar: número de manchas solares desde 1992.
Fonte: EMBRACE/INPE (2011)

2.1 EXPLOSÕES SOLARES EM MICROONDAS

A emissão solar na janela rádio é importante pois o plasma coronal tem características físicas que fazem com que as frequências de plasma ν_p e de girorresonância ν_B sejam tais que $\nu_p, \nu_B \lesssim 10^{10}$ Hz. Ou seja, tanto essas frequências características quanto seus harmônicos estão nessa janela do espectro eletromagnético (DULK, 1985).

Durante explosões solares, processos de interação partícula-partícula ou partícula-campo são ativados. Diversos artigos de revisão tratam desses processos em detalhes, discutindo seus princípios físicos e características observacionais (DULK, 1985; BASTIAN et al., 1998; BENZ, 2008; NINDOS et al., 2008).

Em microondas, o processo mais relevante é a interação dos elétrons com o campo magnético. Para os elétrons tem energias não relativísticas, ou seja, quando $\gamma \lesssim 1$, a interação é ciclotrônica. O espectro de emissão se concentra principalmente em torno da frequência de giroressonância. Para elétrons são quase relativísticos ($1 \lesssim \gamma \lesssim 5$ ou algumas dezenas de quiloeltronvolts até megaeltronvolts) a interação é chamada girossincrotrônica.

O espectro de emissão girossincrotrônico tem a forma de ‘U’ invertido com pico entre 5 e 10 GHz, mas que pode se iniciar em 3 GHz e se estender até o milimétrico e além (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. A frequência de pico define duas regiões no espectro. À esquerda da frequência de pico, na região das frequências menores, a emissão é opticamente espessa. À direita da frequência de pico, na região de frequências maiores, a emissão é opticamente fina. Como essa emissão é sensível ao campo magnético, é uma importante fonte de informação sobre o ambiente na região ativa, principalmente quanto às características geométricas.

Observações espacialmente resolvidas da região emissora em microondas frequentemente mostram estruturas com a forma de arcos. Em geral, observa-se fontes estendidas nas frequências mais baixas e fontes compactas nas frequências altas. Essas regiões compactas são associadas aos pés dos arcos magnéticos, enquanto as fontes estendidas são associadas às acima das primeiras e mais próximas ao topo dos arcos magnéticos. De maneira geral, pode-se dizer que o tamanho das fontes decresce com a frequência (BASTIAN et al., 1998). Esse padrão de emissão foi estudado por diversos autores que desenvolveram modelos para reproduzir as fontes emissoras.

O modelo do arco composto por dois solenóides consegue reproduzir alguns resultados observacionais (BASTIAN et al., 1998).

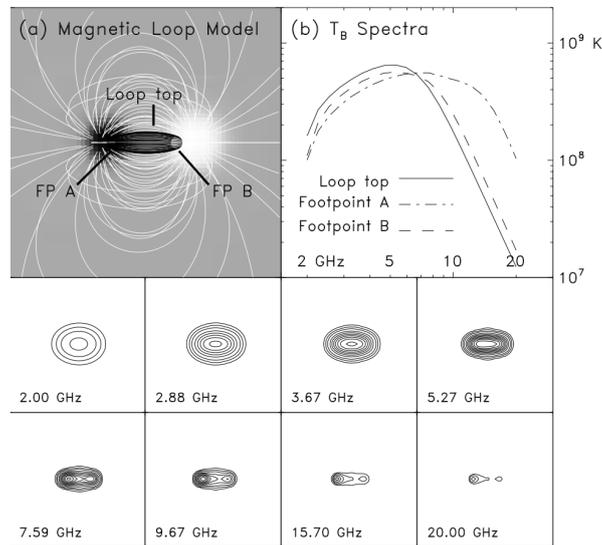


Figura 2.3 - Modelo de campo magnético com solenóides para emissão girossincrotrônica de explosões solares. Em (a) o modelo de campo, em (b) o espectro em diferentes regiões da fonte e abaixo as imagens do modelo por frequência.

Fonte: Bastian et al. (1998)

Cada solenóide tem intensidade magnética diferente na fotosfera e é homogênea-mente preenchido com elétrons. A distribuição de energia segue uma lei de potência simples. Nesse modelo o tamanho da fonte emissora decresce com a frequência, ou seja, em baixas frequências a região emissora é maior e espalhada, enquanto que nas altas frequências existem duas regiões emissoras compactas associadas aos ‘pés’ do arco magnético (veja a Figura 2.3). A variação no tamanho da fonte deve-se às inhomogeneidades na densidade eletrônica e no campo magnético, que é mais concentrado nos pés do que no topo. A emissão dos pés ocorre em altas frequências, e é característica de um meio opticamente fino. Já a emissão entre os pés, associada à extensão do arco magnético, é aquela de um meio opticamente espesso e ocorre em baixas frequências.

Em Simões e Costa (2006) um modelo altamente inhomogêneo em sua geometria e em intensidade foi usado para calcular a emissão girossincrotrônica de explosões solares. Os resultados mostraram não somente a variação do tamanho da fonte como também inhomogeneidades na distribuição de brilho (veja a Figura 2.4) que não eram observadas em modelos anteriores.

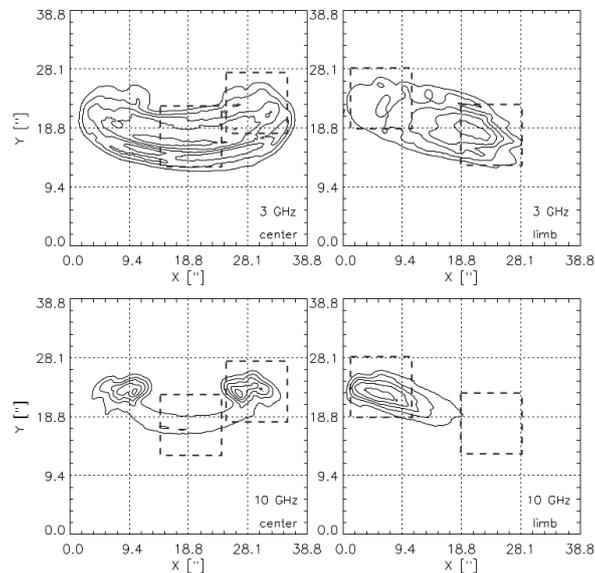


Figura 2.4 - Mapas de distribuição de brilho da emissão girossincrotrônica de explosões solares para um modelo de campo magnético inhomogêneo. Os mapas foram calculados em 3 GHz (acima) e 10 GHz (abaixo).

Fonte: Simões e Costa (2006)

2.2 CAMPO MAGNÉTICO LIVRE DE FORÇAS

Essa seção é baseada na Seção 2.2 de Pinto (2010) e trata do formalismo do modelo de campo magnético livre de forças.

Campos eletromagnéticos clássicos são descritos pelas equações de Maxwell. O campo magnético $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ é descrito pela Lei de Ampère e pela Lei de Gauss para o magnetismo (\mathbf{r} é um vetor num sistema cartesiano e t é a coordenada temporal):

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.2)$$

Se num meio o campo $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ é estacionário, o termo com a derivada da corrente de deslocamento é nulo e, nessa situação, para conhecer o campo magnético bastaria conhecer a distribuição de densidade de correntes $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$. Como não existem métodos observacionais para medir a distribuição de correntes na coroa solar, outras alternativas ou aproximações a essa formulação foram desenvolvidas.

A primeira aproximação é considerar que não há distribuição de correntes. O problema de determinar o campo $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ torna-se um problema de contorno para o potencial escalar magnético ϕ :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = 0 \Rightarrow \nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \Rightarrow \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = -\nabla \phi(\mathbf{r}, t) \quad (2.3)$$

Substituindo esta última na equação 2.2:

$$\nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.4)$$

Esta é a equação de Laplace para o potencial escalar magnético e tem solução exata em termos de harmônicos esféricos (ALTSCHULER et al., 1977). A reconstrução do campo na atmosfera solar, ou seja, a extrapolação do campo, é feita aplicando-se condições de contorno adequadas, por exemplo a componente longitudinal do campo

magnético na fotosfera. Um resultado desse tipo de reconstrução pode ser visto na Figura 2.5.

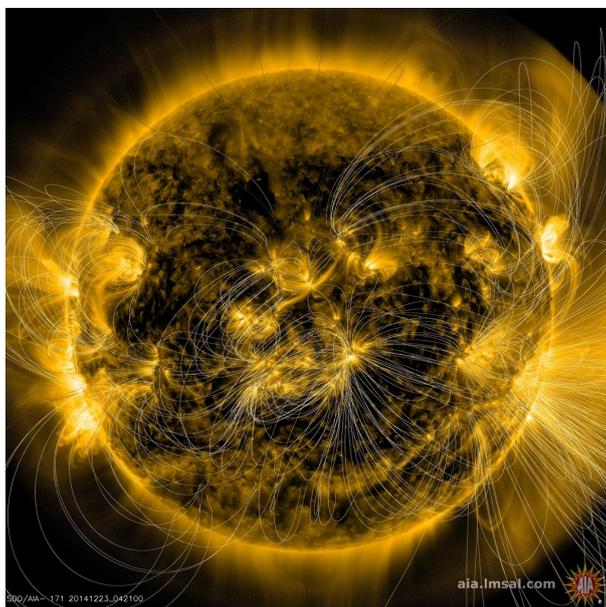


Figura 2.5 - Imagem do AIA/SDO em 171 Å com linhas de extrapolação do campo coronal em 23 de Dezembro de 2014.

Fonte: [Nasa \(2010\)](#)

Esta aproximação do campo magnético solar para um campo potencial é a configuração de menor energia e não é adequada para as regiões ativas, por exemplo, onde se espera existir energia magnética excedente armazenada. Uma outra formulação parte de condições físicas da coroa solar para determinar a solução. Como ela é constituída por um plasma tênue e altamente ionizado com temperaturas da ordem de 10^6 K, pode-se dizer que é aproximadamente um condutor ideal. Ou seja, as forças magnéticas dominam o movimento das partículas e o parâmetro de plasma β , que define a relação entre as pressões de plasma e magnética é tal que $\beta \ll 1$. Ou seja, na coroa solar a pressão magnética supera a pressão de plasma.

Para um elemento de massa ρ desse ambiente a equação de Euler para o movimento de um fluido descreve o movimento:

$$\rho(\mathbf{r}, t) \frac{d\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)}{dt} = \nabla P(\mathbf{r}, t) + \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - \rho \nabla \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (2.5)$$

Onde $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ é sua velocidade, $P(\mathbf{r}, t)$ é a pressão cinética do plasma e $\Psi(\mathbf{r}, t)$ é o potencial gravitacional. Os termos da pressão cinética e gravitacional não são comparáveis à pressão magnética e, considerando ainda que o plasma está em regime estacionário, obtém-se a seguinte condição:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= 0 \\ \therefore \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \parallel \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Ou seja, a força de Lorentz é identicamente nula. Essa condição é a condição de campo livre de forças (LÜST; SCHLÜTER, 1954), e é equivalente a distribuições de correntes paralelas ao campo em todo o espaço. Voltando à Lei de Àmpere sem corrente de deslocamento e à equação 2.6, obtém-se a equação que caracteriza os campos magnéticos livres de forças:

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \quad (2.7)$$

Onde $\alpha(\mathbf{r})$ é tal que:

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{r}) &= \frac{\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)} \\ \alpha(\mathbf{r}) &= 4\pi \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)}{\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Aplicando o divergente a esta última equação, o primeiro termo se anula pois o divergente do rotacional de uma função é nulo e pelo termo da Lei de Gauss para o magnetismo (a dependência das funções fica implícita a partir deste ponto):

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) &= \nabla \cdot (\alpha\mathbf{B}) \\ \alpha\nabla \cdot \mathbf{B} + \mathbf{B} \cdot \nabla\alpha &= 0 \\ \mathbf{B} \cdot \nabla\alpha &= 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

Para que a última seja verdadeira, temos que $\mathbf{B} = 0$ ou $\nabla\alpha = 0$. Conclui-se que a função de correntes α não varia ao longo de um caminho, ou seja, a densidade de corrente ao longo de uma linha de campo magnético é constante. O conjunto de equações:

$$\begin{aligned}
\nabla \times \mathbf{B} &= \alpha \mathbf{B} \\
\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha &= 0 \\
\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0
\end{aligned}
\tag{2.10}$$

Descreve as propriedades fundamentais dos campo livres de forças (SAKURAI, 1989): o alinhamento das correntes com os campos, a propagação de α como uma constante ao longo de cada linha de campo e o fato de que campos magnéticos não convergem para monopólos. A função α introduz um efeito topológico que não está presente no campo potencial: a torção das linhas de campo.

Se ao invés do divergente toma-se o rotacional da primeira das equações 2.9:

$$\begin{aligned}
\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= \nabla \times (\alpha \mathbf{B}) \\
\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= \alpha (\nabla \times \mathbf{B}) + \nabla \alpha \times \mathbf{B} \\
\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= \alpha^2 \mathbf{B} + \nabla \alpha \times \mathbf{B} \\
\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= \nabla (\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} \\
\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= -\nabla^2 \mathbf{B}
\end{aligned}
\tag{2.11}$$

Obtém-se o seguinte sistema de equações diferenciais:

$$\begin{aligned}
\nabla^2 \mathbf{B} + \alpha^2 \mathbf{B} &= \mathbf{B} \times \nabla \alpha \\
\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha &= 0 \\
\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0
\end{aligned}
\tag{2.12}$$

Cuja solução representa um campo magnético livre de forças da coroa solar. Esse sistema de equações acopladas para \mathbf{B} e α é um sistema de equações diferenciais não linear de segunda ordem. O termo de segunda ordem em \mathbf{B} ocorre no Laplaciano do campo magnético e a não linearidade ocorre devido ao acoplamento das funções α e \mathbf{B} .

Numa primeira aproximação à solução desse sistema, admite-se que a função α é uma constante. Isso significa que, além de ser constante ao longo de cada linha, α tem o mesmo valor em todas as linhas de campo magnético. Com α constante $\nabla \alpha = 0$, portanto o sistema de equações 2.10 se reduz a:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \mathbf{B} + \alpha^2 \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\tag{2.13}$$

Aplicando o rotacional à equação 2.7:

$$\begin{aligned}\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= \nabla \times \alpha \mathbf{B} \\ \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} &= \alpha \nabla \times \mathbf{B} \\ -\nabla^2 \mathbf{B} &= \alpha \nabla \times \mathbf{B} \\ -\nabla^2 \mathbf{B} &= \alpha^2 \mathbf{B}\end{aligned}\tag{2.14}$$

A equação diferencial resultante é uma equação de Helmholtz, cuja solução pelo método da transformada de Fourier foi obtida por Nakagawa e Raadu (1972):

$$\begin{aligned}B_x &= \sum_{k \neq 0} \frac{i}{k^2} [\alpha k_y - k_x (k^2 - \alpha^2)^{1/2}] \mathbf{B}_k \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - (k^2 - \alpha^2)^{z/2}] \\ B_y &= \sum_{k \neq 0} \frac{-i}{k^2} [\alpha k_x + k_y (k^2 - \alpha^2)^{1/2}] \mathbf{B}_k \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - (k^2 - \alpha^2)^{z/2}] \\ B_z &= \sum_{k \neq 0} \mathbf{B}_k \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - (k^2 - \alpha^2)^{z/2}]\end{aligned}\tag{2.15}$$

Onde $\mathbf{k} = k_x \hat{\mathbf{x}} + k_y \hat{\mathbf{y}}$ e B_k são coeficientes de Fourier relacionados ao campo longitudinal observado. A constante α indica a torção das linhas de campo tanto em direção quanto em intensidade. Valores positivos / negativos indicam torção no sentido anti-horário / horário e quanto maior o seu valor absoluto, maior é a torção das linhas.

A energia magnética E_M do volume extrapolado é dada por:

$$E_M = \frac{A}{64\pi} \sum_{k \neq 0} \frac{B_k B_k^*}{(k^2 - \alpha^2)^{1/2}}\tag{2.16}$$

Onde A é a área superficial e B_k^* é o complexo conjugado dos coeficientes de Fourier no domínio. Para $\alpha = 0$ o campo é o potencial e fica claro a partir da equação 2.16 que este é o estado de menor energia. Para um dado valor de k , diferentes valores de α representam diferentes graus de complexidade do campo magnético. Isso mostra que ambientes mais complexos (mais retorcidos) contém mais energia.

Das equações 2.8 com a aplicação do Teorema de Stokes, segue que são condições

necessárias para que um campo magnético seja livre de forças (LOW, 1985) que as componentes da Força de Lorentz $F_x \ll F_0$, $F_y \ll F_0$ e $F_z \ll F_0$, onde F_x , F_y e F_z :

$$\begin{aligned}
 F_x &= \frac{1}{4\pi} \int_{z=0} B_x B_y \, dx \, dy \\
 F_y &= \frac{1}{4\pi} \int_{z=0} B_y B_z \, dx \, dy \\
 F_z &= \frac{1}{4\pi} \int_{z=0} (B_z^2 - B_x^2 - B_y^2) \, dx \, dy \\
 F_0 &= \frac{1}{8\pi} \int_{z=0} (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2) \, dx \, dy
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

Embora essas não sejam as condições suficientes para garantir que o modelo de campo livre de forças seja válido desde a fotosfera, elas garantem que as forças magnéticas são suficientemente intensas em comparação a outras forças. Metcalf et al. (1995) estudaram o campo magnético cromosférico e, calculando a força de Lorentz na fotosfera e baixa cromosfera, concluíram que o campo magnético torna-se livre de forças acima de 400 km da fotosfera. Essa escala de altura está incluída num único pixel do MDI, mas é comparável à escala do HMI.

Existem diversos métodos de solução analíticos ou numéricos para as equações 2.12:

- Séries de Fourier: Nakagawa e Raadu (1972), Alissandrakis (1981), Gary (1989), Démoulin et al. (1997)
- Funções de Green: Chiu e Hilton (1977), Seehafer (1978), Semel (1988)
- Harmônicos esféricos: Altschuler e Newkirk (1969)
- Soma das fontes discretas: Lothian e Browning (1995)
- Soma dos termos MHD: Low (1985), Low (1991)
- Integração de elementos de contorno: Yan (1995)

Para tratar do problema do campo magnético não linear, existem métodos numéricos desenvolvidos por diferentes autores:

- Integração vertical: Wu et al. (1990), Cuperman et al. (1990), Amari et al. (1997)

- Elementos finitos: Sakurai (1979)
- Potencial de Euler: Uchida (1997)
- Magneto-friccional: Yang et al. (1986), Porter et al. (1992),
- Método de Grad-Rubin: Grad e Rubin (1958), Aly (1989)
- Métodos evolutivos: Roumeliotis (1996), Wheatland et al. (2000)
- Método de otimização: Wiegelmann (2004), Wiegelmann et al. (2006)

Soluções não lineares foram comparadas em quatro trabalhos (SCHRIJVER et al., 2006; METCALF et al., 2008; SCHRIJVER et al., 2008; De ROSA et al., 2009) que avaliaram suas convergências e performances. Em geral os métodos produziram linhas comparáveis aos arcos coronais, mas houve grande variedade de geometrias das linhas de campo, energias totais e distribuição da função $\alpha(\mathbf{r})$. Verificou-se que houve grande dependência dos métodos com os dados, seja devido a características da região ativa ou do nível de pré processamento aplicado ao magnetograma. No momento atual, é consenso que não há método de solução único e que uma dada solução deve ser comparada às observações de arcos coronais para ser validada.

3 DESCRIÇÃO DA METODOLOGIA

Neste capítulo é feita a apresentação dos componentes do método que foi desenvolvido: a ferramenta de extrapolação do campo magnético livre de forças linear e a implementação do método de otimização para modelos de transferência radiativa em microondas.

3.1 EXTRAPOLAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO LIVRE DE FORÇAS

O código de extrapolação do campo magnético livre de forças é baseado na solução de Nakagawa e Raadu (1972), apresentada no capítulo 2.2. Esse programa¹ é um conjunto de rotinas escritas em IDL que lêem magnetogramas no formato fits, calculam a solução sobre uma seção desse magnetograma, calculam as coordenadas das linhas de campo magnético, exibem essas informações de forma gráfica e salvam os cálculos em arquivos do tipo xdr (eXternal Data Representation). A Figura 3.1 mostra um diagrama da sua estrutura.

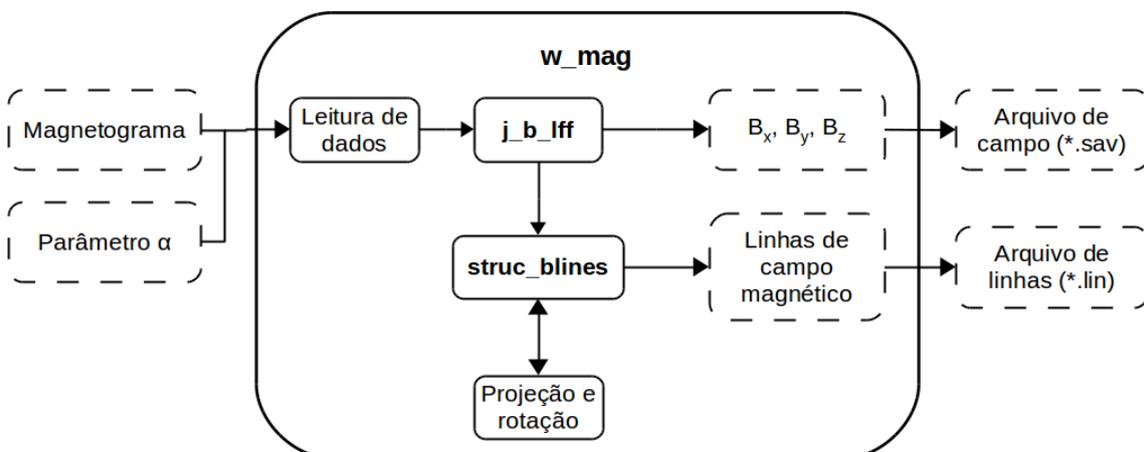


Figura 3.1 - Estrutura do programa `w_mag`: linhas cheias representam rotinas, linhas tracejadas são entrada ou saída de informação e negrito são os nomes das rotinas principais.

O programa está preparado para ler magnetogramas longitudinais do MDI/SoHO, SOT-SP/Hinode e HMI/SDO. Após a leitura dos dados, a seleção de uma região quadrada define o domínio da solução: $0 \leq x \leq L_x$; $0 \leq y \leq L_y$; $0 \leq z \leq \infty$,

¹Informações adicionais sobre o programa podem ser encontradas no Apêndice C

$L_x = L_y = 2^n$ pixels, $n \in \mathbb{N}$.

Neste domínio deve-se garantir as seguintes condições de contorno (SEEHAFER, 1978):

- Em $z = 0$ a solução deve reproduzir o magnetograma: $B_z(x, y, 0) = f(x, y)$, onde f é o magnetograma no domínio $[L_x, L_y]$;
- A solução deve ser nula nas bordas do domínio: $B_z(0, y, z) = B_z(L_x, y, z) \equiv 0$ e $B_z(x, 0, z) = B_z(x, L_y, z) \equiv 0$;
- A solução deve ser periódica: $B_z(-x, y, 0) = -B_z(x, y, 0)$ e $B_z(x, -y, 0) = -B_z(x, y, 0)$.
- Para $z \rightarrow \infty$, $B_z \rightarrow 0$.

Para isso, duplica-se o domínio de modo que seja $[2L_x, 2L_y]$ por espelhamento horizontal. Uma condição adicional para a validade da solução é que o fluxo magnético longitudinal total seja aproximadamente nulo no domínio ($\sum_{x=0, L_x} \sum_{y=0, L_y} B_z(x, y, 0) \approx 0$). Isso é usualmente garantido se L_x e L_y são suficientemente grandes para incluir toda a região ativa. O programa `w_mag` procura automaticamente por domínios deslocados de até 10 pixels da seleção original do usuário e mostra a soma de $B_z(x, y, 0)$, permitindo escolher algum desses outros domínios.

