



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-14827-TDI/1267

MODELO DE REGIÕES ATIVAS EM RÁDIO FREQUÊNCIAS

Caius Lucius Selhorst

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pela Dr^a.
Adriana Válio Roque da Silva, aprovada em 27 de junho de 2007.

INPE
São José dos Campos
2007

Publicado por:

esta página é responsabilidade do SID

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE)

Gabinete do Diretor – (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 – CEP 12.245-970

São José dos Campos – SP – Brasil

Tel.: (012) 3945-6911

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

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

Publicação Externa – É permitida sua reprodução para interessados.



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-14827-TDI/1267

MODELO DE REGIÕES ATIVAS EM RÁDIO FREQUÊNCIAS

Caius Lucius Selhorst

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pela Dr^a.
Adriana Válio Roque da Silva, aprovada em 27 de junho de 2007.

INPE
São José dos Campos
2007

523.03

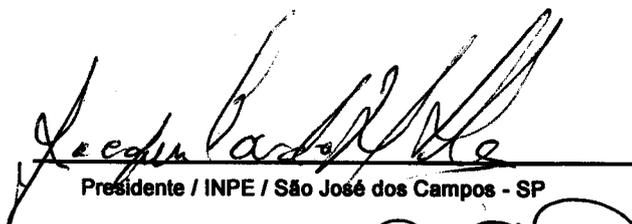
Selhorst, C. L.

Modelo de regiões ativas em rádio frequências / Caius
Lucius Selhorst. - São José dos Campos: INPE, 2007.
101 p. ; (INPE-14827-TDI/1267)

1. Atmosfera solar. 2. Atividade solar.
3. Rádio emissão do sol. 4. Transferência radiativa.
5. Configurações de campo magnético. I. Título.

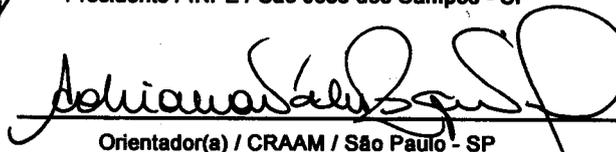
Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Doutor(a) em
Astrofísica

Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa



Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dra. Adriana Valio Roque Silva



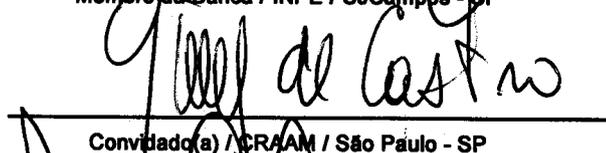
Orientador(a) / CRAAM / São Paulo - SP

Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza



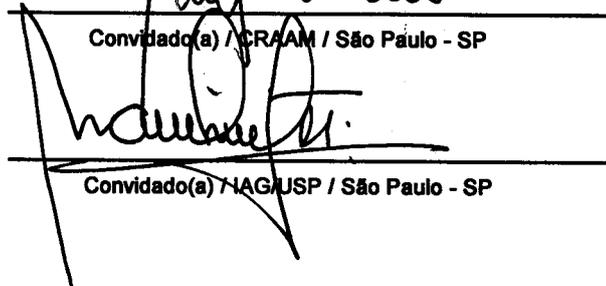
Membro da Banca / INPE / SJCampus - SP

Dr. Carlos Guillermo Giménez de Castro



Convidado(a) / CRAAM / São Paulo - SP

Dr. Nelson Vani Leister



Convidado(a) / IAG/USP / São Paulo - SP

Aluno (a): Caius Lucius Selhorst

São José dos Campos, 27 de Junho de 2007

“A mente que se abre a uma nova idéia jamais voltará ao seu tamanho original.”

Albert Einstein (1879-1955)

À minha família,
com carinho.

AGRADECIMENTOS

À Dra. Adriana Válio Roque da Silva pela orientação científica ao longo de todos estes anos, os quais proporcionaram meu crescimento pessoal e profissional.

Aos membros da banca examinadora, Dr. Joaquim E. R. Costa, Dr. Carlos Alexandre Wuensche, Dr. Carlos Guillermo Guiménez de Castro e Dr. Nelson Leister pela análise e pelas sugestões apresentadas ao trabalho.

À Divisão de Astrofísica do INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais) e ao CRAAM (Centro de Rádio Astronomia e Astrofísica Mackenzie) pelos recursos para a realização deste projeto. Agradeço também à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pelo suporte financeiro.

Ao “Nobeyama Radioheliograph” (NoRH) pela disponibilidade dos dados utilizados neste trabalho e pelo suporte financeiro e técnico durante minha estada no observatório.

Aos amigos que estiveram ao meu lado durante todo este tempo.

E, em especial, à minha família que me apoiou durante todos os momentos da minha vida.

RESUMO

Este trabalho tem como objetivo modelar em 3 dimensões a atmosfera solar acima de regiões ativas a fim de reproduzir a emissão destas em rádio frequências. O modelo calcula as equações de transferência radiativa para os mecanismos de emissão bremsstrahlung e giro-ressonância térmicos. Por não existirem medidas das intensidades dos campos magnéticos na atmosfera solar, foram feitas extrapolações potenciais a partir de magnetogramas fotosféricos obtidos pelo MDI. A partir da extrapolação de campo magnético, propomos que linhas de campo magnético que possuam pés com intensidades maiores que um $|\mathbf{B}|_{\min}$ tenham tubos de fluxo ao seu redor com temperaturas e densidades maiores que os valores da atmosfera do Sol calmo. O modelo foi testado através da comparação com as medidas observacionais obtidas pelo NoRH em 17 e 34 GHz. Em 34 GHz a emissão observada é proveniente apenas do bremsstrahlung, enquanto em 17 GHz a giro-ressonância também torna-se importante. Regiões ativas com emissão devida apenas ao bremsstrahlung possuem baixo grau de polarização em 17 GHz, enquanto as que possuem também emissão giro-ressonante possuem polarização maior que $\sim 30\%$. A temperatura de brilho de regiões não-polarizadas observadas em 17 e 34 GHz deve-se às alterações nas distribuições de densidade e temperatura na cromosfera e região de transição, mudanças em alturas coronais pouco influem nos valores das temperaturas de brilho destas regiões ativas. Em regiões polarizadas, a emissão giro-ressonante pode se tornar o mecanismo mais importante na emissão em 17 GHz, dependendo da altura de formação do 3º harmônico (~ 2000 G). Os magnetogramas obtidos pelo MDI possuem boa precisão para os campos magnéticos menos intensos, mas não são capazes de medir campos com intensidades acima de $|\mathbf{B}| = 2000$ G na fotosfera. A melhor solução encontrada para isto foi o ajuste de gaussianas às medidas de intensidade do campo magnético multiplicadas por um fator 2 na umbra negativa da região ativa (NOAA 10008). Com as intensidades do campo magnético aumentadas, o 3º harmônico foi gerado na base da coroa solar ($\sim 3500-4000$ km). Para termos máximos de temperatura de brilho maiores que 10^6 K, as densidades na base da coroa devem estar entre 10^9 e 10^{10} partículas cm^{-3} e temperaturas de $3 - 5 \times 10^6$ K. Estes valores de densidades são compatíveis com as medidas observacionais feitas em EUV, enquanto que temperaturas tão altas quanto estas são observadas apenas em raios X moles. Concluimos que o modelo reproduz muito bem as medidas máximas das temperaturas de brilho em 17 e 34 GHz e é também capaz de reproduzir a morfologia destas regiões.

MODEL OF ACTIVE REGIONS AT RADIO FREQUENCIES

ABSTRACT

The goal of this work is to model in 3-D the solar atmosphere over active regions in order to reproduce the emission of these regions at radio frequencies. The model computes the radiative transfer equations for the thermal bremsstrahlung and gyro-resonance emission mechanisms. Because there are no measurements of magnetic fields intensities in the higher solar atmosphere, the MDI photospheric magnetograms had to be extrapolated. Based on the extrapolated magnetic fields we propose that all magnetic field lines with intensities greater than a $|\mathbf{B}|_{\min}$ have a flux tube formed around them, with temperatures and densities differing from the quiet Sun values. The model was tested by reproducing the emission from the active regions observed at 17 and 34 GHz by NoRH. At 34 GHz the observed emission is only due to bremsstrahlung, whereas gyro-resonance becomes important at 17 GHz. Active regions with emission only due to bremsstrahlung are weakly polarized, whereas those which present gyro-resonance emission have polarization degree greater than $\sim 30\%$. The brightness temperature of non-polarized active regions at 17 and 34 GHz is due to the changes of density and temperature distributions in the chromosphere and transition region, the changes at coronal heights have a small influence in the observed brightness temperature. In the highly polarized active regions, however, the gyro-resonance could be the most important emission mechanism at 17 GHz, depending on the height where the 3rd harmonic (~ 2000 G) is formed. The MDI magnetograms have good accuracy for weak magnetic fields, however, they are not able to measure magnetic field intensities greater than $|\mathbf{B}| = 2000$ G at the photosphere. The best solution found here was to fit gaussians to the photospheric magnetic field amplified by a factor of 2 in the active region negative umbra (NOAA 10008). With the amplified magnetic field intensities, the 3rd harmonic occurs at the base of the solar corona (~ 3500 - 4000 km). To reproduce the brightness temperature maxima of 10^6 K, the densities at the base of the corona range between 10^9 and 10^{10} particles cm^{-3} and temperatures of $3 - 5 \times 10^6$ K. These density values are comparable to the observed measurements at EUV, whereas temperatures as high as these are observed only in soft X-rays. We conclude that the model is able to reproduce very well the maxima brightness temperatures at 17 and 34 GHz and also the morphology of these regions.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

LISTA DE SÍMBOLOS

1	INTRODUÇÃO	29
1.1	Estrutura solar	29
1.2	Regiões ativas	32
2	REGIÕES ATIVAS	37
2.1	Emissão em regiões ativas	37
2.1.1	Bremsstrahlung	37
2.1.2	Giro-ressonância	38
2.2	Observações de regiões ativas	41
2.3	Arcos Magnéticos	43
3	EXTRAPOLAÇÕES DO CAMPO MAGNÉTICO	45
3.1	Extrapolção Potencial	46
3.2	Campos Livres de Força	47
3.3	Método computacional	48
4	ANÁLISE DOS DADOS OBSERVACIONAIS	51
4.1	Levantamento dos dados	51
4.2	Análise	53
4.3	Regiões ativas a serem modeladas	60
5	MODELOS DE ATMOSFERA SOLAR	63
5.1	Atmosfera do Sol calmo (SSC)	63
5.2	Atmosfera acima de regiões ativas (SSC-AR)	66
5.2.1	Distribuições de densidades e temperaturas	66
5.2.2	Temperatura de brilho	68
6	DISCUSSÃO E RESULTADOS	71

6.1	Região ativa NOAA 8085	71
6.2	Região ativa NOAA 10008	76
6.2.1	Modelo de umbra seguindo o perfil de uma gaussiana	77
6.2.2	Linhas de campo magnético amplificadas	84
7	CONCLUSÕES	89
7.1	Análise observacional	89
7.2	Modelo SSC-AR	90
7.2.1	NOAA 8085	91
7.2.2	NOAA 10008	92
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	97

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Camadas do interior solar.	30
1.2 Grupo de manchas solares da região ativa NOAA 10030 observada em 15 de julho de 2002 pelo "Swedish 1-meter Solar Telescope".	32
1.3 Arcos magnéticos em uma região ativa observados em 171 Å pelo satélite TRACE ("Transition Region and Coronal Explorer") no dia 6 de novembro de 1999.	33
1.4 Região ativa NOAA 09682 observada em: a) Luz branca; b) H α ; c) Magnetograma; d) Ultra-violeta 171 Å; e) 34 GHz; f) 17 GHz.	36
3.1 Magnetograma da região ativa NOAA 10008 obtida pelo MDI.	45
3.2 Extrapolação potencial para a região NOAA 10008 a partir do magnetograma do MDI para diferentes alturas (h) na atmosfera solar. Em cada Figura são mostradas as intensidades máximas nos pólos negativo (B_{zmin}) e positivo (B_{zmax}).	49
3.3 Linhas de campo magnético, obtidas pela extrapolação potencial para a região NOAA 10008 a partir do magnetograma do MDI.	50
4.1 Mapa do Sol em 17 GHz obtido pelo NoRH no dia 07 de novembro de 2002 às 03:00:01 UT. A temperatura de brilho máxima no mapa foi limitada em 3×10^4 K.	52
4.2 Mapa do Sol em 34 GHz obtido pelo NoRH no dia 07 de novembro de 2002 às 03:00:01 UT. A temperatura de brilho máxima no mapa está saturada em 2.5×10^4 K.	53
4.3 Magnetograma do Sol obtido pelo MDI no dia 07 de novembro de 2002 às 03:15:01 UT.	54
4.4 Os símbolos pretos mostram a variação das médias das temperatura de brilho máximas em 17 GHz e as médias das polarizações máximas para as 61 regiões ativas da Tabela 4.1. Os símbolos azuis mostramos máximos de polarização e temperatura de brilho de 68 regiões ativas entre 2003 e 2007.	57
4.5 a) Variação das polarizações em 17 GHz das regiões ativas em relação aos módulos máximos dos campos magnéticos. b) Variação das temperaturas de brilho em 17 GHz das regiões ativas em relação aos módulos máximos dos campos magnéticos. Os pontos em vermelho possuem magnetogramas do MDI com casos claros de saturação do campo magnético.	58

