



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-16691-TDI/1635

**APLICAÇÃO DE CAMPOS MAGNÉTICOS LIVRES DE
FORÇA NA EXPLOSÃO SOLAR DE 13 DE DEZEMBRO
DE 2006**

Tereza Satiko Nishida Pinto

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa, aprovada em 25 de fevereiro de 2010.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2010/02.12.17.57>>

INPE
São José dos Campos
2010

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) 3945-6911/6923

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO:

Presidente:

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

Membros:

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

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

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

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

BIBLIOTECA DIGITAL:

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

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

Jefferson Andrade Ancelmo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

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

Marilúcia Santos Melo Cid - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Viveca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-16691-TDI/1635

**APLICAÇÃO DE CAMPOS MAGNÉTICOS LIVRES DE
FORÇA NA EXPLOSÃO SOLAR DE 13 DE DEZEMBRO
DE 2006**

Tereza Satiko Nishida Pinto

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa, aprovada em 25 de fevereiro de 2010.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2010/02.12.17.57>>

INPE
São José dos Campos
2010

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Pinto, Tereza Satiko Nishida.

P657ap Aplicação de campos magnéticos livres de força na explosão solar de 13 de dezembro de 2006 / Tereza Satiko Nishida Pinto. – São José dos Campos : INPE, 2010.

xxii + 61 p. ; (INPE-16691-TDI/1635)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2010.

Orientador : Dr. Eduardo Rezende Costa.

1. Explosões solares. 2. Campos magnéticos livres de força. 3. Campos magnéticos inhomogêneos. 4. Emissão girossincrotrônica. 5. Emissão em microondas.I.Título.

CDU 523.9:523.98

Copyright © 2010 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2010 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

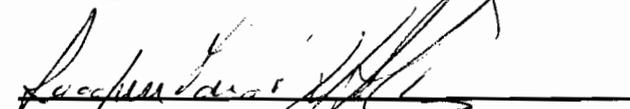
**Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Mestre em
Astrofísica**

Dra. Adriana Valio Roque Silva



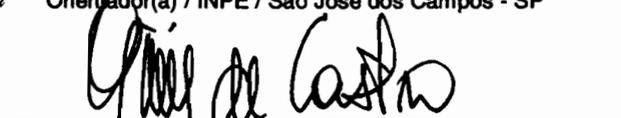
Presidente / CRAAM / São Paulo - SP

Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa



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

Dr. Carlos Guilherme Giménez de Castro



Convidado(a) / CRAAM / São Paulo - SP

Dr. Paulo José de Aguiar Simões



Convidado(a) / MACKENZIE / São Paulo - SP

Aluno (a): Tereza Satiko Nishida Pinto

São José dos Campos, 25 de fevereiro de 2010

“A satisfação reside no esforço, não no resultado obtido. O esforço total é a plena vitória.”

MAHATMA GHANDI

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, gostaria de agradecer à minha mãe por tudo o que fez e faz por mim e pela nossa família. Quero também agradecer ao João Vitor por todo o incentivo que recebo.

Agradeço ao Joaquim por ter me orientado e participado da minha vida acadêmica nesses dois anos.

Agradeço imensamente aos queridos amigos Karleyne e Thiago, pela amizade sincera, pela ajuda nas horas em que mais precisei e por todas as boas risadas que compartilhamos.

Agradeço ao Dr. José Carlos pela acolhida quando do meu ingresso na pós-graduação. Agradeço aos demais membros do corpo docente e funcionários da divisão. Agradeço aos colegas pela ótima convivência que temos aqui na DAS.

Aos membros da banca, agradeço pelas sugestões e críticas. À Adriana, ao Gui-gue e ao Joaquim agradeço também por terem participado da minha formação e do meu primeiro contato com a física solar, na escola de Radioastronomia em 2006.

Agradeço ao *Nobeyama Radio Observatory*, ao SOHO e RHESSI *Teams* pela disponibilidade dos dados, e aos desenvolvedores e mantenedores do *Solar Software* pela ferramenta.

RESUMO

As explosões solares são fenômenos eletromagnéticos que ocorrem na atmosfera solar. A liberação de energia ocorre quando há a reconexão magnética, com subsequentes aceleração de partículas, aquecimento do plasma e emissão de radiação. Dadas as condições do plasma, uma aproximação utilizada para tratar o campo magnético é o campo livre de forças linear. Neste trabalho foi testada a aplicação de uma metodologia de extrapolação de linhas de campo magnético no regime livre de forças linear no cálculo da emissão em rádio de uma explosão solar ocorrida em 13 de Dezembro de 2006. O campo tridimensional extrapolado foi aplicado a métodos já desenvolvidos de cálculo da transferência radiativa da emissão girossincrotrônica. Parâmetros adicionais foram derivados das observações em rádio. Embora o método de extrapolação baseado no campo livre de forças linear represente uma aproximação da descrição original do campo, ele foi capaz de indicar que, neste evento altamente energético (GOES X3,4), a configuração das linhas de campo deve ser muito retorcida ($\alpha = -0,1$). Também foi capaz de reproduzir características da estrutura magnética da região ativa observadas no extremo ultravioleta.

APPLICATION OF FORCE FREE MAGNETIC FIELDS IN THE 13 DECEMBER, 2006 SOLAR FLARE

ABSTRACT

Solar flares can be understood as electromagnetic phenomena occurring at the solar atmosphere. Energy release occurs when magnetic reconnection takes place, followed by particle acceleration, plasma heating and emission of radiation. Due to the plasma conditions, the linear force free field is an approach that can be used to describe the coronal magnetic field. In this study we tested the application of a methodology for extrapolating linear force free fields in the computation of radio emission for a solar flare occurred in December 13, 2006. The extrapolated tridimensional field was applied to previously developed methods to compute the radiative transfer of the gyrosynchrotron emission. Additional parameters were derived from the radio observations. Although the linear force free approach is an approximation of the original magnetic field, it was capable of indicating that this very energetic event (GOES X3,4) had a very stressed magnetic field configuration ($\alpha = -0,1$). It was also capable of reproducing magnetic features of the active region observed in extreme ultraviolet wavelengths.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Imagem de uma mancha solar na banda G (4306 Å) com cerca de 30×10^3 km de diâmetro. É composta pela umbra, região central e mais escura (região de maior densidade de fluxo magnético) e pela penumbra, caracterizada pelas estruturas filamentosares; as pequenas células fora da mancha são os grânulos.	3
2.2 Ilustração do modelo padrão para explosões solares.	5
2.3 Extrapolação do campo potencial coronal sobre uma foto do eclipse solar ocorrido em 30 de Junho de 1973.	8
3.1 Perfis de emissão em diferentes comprimentos de onda, com as fases da explosão indicadas.	15
3.2 Variação na emissão no topo da explosão de 24 de Agosto de 2002. Os contornos representam intervalos de 10% do máximo da emissão (554,9 MK em 17 GHz e 170,2 MK em 34 GHz); o máximo da explosão ocorreu em 01:00:31 UT.	19
3.3 Perfis temporais da explosão de 6 de Dezembro de 2006. Note-se a correspondência entre os máximos da emissão em altas energias, em microondas e no submilimétrico na fase impulsiva (indicada por B).	22
4.1 À esquerda, magnetograma com saturação na região de estudo, e à direita, a mesma região com uma correção gaussiana aplicada.	25
4.2 Imagens do NoRH em três instantes do evento; acima, imagens em 17 GHz e abaixo, em 34 GHz. Os contornos representam intervalos de 10% do máximo de emissão.	27
4.3 Perfil temporal da fase impulsiva da explosão observado pelo NoRP.	28
4.4 Espectro de potência ajustado pela equação 4.2 para o instante do pico do evento. Os triângulo são as observações do NoRP, os asteriscos e a curva correspondem ao ajuste.	29
4.5 Imagens no canal de energia 25-50 keV do RHESSI: à esquerda com o <i>Clean</i> e à direita com o <i>Forward Fit</i> . Os contornos representam intervalos de 10% do máximo de emissão.	31

4.6	Imagens do TRACE com destaque para estruturas de larga escala: às 01:46 UT destacam-se as estruturas A e B, e às 03:17 a estrutura C em forma de tubo.	33
4.7	Imagem do EIT às 02:36 UT com saturação, neste horário já percebe-se a estrutura C (tubo). Os contornos representam intervalos de 20% do máximo de emissão.	33
4.8	Imagem obtida pelo SOT/Hinode às 02:40 UT na linha Ca II cromosférica.	34
4.9	Magnetogramas obtidos com SOT e SP nas seguintes datas: 09/12 14:00:06 UT (b), 10/12 10:55:08 UT (e), 11/12 03:10:05 UT (h), 12/12 03:50:06 UT (k), 13/12 04:30:06 UT (n), 14/12 14:01:04 UT (q), num campo de visada de 128"por 96".	35
4.10	Imagens da região ativa NOAA 10930 obtidas com o SOT na banda G cobrindo um período de 6 dias; o campo de visada é de 140"por 100".	36
4.11	Imagens de diferença obtidas com o coronógrafo LASCO C2 com sobreposição de imagens do EIT em 195 Å.	36
4.12	Campo magnético extrapolado antes (acima) e após (abaixo) a explosão sobreposto ao magnetograma da componente B_z . As linhas de campo brancas fecham-se dentro do volume extrapolado e as coloridas em outras regiões mais distantes. As regiões vermelhas mostram as regiões onde as correntes elétricas são mais intensas.	37
4.13	Campo magnético extrapolado antes (acima) e após (abaixo) a explosão sobreposto ao magnetograma da componente da linha de visada. A linha verde é a linha de inversão de polaridades, as azuis, vermelhas e pretas são sistemas com diferentes conectividades.	38
5.1	Extrapolação de campo potencial ($\alpha = 0$) usando como condição inicial o magnetograma sem saturação (à esquerda) e com saturação (à direita). Somente campos acima de 900 G são mostrados.	41
5.2	Princípio do processo de desmontagem: a matriz com 3 linhas (L=0,1,2), 3 colunas (C=0,1,2) e 2 planos (Z=0,1) é transformada num vetor linha (C=0,...,14). Todas as posições nulas são ignoradas.	42
5.3	Linha superior: resultados dos testes no código <i>gyrosync</i> com os parâmetros da tabela 5.1. Linha inferior: resultados dos testes no código <i>transfer_2d_sol</i> . Colunas: à esquerda (direita) emissão em 17 GHz (34 GHz).	43

6.1	Acima: extrapolações com $\alpha = -0,02$ (esquerda) e $\alpha = -0,03$ (direita), para o instante 1. Abaixo: extrapolações com $\alpha = -0,02$ (esquerda) e $\alpha = -0,01$ (direita), para o instante 2. Somente linhas acima de 600 G são mostradas.	46
6.2	Esquerda: magnetograma rotacionado para o horário da imagem em EUV com contornos do EIT. Direita: o mesmo, mas para o horário da imagem em raios-X duros com contornos do RHESSI.	47
6.3	Extrapolações de campo magnético com $\alpha = 0$, (esquerda) e $\alpha = -0,1$ (direita), no instante 1 (acima) e no instante 2 (abaixo). Somente linhas acima de 1000 G são mostradas.	48
6.4	Mapas de brilho obtidos (contornos mais escuros) sobre as observações do NoRH às 02:33 UT (contornos mais claros), contornos em intervalos de 10% do máximo de emissão. Os mapas da esquerda (direita) são para $\delta = 3,0$ (2,0).	50
7.1	Imagens de diferença identificando as regiões de	51
8.1	Imagens produzidas com o <i>Forward Fit</i> , nos canais indicados na tabela 4.3. Os contornos representam intervalos de 10% do máximo de emissão.	53
8.2	Imagens produzidas com o <i>Clean</i> , nos canais indicados na tabela 4.3. Os contornos representam intervalos de 10% do máximo de emissão.	54

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Mecanismos de emissão incoerentes	17
3.2 Mecanismos de emissão coerentes	17
4.1 Dados MDI	25
4.2 Dados em rádio	26
4.3 Canais de energia e colimadores utilizados	30
4.4 Comprimentos de onda observados pelo TRACE	32
4.5 Dados TRACE	32
5.1 Parâmetros de teste	42
6.1 Dimensões das regiões extrapoladas	47

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CME	–	Coronal Mass Ejection
EIT	–	Extreme ultraviolet Imager Telescope
EUV	–	Extreme UltraViolet
fits	–	flexible image transport system
GOES	–	Geostationary Satellite Server
IDL	–	Interactive Data Language
MDI	–	Michelson Doppler Imager
NOAA	–	National Oceanic and Atmospheric Administration
NoRH	–	Nobeyama Radio Heliograph
NoRO	–	Nobeyama Radio Observatory
NoRP	–	Nobeyama Radio Polarimeters
OVSA	–	Owens Valley Solar Array
RHESSI	–	Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager
RHESSI GUI	–	RHESSI Graphical User Interface
SEP	–	Solar Energetic Particles
SFU	–	Solar Flux Unit
SMEX 4	–	Small Explorer 4
SMEX 6	–	Small Explorer 6
SMM 6	–	Solar Maximum Mission
SOHO	–	Solar and Heliospheric Observatory
SOT	–	Solar Optical Telescope
SST	–	Solar Submillimeter-wave Telescope
SSW	–	Solar Software
STEREO	–	Solar TERrestrial RELations Observatory
TRACE	–	Transition Region and Coronal Explorer
UT	–	Universal Time

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 O CAMPO MAGNÉTICO SOLAR	3
2.1 O PAPEL DO CAMPO MAGNÉTICO NAS EXPLOSÕES SOLARES .	4
2.2 TEORIA DO CAMPO LIVRE DE FORÇAS	6
3 EMISSÃO DAS EXPLOSÕES SOLARES	15
3.1 EMISSÃO GIROSSINCROTRÔNICA	17
3.2 EMISSÃO EM ALTAS ENERGIAS	20
4 DADOS OBSERVACIONAIS E DESCRIÇÃO DO EVENTO .	23
4.1 DADOS OBSERVACIONAIS	23
4.1.1 MAGNETOGRAMAS	23
4.1.2 IMAGENS E PERFIS TEMPORAIS EM RÁDIO	25
4.1.3 IMAGENS EM RAIOS-X DUROS	29
4.1.4 IMAGENS NO ULTRAVIOLETA EXTREMO	31
4.2 DESCRIÇÃO DO EVENTO	32
5 METODOLOGIA	39
6 RESULTADOS E DISCUSSÕES	45
6.1 RESULTADOS DAS EXTRAPOLAÇÕES	45
6.2 RESULTADOS DA TRANSFERÊNCIA RADIATIVA	47
7 CONCLUSÕES	51
8 APÊNDICE A - IMAGENS DO RHESSI	53
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	55

1 INTRODUÇÃO

As explosões solares são fenômenos característicos dos períodos de atividade desta estrela e se manifestam em praticamente todo o espectro eletromagnético, além de acelerar partículas e aquecer o plasma da coroa solar (ASCHWANDEN, 2005). Por exemplo, na janela rádio ¹ numa escala de minutos ocorre um aumento significativo na emissão, de até algumas ordens de grandeza. Sabe-se atualmente que a energia liberada numa explosão solar é uma pequena parte daquela armazenada sob a forma de energia magnética nas regiões ativas. A liberação de energia ocorre quando há a reconexão magnética das linhas de campo nestas regiões. Existem dois cenários para descrever esse mecanismo: regiões com configurações de campo magnético muito complexas próximas a uma linha neutra ou o encontro entre duas regiões de campo magnéticos intensos com polaridades opostas (DÉMOULIN et al., 1991).

A atividade magnética pode ser observada através dos magnetogramas, que são mapas da distribuição de intensidade magnética solar. Mais recentemente, os magnetogramas tem fornecido as três componentes ortogonais do campo magnético fotosférico. Sendo o campo uma grandeza vetorial, para o estudo de seu comportamento deseja-se conhecer também sua distribuição na atmosfera solar. Uma das metodologias mais exploradas é a extrapolação do campo magnético no regime de um campo livre de forças linear, utilizando o magnetograma como condição inicial, e ainda condições de contorno como a periodicidade da solução nos limites de uma região espacial. Porém, este é um problema dito mal condicionado, pois as condições de contorno não são suficientes para se obter uma solução única dadas as condições iniciais.

Nesse sentido, a emissão rádio das explosões solares pode fornecer grande auxílio na determinação das propriedades do campo magnético. Na faixa de microondas, o mecanismo de emissão de radiação predominante é o girosincrotrônico, que é fortemente dependente tanto da direção quanto da intensidade do campo (GARY; HURFORD, 1989). Observações atuais nessa faixa do espectro incluem fluxo espectral e imagens com altas resoluções temporais e/ou espectrais. Pode-se estudar o espectro de emissão para estimar as características da região emissora, da população de elétrons ali encontrada e do campo magnético. A análise é completada pelas informações extraídas das emissões em outras faixas do espectro, como em H α , ultravioleta, raios-X e raios-*gamma*.

¹Comprimentos de onda maiores que 1 mm

Neste trabalho de mestrado buscou-se testar a combinação dessas frentes de análise como metodologia para estudar uma explosão solar, ocorrida em 13 de Dezembro de 2006 na região ativa NOAA 10930. Utilizando os códigos de extrapolação de campo livre de forças desenvolvidos pelo grupo, a melhor configuração magnética foi aplicada no cálculo da emissão e transferência radiativa em microondas. A vantagem de se aplicar um campo extrapolado é introduzir inomogeneidades espaciais, pois o campo é descrito ponto a ponto através da atmosfera em direção e intensidade. O objetivo final dessa proposta de análise é verificar se é possível reproduzir as estruturas de brilho e identificar aspectos importantes da configuração de campo em relação à questão da reconexão magnética. Para isso a morfologia da região emissora foi estudada em rádio (17 GHz e 34 GHz) e em raios-X duros, em dois instantes: um anterior ao pico do evento em rádio e um posterior, já na fase de decaimento. A emissão eletromagnética tem variação caracterizada pelas fases impulsiva (minutos) e de decaimento (minutos a horas), enquanto que os magnetogramas são variáveis em escalas maiores, de dias. Portanto, pergunta-se, como poderia o campo magnético que parte da fotosfera gerar condições na coroa que levam à ocorrência de uma explosão solar? Essas questões são discutidas nos capítulos 2 e 3, a seguir. No capítulo 4 faz-se uma descrição do evento estudado a partir das observações e de estudos anteriores a este presentes na literatura. A metodologia de trabalho é apresentada no capítulo 5 e os resultados no capítulo 6.

2 O CAMPO MAGNÉTICO SOLAR

Em termos gerais, a atividade solar é resultado da rotação diferencial do plasma sobre o dínamo que gera o campo magnético. Atualmente acredita-se que esse campo tem origem na camada convectiva e é transportado até a fotosfera pelo movimento convectivo de bolhas de plasma. Essas bolhas são observadas na fotosfera como os grânulos, que podem ser vistos na figura 2.1.