O parâmetro α é uma informação a ser fornecida ao programa. Ele parametrizado como um valor entre -1 e 1 que representa o cosseno do ângulo de torção das linhas de campo em relação ao campo potencial. Valores positivos ou negativos representam torções nos sentidos horário ou anti-horário, respectivamente. Conforme a equação 2.7, a solução do campo livre de forças utiliza a transformada de Fourier para obter os coeficientes \mathbf{B}_k ; na implementação utilizou-se a transformada rápida de Fourier. Cada componente do vetor campo magnético é calculada a partir da fotosfera ($z = 0$) até $z = 2^n$ pixels.

As dimensões físicas envolvidas dependem da resolução dos magnetogramas. A tabela 3.1 mostra a resolução dos instrumentos em segundos de arco por pixel, o equivalente em cm por pixel e a máxima torção.

Tabela 3.1 - Dimensões de acordo com a resolução do magnetograma

Instrumento	arcsec / pixel	cm / pixel	$\alpha = \pm 1 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$
MDI/SoHO	1,98561	$1,44011 \times 10^8$	$\pm 6,94391 \times 10^{-9}$
HMI/SDO	0,60000	$4,35163 \times 10^7$	$\pm 4,34951 \times 10^{-8}$
SOT-SP/Hinode	0,31700	$2,29911 \times 10^7$	$\pm 2,29799 \times 10^{-8}$

A Figura 3.2 mostra dois exemplos de soluções calculadas com o `w_mag` para a região ativa AR 10486. Nas duas soluções as linhas de campo magnético conectam a polaridade positiva (em vermelho) a regiões negativas em seu entorno. Na solução potencial ($\alpha = 0$) essas conexões partem próximas ao centro da polaridade positiva em regiões de até 2.000 G e formam linhas de até $8,1 \times 10^9$ cm. Na solução linear com $\alpha = 6,94391 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-1}$ as conexões são mais próximas à borda, em locais na fotosfera em torno de 1.050 G e formam arcos com alturas máximas de $4,9 \times 10^9$ cm. Essas duas soluções ilustram os principais efeitos topológicos do parâmetro α : quanto maior o módulo do parâmetro menor a altura máxima das linhas na coroa e, na fotosfera, as conectividades podem ser alteradas. Já em relação à energia magnética total o efeito é inverso: quanto maior o módulo do parâmetro, maior a energia total no domínio; as energias totais nessas soluções foram de $2,03 \times 10^{30}$ erg (potencial) e $4,49 \times 10^{30}$ erg (linear).

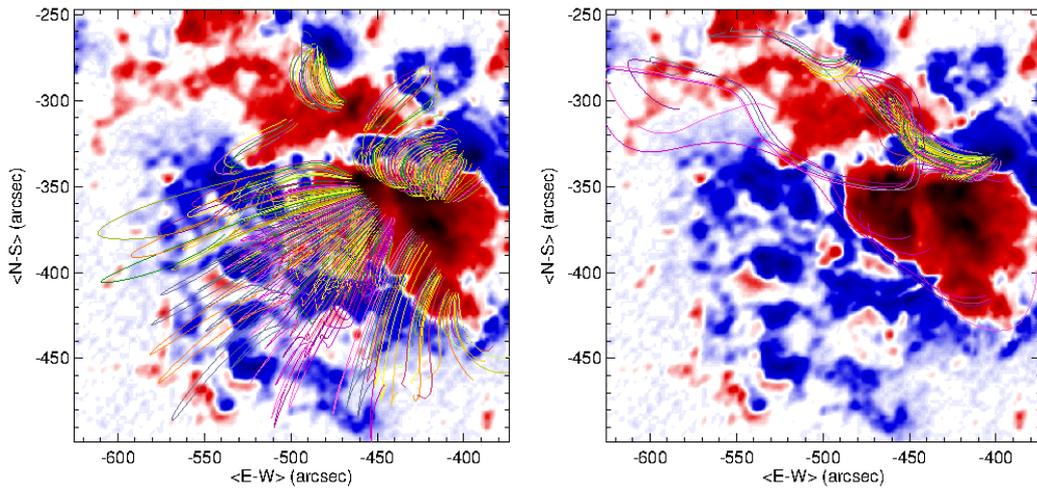


Figura 3.2 - Soluções do campo magnético livre de forças calculadas com o `w_mag`: à esquerda, a solução potencial e à direita, a solução linear.

3.2 MÉTODO FORWARD FITTING: APLICAÇÃO SOLAR DO PIKAIA

3.2.1 PIKAIA

O Pikaia é um método de otimização baseado em algoritmo genético desenvolvido por Charbonneau (1995), originalmente escrito em FORTRAN 77 e posteriormente adaptado para IDL e disponibilizado online (NCAR/UCAR - HAO, 2014). O Pikaia tem sido utilizado em problemas astrofísicos desde os anos 1.990, provando-se efetivo quando há um grande número de parâmetros livres a serem determinados.

Na Divisão de Astrofísica do INPE o Pikaia foi utilizado com sucesso em cenários variados: Tello e Jablonski (2010) o utilizaram em conjunto com o método simplex-Downhill para ajustar a curva de luz da binária eclipsante BUL-SC16 335 e determinar os parâmetros do sistema. Já Costa e Rodrigues (2009) e Silva et al. (2013) desenvolveram o CYCLOPS, uma ferramenta de modelagem tridimensional para variáveis cataclísmicas do tipo polares que ajusta curvas de luz no visível e em raios-X para deduzir os parâmetros físicos e geométricos dos componentes do sistema e dos eclipses que lá ocorrem.

O aspecto genético do Pikaia deve-se à ideia de que os problemas computacionais podem ser resolvidos pela mimetização do processo de seleção natural darwiniana. Simplificadamente, na evolução biológica combinações diferentes de DNA criam indivíduos únicos e o número de combinações garante a variedade de indivíduos. No entanto, somente alguns dos indivíduos irão se reproduzir e sobreviver, num processo de seleção e perpetuação de características desejáveis ao longo do tempo.

Do ponto de vista computacional, um indivíduo é um modelo, seus parâmetros são seu material genético e a seleção natural é uma regra que mede a qualidade dos modelos. A regra de seleção é uma função que será maximizada pelo Pikaia. A produção das gerações envolve mecanismos que reproduzem o mecanismo da evolução dos indivíduos. Para a primeira geração, como não há informação *a priori* sobre o espaço de parâmetros, ocorre um sorteio aleatório para evitar viés na amostragem. As gerações seguintes são produzidas por operações sobre a geração anterior, que também podem ser comparadas a processos genéticos: cruzamento, seleção ou mutação. No cruzamento, partes da estrutura (bits) dos genes de dois indivíduos (modelo) são trocadas entre si; na seleção, essas partes são preservadas e inseridas em um novo

indivíduo da próxima geração; na mutação, são aleatoriamente modificadas para gerar um novo indivíduo.

O número de indivíduos em uma geração, o número de gerações, a taxa por tipo de processo evolutivo, a quantidade de genes que serão trocados, preservados ou modificados e as taxas desses processos são parâmetros definidos pelo usuário do programa. O módulo genético segue o seguinte algoritmo:

- a) Produção da primeira geração (sorteio aleatório com 100 combinações de parâmetros);
- b) Cálculo dos modelos de transferência radiativa (100 repetições correspondentes aos 100 modelos);
- c) Avaliação da regra de seleção sobre a primeira geração (χ^2 entre espectros e imagens observados e de modelos);
- d) Seleção dos indivíduos mais adaptados (menores χ^2);
- e) Produção de uma nova população;
- f) Avaliação da regra de seleção sobre a nova população;
- g) Repetição a partir de d) por 20 gerações.

Na aplicação para o modelo de explosão solar em microondas, chamado `pikaia_mag_fit.pro`, a função a ser maximizada é o inverso do χ^2 , minimizando a diferença entre os espectro e as imagens observacionais e teóricos. O funcionamento dessa implementação e sua integração com o módulo de cálculo das soluções do campo magnético livre de forças está esquematizado na Figura 3.3. Os parâmetros dos modelos são definidos em intervalos no espaço de parâmetros para restringir a busca. A decisão sobre o parâmetro α é feita externamente ao Pikaia: para cada valor de α que se deseja testar um Pikaia deve ser lançado. Os parâmetros internos ao Pikaia são: uma linha âncora L e um raio dl em torno do ápex dessa linha, os índices $\delta = [\delta_1, \delta_2]$ da lei de potência que rege a distribuição em energia dos elétrons, a densidade inicial de elétrons n_e , os parâmetros da distribuição espacial de elétrons $p = [p_1, p_2]$, a temperatura do plasma T e a densidade n_p . Os intervalos de busca dos parâmetros estão definidos na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 - Parâmetros do Pikaia

Símbolo	Valor mínimo	Valor máximo	Unidade
L	1	Total de linhas	
dl	1	10	pixels
δ_1, δ_2	1, 1	5, 5	
n_e	10^6	10^8	cm^{-3}
p_1, p_2	0,02; 0,3	2,00; 1,7	
T	10^6	$10^{7,5}$	K
n_p	10^8	10^{12}	cm^{-3}

Conforme ilustrado no esquema da Figura 3.3, a rotina seleciona linhas.pro utiliza L e dl para selecionar todas as linhas cujos ápex estão distante do ápex de L até uma distância dl . Isso define o cubo de dados $Bmag$ do campo magnético com o qual se calcula um cubo de mesma dimensão com as direções do campo em cada ponto do espaço, contendo o ângulo entre o campo e a linha de visada. Os demais parâmetros físicos são sorteados e evoluídos dentro dos intervalos definidos na tabela anterior. Os parâmetros do modelo a serem ajustados são:

- Parâmetro livre de forças α ;
- Conjunto de linhas de campo magnético: L, dl ;
- Parâmetros do plasma: n_p e T ;
- Propriedades dos elétrons não térmicos: δ, n_e e p .

3.2.2 PROPRIEDADES DOS ELÉTRONS E DEFINIÇÕES DE ATMOSFERA

Como apresentado no Capítulo 2, a população de elétrons responsáveis pela emissão girossincrotrônica em microondas é caracterizada por uma distribuição não térmica em energia, e por distribuições não homogêneas no espaço.

A distribuição em energia é uma função $u(E)$ do tipo lei de potência:

$$u(E) = K \int_{E_1}^{E_2} E^{-\delta} dE \quad (3.1)$$

Na equação 3.1 K é uma constante de normalização. O índice δ pode ser um vetor

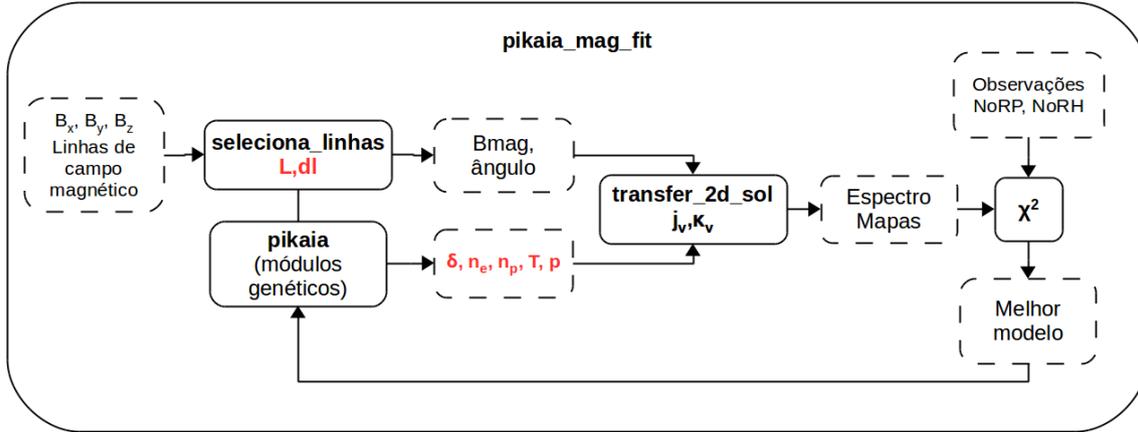


Figura 3.3 - Estrutura do programa `pikaia_mag_fit`: linhas cheias representam rotinas, linhas tracejadas são entrada ou saída de informação, em negrito os nomes das rotinas e em vermelho os parâmetros de ajuste.

de índices caso o intervalo de energia seja separado em intervalos menores. Foram utilizadas leis de potência simples, com um único índice δ e $E = [E_1, E_2]$ ou dupla, com $\delta = [\delta_1, \delta_2]$ e $E = [E_1, E_2, E_3]$. O intervalo de energia é entre 10 keV a 5 MeV e o *break* ocorre em 30 keV.

A distribuição espacial é uma função empírica que simula concentrações de elétrons mais próximas aos pés ou ao topo dos arcos magnéticos, ou uma distribuição homogênea. Os parâmetros da distribuição espacial são $[p_1, p_2]$ e eles determinam a concentração assimétrica entre as duas polaridades (p_1) e os diferentes tipos de concentração em altura (p_2). Alguns dos tipos de distribuições podem ser vistas na Figura 3.4.

As propriedades do plasma ambiente são temperatura T e a densidade de plasma n_p . A temperatura é constante no ambiente e a função de distribuição de densidade N_p é tal que $N_p = n_p \cdot \exp(-z/H)$, onde H é a escala de altura característica. Ou seja, é uma função que simula uma estrutura de atmosfera cuja densidade aumenta em direção à fotosfera.

3.2.3 MODELO DE TRANSFERÊNCIA RADIATIVA

Para a emissão girossincrotrônica em explosões solares, num plasma com baixa taxa de colisões, a emissão de radiação depende das emissividades dos elétrons obtidas por Ramaty (1969) e implementadas por (SIMÕES, 2005).

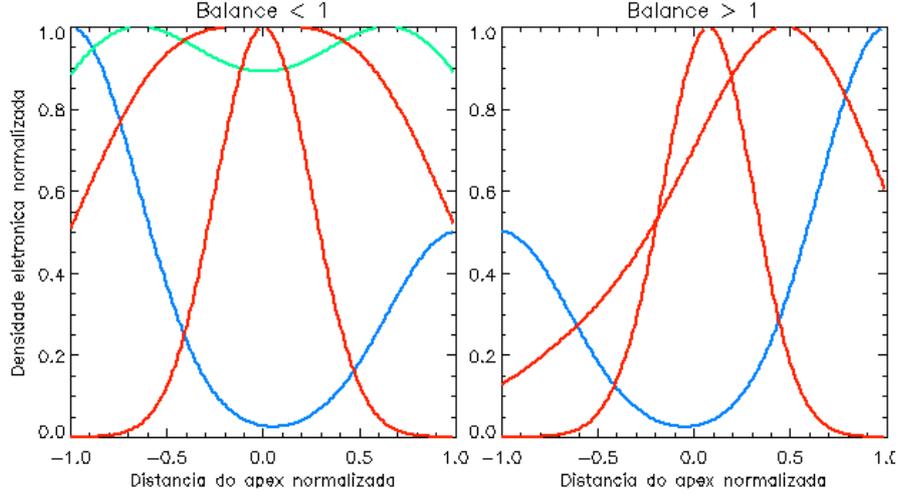


Figura 3.4 - Distribuições espaciais de elétrons não térmicos. As distribuições *footpoint* assimétricas são as curvas azuis; as distribuições *looptop* simétricas e assimétricas são as curvas vermelhas e uma distribuição homogênea e simétrica é a curva verde.

O cálculo do campo magnético no w_mag discretiza o espaço tridimensional; cada elemento de volume é um *voxels* e, por definição, tem geometria cúbica. Eles são também o menor elemento de volume, neles deve-se determinar a quantidade de radiação absorvida e reemitida.

Como nesse ambiente o índice de refração nas frequências de interesse, a saber, $\nu \geq 3,75$ GHz, é próximo da unidade, a refração de ondas pode ser ignorada. A solução da equação de transferência radiativa para um meio homogêneo e sem refração, que calcula a quantidade de radiação por frequência ν sendo absorvida e reemitida (I_ν) é:

$$I_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} [1 - \exp(-\kappa_\nu r)] + I_0 \exp(-\kappa_\nu r) \quad (3.2)$$

Onde I_0 é a radiação entrando no voxel, j_ν e κ_ν são os coeficientes de emissão e absorção. A distância r tornou-se uma quantidade discretizada proporcional ao tamanho do voxel e $z = 1, 2, 3, 4, \dots \leq 2^n$.

$$I_\nu^{z+1} = \frac{j_\nu^{z+1}}{\kappa_\nu^{z+1}} [1 - \exp(-\kappa_\nu^{z+1} \cdot r)] + I_\nu^z \exp(-\kappa_\nu^{z+1} \cdot r), \quad (3.3)$$

A Figura 3.5 ilustra esse procedimento.

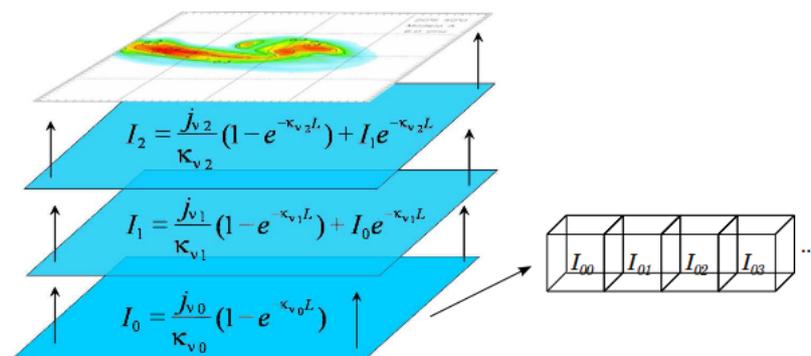


Figura 3.5 - Procedimento de transferência radiativa.
 Fonte: Simões (2005)

Foram desenvolvidas duas rotinas para o cálculo da transferência radiativa com o campo magnético livre de forças:

- `transfer_2d_sol`: programa em IDL que lê o vetor campo magnético extrapolado (obtido do `w_mag`), calcula a intensidade magnética e o ângulo com a linha de visada e calcula os coeficientes de emissão e absorção;
- `gyro_trans_sol`: calcula a transferência radiativa de acordo com a equação 3.3; as frequências de cálculo são 3,75 GHz, 9,4 GHz, 17 GHz e 35 GHz.

Essas duas rotinas retornam distribuições de brilho bidimensionais separadas nos modos ordinário e extraordinário. Para uma descrição completa e detalhada do procedimento de transferência radiativa em microondas deve-se consultar Simões (2005).

4 DESCRIÇÃO DO EVENTO SOL2006-12-13T02:21

Em 6 de Dezembro de 2006 a região ativa AR 10930 surgiu no lado visível do disco solar na coordenada heliográfica S06E58. Como 2006 foi um ano de baixa atividade solar, a sequência de eventos nessa região ativa foi dedicadamente observada por diferentes instrumentos. Até o dia 18 de Dezembro de 2006 foram observados mais de 30 eventos classes GOES C, M e X ¹. Também foram observadas duas ejeções de massa coronal (CME) (LIU et al., 2008) e emissão de partículas energéticas (ABBASI et al., 2008).

No dia 13 de Dezembro a região ativa localizava-se na coordenada S06W35 quando um evento X3,4 ocorreu durante o dia no Japão e foi observado pelo radioheliógrafo (NoRH) e pelo rádio polarímetro (NoRP) de Nobeyama. As observações do NoRP mostraram perfis temporais complexos formados por diversos picos durante o evento. A Figura 4.1 compara os perfis em raios-X moles do GOES e em microondas nas frequências de 17 GHz e 35 GHz. As informações GOES mostram que o evento iniciou-se às 02:13:20 UT e o pico ocorreu em torno de 02:40:00 UT. Porém, em microondas, a fase impulsiva apresentou dois picos de emissão excedendo 10.000 SFU e a do decaimento apresentou vários picos menos intensos, mas superiores a 1.000 SFU. O trabalho de Ning (2008) identificou 15 desses picos. Devido a esse padrão complexo, foram definidos alguns intervalos de tempo de referência, conforme indicado na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Fases do evento SOL2006-12-13T02:21

#	Fase	Início (UT)	Máximo (UT)	Imagem (UT)
1	Início	02:23:00		02:23:00
2	Primeiro pico	02:24:50	02:25:20	02:25:50
3	Entre picos	02:26:00		02:26:10
4	Segundo pico	02:28:30	02:29:00	02:29:40
5	Fim	03:15:00		

As curvas de luz nas sete frequências do NoRP podem ser consultadas no Apêndice B. Espectros de emissão foram obtidos com tempo de integração de 10s e podem ser vistos na Figura 4.2. A emissão nas frequências de 1 GHz e 2 GHz apresentou perfil

¹Veja no Apêndice B informações adicionais ao evento; informações sobre os instrumentos e o tratamento dos dados encontram-se no Apêndice A.

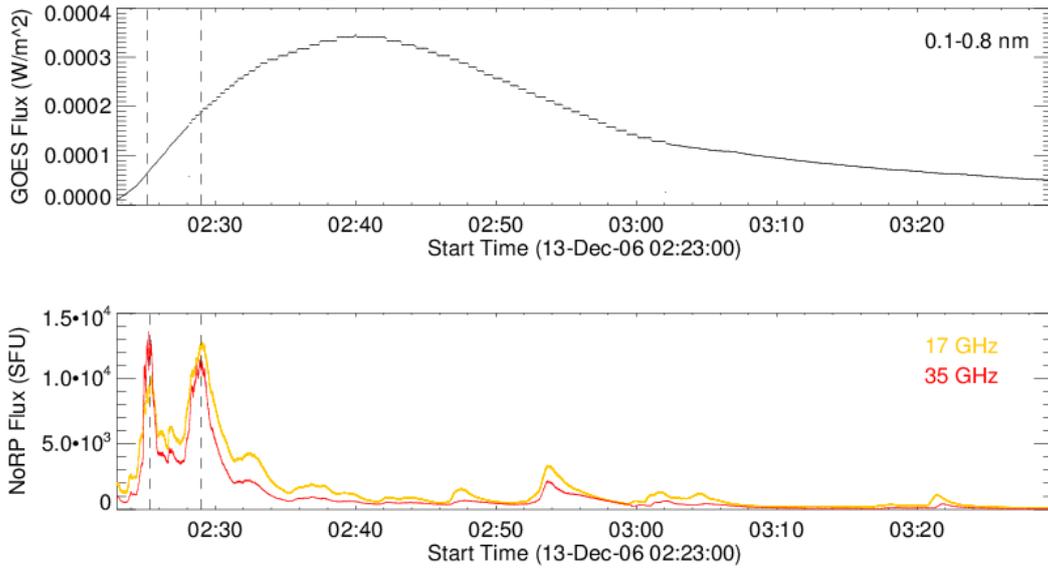


Figura 4.1 - Perfis temporais em raios-X moles do GOES e do NoRP em 17 GHz (curva amarela) e 35 GHz (curva vermelha); as linhas verticais tracejadas indicam os instantes de máximo da Tabela 4.1.

temporal similar entre si mas diferente das outras frequências e também excedeu a emissão das demais frequências em uma ordem de magnitude. Wang et al. (2008) observaram picos intensos a partir de 02:23 UT apresentando o padrão de zebra no intervalo entre 2,6 GHz e 3,8 GHz. Esse padrão não é característico da emissão girossincrotrônica e normalmente é associado a outros mecanismos de emissão. Dessa maneira, essas frequências não foram incluídas no espectro. No intervalo 3,75 GHz a 80 GHz os perfis temporais apresentaram comportamentos correlacionados. Os espectros de emissão da Figura 4.2 foram obtidos com tempo de integração de 10 s em torno dos instantes #2 e #4 ou a partir do início para os instantes #1, #3 e #5. O índice espectral de fótons α_{NoRP} foi calculado a partir da inclinação do espectro com duas frequências, 17 GHz e 35 GHz, segundo a expressão:

$$\alpha_{NoRP} = \frac{\log(F_{35}/F_{17})}{\log(35/17)}$$

Onde F_{17} e F_{35} são os fluxos em SFU nas respectivas frequências. Num espectro girossincrotrônico padrão, $\alpha_{NoRP} < 0$ indica que $\tau \ll 1$, ou seja, a emissão é opticamente fina nessas frequências. Considerando os valores de α_{NoRP} obtidos, nos instantes #1, #3 e #4 a emissão é opticamente fina mas no instante #2 $\tau > 1$,

indicando que nesse instante a emissão em 35 GHz foi superior àquela em 17 GHz.