4.6	a) Região ativa NOAA 10296 no dia 07 de março de 2003, mostrando um caso extremo de saturação no magnetograma obtido pelo MDI. b) Corte no magnetograma mostrado em 'a', onde a saturação do magnetograma é mostrada em vermelho.	59
4.7	a) Região ativa NOAA 8085 observada em 17 GHz, com curvas de temperatura de brilho de 1,3, 1,5, 2,0 2,5, e $3,0 \times 10^4$ K. b) Magnetograma da região ativa, com as curvas de temperatura de brilho da imagem em 17 GHz.	60
4.8	a) Região ativa NOAA 10008 observada em 34 GHz. b) Região ativa NOAA 10008 observada em 17 GHz, com curvas de temperatura de brilho de 1,3, 1,5, 2,5, 5,0 e $10,0 \times 10^4$ K. c) Magnetograma da região ativa, com as curvas de temperatura de brilho da imagem em 17 GHz.	61
5.1	Variação da temperatura da atmosfera solar para nosso modelo e dos modelos anteriores.	64
5.2	Variação das densidades de elétrons (Ne) e prótons (Ni) adotadas para o nosso modelo e para os anteriores.	65
5.3	Ajuste das temperaturas de brilho do centro do disco solar previstas pelo modelo aos dados observacionais.	66
5.4	A curva em preto mostra a distribuição de temperatura da atmosfera calma do Sol, a curva verde mostra um aumento de $N_T = 2$ nas temperaturas acima de 1000 km, enquanto na curva vermelha, temos um aumento gradual de 6,77 K/km da temperatura até a região de transição e $N_T = 2$ a partir deste ponto.	67
6.1	A curva preta mostra a temperatura da atmosfera calma do Sol. As curvas verde e azul mostram $\nabla T = 4,47$ e $6,77$ K km ⁻¹ , resultando em temperaturas 1,5 e 2 vezes maiores que os valores do Sol calmo em 3500 km. Nas curvas coronais, a curva azul mantém $N_T = 2$, enquanto a curva vermelha mostra $N_T = 10$	71
6.2	A curva preta mostra a densidade da atmosfera calma do Sol, enquanto as curvas verde e vermelha mostram as alterações sofridas na atmosfera acima de regiões ativas, ambas mostram redução linear da densidade cromosférica, resultando em densidade 2 e 4 vezes maiores que a densidade da atmosfera calma do Sol em 3500 km. Os fatores, 2 e 4, são mantidos constantes para o restante da atmosfera solar.	72
6.3	a) Simulação usando apenas 83 linhas de campo com pés mais intensos que $ \mathbf{B} _{\min} = 1000$ G. b) Simulação usando 343 linhas de campo com pés mais intensos que $ \mathbf{B} _{\min} = 500$ G. c) Simulação usando 1008 linhas de campo com pés mais intensos que $ \mathbf{B} _{\min} = 250$ G.	74

6.4	a) Região ativa NOAA 8085 observada em 17 GHz, com curvas de temperatura de brilho de 1,3, 1,5, 2,0, 2,5 e $3,0 \times 10^4$ K. b) Resultado da simulação <i>c</i> apresentada na Tabela 6.1 com as curvas de temperatura de brilho da observação.	76
6.5	Corte no ponto mais intenso do magnetograma (curva em preto), com ajuste gaussiano aos valores originais (curva em verde). As curvas em azul e vermelho mostram ajustes gaussianos aos valores originais amplificados em 1,5 e 2 vezes respectivamente.	78
6.6	a) Magnetograma original da região NOAA 10008. b) Magnetograma após o método de ajustes gaussianos.	79
6.7	a) Variação do coeficiente de absorção e b) opacidade com a altura acima da superfície solar. Nas curvas em preto foram calculadas apenas para a emissão bremsstrahlung, enquanto as curvas em vermelho incluem também a emissão giro-ressonante, com destaque para as regiões onde ocorrem os harmônicos 3, 4 e 5.	81
6.8	a) Região ativa NOAA 10008 observada as 3:10:00 UT em 17 GHz, as curvas de temperatura de brilho de 0,13, 0,15, 0,25, 0,50, e $1,00 \times 10^5$ K. b) Simulação apresentada na Tabela 6.2g, as curvas de temperatura de brilho são as mesma usadas na Figura 'a'.	83
6.9	a) Região ativa NOAA 10008 observada as 3:10:00 UT em 34 GHz. b) Simulação apresentada na Tabela 6.2g.	83
6.10	a) Região ativa NOAA 10008 observada as 3:10:00 UT em 17 GHz, as curvas de temperatura de brilho de 0,13, 0,15, 0,25, e $0,50 \times 10^5$ K. b) Média das simulações mostradas na na Tabela 6.3 com resolução de 15", as curvas de temperatura de brilho são as mesma usadas na Figura 'a'.	86

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 Parâmetros das regiões ativas analisadas.	55
6.1 Temperaturas de brilho máximas resultantes das simulações em 17 e 34 GHz para a região ativa NOAA 8085 e seus parâmetros livres.	73
6.2 Temperaturas de brilho máximas resultantes das simulações em 17 e 34 GHz para a região ativa NOAA 10008 e seus parâmetros livres.	79
6.3 Temperaturas de brilho máximas resultantes das simulações "Monte Carlo" em 17 GHz.	85

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BBSO	–	Big Bear Solar Observatory
EIT	–	Extreme ultraviolet Imaging Telescope
EUV	–	Ultravioleta extremo
IDL	–	Interative Data Language
MDI	–	Michelson Doppler Imager
NOAA	–	Nation Oceanic and Atmospheric Administration
NoRH	–	Nobeyama Radio Heliograph
RHESSI	–	Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager
SC	–	Sol calmo
SERTS	–	Solar EUV and Rocket Telescope and Spectograph
SOHO	–	Solar and Heliospheric Observatory
SSC	–	Modelo para a atmosfera do Sol calmo proposto por Selhorst et al. (2005a)
SSC-AR	–	Modelo para a atmosfera solar acima de regiões ativas
SST	–	Solar Submillimetric Telescope
SXT	–	Soft X-ray Telescope
TRACE	–	Transition Region and Coronal Explorer
VLA	–	Very Large Array

LISTA DE SÍMBOLOS

Latinos

B	–	vetor campo magnético
B_x	–	campo magnético na direção x
B_y	–	campo magnético na direção y
B_z	–	campo magnético na direção z
c	–	velocidade da luz
d	–	diâmetro dos tubos de fluxo magnéticos
dL	–	elemento de distância
e	–	carga do elétron
g	–	fator de Gaunt
g	–	força gravitacional
j	–	densidade de fluxo de corrente elétrica
J	–	momento angular total
k	–	vetor de onda
k_b	–	constante de Boltzmann
L	–	polarização circular à esquerda
m_e	–	massa do elétron
M_J	–	número quântico magnético
n_e	–	densidade de elétrons
n_i	–	densidade de íons
N_{n_e}	–	fator de aumento das densidades da coroa
N_T	–	fator de aumento das temperaturas da coroa
p	–	pressão
R	–	polarização circular à direita
s	–	harmônico da giro-freqüência
S	–	componente de variação lenta das regiões ativas
T	–	temperatura efetiva
T_B	–	temperatura de brilho
v	–	velocidade
Z	–	número atômico

Gregos

α	–	cisalhamento do campo magnético
α_p	–	ângulo de passo
β	–	velocidade do elétron em termos de c
γ	–	fator de Lorentz
η_ν	–	emissividade
κ	–	coeficiente de absorção total
κ_b	–	coeficiente de absorção bremsstrahlung
κ_ν	–	coeficiente de absorção da giro-ressonância

λ	–	comprimento de onda
μ	–	índice de refração
μ_m	–	permeabilidade magnética
ν	–	freqüência observada
ν_B	–	giro-freqüência do elétron
ν_p	–	freqüência de plasma
σ_m	–	densidade superficial de carga
τ	–	opacidade
ϕ	–	potencial magnético
Ω_e	–	freqüência fundamental do elétron

1 INTRODUÇÃO

Assim como toda ciência, a Física Solar está em constante evolução. Evolução que tem sido intensificada nas últimas três décadas pelo desenvolvimento tecnológico empregado na observação solar. Como exemplos desse avanço podemos citar o lançamento de satélites, a construção de interferômetros em rádio frequências com alta resolução espacial, além, do emprego de supercomputadores na análise dos dados observacionais.

Atualmente é possível estudar desde o interior solar, através da observação de neutrinos e da heliossismologia, até a alta coroa solar, através de observações em raios X, ultravioleta extremo (EUV) e do uso de coronógrafos em satélites. Além disso, temos observações em diversas linhas espectrais que se distribuem por uma grande faixa da atmosfera solar, tornando possível a construção de modelos atmosféricos cada vez mais próximos da realidade.

Entre os instrumentos em solo, podemos destacar o “Nobeyama Radioheliograph” (NoRH), que observa o Sol em 17 GHz desde 1992 com resolução espacial de 10-18 segundos de grau e a partir de 1996 também em 34 GHz com resolução de 5-9 segundos de grau. Por ser um instrumento em operação há mais de um ciclo de atividade solar (11 anos), o NoRH possibilita o estudo de fenômenos correlacionados com esse ciclo, como as variações do anel de abrigamento e do raio solar ([Selhorst et al., 2003](#); [Selhorst et al., 2004](#)).

[Selhorst et al. \(2005a\)](#) desenvolveram um modelo de atmosfera solar para o Sol calmo (doravante referido como modelo SSC), para explicar as observações de temperatura de brilho do centro do disco solar entre 1 e 400 GHz e com as medidas do raio e do abrigamento de limbo em 17 GHz. Como o modelo foi feito para a atmosfera solar calma, isto é, sem a presença de estruturas magnéticas, apenas foram consideradas as distribuições de densidades (prótons e elétrons) e temperatura em relação à altura na atmosfera. Um breve resumo do modelo SSC será feito no segundo Capítulo.

Como seqüência ao modelo SSC, nós propomos um modelo de atmosfera solar acima de regiões ativas (SSC-AR). Este modelo tem como objetivo reproduzir as observação de regiões ativas quiescentes em frequências rádio.

1.1 Estrutura solar

Para entender a estrutura das regiões ativas é necessário compreender como os campos magnéticos solares se comportam, para tanto faremos uma breve descrição da estrutura do interior e da atmosfera solar.

Classicamente o interior solar era dividido em 3 camadas distintas (núcleo, camada radiativa e camada convectiva), porém, devido a sua importância, a “tacoclina” ou “camada de interface” vem sendo tratada como uma camada à parte. A Figura 1.1 mostra uma distribuição esquemática do interior do Sol.