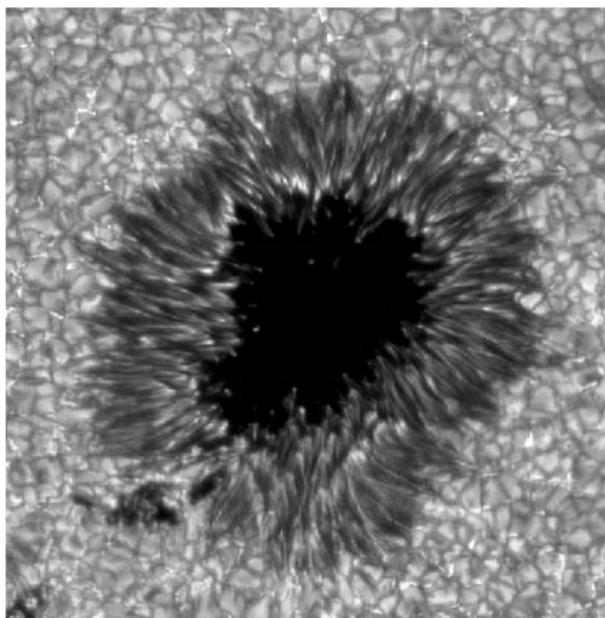


Figura 2.1 - Imagem de uma mancha solar na banda G (4306 \AA) com cerca de 30×10^3 km de diâmetro. É composta pela umbra, região central e mais escura (região de maior densidade de fluxo magnético) e pela penumbra, caracterizada pelas estruturas filamentosas; as pequenas células fora da mancha são os grânulos. Fonte: (SOLANKI, 2003)

De maneira geral, o campo magnético global do Sol pode ser descrito em termos de um campo toroidal e um poloidal. O afloramento das bolhas de plasma convectivas pode formar as manchas solares quando o campo magnético toroidal consegue ‘escapar’ para a atmosfera. A complexidade da configuração das linhas de campo também pode ser modificada pela rotação diferencial do Sol ¹ atuando sobre o campo poloidal (BABCOCK, 1961).

¹A partir da camada convectiva a velocidade de rotação do plasma varia com a latitude.

A atividade solar se caracteriza pelo ciclo de aumento e diminuição no número de manchas solares. Existem registros históricos de observações de manchas solares feitos pelos chineses em 2000 a.C. (SOLANKI, 2003), mas as observações sistemáticas das manchas foram iniciadas nos primeiros anos do século XX e permitiram identificar as características do ciclo de atividades (HALE et al., 1918): a manutenção da orientação das polaridades magnéticas dos grupos de manchas bipolares em cada hemisfério durante o período de 11 anos do ciclo; a inversão da polaridade em relação aos grupos do outro hemisfério; a inversão da polaridade a cada novo ciclo. Também se observou que no início do ciclo as manchas surgem em altas latitudes ($\pm 50^\circ$) em cada hemisfério e conforme o ciclo se desenrola, surgem cada vez mais próximas ao centro do disco.

O tratamento do campo magnético na atmosfera difere daquele dado ao campo na sua origem na camada convectiva essencialmente devido à diferença na condição do plasma ambiente. A atmosfera solar é menos densa mas muito mais aquecida do que o interior do Sol, compondo um ambiente onde ocorrem outros eventos característicos da atividade solar: regiões ativas, explosões solares, formação de filamentos, CMEs, vento solar e partículas energéticas. Esses fenômenos podem interagir com a magnetosfera terrestre, assim como o próprio campo magnético do Sol, que se estende pelo meio interplanetário por todo o Sistema Solar.

Na próxima seção a atuação do campo magnético nas explosões solares é discutida. Na seção 2.2 uma teoria eletromagnética para o campo magnético solar atmosférico é apresentada e discute-se a aplicação das soluções para o caso das explosões solares.

2.1 O PAPEL DO CAMPO MAGNÉTICO NAS EXPLOSÕES SOLARES

As primeiras observações de explosões solares foram feitas em luz branca (CARRINGTON, 1859) mas com as observações em H- α (6562 Å) começou-se a investigar a natureza magnética das explosões solares. Nessa linha espectral, a explosão é observada como um forte abrilhantamento com duração de alguns minutos, e embora não se observe diretamente o campo magnético, sabe-se que a emissão é devida aos elétrons aprisionados pelo campo magnético numa determinada região do espaço. Portanto, as estruturas de brilho evidenciam as linhas de campo, a forma e o tamanho da região explosiva. Também se observa que a forma da distribuição de brilho é sinuosa e varia no tempo. Em algum momento após os minutos iniciais a emissão

atinge um máximo e prossegue para uma fase de descréscimo lento do brilho.

Numa descrição qualitativa, a explosão ocorre numa região onde há uma configuração magnética estável, mas caracterizada por campos magnéticos não potenciais. A formação da estrutura estável pode levar vários dias e é o período em que ocorre o armazenamento de energia. Os movimentos na fotosfera, por exemplo rotações das manchas, provocam variações na estrutura do campo. Porém, na coroa a resposta a essas variações é mais lenta, causando deformações topológicas, ou torções, nas linhas de campo. Em um determinado momento uma instabilidade dinâmica provoca a reconexão magnética. A instabilidade pode ser provocada pelo afloramento de um tubo de fluxo magnético ou outro fenômeno descrito pela MHD. O modelo CSHKP (CARMICHAEL, 1964; STURROCK, 1966; HIRAYAMA, 1974; KOPP; PNEUMAN, 1976) sintetiza a idéia da explosão devida à reconexão, que ocorre numa estrutura como um 'Y' invertido (como na figura 2.2).

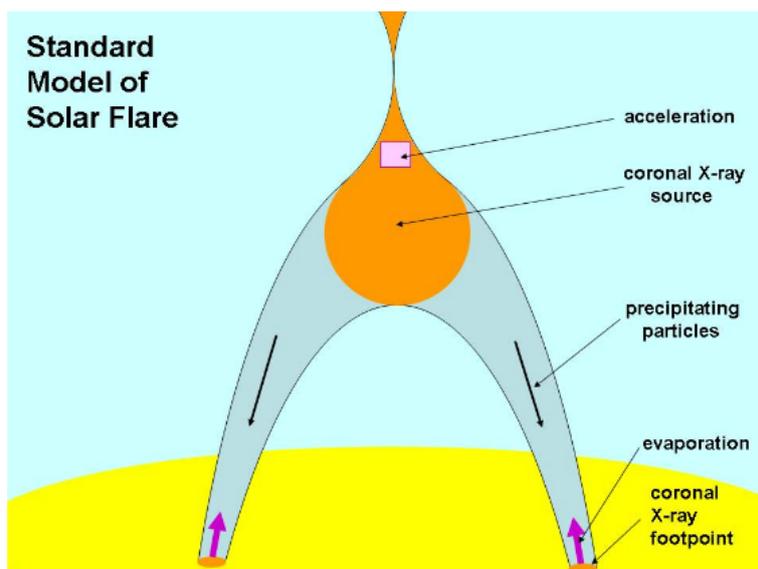


Figura 2.2 - Ilustração do modelo padrão para explosões solares.
Fonte: (BENZ, 2008)

O arco magnético tem dois pés na fotosfera, em uma região com alta densidade de fluxo magnético. Os elétrons do plasma nessa região são acelerados no momento da reconexão por um processo de aceleração. Na figura 2.2 a região da aceleração está indicada pelo pequeno quadrado rosa. Embora a aceleração seja um fenômeno bem

localizado, tem efeito sobre um grande volume do arco magnético, que define a região emissora da explosão. A aceleração acontece através de algum processo de injeção de energia, seja ela instantânea ou modulada. A função que descreve a injeção modula a aceleração dos elétrons em energia e ângulo de passo, deixando assinaturas nos perfis da emissão (SIMÕES, 2009). Já nessa etapa ocorre emissão em raios-X duros, indicada na figura pela fonte de raios-X duros coronais. Os elétrons acelerados no topo do arco magnético iniciam uma trajetória em direção à cromosfera, num movimento denominado precipitação. Os elétrons que permanecerem aprisionados no arco magnético continuarão interagindo com o campo, emitindo a radiação girossincrotrônica em microondas.

Outros elétrons sofrem colisões Coulombianas, dependendo de seu nível de energia e ângulo de passo, escapando da região emissora. Ao chegar à cromosfera, essas partículas emitem raios-X duros indicados na figura 2.2 como emissão dos pés. A energia liberada nesses processos aquece o plasma na cromosfera, que responde dinamicamente, expandindo-se. A variação na densidade provoca a ‘evaporação’ cromosférica, ou o movimento do plasma cromosférico em direção à coroa. Esse movimento é acompanhado de uma emissão característica em raios-X moles, observando-se *blueshift* em linhas espectrais (SILVA et al., 1997).

Outros modelos teóricos mais recentes diferem em relação ao mecanismo que aciona a explosão solar ou no número de dimensões utilizadas para descrever a reconexão. Muitos procuram explicar também a relação entre explosões solares e CMEs (para uma descrição comparativa desses modelos, consultar o capítulo 10 de Aschwanden (2005)).

2.2 TEORIA DO CAMPO LIVRE DE FORÇAS

No eletromagnetismo clássico o campo magnético é descrito pelas seguintes equações de Maxwell (\mathbf{r} são as coordenadas espaciais num sistema cartesiano de coordenadas):

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

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

Quando é considerado um meio em que o campo é estacionário, o termo com a derivada da corrente de deslocamento é nulo e, nessa situação, para conhecer o campo magnético basta conhecer a distribuição de densidade de correntes \mathbf{J} . Alternativamente, o campo magnético também pode ser determinado a partir da integral (obtida da lei de Biot-Savart):

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \int \nabla' \times \left[\frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right] d\mathbf{r}' \quad (2.3)$$

De onde também se conclui que para descrever o campo é necessário conhecer \mathbf{J} . No caso da coroa solar, não existem métodos observacionais para medir a distribuição de correntes; assim outras alternativas ou aproximações a essa formulação foram desenvolvidas.

Uma primeira aproximação possível é considerar que a distribuição de correntes é nula em todo o volume em questão. O problema de determinar o campo \mathbf{B} torna-se um problema de contorno para o potencial escalar magnético ϕ :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = 0 \Rightarrow \nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0 \Rightarrow \mathbf{B}(\mathbf{r}) = -\nabla\phi(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

Substituindo esta última na condição do solenóide (equação 2.2):

$$\nabla^2\phi(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.5)$$

Esta equação de Laplace para o potencial escalar magnético tem solução exata em termos dos harmônicos esféricos (ALTSCHULER et al., 1977). A reconstrução do campo através da atmosfera solar, ou sua extrapolação, é feita aplicando-se condições de contorno adequadas, por exemplo a componente longitudinal do campo magnético na fotosfera. Um resultado dessa abordagem pode ser visto na figura 2.3

No entanto, esta aproximação do campo magnético solar para um campo potencial representa a configuração de menor energia magnética e não é adequada para descrever as regiões ativas e os eventos explosivos, em que se espera existir energia magnética excedente armazenada. As reconstruções com o campo potencial foram muito utilizadas para estudar o campo coronal global, como no exemplo da figura

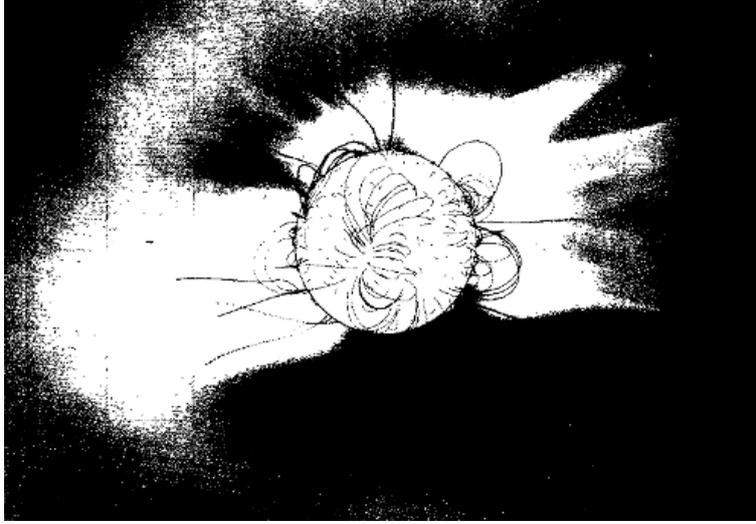


Figura 2.3 - Extrapolação do campo potencial coronal sobre uma foto do eclipse solar ocorrido em 30 de Junho de 1973.
 Fonte: (ALTSCHULER et al., 1977)

2.3, e são utilizadas atualmente para determinar o campo usado como condição inicial em outros métodos, por exemplo os modelos magnetohidrodinâmicos (MHD) (AMARI et al., 1997).

Uma outra formulação considera mais adequadamente as condições físicas do ambiente da coroa solar. Como ela é constituída inteiramente por uma plasma tênue e altamente ionizado, à temperaturas da ordem de 10^6 K, o meio é aproximadamente um condutor ideal e, como em outros ambientes astrofísicos, a pressão magnética supera a pressão de plasma. A equação de movimento para um elemento de massa nesse ambiente é:

$$\rho(\mathbf{r}) \frac{d\mathbf{v}(\mathbf{r})}{dt} = \nabla P(\mathbf{r}) + \mathbf{J}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) - \rho \nabla \Psi(\mathbf{r}) \quad (2.6)$$

Onde ρ é um elemento de massa, \mathbf{v} é sua velocidade, P é a pressão cinética do plasma e Ψ é o potencial gravitacional.

O parâmetro de plasma β define a relação entre as pressões de plasma e magnética:

$$\beta = \frac{2\mu P}{B^2} \quad (2.7)$$

Na coroa solar $\beta \ll 1$, $P \ll B^2$ e outros efeitos, como a pressão do vento solar, também não são comparáveis à pressão magnética nessa região (STIX, 2002). Desse modo, o gradiente de pressão pode ser desconsiderado na equação de movimento. Considerando ainda que o plasma está em regime estacionário, e com campo eletromagnético também em regime estacionário, obtém-se a seguinte condição:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= 0 \\ \therefore \mathbf{J} &\parallel \mathbf{B} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Ou seja, a força de Lorentz é identicamente nula. Essa condição em que a força de Lorentz não é atuante ou, equivalentemente, quando a distribuição de correntes é paralela à direção do campo em todo o domínio espacial descreve um campo magnético denominado **campo livre de forças** (LÜST; SCHLÜTER, 1954). Da equação 2.8 segue a equação que caracteriza os campos magnéticos livres de forças:

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{B}(\mathbf{r}) \quad (2.9)$$

Onde α é um termo proporcional à densidade de corrente. A equação 2.9 caracteriza o campo magnético livre de força e representa o balanço de forças entre a força e a pressão magnética num dado volume do plasma que está sujeito às condições anteriormente descritas. Quando se aplica o divergente a esta equação, o primeiro termo se anula pois o divergente aplicado a um rotacional sempre é nulo; também pela equação 2.2 (a dependência espacial das funções será suprimida a partir deste ponto):

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) &= \nabla \cdot \alpha \mathbf{B} \\ \alpha \nabla \cdot \mathbf{B} + \mathbf{B} \cdot \nabla \alpha &= 0 \\ \mathbf{B} \cdot \nabla \alpha &= 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

Esta última indica que a direção do campo é ortogonal à direção de variação de α , ou ainda, que as linhas de campo estão localizadas sobre as superfícies definidas por

valores constantes de α . Assim, o conjunto de equações:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{B} &= \alpha \mathbf{B} \\ \mathbf{B} \cdot \nabla \alpha &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\tag{2.11}$$

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 convegem para monopólos. O parâmetro α introduz um efeito topológico no campo magnético que não está presente no campo potencial: a torção das linhas de campo (SAKURAI, 1979).

Agora, aplicando o rotacional à equação 2.9:

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

A última das equações 2.12 é uma equação acoplada das funções \mathbf{B} e α e com a equação 2.10 descreve o **campo livre de forças não linear** (o par de equações 2.9 e 2.2 é equivalente). A solução deste sistema de equações é obtida através de métodos numéricos, quando condições de contorno adequadas são fornecidas. No entanto, a condição de um campo livre de forças é válida apenas para a coroa solar. Na fotosfera, a condição $\beta \ll 1$ não é satisfeita e campos livres de força não podem ser aplicados, então modelos MHDs são usados. Em alguma região na cromosfera ou na baixa coroa, onde $\beta \ll 1$ torna-se válido, o regime do campo livre de forças pode ser adotado.

As reconstruções do campo magnético coronal baseadas no campo livre de forças não linear encontram seu primeiro obstáculo na própria natureza da equação para o campo. A equação 2.12 é uma equação diferencial parcial de segunda ordem nas funções \mathbf{B} e α , e envolve também o produto delas. Diferentes métodos de solução numérica foram desenvolvidos, por exemplo o método de Grad e Rubin (GRAD;

RUBIN, 1958) e seus derivados, o método magnetofriccional, métodos de otimização (por exemplo, Wheatland et al. (2000)) e de integração vertical (WU et al., 1990), entre outros. Outras dificuldades encontradas são relacionadas aos magnetogramas, que são as condições de contorno tradicionalmente utilizadas nesses métodos. Existe o problema da ambiguidade dos 180°, que é a impossibilidade de se determinar observacionalmente o sentido da componente do campo normal à linha de visada, e as limitações impostas pelos erros sistemáticos instrumentais.

O **campo livre de forças linear** é um caso particular do regime de campo livre de forças. Considera-se que a função de proporcionalidade α é uma constante. Isso significa que a distribuição de correntes é homogênea para todo o espaço, além de homogênea em cada linha de campo. Nesse caso, aplicando o rotacional à equação 2.9:

$$\begin{aligned}\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= \nabla \times \alpha \mathbf{B} \\ \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} &= \alpha \nabla \times \mathbf{B} \\ -\nabla^2 \mathbf{B} &= \alpha \nabla \times \mathbf{B} \\ -\nabla^2 \mathbf{B} &= \alpha^2 \mathbf{B}\end{aligned}\tag{2.13}$$

A equação diferencial resultante é uma equação de Helmholtz, cuja solução para o campo livre de forças linear tem sido estudada desde meados dos anos 1950 (LÜST; SCHLÜTER, 1954; CHANDRASEKHAR, 1956; CHANDRASEKHAR; KENDALL, 1957; WHEATLAND, 1999). Os métodos de solução mais utilizados são o da função de Green ou da transformada de Fourier. Uma solução baseada na transformada de Fourier foi obtida por Nakagawa e Raadu (1972); como demonstrado por Lüst e Schlüter (1954) e Chandrasekhar (1961), um campo \mathbf{B} que satisfaça à equação 2.2 e ao *gauge* escolhido pode ser composto pela combinação de um campo poloidal P e um toroidal T :

$$\begin{aligned}\mathbf{B} &= \nabla \times \nabla \times (P\hat{\mathbf{z}}) + \nabla \times (T\hat{\mathbf{z}}) = \\ &= \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x \partial z} + \frac{\partial T}{\partial y} \right) \hat{\mathbf{x}} + \left(\frac{\partial^2 P}{\partial y \partial z} - \frac{\partial T}{\partial x} \right) \hat{\mathbf{y}} - \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) \hat{\mathbf{z}}\end{aligned}\tag{2.14}$$

Onde $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ e $\hat{\mathbf{z}}$ são os vetores unitários em coordenadas cartesianas. Dadas essas funções, a equação do campo livre de forças (equação 2.9) é reescrita como:

$$\nabla \times \nabla \times [(T - \alpha P)\hat{\mathbf{z}}] + \nabla \times [(\alpha T - \nabla^2 P)\hat{\mathbf{z}}] = 0 \quad (2.15)$$

Cujas soluções gerais são trabalhadas até se obter o sistema de equações:

$$\begin{aligned} T &= \alpha P \\ \nabla^2 P &= \alpha^2 P \end{aligned} \quad (2.16)$$

Se, dos magnetogramas, a componente vertical na fotosfera é conhecida, a solução para P é obtida pela separação das variáveis horizontais e verticais. Essa solução é escrita na forma:

$$P = \sum_{\mathbf{k} \neq 0} \frac{1}{k^2} B_k \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - (k^2 - \alpha^2)^{z/2}] \quad (2.17)$$

Onde:

$$\begin{aligned} \mathbf{k} &= k_x \hat{\mathbf{x}} + k_y \hat{\mathbf{y}} \\ \mathbf{x} &= x \hat{\mathbf{x}} + y \hat{\mathbf{y}} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Os coeficientes B_k são coeficientes de Fourier relacionados ao campo longitudinal B_z observado:

$$B_z(x, y, z = 0) = B_{00} + \sum_{k \neq 0} B_k \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \quad (2.19)$$

Onde B_{00} é o valor médio do campo em $z = 0$ no domínio da expansão de Fourier. Com a solução para P conforme a equação 2.17, as componentes B_x , B_y e B_z do campo magnético são obtidas das equações 2.14 e 2.16, sendo escritas, explicitamente, como:

$$\begin{aligned}
B_x &= \sum_{k \neq 0} \frac{i}{k^2} [\alpha k_y - k_x (k^2 - \alpha^2)^{1/2}] \mathbf{B}_k \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - (k^2 - \alpha^2)^{z/2}] \\
B_y &= \sum_{k \neq 0} \frac{-i}{k^2} [\alpha k_x + k_y (k^2 - \alpha^2)^{1/2}] \mathbf{B}_k \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - (k^2 - \alpha^2)^{z/2}] \\
B_z &= \sum_{k \neq 0} \mathbf{B}_k \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - (k^2 - \alpha^2)^{z/2}]
\end{aligned} \tag{2.20}$$

No caso do campo livre de forças linear, a constante α indica a torção das linhas de campo tanto em direção quanto em intensidade. A constante positiva (negativa) indica torção no sentido horário (anti-horário) e quanto maior o seu valor absoluto, maior é a torção das linhas.