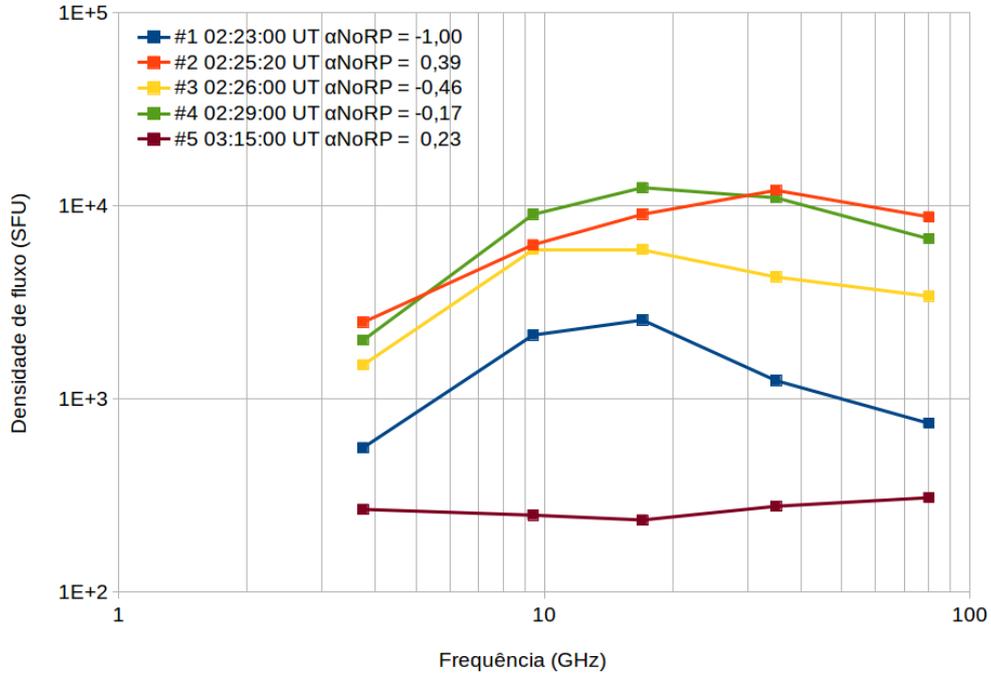


Figura 4.2 - Espectro NoRP para cada fase do evento com os respectivos índices espectrais α_{NoRP} indicados.

As observações do NoRH para este evento sofreram de problemas de apontamento e calibração durante os dois picos do evento, devido às grandes intensidades observadas. Para superar essas dificuldades foram utilizadas imagens próximas aos máximos dos picos, conforme indicado na última coluna da Tabela 4.1. Ainda assim, optou-se por utilizar informação espectral obtida do NoRP e utilizar apenas a informação geométrica do NoRH no método de análise.

Durante o primeiro pico, a temperatura de brilho máxima observada em 17 GHz foi $9,8 \times 10^6$ K e em 34 GHz foi de $5,8 \times 10^7$ K. Com a sobreposição dos mapas NoRH a magnetogramas, como visto na Figura 4.3, verificou-se que há uma única fonte localizada entre as polaridades do campo magnético, sobre a linha neutra, sendo provavelmente uma fonte coronal no topo da estrutura magnética. Em 34 GHz a distribuição de brilho apresentou-se com geometria mais curvada e semelhante a um arco, como uma fonte única no primeiro pico e como duas no segundo. Como em #1

a emissão em 34 GHz é dominante e acima de 10^4 SFU, é possível que a presença de duas fontes tenha sido mascarada. A presença dessas fontes nas imagens antes do início da fase impulsiva (portanto em #1) também reforça que nesta frequência a emissão provavelmente está associada aos pés da estrutura magnética.

Se as observações do NoRH estiverem no regime opticamente fino, a informação geométrica está relacionada à própria geometria do campo magnético. Assim, pode-se extrair informação relevante para a extrapolação magnética, por exemplo a 50% da temperatura de brilho máxima em 17 GHz, a região tem aproximadamente 30" de largura e formato aproximadamente elíptico. Na Figura 4.3 a sobreposição de magnetogramas e imagens NoRH possivelmente mostra as conexões do campo magnético, nas posições (340",-110") no canto leste da polaridade positiva e em (370",-80") no canto sudeste da polaridade negativa. Essas posições foram determinadas seguindo a geometria elíptica da emissão em 17 GHz, ou seja, esses dois pontos formam o eixo maior da elipse. Em conjunto com a geometria em 34 GHz, pode-se concluir que há uma estrutura de arcos conectando as polaridades sul e norte com a orientação aproximada da emissão em 17 GHz, com dois pés na fotosfera nas posições estimadas acima, onde as intensidades magnéticas são de 1.000 G e -2.000 G, aproximadamente. Essas também são posições próximas aos *kernels* da banda G como determinados por [Jing et al. \(2008\)](#) e marcados por cruces vermelhas no primeiro painel da Figura 4.3. Os *kernels* indicam a presença de elétrons não térmicos em locais de reconexão magnética.

A Figura 4.3 mostra que a fonte em 17 GHz não variou seu tamanho, geometria ou posição entre os instantes #2 e #4 (Mais imagens durante o evento foram incluídas no Apêndice B). Assim, mantendo a estrutura magnética espera-se que o método de *forward fitting* seja capaz de reproduzir as observações variando os parâmetros de distribuição dos elétrons.

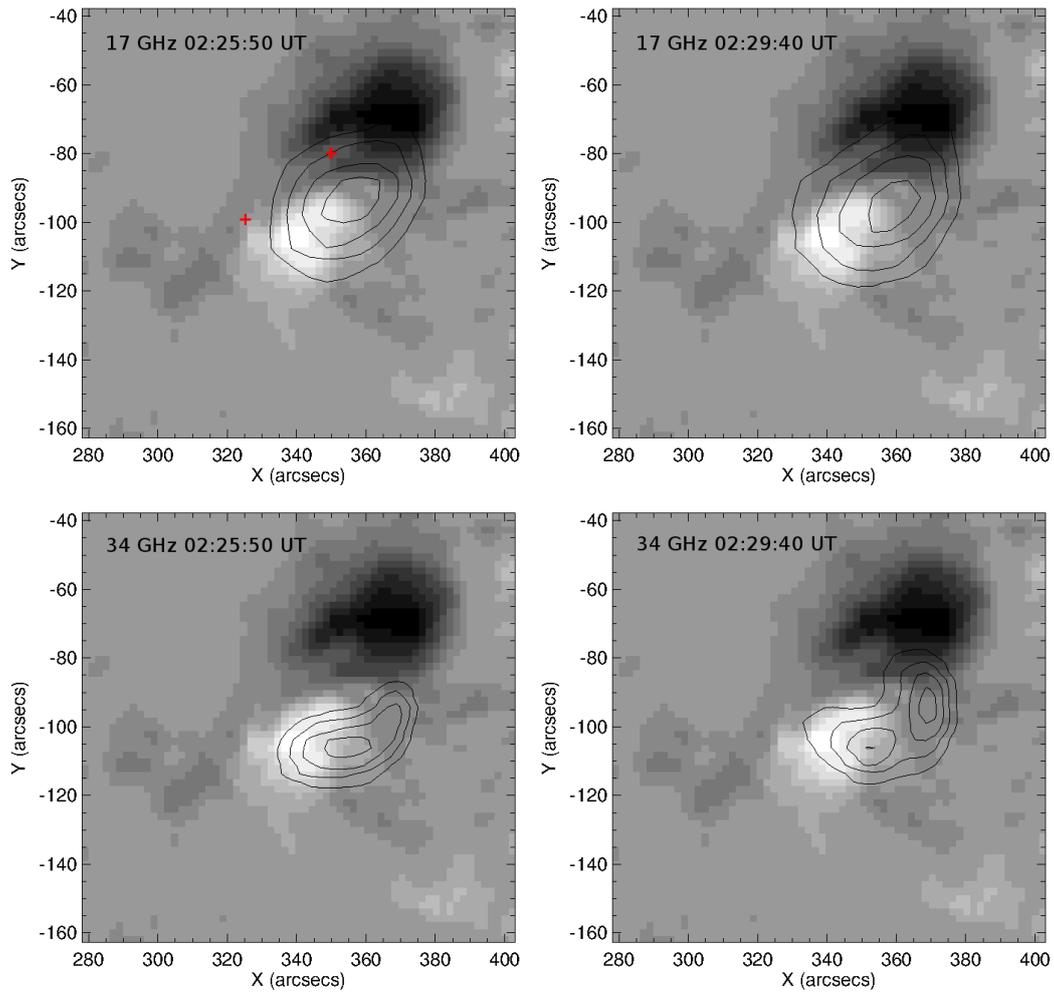


Figura 4.3 - Imagens NoRH sobrepostas ao magnetograma do MDI: a polaridade magnética positiva está representada em branco e a polaridade negativa em preto e os contornos em microondas são 50%, 60%, 70%, 80% e 90% da temperatura de brilho máxima. As cruces vermelhas mostram os locais dos *kernels* da banda G.

5 RESULTADOS

5.1 EXTRAPOLAÇÕES DE CAMPO MAGNÉTICO

A região ativa AR 10930 tinha classificação Hale $\beta\gamma\delta$ no dia do evento. Ela se caracterizou por uma mancha de polaridade negativa aproximadamente circular, maior e mais intensa do que a mancha positiva, e com centro em $(360'', -70'')$. A mancha positiva tinha centro em $(340'', -415'')$. As intensidades magnéticas máximas registradas na polaridade negativa saturaram o magnetograma, pois estavam além do limite de detecção do instrumento (MDI). Portanto, foi feita uma correção gaussiana com método semelhante àquele descrito em Selhorst et al. (2008). Com essas correções, a intensidade magnética mínima foi de -2.778 G e a máxima foi de 1.993 G.

O domínio $x=[278,757''; 402,612'']$ e $y=[-162,33; -38,678'']$ foi selecionado para incluir toda a região ativa e o campo das observações do NoRH. Nele foram calculadas várias soluções com o parâmetro $|\alpha|=0; 0,01; 0,02; 0,03; \dots, 0,09; 0,1$ (veja a Tabela 3.1 para a equivalência em cm^{-1}).

As figuras 5.2 e 5.3 mostram todas as extrapolações lado a lado e a Figura 5.1 mostra características gerais das suas topologias.

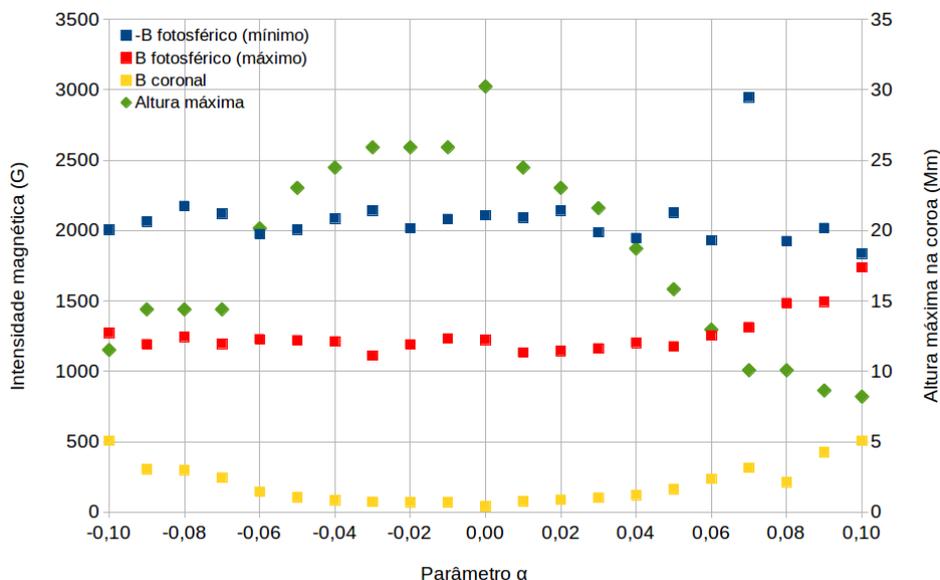


Figura 5.1 - Extrapolações versus alturas máximas e intensidades magnéticas das linhas.

Nessas extrapolações toda região de interesse das imagens do NoRH foi preenchida com linhas de campo, e as linhas fora dela foram removidas. A comparação das dimensões e orientação estimadas das imagens excluiu as soluções com α positivo. As soluções com α negativo apresentaram muitas linhas na região de interesse e conectividades entre as polaridades também nas posições estimadas a partir das observações.

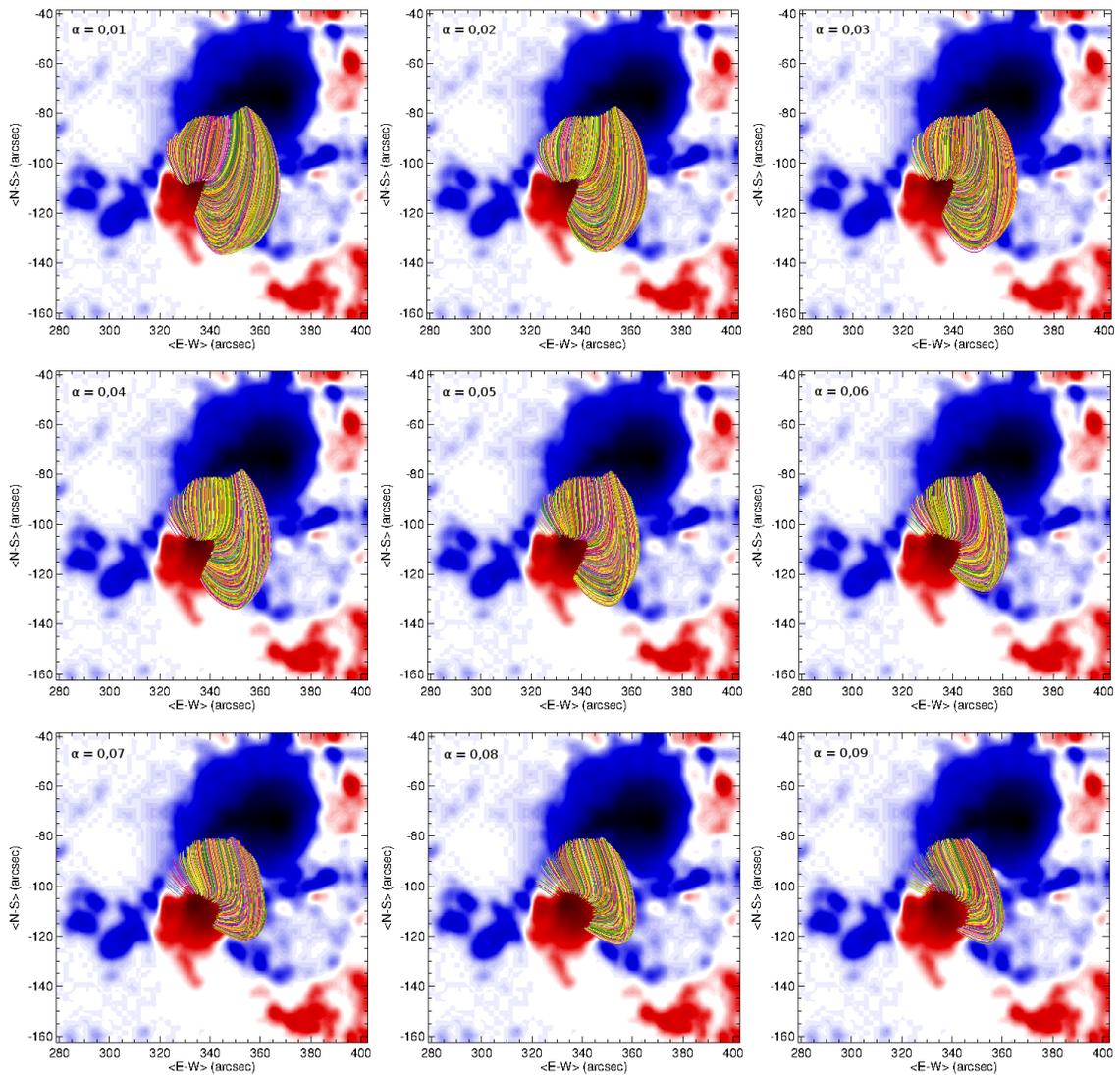


Figura 5.2 - Extrapolações lineares na região ativa AR 10930 com $\alpha > 0$.

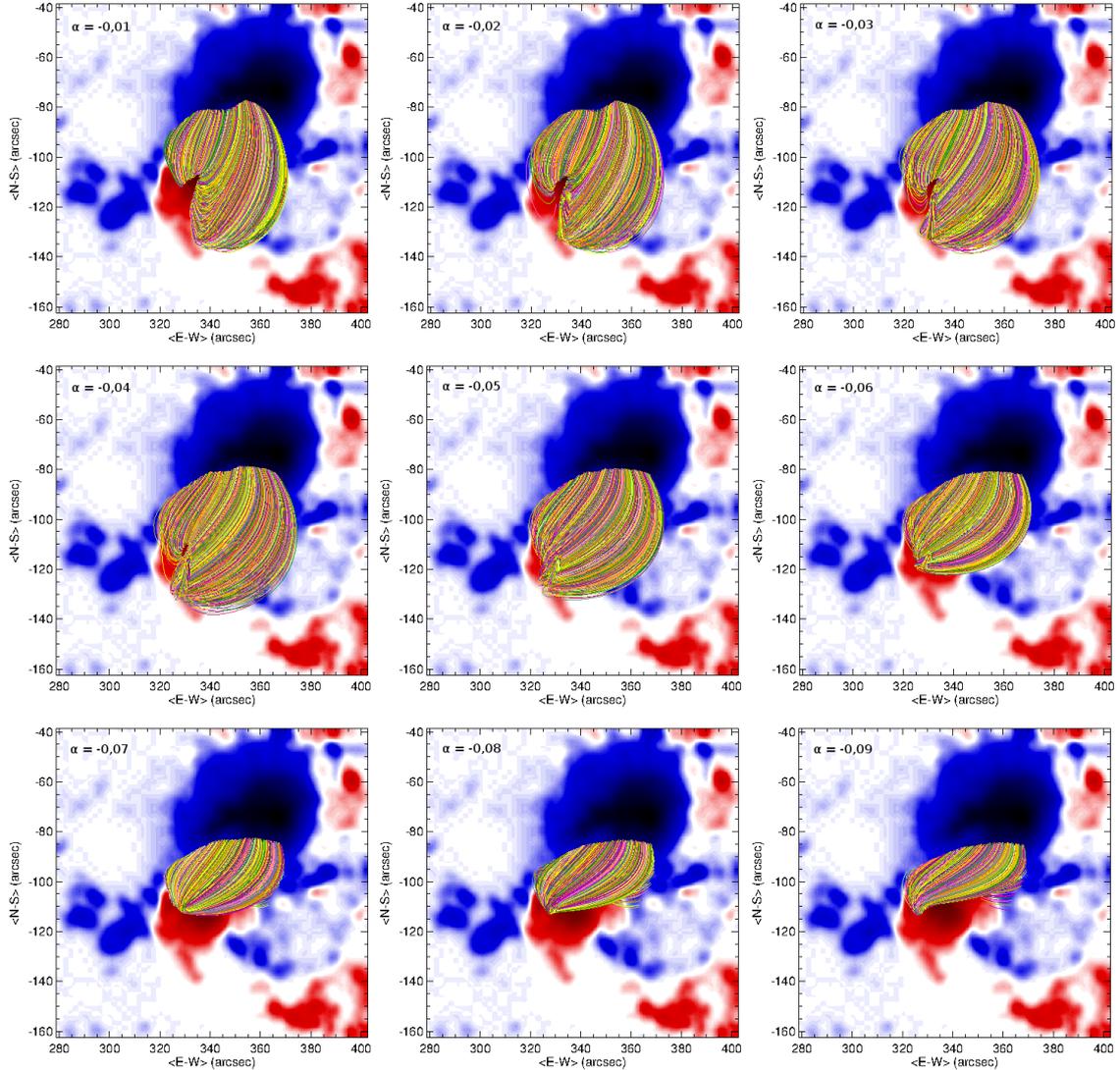


Figura 5.3 - Extrapolações lineares na região ativa AR 10930 com $\alpha < 0$.

As soluções com $|\alpha| \leq 0,05$ atingiram alturas máximas de até 30 Mm, equivalentes a intensidades magnéticas entre 50 G e 100 G. As conectividades partiram do centro da polaridade positiva (vermelha) para a polaridade negativa (azul), passando perpendicularmente sobre a linha neutra. Aumentando o valor de α , as alturas máximas diminuíram para 20 Mm e com essa diferença, a intensidade magnética no topo dos arcos atingiu até 500 G. Em relação à topologia dessas soluções, as linhas tornaram-se mais baixas e paralelas à linha neutra, mas também conectaram-se a regiões mais distantes em torno da polaridade negativa. Uma característica comum a todas as extrapolações é a distinção de duas topologias: região à esquerda de $x=330''$ na po-

laridade positiva conectando regiões mais próximas à linha neutra e uma segunda região à direita dessa posição, com linhas mais altas e conexões mais próximas dos centros das polaridades. Outra característica foi a ausência de linhas conectando-se ao centro da polaridade negativa, que pode ser devida à correção da saturação do magnetograma.

Nesse domínio, foram calculadas as equações 2.17 referentes à condição necessária para que um campo magnético seja livre de forças. Pode-se ver na Figura 5.4 que $F_x, F_y, F_z \ll F_0$ para todos os valores de α e que diminuindo α essas quantidades também diminuíram. Ou seja, quanto mais próxima do regime potencial, mais próxima de um campo livre de forças é a solução.

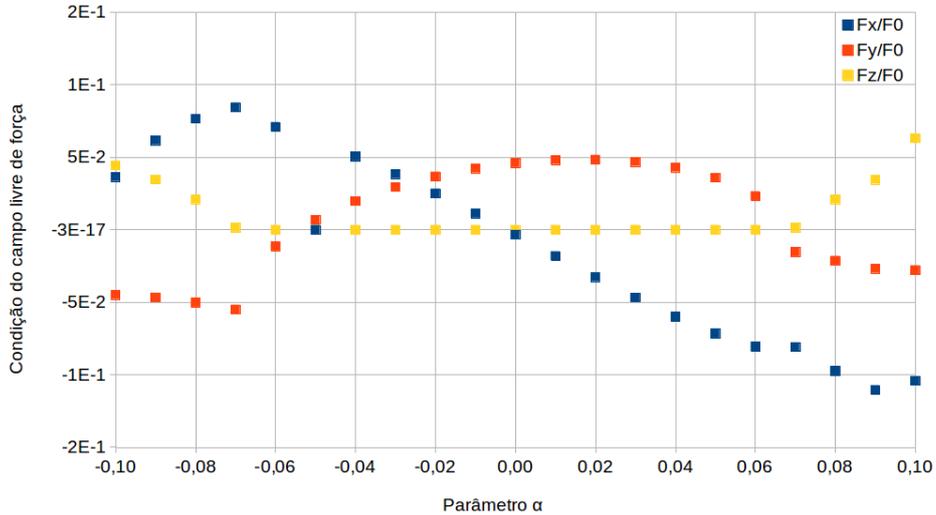


Figura 5.4 - Extrapolações versus condição de campo livre de força.

Soluções não lineares foram obtidas por outros autores; Schrijver et al. (2008) e Inoue et al. (2011) obtiveram topologias que foram comparadas a observações de *flare ribbons* no início do evento feitas pelo Hinode em raios-X e na linha do Ca II (veja Figura 5.5). Eles avaliaram que as conectividades das linhas de campo em torno da linha neutra coincidem com as observações em raios-X e com os *ribbons* em Ca II. A Figura 5.6 mostra algumas linhas da solução linear com $\alpha = -0,1$, calculadas com o w_mag, sobre uma imagem do XRT/Hinode às 02:26:18 UT. Algumas das linhas correspondem à geometria observada, indicando que esta emissão está associada a

um campo com alta torção nas linhas. Na emissão em microondas, a comparação visual indicou que extrapolações com α negativo e mais próximas da solução potencial são mais adequadas. Também na Figura 5.6 um mapa do NoRH é comparado a linhas de diferentes soluções. A comparação visual indicou que extrapolações com α negativo e mais próximas da solução potencial são mais adequadas.