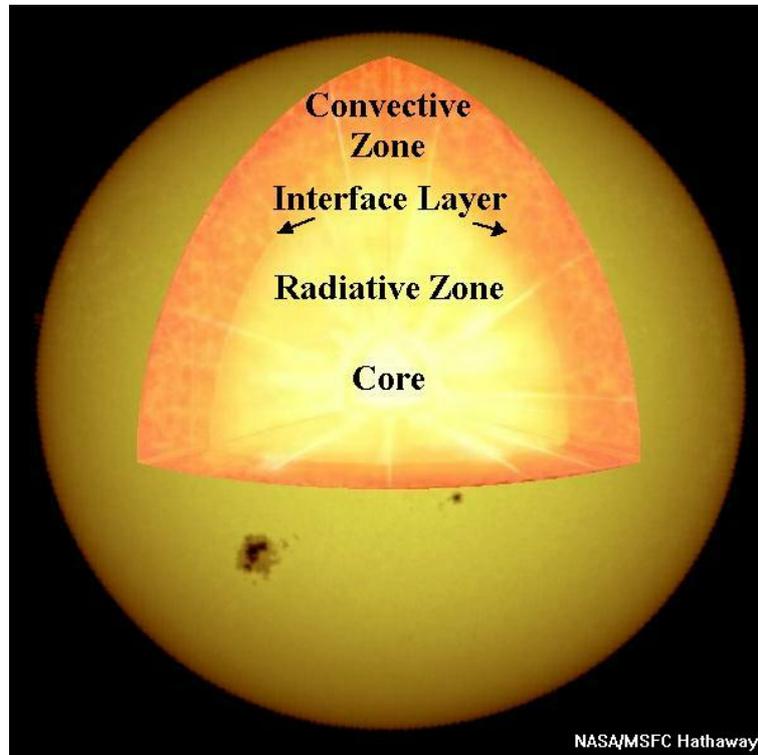


Figura 1.1 - Camadas do interior solar.

Fonte: <http://solarscience.msfc.nasa.gov/>

- **Núcleo:** é a região central do Sol, onde ocorrem as reações termo-nucleares, transformando hidrogênio em hélio. A energia liberada por estas reações é transportada por diferentes mecanismos até atingir a superfície solar. A temperatura no interior solar é de aproximadamente $1,5 \times 10^7$ K e sua densidade é cerca de 150 g cm^{-3} . O núcleo se estende até aproximadamente 25% da distância entre o centro e a superfície do Sol;
- **Camada Radiativa:** a energia gerada no núcleo é transportada por radiação até cerca de 70% do raio solar. Nesta camada, a temperatura cai de 7×10^6 K para 2×10^6 K, enquanto a densidade varia de 20 g cm^{-3} para cerca de $0,2 \text{ g cm}^{-3}$ no topo da camada;

- **Tacoclina ou Camada de Interface:** nesta fina camada do interior solar ($\lesssim 1\%$ do raio solar) praticamente não existem fluxos de matéria. Porém, ao se afastar da camada radiativa os fluxos devem aumentar até se igualarem aos movimentos da camada convectiva. Acredita-se que esta mudança na velocidade do plasma seja responsável pela geração do campo magnético solar através de um processo de dínamo;
- **Camada Convectiva:** a partir do ponto onde a absorção da radiação torna-se importante e a convecção passa a ser o mecanismo mais eficiente, temos a camada convectiva. A camada convectiva se estende pelos últimos 2×10^5 km do raio solar e termina na superfície, onde a temperatura é de apenas 5780 K e a densidade de $2 \times 10^{-7} \text{ g cm}^{-3}$.

O topo da camada convectiva é a região do Sol que observamos a olho nu. A partir desta superfície temos a atmosfera solar, a qual pode ser dividida em:

- **Fotosfera:** é a região da atmosfera que observamos ao olhar para o Sol a olho nu. Uma observação mais detalhada mostra que a fotosfera comporta-se como um líquido em ebulição, mostrando o topo da camada convectiva, os chamados *grânulos*. Além dos grânulos, a fotosfera apresenta outros fenômenos característicos, sendo as manchas solares um dos mais importantes. Na Figura 1.2 podemos ver um grupo de manchas solares e os grânulos ao seu redor. A fotosfera estende-se por cerca de ~ 500 km, onde tanto a densidade quanto a temperatura diminuem seus valores com a altura;
- **Cromosfera:** localiza-se logo acima da fotosfera. A camada possui este nome pelo tom avermelhado que apresenta quando observada em eclipses. Nesta camada ocorre um aumento gradual de temperatura até aproximadamente 10^5 K em seu topo, cerca 2000 km acima da superfície solar segundo o modelo padrão. Em Selhorst et al. (2005a), sugerimos que a cromosfera seja mais extensa do que propõe o modelo padrão e tenha seu topo em 3500 km. A cromosfera é observada em $H\alpha$, alguns comprimentos de onda em rádio e no ultravioleta;
- **Região de Transição:** camada muito estreita da atmosfera, com poucas centenas de quilômetros, onde ocorre um rápido aumento de temperatura, passando dos 10^5 K observados na cromosfera para 10^6 K observados na *coroa* solar;
- **Coroa:** é a região mais externa e extensa da atmosfera solar, e apesar da sua alta temperatura, é extremamente rarefeita e visível a olho nu apenas durante eclipses. Além das observações de eclipses, a coroa é observada em raios X,

ultravioleta extremo (EUV), comprimentos de onda rádio e também em luz branca com o auxílio de coronógrafos que produzem eclipses artificiais.

1.2 Regiões ativas

As manchas solares são regiões com intensos campos magnéticos, muito mais intensos que o campo magnético global do Sol. As teorias mais recentes sugerem que os campos magnéticos solares são gerados por um processo de dínamo que atua na tacoclina, a qual está localizada aproximadamente a um terço do raio solar abaixo da superfície em direção ao centro, entre a camada radiativa e a camada convectiva. O campo magnético solar é basicamente composto por um campo bipolar de larga escala da ordem de poucos Gauss nas proximidades da fotosfera e campos extremamente intensos e compactos que surgem na superfície dando origem à manchas solares (Figura 1.2), estes campos podem variar de centenas até alguns milhares de Gauss.

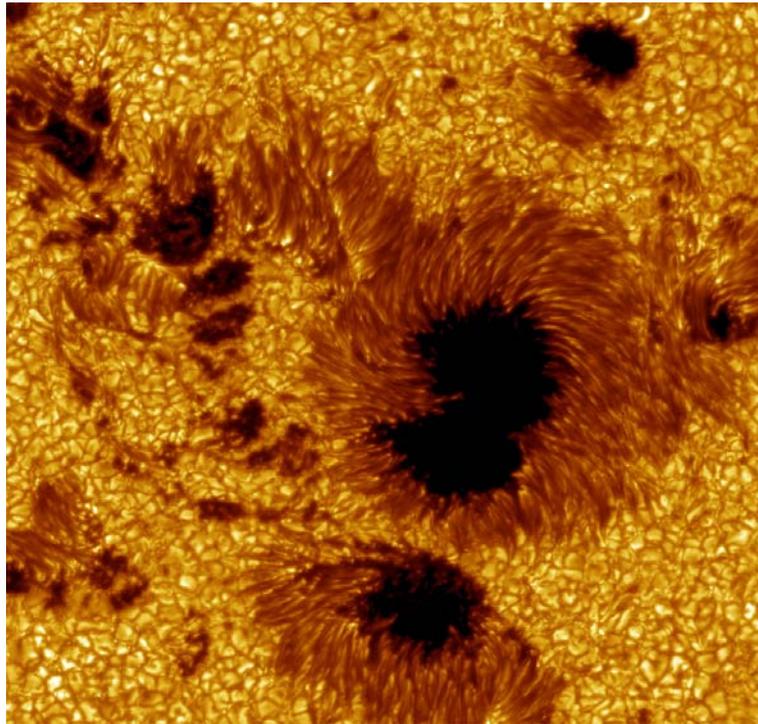


Figura 1.2 - Grupo de manchas solares da região ativa NOAA 10030 observada em 15 de julho de 2002 pelo "Swedish 1-meter Solar Telescope".

Fonte: <http://www.solarphysics.kva.se/>

As manchas solares são geradas a partir do campo dipolar global, devido à rota-

ção diferencial na camada convectiva, o que causa uma torção nos tubos de fluxo magnético e fazem com que emerjam na superfície devido aos movimentos convectivos da matéria na camada convectiva. Quando estes tubos de fluxo emergem na superfície solar, aparecem manchas solares no local, as quais são vistas em luz branca como pontos escuros no disco. A atmosfera magnetizada ao redor de um grupo de manchas solares é chamada de região ativa. Em frequências mais altas, como o ultravioleta, podemos observar a formação dos arcos magnéticos na coroa a partir da região ativa que emergiram do interior solar (Figura 1.3).

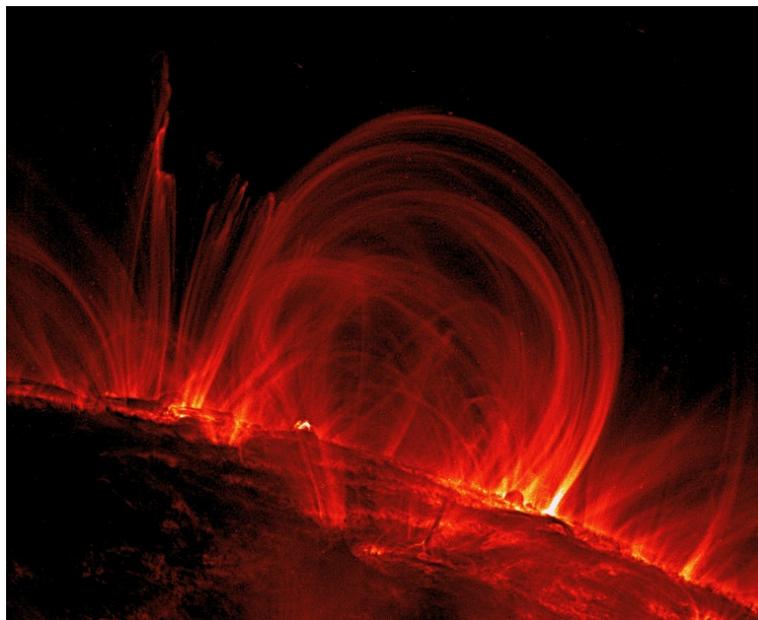


Figura 1.3 - Arcos magnéticos em uma região ativa observados em 171 Å pelo satélite TRACE ("Transition Region and Coronal Explorer") no dia 6 de novembro de 1999.

Fonte: <http://trace.lmsal.com/>

Regiões ativas apresentam campos magnéticos de centenas a milhares de Gauss, enquanto na área ao seu redor os campos magnéticos possuem intensidades de poucas dezenas de Gauss. Apesar de serem observadas como manchas escuras e frias em luz branca, em rádio frequências as regiões ativas são brilhantes, ou seja, a atmosfera na região onde a emissão rádio é formada está mais quente que a atmosfera ao seu redor. A presença de campos magnéticos intensos gera emissão giro-ressonante, além de alterar as distribuições de densidade e temperatura ao seu redor, fazendo com que a emissão bremsstrahlung proveniente da região ativa também seja alterada. No Capítulo 3, discutiremos os mecanismos de emissão das regiões ativas em rádio frequências e as principais características

observacionais presentes na literatura.

A Figura 1.4 mostra a região ativa NOAA 09682 observada no dia 31 de outubro de 2001 em diferentes comprimentos de onda. Em luz branca (Figura 1.4a), observamos as umbras, regiões mais escuras, e penumbras, regiões acinzentadas ao redor das umbras, de um grupo de manchas solares. Em $H\alpha$ (Figura 1.4b), as umbras permanecem escuras, surgem regiões brilhantes ao seu redor, chamadas *plages*. O magnetograma na Figura 1.4c mostra as polaridades e intensidades do campo magnético da região ativa na fotosfera, enquanto as medidas no ultra-violeta (Figura 1.4d) delineiam a formação das linhas de campo magnético na atmosfera aquecida do Sol. As observações em 17 e 34 GHz (Figuras 1.4e e 1.4f) são formadas em diferentes camadas da atmosfera solar, sendo a emissão em 34 GHz formada mais próxima da superfície solar, porém, ambas mostram que a atmosfera da região ativa está mais quente na região onde são formadas.

As imagens em luz branca e $H\alpha$ mostradas na Figura 1.4a e 1.4b foram obtidas pelo “Big Bear Solar Observatory”(BBSO), enquanto o magnetograma e a imagem em 171 Å (Figura 1.4c e 1.4d) foram obtidas pelo MDI (“Michelson Doppler Imager”) e EIT (“Extreme Ultraviolet Imaging Telescope”) ambos instrumentos a bordo do satélite SOHO (“Solar and Heliospheric Observatory”). Já as observações em rádio frequência, em 34 e 17 GHz (Figura 1.4e e 1.4f), foram obtidas pelo NoRH. O investimento de diferentes grupos na construção de instrumentos em diversos comprimentos de onda é de suma importância para entender os processos físicos que agem no Sol e que estão intrinsecamente ligados ao nosso planeta.

Pelo fato de não termos medidas dos valores dos campos magnéticos na atmosfera solar, grande parte dos autores opta por usar extrapolações numéricas a partir dos valores do campo magnético da fotosfera solar. Para tanto serão usados magnetogramas obtidos pelo MDI a bordo do satélite SOHO, a partir dos quais pode-se extrapolar as linhas do campo magnético. O processo de obtenção dos magnetogramas e o formalismo matemático usado nas extrapolações numéricas serão descritos no Capítulo 3.