As coordenadas espaciais para cada linha de campo são determinadas a partir de um certo comprimento de arco s :

$$ds^2 = \sum_i dx_i^2 \tag{2.21}$$

Onde x_i ($i = x, y, z$) são as coordenadas cartesianas, tais que:

$$x_i(s + \Delta s) = x_i(s) + \frac{dx_i}{ds} \Delta s + \frac{1}{2} \frac{d^2 x_i}{ds^2} (\Delta s)^2 + \dots \tag{2.22}$$

E onde os cossenos diretores são:

$$\begin{aligned}
\frac{dx_i}{ds} &= \frac{B_i(s)}{B(s)} \\
B(s) &= [\sum_i B_i^2(s)]^{1/2}
\end{aligned} \tag{2.23}$$

A energia magnética contida no volume extrapolado é dada por:

$$M = \frac{A}{64\pi} \sum_{k \neq 0} \frac{B_k B_k^*}{(k^2 - \alpha^2)^{1/2}} \tag{2.24}$$

Onde A é a área superficial e B_k^* é o complexo conjugado dos coeficientes de Fourier. Para $\alpha = 0$ o campo é o potencial e fica claro a partir da equação 2.24 que este é o estado de menor energia. A quantidade $(k^2 - \alpha^2)^{-1/2}$ é a escala de comprimento

característica do sistema magnético para um dado número de onda k . Variando o valor de α , a quantidade de energia varia com o volume do sistema magnético. Para um dado valor de k , diferentes valores de α representam diferentes graus de complexidade da configuração magnética. Isso mostra que ambientes mais complexos (mais retorcidos) contém mais energia acumulada.

O campo livre de forças linear é limitado a domínios espaciais finitos, pois, como se pode observar das equações 2.20 e 2.24, para domínios não limitados a energia magnética diverge. Outra limitação é o fato de que as correntes elétricas são uniformemente distribuídas (α é uma constante), o que não corresponde às observações em que a torção é altamente localizada (por exemplo, em regiões ativas complexas).

3 EMISSÃO DAS EXPLOSÕES SOLARES

Durante uma explosão solar diversos mecanismos de emissão são acionados, ocasionando emissão em praticamente todo o espectro eletromagnético. Em algumas janelas a emissão é mais significativa, produzindo perfis de emissão muito característicos de onde pode-se extrair muita informação, por exemplo em rádio e em raios-X.

Os perfis de emissão nos diversos comprimentos de onda rotineiramente observados em explosões permitiram identificar fases características desses eventos. Conforme ilustrado na figura 3.1 esses perfis tem correlações no tempo, por exemplo a emissão em microondas e em raios-X duros.

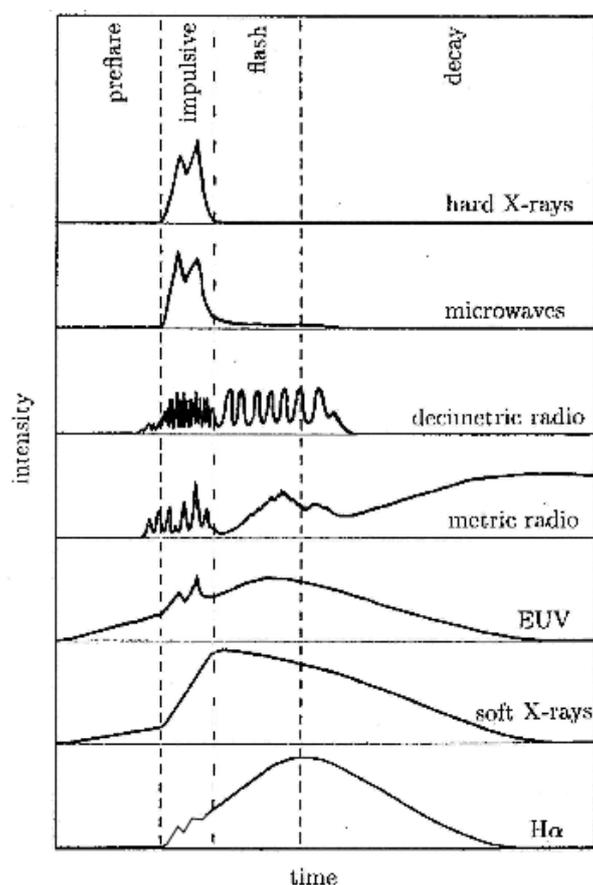


Figura 3.1 - Perfis de emissão em diferentes comprimentos de onda, com as fases da explosão indicadas.

Fonte: (BENZ, 2008)

Considerando esses perfis de emissão, foram identificadas quatro fases características das explosões (BENZ, 2008):

- Fase anterior à explosão (*preflare*): esta é a fase em que o plasma está ainda sendo aquecido lentamente e começa a emitir em raios-X moles e no ultravioleta extremo. Dura tipicamente alguns minutos, e apresenta um espectro de emissão térmico nesses comprimentos de onda.
- Fase impulsiva (*impulsive*): nesta fase ocorre a aceleração dos elétrons e íons do plasma ambiente e a liberação da maior parte da energia da explosão. Embora ocorra emissão em todo o espectro nessa fase, ela é mais intensa na banda rádio. Em microondas o espectro de emissão é devido aos elétrons não térmicos aprisionados; em outras bandas rádio os espectros dinâmicos mostram diversos mecanismos de emissão associados aos mecanismos de plasma. Outra emissão característica é a dos pés do arco magnético, que emitem fortemente em raios-X duros, como discutido na seção anterior. A fase impulsiva dura usualmente até 10 minutos.
- Fase do flash (*flash*): é caracterizada pela emissão em H- α , que se inicia em sincronia com a fase impulsiva, mas tem o máximo da emissão após o final desta. Dura até cerca de 20 minutos e também é visível em raios-X moles e no ultravioleta extremo.
- Fase de decaimento (*decay*): com a contínua perda de energia para o ambiente, os elétrons e íons do plasma ambiente acelerados durante a fase impulsiva retornam à distribuição de energia térmica anterior ao evento. Assim, o perfil das emissões características da explosão sofre um decréscimo lento, que pode durar várias horas. Entretanto, na alta coroa a energia depositada irá excitar ondas de choque e modos de emissão da frequência de plasma, que se manifestam no métrico da banda rádio.

A emissão rádio é especialmente interessante porque, dadas as características do plasma e do campo magnético no ambiente pré-explosivo, tanto a frequência de plasma quanto a frequência de giroressonância ocorrem nessa faixa do espectro eletromagnético. Os mecanismos de emissão em rádio são classificados em coerentes ou incoerentes e estão reunidos e descritos nas tabelas 3.1 e 3.2 (ASCHWANDEN et al., 2002) a seguir.

Tabela 3.1 - Mecanismos de emissão incoerentes

Mecanismo de emissão	Frequência	Fonte
Bremmsthalung (<i>free-free</i>)	$\gtrsim 1$ GHz	térmica
Giroressonante	$s = 1, 2, 3, 4$	Elétrons não térmicos
Girossincrotrônico	$s = 10 - 100$	Elétrons quase relativísticos

Tabela 3.2 - Mecanismos de emissão coerentes

Mecanismo de emissão	Frequência	Fonte
Emissão de plasma	$9000\sqrt{n_e}$	feixe de elétrons
Tipo I storm		turbulência de Langmuir
Tipo II burst		feixes vindos de choques
Tipo III burst		feixes em movimento ascendente
Bursts reversos		feixes em movimento descendente
Bursts tipo J		feixes em arcos fechados
Bursts tipo U		feixes em arcos fechados
Tipo IV contínuo		elétrons aprisionados
Tipo V		feixes de elétrons lentos
Maser de elétrons-cíclotron	$\omega = s\Omega_e/\gamma + k_{\parallel}v_{\parallel}$	cone de perdas
Bursts decimétricos ms		elétrons aprisionados

3.1 EMISSÃO GIROSSINCROTRÔNICA

No ambiente da atmosfera solar, elétrons em constante movimento interagem com o campo magnético, espiralando ao redor das linhas de campo. Essa interação é caracterizada pela frequência de giroressonância ν_B , que depende da intensidade B do campo e da energia dos elétrons (representada pelo fator de Lorentz γ):

$$\nu_B = \frac{eB}{2\pi\gamma m_e c} \approx 2,8 \frac{B}{\gamma} \text{ Hz} \quad (3.1)$$

Para elétrons em regimes de energia não relativísticos, ou seja, com $\gamma \lesssim 1$, a emissão é ciclotrônica. O espectro de emissão se concentra principalmente em torno da girofrequência (frequência de giroressonância).

Quando o regime de energia dos elétrons é quase relativístico, com $1 \lesssim \gamma \lesssim 5$, o que corresponde a energias da ordem de dezenas de quiloeltronvolts até alguns megaelectronvolts, o mecanismo de emissão é chamado girossincrotrônico. A emissão

ocorre entre os harmônicos 10 e 100 da girofrequência. Observações dessa emissão ocorrem na janela rádio do espectro eletromagnético em comprimentos de onda centimétricos. Embora não seja o único mecanismo de emissão presente nessa faixa do espectro, ele é responsável pela maior parte do fluxo de radiação. Além disso, como é também sensível ao campo magnético, é um diagnóstico importante das condições do plasma ambiente numa região de explosão.

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 ou se estender até o milimétrico (BASTIAN et al., 1998). A frequência de pico do espectro é fortemente influenciada pelo campo magnético (tanto por sua intensidade quanto direção) e também pelas propriedades dos elétrons não térmicos. Uma relação empírica que caracteriza essa relação é (DULK, 1985):

$$v_{pico} = 2,72 \times 10^3 \times 10^{0,27\delta} \sin(\theta)^{0,41+0,03\delta} (N_e L)^{0,32-0,03\delta} \times B^{0,68+0,03\delta} \quad (3.2)$$

Onde δ é o índice espectral dos elétrons, θ é o ângulo entre \mathbf{B} e a linha de visada, N_e é a densidade numérica de elétrons e L é a escala de comprimento da fonte emissora.

Esta frequência define duas regiões no espectro: regime do meio opticamente espesso à esquerda da frequência de pico, na região de baixas frequências e regime opticamente fino, à direita da frequência de pico na região de altas frequências. Na região de baixas frequências outros efeitos podem aparecer no espectro, por exemplo a autoabsorção girossincrotrônica e a supressão de Razin-Tsytoich.

Em relação à morfologia da região emissora, o modelo do arco composto por dois solenóides consegue reproduzir alguns resultados observacionais (BASTIAN et al., 1998). Cada solenóide tem intensidade magnética diferente, está preenchido com elétrons isotropicamente distribuídos, mas com distribuição de energia seguindo uma lei de potências. O resultado talvez mais interessante é o fato do tamanho da fonte crescer 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 chamados ‘pés’ do arco magnético. A variação no tamanho da fonte deve-se às inhomogeneidades na densidade eletrônica numérica 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.

Resultados observacionais recentes tem sugerido a presença de uma fonte opticamente fina próxima ao topo. Na figura 3.2, imagens em 34 GHz da explosão de 24 de Agosto de 2002 mostram uma fonte emissora opticamente fina no topo do arco magnético. Essa fonte emissora não pode ser reproduzida pela emissão girossincrotrônica de um arco isotropicamente preenchido.

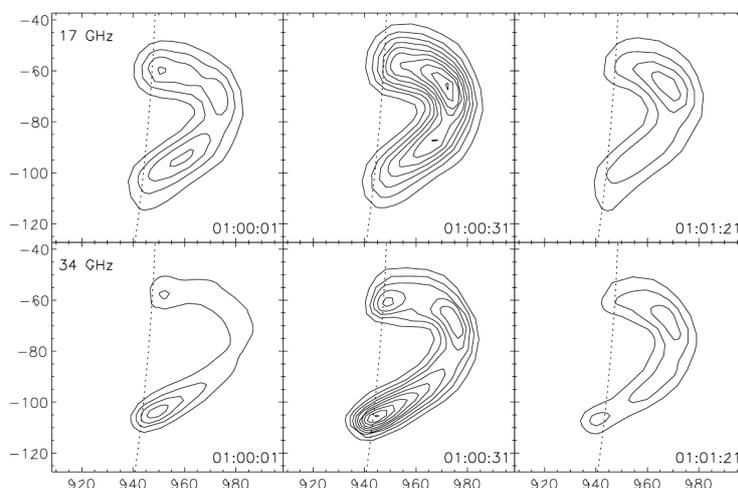


Figura 3.2 - Variação na emissão no topo da explosão de 24 de Agosto de 2002. Os contornos representam intervalos de 10% do máximo da emissão (554,9 MK em 17 GHz e 170,2 MK em 34 GHz); o máximo da explosão ocorreu em 01:00:31 UT.

Fonte: (TZATZAKIS et al., 2008)

Nesse sentido, outras distribuições de elétrons tem sido estudadas, por exemplo, utilizando funções de injeção de elétrons. Um modelo em que se considera a injeção a partir dos pés do arco magnético consegue reproduzir algumas dessas mudanças, por exemplo a mudança do local do máximo da emissão, mas não reproduz corretamente a emissão no instante do máximo em rádio (TZATZAKIS et al., 2008). Distribuições com a injeção de elétrons a partir do topo do arco também tem sido estudadas (SIMÕES, 2009). Esses estudos tentam acrescentar à emissão girossincrotrônica efeitos de uma variação temporal na distribuição de energia ou densidade numérica dos elé-

trons. No entanto, esses efeitos também podem ocorrer quando o observável variável é a morfologia do campo magnético.

3.2 EMISSÃO EM ALTAS ENERGIAS

A emissão de radiação eletromagnética em altas energias pode ser produzida por elétrons, íons e nêutrons energéticos. Para as explosões solares a parte mais importante da emissão é devida ao *bremsstrahlung* dos elétrons.

Os elétrons interagem com o campo elétrico de um próton colisionalmente e liberam seu excesso de energia, produzindo uma componente quase térmica ou lenta e outra não térmica ou impulsiva. A componente quase térmica apresenta um espectro com subida íngreme logo no início do evento, mas que depois varia pouco numa escala de minutos ou mesmo durante todo o evento. Essa emissão é devida ao *bremsstrahlung* térmico e a processos de captura de elétrons, sendo observada em faixas de energia de até ≈ 12 keV. A componente impulsiva é normalmente observada a partir de 10 keV até dezenas de MeV, e é devida ao *bremsstrahlung* de elétrons não térmicos, com distribuições de energias como lei de potências (LIN; HUDSON, 1971). O espectro de emissão dessa componente varia rapidamente, em escalas de segundos ou menos.

O espectro não térmico é estudado em função de modelos de injeção e termalização dos elétrons na região emissora do arco magnético explosivo. A injeção dos elétrons ocorre por algum mecanismo de aceleração, contínuo ou impulsivo, que determina o perfil temporal do espectro de emissão em raios-X. O modelo de injeção contínua produz um espectro de emissão de alvo espesso: a região dos pés arco magnético recebe elétrons continuamente enquanto emite raios-X via *bremsstrahlung* (BROWN, 1971). A termalização dos elétrons, ou sua difusão no plasma ambiente, ocorre por colisões Coulombianas. O efeito global da difusão é aumentar a temperatura do plasma ambiente tão rapidamente que ele se expande pelo arco, seguindo as linhas de campo magnético. Essa resposta dinâmica é chamada evaporação cromosférica, e provoca uma alteração na condição local do plasma na coroa, que emitirá em raios-X moles (KUNDU et al., 2001) e no ultravioleta extremo. O modelo de injeção de elétrons a partir do topo do arco magnético considera que na região da reconexão magnética as partículas são aceleradas em direção aos pés, emitindo raios-X duros via *bremsstrahlung* quando penetram a cromosfera. Nos dois tipos de injeção fica claro que a emissão cromosférica é a principal fonte emissora. Nesse ambiente o plasma é opticamente fino aos raios-X e portanto o espectro fornece muita informação sobre

os mecanismos de emissão envolvidos e sobre os próprios elétrons emissores.

Os instrumentos lançados a partir de 1990 para imagear o Sol em altas energias permitiram reconhecer a correlação espacial entre as regiões emissoras em rádio e em raios-X. A correlação temporal do pico de emissão da fase impulsiva entre os espectros em microondas e raios-X duros também foi estudada. Concluiu-se que a mesma população de elétrons é responsável pelas duas emissões. Foi verificado um atraso de até 3 s da emissão em microondas em relação à emissão em raios-X duros, e também uma fase de decaimento mais lenta para a primeira. Uma diferença ainda menor, de até 300 ms, foi verificada para as estruturas finas do espectro (BASTIAN *et al.*, 1998). O atraso entre as emissões também varia com a posição no arco a partir dos pés, onde é menor.

Os perfis temporais da figura 3.3 mostram que na fase impulsiva do evento tanto a emissão em microondas quanto em raios-X e raios- γ tem o primeiro pico em instantes muito próximos. Os dois canais de energia do RHESSI são praticamente coincidentes, mas a emissão em 14,8 GHz é atrasada em relação a elas. No submilimétrico, ou seja, em maiores energias da janela rádio, o atraso na emissão diminui.