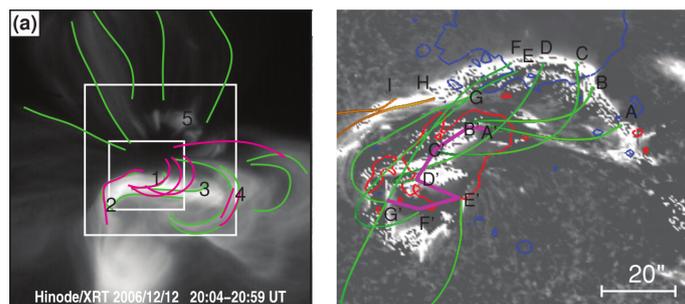


Figura 5.5 - Extrapolações não lineares na região ativa AR 10930.
 Fonte: Adaptado de Schrijver et al. (2008), Inoue et al. (2011)

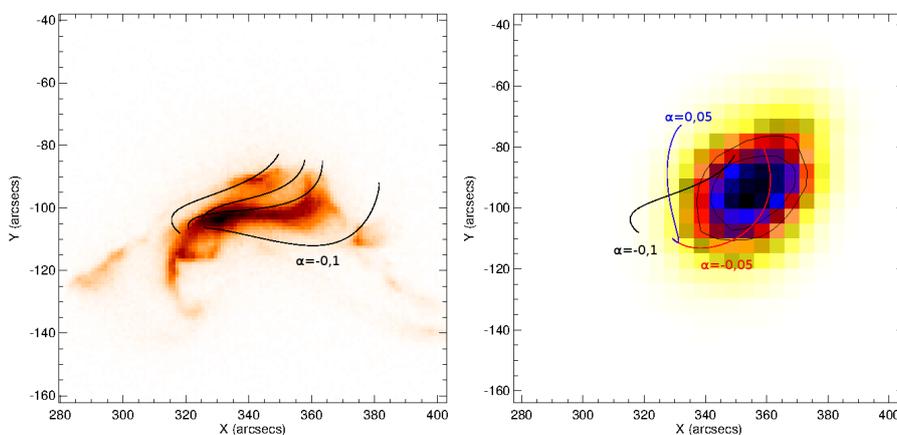


Figura 5.6 - Linhas de campo magnético obtidas na região ativa AR 10930. Esquerda: $\alpha = -0,1$ sobre imagem do Hinode/XRT às 02:26:18 UT. Direita: $\alpha = -0,05; -0,1, 0, 0,05$ sobre imagem do NoRH às 02:25:50 UT.

5.2 AJUSTE DE MODELOS

O método de otimização `pikaia_mag_fit` foi executado ajustando em quatro frequências simultaneamente: 3,75 GHz, 9,4 GHz, 17 GHz e 34 GHz. As extrapolações de campo magnético aplicadas foram $\alpha = -0,01$; $-0,03$; $-0,06$.

Na fase de testes do método, o modelo tinha uma lei de potência simples e uma distribuição espacial de elétrons com concentração no topo, pés ou homogênea mas sem assimetria nas regiões próximas dos pés do campo magnético. As linhas de campo magnético também não foram tratadas como parâmetro de ajuste e foi utilizada a mesma estrutura magnética em todos os modelos. Foram executadas cinco rodadas do Pikaia para cada valor de α para verificar a convergência e congruência das soluções. Verificar a convergência significa determinar se ao longo das gerações o algoritmo minimiza a função de correlação entre modelos e observações. Isso está ilustrado na Figura 5.7, onde cada cor representa um dos valores de α . A discrepância entre modelos e observações diminui rapidamente a partir da primeira geração até a décima, e então se estabiliza.

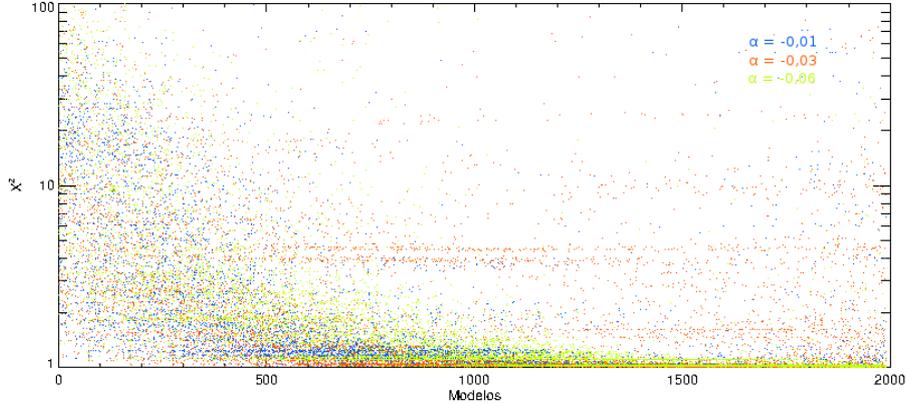


Figura 5.7 - Convergência do χ^2 das rodadas de teste do Pikaia.

Em relação à congruência das soluções, lembrando os intervalos da Tabela 3.2, a Figura 5.8 mostra que o método chega a soluções similares em rodadas independentes do pikaia. Isso garante que foram testadas combinações suficientes no espaço de parâmetros. Os parâmetros dos elétrons (p , δ , n_e) sofreram variação menor do que os parâmetros do plasma (T e n_p). O índice espectral dos elétrons δ ficou entre 2 e 3 ou entre 3 e 4, ou seja, restrito apesar do intervalo amplo. As distribuições espaciais

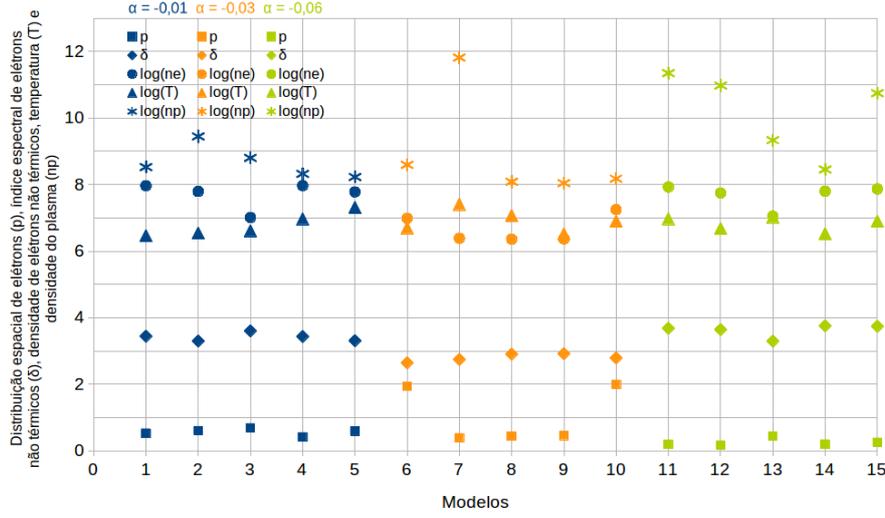


Figura 5.8 - Congruência dos parâmetros das rodadas de Pikaia de teste.

de elétrons convergiram preferencialmente para distribuições do tipo homogêneas ou *footpoint* e apenas para $\alpha = -0,03$ duas soluções foram do tipo *looptop*. Já a densidade do plasma e a temperatura assumiram valores variados dentro de seus intervalos, pois modificam menos o espectro comparativamente aos parâmetros do campo magnético ou à densidade de elétrons não térmicos.

Nessa rodada de testes os melhores modelos não resultaram em bons ajustes. Após várias implementações e testes chegou-se à seguinte formulação da função de minimização da soma dos quadrados das diferenças entre modelos e observações. Essa função foi chamada de χ^2 e avalia a diferença entre imagens (χ_{i17}^2 , χ_{i34}^2) e espectros (χ_s^2) independentemente:

$$\begin{aligned}
 \chi^2 &= \chi_s^2 + \chi_{i17}^2 + \chi_{i34}^2 \\
 \chi_s^2 &= \sqrt{(\log(F_{modelo} - F_{obs}))^2} \\
 \chi_{i17}^2 &= \text{correlação}(\text{convolução}(I_{modelo17}), NoRH_{17}) \\
 \chi_{i34}^2 &= \text{correlação}(\text{convolução}(I_{modelo34}), NoRH_{34})
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Onde F_{modelo} e F_{obs} são os fluxos sintetizados e observacionais nas quatro frequências do NoRP, $NoRH_{17}$ e $NoRH_{34}$ são as imagens do NoRH em 17 GHz e 34 GHz e $I_{modelo17}$ e $I_{modelo34}$ são as imagens sintetizadas nas mesmas frequências. As imagens sintetizadas foram convoluídas para as resoluções do NoRH e comparadas às do

NoRH via uma função de correlação.

5.2.1 AJUSTE DO PICO ÀS 02:25:20 UT

Utilizando a nova função de ajuste da equação 5.1 e as funções de distribuição espaciais descritas no Capítulo 3.2.2, mas com uma lei de potência simples em energia, ajustaram-se modelos no primeiro pico do evento. Mais de um valor de α foi aplicado, mas somente $\alpha = -0,01$ foi capaz de reproduzir algumas das características, por exemplo a inclinação espectral entre 17 GHz e 35 GHz. A Figura 5.9 mostra os resultados de espectro e imagem em 17 GHz do melhor resultado, a partir de agora denominado Modelo 1.

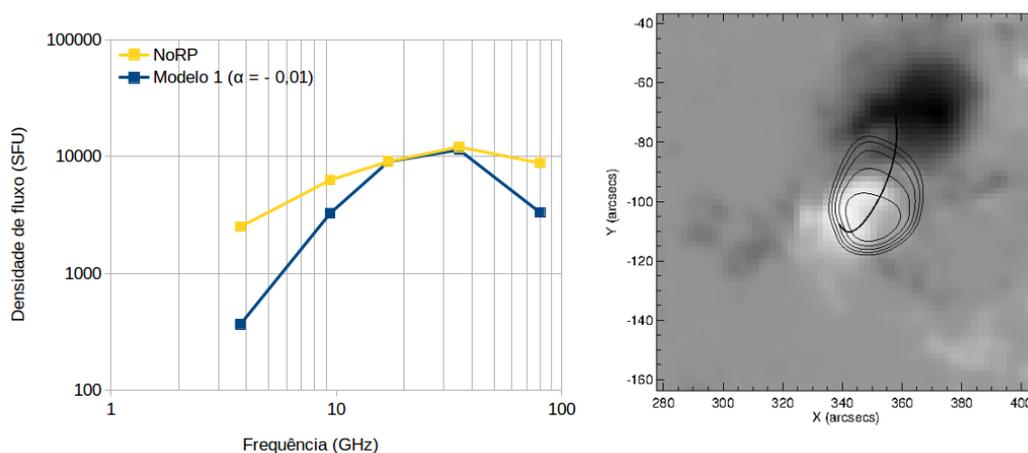


Figura 5.9 - Espectros e imagens do Modelo 1: o espectro com índice espectral de fótons $\alpha_{NoRP} = 0,34$; a imagem em 17 GHz tem contornos a 50%, 60%, ..., 90% da temperatura de brilho máxima. A linha âncora $L = 3496$ também pode ser vista.

Uma dificuldade nessa fase da modelagem foi reproduzir o espectro em altas e baixas frequências simultaneamente e somente as observações de fluxo total em 17 GHz e 34 GHz foram bem reproduzidas. A imagem do modelo em 17 GHz sobre o magnetograma da região ativa mostra uma distribuição de brilho com dimensão e posição adequadas, mas com geometria diferente daquela observada no NoRH em 17 GHz. A linha preta conectando as polaridades é a linha âncora L desse modelo. A distribuição de brilho está próxima à polaridade positiva portanto associada aos arcos magnéticos nessa região. Em 34 GHz o modelo não reproduziu a dimensão nem a geometria observada.

A Tabela 5.1 resume os parâmetros do Modelo 1. A distribuição espacial de elétrons foi aproximadamente homogênea com assimetria na distribuição direcionada à polaridade positiva. O número total de elétrons não térmicos N_e foi $3,28 \times 10^{34}$, sendo que a densidade no topo dos arcos magnéticos foi 3,25 vezes maior que a densidade nos pés. Em relação à estrutura magnética, o conjunto de linhas selecionadas atingiu alturas máximas de $2,45 \times 10^9$ cm onde a intensidade magnética atingiu 55 G.

Tabela 5.1 - Parâmetros do melhor modelo no primeiro pico

Modelo 1	
Parâmetro	$\alpha = -0,01$
L	3496
dl	8
δ	1,45
n_e (cm ⁻³)	$10^{6,7}$
N_e	$3,3 \times 10^{34}$
p_1, p_2	1,6; 1,4
T (K)	$10^{6,2}$
n_p (cm ⁻³)	$10^{10,1}$

5.2.2 AJUSTE DO PICO ÀS 02:29:00 UT

Novas rodadas de pikaia com $\alpha = -0,01; -0,03; -0,06$ foram executadas para o segundo pico. Uma alteração no modelo foi a utilização de uma lei de potência dupla para a distribuição de elétrons não térmicos. A faixa de energia foi a mesma (10 keV até 5 MeV), mas com um *break* em 30 keV. O índice da lei potência é tal que $\delta = [\delta_1, \delta_2]$, ou seja, há um parâmetro a mais para ser ajustado. Os resultados gerais estão reunidos na Tabela 5.2. Os ajustes espectrais desses modelos podem ser vistos na Figura 5.10 e as imagens produzidas por eles na Figura 5.11.

A Figura 5.12 mostra as distribuições dos modelos. Nesses gráficos o eixo das ordenadas é a distância a partir do ápex, o ponto mais alto das linhas. O Modelo 2 teve distribuição espacial de elétrons com densidade maior no topo da linhas, ou seja, é um modelo *looptop* com densidade máxima 9.000 vezes maior que a densidade mínima. Além do gradiente vertical, o tipo de distribuição assimétrica concentrou elétrons na polaridade positiva, onde se observou uma única fonte associada com dimensões menores do que as dimensões observadas.

Tabela 5.2 - Parâmetros dos melhores modelos no segundo pico

	Modelo 2	Modelo 3	Modelo 4
Parâmetro	$\alpha = -0,01$	$\alpha = -0,03$	$\alpha = -0,06$
L	1422	3466	2686
dl	9	8	4
δ_1, δ_2	5,22; 1,85	5,72; 1,79	4,62; 1,59
n_e (cm ⁻³)	10 ^{6,4}	10 ^{6,7}	10 ^{6,4}
N_e	2,7 × 10 ³⁴	5,8 × 10 ³⁴	7,6 × 10 ³³
p_1, p_2	1,9; 2,7	0,4; 7,1	1,5; 1,7
T (K)	10 ^{6,4}	10 ^{11,9}	10 ^{7,3}
n_p (cm ⁻³)	10 ^{11,2}	10 ^{6,9}	10 ^{10,3}

Os Modelos 3 e 4 ($\alpha = -0,03$ e $-0,06$) tiveram distribuições aproximadamente homogêneas pois as razões entre as densidades máxima e mínima não foram maiores que 20. O Modelo 3 apresentou o maior volume e o maior número total de elétrons. Esse modelo tem distribuição *footpoint*, ou seja, concentra os elétrons mais próximos aos pés dos arcos magnéticos e produziu duas fontes, cada uma associada a uma das polaridade. O Modelo 4 é a solução com a maior torção de linhas de campo magnético. Uma única fonte entre as polaridades magnéticas e próxima ao topo da linha âncora deve-se ao preenchimento quase homogêneo por elétrons numa fonte emissora com menor profundidade, já que essa foi a extrapolação de menor altura máxima, atingindo $2,02 \times 10^9$ cm.

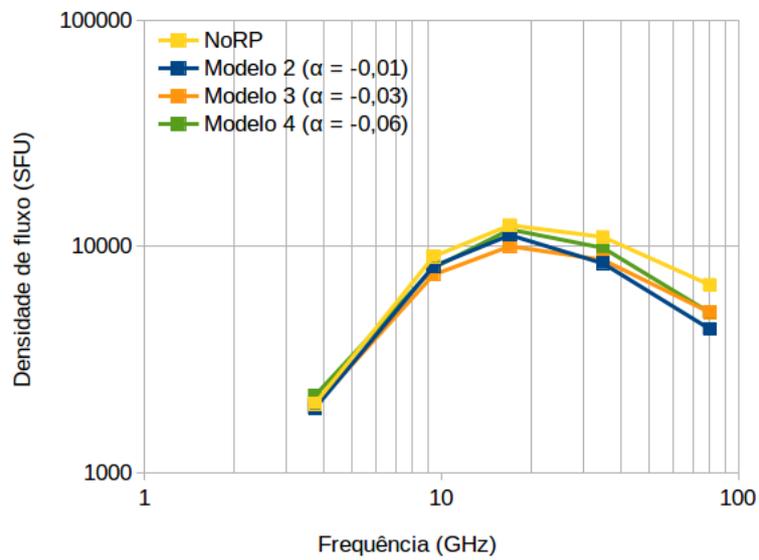


Figura 5.10 - Espectros observacional (NoRP) e dos modelos no segundo pico do evento. Os índices espectrais de fótons dos modelos são: $\alpha_{NoRP2} = -0,42$ (modelo 2), $\alpha_{NoRP3} = -0,19$ (modelo 3) e $\alpha_{NoRP4} = -0,56$ (modelo 4).

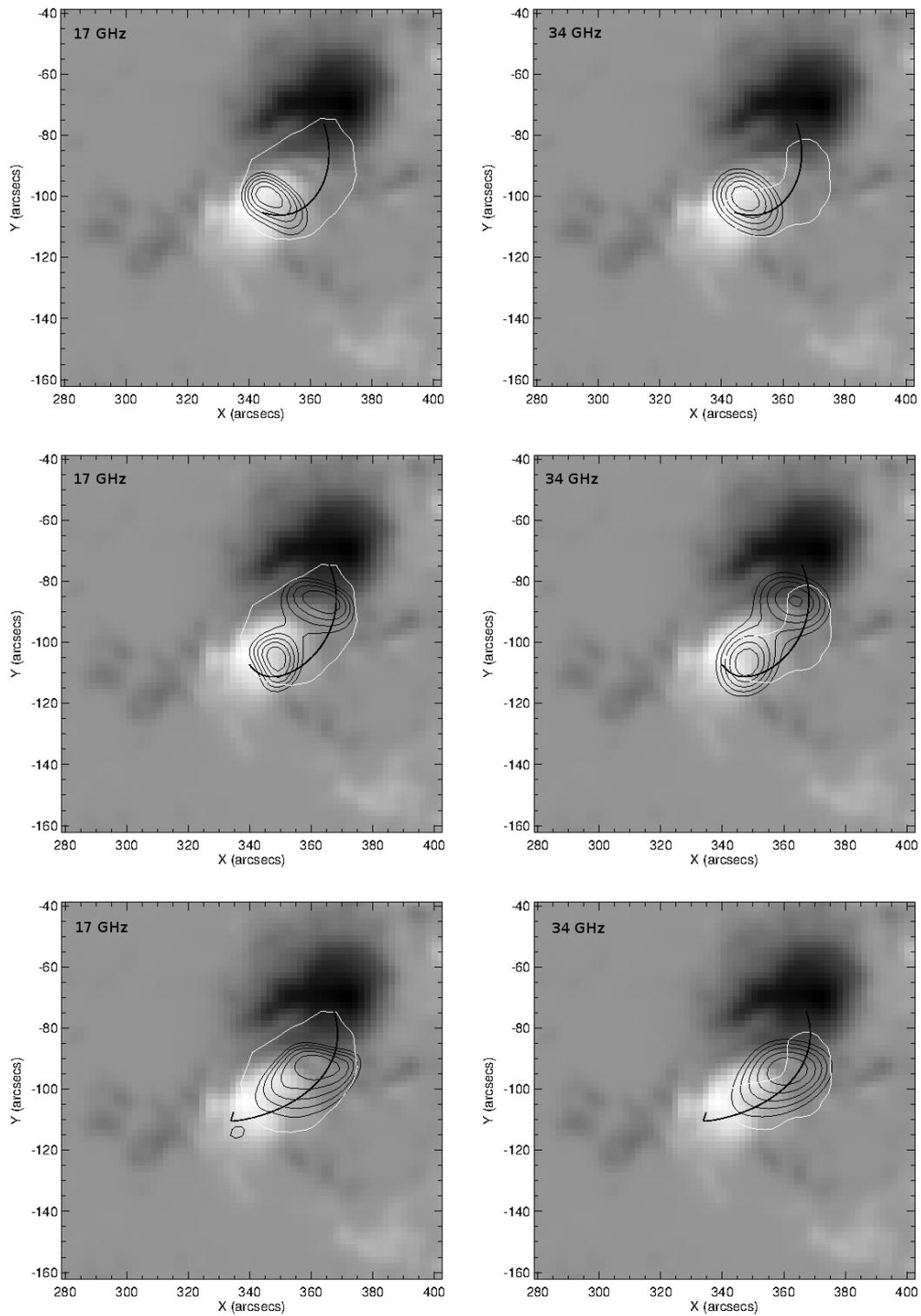


Figura 5.11 - Imagens em 17 GHz e 34 GHz dos Modelos 2, 3 e 4 com contornos pretos a 50%, 60%, ..., 90% da temperatura de brilho máxima. O contorno branco é a imagem NoRH com as linhas âncoras sobre magnetograma do MDI.

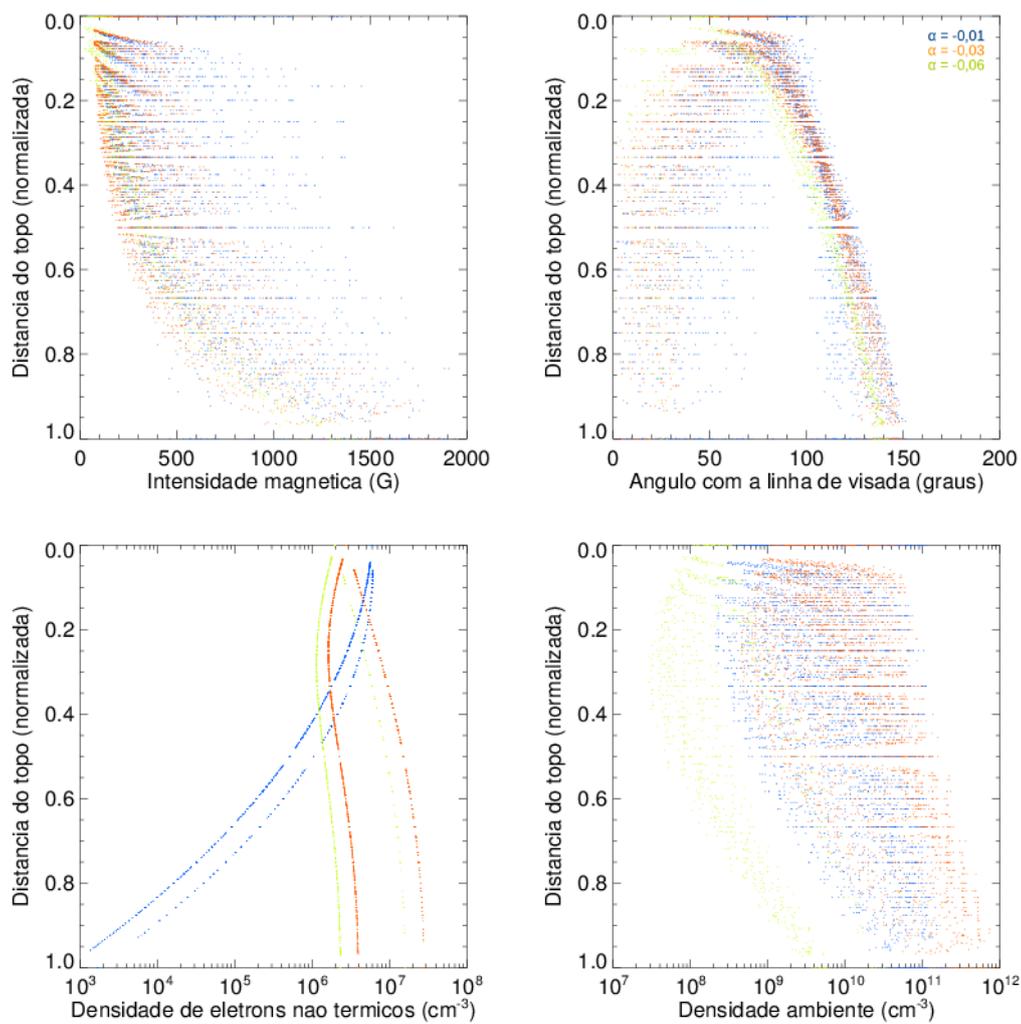


Figura 5.12 - Distribuições de intensidade e direção do campo magnético, distribuições espaciais de elétrons não térmicos e de plasma ambiente de acordo com a distância a partir dos ápex das linhas de campo magnético.