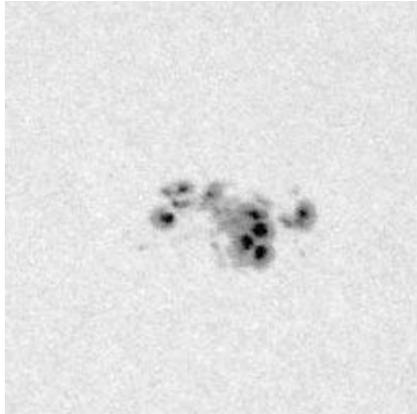
A extrapolação do campo magnético a partir do magnetograma resulta em um cubo com as distribuições das linhas do campo magnético. Após a determinação da estrutura tridimensional magnética, serão construídos cubos de densidade e temperatura, com o objetivo de modelar a emissão em frequências rádio, em especial as observações em 17 e 34 GHz obtidas pelo NoRH.

O NoRH obtém mapas de intensidade e polarização em 17 GHz, esta observação é

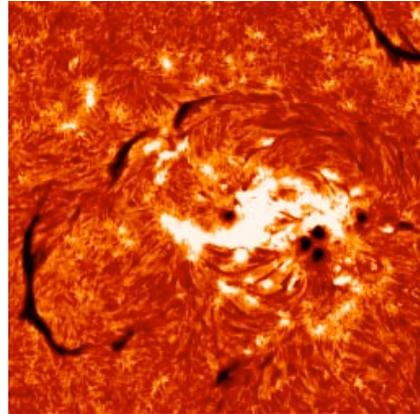
de grande importância para o estudo da emissão nesta frequência, visto que a emissão possui tanto uma componente bremsstrahlung (devido à interação de elétrons livres com outras partículas) com baixo grau de polarização, quanto uma componente giro-ressonante (devido ao movimento de giro dos elétrons ao redor das linhas de campo magnético) que pode ser altamente polarizada. Em 34 GHz, o NoRH obtém apenas mapas de intensidade, pois a emissão é totalmente devido ao bremsstrahlung. Uma descrição mais detalhada sobre os dados observacionais é feita no Capítulo 4.

No Capítulo 5 descreveremos o modelo de atmosfera solar acima de regiões ativas (SSC-AR), enquanto os resultados e as principais conclusões serão apresentados no Capítulos 6 e 7, respectivamente.

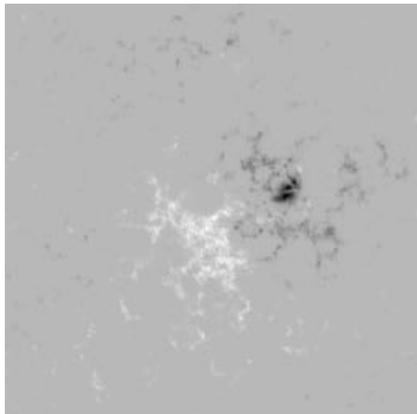
NOAA 09682 – 31/10/2001



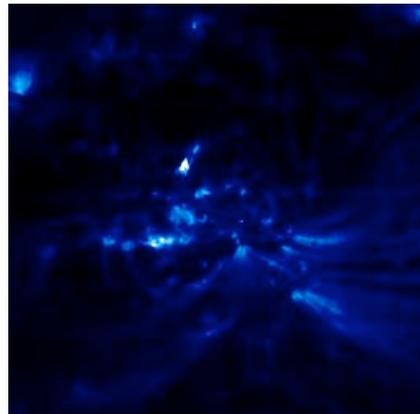
a) Luz Branca



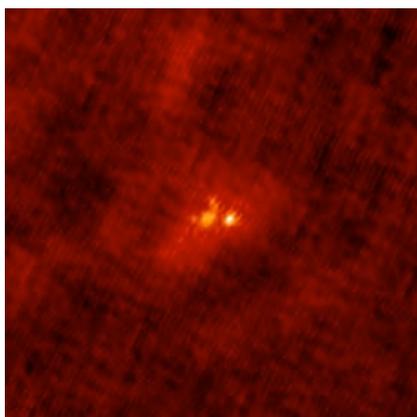
b) H α



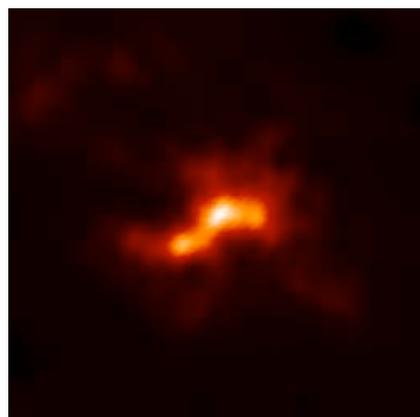
c) Magnetograma



d) Ultra-violeta 171Å



e) 34 GHz



f) 17 GHz

Figura 1.4 - Região ativa NOAA 09682 observada em: a) Luz branca; b) H α ; c) Magnetograma; d) Ultra-violeta 171 Å; e) 34 GHz; f) 17 GHz.

2 REGIÕES ATIVAS

A atmosfera magnetizada ao redor de um grupo de manchas solares é conhecido como região ativa. Nestas regiões existe uma maior concentração de linhas de campo magnético. Quando observadas em luz branca ou em comprimentos de onda provenientes da fotosfera e baixa cromosfera, as regiões ativas são escuras e mais frias que o meio ao seu redor. Porém, em rádio frequências, ultravioleta e raios X, as regiões ativas são brilhantes, indicando que a atmosfera onde estas emissões são formadas foi aquecida em relação à atmosfera calma circundante.

Neste capítulo, faremos uma revisão sobre os mecanismos de emissão que formam a emissão rádio, assim as principais características observacionais relatadas na literatura.

2.1 Emissão em regiões ativas

Dois mecanismos são os principais geradores da emissão rádio proveniente das regiões ativas não-explosivas:

- Bremsstrahlung térmico: é emitido quando elétrons livres interagem com o campo elétrico de outras partículas (por exemplo, prótons) alterando suas velocidade e trajetória, ou seja, reduzindo sua energia cinética. Esta diferença na energia é emitida sob a forma de radiação eletromagnética;
- Giro-ressonância térmica: origina-se dos elétrons espiralando ao redor das linhas do campo magnético local. Ocorre quando a frequência de observação rádio (ν) é um harmônico ($s = 1, 2, 3, \dots$) da giro-frequência do elétron (ν_B).

Abaixo descreveremos as equações matemáticas propostas por [Zirin \(1988\)](#) e [Dulk \(1985\)](#) para estes dois mecanismos de emissão.

2.1.1 Bremsstrahlung

A emissão bremsstrahlung ocorre quando elétrons colidem com outras partículas alterando suas velocidade e trajetória. Assim, a emissão destes elétrons depende principalmente da densidade de partículas na sua trajetória e suas temperaturas. [Zirin \(1988\)](#) propõe que o coeficiente de absorção seja:

$$\kappa_b = 2 \times 10^{-23} Z^2 g \lambda^2 n_e n_i T^{(-\frac{3}{2})} \quad (2.1)$$

onde: κ_b =coeficiente de absorção bremsstrahlung;

Z =número atômico;

g =fator de Gaunt;

λ =comprimento de onda;

n_e =densidade de elétrons;

n_i =densidade de íons;

T =temperatura efetiva.

O fator de Gaunt para a banda de temperatura e densidade do nosso interesse pode ser expresso como:

$$g = 1,27(2,78 + \log T - \frac{1}{3} \log n_e) \quad (2.2)$$

A opacidade do meio é,

$$\tau = \int_0^\infty \kappa_b dL, \quad (2.3)$$

onde: τ =opacidade;

dL =elemento de distância na direção do observador.

E a temperatura de brilho (T_B) pode ser escrita como:

$$T_B = \int_0^\infty T \kappa_b e^{-\tau} dL. \quad (2.4)$$

2.1.2 Giro-ressonância

A presença de um campo magnético em um plasma pode fazer com que a aceleração das partículas devido às colisões se torne até mesmo desprezível em comparação com a aceleração devido ao movimento de giro das partículas ao redor das linhas de campo magnético. A temperatura de brilho devido à emissão Bremsstrahlung é proporcional a $n_e^2 T^{-\frac{1}{2}}$, onde n_e é a densidade de elétrons e T a temperatura local, enquanto que a giro-emissão vai com $n_e T^a |\mathbf{B}|^b$, onde $|\mathbf{B}|$ é a intensidade do campo magnético e a e b são constantes maiores que 1. Portanto, a emissão Bremsstrahlung será dominante se a densidade for alta o bastante ou se a temperatura ou a intensidade do campo magnético forem baixos. Em muitas circunstâncias podem ser observadas contribuições dos dois tipos de emissão.

Para o estudo da emissão de giro-ressonância é necessário considerar a frequência

de plasma dos elétrons

$$\nu_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = \left[\frac{n_e e^2}{\pi m_e} \right]^{1/2} \approx 9000 n_e^{1/2} \text{ Hz}, \quad (2.5)$$

e a frequência de giro do elétron

$$\nu_B = \frac{\Omega_e}{2\pi} = \frac{e|\mathbf{B}|}{2\pi m_e c} \approx 2,8 \times 10^6 |\mathbf{B}| \text{ Hz}, \quad (2.6)$$

onde: ν_p = frequência de plasma (Hz);

ν_B = frequência de giro do elétron (Hz);

$|\mathbf{B}|$ = intensidade do campo magnético (G).

c = velocidade da luz ($3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$);

e = carga do elétron ($4,8 \times 10^{-10} \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ s}^{-1}$);

m_e = massa do elétron ($9,11 \times 10^{-28} \text{ g}$);

n_e = densidade de elétrons (cm^{-3});

Se a frequência observada for grande comparada com a giro-frequência, a profundidade óptica associada com a emissão é fracamente dependente do campo magnético. Esta situação muda na presença de campos magnéticos fortes, quando a frequência observada (ν) é igual a baixos harmônicos ($s = 2$ a 4), da giro-frequência (ν_B). Para estas frequências, onde $\nu = s\nu_B$, a giro-ressonância torna-se uma fonte muito forte de opacidade. Abaixo, relacionamos as equações propostas por [Dulk \(1985\)](#) para a radiação giro-ressonante de elétrons térmicos, a qual fornece importante contribuição para a temperatura de brilho de regiões ativas em rádio frequências ([Shibasaki et al., 1994](#); [White et al., 1995](#); [Kundu et al., 2001](#); [Vourlidas et al., 2006](#)).

No limite não relativístico, a emissão de um elétron está no s -ésimo harmônico da giro-frequência, e a frequência dominante nos processos de emissão e absorção deve satisfazer à condição de ressonância:

$$\omega = \frac{s\Omega_e}{\gamma} + \mathbf{k}_{\parallel} v_{\parallel} \approx \frac{s\Omega_e}{\gamma} (1 + \mu\beta \cos \alpha_p \cos \theta), \quad (2.7)$$

onde: \mathbf{k} = vetor de onda;

α_p = ângulo de passo;

$\beta = v/c$ é a velocidade do elétron em termos de c ;

μ = índice de refração;

Ω_e = frequência fundamental do elétron;

θ = ângulo entre a direção do observador e \mathbf{B} .

No limite não relativístico, o fator de Lorentz aproxima-se de

$$\gamma = \frac{1}{(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \cong 1 \quad (2.8)$$

e consideram-se somente os termos de maior ordem da série de Bessel que aparecem na expressão da emissividade. Então, integrando sobre as velocidades dos elétrons de uma distribuição Maxwelliana, obtemos os seguintes resultados:

Intervalo de validade:

$$s^2 \beta_o^2 \ll 1 \quad (2.9)$$

em que $\beta_o^2 = \frac{k_b T}{m_e c^2}$, k_b é a constante de Boltzmann.