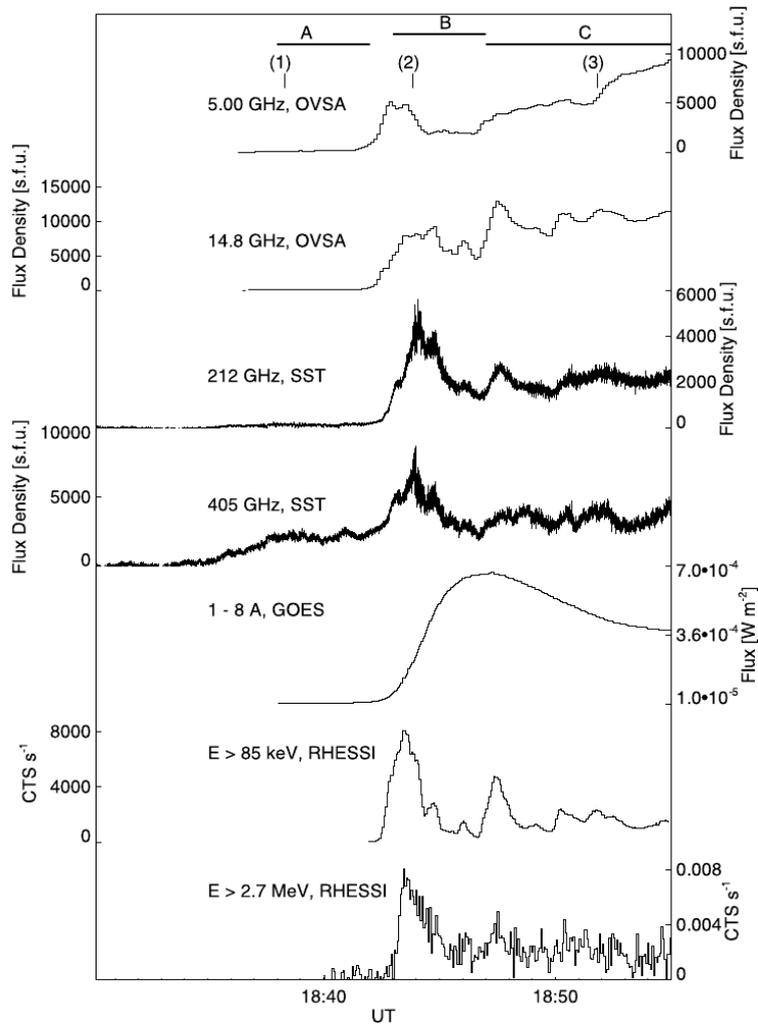


Figura 3.3 - Perfis temporais da explosão de 6 de Dezembro de 2006. Note-se a correspondência entre os máximos da emissão em altas energias, em microondas e no submilimétrico na fase impulsiva (indicada por B).

Fonte: (KAUFMANN et al., 2009)

4 DADOS OBSERVACIONAIS E DESCRIÇÃO DO EVENTO

4.1 DADOS OBSERVACIONAIS

Neste capítulo os dados utilizados no trabalho são apresentados, junto com uma breve descrição das técnicas observacionais e das características dos instrumentos que os produzem. As observações em rádio são feitas por um conjunto de antenas em solo, portanto possuem períodos de noite. Já as observações em altas energias só são possíveis por instrumentos em satélites, devido à alta absorção da atmosfera terrestre nestes comprimentos de onda. No caso dos dados trabalhados, as bases de dados contam com política de livre acesso; o tratamento e manipulação desses dados foi realizado com o SSW, um conjunto de rotinas desenvolvidas e mantidas pela comunidade internacional de física solar com o objetivo de coordenar e facilitar os trabalhos da comunidade (SOLAR SOFTWARE, 2009).

4.1.1 MAGNETOGRAMAS

Os magnetogramas são mapas do campo magnético solar fotosférico, produzidos a partir de medidas do efeito Zeeman inverso (efeito Zeeman sobre linhas de absorção). Este efeito é resultado da interação do campo magnético com elétrons, alterando seu momento angular magnético e também sua energia. O efeito se manifesta pela separação de estados degenerados de energia como linhas espectrais equidistantes da linha central (que seria a única linha espectral observada na situação em que não há presença do campo). A separação é proporcional ao comprimento de onda da linha espectral, λ_0 , e à intensidade do campo, B :

$$\Delta\lambda \propto \lambda_0^2 B \quad (4.1)$$

Quando a observação ocorre na direção perpendicular ao campo, três linhas espectrais são vistas: λ_0 , $\lambda_0 + \frac{1}{2}\Delta\lambda$ e $\lambda_0 - \frac{1}{2}\Delta\lambda$. Se a observação é na direção paralela ao campo, somente as linhas separadas são vistas e neste caso mede-se a componente longitudinal do campo. A polaridade norte ou sul do campo magnético é obtido a partir de medidas de polarimetria. A linha espectral central tem polarização linear, mas as duas linhas separadas tem polarização circular. A componente com polarização circular à direita indica campos magnéticos com polarização norte (para fora do Sol) e a componente com polarização circular à esquerda indica campos com polariza-

ção sul (para dentro do Sol). Os magnetogramas longitudinais medem a intensidade da componente vertical (B_z) do campo. Magnetogramas vetoriais (possuem as componentes B_x , B_y e B_z) são produzidos com a utilização de diferentes técnicas, por exemplo, pela minimização entre os perfis teóricos e observados dos parâmetros de Stokes (SKUMANICH; LITES, 1987). Na produção dos dois tipos de magnetogramas pode ocorrer a saturação do efeito Zeeman, uma anticorrelação entre o sinal da polarização circular com a intensidade do campo magnético longitudinal em regiões de campo magnético intenso.

Atualmente, os magnetogramas são produzidos com regularidade pelos instrumentos de dois satélites: o MDI, a bordo do satélite SOHO e pelo SOT a bordo do satélite *Hinode*.

O MDI (SCHERRER et al., 1995) foi lançado em 1995 e desde então observa a atividade magnética e sismológica. O MDI mede, essencialmente, observáveis de linhas espectrais: intensidade, profundidade, velocidade (através do desvio Doppler), e separação (pelo efeito Zeeman). Cada um destes é medido independentemente selecionando-se a banda, a polarização e o modo de observação (o campo de visão).

A banda de observação é centrada na linha de absorção do NiI (6767.8 Å) e pode ser variada em passos de 8 mÅ até 377 mÅ sobre o centro da banda; a largura de banda é fixa em 94 mÅ. A polarização pode ser observada nos modos *s* e *p* das ondas acústicas e nos modos circulares das ondas eletromagnéticas. Os modos de observação são o de disco (*full disk*), com escala de placa de 2" por pixel e resolução de 4", ou de alta resolução num campo de 11' com escala de placa de 0,625" por pixel e resolução de 1,25". Outros modos de observação são o de *flat-field* e *dark*, para calibragem. A binagem, suavização e aplicação de máscaras nos dados são procedimentos realizados automaticamente antes da transmissão dos dados. Os tempos de integração são de um ou cinco minutos, com ruídos de 30 G ou 15 G, respectivamente, por pixel. Os dados são disponibilizados no formato *fits*, já calibrados e em unidades físicas. Os magnetogramas produzidos pelo MDI são os longitudinais, ou seja, fornecem apenas a componente do campo magnético na direção da linha de visada. Em Dezembro de 2008 os magnetogramas sofreram uma recalibragem (passando para o nível 1.8.2) para correção do fundo de raios cósmicos (que foi aumentado em relação ao nível anterior). Outra alteração foi a introdução de um novo mapa de sensibilidade magnética. O acesso aos dados é feito através do endereço eletrônico: <http://soi.stanford.edu/data/>

Os dados do MDI que foram utilizados são apresentados na tabela 4.1 a seguir:

Tabela 4.1 - Dados MDI

Nome do arquivo	Data e horário (UT)
fdM_96m_01d.5094.0001.fits	13/12/2006 01:39:01.13
fdM_96m_01d.5094.0002.fits	13/12/2006 03:15:01.13

Os dois conjuntos de dados apresentam saturação na mancha de polaridade sul. Para tentar corrigir esse defeito, pode-se aplicar alguma distribuição de intensidades na região afetada, por exemplo uma distribuição gaussiana. Na figura 4.1 esse tipo de correção foi aplicada; porém, conforme será mostrado no capítulo 5, essa alteração não influenciou a extrapolação das linhas nessa região.

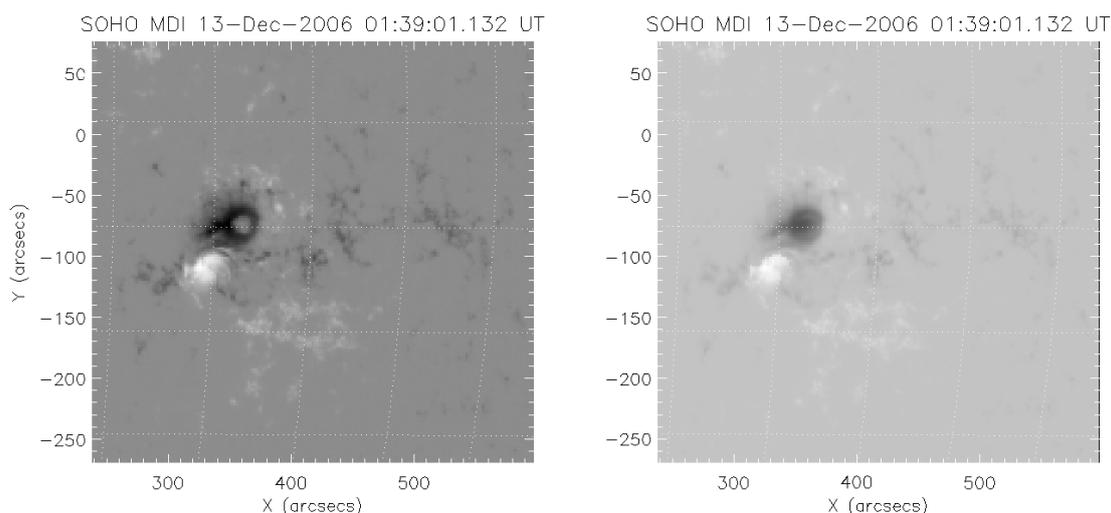


Figura 4.1 - À esquerda, magnetograma com saturação na região de estudo, e à direita, a mesma região com uma correção gaussiana aplicada.

Fonte: (STANFORD-LOCKHEED INSTITUTE FOR SPACE RESEARCH, 2009)

4.1.2 IMAGENS E PERFIS TEMPORAIS EM RÁDIO

As observações em rádio foram feitas pelos instrumentos do NoRO, o espectropolarímetro NoRP e o rádioheliógrafo NoRH. O NoRP produz curvas de luz em sete diferentes frequências na faixa das microondas, e o NoRH produz imagens do

disco em duas frequências. O acesso aos dados pode ser feito tanto na página do observatório (<http://solar.nro.nao.ac.jp/>) quanto via comandos específicos do SSW (NOBEYAMA RADIO OBSERVATORY / NAOJ, 2007a; NOBEYAMA RADIO OBSERVATORY / NAOJ, 2007b).

O NoRP (NAKAJIMA et al., 1985; TORII et al., 1979) é formado por sete antenas independentes, cada uma trabalhando em uma das seguintes frequências: 1, 2, 3,75, 9,4, 17, 35 e 80 GHz. As antenas captam o fluxo total proveniente do Sol com resolução temporal de 0,1 s no modo evento e 1 s no modo de patrulha. O conjunto está ativo desde a década de 1980, e a partir da década de 1990 com todas as sete frequências. O dados do NoRP estão no formato *xdr*, um formato de arquivo de dados do IDL. Esses dados contém o fluxo total do disco solar em cada um dos canais de frequência do instrumento com resolução temporal de 0,1 s.

O NoRH (NAKAJIMA et al., 1994) é um interferômetro composto por 84 antenas de seção parabólica, cada uma com 80 cm de diâmetro. O arranjo é em “T”, com o braço maior no sentido leste/oeste e comprimento de 490 m, e com braço transversal medindo 220 m. A resolução temporal é semelhante ao NoRP, de 0,1 s no modo evento e 1s no modo patrulha. A resolução espacial é de 10” em 17 GHz e 5” em 34 GHz. As observações são convoluídas com o *Clean* e as imagens geradas são disponibilizadas no formato *fits* e contém o fluxo nas duas polarizações circulares em 17 GHz e a intensidade total em 34 GHz. Para o evento estudado os dados disponíveis são aqueles no modo patrulha, e estão listados na tabela 4.2.

Tabela 4.2 - Dados em rádio

NoRH		
Nome do arquivo	Data e horário (UT)	Frequência (GHz)
ipa061213_015455.fits	13/12/2006 01:54:55	17
ipz061213_015455.fits	13/12/2006 01:54:55	34
ipa061213_023300.fits	13/12/2006 02:33:00	17
ipz061213_023300.fits	13/12/2006 02:33:00	34
ipa061213_031500.fits	13/12/2006 03:15:00	17
ipz061213_031500.fits	13/12/2006 03:15:00	34
NoRP		
Nome do arquivo	Data	Horário do início/fim (UT)
norp_20061213_0247.xdr	13/12/2006	02:21:02/03:39:23

Nem todas as imagens citadas na tabela anterior dizem respeito à emissão girossincrotrônica. Nos instantes 01:54 UT e 03:15 UT a emissão observada é a girorressonante. Este mecanismo de emissão é similar ao girossincrotrônico, mas com uma população eletrônica com distribuição de energia térmica. Os elétrons da emissão giroressonante também espiralam ao redor as linhas de campo, portanto também estão confinados a estas regiões de campos intensos que definem a morfologia do campo. Porém, a emissão da explosão não pode ter seu fluxo avaliada por estas observações. Na figura 4.2 a seguir essas imagens são apresentadas, sendo que o pico da emissão girossincrotrônica ocorre por volta do horário da imagem central. No NoRP os máximos de emissão em 17 e 34 GHz foram, respectivamente, de 12784 SFU e 13685 SFU.

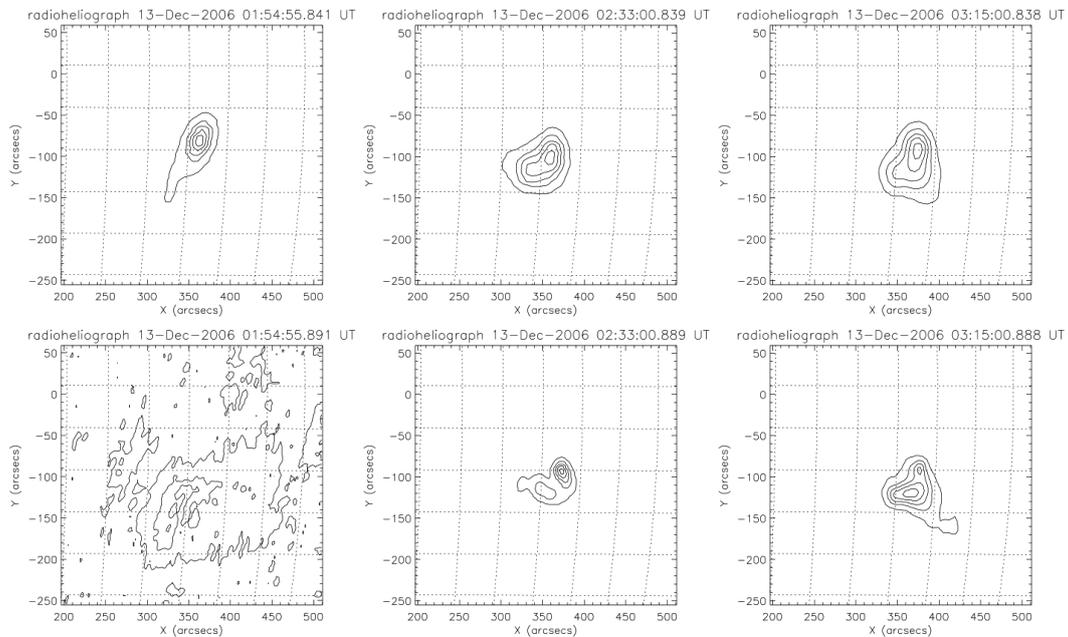


Figura 4.2 - Imagens do NoRH em três instantes do evento; acima, imagens em 17 GHz e abaixo, em 34 GHz. Os contornos representam intervalos de 10% do máximo de emissão.

Os perfis temporais do NoRP formam um conjunto de dados interessante pois a partir deles pode-se montar um espectro de potência da emissão girossincrotrônica. A figura 4.3 apresenta o perfil temporal da emissão em 5 frequências entre 3 e 80 GHz. As emissões em 1 e 2 GHz possuem picos de emissão acima de 30000 SFU, mais intensos que as emissões apresentadas, e não são consideradas pois represen-

tam a emissão de outros mecanismos que não o girossincrotrônico. A esses perfis temporais considerados faz-se a subtração do *background* da emissão *bremsstrahlung* e, tomando-se a emissão de pico dentro do intervalo da fase impulsiva, o espectro de potência do evento é construído.

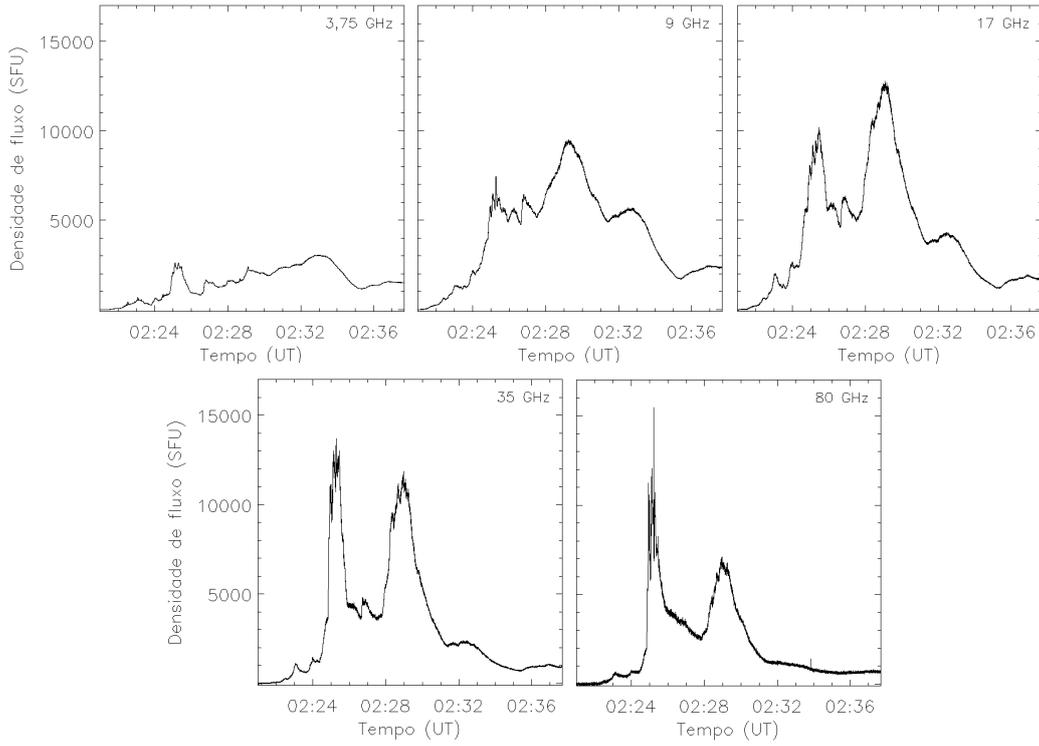


Figura 4.3 - Perfil temporal da fase impulsiva da explosão observado pelo NoRP.