6 DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

Em Pinto (2010), um campo magnético livre de forças foi utilizado pela primeira vez para calcular a emissão girossincrotrônica durante explosões solares. A metodologia consistia em determinar a solução de campo magnético e as linhas de campo que formam a região emissora e aplicar um cenário padrão para os demais parâmetros do modelo de transferência radiativa, considerando todas as quantidades homogêneas. O resultado que foi obtido está na Figura 6.1.

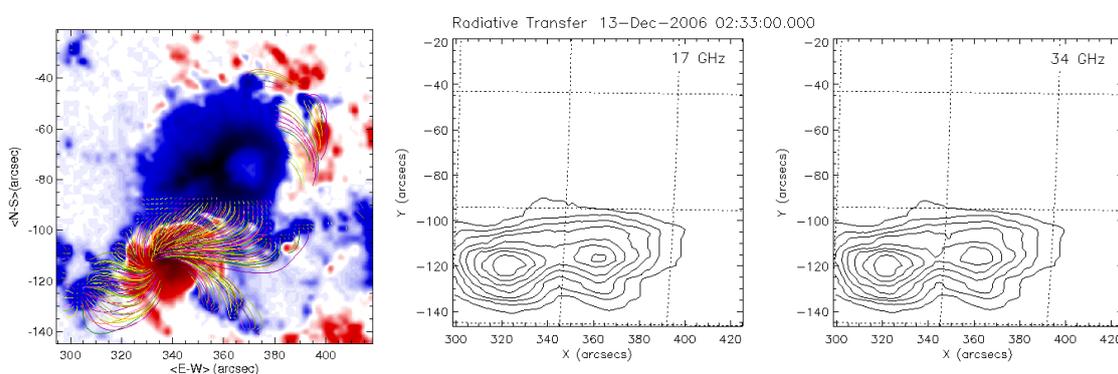


Figura 6.1 - Estrutura de campo magnético e mapas de brilho calculados com essa estrutura em 17 GHz e 34 GHz para uma distribuição de elétrons não térmicos homogênea no espaço.

Fonte: Pinto (2010)

Esse método foi aprimorado com a utilização de um algoritmo de otimização para combinar parâmetros e buscar os melhores modelos que reproduzem as observações. Também foram incluídas distribuições que descrevem as propriedades dos elétrons e do plasma ambiente. A automatização da seleção de linhas de campo magnético permitiu explorar mais de uma solução de campo magnético livre de força.

O modelo de campo magnético construiu uma garrafa magnética, uma região de linhas de campo fechadas com convergência na fotosfera. Nesse tipo de configuração os pontos de espelhamento magnético criam condições para o aprisionamento dos elétrons. Esse é o cenário do modelo padrão de emissão em microondas com aprisionamento e precipitação de elétrons. Como o modelo de campo magnético livre de forças é estacionário, foram feitas duas análises individuais para tratar diferentes instantes do evento.

No primeiro pico da fase impulsiva (instante #2) foi obtido um modelo com a solução de campo magnético com $\alpha = -0,01$. A distribuição de brilho não é um ajuste perfeito às observações do NoRH mas em 17 GHz tem dimensão e geometria aproximados. Esse modelo (Modelo 1) utilizou uma distribuição de energia simples para os elétrons não térmicos com índice de lei de potência $\delta = 1,45$, o que é considerado alto (“*hard*”). O número total de elétrons não térmicos foi $N_e = 3,3 \times 10^{34}$ e as alturas máximas atingidas pelas linhas de campo magnético foram de $2,45 \times 10^9$ cm. Como o índice espectral $\alpha_{NoRH} > 0$, ele indica que a emissão em 35 GHz e o mapa em 34 GHz aparentam estar no regime de emissão opticamente espessa. Porém, outra alternativa é considerar que houve baixa eficiência da emissão pelo meio abaixo de 34 GHz, por efeito Razin.

O Modelo 4 ajustou o segundo pico (instante #4) com parâmetro livre de forças $\alpha = -0,06$, e verificou-se que ele possui um conjunto de parâmetros similar ao Modelo 1. Com o uso de uma lei de potência dupla, obteve-se que acima do *break* $\delta_2 = 1,59$ e antes do *break* o índice foi de $\delta_1 = 4,7$, que é baixo (“*soft*”). O número total de elétrons $N_e = 7,55 \times 10^{33}$. Essa solução atingiu alturas máximas de $2,02 \times 10^9$ cm.

Uma diferença entre o primeiro e o segundo pico é a variação do índice espectral, que sugere que a frequência de pico variou entre esses dois instantes. Isso pode significar que a região emissora sofreu variações na estrutura do campo magnético. Na metodologia utilizada, isso significou a mudança de uma solução com $\alpha = -0,01$, mais potencial, para uma solução com $\alpha = -0,06$. As mudanças topológicas ao aumentar o módulo do parâmetro livre de força é “abaixar” as linhas de campo magnético, ou seja, linhas com menores alturas máximas mas maiores intensidades magnéticas nos ápex. Ou seja, no Modelo 4 a região emissora é mais compacta. Esse cenário é suportado pelas observações do Hinode/XRT da Figura 5.6, que mostram regiões de alta torção nas linhas de campo emitindo radiação. Ainda assim, não foi suficiente para reproduzir espectros e imagens simultaneamente. Nesse cenário é preciso admitir que houve essa variação de α , devido à dinâmica e estabilidade do sistema.

Nos dois modelos o melhor ajuste de imagem ocorreu apenas em 17 GHz. As imagens sintetizadas em 34 GHz não apresentaram a geometria observada pois eram fontes muito estendidas com a mesma geometria da emissão em 17 GHz. Supondo que o efeito Razin tem papel importante para a emissão próxima aos pés dos arcos

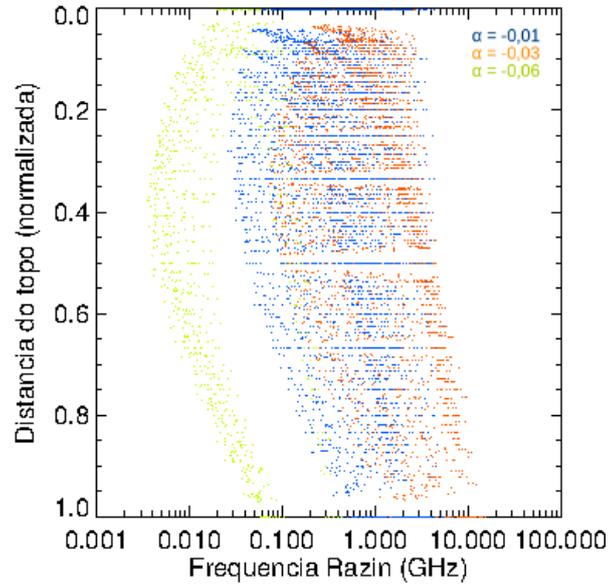


Figura 6.2 - Frequência Razin dos modelos $\alpha = -0,01$; $-0,03$; $-0,06$ conforme a altura a partir do topo dos arcos magnéticos.

magnéticos, a frequência de corte Razin indica que as densidades deveriam ser da ordem de $1,5 \times 10^9 \times B$, onde B é a intensidade magnética, na região de origem da emissão em 34 GHz, para que a emissão abaixo de 30 GHz seja suprimida. Essa é uma condição possível fisicamente, como pode ser visto em modelos de atmosfera calma que chegam a até 10^{13} cm^{-3} (SELHORST et al., 2008), mas que não foram testadas conforme mostram as Figuras 5.12 e 6.2.

Para aprimorar a metodologia, pode-se melhorar o método de seleção das linhas. O método atual trata as linhas como um grupo em torno de uma linha principal, ignorando outros aspectos geométricos (comprimento, conectividades na fotosfera). O tratamento individual das linhas demanda principalmente tempo computacional pois cada extrapolação produziu da ordem de 2.000 a 4.000 linhas, portanto tratá-las individualmente e todas as suas combinações é inviável.

Outra melhoria na metodologia é aumentar o número de vínculos observacionais. Os resultados mostraram que os melhores ajustes espectrais foram obtidos para as duas frequências com imagens. Ou seja, observações espacialmente resolvidas em outros comprimentos de onda podem tornar o método mais eficiente.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABBASI, R. et al. Solar energetic particle spectrum on 2006 December 13 determined by IceTop. **The Astrophysical Journal**, v. 689, n. 1, p. L65–L68, 2008. 27
- ALISSANDRAKIS, C. E. On the computation of constant alpha force-free magnetic field. **Astronomy and Astrophysics**, v. 100, p. 197–200, jul. 1981. 15
- ALISSANDRAKIS, C. E.; PREKA-PAPADEMA, P. Microwave emission and polarization of a flaring loop. **Astronomy and Astrophysics**, v. 139, p. 507–511, oct 1984. 1
- ALTSCHULER, M. D.; LEVINE, R. H.; STIX, M.; HARNEY, J. High resolution mapping of the magnetic field of the solar corona. **Solar Physics**, v. 51, n. 2, p. 345–375, 1977. 10
- ALTSCHULER, M. D.; NEWKIRK, G. Magnetic Fields and the Structure of the Solar Corona. I: Methods of Calculating Coronal Fields. **Solar Physics**, v. 9, p. 131–149, set. 1969. 15
- ALY, J. J. On the reconstruction of the nonlinear force-free coronal magnetic field from boundary data. **Solar Physics**, v. 120, p. 19–48, mar. 1989. 16
- AMARI, T.; ALY, J. J.; LUCIANI, J. F.; BOULMEZAOUD, T. Z.; MIKIC, Z. Reconstructing the solar coronal magnetic field as a force-free magnetic field. **Solar Physics**, v. 174, n. 1-2, p. 129–149, 1997. 15
- ASTROPHYSICS SCIENCE DIVISION, NASA GSFC. **The IDL Astronomy User's Library**. 2012. Disponível em: <<http://idlastro.gsfc.nasa.gov/>>. Acesso em: 21 de Dezembro de 2012. 71
- 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, 7, 8
- BENZ, A. O. Flare observations. **Living Reviews in Solar Physics**, v. 5, p. 1–64, 2008. 7

CARRINGTON, R. C. Description of a singular appearance seen in the Sun on September 1, 1859. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 20, p. 13–15, 1859. 5

CHARBONNEAU, P. Genetic algorithms in astronomy and astrophysics. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 101, p. 309, 1995. 3, 20

CHIU, Y. T.; HILTON, H. H. Exact Green's function method of solar force-free magnetic-field computations with constant alpha. I - Theory and basic test cases. **The Astrophysical Journal**, v. 212, p. 873–885, mar. 1977. 15

COSTA, J. E. R.; RODRIGUES, C. V. Stokes imaging of AM Her systems using 3D inhomogeneous models - I. Description of the code and an application to V834 Cen. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 398, p. 240–248, set. 2009. 20

CUPERMAN, S.; OFMAN, L.; SEMEL, M. The absolute value and sign of the function $\alpha(r)$ in the force-free magnetic field modelling of photospheric observations. **Astronomy and Astrophysics**, v. 227, p. 227–234, jan. 1990. 15

De ROSA, M. L.; SCHRIJVER, C. J.; BARNES, G.; LEKA, K. D.; LITES, B. W.; ASCHWANDEN, M. J.; AMARI, T.; CANOU, A.; MCTIERNAN, J. M.; RÉGNIER, S.; THALMANN, J. K.; VALORI, G.; WHEATLAND, M. S.; WIEGELMANN, T.; CHEUNG, M. C. M.; CONLON, P. A.; FUHRMANN, M.; INHESTER, B.; TADESSE, T. A Critical Assessment of Nonlinear Force-Free Field Modeling of the Solar Corona for Active Region 10953. **The Astrophysical Journal**, v. 696, p. 1780–1791, maio 2009. 16

DÉMOULIN, P.; HENOUX, J. C.; MANDRINI, C. H.; PRIEST, E. R. Can we Extrapolate a Magnetic Field when its Topology is Complex? **Solar Physics**, v. 174, p. 73–89, ago. 1997. 15

DOMINGO, V.; FLECK, B.; POLAND, A. I. The SOHO mission: an overview. **Solar Physics**, v. 162, p. 1–37, dec 1995. 62

DULK, G. A. Radio emission from the Sun and stars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 23, n. 1, p. 169–224, 1985. 1, 7

EMBRACE/INPE. **Estudo e Monitoramento Brasileiro do Clima Espacial**. 2011. Disponível em: <<http://www.inpe.br/climaespacial/sol.php>>. Acesso em: 04 de Maio de 2011. 7

FFT (IDL Reference) | Exelis VIS Docs Center. 2014. Disponível em:
<<http://www.exelisvis.com/docs/FFT.html>>. Acesso em: 25 de Novembro de 2014. 72

FLEISHMAN, G.; GARY, D.; NITA, G.; ALEXANDER, D.; ASCHWANDEN, M.; BASTIAN, T.; HUDSON, H.; HURFORD, G.; KONTAR, E.; LONGCOPE, D.; MIKIC, Z.; DEROSA, M.; RYAN, J.; WHITE, S. Uncovering Mechanisms of Coronal Magnetism via Advanced 3D Modeling of Flares and Active Regions. **ArXiv e-prints**, nov. 2010. 2

GARY, G. A. Linear force-free magnetic fields for solar extrapolation and interpretation. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 69, p. 323–348, fev. 1989. 15

GRAD, H.; RUBIN, H. Hydromagnetic equilibria and force free fields. In: **Proc. 2nd Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy**. Genebra, Suíça: United Nations, 1958. v. 31, p. 190–197. 16

HALE, G. E. On the probable existence of a magnetic field in Sun-spots. **The Astrophysical Journal**, v. 28, p. 315–343, 1908. 5

_____. The Zeeman effect in the Sun. **Publications of Astronomical Society of Pacific**, v. 28, p. 100–116, 1908. 5

_____. The law of Sun-spot polarity. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 10, p. 53–55, 1924. 6

HODGSON, R. C. On a curious appearance seen in the sun. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 20, p. 15–16, 1859. 5

INOUE, S.; KUSANO, K.; MAGARA, T.; SHIOTA, D.; YAMAMOTO, T. T. Twist and Connectivity of Magnetic Field Lines in the Solar Active Region NOAA 10930. **The Astrophysical Journal**, v. 738, p. 161, set. 2011. 36, 37

JING, J.; JONGCHUL, C.; HAIMIN, W. Spatial distribution of magnetic reconnection in the 2006 December 13 solar flare as observed by Hinode. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 672, n. 1, p. L73–L76, 2008. 30

KLEIN, K.-L.; TROTTEY, G. Gyrosynchrotron radiation from a source with spatially varying field and density. **Astronomy and Astrophysics**, v. 141, p. 67–76, dec 1984. 1

LEE, J. W.; GARY, D. E.; ZIRIN, H. Flat microwave spectra seen at x-class flares. **Solar Physics**, v. 152, p. 409–428, jul 1994. 1

LIU, Y.; LUHMANN, J. G.; MÜLLER-MELLIN, R.; SCHROEDER, P. C.; WANG, L.; LIN, R. P.; BALE, S. D.; LI, Y.; ACUÑA, M. H.; SAUVAUD, J.-A. A comprehensive view of the 2006 December 13 CME: from the Sun to the interplanetary space. **The Astrophysical Journal**, v. 689, n. 1, p. 563–571, 2008. 27

LOTHIAN, R. M.; BROWNING, P. K. Coronal Magnetic Field Equilibrium with Discrete Flux Sources. **Solar Physics**, v. 161, p. 289–316, nov. 1995. 15

LOW, B. C. Modeling solar magnetic structures. In: **NASA Conference Publication**. Hampton, EUA: NASA Conference Publication, 1985. v. 2374, p. 49–65. 15

_____. Three-dimensional structures of magnetostatic atmospheres. III - A general formulation. **The Astrophysical Journal**, v. 370, p. 427–434, mar. 1991. 15

LÜST, R.; SCHLÜTER, A. Kraftfreie magnetfelder. Mit 4 textabbildungen. **Zeitschrift für Astrophysik**, v. 34, p. 263–282, 1954. 12

METCALF, T. R.; DE ROSA, M. L.; SCHRIJVER, C. J.; BARNES, G.; Van BALLEGOOIJEN, A. A.; WIEGELMANN, T.; WHEATLAND, M. S.; VALORI, G.; MCTTIERNAN, J. M. Nonlinear Force-Free Modeling of Coronal Magnetic Fields. II. Modeling a Filament Arcade and Simulated Chromospheric and Photospheric Vector Fields. **Solar Physics**, v. 247, p. 269–299, fev. 2008. 16

METCALF, T. R.; JIAO, L.; MCCLYMONT, A. N.; CANFIELD, R. C.; UITENBROEK, H. Is the solar chromospheric magnetic field force-free? **The Astrophysical Journal**, v. 439, p. 474–481, jan. 1995. 15

NAKAGAWA, Y.; RAADU, M. A. On practical representation of magnetic field. **Solar Physics**, v. 25, n. 1, p. 127–135, 1972. 14, 15, 17

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. 61

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. **Publications of Astronomical Society of Japan**, v. 37, p. 163–170, 1985. 61

NASA. **SDO | Data**. 2010. Disponível em:
<<http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/>>. Acesso em: 13 de Janeiro de 2014. 11

NATIONAL ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF JAPAN. **Solar Data Analysis System (SDAS)**. 2014. Disponível em:
<http://hinode.nao.ac.jp/SDAS/index_e.shtml>. Acesso em: 25 de Novembro de 2014. 61

NCAR/UCAR - HAO. **Pikaia**. 2014. Disponível em:
<<http://www.hao.ucar.edu/modeling/pikaia/pikaia.php>>. Acesso em: 25 de Novembro de 2014. 20

NINDOS, A.; AURASS, H.; KLEIN, K.-L.; TROTTET, G. Radio emission of flares and coronal mass ejections. **Solar Physics**, v. 253, n. 1, p. 3–41, 2008. 1, 7

NING, Z. Microwave and hard X-ray spectral evolution for the 13 December 2006 solar flare. **Solar Physics**, v. 247, n. 1, p. 53–62, 2008. 27

NITA, G. M.; FLEISHMAN, G. D.; KUZNETSOV, A. A.; KONTAR, E. P.; GARY, D. E. 3D Radio and X-Ray Modeling and Data Analysis Software: Revealing Flare Complexity. **ArXiv e-prints**, set. 2014. 3

NOAA. **Readme for GOES X-ray Sensor (XRS) Measurements for GOES 8-15**. Boulder, CO, EUA, dez 2014. 6 p. 63

NOBEYAMA RADIO OBSERVATORY / NAOJ. **Nobeyama Radio Heliograph (NoRH) Analysis Manual ver. 3.2**. Nagano, Japão, mar 2013. 38 p. 61

_____. **Nobeyama Radio Polarimeters (NoRP) Analysis Manual ver. 2.2**. Nagano, Japão, mar 2013. 9 p. 61

NOBEYAMA SOLAR RADIO OBSERVATORY. 2014. Disponível em:
<<ftp://solar-pub.nao.ac.jp/pub/nsro/norp>>. Acesso em: 25 de Novembro de 2014. 61

_____. 2014. Disponível em: <<ftp://solar-pub.nao.ac.jp/pub/nsro/norh>>. Acesso em: 25 de Novembro de 2014. 61

OGAWARA, Y.; TAKANO, T.; KATO, T.; KOSUGI, T.; TSUNETTA, S.; WATANABE, T.; KONDO, I.; UCHIDA, Y. The solar-a mission - an overview. **Solar Physics**, v. 136, p. 1–16, nov 1991. 6

PINTO, T. S. N. **Aplicação de campos magnéticos livres de força na explosão solar de 13 de Dezembro de 2006**. 61 p. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2010. 3, 10, 47

PINTO, T. S. N.; COSTA, J. E. R. Investigating the influence of inversion methods in extrapolated magnetic fields of the solar corona. v. 2, p. 93–98, ago. 2010. 3

PORTER, L. J.; KLIMCHUK, J. A.; STURROCK, P. A. Cylindrically symmetric force-free magnetic fields. **The Astrophysical Journal**, v. 385, p. 738–745, fev. 1992. 16

RAMATY, R. Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma. **The Astrophysical Journal**, v. 158, p. 753–769, 1969. 23

ROUMELIOTIS, G. The “Stress-and-Relax” Method for Reconstructing the Coronal Magnetic Field from Vector Magnetograph Data. **The Astrophysical Journal**, v. 473, p. 1095, dez. 1996. 16

SAKURAI, T. A new approach to the force-free field and its application to the magnetic field of solar active regions. **Publications of Astronomical Society of Japan**, v. 31, p. 209–230, 1979. 16

_____. Computational modeling of magnetic fields in solar active regions. **Space Science Reviews**, v. 51, p. 11–48, 1989. 13

SCHERRER, P. H.; BOGART, R. S.; BUSH, R. I.; HOEKSEMA, J. T.; KOSOVICHEV, A. G.; SCHOU, J.; ROSENBERG, W.; SPRINGER, L.; TARBELL, T. D.; TITLE, A.; WOLFSON, C. J.; ZAYER, I.; TEAM, M. E. The solar oscillations investigation - Michelson Doppler Imager. **Solar Physics**, v. 162, n. 1, p. 129–188, 1995. 62

SCHRIJVER, C. J.; De ROSA, M. L.; METCALF, T.; BARNES, G.; LITES, B.; TARBELL, T.; MCTIERNAN, J.; VALORI, G.; WIEGELMANN, T.;

- WHEATLAND, M. S.; AMARI, T.; AULANIER, G.; DÉMOULIN, G.; FUHRMANN, M.; KUSANO, K.; RÉGNIER, S.; THALMANN, J. K. Nonlinear force-free field modeling of a solar active region around the time of a major flare and coronal mass ejection. **The Astrophysical Journal**, v. 675, n. 2, p. 1637–1644, 2008. [16](#), [36](#), [37](#)
- SCHRIJVER, C. J.; De ROSA, M. L.; METCALF, T. R.; LIU, Y.; MCTIERNAN, J.; RÉGNIER, S.; VALORI, G.; WHEATLAND, M. S.; WIEGELMANN, T. Nonlinear Force-Free Modeling of Coronal Magnetic Fields Part I: A Quantitative Comparison of Methods. **Solar Physics**, v. 235, p. 161–190, maio 2006. [16](#)
- SEEHAFER, N. Determination of constant α force-free solar magnetic fields from magnetograph data. **Solar Physics**, v. 58, p. 215–223, 1978. [15](#), [18](#)
- SELHORST, C. L.; SILVA-VÁLIO, A.; COSTA, J. E. R. Solar atmospheric model over a highly polarized 17 GHz active region. **Astronomy and Astrophysics**, v. 488, p. 1079–1084, set. 2008. [3](#), [33](#), [49](#)
- SEMEL, M. Extrapolation functions for constant-alpha force-free fields - Green's method for the oblique boundary value. **Astronomy and Astrophysics**, v. 198, p. 293–299, jun. 1988. [15](#)
- SHIBASAKI, K.; ALISSANDRAKIS, C. E.; POHJOLAINEN, S. Radio emission of the quiet sun and active regions. **Solar Physics**, v. 273, p. 309–337, 2011. [7](#)
- SHIBASAKI, K. et al. Solar radio data acquisition and communication system (SORDACS) of Toyokawa Observatory. In: **Proc. of the Res. Inst. of Atmospheric, Nagoya Univ.** Nagoya, Japão: Nagoya University, 1979. v. 26, p. 117. [61](#)
- SILVA, A. R. V. **Nossa estrela: o Sol**. São Paulo: Editoria Livraria da Física, 2006. [1](#)
- SILVA, C. W. d. **Uma nova abordagem para a extração de características das linhas do campo magnético da coroa solar utilizando a Transformada de Hough**. 127 p. Tese (Doutorado em Computação Aplicada) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2013. [3](#)
- SILVA, K. M. G.; RODRIGUES, C. V.; COSTA, J. E. R.; de Souza, C. A.; CIESLINSKI, D.; HICKEL, G. R. Stokes imaging of AM Her systems using 3D

inhomogeneous models - II. Modelling X-ray and optical data of CP Tucanae. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 432, p. 1587–1599, jun. 2013. 20