A emissividade (η_ν) se relaciona com o coeficiente de absorção giro-ressonante (κ_ν) pela lei de Kirchhoff:

$$\eta_\nu(s, \theta) = \mu_\sigma^2 \frac{\nu^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega \mu_\sigma) k_b T \kappa_\nu(s, \theta). \quad (2.10)$$

Para $|\pi/2 - \theta| \gtrsim \nu_B/2\nu$ e $\nu_B/2\nu \ll 1$, temos

$$\begin{aligned} \kappa_\nu(s, \theta) &= \frac{\pi^2}{4c} \frac{1}{\mu_\sigma \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega \mu_\sigma)} \frac{\nu_p^2 s^2}{\nu s!} \left(\frac{s^2 \beta_o^2 \text{sen}^2 \theta}{2} \right)^{s-1} \frac{1}{\beta_o |\cos \theta|} \\ &\times \exp \left[-\frac{(1 - \frac{s\nu_B}{\nu})^2}{2\mu_\sigma^2 \beta_o^2 \cos^2 \theta} \right] (1 - \sigma |\cos \theta|)^2, \end{aligned} \quad (2.11)$$

onde $\sigma = +1$ para o modo ordinário (modo-o), $\sigma = -1$ para o modo extraordinário (modo-x) e μ_σ é o índice de refração. Devido ao termo exponencial, κ_ν decresce rapidamente para freqüências diferentes de $\nu = s\nu_B$, sendo conveniente definir um coeficiente de absorção alternativo, como uma média tomada em um único harmônico, então:

$$\begin{aligned} \langle \kappa_\nu(s, \theta) \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \kappa_\nu(s, \theta) \frac{d\nu}{\nu_B} \\ &= \left(\frac{\pi}{2} \right)^{\frac{5}{2}} \frac{2}{c} \frac{\nu_p^2 s^2}{\nu s!} \left(\frac{s^2 \beta_o^2 \text{sen}^2 \theta}{2} \right)^{s-1} (1 - \sigma |\cos \theta|)^2. \end{aligned} \quad (2.12)$$

2.2 Observações de regiões ativas

Muitos autores (Shibasaki et al., 1994; White et al., 1995; Kundu et al., 2001; Vourlidis et al., 2006) estudaram a emissão de giro-ressonância em frequências rádio e as intensidades do campo magnético coronal necessárias para gerar esta emissão. Desses trabalhos, podemos resumir que:

- a emissão rádio se origina somente dos primeiros harmônicos da giro-frequência (harmônicos 2 a 4);
- a emissão giro-ressonante em rádio frequências maiores que ~ 10 GHz provém de campos magnéticos da ordem de kG;
- espera-se que a polarização rádio esteja na direção do modo extraordinário, visto que o modo-x tem emissão mais espessa que o modo-o para um dado harmônico;
- esses campos magnéticos estão localizados próximos à região de transição.

Shibasaki et al. (1994) analisaram, em 17 GHz, a componente lenta (**S**) de uma região ativa totalmente polarizada, com campo magnético mais intenso na mancha líder (2800 ± 300 Gauss). Neste estudo, constataram que o principal mecanismo de emissão era a giro-ressonância com a emissão concentrada no terceiro harmônico, e com a profundidade óptica maior no modo-x (Kakinuma; Swarup, 1962), fazendo com que este seja o modo dominante na emissão. A temperatura de brilho máxima da região foi de $22,0 \times 10^4$ K, porém não foi possível estimar a densidade e temperatura da região através das medidas em raios X mole, assim supôs-se que a temperatura efetiva acima da mancha solar era de $1,5 \times 10^6$ K, uma densidade eletrônica de 10^8 cm^{-3} e $\theta = 30^\circ$, o que resultou em uma temperatura de brilho de $19,0 \times 10^4$ K, que é próxima do valor observado. Os autores sugerem que a contribuição do 4º harmônico seja menor que a do 3º por 3 ordens de magnitude.

Brosius et al. (1997) estudaram a emissão da região ativa NOAA 7563 (17 de agosto de 1993), usando observações em raios X e EUV obtidos pelo “Solar EUV and Rocket Telescope and Spectrograph” (SERTS) e em frequências rádio (1,465 e 5 GHz) usando o “Very Large Array” (VLA). Os autores concluem que a emissão bremsstrahlung não é suficiente para reproduzir os valores de temperatura de brilho observados, sendo necessária uma contribuição giro-ressonante. Os valores do campo magnético coronal foram calculados através de um modelo empírico baseado nas observações EUV e raios-X. Estes valores de campo magnético são cerca de 2 vezes maiores que os valores obtidos através de extrapolações potenciais do campo magnético fotosférico. Além disso, a maior

parte da emissão giro-ressonante em 20 e 6 cm vem respectivamente do 3° e 4° harmônicos.

Usando o VLA em 8 e 15 GHz, [Brosius e White \(2006\)](#), estudaram a emissão de uma região ativa no limbo oeste do Sol no dia 29 de julho de 2004. A observação em 15 GHz mostrou um máximo de intensidade de $69,0 \times 10^4$ K, com polarização muito pequena no local do máximo. Os autores estimaram que a emissão bremsstrahlung resultaria em apenas $3,4 \times 10^4$ K, indicando que a giro-emissão deveria dominar a emissão da fonte. Para determinar o harmônico mais importante na emissão observada, os autores usaram o estudo de [White e Kundu \(1997\)](#) com respeito à dependência angular da profundidade óptica em relação aos harmônicos 2, 3 e 4 da giro-emissão. [White e Kundu \(1997\)](#) mostraram que harmônicos maiores que 4 não têm profundidade óptica significativa na coroa quiescente e que é improvável que a emissão proveniente do 4° harmônico seja opticamente espessa nos 2 modos de propagação das ondas eletromagnéticas (ordinário e extraordinário) simultaneamente, isto significa que o 4° harmônico produziria uma emissão altamente polarizada, o que não é observado na região ativa estudada.

Pelo fato do campo magnético necessário para gerar o 2° harmônico em 15 GHz (2600 G) ser maior que os valores observados na maioria das manchas solares na fotosfera, [Brosius e White \(2006\)](#) concluem que a emissão provem do harmônico 3, onde a intensidade de campo magnético necessário é de 1750 G. Os autores usaram os mesmos argumentos para mostrar que a emissão observada em 8 GHz vem do 3° harmônico, onde o campo magnético vale 960 G. Além disso, comparando as observações rádio com imagens do Sol em luz branca os autores concluem que as emissões giro-ressonantes em 15 e 8 GHz se formaram aproximadamente 8000 e 12000 km acima da fotosfera solar.

[Vourlidas et al. \(2006\)](#) fizeram um estudo estatístico com 529 observações de regiões ativas em 17 GHz entre julho de 1992 e julho de 1994 e concluíram que o limite inferior da intensidade do campo magnético na fotosfera deve ser aproximadamente 2200 G para que a emissão giro-ressonante se torne importante. Concluíram também que a emissão em 17 GHz provém do 3° harmônico (~ 2000 G), considerando que esta emissão origina-se acima da região de transição (~ 2500 km no modelo padrão). Para um campo fotosférico de 2200 G a escala de altura do campo magnético seria igual a $\sim 0,08$ G km^{-1} . Os autores também concluíram que regiões ativas com polarização maior que 30% em 17 GHz possuem um centro de giro-ressonância acima da região ativa. A maior parte desta emissão vem de estruturas frias ($\sim 1 - 2 \times 10^5$ K), mas pode atingir níveis coronais em grandes manchas.

Em [Silva et al. \(2005\)](#) os autores fizeram um estudo estatístico de regiões com au-

mento de brilho que são observadas em 212 e 405 GHz pelo SST (“Solar Submillimetric Telescope”) e coincidem com a localização de regiões ativas em outras frequências. Este trabalho é um estudo inédito em altas frequências e mostrou um aumento de 3 a 20% na temperatura de brilho do Sol calmo. Os autores concluem que nestas frequências a emissão é devido ao bremsstrahlung térmico, de uma componente diferente daquela que origina a emissão em baixas frequências.

Mesmo durante eventos transientes, a emissão de giro-ressonância de elétrons não-térmicos muitas vezes não é observada em 17 GHz ou possui apenas uma fraca contribuição. [White et al. \(1995\)](#) analisaram quatro eventos transientes, cuja emissão não apresentou contribuição de elétrons não-térmicos, mesmo durante a fase impulsiva do evento. [Kundu et al. \(2001\)](#) estudaram a evolução temporal de uma região ativa, em 17 GHz, durante 10 dias, onde ocorreram mais de 30 eventos fracos, e notaram que a relação de importância da emissão girossíncrotron não-térmico (usualmente dominante por curtos períodos durante a fase impulsiva) e a emissão bremsstrahlung térmico (tipicamente dominante durante a fase de decaimento e em eventos graduais) é bastante variável, dependendo da intensidade do evento.

2.3 Arcos Magnéticos

Com o advento das observações contínuas em raios X e ultravioleta por meio de satélites, o estudo dos arcos magnéticos acima de regiões ativas e suas composições se intensificou. Entretanto, ainda existem muitas divergências observacionais em relação à estrutura dos arco magnéticos e dos tubos de fluxo magnético formados ao seu redor. Trabalhos baseados em medidas no ultravioleta extremo (EUV) encontram arcos aproximadamente isotérmicos e em equilíbrio hidrostático ([Gabriel; Jordan, 1975](#); [Lenz et al., 1999](#); [Aschwanden et al., 1999](#); [Aschwanden et al., 2000](#); [Aschwanden et al., 2000](#)), enquanto as observações em raios X e os cálculos teóricos sugerem que os arcos coronais tenham um máximo de temperatura de brilho no topo do arco ([Rosner et al., 1978](#); [Serio et al., 1981](#); [Kano; Tsuneta, 1996](#)).

[Lenz et al. \(1999\)](#) estimaram as temperaturas dos arcos magnéticos observados pelo satélite TRACE, através da razão entre as medidas em 171 Å e 195 Å, respectivamente Fe IX e Fe XII. As medidas mostraram valores consistentes com temperaturas da região de transição nos pés dos arcos magnéticos ($\sim 10^4 - 10^5$ K), levando a concluir que os pés dos arcos escolhidos estavam acima desta. Na região coronal a temperatura dos arcos não variou mais que 1,05 vezes, enquanto [Kano e Tsuneta \(1996\)](#) usando observações em raios X moles obtidas pelo “Soft X-ray Telescope”(SXT) a bordo do satélite Yohkoh mediram variações de temperatura entre os pés e o topo dos arcos

magnéticos, maiores que 1,20 vezes. Isso levou à conclusão que os arcos observados em EUV são de classe diferente daqueles observados em raios X moles. Esta proposta ganhou força com o trabalho de [Nagata et al. \(2003\)](#) que compararam as observação em raios X moles do Yohkoh com as medidas em 171 Å do EIT, e mostraram que arcos com grandes diferenças de temperaturas possuem posições completamente diferentes, porém, arcos com temperaturas próximas coincidem em posição.

Como solução alternativa, [Reale e Peres \(2000\)](#) propõem que o resultado obtido por [Lenz et al. \(1999\)](#) seria explicado pela presença de arcos com espessuras menores que 1 segundo de arco, os quais devido à resolução espacial do TRACE aparecem como um único arco. Os autores propõem um modelo composto por um feixe de 6 arcos finos com temperaturas ditadas pelo balanço energético, cujas temperaturas dos topos variam de 0,8 a $5,0 \times 10^6$ K, porém se analisado como um arco simples parecerá isotérmico.

Usando medidas do SXT, [Yoshida e Tsuneta \(1996\)](#) propõem que o plasma das regiões ativas em raios X moles variam de 3 até 10×10^6 K. Arcos transientes, com tempos de vida de poucas horas, geralmente possuem temperaturas mais altas ($5-8 \times 10^6$ K) do que as estruturas de baixa temperatura ($3-4 \times 10^6$ K). Os autores classificaram o plasma das regiões ativas em raios X moles como tendo uma componente transiente de alta temperatura ($T > 5 \times 10^6$ K) e uma componente quiescente de longa duração com baixas temperaturas ($3 < T < 5 \times 10^6$ K).

O estudo das regiões ativas em múltiplas frequências de rádio é muito importante, pois a emissão observada ocorre em diferentes alturas da atmosfera solar, sendo que frequências mais altas vêm de alturas mais próximas da superfície solar. Além de possuírem mecanismos de emissão distintos, onde a emissão das frequências altas (por exemplo: 34, 212 e 405 GHz) é devido ao bremsstrahlung térmico, enquanto as frequências mais baixas como o 17 GHz têm uma componente de giro-ressonância muito importante.

Como nosso trabalho pretende modelar somente a componente **S** das regiões ativas, iremos considerar somente as emissões bremsstrahlung térmico e de giro-ressonância. Para tanto, além de considerar as intensidades dos campos magnéticos presentes numa região ativa, também temos que considerar as densidades e temperaturas dentro dos tubos de fluxo magnéticos e o reflexo da presença destes tubos na atmosfera local.