Na figura 4.4 o espectro de potência é mostrado com ajuste dado por uma lei de potência na forma (STAHLI et al., 1989):

$$F(\nu) = A\nu^a(1 - e^{-B\nu^{-b}}) \quad (4.2)$$

A densidade de fluxo F é ajustada com a minimização do χ^2 entre os valores observacionais e o teórico, sendo que os valores iniciais do ajuste foram obtidos de um simples ajuste linear em cada regime óptico. A , a , B e b são parâmetros a serem ajustados, e se relacionam ao índice espectral do regime ópticamente espesso (a), índice espectral do regime ópticamente fino ($a - b$), frequência e fluxo de pico.

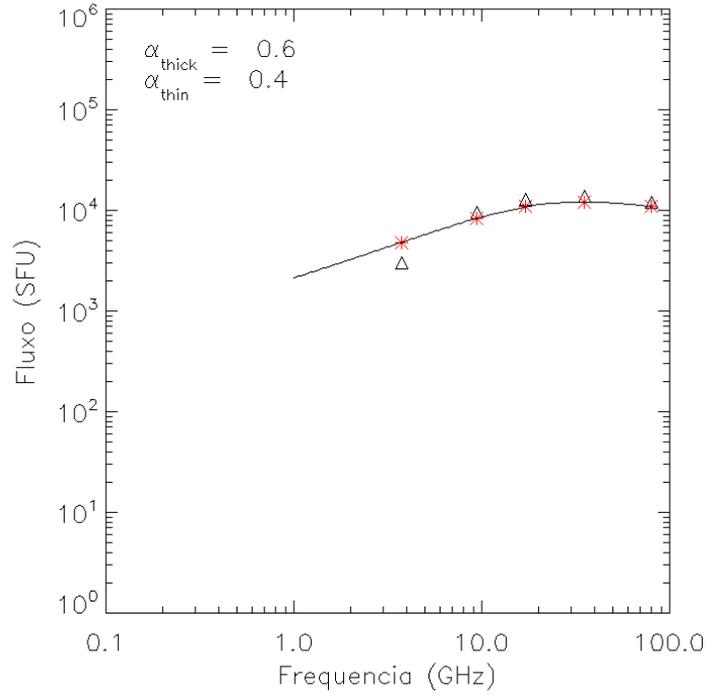


Figura 4.4 - Espectro de potência ajustado pela equação 4.2 para o instante do pico do evento. Os triângulo são as observações do NoRP, os asteriscos e a curva correspondem ao ajuste.

Os índices espectrais obtidos foram 0,6 no regime opticamente espesso e -0,4 no regime opticamente fino. Usando a relação Dulk (1985), onde α_{fino} é o índice espectral do regime opticamente fino e δ é o índice espectral dos elétrons emissores:

$$\delta = \frac{1,22 - \alpha_{\text{fino}}}{0,9} \quad (4.3)$$

Obteve-se $\delta \approx 2,0$. A distribuição de energia dos elétrons segue uma lei de potência, pois se deseja caracterizar uma população não térmica. O índice espectral δ é o expoente dessa lei de potência.

4.1.3 IMAGENS EM RAIOS-X DUROS

O RHESSI é um instrumento espectrógrafo e imageador em altas energias a bordo do satélite SMEX 6. O imageador é composto de nove detectores, cada um com um par de grades que estão em constante movimento, produzindo uma modulação no

fluxo de fótons. Cada ponto de incidência associado a uma determinada modulação das grades terá um número finito de trajetórias possíveis, determinando um mapa de probabilidade de trajetórias. Utilizando algum método de deconvolução pode-se reconstruir a imagem do céu para cada tempo de integração, considerando o mapa de probabilidades ¹. Para processar os dados do RHESSI, vários métodos de deconvolução estão implantados no SSW: o *Clean*, o *Forward Fit*, o *Pixon*, o método da máxima entropia e outros derivados destes (RHESSI DATA AND SOFTWARE CENTER, 2009).

O imageador observa fontes de 2" a 180" com resolução espacial de 2" até 100 keV, 7" até 400 keV e 36" acima de 1 MeV. A resolução temporal de 4 s permite produzir imagens em escalas de tempo compatíveis com as explosões. Os dados são disponibilizados no formato *fits* de nível 0 (não calibrados) a partir de Fevereiro de 2002 e contém as informações necessárias à calibragem e os dados para a construção de imagens e curvas de contagens por canal de energia. O arquivo de dados utilizados foi o `hsi_20061213_023100_004.fits`, com data de 13 de Dezembro de 2006, horário às 02:33:54 e tempo de integração de 4 s.

O processamento de imagens no RHESSI GUI depende da escolha dos canais de energia e colimadores, para verificar em quais colimadores e canais de energia existe sinal para deconvolução. Com a opção de imageamento *Back Projection* o mapa de probabilidade de cada colimador é determinado para todos os canais de energia. No caso deste evento, os colimadores e canais de energia utilizados estão na tabela 4.3.

Tabela 4.3 - Canais de energia e colimadores utilizados

Canais de energia (keV)	Colimadores
3-6	5F 6F 8F
6-12	5F 6F 7F 8F
12-25	5F 6F 7F 8F
25-50	5F 6F 7F 8F
50-100	7F 8F
100-300	8F

A opção pelo método de deconvolução mais adequado no tratamento das imagens

¹Consulte <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/hessi/flashdemo/> para uma apresentação sobre esse método.

foi discutida recentemente por Dennis e Pernak (2009). Cada algoritmo apresenta vantagens e desvantagens em relação à capacidade de definição do número e tamanho da fonte, e tempo computacional dispendido. Dois algoritmos foram usados na imagem do evento: o *Clean* e o *Forward Fit*. Embora o *Clean* seja o mais consagrado, ele pode não resolver corretamente duas fontes e, neste caso, o *Forward Fit* pode ser aplicado pois ele é adequado para resolver o número de fontes. Na figura 4.5 estão algumas das imagens obtidas pelos dois métodos. Todas as imagens processadas encontram-se no apêndice 8.

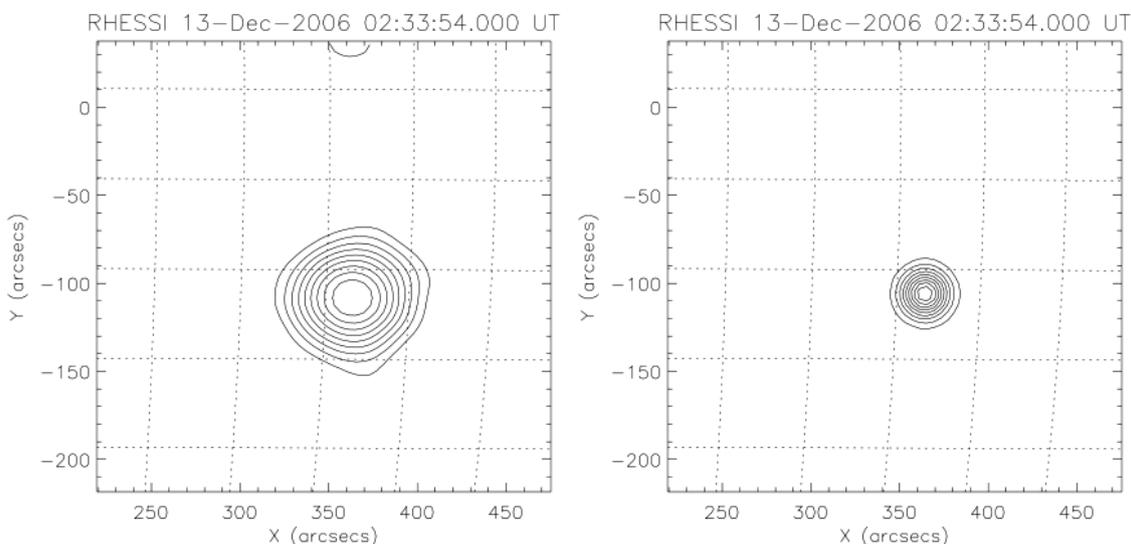


Figura 4.5 - Imagens no canal de energia 25-50 keV do RHESSI: à esquerda com o *Clean* e à direita com o *Forward Fit*. Os contornos representam intervalos de 10% do máximo de emissão.

4.1.4 IMAGENS NO ULTRAVIOLETA EXTREMO

O TRACE está a bordo do SMEX 4, e é um imageador que utiliza um telescópio de 30 cm de abertura com montagem Cassegrain de incidência normal para registrar imagens de alta resolução no ultravioleta e ultravioleta extremo. Os comprimentos de onda observados com as respectivas larguras de banda encontram-se na tabela 4.4; a seleção de comprimentos de onda é feita com uma roda de filtros.

Num campo de visão com 8,5' de lado, a resolução espacial é de 1" com escala de placa de 0,5" por pixel num CCD de 1024x1024 pixels. Os dados são disponibilizados no formato *fits*, não calibrados, através do SSW ou do endereço eletrônico

Tabela 4.4 - Comprimentos de onda observados pelo TRACE

λ (Å)	Largura de banda (Å)	Linha espectral
1700	200	contínuo
1600	275	C I, Fe II
1550	20	C IV
1216	84	Lyman α
284	10,7	Fe XV
195	6,5	Fe XII
173	6,4	Fe IX

http://trace.lmsal.com/trace_cat.html. As rotinas de calibragem, tratamento e manipulação dos dados estão incorporadas ao SSW. Os dados utilizados estão descritos na tabela 4.5 a seguir.

Tabela 4.5 - Dados TRACE

Nome do arquivo	λ (Å)	Data e horário (UT)
tri20061213.0100_0213.fits	195	13/12/2006 01:46:53
tri20061213.0300_0081.fits	195	13/12/2006 03:17:38

O TRACE não possui imagens em instantes próximos ao pico do evento; na figura 4.6 a seguir são apresentadas duas imagens outros dois instantes, próximos aos dos magnetogramas. Na figura 4.7 uma imagem próxima do pico feita por outros instrumento, o EIT a bordo do satélite SOHO, também em 195 Å porém com menor resolução é apresentada.

4.2 DESCRIÇÃO DO EVENTO

A região ativa NOAA 10930 surgiu no disco solar em 5 de dezembro de 2006 (S06 E58) e produziu explosões intensas, CMEs (LIU et al., 2008) e SEPs (ABBASI et al., 2008). A explosão ocorrida no dia 13 de Dezembro com início às 02:13 UT foi uma das mais intensas, classe GOES X3,4, e uma das mais documentadas (MOON et al., 2007; KUBO et al., 2007; SU et al., 2007) e estudadas (LI et al., 2009; MIN; CHAE, 2009; JING et al., 2008a; GUO et al., 2008; SCHRIJVER et al., 2008; JING et al., 2008b; NING, 2008; WANG et al., 2008; MINOSHIMA et al., 2009) do período de mínimo de atividade atual. A explosão foi observada como uma do tipo *two ribbon* (ISOBE et al., 2007), como pode ser visto na figura 4.8.

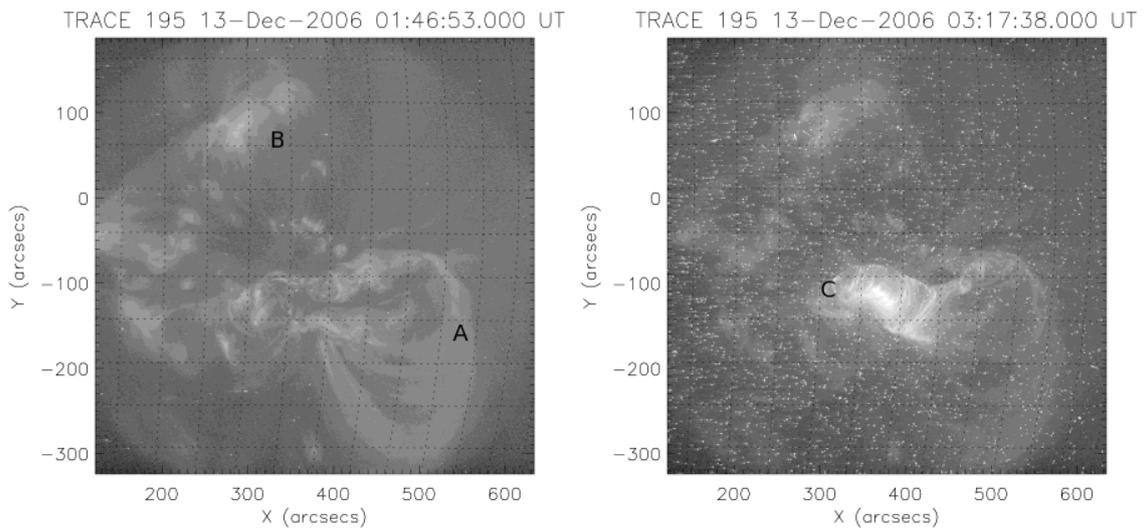


Figura 4.6 - Imagens do TRACE com destaque para estruturas de larga escala: às 01:46 UT destacam-se as estruturas A e B, e às 03:17 a estrutura C em forma de tubo.

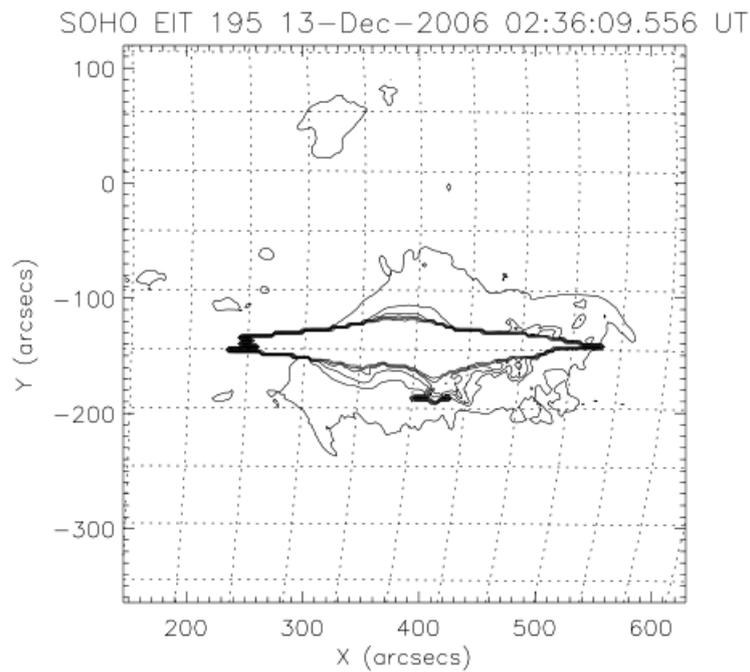


Figura 4.7 - Imagem do EIT às 02:36 UT com saturação, neste horário já percebe-se a estrutura C (tubo). Os contornos representam intervalos de 20% do máximo de emissão.

O evento foi um dos primeiros observados pelo satélite *Hinode*. Durante um período

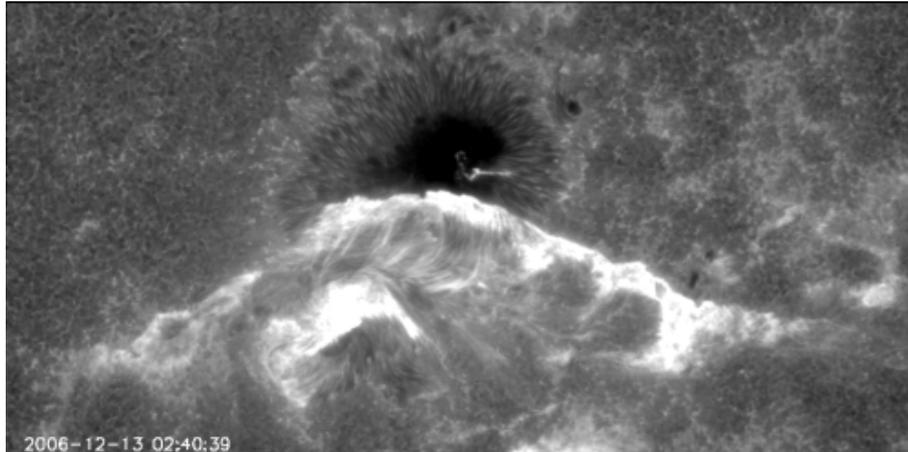


Figura 4.8 - Imagem obtida pelo SOT/Hinode às 02:40 UT na linha Ca II cromosférica.

de observação de uma semana, mudanças tanto nas zonas ativas quanto na região explosiva foram observadas. Durante esse período foi clara a movimentação da mancha de polaridade norte em torno da mancha de polaridade sul, o afloramentos de regiões efêmeras e a formação de estruturas complexas ao redor da linha de inversão de polaridade. No dia 13, ocorreu a imersão da polaridade norte na região da polaridade sul e a explosão foi vista como dois laços fulgurantes no local da imersão. Kubo et al. (2007) concluíram que as variações na configuração magnética são devidas à explosão pois o ângulo de azimute varia em 90° entre os mapas tomados antes e depois do evento. Min e Chae (2009) fizeram uma análise mais detalhada da movimentação da mancha e calcularam que a polaridade norte rotacionou sobre seu centro cerca de 540° no sentido anti-horário no período entre 10 e 14 de Dezembro. Eles verificaram que a velocidade angular foi variável com o ângulo de azimute e com a distância radial devido à forma assimétrica da umbra. Concluíram também que a velocidade aumentou enquanto a mancha crescia, e que ela passou a diminuir após 13 de Dezembro, quando a mancha começou a esvanecer. Nesse período, também foi verificado pelos autores que os arcos magnéticos tornaram-se cada vez mais sigmóides inversos, o que sugere que a rotação está diretamente relacionada com a dinâmica do campo. Nas figuras 4.9 e 4.10 a seguir visualiza-se a região ativa NOAA 10930 observada pelo *Hinode* durante o período discutido.

A explosão foi acompanhada de uma ejeção de massa coronal (CME) e de eventos subsequentes como partículas energéticas, choques interplanetários e uma nuvem magnética. No trabalho de Liu et al. (2008) foi feita uma análise da CME e da

nuvem magnética subsequente, que se propagou pelo meio interplanetário até atingir a magnetosfera terrestre. A evolução da CME pode ser vista nas imagens de diferença da figura 4.11. Na imagem da esquerda uma pequena CME precede o evento maior do tipo halo, que aparece nas duas outras imagens. Os autores calcularam a velocidade inicial da CME, de 1774 km s^{-1} e constataram que ocorreu uma desaceleração no meio interplanetário. Abbasi et al. (2008) apresentaram o espectro das partículas energéticas associadas à explosão na faixa de 0,6 a 7,6 GeV.