SIMÕES, P. J. A. **Efeitos da radiação girossincrotrônica de explosões solares em ambientes de campos magnéticos complexos**. 116 p. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2005. 23, 25

SIMÕES, P. J. A.; COSTA, J. E. R. Solar bursts gyrosynchrotron emission from three-dimensional sources. **The Astrophysical Journal**, v. 453, n. 729-736, p. 1116–1123, 2006. 1, 9

_____. Gyrosynchrotron Emission from Anisotropic Pitch-Angle Distribution of Electrons in 3-D Solar Flare Sources. **The Astrophysical Journal**, v. 266, p. 109–121, 2010. 2

TAKANO, T.; NAKAJIMA, H.; ENOME, S.; SHIBASAKI, K.; NISHIO, M.; HANAOKA, Y.; SHIOMI, Y.; SEKIGUCHI, H.; KAWASHIMA, S.; BUSHIMATA, T.; SHINOHARA, N.; TORII, C.; FUJIKI, K.; IRIMAJIRI, Y. An upgrade of Nobeyama Radioheliograph to a dual-frequency (17 and 34 GHz) system. In: TROTTE, G. (Ed.). **Coronal Physics from Radio and Space Observations**. Berlin: Springer Verlag, 1997. (Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, v. 483), p. 183–191. 61

TELLO, J.; JABLONSKI, F. Light Curve Analysis of BUL-SC16 335 from B and I Photometry. In: Prša, A.; Zejda, M. (Ed.). **Binaries - Key to Comprehension of the Universe**. São Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2010. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 435), p. 93. 20

THE GALILEO PROJECT. **Galileo's Sunspot Drawings**. 1995. Disponível em: <http://galileo.rice.edu/sci/observations/sunspot_drawings.html>. Acesso em: 25 de Novembro de 2014. 5

TORII, C.; TSUKIJI, Y.; KOBAYASHI, S.; YOSHIMI, N.; TANAKA, H.; ENOME, S. Full-automatic radiopolarimeters for solar patrol at microwave frequencies. In: **Research Institute of Atmospheric, Nagoya University**. Nagoya, Japão: Nagoya University, 1979. v. 26, p. 129–132. 61

- UCHIDA, T. Theory of force-free electromagnetic fields. I. General theory. **Physical Review E**, v. 56, p. 2181–2197, ago. 1997. 16
- UNESCO. **Stonehenge, Avebury and Associated Sites**. 2014. Disponível em: <<http://whc.unesco.org/en/list/373>>. Acesso em: 20 de Dezembro de 2014. 5
- WANG, S. J.; YAN, Y. H.; LIU, Y. Y.; FU, Q. J.; TAN, B. L.; ZHANG, Y. Solar radio spikes in 2.6 - 3.8 GHz during the 13 December 2006 event. **Solar Physics**, v. 253, n. 1-2, p. 133–141, 2008. 28
- WHEATLAND, M. S.; STURROCK, P. A.; ROUMELIOTIS, G. An optimization approach to reconstructing force-free fields. **The Astrophysical Journal**, v. 540, p. 1150–1155, 2000. 16
- WIEGELMANN, T. Optimization code with weighting function for the reconstruction of coronal magnetic fields. **Solar Physics**, v. 219, p. 87–108, jan. 2004. 16
- WIEGELMANN, T.; INHESTER, B.; KLIEM, B.; VALORI, G.; NEUKIRCH, T. Testing non-linear force-free coronal magnetic field extrapolations with the Titov-Démoulin equilibrium. **Astronomy and Astrophysics**, v. 453, p. 737–741, jul. 2006. 16
- WU, S. T.; SUN, M. T.; CHANG, H. M.; HAGYARD, M. J.; GARY, G. A. On the numerical computation of nonlinear force-free magnetic fields. **The Astrophysical Journal**, v. 362, p. 698–708, 1990. 15
- YAN, Y. The 3-D Boundary Element Formulation of Linear Force-Free Magnetic Fields with Finite Energy Content in Semi-Infinite Space. **Solar Physics**, v. 159, p. 97–113, jun. 1995. 15
- YANG, W. H.; STURROCK, P. A.; ANTIOCHOS, S. K. Force-free magnetic fields - The magneto-frictional method. **The Astrophysical Journal**, v. 309, p. 383–391, out. 1986. 16
- YAU, K. K. C.; STEPHENSON, F. R. A revised catalogue of far eastern observations of sunspots (165 BC to AD 1918). **Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society**, v. 29, p. 175–197, 1988. 5

APÊNDICE A - INSTRUMENTAÇÃO

A.1 RÁDIO OBSERVATÓRIO SOLAR DE NOBEYAMA

Esse observatório está localizado na província de Nagano, no Japão, e é uma das unidades de pesquisa do Observatório Astronômico Nacional do Japão, em funcionamento desde 1978. É equipado com dois instrumentos dedicados exclusivamente à observação do Sol: o Rádio Polarímetro de Nobeyama (NoRP) (NAKAJIMA et al., 1985; TORII et al., 1979) e o Rádio Heliógrafo de Nobeyama (NoRH) (SHIBASAKI et al., 1979; NAKAJIMA et al., 1994; TAKANO et al., 1997). O acesso remoto aos dados é feito via ftp (NOBEYAMA SOLAR RADIO OBSERVATORY, 2014a; NOBEYAMA SOLAR RADIO OBSERVATORY, 2014b) ou via o sistema SDAS (NATIONAL ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF JAPAN, 2014). O dados do NoRP e NoRH foram processados com o pacote Radio/NoRH do SSW (NOBEYAMA RADIO OBSERVATORY / NAOJ, 2013a; NOBEYAMA RADIO OBSERVATORY / NAOJ, 2013b).

A.1.1 NORP

O Rádio Polarímetro é um conjunto de seis antenas independentes que medem a intensidade total e polarização circular nas frequências de 1 GHz, 2 GHz, 3,75 GHz, 9,4 GHz, 17 GHz, 35 GHz e 80 GHz. A cadência no modo padrão é de 1 s e no modo evento é de 0,1 s. Os dados são disponibilizados em arquivos tipo xdr contendo observações de um dia ou de modo evento. Neste trabalho foram utilizadas as curvas de luz no modo evento. Embora a informação da emissão de fundo do Sol calmo esteja incluída nos dados, foram realizadas integrações de até 100 s para determinar esse valores nos dados no modo evento.



Figura A.1 - NoRP: da esquerda para a direita, antenas para 35 GHz e 80 GHz, 17 GHz, 9,4 GHz, 3,75 GHz, 2 GHz e 1 GHz.

A.1.2 NORH

O Rádio Heliógrafo é um conjunto de antenas que realizam interferometria para produzir imagens do disco solar. O arranjo contém 84 antenas de 80 cm de diâmetro dispostas em formato de “T”. As observações são realizadas em duas frequências, com as seguintes especificações: 17 GHz em intensidade total e polarização circular e resolução espacial de 10” com escala de placa de 4,91” por pixel; 34 GHz em intensidade total e resolução espacial de 5” e escala de placa de 2,46” por pixel. A cadência é a mesma do NoRP e os dados são disponibilizados no formato fits. Cerca de 450 MBytes de dados foram processados com integração de 1s ou 10 s, que geraram 1205 imagens.



Figura A.2 - NoRH: no primeiro plano antenas do braço leste-oeste, com extensão de 490 m, e ao fundo o braço norte sul, com extensão de 220 m.

A.2 MDI/SOHO

O Observatório Heliosférico e Solar (SOHO) (DOMINGO et al., 1995) é um satélite científico que foi projetado para carregar instrumentos de três programas científicos, dentre eles o Imageador Michelson Doppler (MDI) (SCHERRER et al., 1995). Este espectro-polarímetro mede a separação das linhas espectrais que ocorre devido à presença do campo magnético. A separação das linhas é proporcional à intensidade do campo e ao comprimento de onda, portanto quanto mais intenso o campo e quanto maior o comprimento de onda maior a separação. Os magnetogramas são os mapas da intensidade magnética na fotosfera, obtidos a partir da observação, na linha de visada, dessa separação em cada estado de polarização circular. A intensidade magnética é a componente longitudinal do campo magnético. No MDI a linha

espectral observada é uma linha de absorção do níquel, Ni I $6.767,8 \pm 0,2 \text{ \AA}$ com resolução espectral de 94 m\AA , que permite atingir precisão de 20 G . A resolução espacial é de $1,99''$ por pixel e um magnetograma do disco solar é produzido a cada 90 minutos. Neste trabalho foram utilizados os magnetogramas longitudinais na análise do evento SOL2006-12-13T02:21; os dados foram processados no SSW e depois aplicados no `w_mag`. O horário de observação do magnetograma é $01:39:01 \text{ UT}$ com correção para $02:25:50 \text{ UT}$ usando rotação diferencial da rotina `drot_map.pro`.

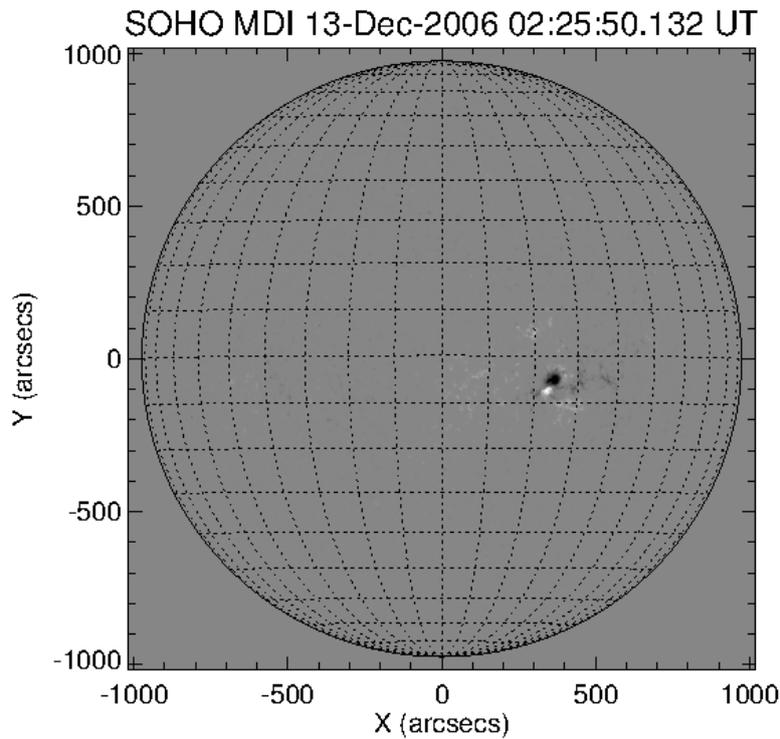


Figura A.3 - Magnetograma do disco solar no dia 13 de Dezembro de 2006: a polaridade positiva do campo magnético está representada em branco, a polaridade negativa em preto, e os valores próximos de zero, em cinza.

A.3 GOES

A rede de satélites GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite) monitora radiação e partículas solares com uma rede de satélites geoestacionários. A radiação em raios-X moles nas faixas entre $0,1$ a $0,8 \text{ nm}$ e $0,05$ a $0,4 \text{ nm}$ (NOAA, 2014) é observada de forma contínua e estabeleceu a escala GOES de atividade solar. Durante o mínimo de atividade solar, o fluxo é menor que 10^{-6} Wm^{-2} e durante

explosões solares pode atingir 10^{-2} Wm^{-2} ou mais. Nesse intervalo existem cinco níveis: A (fluxo menor que 10^{-7} Wm^{-2}), B (fluxo entre 10^{-7} e 10^{-6} Wm^{-2}), C (entre 10^{-6} e 10^{-5} Wm^{-2}), M (fluxo entre 10^{-5} e 10^{-4} Wm^{-2}) e X (fluxo maior que 10^{-4} Wm^{-2}), sendo que uma explosão solar usualmente é a atividade a partir do nível B. Os dados do GOES foram obtidos a partir do ambiente interativo GOES *workbench* do SSW. Neste ambiente pode-se fazer download e tratamento dos dados, salvando-os localmente em diferentes formatos, além de obter-se a lista de eventos num intervalo selecionado. O modelo espectral utilizado foi o coronal (Chianti 7.1) com subtração do *background*.

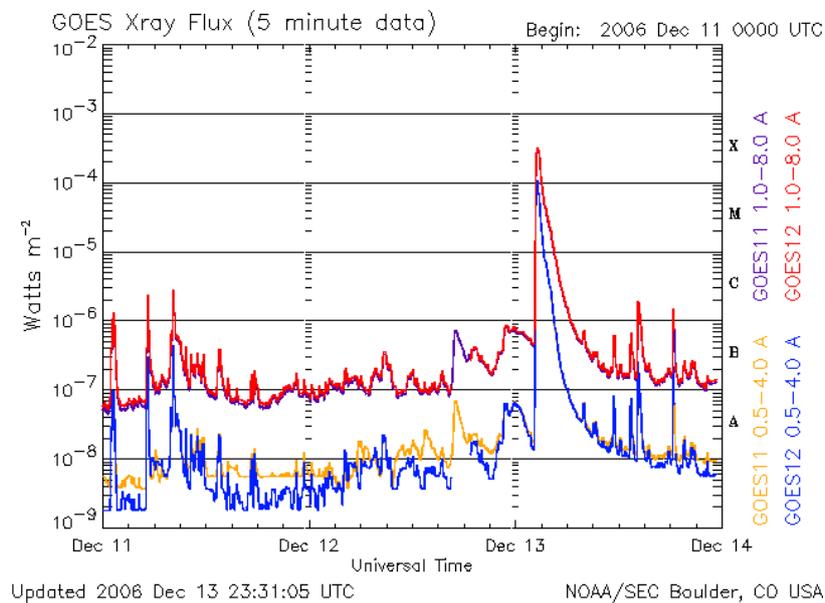


Figura A.4 - Curvas de luz nos dois canais GOES entre os dias 11 e 13 de Dezembro de 2006 obtidas pelos satélites GOES 11 e 12.

APÊNDICE B - INFORMAÇÕES ADICIONAIS DO EVENTO SOL2006-12-13T02:21

B.1 LISTA DE EVENTOS GOES

Tabela B.1 - Lista de eventos classes C, M e X associados à região ativa AR 10930, com horários relativos às observações GOES

Data	Início (UT)	Máximo (UT)	Término (UT)	Classe GOES	Posição
06-Dez-2006	01:30	02:20	02:54	M1.1	S07E69
06-Dez-2006	05:36	05:40	05:45	C2,4	S08E70
06-Dez-2006	07:06	07:10	07:14	C1,0	S07E64
06-Dez-2006	07:25	07:28	07:31	C1,5	S07E67
06-Dez-2006	07:34	07:37	07:40	C1,7	S06E63
06-Dez-2006	08:02	08:23	09:03	M6,0	S04E63
06-Dez-2006	12:53	12:58	13:03	C4,8	S07E61
06-Dez-2006	14:21	14:28	14:33	C2,5	S07E61
06-Dez-2006	15:00	15:05	15:14	C2,1	S06E60
06-Dez-2006	15:54	15:58	16:00	C1,7	S06E60
06-Dez-2006	16:15	16:21	16:26	C4,4	S07E60
06-Dez-2006	18:29	18:47	19:00	X6,5	S06E63
06-Dez-2006	20:14	20:19	20:22	M3,5	S06E58
06-Dez-2006	21:44	21:52	21:55	C7,4	S06E57
06-Dez-2006	22:26	22:31	22:33	C3,1	S07E57
06-Dez-2006	23:09	23:13	23:15	C1,7	S03E57
07-Dez-2006	00:31	00:34	00:37	C1,9	S08E55
07-Dez-2006	03:32	03:36	03:39	C2,0	S07E56
07-Dez-2006	04:27	04:45	05:09	C6,1	S08E55
07-Dez-2006	10:49	11:48	12:57	C1,1	S07E48
07-Dez-2006	14:49	15:15	15:33	C1,2	S07E47
07-Dez-2006	18:20	19:13	19:33	M2,0	S06E45
09-Dez-2006	10:48	10:59	11:05	C1,3	S05E18
11-Dez-2006	00:56	01:20	01:28	C1,4	S08E06
11-Dez-2006	05:08	05:17	05:23	C2,6	S07E03
11-Dez-2006	07:54	08:18	08:22	C5,7	S04W02
13-Dez-2006	02:14	02:40	02:57	X3,4	S06W23
13-Dez-2006	14:14	14:23	14:33	C2,2	S06W27
13-Dez-2006	18:18	18:25	18:31	C1,7	S07W31
14-Dez-2006	11:56	12:10	12:29	C1,0	S06W40
14-Dez-2006	16:36	16:49	16:59	C1,2	S06W45
14-Dez-2006	21:07	22:15	22:26	X1,5	S06W46
17-Dez-2006	14:47	17:11	18:37	C2,0	S07W90

B.2 NORP

A figura B.1 apresenta as curvas de luz em todas as frequências de observação do instrumento e a figura B.2 mostra os dois picos principais da fase impulsiva.

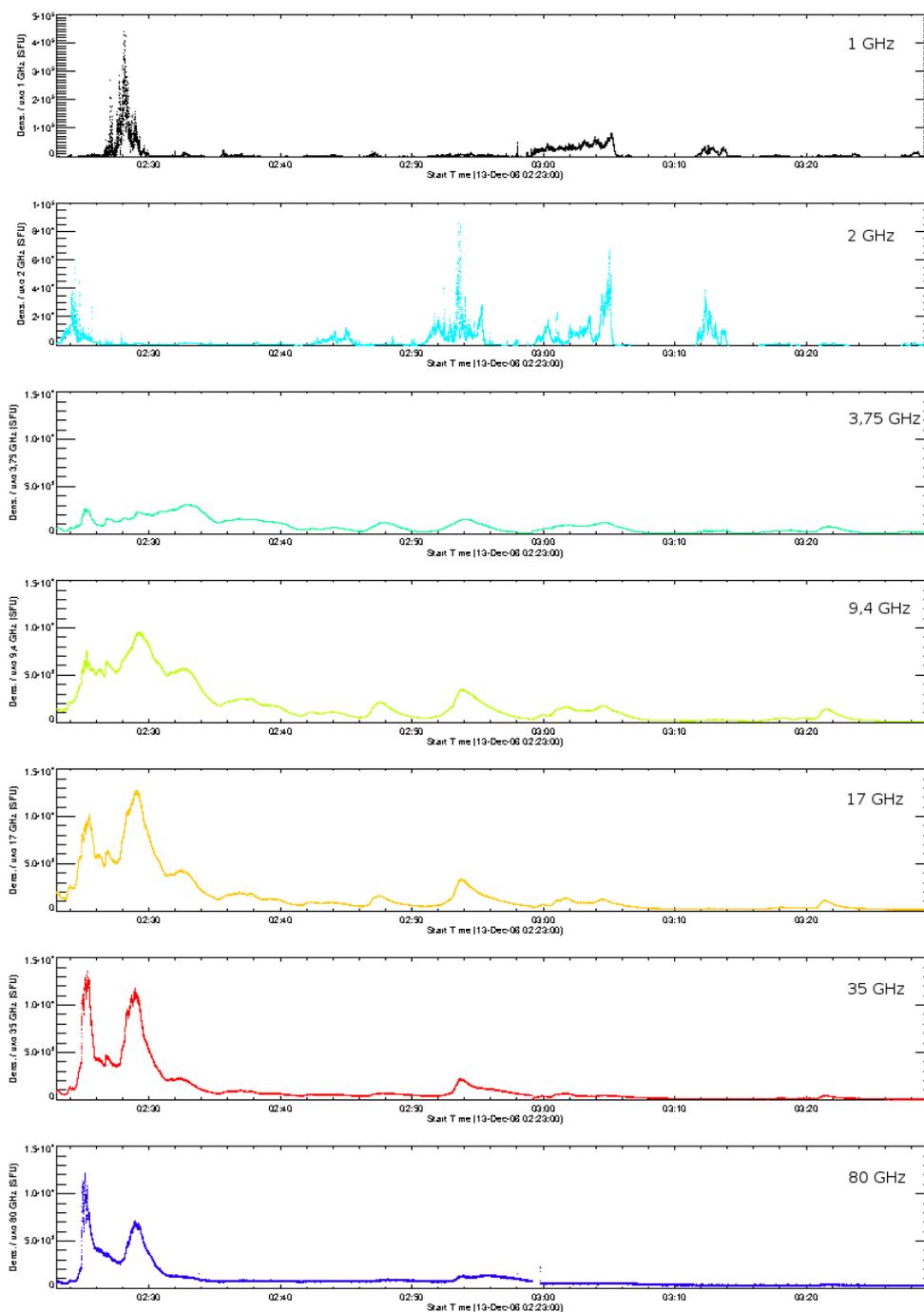


Figura B.1 - Perfis temporais nas sete frequências do NoRP.

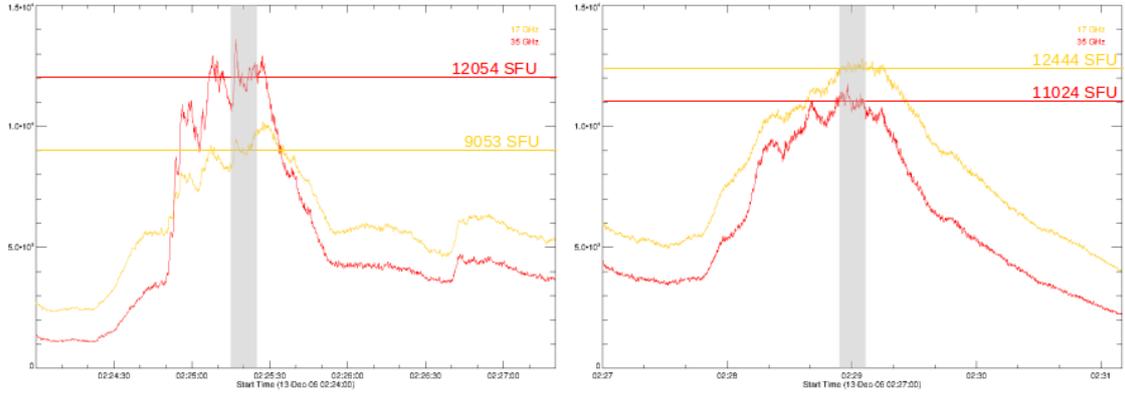


Figura B.2 - Perfis temporais dos picos principais da fase impulsiva: 17 GHz (laranja) e 35 GHz (vermelho). As áreas cinzas indicam o intervalo de integração (10 s) e as linhas horizontais, o fluxo integrado.

Tabela B.2 - Fluxo em SFU nos instantes de #1 a #5 e de fundo.