3 EXTRAPOLAÇÕES DO CAMPO MAGNÉTICO

Um magnetograma, como mostra a Figura 3.1, representa as medidas das intensidades do campo magnético na superfície do Sol. Inicialmente estes magnetogramas eram feitos através do efeito Zeeman onde, devido à presença do campo magnético os níveis de energia de um átomo inicialmente degenerados são separados. Esta separação em energia é devido ao número quântico magnético (M_J), associado à componente do momento angular total (J) na direção do campo magnético. Quando a intensidade do campo magnético é zero, todos os estados M_J têm a mesma energia. Esta degenerescência é removida se $\mathbf{B} \neq 0$.

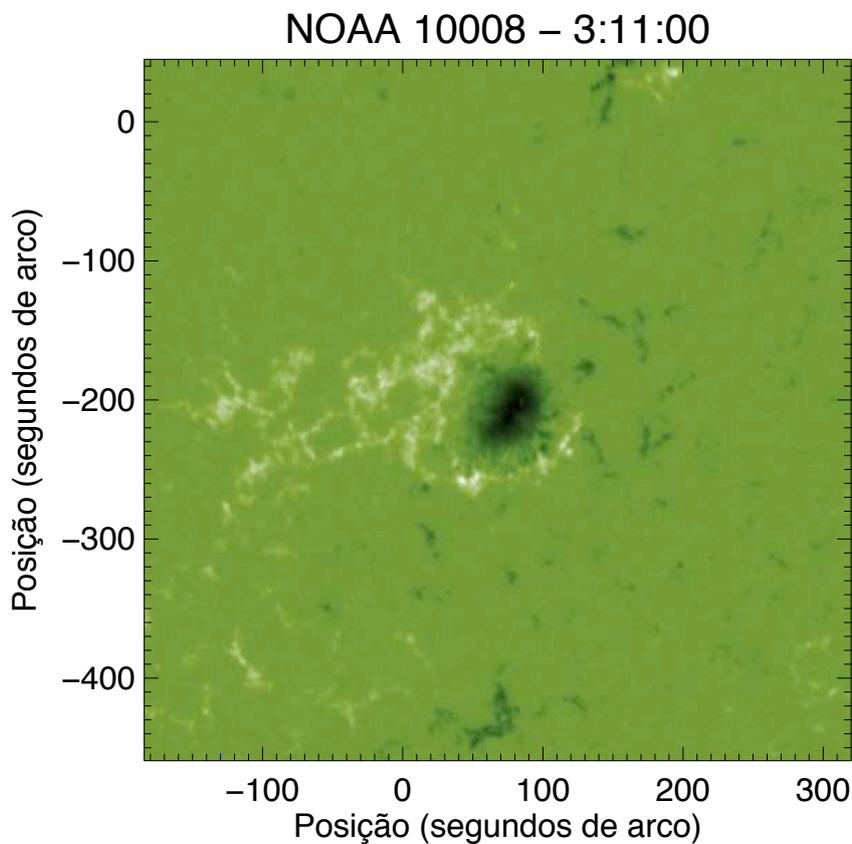


Figura 3.1 - Magnetograma da região ativa NOAA 10008 obtida pelo MDI.

O efeito Zeeman clássico, conhecido como tripleto Zeeman, é constituído por duas componentes deslocadas (σ) e uma não deslocada (π). Este deslocamento da linha é proporcional à intensidade do campo magnético, e à medida que nos afastamos da superfície solar torna-se mais difícil de ser observado, devido aos campos magnéticos atmosféricos serem mais fracos e ao alargamento das linhas espectrais, causado por

colisões e pelo efeito Doppler.

Porém, se o campo magnético for fraco, a separação das linhas espectrais será pequeno e devemos recorrer ao fato de que as componentes Zeeman são polarizadas. Atualmente, os magnetogramas são feitos através das medidas de polarização da linha, onde duas imagens são produzidas, uma em cada sentido da polarização circular da onda e a diferença entre elas produz o magnetograma, com a intensidade do campo mostrada como regiões positivas e negativas dependendo da direção do campo.

Devido ao fato das medidas do campo magnético só serem precisas o suficiente nas proximidades da superfície solar, para se obter informações dos campos magnéticos coronais os astrônomos solares extrapolam numericamente as medidas fotosféricas. Dentre os métodos mais usados estão a extrapolação potencial e a de campo livre de força, os quais iremos descrever abaixo, baseados em [Stix \(2004\)](#).

3.1 Extrapolação Potencial

O campo magnético medido na fotosfera pode ser atribuído a uma corrente elétrica sub-fotosférica. Além disso, deve haver um sistema de correntes elétricas na própria atmosfera que também constitui uma fonte para um determinado campo elétrico. Porém, pouco se sabe sobre estas correntes atmosféricas, que serão ignoradas em uma primeira aproximação. Neste caso, o campo atmosférico (\mathbf{B}) pode ser obtido a partir de um potencial (ϕ),

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

e pode ser calculado pelo método a seguir.

Em analogia ao cálculo de um potencial eletrostático, a componente normal B_z , na superfície $z = 0$, é relacionada a uma fictícia densidade superficial de carga σ_m de um monopólo magnético. A carga superficial gera o campo na metade superior, $z > 0$, mas também um campo idêntico na metade inferior, $z < 0$. Este último não possui interesse físico para nossa proposta, assim, temos

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

onde $\delta(z)$ é a função delta de Dirac, μ_m é a permeabilidade magnética do meio, e substituindo (3.2) em (3.1) obtém-se:

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

A solução para esta equação é uma integral de Poisson, em que

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

é uma integral sobre a superfície $z = 0$. Podemos ver que somente precisamos da componente normal de \mathbf{B} para calcular o campo potencial, o que pode ser medido pelo efeito Zeeman.

O potencial acima é apropriado se um magnetograma cobrindo uma pequena região da superfície solar evolui de forma que a curvatura do campo possa ser negligenciada. Para o cálculo de campos magnéticos globais a geometria esférica deve ser levada em consideração.

3.2 Campos Livres de Força

Para que um plasma esteja em equilíbrio hidrostático, ele deve satisfazer à seguinte equação

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p + \rho \mathbf{g} = 0, \quad (3.5)$$

onde: \mathbf{j} = densidade de fluxo de uma corrente elétrica, que gera uma densidade de força magnética $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$;

∇p = gradiente de pressão;

$\rho \mathbf{g}$ = densidade de força gravitacional.

No interior das estrelas os termos dominantes serão ∇p e $\rho \mathbf{g}$. Entretanto em atmosferas estelares, como a coroa solar, o campo magnético tem papel dominante. Se este for o caso, a equação para o equilíbrio se reduz a

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

Um campo magnético que satisfaça esta equação é chamado de campo livre de força, ou seja, a força de Lorentz é zero, o que só ocorrerá se a corrente elétrica e o campo magnético possuírem a mesma direção. Como a densidade de corrente é

$$\mathbf{j} \propto \nabla \times \mathbf{B}, \quad (3.7)$$

a equação 3.6 pode ser escrita como:

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0. \quad (3.8)$$

Assim,

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \quad (3.9)$$

onde α em geral é uma função de coordenadas espaciais. Aplicando o operador divergente a ambos os lados, temos

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0, \quad (3.10)$$

isto é, α é uma constante ao longo das linha de campo.

Na atmosfera solar um campo magnético livre de força pode ser calculado se o valor de α for conhecido para os pés da linha de campo, além do conhecimento da componente da linha de campo, B_z , normal à superfície solar.

3.3 Método computacional

Para modelar a atmosfera solar acima de regiões ativas, é necessário simular primeiramente a estrutura magnética da região a ser estudada. Utilizamos para isto, um programa desenvolvido em IDL (“Interactive Data Language”) com base no trabalho de [Nakagawa e Raadu \(1972\)](#), em que a partir de um magnetograma é possível extrapolar tanto o campo potencial ($\alpha = 0$), quanto o campo livre de força linear ($\alpha \neq 0$).

A extrapolação a partir da componente do campo magnético normal à superfície (B_z , magnetograma do MDI) resulta em um cubo de intensidades para cada uma das componentes do vetor campo magnético (B_x , B_y e B_z). A região extrapolada tem uma área de aproximadamente 500×500 segundos de grau², resultando em um cubo de intensidade magnética com a mesma área e uma altura de quase 200 segundos de grau ($\sim 1,5 \times 10^5$ km).

A Figura 3.2 mostra a componente B_z para uma extrapolação potencial ($\alpha = 0$) da região NOAA 10008 em diferentes alturas (h) da atmosfera solar. O campo magnético fotosférico é mostrado na Figura 3.2a, onde podemos notar que houve uma pequena variação da intensidade no pólo negativo extrapolado ($B_z = -1905$ G) em relação ao valor no campo magnético original ($B_z = -1857$ G). Essa variação é decorrente do cálculo das componentes B_x e B_y do campo magnético. Porém, estas variações não acarretam grandes alterações em nossas simulações. A variação de B_z no pólo negativo foi de quase 500 G em cerca de 1400 km de altura (Figuras 3.2a e 3.2b), chegando a uma intensidade de $|B_z| = 1427$ G.

Além do valor da intensidade, a extrapolação do campo magnético gera as posições espaciais das linhas do campo magnético na atmosfera solar. Estas posições são de

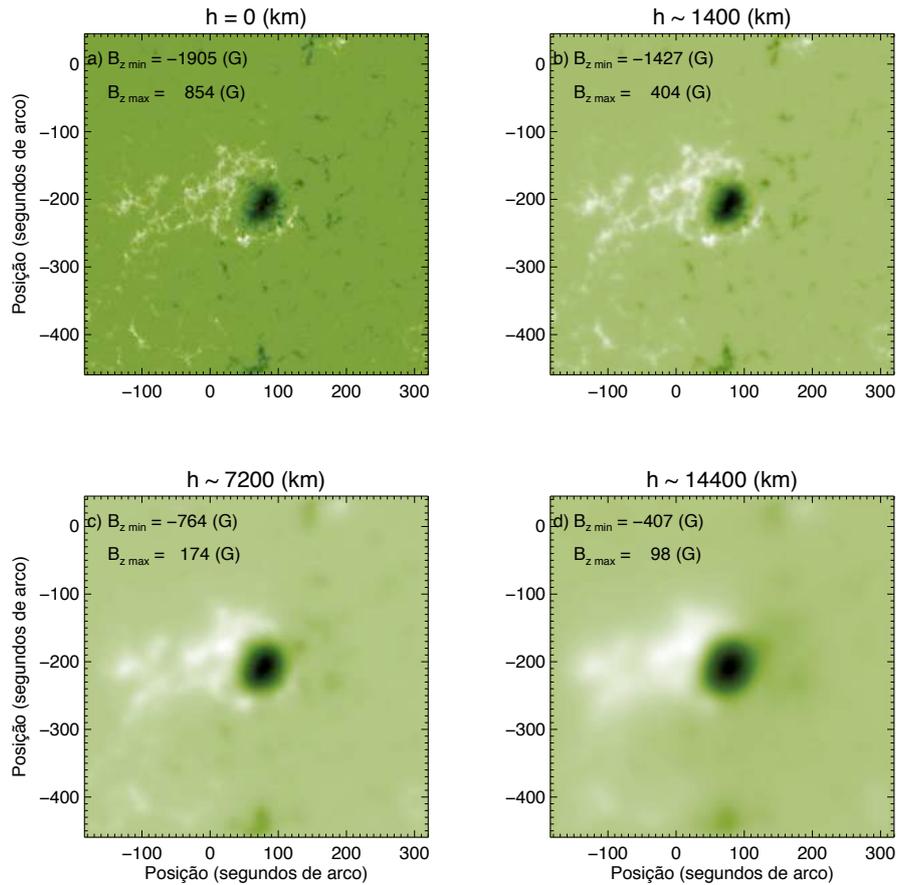


Figura 3.2 - Extrapolação potencial para a região NOAA 10008 a partir do magnetograma do MDI para diferentes alturas (h) na atmosfera solar. Em cada Figura são mostradas as intensidades máximas nos pólos negativo (B_{zmin}) e positivo (B_{zmax}).

suma importância para nosso modelo, pois propomos que ao redor destas linhas sejam criados tubos de fluxo com densidades e temperaturas diferentes da atmosfera calma do Sol. A Figura 3.3 mostra algumas linhas de campo magnético resultantes da extrapolação potencial ($\alpha = 0$) para a região NOAA 10008. Podemos observar a concentração dos pés das linhas do campo magnético no pólo negativo, enquanto os pés positivos estão mais dispersos ao redor do núcleo negativo.