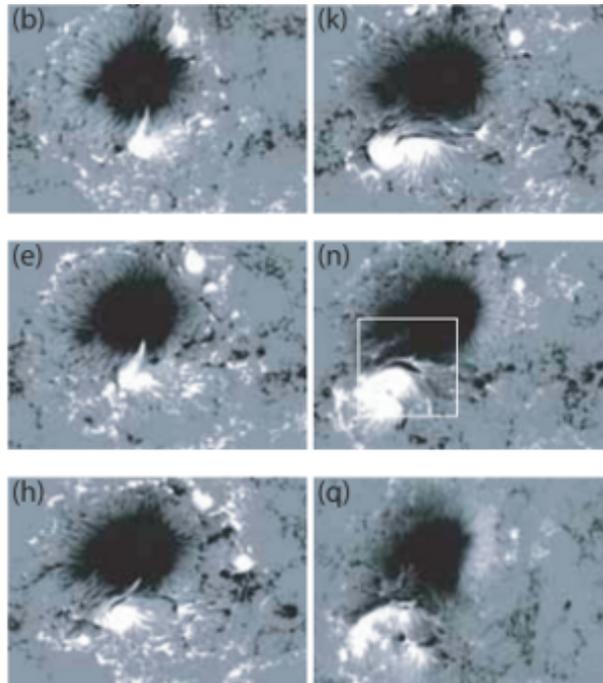


Figura 4.9 - Magnetogramas obtidos com SOT e SP nas seguintes datas: 09/12 14:00:06 UT (b), 10/12 10:55:08 UT (e), 11/12 03:10:05 UT (h), 12/12 03:50:06 UT (k), 13/12 04:30:06 UT (n), 14/12 14:01:04 UT (q), num campo de visada de $128''$ por $96''$.

Fonte: (KUBO et al., 2007)

Outros grupos trabalharam com extrapolações de campo livres de força não linear. Schrijver et al. (2008) realizam uma extrapolação com 14 modelos diferentes e condições de contorno variadas (figura 4.12). Embora os modelos tenham apresentado diferenças significativas entre si quanto à geometria e à energia total, o melhor resultado obtido apresentou uma topologia de campo que é consistente com a configuração retorcida de larga escala. Também encontraram uma distribuição de correntes elétricas

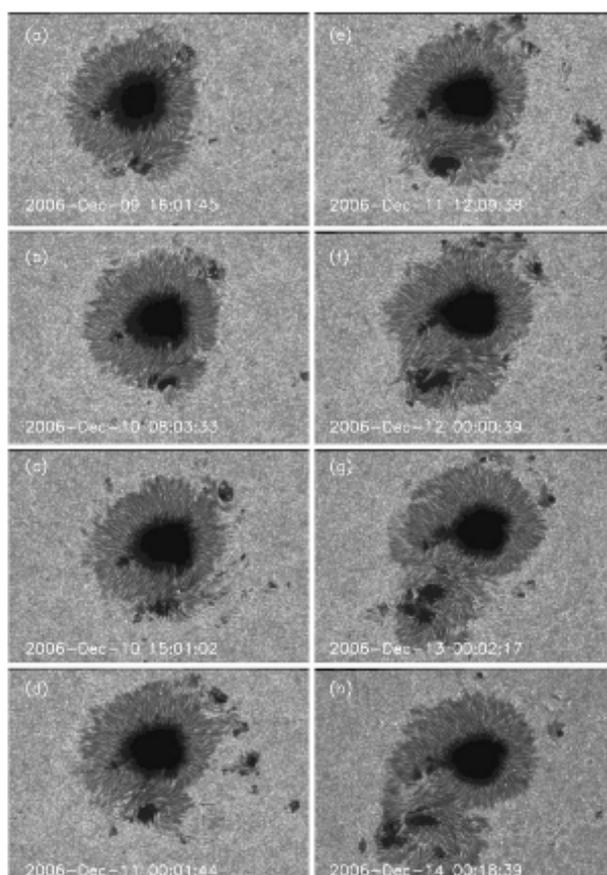


Figura 4.10 - Imagens da região ativa NOAA 10930 obtidas com o SOT na banda G cobrindo um período de 6 dias; o campo de visada é de $140''$ por $100''$.
 Fonte: (MIN; CHAE, 2009)

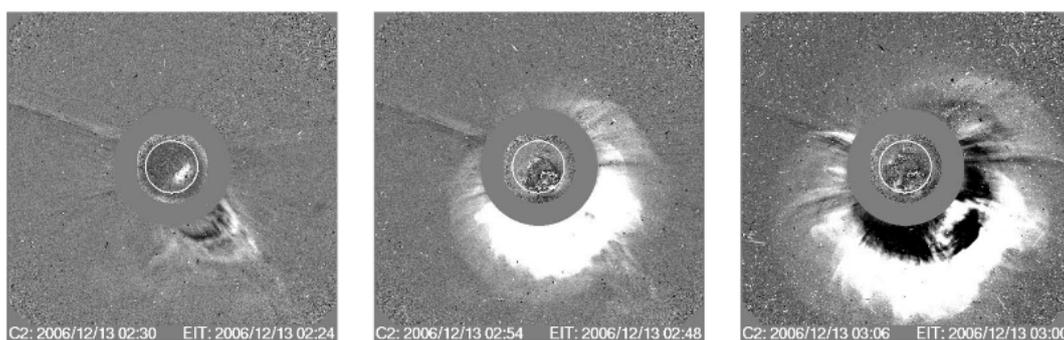


Figura 4.11 - Imagens de diferença obtidas com o coronógrafo LASCO C2 com sobreposição de imagens do EIT em 195 \AA .
 Fonte: (LIU et al., 2008)

cas intensas, que emergiram acompanhando os tubos de fluxo magnético no período anterior ao evento.

As extrapolações de Guo et al. (2008) (figura 4.13) mostraram que o ângulo entre o campo extrapolado não linear e o potencial é menor para o período posterior ao evento e concluem que a evolução do campo é nesse sentido (para um campo potencial). Jing et al. (2008b) usaram o método de otimização para extrapolar o campo e verificaram que a não potencialidade é crescente até 8 Mm e decrescente entre 8 e 70 Mm, altura a partir da qual o campo aproxima-se do regime potencial.

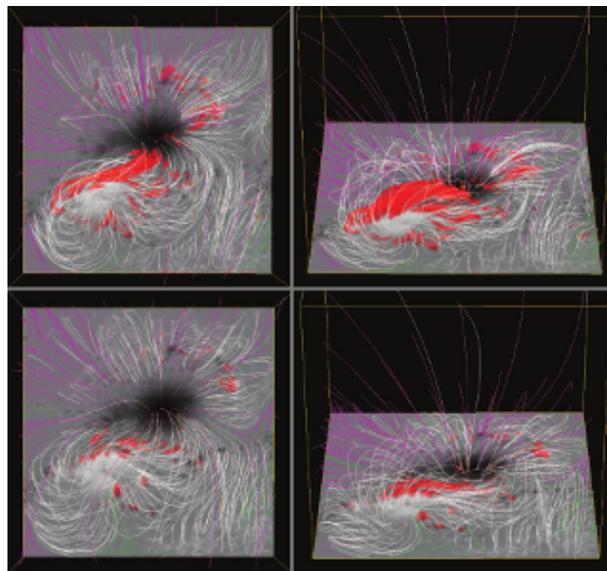


Figura 4.12 - Campo magnético extrapolado antes (acima) e após (abaixo) a explosão sobreposto ao magnetograma da componente B_z . As linhas de campo brancas fecham-se dentro do volume extrapolado e as coloridas em outras regiões mais distantes. As regiões vermelhas mostram as regiões onde as correntes elétricas são mais intensas.

Fonte: (SCHRIJVER et al., 2008)

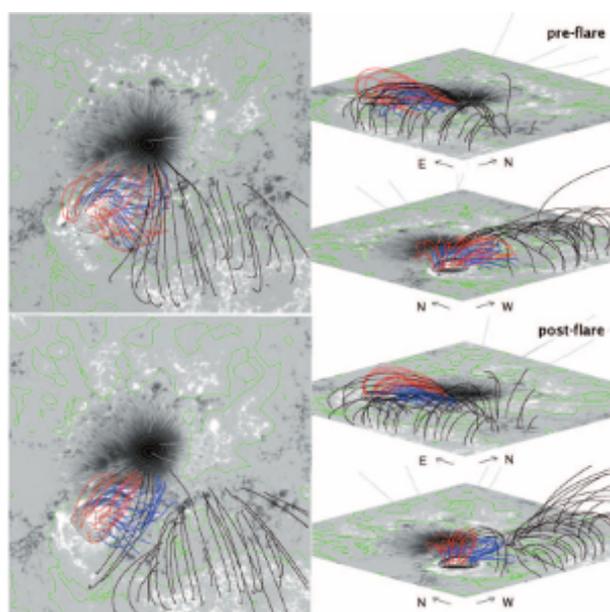


Figura 4.13 - Campo magnético extrapolado antes (acima) e após (abaixo) a explosão sobreposto ao magnetograma da componente da linha de visada. A linha verde é a linha de inversão de polaridades, as azuis, vermelhas e pretas são sistemas com diferentes conectividades.

Fonte: (GUO et al., 2008)

5 METODOLOGIA

A metodologia proposta neste trabalho propõe integrar um método de extrapolação de campos livres de forças ao método de transferência radiativa para emissão girossincrotrônica desenvolvido pelo grupo. Além disso, a metodologia propõe utilizar dados de diferentes instrumentos em diferentes comprimentos de onda de forma complementar, cruzando as informações para melhor definir os parâmetros de estudo.

A partir deste ponto, os conjuntos de dados e as análises e resultados referentes a eles serão referenciados como instantes 1, instante da explosão e instante 2. Os instantes 1 e 2 correspondem aos horários dos magnetogramas, 01:39:01 UT e 03:15:01 UT, respectivamente. O instante da explosão é quando da ocorrência do máximo da emissão; em rádio e raios-X o esse horário ocorreu às 02:33 UT.

Nos instantes 1 e 2, as etapas de trabalho foram:

- a) Extrapolação das linhas de campo
- b) Comparação com as observações no ultravioleta extremo
- c) Repetição de a) e b) até definir o melhor α
- d) Definição das linhas de campo que compõe a região emissora
- e) Obtenção dos parâmetros da região emissora
- f) Cálculo dos coeficientes de emissão e auto-absorção girossincrotrônicos
- g) Transferência radiativa

O código de extrapolação das linhas de campo foi feita em IDL por Joaquim E. R. Costa, baseado na solução por transformada de Fourier de Nakagawa e Raadu (1972) (ver seção 2.2), que calcula as três componentes do campo em magnitude, direção e sentido. O ponto de partida é a leitura do magnetograma e a seleção de uma área quadrada com 2^n pixels de lado, onde n é um inteiro positivo. Essa área na fotosfera determina um cubo de 2^n pixels de aresta, cada voxel desse cubo com a dimensão correspondente à escala de placa do instrumento. No caso do MDI, cada voxel tem $1,386 \times 10^8$ cm de aresta.

O parâmetro α ($|\alpha| \leq 1$), ou a torção das linhas de campo, é um valor de entrada nesta etapa do programa. A extrapolação de cada componente B_x , B_y e B_z do campo é realizada a partir da fotosfera (que corresponde a $z = 0$) segundo as equações 2.20. Essas soluções são válidas e satisfazem à condição do solenóide (equação 2.2) quando a área da seleção possui um campo total nulo (ou muito próximo de zero). Se esta condição não é satisfeita, pode ser feita uma subtração pelo valor médio daquela seleção, pelo plano médio, ou nenhuma operação de subtração, mantendo o fluxo não nulo.

A extrapolação do campo envolve o cálculo dos coeficientes de Fourier em cada uma das componentes. O tempo de cálculo é aquele característico das transformadas rápidas de Fourier. A construção das linhas de campo é feita em outra etapa do programa. Dadas as três componentes do campo e um ponto inicial, as coordenadas (x, y, z) que determinam uma linha de campo magnético são determinadas avançando-se ao longo do elemento de arco dS (equação 2.21). Uma opção interessante nesta etapa é trabalhar somente com as linhas de campo que se fecham dentro do área da seleção no magnetograma. Todos os resultados (campos extrapolados, linhas de campo), são salvos em arquivo para serem transportados para o código de transferência radiativa.

Os magnetogramas apresentaram saturação na mancha de polaridade sul nos dois instantes. Uma correção foi realizada aplicando-se uma gaussiana centrada no pixel de maior anticorrelação e até a borda da saturação. Os campos extrapolados sobre esse magnetograma, no entanto, não apresentaram nenhuma diferença significativa em relação à morfologia das linhas, como ilustra a figura 5.1.

Um passo adicional foi incluído conforme o desenvolvimento da metodologia: o preenchimento dos pixels entre linhas de campo para eliminar a descontinuidade do campo entre duas linhas vizinhas. Embora todo o método de extrapolação admita um campo discretizado, em pixels, é interessante preenchê-los uniformemente, pois o campo real que preenche a região emissora é contínuo no espaço. Dessa maneira, foi aplicada uma convolução do tipo *boxcar*, um decaimento gaussiano a partir do pixel de maior anticorrelação passando por todos os pixels saturados.

O código *gyrosync* (SIMÕES, 2005; SIMÕES, 2009) calcula os coeficientes de emissão e auto-absorção girossincrotrônicos conforme as soluções numéricas de Ramaty (RAMATY, 1969). Ele trabalha com um único voxel de dimensões (profundidade e ta-

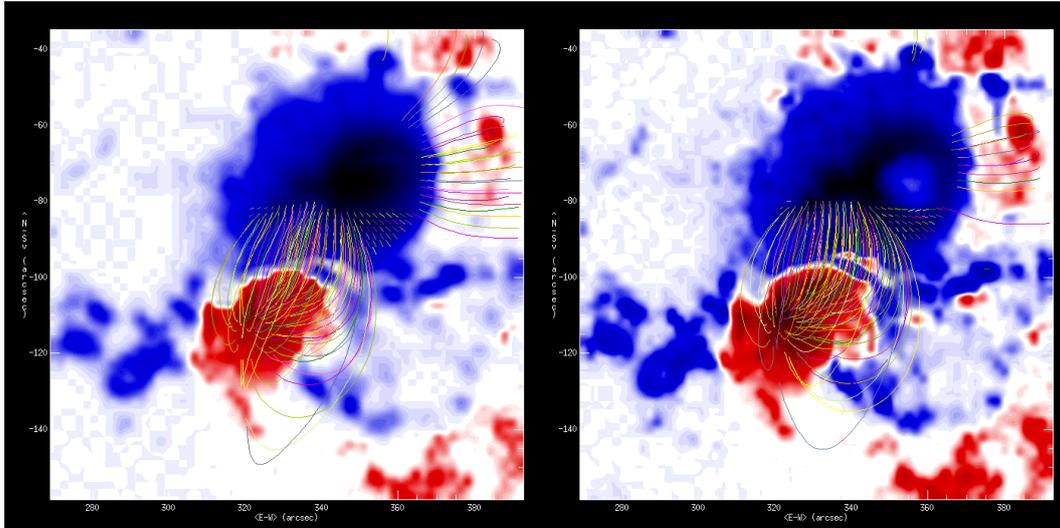


Figura 5.1 - Extrapolação de campo potencial ($\alpha = 0$) usando como condição inicial o magnetograma sem saturação (à esquerda) e com saturação (à direita). Somente campos acima de 900 G são mostrados.

manho angular) ajustáveis, e com os outros parâmetros de entrada, como o campo magnético e o ângulo entre este campo e a linha de visada, como escalares (uma única entrada). Para trabalhar com este código associado a um cubo de campos e de ângulos (matrizes) de maneira eficiente foi necessário desenvolver um algoritmo para a “desmontagem” dos cubos de dados. Outra opção seria preparar o código *gyrosync* para trabalhar com matrizes ao invés de escalares.

A desmontagem da matriz tridimensional consistiu em transformá-la em um vetor linha, guardando a informação de quais posições desse vetor compõe cada plano do cubo de dados. As operações desejadas são realizadas sequencialmente e ao final o vetor é transformando novamente em uma matriz. Esse procedimento, realizado na rotina *tansf_2d_sol*, está ilustrado na figura 5.2.

As operações realizadas sobre o vetor linha são:

- a) Cálculo dos coeficientes de emissão e auto-absorção
- b) Cálculo das opacidades ópticas
- c) Cálculo da transferência radiativa

Para garantir que a desmontagem e remontagem da matriz foi feita de forma correta

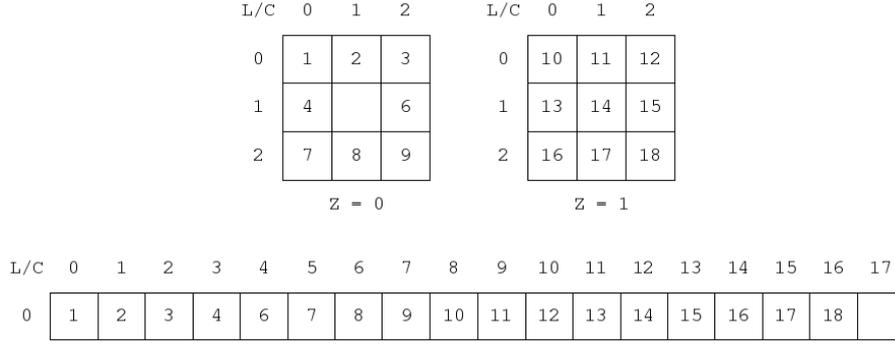


Figura 5.2 - Princípio do processo de desmontagem: a matriz com 3 linhas ($L=0,1,2$), 3 colunas ($C=0,1,2$) e 2 planos ($Z=0,1$) é transformada num vetor linha ($C=0,\dots,14$). Todas as posições nulas são ignoradas.

foram realizados testes sobre um cubo de dados de 64 linhas, 64 colunas e 20 planos com posições preenchidas de maneira a formar uma figura como uma letra “C”. Essa figura é variante sobre rotação, ou seja, caso algum procedimento incorreto durante a desmontagem ou remontagem fosse realizado, seria visualizado na saída. Um segundo teste foi realizado para verificar o procedimento da transferência radiativa: para dado conjunto de parâmetros, o *transf_2d_sol* deve obter o mesmo resultado que o *gyrosync*, quando são comparados tamanhos de fontes emissoras equivalentes. Na tabela 5.1 os parâmetros utilizados estão especificados, e na figura 5.3 os resultados dos testes são apresentados. No caso das figuras produzidas pelo *gyrosync*, elas na realidade são montadas com o resultado da transferência radiativa do único voxel que é calculado.

Tabela 5.1 - Parâmetros de teste

Parâmetros	<i>gyrosync</i>	<i>transf_2d_sol</i>
δ	2.75	2.75
Energia	10 keV a 1 MeV	10 keV a 1 MeV
B (G)	1000	1000
θ ($^\circ$)	45	45
N_{el} (cm^{-3})	1×10^7	1×10^7
ν (Hz)	17/34	17/34
L_{Source} (cm)	$2,772 \times 10^9 / 1,386 \times 10^8$	$1,386 \times 10^8 / 1,386 \times 10^8$

O produto final da transferência radiativa é um vetor com duas imagens, correspondentes às densidades de fluxos (em SFU) nos modos ordinário e extraordinário, cada

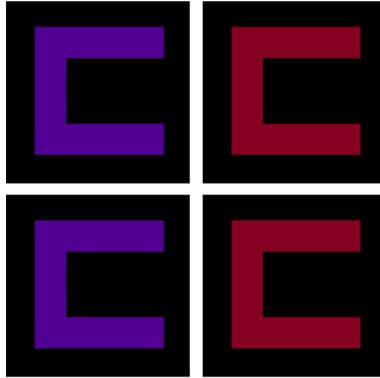


Figura 5.3 - Linha superior: resultados dos testes no código *gyrosync* com os parâmetros da tabela 5.1. Linha inferior: resultados dos testes no código *transfer_2d_sol*. Colunas: à esquerda (direita) emissão em 17 GHz (34 GHz).

uma delas com 2^n pixels de lado.