#	1 GHz	2 GHz	3,75 GHz	9,4 GHz	17 GHz	35 GHz	80 GHz	α_{NoRP}	α_{NoRP}
1	1	9197	559	2142	2564	1245	748	-1,00	-0,62
2	3055	4265	2495	6294	9053	12054	8783	0,39	-0,38
3	26350	874	1501	5947	5953	4285	3407	-0,46	-0,28
4	77020	915	2015	9038	12444	11024	6761	-0,17	-0,59
5	24671	6501	268	250	236	278	308	0,23	1,66
Fundo	950	455	114	364	684	2400	9000	-	

B.3 NORH

Devido ao grandes fluxos observados durante os máximos em microondas nesse evento, verificou-se que o NoRH perdeu apontamento e as imagens em 17 GHz e 34 GHz se deslocavam no campo da região ativa ou não se alinhavam quando sobrepostas pois havia uma diferença de até 30" entre os centros das imagens. Ao sobrepor essas imagens com magnetogramas do MDI rotacionados para o mesmo instante de tempo, verificou-se ainda que as imagens não correspondiam espacialmente às regiões magnéticas mais intensas, ou seja, não se alinhavam com as regiões ativas. Assim, foi realizado alinhamento manual para corrigir as imagens desalinhadas. Admitindo que os magnetogramas tem apontamento absoluto, uma imagem NoRH fora do máximo foi sobreposta e esta se alinhava com as imagens do NoRH foram sobrepostas e verificou-se que todas as imagens fora dos instantes de máximo estavam alinhadas. A

imagem em 17 GHz às 02:49:00 UT foi utilizada como referência para obter o centro do mapa de brilho. A imagem em 34 GHz às 02:47:09 UT também foi considerada alinhada; as demais foram transladadas para posições alinhadas com a região ativa e com as outras imagens em microondas. A figura B.4 mostra as imagens NoRH em diferentes instantes do evento após as correções de apontamento nas imagens em 17 GHz.

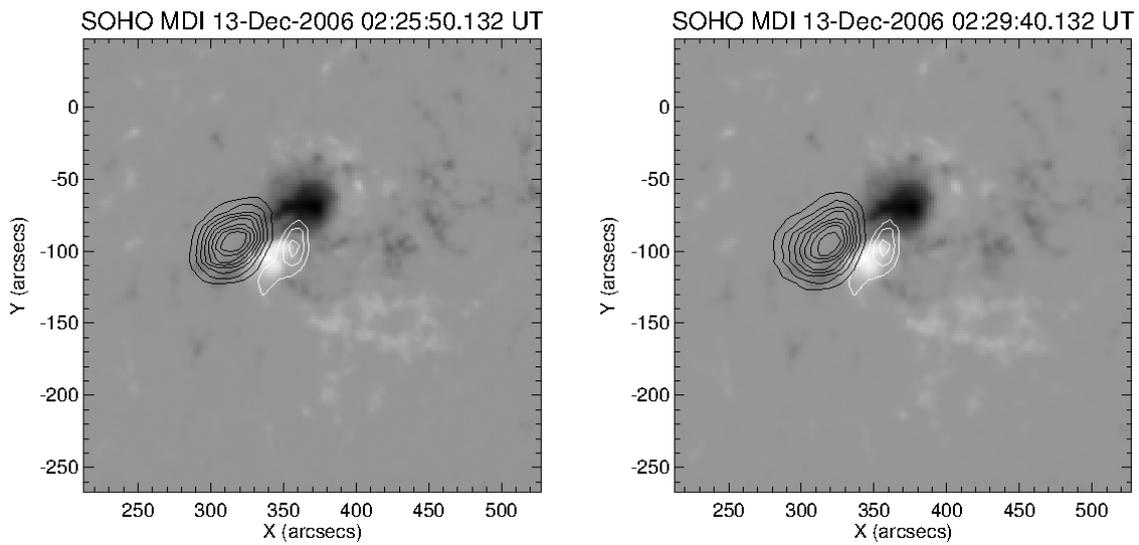


Figura B.3 - Sobreposição de imagens mostrando o desalinhamento durante o máximo dos dois picos principais: ao fundo, o magnetograma do MDI nos horários indicados; imagem NoRH 17 GHz às 02:47:09 UT em contornos brancos indicando a posição correta da região e contornos pretos são as imagens durante os instantes #2 (esquerda) e #4 (direita).

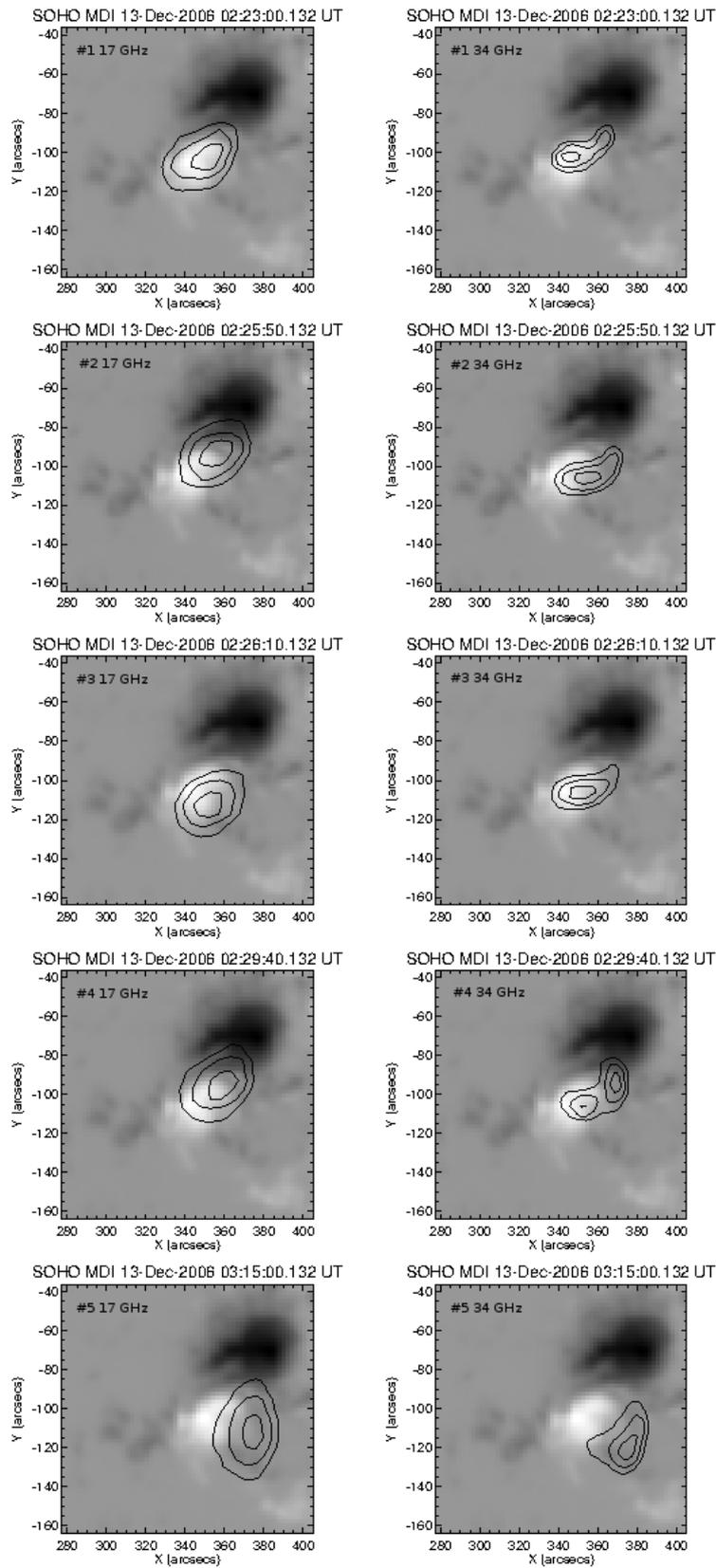


Figura B.4 - Magnetogramas do MDI e imagens NoRH com contornos a 50%, 70% e 90% da temperatura de brilho máxima.

APÊNDICE C - INFORMAÇÕES ADICIONAIS DOS PROGRAMAS

C.1 PROGRAMA W_MAG

As rotinas do programa são listadas a seguir; as rotinas escritas por outros autores disponibilizadas publicamente foram creditadas.

w_mag.pro	j_b_lff.pro	struc_blines.pro	b_line.pro*
coord_grid.pro	shape_mag.pro	show_mag.pro	scale_mag.pro
center_angle.pro	omega_phi.pro	circle_fit.pro	oplot_lines.pro
hmi_header.pro	sot_header.pro	mdi_header.pro	mag_pic.sav
dialog_slider.pro**	dialog_input.pro**	dialog_list.pro**	magnetic.tbl

*Jongchul Chae (Junho 1997) **Robert Mallozzi (Julho 1997)

Rotinas do IDL Astronomy User's Library ([ASTROPHYSICS SCIENCE DIVISION, NASA GSFC, 2012](#)) também foram utilizadas:

readfits.pro	sxpar.pro	mrd_skip.pro	sxaddpar.pro
	sxdelpar.pro	gettok.pro	valid_num.pro

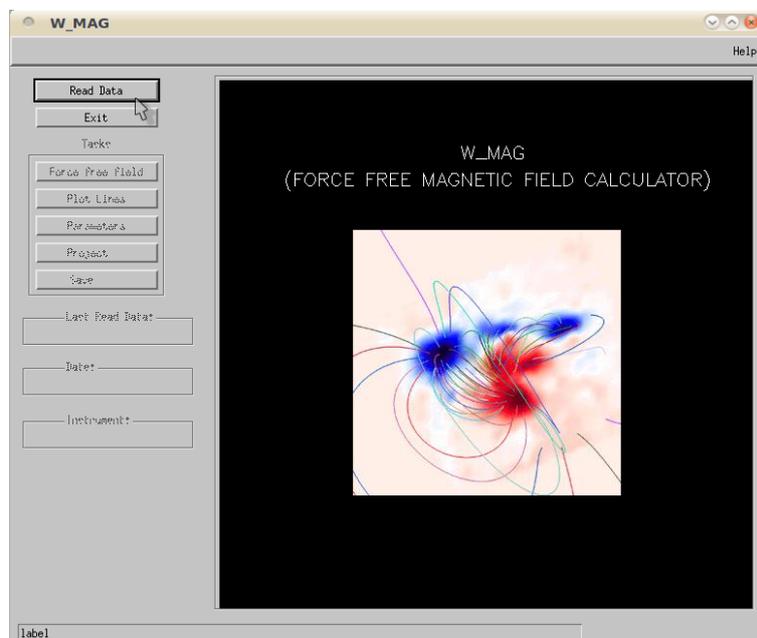


Figura C.1 - Interface gráfica do programa w_mag.

O trecho a seguir é parte do código em IDL na rotina `j_b_lfff.pro` que calcula a solução de campo livre de forças linear:

```

kx = 2*pi*[findgen(nn/2+1),reverse(-1-findgen(nn-nn/2-1))]/nn
ky = 2*pi*[findgen(nn/2+1),reverse(-1-findgen(nn-nn/2-1))]/nn
kz = sqrt((kx2+ky2 - alpha2)>0)
fz0 = FFT(bz0,-1)
argx = fz0*complex(0,-1)*(kx*kz-alpha*ky)/((kz2+alpha2)>kx(1,0)2)
argy = fz0*complex(0,-1)*(ky*kz+alpha*kx)/((kz2+alpha2)>ky(0,1)2)
for j = 0, n-1 do begin
  bx(*,*,j) = FFT(argx*exp(-kz*z(j)),1)[0:nn-1, 0:nn-1]
  by(*,*,j) = FFT(argy*exp(-kz*z(j)),1)[0:nn-1, 0:nn-1]
  bz(*,*,j) = FFT(fz0*exp(-kz*z(j)),1)[0:nn-1, 0:nn-1]
endfor

```

Onde k_x , k_y e k_z são as componentes do vetor de onda, $nn = 2^n$, $\alpha = \alpha$ e $bz0 = f(x, y)$ é a seleção do magnetograma na fotosfera, de modo que $fz0$ é a sua transformada de Fourier (**FFT**..., 2014). As dimensões da seleção ($nn = 2^n$) devem ser uma potência de 2 para a aplicação eficiente da transformada rápida de Fourier, visando ganho em tempo computacional.

O código a seguir está implementado no `pikaia_mag_fit` e calcula a função de distribuição de elétrons no espaço na variável **tmp**:

```

if p1 gt 1 then begin
  x0=(1*p1-1) < 1.0
  den=(2-p1) > 0.02
endif else begin
  x0=0.0
  den=p1 > 0.02
endelse
tmp=p2*exp(-(x-1+x0)2/den)+exp(-(x+1-x0)2/den)
tmp=tmp/max(tmp)

```

Onde x é qualquer vetor de posições no espaço. No `pikaia_mag_fit` ele é um vetor com a razão de espelhamento magnético normalizada.

C.2 PROGRAMA PIKAIA_MAG_FIT

```

; IDL program pikaia:
;
; Designed to follow as closely as possible to Charbonneau and
; Knapp. For that reason, most of the comment blocks are
; intact, and Fortran definitions of variables remain in the form of
; additional comments.
;
; The biggest change made is that the function being
; evaluated is no longer external with its name ("ff" in pikaia.f)
; passed throughout, but is an IDL standard function called "func"
; in this IDL program. The function "two_d" from pikaia.f thus appears
; here as function "func", and the user can simply remove this
; example and substitute any other function desired, naming it "func".
;
; Also, because IDL indexes from 0 -> n-1 rather than 1 -> n,
; arrays have been changed accordingly.
;
; The order of functions has been changed somewhat so that
; they are always above the function/procedure that calls them.
;
; July, 1996
;#####
FUNCTION ran2
; Common block to make iseed visible to urand_init (and to save
; it between calls)
common share1,iseed
common share2,iv,iy,idum2

INTEGER idum,IM1,IM2,IMM1,IA1,IA2,I01,I02,IR1,IR2,MTAB,NDIV
REAL ran2,AM,EPS,RMWX
PARAMETER (IM1=2147483563,IM2=2147483399,AM=1./IM1,IMM1=IM1-1,
+IA1=40014,IA2=40692,I01=53668,I02=52774,IR1=12211,IR2=3791,
+NTAB=32,NDIV=1+IMM1/NTAB,EPS=1.2e-7,RMWX=1.-EPS)
INTEGER idum2,j,k,iv(NTAB),iy
SAVE iv,iy,idum2
DATA idum2/I23456789/, iv/NTAB*0/, iy/0/
IM1=2147483563
IM2=2147483399
AM=1./IM1
IMM1=IM1-1
IA1=40014
IA2=40692
I01=53668
I02=52774
IR1=12211
IR2=3791
NTAB=32
NDIV=1+IMM1/NTAB
EPS=1.2e-7
RMWX=1.-EPS
idum = iseed
if (idum le 0) then begin
idum= -idum > 1
idum2=idum
for j=NTAB+8,1,-1 do begin
k=idum/I01
idum=(IA1*(idum-k*I01)-k*IR1)
if (idum lt 0) then idum=(idum+IM1)
endifor
iy=iv(0)
endif
k=idum/I01
idum=IA1*(idum-k*I01)-k*IR1
if (idum lt 0) then idum=idum+IM1
k=idum2/I02
idum2=IA2*(idum2-k*I02)-k*IR2
if (idum2 lt 0) then idum2=idum2+IM2
j=1+iy/NDIV
iy=iv(j)-idum2
iv(j-1)=idum
if(iy lt 1) then iy=iy+IMM1
ran2= AM*iy < RMWX
iseed = (idum)
return, ran2
END
; (C) Copr. 1986-92 Numerical Recipes Software .@1.<Bcl&114-130RK#.
; (adapted to IDL)
;#####
FUNCTION func,n,x
; Compute sample fitness function (2-d landscape)
; Input:
; Integer n
; real x(n)
; Output:
; real two_d
common
myfunction, nome, dados17, dados34, calculos17, calculos34, cflux, iflux, iflux, rodou, peso, i_
par, par, pal, var, $
conta, tabela, itab, tabpar, tmax, era0, era1, freq_fator, melhor, melhor2, fluxomelhor, d
sl, imelhor, arquivo
; nome desse run
; dados = é um vetor ou matriz com dados medidos de qualquer dimensao
; calculos = idem a dados porem calculados
; rodou = de 1 o modelo rodou e se zero teve problemas
; peso = da mesma dimensao de dados com valores 1/erro da medida
; i_par = todos os indices do vetor parametros que estao sendo usados
(habilitados)
; par = vetor de parametros atuais
; pal = limite inferior dos parametros
; var = variacao dos parametros (max-min)
; conta = contador do numero de chamada da rotina func
; tabela = memoria dos 2250 ultimos conjuntos de parametros (tem q ter
; uma coluna a mais para o Chi^2)
; itab = indice atual da tabela -> contador do numero de modelos
calculados (com sucesso)
; tabpar = numero de parametros em funcionamento = n_elements (i_par =1)
if (where(x gt 1))[0] ne -1 then stop
par(i_par)=(x*var+pal)*1.d0
conta=conta+1

```

```

AU = 1.49597870d13 ; unidade astronomica em
arc2cm = idtor/3600d0 * AU ; arcsec to cm in Sun
;-----
; chamada do modelo
modelo,par,rodou,px,imag=px,imag ; rodou=1 rodou e rodou=0 nao rodou
;-----
; calculo do qui2
tcalc=calculos34 ; imagem em 17 ou 34 GHz
valid=where(dados17^calculos17 gt 0.)
qui2_imag=s_correl2(dados34,convol_17(calculos34,px_mag*arc2cm,resol=8))
desl=qui2_imag[0:1]
qui2_imag2=s_correl2(dados17,convol_17(calculos17,px_mag*arc2cm,resol=14),ashift
=(qui2_imag[0],qui2_imag[1]))
qui2_i=0.
qui2_i=(alog(qui2_imag[2]))/102.4*2.*2.
qui2_i2=(alog(qui2_imag[2]))/102.4*2.*2.
qui2_s=0.
qui2_s=sqrt(total((alog(iflux)-alog(cflux))^2,/(nan))
qui2=0.
print,'Qui^2 imag1=',qui2_i2,'Qui^2 imag34=',qui2_i,' Qui^2
espec=',qui2_s,' Qui tot=',qui2_i+qui2_s+qui2_i2
func=1.0d0/qui2
;-----
if rodou then begin
tabela[itab,0:tabpar-1]=par
tabela[itab,(tabpar)+2]=qui2
tabela[itab,(tabpar)+1]=qui2_imag[0]
tabela[itab,(tabpar)+1]=qui2_imag[1]
if qui2 le desl then begin
melhor=convol_17(tcalc,px_mag*arc2cm,resol=8)
dsl=qui2
imelhor=itab
fluxomelhor=cflux
endif
itab=(itab-1) mod 2250
; Saida na tela, atualiza a cada modelo
loop plot=1
if itab mod loop_plot eq 0 then begin
(tabpar+2),min=tmin)
tmin=10.^floor(alog10(tmin))
tv,era0,0
plot,tabela[, (tabpar)+2],/ylog,yra=[tmin,tmax],yst=1,$
pos=[0.05,.05,.50,.5],/noer,charsize=1.3
plots,itab,tabela[itab,(tabpar)+2],psym=2,col=190
tv,era1,390,20+20
tv,era1,350,320
tv,era1,355,0
restore,'plotlinhas.sav'
; Imagem atual
grayplottv,rebins(bytescl(convol_17(calculos34,
px_mag*arc2cm,resol=8)),4*64,4*64),posic=[0.74,0.37,1.0,0.62]
contour,rebins((convol_17(calculos17
,px_mag*arc2cm,resol=14)),4*64,4*64),/over,levels=[max(calculos17)/2.0]
j=st_lines.par.corner[1]-st_lines.par.corner[0]+1
c=[st_lines.xf,[st_lines.yf],[st_lines.zf]]
[REPLICATE(1.0,N_ELEMENTS(st_lines.xf))]
c=#INVERT(st_lines.tr)
d=[c[*0],st_lines.x0+j/2.0],[c[*1]-st_lines.y0+j/2.0],[c[*2]-
st_lines.r-st_lines.z0]]
inicio=st_lines.nf[par[7]-1]
fim=st_lines.nf[par[7]-1]
oplot,d[inicio:fim,0]*4,d[inicio:fim,1]*4
grayplottv,rebins(bytescl(melhor),4*64,4*64)
, posic=[0.74,.69,1.0,.95]
contour,rebins(melhor2,4*64,4*64),/over,levels=[max(melhor2)/2.0]
fim=st_lines.nf[tabela[imelhor,7]-1]
oplot,d[inicio:fim,0]*4,d[inicio:fim,1]*4
; Plot dos espectros
plot,freq_,iflux,psys=2,/xlog,/ylog,pos=[0.72,.05,0.98,.31],$
yra=[0.1,1.1*max(iflux)],/noer
oplot,freq_cflux
oplot,freq_fluxomelhor,col=70
xyouts,0.53,0.98,'MELHOR IMAGEM
CONVOLUIDA',/normal,charsize=1.5
xyouts,0.15,0.98,'OBSERVACAO 34 GHz',/normal,charsize=1.5
xyouts,0.53,0.50,'RESULT. ATUAL',/normal,charsize=1.5
xyouts,0.25,0.52,'Chi2',/normal,charsize=1.5
xyouts,0.53,0.90,
'Chi2= '+string(dsl,format='(f10.3)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.86,
'ie= '+string(tabela[imelhor,0],format='(f5.2)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.82,
'Delta1= '+string(tabela[imelhor,1],format='(f6.2)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.78,
'Delta2= '+string(tabela[imelhor,2],format='(f6.2)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.74,
'Ne= '+string(10.^tabela[imelhor,3],format='(e10.3)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.70,
'T= '+string(10.^tabela[imelhor,4],format='(e10.3)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.66,
'Np= '+string(10.^tabela[imelhor,6],format='(e10.3)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.62,
'L+dL= '+string(tabela[imelhor,7],format='(i5)')
+ + '+string(tabela[imelhor,8],format='(i2)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.58,
'Bal= '+string(tabela[imelhor,5],format='(f5.2)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.46,
'ie= '+string(par[0],format='(f5.2)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.42,
'Delta1= '+string(par[1],format='(f6.2)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.38,
'Delta2= '+string(par[2],format='(f6.2)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.34,
'Ne= '+string(10.^par[3],format='(e10.3)'),/normal,charsize=1.3
xyouts,0.53,0.30,