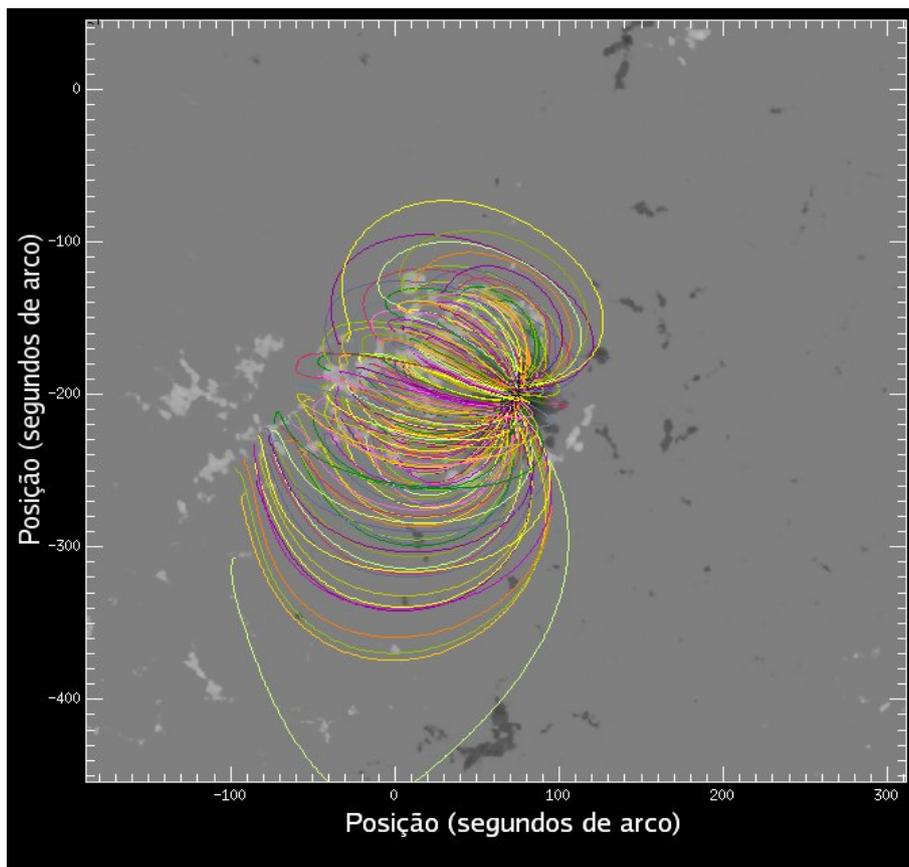


Figura 3.3 - Linhas de campo magnético, obtidas pela extrapolação potencial para a região NOAA 10008 a partir do magnetograma do MDI.

4 ANÁLISE DOS DADOS OBSERVACIONAIS

4.1 Levantamento dos dados

Este trabalho tem como objetivo modelar a emissão de regiões ativas observadas em 17 e 34 GHz, pelo “Nobeyama Radioheliograph”(NoRH). O NoRH é um rádio interferômetro que opera desde 1992, obtendo mapas de intensidade e polarização em 17 GHz e também mapas de intensidade em 34 GHz, a partir de 1996. Ele é composto por 84 antenas de 80 cm de diâmetro dispostas na forma de “T”, distribuídas ao longo de 490 m na direção leste-oeste e 220 m na direção norte-sul.

O interferômetro possui resolução espacial de 10-18 segundos de grau em 17 GHz e metade desta resolução em 34 GHz. Sua resolução temporal é de 1 s para o Sol calmo e de 50 ms na observação de eventos. Para o Sol calmo (SC), a base de dados do NoRH disponibiliza mapas em intervalos de 10 min durante aproximadamente 8 h por dia, resultando em cerca de 50 mapas solares por dia.

Os mapas de intensidade são resultados da soma das medidas de polarização circular à direita (R) e à esquerda (L), ou seja,

$$T_B = T_B^R + T_B^L.$$

Após a síntese das imagens, a temperatura de brilho do Sol calmo é normalizada para 10^4 K, com base em [Zirin et al. \(1991\)](#), tanto em 17 quanto em 34 GHz.

Por sua vez, os mapas de polarização em 17 GHz, são obtidos pela subtração entre as polarizações à direita e à esquerda ($R - L$). Assim, o grau de polarização (r_c) pode ser obtido pela equação:

$$r_c = \frac{T_B^{(R-L)}}{T_B^{(R+L)} - T_B^{SC}}. \quad (4.1)$$

O NoRH disponibiliza 1 mapa solar por dia em cada uma das frequências observadas na página da Internet <<ftp://solar.nro.nao.ac.jp/>>. Os mapas em 17 GHz têm áreas de 512×512 pixel², onde cada pixel equivale a 4,91 segundos de grau. Enquanto, os mapas de 34 GHz têm áreas de 1024×1024 pixel² e cada pixel equivale a 2,46 segundos de grau.

A Figura 4.1 mostra um exemplo de mapa solar de intensidades obtido pelo NoRH em 17 GHz. A temperatura de brilho da Figura 4.1 foi limitada em 3×10^4 K para podermos observar todas as regiões ativas observadas. O mapa em 34 GHz obtido no mesmo

horário é mostrado na Figura 4.2, onde a temperatura máxima no mapa foi fixada em $2,5 \times 10^4$ K.

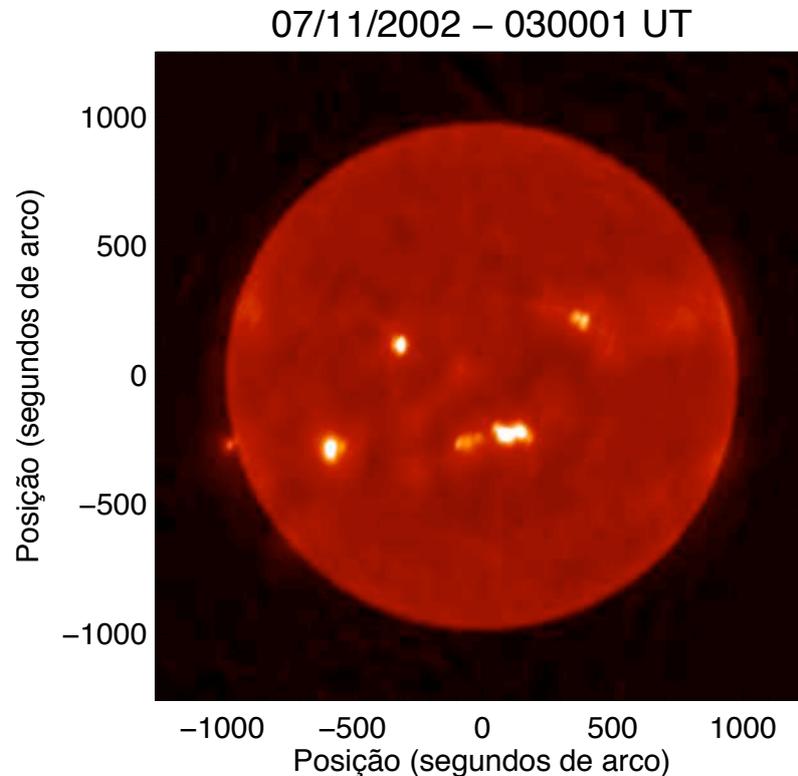


Figura 4.1 - Mapa do Sol em 17 GHz obtido pelo NoRH no dia 07 de novembro de 2002 às 03:00:01 UT. A temperatura de brilho máxima no mapa foi limitada em 3×10^4 K.

O mapa em 17 GHz mostra claramente 4 regiões ativas sendo a mais intensa (NOAA 10180) localizada próxima ao centro do disco solar. A mesma região ativa é observada no mapa em 34 GHz (marcada por *a1* na Figura 4.2), porém, como 34 GHz está no limite de observação do instrumento, o resultado é um mapa mais ruidoso que em 17 GHz. Um dos principais problemas dos mapas em 34 GHz é o surgimento de estruturas fantasmas no mapa, por exemplo, a região *a2* na Figura 4.2 é uma cópia da região ativa real (*a1*). Por outro lado, as estruturas *b1* e *b2* não parecem ser reais, porém, podem causar aumento local da temperatura de brilho, vide o efeito causado pela estrutura *b1*. Um problema maior ocorre quando estruturas fantasmas se sobrepõem às estruturas reais do Sol.

Iremos utilizar também magnetogramas obtidos pelo MDI (“Michelson Doppler Imager”) a bordo do satélite SOHO, o qual orbita o ponto 1 de Lagrange desde 1996 e fornece dados diários desde 1997. Esta posição estratégica permite que o Sol seja

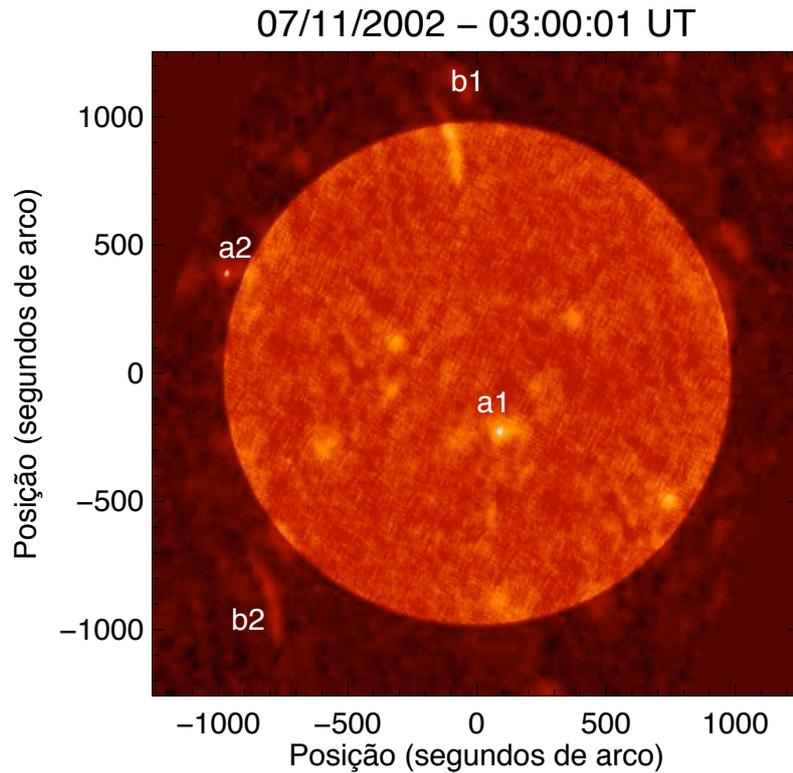


Figura 4.2 - Mapa do Sol em 34 GHz obtido pelo NoRH no dia 07 de novembro de 2002 às 03:00:01 UT. A temperatura de brilho máxima no mapa está saturada em 2.5×10^4 K.

observado continuamente pelos instrumentos a bordo. Os magnetogramas do MDI são imagens de 1024×1024 pixel², onde cada pixel equivale 1,98 segundos de grau. Na Figura 4.3 mostramos um magnetograma obtido pelo MDI no mesmo dia que a observação em 17 e 34 GHz feita pelo NoRH, com apenas 15 min de diferença. A imagem mostra aumento nas intensidades magnéticas nas mesmas posições onde foram observadas as regiões ativas em 17 GHz, e variações de campo magnético menores em outras posições.

4.2 Análise

Selecionamos 61 regiões ativas em 17 GHz (intensidade e polarização) entre 1992 e 2002 para serem analisadas, as quais não apresentaram muita atividade (explosões) enquanto visíveis no disco solar. As regiões selecionadas após 1996 contam também com mapas de intensidade em 34 GHz (44 regiões ativas) e após 1997 temos magnetogramas quase diários obtidos pelo MDI (39 regiões ativas).