O tratamento das imagens do NoRH, TRACE, RHESSI e MDI foi feito com o SSW. Como existem diferenças de apontamento entre esses instrumentos, foi realizado um ajuste manual para que as imagens tivessem a melhor correspondência espacial. Esses ajustes são discutidos no próximo capítulo, enquanto as imagens são apresentadas.

6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

6.1 RESULTADOS DAS EXTRAPOLAÇÕES

A escolha da melhor extrapolação magnética (ou seja, qual o melhor valor de α), foi feita, inicialmente, baseada na identificação das estruturas A, B e C das imagens no ultravioleta extremo do TRACE.

As extrapolações realizadas sobre o magnetograma do instante 1 com $\alpha = -0,02$ reproduzem as conectividades dos grandes arcos das estruturas A e B (ver figura 4.6). Na figura 6.1 extrapolações com $\alpha = -0,02$ e $-0,03$ aparecem lado a lado para mostrar as diferentes conectividades possíveis quando este parâmetro é variado. Porém, mesmo para $\alpha = -0,02$ as estruturas não atingem as dimensões angulares desejadas. No caso de $\alpha = -0,03$, nem mesmo as conectividades se assemelham às das estruturas A e B. No magnetograma do instante 2, a extrapolação deve reproduzir a estrutura C do tubo. Novamente, o melhor resultado ocorre para $\alpha = -0,02$. Para outros valores de α o tubo não se forma, ou se forma com conectividades em regiões mais distantes.

O campo magnético com $\alpha = -0,02$ apresenta linhas de campo magnético formando arcos extensos e altos na coroa solar. Como cada pixel equivale a $1,386 \times 10^8$ cm, essa extrapolação forneceu alturas de até $2,8 \times 10^9$ cm. A transferência radiativa aplicada a esse conjunto de linhas não reproduziu a forma de brilho observada em rádio, tampouco o fluxo quando usados os parâmetros físicos estimados para a região emissora. Portanto, desta primeira análise de extrapolações de campo pode-se concluir apenas que estruturas de larga escala foram reproduzidas com α da ordem de 10^{-2} . Isso significa que nessas estruturas o campo está mais próximo do regime potencial ($\alpha = 0$). Esse é um resultado similar ao encontrado por Jing et al. (2008b) (ver seção 4.2).

Em todas estas extrapolações surgiu uma estrutura comum entre as duas polaridades, uma região com alta densidade de linhas de campo. Na figura 6.2 estão sobrepostas imagens do EIT e do RHESSI aos magnetogramas, identificando que esta região entre as duas manchas é a origem do evento. Outros autores identificaram a região entre as manchas, ou a região da polaridade norte como aquela mais provável do cenário da reconexão magnética (ver seção 4.2). Baseado nessas observações foram realizadas novas extrapolações numa área menor, contendo apenas as manchas.

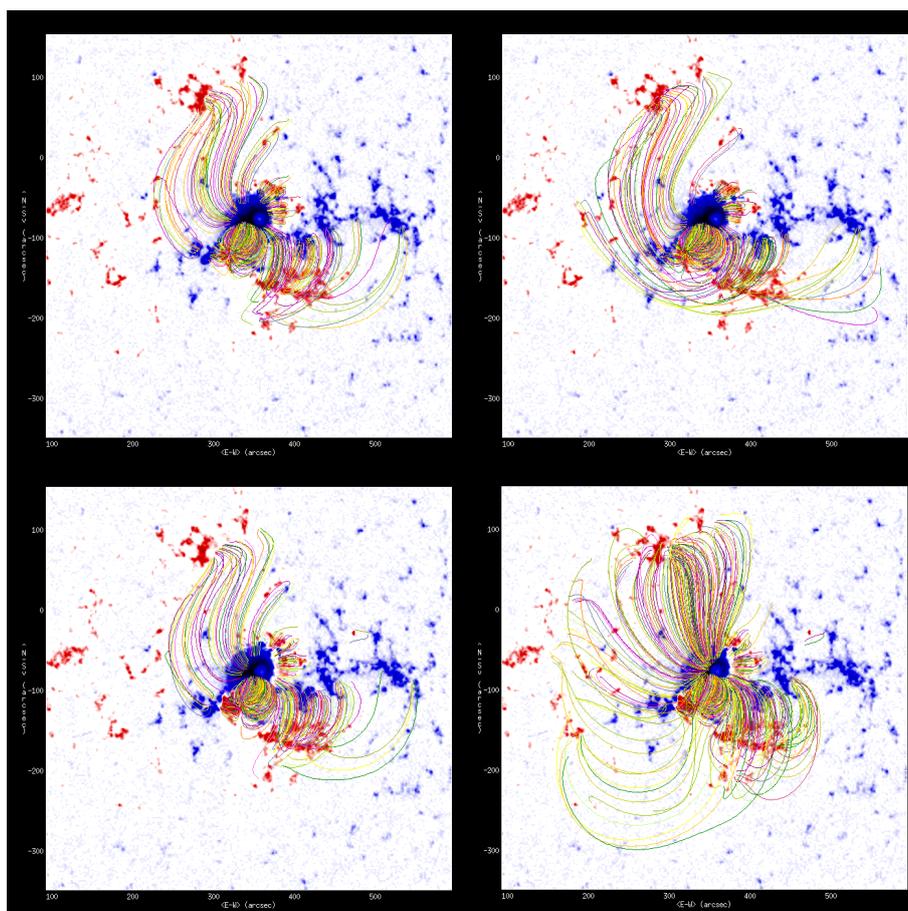


Figura 6.1 - Acima: extrapolações com $\alpha = -0,02$ (esquerda) e $\alpha = -0,03$ (direita), para o instante 1. Abaixo: extrapolações com $\alpha = -0,02$ (esquerda) e $\alpha = -0,01$ (direita), para o instante 2. Somente linhas acima de 600 G são mostradas.

Nessas extrapolações, mantendo a ordem de grandeza de α ainda não foi possível obter bons mapas de brilho. Pensando no produto final do método, as próprias observações em rádio também foram consideradas para definir qual a melhor extrapolação. Pensando no modelo do arco magnético com dois ‘pés’, um de cada lado da linha de inversão de polaridades, o melhor valor obtido foi $\alpha = -0,1$, o que indica uma região de campos magnéticos altamente retorcidos. Na figura 6.3 estão lado a lado uma extrapolação de campo potencial e a melhor não potencial. Nesta comparação as diferenças morfológicas são mais evidentes, pois o conjunto das linhas formam arcos magnéticos com direções diferentes mas conectividades nas mesmas regiões. As linhas fechadas têm dimensões características de arcos coronais que participam da emissão em explosões. A altura máxima e o volume dos voxels preenchidos por linhas de campo que se fecham na região da seleção estão na tabela 6.1.

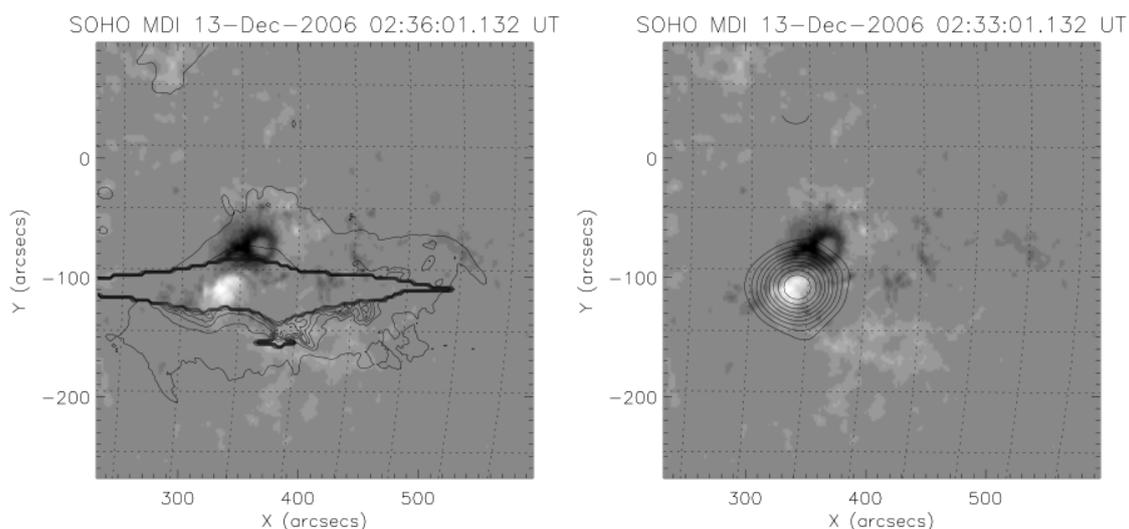


Figura 6.2 - Esquerda: magnetograma rotacionado para o horário da imagem em EUV com contornos do EIT. Direita: o mesmo, mas para o horário da imagem em raios-X duros com contornos do RHESSI.

Tabela 6.1 - Dimensões das regiões extrapoladas

Magnetograma do instante 1		
Método de subtração	Volume (pixels/cm ⁻³)	Altura máxima (pixels/cm ⁻³)
Média	926/ 2,47x10 ²⁷	11/ 1,52x10 ⁹
Plano médio	1211/ 3,22x10 ²⁷	15/ 2,08x10 ⁹
Sem subtração	827/ 2,20x10 ²⁷	8/ 1,11x10 ⁹
Magnetograma do instante 2		
Método de subtração	Volume (pixels/cm ⁻³)	Altura máxima (pixels/cm ⁻³)
Média	804/ 2,14x10 ²⁷	9/ 1,25x10 ⁹
Plano médio	1148/ 3,06x10 ²⁷	24/ 3,33x10 ⁹
Sem subtração	1061/ 2,82x10 ²⁷	9/ 1,25x10 ⁹

6.2 RESULTADOS DA TRANSFERÊNCIA RADIATIVA

A transferência radiativa foi aplicada aos cubos de dados gerados pelas extrapolações com $\alpha = -0,1$ considerando-se dois conjuntos de parâmetros. O primeiro tem $\delta = 2,0$, resultado obtido da análise espectral em microondas, e o segundo tem $\delta = 3,0$. Esse segundo conjunto de parâmetros foi assim definido para verificar como o método se comporta com essas variações de parâmetros.

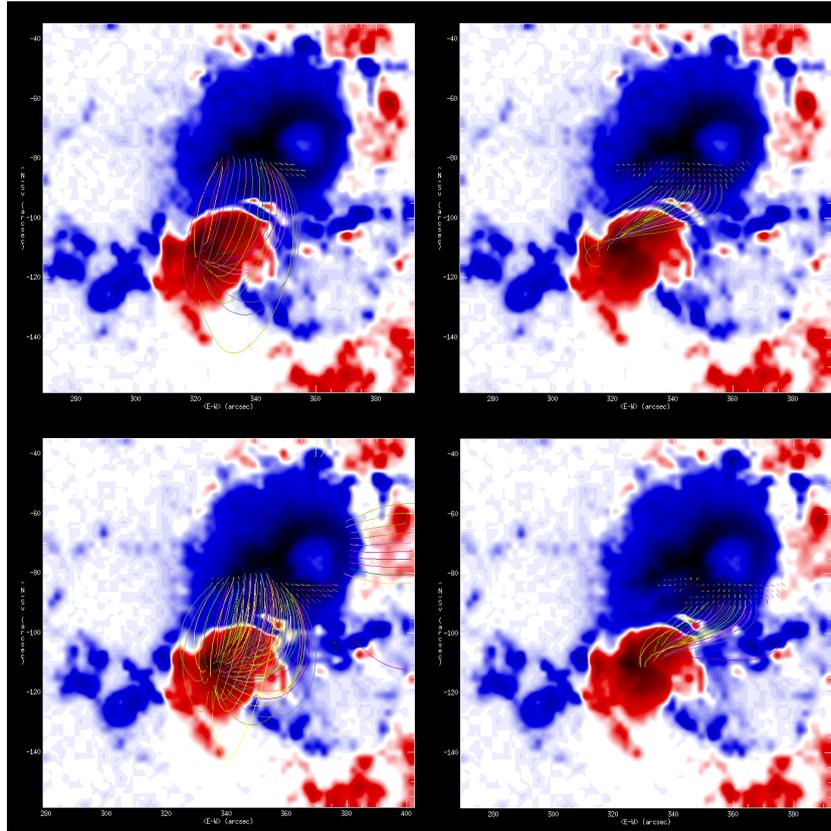


Figura 6.3 - Extrapolações de campo magnético com $\alpha = 0$, (esquerda) e $\alpha = -0,1$ (direita), no instante 1 (acima) e no instante 2 (abaixo). Somente linhas acima de 1000 G são mostradas.

Os mapas de brilho produzidos são apresentados na figura 6.4. Os melhores resultados obtidos foram aqueles com a extrapolação realizada sobre o magnetograma que sofreu a subtração pelo valor médio. Os principais resultados obtidos foram:

- a) Para $\delta = 2,0$, o melhor ajuste ocorreu para a densidade numérica de elétrons de $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$.
- b) Para $\delta = 3,0$, o melhor ajuste ocorreu para a densidade numérica de elétrons de $7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$.
- c) No instante 1, os três métodos de subtração reproduzem o resultado de fluxo em 17 e 34 GHz consistentemente entre si, para os dois valores de δ .
- d) Já no instante 2, as extrapolações sem nenhuma subtração resultam em fluxo sempre superior aos demais métodos; porém, com a densidade dimi-

nuída suficientemente o resultado é recuperado.

- e) Em 17 GHz as figuras de brilho reproduziram a morfologia da região emissora (reproduzem uma única fonte).
- f) Em 34 GHz nenhuma extrapolação testada, com ou sem correção para a saturação, reproduziu a emissão com duas fontes.

Em relação a este último resultado, esperava-se que a correção da saturação permitisse reproduzir os dois “pés” da emissão em 34 GHz, pois esperava-se que o campo extrapolado pudesse se conectar na região corrigida, deixando de formar a estrutura de linhas espalhadas vistas na 6.3.

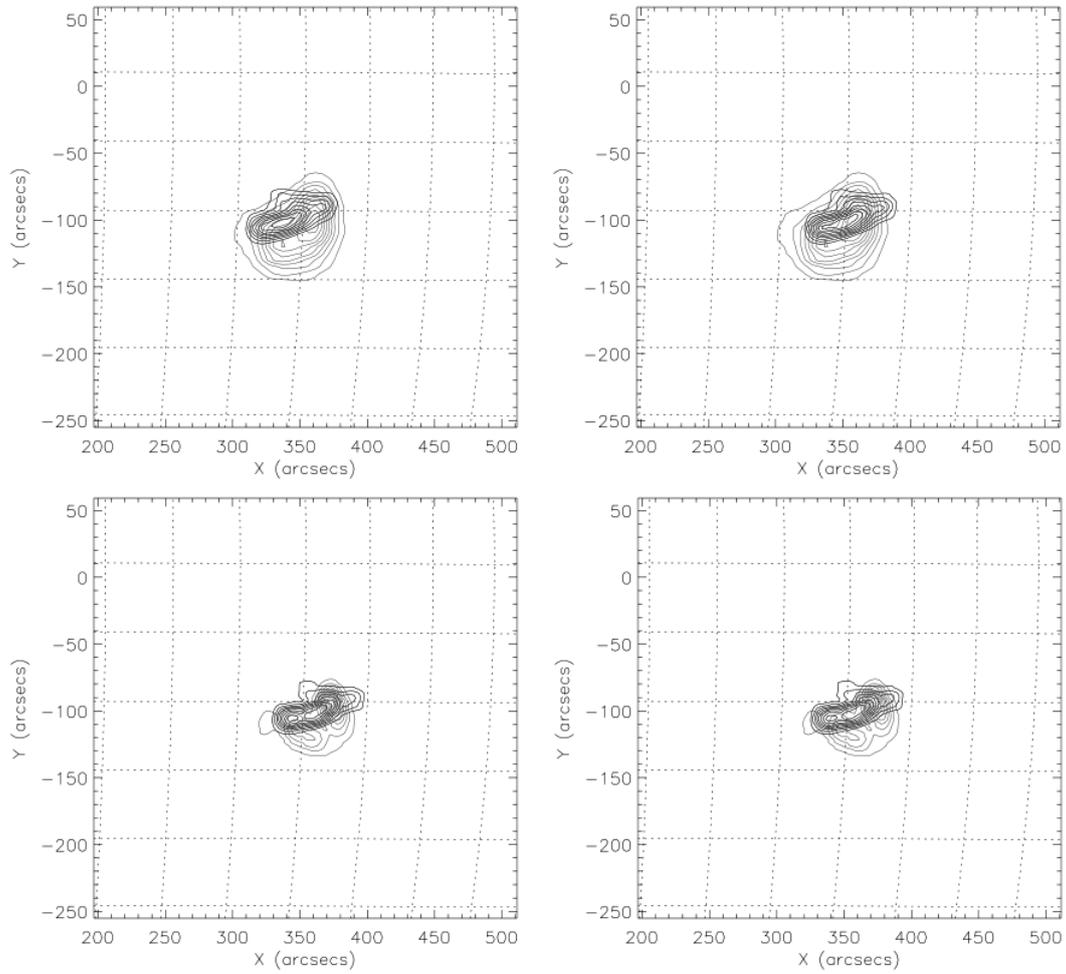


Figura 6.4 - Mapas de brilho obtidos (contornos mais escuros) sobre as observações do NoRH às 02:33 UT (contornos mais claros), contornos em intervalos de 10% do máximo de emissão. Os mapas da esquerda (direita) são para $\delta = 3,0$ (2,0).

7 CONCLUSÕES

O objetivo deste trabalho foi realizar a transferência radiativa de uma região emissora com campo magnético tridimensional e não homogêneo nas condições de uma explosão solar. Este campo foi extrapolado considerando a teoria do campo livre de forças linear sobre dois magnetogramas da região ativa.

Os resultados das extrapolações mostraram que existe uma região com campo magnético altamente retorcido, onde possivelmente ocorre a reconexão magnética. [Jing et al. \(2008a\)](#) identificam em imagens na banda G do SOT/*Hinode* duas regiões de brilho acima e abaixo da linha de inversão de polaridade (figura 7.1). Essas regiões foram identificadas como aquelas em que ocorrem os campos mais intensos. É consenso que a emissão na banda G identifica regiões de elétrons não térmicos, Ou seja, essas duas regiões identificam a região dos pés do arco magnético no modelo padrão de explosão. A localização dessas regiões é coincidente com os pés dos arcos extrapolados. As extrapolações não lineares de [Schrijver et al. \(2008\)](#) também obtiveram uma estrutura magnética compacta com alta torção magnética e conectividades similares (figura 4.12). A vantagem da extrapolação não linear é que ela permitiu identificar correntes elétricas localizadas na região da reconexão.