```

```

'T='+string(10,'par[4],format='(e10.3)'),/normal,charsize=1.3
  xyouts,0.53,0.26,
'Np='+string(10,'par[6],format='(e10.3)'),/normal,charsize=1.3
  xyouts,0.53,0.22,'L+dL='+string(par[7],format='(15)')
+''+string(par[8],format='(12)'),/normal,charsize=1.3
  xyouts,0.53,0.18,
'Bal='+string(par[5],format='(f5.2)'),/normal,charsize=1.3
  xyouts,0.53,0.14,'x,y'+string(desl[0],format='(13)')+','
'+string(desl[1],format='(13)'),/normal,charsize=1.3
  wait,,1
endif
;-----
endif
horae=systeme()
if itab mod 100 eq 0 then save,
file=nome+'_tabela_pikaia.sav',hora,tabela
return,func
END
;#####
FUNCTION urand
;
; Common block to make iseed visible to urand_init (and to save
; it between calls)
; Return the next pseudo-random deviate from a sequence which is
; uniformly distributed in the interval [0,1]
; Uses the function ran2, from Press et al, Numerical Recipes,
; 2nd ed., Cambridge Univ. Press, 1992.
; Input - none
; Output
; real urand
; Local
; integer iseed
; real ran2
; external ran2
; or idl random number generator urand
; urand = randomu( iseed )
; common share1,iseed
; urand = ran2()
; return,urand
END
;#####
PRO indexx,n,arr,indx
M=11
NSTACK=50
istack = lonarr(NSTACK)
arr1 = fltarr(n+1)
for i = 0,n-1 do arr1(i+1) = arr(i)
indx1 = indgen(n+1)
indx = lonarr(n)
jstack=0
l=1
ir=n
label:
if ir-l lt M then begin
  if (arr1(indx1(l)) gt arr1(indx1(l+1))) then begin
    itemp=indx1(l)
    indx1(l)=indx1(l+1)
    indx1(l+1)=itemp
  endif
  if (arr1(indx1(l)) gt arr1(indx1(ir))) then begin
    itemp=indx1(l)
    indx1(l)=indx1(ir)
    indx1(ir)=itemp
  endif
  if (arr1(indx1(l+1)) gt arr1(indx1(l))) then begin
    itemp=indx1(l+1)
    indx1(l+1)=indx1(l)
    indx1(l)=itemp
  endif
  i=l+1
  j=ir
  indxt=indx1(l)
  a=arr1(indxt)
label3:
  i=i+1
  if (arr1(indx1(i)) lt a) then goto, label3
label4:
  j=j-1
  if (arr1(indx1(j)) gt a) then goto, label4
  if (j lt i) then goto, label5
  itemp=indx1(i)
  indx1(i)=indx1(j)
  indx1(j)=itemp
  goto, label3
label5:
  indx1(l)=indx1(j)
  indx1(j)=indxt
endif
for j = l+1,ir do begin
  indxt=indx1(j)
  a=arr1(indxt)
  for i=j-1,l,-1 do begin
    if arr1(indx1(i)) le a then goto, label2
    indx1(i+1)=indx1(i)
  endfor
  i=l-1
  label2:
  indx1(i+1)=indxt
endfor
if(jstack eq 0) then begin
  for ll = 0,n-1 do indx(ll) = indx1(ll+1)
  return
endif
ir=istack(jstack)
l=istack(jstack-1)
jstack=jstack-2
k=(l+ir)/2
itemp=indx1(k)
indx1(k)=indx1(l+1)
indx1(l+1)=itemp
if (arr1(indx1(l+1)) gt arr1(indx1(ir))) then begin
  itemp=indx1(l+1)
  indx1(l+1)=indx1(ir)
  indx1(ir)=itemp
endif
if (arr1(indx1(l)) gt arr1(indx1(ir))) then begin
  itemp=indx1(l)
  indx1(l)=indx1(ir)
  indx1(ir)=itemp
endif
if (arr1(indx1(l+1)) gt arr1(indx1(l))) then begin
  itemp=indx1(l+1)
  indx1(l+1)=indx1(l)
  indx1(l)=itemp
endif
i=l+1
j=ir
indxt=indx1(l)
a=arr1(indxt)
label3:
  i=i+1
  if (arr1(indx1(i)) lt a) then goto, label3
label4:
  j=j-1
  if (arr1(indx1(j)) gt a) then goto, label4
  if (j lt i) then goto, label5
  itemp=indx1(i)
  indx1(i)=indx1(j)
  indx1(j)=itemp
  goto, label3
label5:
  indx1(l)=indx1(j)
  indx1(j)=indxt
endif

```

```

jstack=jstack+2
if(jstack gt NSTACK) then print,'NSTACK too small in indexx'
  if(ir-1+1.ge j-1) then begin
    istack(jstack)=ir
    istack(jstack-1)=i
    ir=j-1
  endif else begin
    istack(jstack)=j-1
    istack(jstack-1)=l
    l=1
  endelse
  goto,label
endif
END
; (C) Copr. 1986-92 Numerical Recipes Software @)1.<8cL&L14-130R%#.
;#####
PRO pikaia_setup, result
common sharez,iv,iy,idum2
myfunction, nome,dados17,dados34,calculos17,calculos34,cflux,iflux,rodou,peso,i_
par,par,pal,var,$
conta,tabela,itab,tabpar,tmax,era0,era1,freq_,fator,melhor,melhor2,fluxomelhor,d
sl,imehor,arquivol
itab=0l ; Definicao do primeiro run do pikaia
count=0l
imehor=0l
n_total=n_elements(par)
tabela=dblarr(2250,n_total+1+2)
tabpar=n_elements(par)
dsl=1.d50
;
; Algumas definicoes para o pikaia
nd=6
nger=20
pmut=0.005
;
; Sample driver program for pikaia.f
MTAB=32
idum2=123456789
iv=lonarr(NTAB)
iv(*)= 0
iy=0
n_elements(i_par)
;
; (two_d ("func" here) is an example fitness function, a
; smooth 2-d landscape)
; First, initialize the random-number generator
label:
seed=(systemtime(/sec) mod 1)*100000
if fix(seed) eq -1 then goto, fim
seed =abs(long(seed))
urand_init,seed
;
; Set control variables (use defaults)
ctrl = fltarr(12)

```

```

ctrl(*) = -1
ctrl[2]=nd ; Numero de digitos; se -1 vai valer o default
ctrl[1]=nger
ctrl[5]=pmut
;
; Now call pikaia
t0=systemtime()
print, Hora do Inicio do Pikaia: ', t0
pikaia,n,ctrl,x,f,status
print, Hora do Inicio do Pikaia: ',t0
print, Hora do Fim do Pikaia: ',systemtime()
;
; Print the results
print, " status: ", status
print, " x: ", x
m_modelo=par
m_modelo[1,1,1]=var*x+pal
print, "Melhor modelo: ", m_modelo ;var*x+pal
chi_min=func(n,x)
save, file='best_model.sav', m_modelo, chi_min
print, " f: ", f
print, " ctrl: ", ctrl
goto, label
fim:
hora=systemtime()
save, file=nome+'_tabela_pikaia.sav', hora, tabela
result=var*x+pal
#####
END
PRO urand_init, urand_seed
; Common block to communicate with urand
common share1, iseed
; Initialize random number generator urand with given seed
; Input
; integer urand_seed
; Output - none
;
; Local
; integer iseed
;
; Set the seed value
iseed = urand_seed
return
#####
END
PRO pikaia,n,ctrl,x,f,status
;
; Optimization (maximization) of user-supplied "fitness" function
ff over n-dimensional parameter space x using a basic genetic
algorithm method.
Paul Charbonneau & Barry Knapp
High Altitude Observatory
National Center for Atmospheric Research
Boulder CO 80307-3000
<pauchar@hao.ucar.edu>
<knapp@hao.ucar.edu>

```

```

::
:: Version of 1995 April 13
:: (IDL version 1996 July - comments kept intact)
:: Genetic algorithms are heuristic search techniques that
:: incorporate in a computational setting, the biological notion
:: of evolution by means of natural selection. This subroutine
:: implements the three basic operations of selection, crossover,
:: and mutation, operating on "genotypes" encoded as strings.
::
:: References:
:: Charbonneau, Paul. "Genetic Algorithms in Astronomy and
:: Astrophysics." Astrophysical J. (Supplement), vol 101,
:: in press (December 1995).
:: Goldberg, David E. Genetic Algorithms in Search, Optimization,
:: & Machine Learning. Addison-Wesley, 1989.
:: Davis, Lawrence, ed. Handbook of Genetic Algorithms.
:: Van Nostrand Reinhold, 1991.
::
:: implicit none
::
:: Input:
:: integer n
:: real ff
:: external ff
:: o Integer n is the parameter space dimension, i.e., the number
:: of adjustable parameters. (Also the number of chromosomes.)
:: o Function ff is a user-supplied scalar function of n vari-
:: ables, which must have the calling sequence f = ff(n,x), where
:: x is a real parameter array of length n. This function must
:: be written so as to bound all parameters to the interval [0,1];
:: that is, the user must determine a priori bounds for the para-
:: meter space, and ff must use these bounds to perform the appro-
:: priate scalings to recover true parameter values in the
:: a priori ranges.
:: By convention, ff should return higher values for more optimal
:: parameter values (i.e., individuals which are more "fit").
:: For example, in fitting a function through data points, ff
:: could return the inverse of chi**2.
:: In most cases initialization code will have to be written
:: (either in a driver or in a separate subroutine) which loads
:: in data values and communicates with ff via one or more labeled
:: common blocks. An example exercise driver and fitness function
:: are provided in the accompanying file, xpikaia.f.
::
:: Input/output:
:: real ctrl(12)
:: o Array ctrl is an array of control flags and parameters, to
:: control the genetic behavior of the algorithm, and also printed
:: output. A default value will be used for any control variable
:: which is supplied with a value less than zero. On exit, ctrl
:: contains the actual values used as control variables. The
:: elements of ctrl and their defaults are:
:: ctrl(1) - number of individuals in a population (default
:: is 100)
:: ctrl(2) - number of generations over which solution is
:: to evolve (default is 500)
:: ctrl(3) - number of significant digits (i.e., number of
:: genes) retained in chromosomal encoding (default
:: is 6) (Note: This number is limited by the
:: machine floating point precision. Most 32-bit
:: floating point representations have only 6 full
:: digits of precision. To achieve greater preci-
:: sion this routine could be converted to double
:: precision, but note that this would also require
:: a double precision random number generator, which
:: likely would not have more than 9 digits of
:: precision if it used 4-byte integers internally.)
:: ctrl(4) - crossover probability; must be <= 1.0 (default
:: is 0.85)
:: ctrl(5) - mutation mode; 1/2=steady/variable (default is 2)
:: ctrl(6) - initial mutation rate; should be small (default
:: is 0.005) (Note: the mutation rate is the proba-
:: bility that any one gene locus will mutate in
:: any one generation.)
:: ctrl(7) - minimum mutation rate; must be >= 0.0 (default
:: is 0.0005)
:: ctrl(8) - maximum mutation rate; must be <= 1.0 (default
:: is 0.25)
:: ctrl(9) - relative fitness differential; range from 0
:: (none) to 1 (maximum). (default is 1.)
:: ctrl(10) - reproduction plan; 1/2/3=Full generational
:: replacement/Steady-state-replace-random/Steady-
:: state-replace-worst (default is 3)
:: ctrl(11) - elitism flag; 0/1=off/on (default is 0)
:: (Applies only to reproduction plans 1 and 2)
:: ctrl(12) - printed output 0/1/2=None/Minimal/Verbose
:: (default is 0)
::
:: Output:
:: real x(n), f
::
:: -----
:: common share1,iseed
:: common datstore,bestff,pmutpv
:: common
:: myfunction,ndome,dados17,dados34,calculos17,calculos34,cflux,iflux,rodou,peso,i_
:: par,par,pat,var,$
:: conta,tabela,itab,tappar,tmax,era0,era1,freq_fator,melhor,melhor2,fluxomelhor,d
:: sl,imelhor,arquivol
::
:: integer status
:: o Array x(1:n) is the "fittest" (optimal) solution found,
:: i.e., the solution which maximizes fitness function ff
:: o Scalar f is the value of the fitness function at x
:: o Integer status is an indicator of the success or failure
:: of the call to pikaita (0=success; non-zero=failure)
:: x = fltarr(n)
::
:: -----
:: Constants
:: integer NMAX, PMAX, DMAX
:: NMAX = 32
:: DMAX = 512
:: DMAX = 8
:: : 0 default de trabalho esta' setado pra 4 (OK)
:: o NMAX is the maximum number of adjustable parameters
:: (n <= NMAX)
:: o PMAX is the maximum population (ctrl(1) <= PMAX)
:: o DMAX is the maximum number of Genes (digits) per Chromosome
:: segment (parameter) (ctrl(3) <= DMAX)
::

```



```

; ATENCAO: Edite os parametros de entrada usando polar_input
; ==! MUITO IMPORTANTE PREENCHER CORRETAMENTE O MINIMO E A BANDA !==
; ===== Variacao dos parametros =====
sigma=par*0.0
sigma[0]=1.98
sigma[1]=5.0
sigma[2]=5.0
sigma[3]=2.0
sigma[4]=1.5
sigma[5]=10.0
sigma[6]=4.0
sigma[7]=FIX(n_elements(st_lines.nf)-1)
sigma[8]=9
; ===== Parametros do Inicio da Banda =====
pal=par
; ===== Decisao dos parametros =====
i_par=[1,1,1,1,1,1,1,1]
; ===== Decisao dos indices =====
i_par=where(i_par eq 1)
; ===== Decisao das bandas e inf =====
var=sigma[i_par]
pal=pal[i_par]
; =====
pikaia setup, result
horaf=system()
ip_multi=0 ; [0,1,2]
restore, 'best_model.sav'
restore, 'meusdados.sav'
par=m_modelo
save, file=name+ 'tabela_pikaia.sav', $
horaf, tabela, itab, freq, dados17, dados34, par, chi_min, ofreq, oflux
tv, eral, 581.0
plot, ofreq, oflux, psys=2, /xlog, /ylog, pos=[0.72, 0.05, 0.98, .31], $
yra=[0.1, 1.1, 1.1*max(oflux)], /noer, title=#,
wait, 3
END
; #####
FUNCTION dis, x, par=par, max=max, bal=bal
if not keyword set(bal) then amp=1.0 else amp=bal
if keyword set(max) then fact=max else fact=1.0
if par gt 1 then begin
x0=(1.*par-1.0)<1.0
den=(2.0-par)>0.02
endif else begin
x0=0.0
den=par>0.02
endif
tmp=amp*exp(-(x-1.0+x0)^2/den)+exp(-(x+1.0-x0)^2/den)
tmp=tmp/max(tmp)*fact
return, tmp
END
; #####
pro grayplottv, farr, xarr=yarr, string=string, sample=sample, $
xtitle=xtitle, ytitle=ytitle, charsize=charsize, posic=posic
if (n_elements(xarr) eq 0 and n_elements(yarr) eq 0) then begin

```

```

n=n_elements(farr(0,*))
xarr=findgen(nm)
yarr=findgen(nm)
endif
; create a dummy array for plotting
xsz=size(xarr)
ysz=size(yarr)
zarr=f!tarr(xsz(1), ysz(1))*0.0
pltdew=id.name
contour, [[0,0],[1,1]], /nodata, xstyle=4, ystyle = 4, position=posic, /noerase
px = !x.window * id.x.vsize ; Get size of window in device units
py = !y.window * id.y.vsize
swx = 1.*(px(1)-px(0)) ; Size in x in device units
swy = 1.*(py(1)-py(0)) ; Size in y
aspi = 1.0 ; Image aspect ratio
aspw = swx / swy ; Window aspect ratio
f = aspi / aspw ; Ratio of aspect ratios
if f lt 1.0 then swx = aspi*swy
if f ge 1.0 then swy = swx/aspi
; set dimensions
arr_ssz=[swx,swy]
if pltdew eq 'PS' then begin
arr_ssz=256./arr_ssz(0)*arr_ssz
if ((!ip_multi(1)*!ip_multi(2)) le 2.1) then arr_ssz=512./arr_ssz(0)*arr_ssz
print, 'Gridding to array size ', arr_ssz
; ip.font=-1
endif
if(keyword set(sample)) then $
tv, rebin(farr, xsz(1), ysz(1), /sample), px(0), py(0), $
xsize=swx, ysize=swy, /device else $
tv, congrid(farr, arr_ssz(0), arr_ssz(1), interp=1, /center), px(0), py(0), $
xsize=swx, ysize=swy, /device
contour, /nodata, zarr, xarr, yarr, /noerase, xstyle=1, ystyle = 1, $
pos = [px(0), py(0), px(0)+swx, py(0)+swy], title=string, $
/device, charsize=charsize, ytitle=ytitle, xtitle=xtitle, font=6
return
end
#####
function np scale, h, n0, sheight=sheight
if not keyword set(height) then h0=0.00434294 else h0=height
pp=where(h ne 0)
np=h*0.0
np[pp]=n0*exp(-(h[pp]/h0))
return, np
end
#####
PRO
Linhas, st_lines, st_header, bxf, byf, l0, dl, bmag, angle, distinx, height=height
; informacao das linhas
c=[st_lines.par.corn[1]-st_lines.par.corn[0]+1]
c=[st_lines.xf], [st_lines.yf], [st_lines.zf],
[REPLICATE(1.0, N_ELEMENTS(st_lines.xf))]

```



```

sh_j=sh_j[1:*]
cc=cc(1:*)
t=timin(cc,iii)
res=[sh_i[iii],sh_j[iii],t]
:print,res
if abs(res[0]) eq i0 or abs(res[1]) eq j0 then begin
  res[0]=0
  res[2]=mcc
endif
return, res
end
; #####
pro gyro_trans_sol_im, Delta, Energy, Nel_v, M, Bmag_v, Np_v, ANGLE_v, Freq,
res, $
  brems=bremss, px=px, problem=problem,
  temperature=temperature
  if not keyword_set(px) then px=4.785e7 ; cm/1 pixel
  if not keyword_set(bremss) then bremss=1 ; com Bremsstrahlung
  dens_nt=Nel_v(i0)
  nn=n_elements(Bmag_v)
  rest=(B:0d,angle:0d,Nel:0d,hi:0d,w_gyro:0d,$
  w_p:0d,eord:0d,extr:0d,aord:0d,axtr:0d) ; flux:0d)
  res=replicate(rest,nn)
  eord=dblarr(nn)
  extr=dblarr(nn)
  aord=dblarr(nn)
  axtr=dblarr(nn)
  fluxo=dblarr(nn,/nozero)
  fluxo[*]=1.
  Bmag_v = Bmag_v*1.0d0 ; Gauss
  f_gyro=2.8e6*Bmag_v ; em Hz
  f_freq=freq(0)*1.d0
  LSource=px ; 1.386E8 ; em cm (O QUE E'ISSO!!!)
  in_gyro=(Delta:delta,Energy:energy,M:M,Np:Np_v,bremss:bremss,px:px)
; Constantes e Equacoes Caracteristicas do Plasma:
  arc2cm = 100 * idtor/360d0 * 1.49597870d13 ; arcsec para cm no sol
  m0 = 9.1094d-28 ; electron mass [g]
  AU = 1.495978e13 ; Unid. Astron. cm
  c = 2.9984d10 ; [cm/s] speed of light
  e = 4.803d-10 ; electron charge
  kB = 1.3806d-16 ; Boltzmann cte (erg /deg)
  E0k = m0 * c^2. ; Electron rest mass em erg
  w_gyro = 2.0*dpi*f_gyro ; em keV
  w_gyro = e * B / (m0 * c) ; em keV
  h=freq/f_gyro
  wp=sqrt(4.*dpi*Nel_v*e^2/m0) ; plasma freq in Hz
  omega= 2.*dpi*f_freq ; Freq. angular em ciclos/seg
  time0=systemtime(/sec)
  size=px/AU*180./dpi*3600. ; Size do pixel em arcsec
  plow=where(freq/(2.8e6*bmag_v) lt 30000,compl=phigh) ; bom p/ b>10G e
if plow[0] ne -1 then begin
  bmag=bmag_v(plow)
  nel=nel_v(plow)
  angle=angle_v(plow)
  np=np_v(plow)

```

```

END
; #####
function s_correl2_core,imag,ashift=ashift,corr=corr
; shift e' um vetor de 2 elementos com deslocamento
; se nao tiver sera gerado 1/3 do dim em deslocamentos +/-
; de shift[0/1] no inicio e no fim tambem (2*shift+1 e' o total)
; A saida e [shift_x,shift_y, Chi2] (Chi2 no caso da mesma imag e' zero)
; Exemplo:
; w=dist(221)
; g=w[110-100-8:110+100-8,110-100+3:110+100+3]
; gc=w[110-100:110+100,110-100:110+100]
s=size(imag)
if (where(s-size(core))[1:2] ne 0)[0] ne -1 or s[0] ne 2 then return,-1
i0=round(0.15*s[1]/2)
j0=round(0.15*s[2]/2)
sx=indgen(2*i0+1)-i0
sy=indgen(2*j0+1)-j0
ds=[s[1]-2*i0,s[2]-2*j0]
isx=sx
isy=sy
flag=0
if keyword_set(ashift) then begin
  if n_elements(ashift) ne 2 then return,-1
  sx=ashift[0]
  sy=ashift[1]
  flag=1
endif
c0=score[i0:i0+ds[0]-1,j0:j0+ds[1]-1]
sh_i=[0]
sh_j=[0]
cc=[0]
if not flag then begin
  for j=i0,n_elements(isx)-1 do begin
    di=isx[i]
    for j=0,n_elements(isy)-1 do begin
      dj=isy[j]
      sh_i=[sh_i,di]
      sh_j=[sh_j,dj]
      sub=(c0-imag[di+i0+ds[0]-1,dj+j0+ds[1]-1])
      tmed=mean(sub)
      ttt=total((c0-imag[di+i0+ds[0]-1,dj+j0+ds[1]-1]-tmed)^2)
      cc=[cc,ttt]
      if dj eq 0 and di eq 0 then mcc=ttt
    endfor
  endfor
endif else begin
  di=ashift[0]
  dj=ashift[1]
  sh_i=[sh_i,di]
  sh_j=[sh_j,dj]
  sub=(c0-imag[di+i0+ds[0]-1,dj+j0+ds[1]-1])
  tmed=mean(sub)
  ttt=total((c0-imag[di+i0+ds[0]-1,dj+j0+ds[1]-1]-tmed)^2)
  cc=[cc,ttt]
endif
sh_i=sh_i[1:*]

```

```

sofoium=0
denovo:
sofoium=sofoium+1
gyroim mp, freq, flux $
, delta=delta $
, energy=energy $
, nel=nel_v $ ; dens_NT $
, aor=anor $
, nto=ntot $
, mm $
, bmag=bmag $
, np=np $
, alpha=alpha $
, angle=angle $
, size=size $
, height=LSource $
, temperature=temperature $
, eid=eid, ezd=ezd, aid=aid, a2d=a2d $
, phil=phil, phil2=phil2 $
, electron=electron $
, plot=plot $
, oplot=oplot $
, QUIET=1 $
, ctime=ctime $
, single_core=single_core $
, EXTRA=EXTRA

if sofoium eq 1 and n_elements(eid) ne n_elements(plots) then goto, denovo
freq=freq[0]
eord[plow]=e1d
extr[plow]=e2d
aord[plow]=a1d
axtr[plow]=a2d
ENDIF ELSE BEGIN
if phigh[0] ne -1 then begin
eord[phigh]=0.
extr[phigh]=0.
aord[phigh]=0.
axtr[phigh]=0.
flux=0.
endif
endelse
fluxo=fluxo+flux
pp=where(fluxo eq 1.)
if (pp ne -1) then fluxo[pp]=0.
ress..B=BMag_v
ress..angle=angle_v
ress..Nel=Nel_v
ress..h=h
ress..w_gyro=w_gyro
ress..w_p=wp
ress..eord=eord
ress..extr=extr
ress..aord=aord
ress..axtr=axtr
ress={gyro:in_gyro, res:ress}
end

; #####
PR0 modelo, par_, rodou, px_mag=px_mag
common myfunction
par=par
tmin=tmax/1000.
AU=1.49597870d13 ; Astronomical Unit in cm
arc2cm=ldtor/3600d00*AU ; arcsec to cm in Sun
; ===== Inicio modelo Tereza =====
energy=[10.,30.0,5.e3] ; kev versao pikaia42
; delta=[par[1],par[2]]
delta=[par[1],par[2]] ; versao pikaia 42
dens=10.^par[3] ; densidade nao termica
np0=10.^par[6] ; densidade ambiente
T=10.^par[4]
freq=freq ; {3.75,9.4,17.0}*1.e9
bremss=1
mag_res=(n:64,st_arc:{x:0,y:1},lim:{c:0,e:3})
restore, 'meusdados.sav' ; chamando seletor de linhas
linhas,st_lines,st_header,bxf,byf,bzf,par[7],par[8],
px=px, mag=arc2cm
xpp=where (bmag ne 0)
nel=bmag*0.
np=nel
bmagf=abs (bmag)
anglef=angle
np=np_scale(hh,np0) ; np[xpp]=np0
; =====
; Distribuicao espacial de eletrons nao termicos
xpar=par[0]
ipar=par[0]
nel[xpp]=dens
peso=dis(distinpx[xpp],par=xpar,bal=par[5])
nel[xpp]=dens*peso
fact=n_elements(xpp)*dens/total(nel[xpp])
nel[xpp]=fact*nel[xpp]
; =====
; Transerencia radiativa
transfer_2d_sol,delta,energy,bmagf,anglef,nel, $
np, freq, px, imagem, transf, mag_res=mag_res, /bremss, temperature=T
; ===== Fim modelo Tereza =====
calculos17=total (imagem . imagem [2] . imagem, 1) ; 17 GHz
calculos34=total (imagem . imagem [3] . imagem, 1) ; 34 GHz
cflux=freq *0.
for kkk=0, n_elements(freq)-1 do
cflux[kkk]=total (imagem . imagem [kkk] . imagem, 1)
; =====
rodou=1
ENDIF
; #####

```

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). Constam 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.