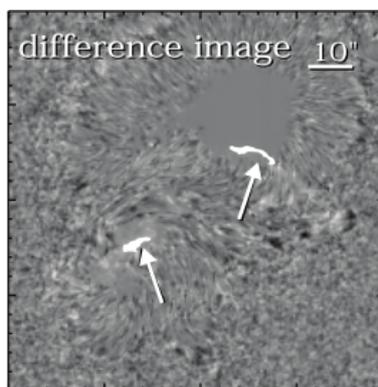


Figura 7.1 - Imagens de diferença identificando as regiões de
Fonte: ([JING et al., 2008a](#))

Durante as primeiras tentativas de realizar a transferência radiativa ficou claro a dificuldade de definir quais linhas de campo magnético contribuem para a emissão. Além de definir o melhor α também é preciso definir quais das linhas participam

efetivamente do processo de emissão. Aqui, novamente a emissão rádio é importante, pois um limite mínimo de intensidade magnética pode ser definido observando-se a frequência de giroressonância. No caso da emissão girossincrotrônica os primeiros harmônicos não contribuem, sendo possível definir um limite inferior de intensidades magnéticas.

A definição da região emissora também influencia no tempo computacional gasto. Em um computador com processador *Dual Core* o tempo de cálculo para cerca de 800 voxels variou de 40 s a 2 minutos conforme o regime óptico. Portanto, regiões com muitos voxels tornam-se muito dispendiosas.

A transferência radiativa apresentou-se sensível à variação do índice espectral dos elétrons e da sua densidade numérica. Assim, foi difícil conseguir um conjunto de parâmetros que ajustasse simultaneamente os dois fluxos como observado no NoRP.

Como conclusão final, a metodologia de extrapolação de campos livres de força com a transferência radiativa em rádio mostrou-se uma técnica de sucesso na análise desta explosão solar. E torna-se uma proposta interessante para o estudo das explosões solares num contexto mais geral, pois é mais um vínculo entre a emissão e o campo magnético além daquele relativo ao espectro em rádio.

Nesse sentido, perspectivas de trabalho incluem integrar as duas metodologias num único ambiente computacional, progredir na vetorização da transferência radiativa, estudar meios de definir as linhas de campo que participam da explosão e desenvolver códigos de extrapolação do campo livre de forças não linear.

8 APÊNDICE A - IMAGENS DO RHESSI

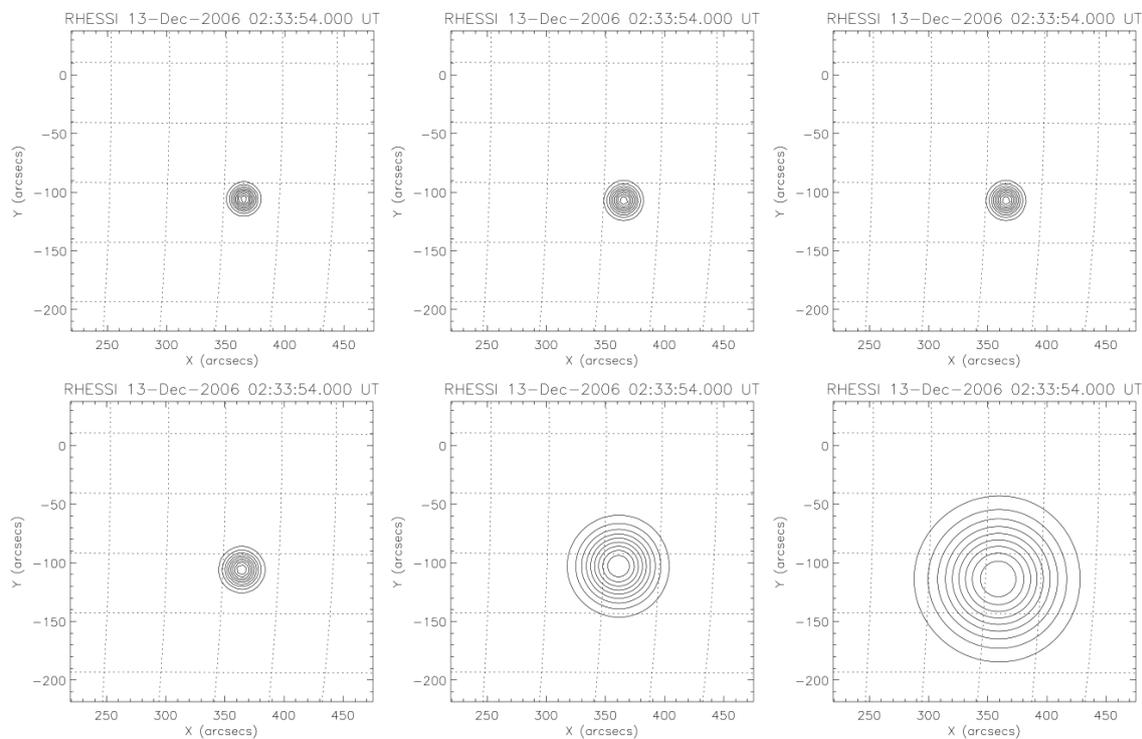


Figura 8.1 - Imagens produzidas com o *Forward Fit*, nos canais indicados na tabela 4.3. Os contornos representam intervalos de 10% do máximo de emissão.

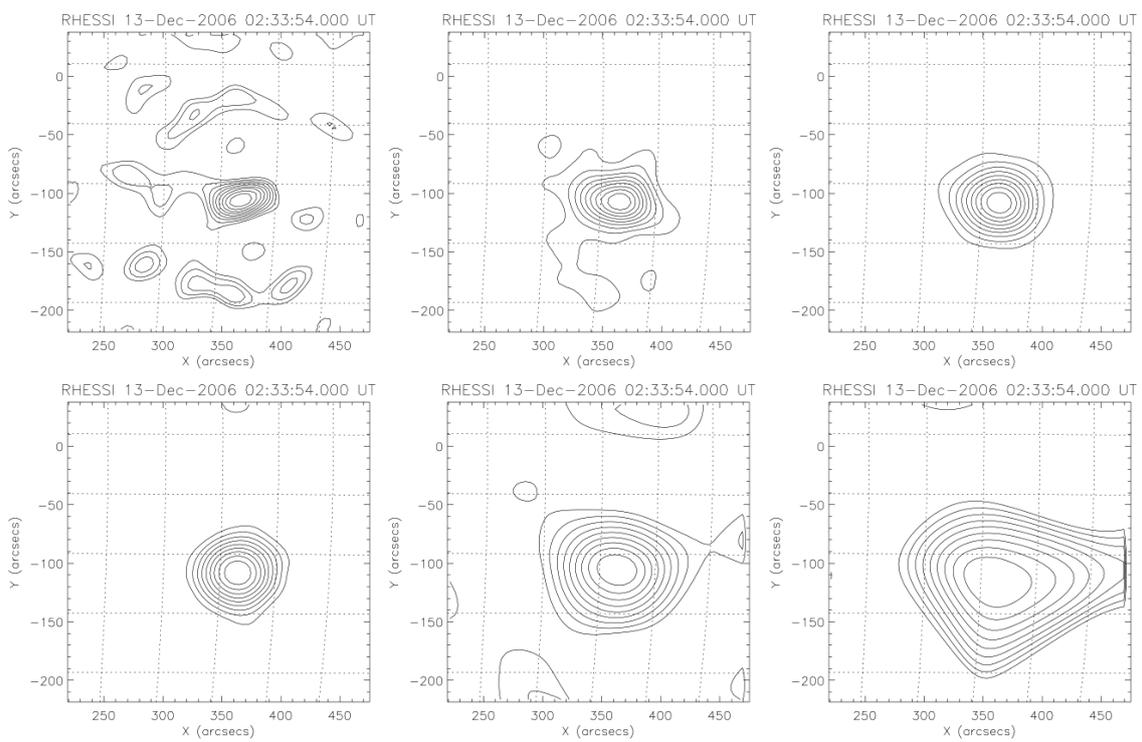


Figura 8.2 - Imagens produzidas com o *Clean*, nos canais indicados na tabela 4.3. Os contornos representam intervalos de 10% do máximo de emissão.

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. 32, 35
- 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. 7, 8
- 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. 8
- ASCHWANDEN, M. **Physics of the solar corona**. Chichester: Praxis Publishing Ltd, 2005. 1, 6
- ASCHWANDEN, M. J.; BROWN, J. C.; KONTAR, E. P. Chromospheric height and density measurements in a solar flare observed with RHESSI II. Data analysis. **Solar Physics**, v. 210, p. 383–405, 2002. 16
- BABCOCK, H. W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle. **The Astrophysical Journal**, v. 133, p. 572–589, 1961. 3
- 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. 18, 21
- BENZ, A. O. Flare observations. **Living Reviews in Solar Physics**, v. 5, p. 1–64, 2008. 5, 15, 16
- BROWN, J. C. The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectra of hard X-ray bursts. **Solar Physics**, v. 18, n. 2, p. 489–502, 1971. 20
- CARMICHAEL, H. A process for flares. In: HESS, W. N. (Ed.). **Proc. of the AAS/NASA Symposium on Physics of Solar Flares**. Washinton-DC: American Astronomical Society-NASA, 1964. v. 50, p. 451. 5

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. 4

CHANDRASEKHAR, S. On force-free magnetic fields. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 42, n. 1, p. 1–5, 1956. 11

_____. **Hydrodynamic and hydromagnetic stability**. Clarendon: Oxford University Press, 1961. 11

CHANDRASEKHAR, S.; KENDALL, P. C. On force-free magnetic fields. **The Astrophysical Journal**, v. 126, p. 457–460, 1957. 11

DÉMOULIN, P.; HÉNOUX, J. C.; MANDRINI, C. Development of a topological model for solar flares. **Solar Physics**, v. 139, n. 1, p. 105–123, 1991. 1

DENNIS, B. R.; PERNAK, R. L. Hard X-ray flare source sizes measured with the Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager. **The Astrophysical Journal**, v. 698, n. 2, p. 2131–2143, 2009. 31

DULK, G. A. Radio emission from the Sun and stars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 23, n. 1, p. 169–224, 1985. 18, 29

GARY, D. E.; HURFORD, G. J. Solar radio burst spectral observations, particle acceleration, and wave-particle interactions. In: JR. J. H., B. J. L. M. R. L. W. (Ed.). **Proceedings of Yosemite conference on outstanding problems in solar system plasma physics: theory and instrumentation**. Washington, DC: American Geophysical Union, 1989. p. 237–246. 1

GRAD, H.; RUBIN, H. Hydromagnetic equilibria and force free fields. In: **Proc. 2nd Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy**. Geneva, Suíça: United Nations, 1958. v. 31, p. 190–197. 11

GUO, Y.; DING, M. D.; WIEGELMANN, T.; LI, H. 3D magnetic field configuration of the 2006 December 13 flare extrapolated with the optimization method. **The Astrophysical Journal**, v. 679, n. 2, p. 1629–1635, 2008. 32, 37, 38

HALE, G.; ELLERMAN, F.; NICHOLSON, S. B.; JOY, A. H. The magnetic polarity of Sun-spots. **The Astrophysical Journal**, v. 49, p. 153–178, 1918. 4

HIRAYAMA, T. Theoretical model of flares and prominences. I: Evaporating flare model. **Solar Physics**, v. 34, p. 323–338, 1974. 5

ISOBE, H.; KUBO, M.; MINOSHIMA, T.; ICHIMOTO, K.; KATSUKAWA, Y.; TARBELL, T. D.; TSUNETA, S.; BERGER, T. E.; LITES, B.; NAGATA, S.; SHIMIZU, T.; SHINE, R. A.; SUEMATSU, Y.; TITLE, A. M. Flare ribbons observed with G-band and FeI 6302 Å filters of the Solar Optical Telescope on board Hinode. **Publications of Astronomical Society of Japan**, v. 59, n. SP3, p. S807–S813, 2007. 32

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. 32, 51

JING, J.; WIEGELMANN, T.; SUEMATSU, Y.; KUBO, M.; WANG, H. Changes of magnetic structure in three dimensions associated with the X3.4 flare of 2006 December 13. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 676, n. 2, p. L81–L84, 2008. 32, 37, 45

KAUFMANN, P.; TROTTET G.; GIMÉNEZ DE CASTRO, C. G.; RAULIN, J.-P.; KRUCKER, S.; SHIH, A. Y.; LEVATO, H. Sub-terahertz, microwaves and high energy emissions during the 6 December 2006 flare, at 18:40 UT. **Solar Physics**, v. 255, n. 1, p. 131–142, 2009. 22

KOPP, R. A.; PNEUMAN, G. W. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon. **Solar Physics**, v. 50, p. 85–98, 1976. 5

KUBO, M.; YOKOYAMA, T.; KATSUKAWA, Y.; LITES, B.; TSUNETA, S.; SUEMATSU, Y.; ICHIMOTO, K.; SHIMIZU, T.; NAGATA, S.; TARBELL, T. D.; SHINE, R. A.; TITLE, A. M.; ELMORE, D. Hinode observations of a vector magnetic field change associated with a flare on 2006 December 13. **Publications of Astronomical Society of Japan**, v. 59, n. SP3, p. S779–S784, 2007. 32, 34, 35

KUNDU, M. R.; NINDOS, A.; WHITE, S. M.; GRECHNEV, V. V. A multiwavelength study of three solar flares. **The Astrophysical Journal**, v. 557, n. 2, p. 880–890, 2001. 20

LI, Y. X.; JING, J.; TAN, C. Y.; WANG, H. M. The change of magnetic inclination angle associated with the X3.4 flare on December 13, 2006. **Science in China Series G**, v. 52, n. 11, p. 1702–1706, 2009. 32

LIN, R. P.; HUDSON, H. S. 10-100 KeV electron acceleration and emission from solar flares. **Solar Physics**, v. 17, n. 2, p. 412–435, 1971. 20

LIU, Y.; LUHMANN, J. G.; MÜLLER-MELLIN, R.; SCHROEDER, P. C.; WANG, L.; LIN, R. P.; BALE, S. D.; LI, Y.; NA, M. H. A.; 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. 32, 34, 36

LÜST, R.; SCHLÜTER, A. Kraftfreie magnetfelder. Mit 4 textabbildungen. **Zeitschrift für Astrophysik**, v. 34, p. 263–282, 1954. 9, 11

MIN, S.; CHAE, J. The rotating sunspot in AR 10930. **Solar Physics**, v. 258, n. 2, p. 203–217, 2009. 32, 34, 36

MINOSHIMA, T.; IMADA, S.; MORIMOTO, T.; KAWATE, T.; KOSHIISHI, H.; KUBO, M.; INOUE, S.; ISOBE, H.; MASUDA, S.; KRUCKER, S.; YOKOYAMA, T. Multiwavelength observation of electron acceleration in the 2006 December 13 flare. **The Astrophysical Journal**, v. 697, n. 1, p. 843–849, 2009. 32

MOON, Y.; KIM, Y. H.; PARK, Y. D.; ICHIMOTO, K.; SAKURAI, T.; CHAE, J.; CHO, K. S.; BONG, S.; SUEMATSU, Y.; TSUNETTA, S.; KATSUKAWA, Y.; SHIMOJO, M.; SHIMIZU, T.; SHINE, R. A.; TARBELL, T. D.; TITLE, A. M.; LITES, B.; KUBO, M.; NAGATA, S.; YOKOYAMA, T. Hinode SP vector magnetogram of AR 10930 and its cross-comparison with MDI. **Publications of Astronomical Society of Japan**, v. 59, n. SP3, p. S625–S630, 2007. 32

NAKAGAWA, Y.; RAADU, M. A. On practical representation of magnetic field. **Solar Physics**, v. 25, n. 1, p. 127–135, 1972. 11, 39

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. 26

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. 26

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. 32

NOBEYAMA RADIO OBSERVATORY / NAOJ. **Nobeyama Radio Heliograph (NoRH) Analysis Manual ver. 3.0**. Nagano, 2007. 38 p. 26

_____. **Nobeyama Radio Polarimeters (NoRP) Analysis Manual ver. 2.0**. Nagano, nov 2007. 9 p. 26

RAMATY, R. Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma. **The Astrophysical Journal**, v. 158, p. 753–769, 1969. 40

RHESSI DATA AND SOFTWARE CENTER. **RHESSI image reconstruction software - Summary of image algorithms**. 2009. Disponível em: <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/rhessidatacenter/imaging/alg_summary.html>. Acesso em: 15 de Dezembro de 2009. 30

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. 10

_____. Computational modeling of magnetic fields in solar active regions. **Space Science Reviews**, v. 51, p. 11–48, 1989. 10

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. 24

SCHRIJVER, C. J.; ROSA, M. L. D.; METCALF, T.; BARNES, G.; LITES, B.; TARBELL, T.; MCTIERNAN, J.; VALORI, G.; WIEGELMANN, T.; WHEATLAND, M. S.; AMARI, T.; AULANIER, G.; DÉMOULIN, P.; 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. 32, 35, 37, 51

SILVA, A. V. R.; WANG, H.; GARY, D. E.; NITTA, N.; ZIRIN, H. Imaging the chromospheric evaporation of the 1994 June 30 solar flare. **The Astrophysical Journal**, v. 481, p. 978–987, 1997. 6

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. 40

SIMÕES, P. J. A. **Efeitos da distribuição espacial de elétrons na emissão em rádio das explosões solares**. 95 p. Dissertação (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2009. 6, 19, 40

SKUMANICH, A.; LITES, B. W. Stokes profile analysis and vector magnetic fields. I - inversion of photospheric lines. **The Astrophysical Journal**, v. 322, p. 473–482, 1987. 24

SOLANKI, S. K. Sunspots: an overview. **The Astronomy and Astrophysics Review**, v. 11, p. 153–286, 2003. 3, 4

SOLAR SOFTWARE. **Solar Soft**. 2009. Disponível em: <<http://www.lmsal.com/solarsoft/>>. Acesso em: 15 de Dezembro de 2009. 23

STAHLI, M.; GARY, D. E.; HURFORD, G. J. High-resolution microwave spectra of solar bursts. **Solar Physics**, v. 120, p. 351–368, 1989. 28

STANFORD-LOCKHEED INSTITUTE FOR SPACE RESEARCH. 2009. Disponível em: <<http://soi.stanford.edu/>>. Acesso em: 02 de Maio de 2009. 25

STIX, M. **The Sun - An introduction**. Berlin: Springer, 2002. 9

STURROCK, P. A. Model of the high-energy phase of solar flares. **Nature**, v. 211, p. 695–697, 1966. 5

SU, Y.; GOLUB, L.; BALLEGOOIJEN, A. van; DELUCA, E. E.; REEVES, K. K.; SAKAO, T.; KANO, R.; NARUKAGE, N.; SHIBASAKI, K. Evolution of the sheared magnetic fields of two X-class flares observed by Hinode/XRT. **Publications of Astronomical Society of Japan**, v. 59, n. SP3, p. S785–S791, 2007. 32

TORII, C.; TSUKIJI, Y.; KOBAYASHI, S.; YOSHIMI, N.; TANAKA, H.; ENOME, S. Full-automatic radiopolarimeters for solar patrol at microwave

frequencies. In: **Proceedings do Research Institute of Atmospherics, Nagoya University**. Nagoya, Japão: Nagoya University, 1979. v. 26, p. 129–132. 26

TZATZAKIS, V.; NINDOS, A.; ALISSANDRAKIS, C. E. A statistical study of microwave flare morphologies. **Solar Physics**, v. 253, n. 1, p. 79–94, 2008. 19

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. 32

WHEATLAND, M. A better linear force-free field. **The Astrophysical Journal**, v. 518, n. 2, p. 948–953, 1999. 11

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. 11

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. 11

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.