A Tabela 4.1 mostra algumas informações sobre as regiões ativas quando estavam longitudinalmente próximas ao centro do disco solar, onde os efeitos de curvatura da superfície solar são menos pronunciados. Na tabela são mostrados os valores médios dos máximos das temperaturas de brilho para os mapas obtidos num determinado dia, estes valores são obtidos após a exclusão de alguns mapas com temperaturas de brilho máximas

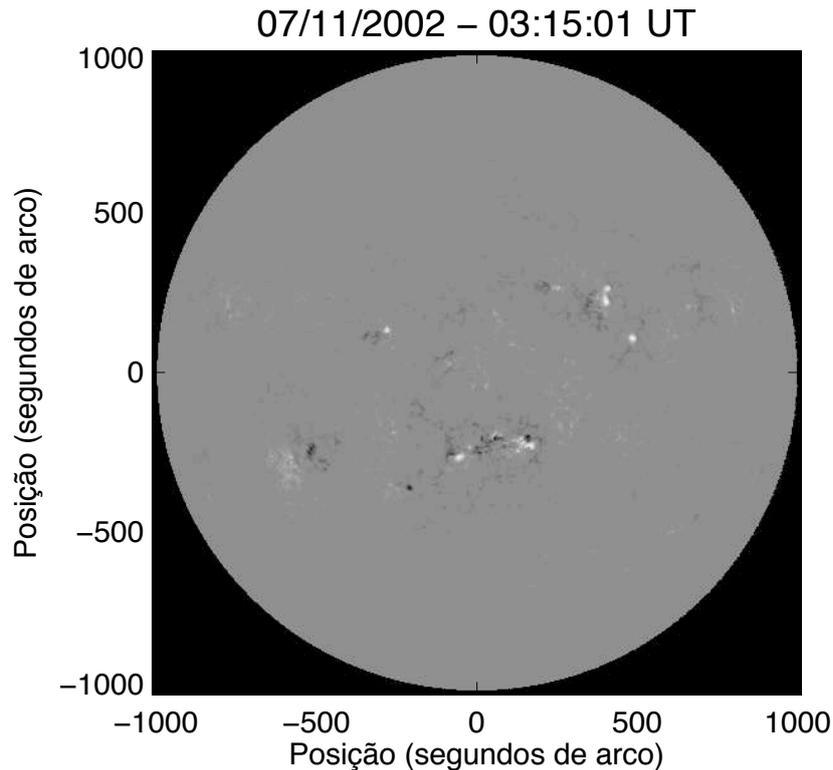


Figura 4.3 - Magnetograma do Sol obtido pelo MDI no dia 07 de novembro de 2002 às 03:15:01 UT.

muito maiores que a média apresentada no dia. Estes valores altos de temperatura de brilho podem ter diferentes razões. Em 17 GHz são provavelmente devidos a eventos rádio, entretanto em 34 GHz eles podem ser de origem instrumental, por exemplo, devido ao surgimento ou sobreposição de estruturas fantasmas durante a sintetização dos mapas. Devido aos problemas de medida em 34 GHz, a análise a seguir se concentrará apenas nas medidas obtidas em 17 GHz.

O conjunto escolhido apresenta tanto regiões ativas com fraca ou nenhuma polarização bem como regiões altamente polarizadas. As médias das polarizações máximas obtidas num determinado dia são mostrados na coluna 5. Na Tabela 4.1, 15 das 61 regiões ativas mostram polarização média maior que 30%, ou seja, possuem emissão giro-ressonante (Vourlidis et al., 2006).

Como nossa amostragem era pequena, principalmente em relação ao número de regiões ativas com magnetogramas do MDI disponíveis (39), analisamos mais 68 regiões ativas entre 2003 e 2007. Porém, para estas regiões ativas extras podemos contar apenas com os mapas em 17 GHz (intensidade e polarização) disponíveis na página da Internet do NoRH, ou seja, apenas 1 mapa por dia.

Tabela 4.1 - Parâmetros das regiões ativas analisadas.

NOAA	Dia	T_B 17GHz (10^4K)	T_B 34GHz (10^4K)	Pol. (%)	$ B _{max}(G)$
7216	05/07/1992	5,2±0,6	-	5,2±1,4	-
7260	19/08/1992	30±4	-	86,6±2,1	-
7335	11/11/1992	9,2±2,0	-	56±10	-
7348	29/11/1992	3,0±0,7	-	3,5±1,6	-
7417	08/02/1993	12,4±1,4	-	85±7	-
7420	10/02/1993	5,8±0,5	-	48±9	-
7448	17/03/1993	3,37±0,25	-	7,5±2,8	-
7515	01/06/1993	4,2±0,4	-	9,9±2,8	-
7590	03/10/1993	6,7±1,1	-	65±15	-
7613	05/11/1993	1,60±0,18	-	33±5	-
7722	18/05/1994	3,3±0,4	-	21,5±2,4	-
7757	23/07/1994	3,3±0,4	-	4,9±1,1	-
7765	14/08/1994	10,9±2,5	-	9±7	-
7776	09/09/1994	1,71±0,14	-	26±12	-
7790	18/10/1994	1,86±0,18	-	11±3	-
7863	16/04/1995	3,57±0,18	-	5,2±1,3	-
7888	11/07/1995	2,34±0,26	-	5,1±1,9	-
7981	03/08/1996	5,2±1,0	1,90±0,27	65±12	-
7999	26/11/1996	4,4±0,6	2,2±0,5	6,1±1,5	-
8026	03/04/1997	3,2±0,5	1,85±0,14	3,4±1,6	1060±110
8085	13/09/1997	3,2±0,4	1,83±0,12	5,7±1,6	1540±150
8193	08/04/1998	3,0±0,7	1,73±0,10	5,7±2,2	1620±160
8214	04/05/1998	4,1±0,4	2,06±0,23	5,6±1,3	1500±150
8293	08/08/1998	4,37±0,24	2,4±0,4	5,7±1,4	-
8375	04/11/1998	6,4±0,5	1,83±0,24	53±7	1700±170
8439	19/01/1999	4,2±0,7	1,84±0,17	4,5±1,2	-
8518	23/04/1999	2,43±0,24	1,73±0,13	5,6±1,5	930±90
8545	21/05/1999	4,3±0,9	1,82±0,19	45±12	1940±190
8628	13/07/1999	3,3±0,5	2,3±0,5	6,6±2,5	1490±150
8657	09/08/1999	2,25±0,15	1,81±0,14	7,4±2,4	1350±130
8662	11/08/1999	3,43±0,28	1,90±0,10	5,9±1,8	1430±140
8692	14/09/1999	3,3±0,3	2,2±0,4	4,9±1,5	1600±160
8766	19/11/1999	2,5±0,6	1,59±0,14	6,0±2,4	-
8805	24/12/1999	12,2±1,6	1,70±0,10	79±4	2000±200
8858	10/02/2000	2,8±0,6	1,66±0,26	5±4	1250±130
8910	18/03/2000	4,4±0,4	2,00±0,19	6,2±1,3	1490±150
9054	29/06/2000	3,1±0,4	1,74±0,11	38±10	1950±190
9056	30/06/2000	2,46±0,22	1,82±0,15	4,6±2,9	1160±120

(Continua)

Tabela 4.1 - Conclusão

NOAA	Dia	T_B 17GHz (10^4 K)	T_B 34GHz (10^4 K)	Pol. (%)	$ B _{\max}$ (G)
9090	23/07/2000	4,3±0,6	2,16±0,17	6,1±1,1	1580±160
9173	01/10/2000	2,51±0,27	1,67±0,15	6,6±1,6	1650±160
9190	15/10/2000	1,58±0,14	1,50±0,11	2,5±2,1	1490±150
9194	17/10/2000	2,9±0,3	1,63±0,08	5,2±1,9	1050±100
9415	09/04/2001	65±11	1,82±0,13	75±8	1920±190
9418	11/04/2001	3,17±0,26	1,80±0,15	0,8±0,6	1630±160
9445	05/05/2001	3,49±0,28	1,96±0,24	6,9±1,3	1370±140
9448	08/05/2001	1,72±0,23	1,78±0,17	3,7±2,6	1540±150
9502	18/06/2001	2,5±0,5	1,78±0,13	3,7±2,8	1060±110
9511	25/06/2001	2,9±0,6	1,74±0,13	3,3±2,4	1310±130
9543	21/07/2001	3,98±0,24	2,13±0,21	5,7±1,7	1590±160
9585	21/08/2001	3,8±0,4	2,06±0,27	6,2±2,2	1480±150
9596	30/08/2001	1,9±0,3	1,66±0,15	4±3	1590±160
9616	18/09/2001	2,8±0,5	1,80±0,17	4,4±2,4	1680±170
9672	24/10/2001	25±4	2,1±0,3	38±8	1520±150
9682	31/10/2001	5,0±0,8	2,9±0,7	8,8±2,2	1750±170
9712	27/11/2001	2,5±0,4	1,55±0,14	6,6±1,9	1060±110
9778	14/01/2002	2,57±0,20	1,60±0,12	5,9±1,3	1470±150
9845	02/03/2002	2,7±0,4	1,7±0,2	7±3	1680±170
10008	25/06/2002	13,9±1,3	1,86±0,10	85±5	1860±190
10019	06/07/2002	4,7±0,8	1,85±0,14	34±10	1680±170
10180	07/11/2002	4,3±0,6	2,04±0,25	3,9±1,0	1540±150
10185	09/11/2002	2,5±0,4	1,57±0,11	6,4±2,4	1380±140

A Figura 4.4 mostra uma comparação entre as médias diárias das temperaturas de brilho máximas e das polarizações máximas em 17 GHz. Podemos ver na Figura 4.4 um grupo de regiões ativas com polarização menor que 30 % e temperaturas de brilho menores que 6×10^4 K, nas quais a polarização não exerce nenhuma influência sobre os valores das temperaturas de brilho. Por outro lado, para as regiões ativas com polarização maior que 30 %, a temperatura de brilho parece seguir uma tendência de crescimento com o aumento da polarização. Com a inclusão das medidas de polarização e temperatura de brilho das 68 novas regiões ativas (pontos azuis na Figura 4.4) as regiões ativas com polarização menor que 30 % seguem o mesmo padrão da distribuição anterior, porém a dispersão aumenta para as regiões com altas polarizações ($> 50\%$) e a tendência de crescimento se torna menos visível.

Entre as 129 regiões ativas mostradas na Figura 4.4, 21 possuem temperatura de brilho maior que 6×10^4 K, destas apenas a região do dia 14 de agosto de 1994 (NOAA 7765) possui polarização menor que 30%. Assim, podemos concluir que se a temperatura de brilho em 17 GHz for maior que 6×10^4 K provavelmente existe contribuição

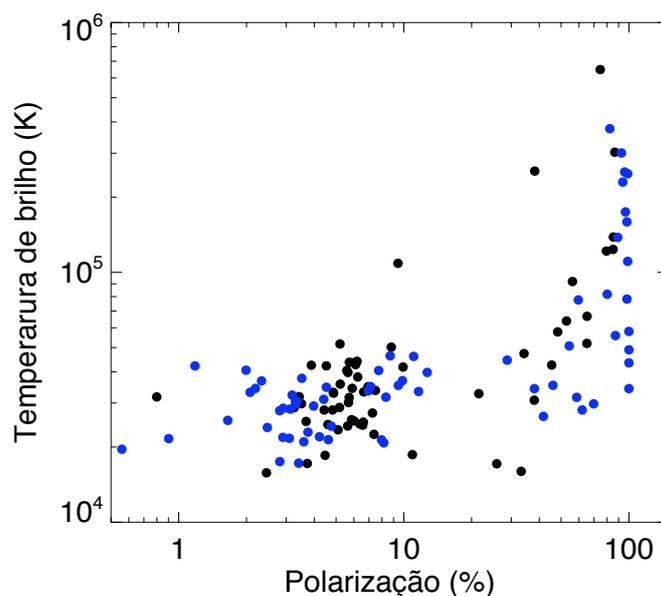


Figura 4.4 - Os símbolos pretos mostram a variação das médias das temperatura de brilho máximas em 17 GHz e as médias das polarizações máximas para as 61 regiões ativas da Tabela 4.1. Os símbolos azuis mostramos máximos de polarização e temperatura de brilho de 68 regiões ativas entre 2003 e 2007.

giro-ressonante.

Com relação à região NOAA 10652, [Brosius e White \(2006\)](#) sugerem que a emissão do 3º harmônico pode ter polarização baixa, desde que as profundidades ópticas para os modos ordinário e extraordinário não sejam muito diferentes. Como a emissão devido ao bremsstrahlung necessita de densidades muito altas para gerar temperaturas de brilho acima de 10^5 K em 17 GHz, a emissão giro-ressonante também está presente na emissão da região em questão.

[Vourlidas et al. \(2006\)](#) também concluem em concordância com [Shibasaki et al. \(1994\)](#) que a emissão giro-ressonante observada em 17 GHz se origina no 3º harmônico, ou seja, em locais onde o campo magnético é aproximadamente 2000 G. Como podemos ver na coluna 6 da Tabela 4.1, nenhuma das regiões ativas observadas pelo MDI apresentou um módulo máximo maior que 2000 G. Lembramos que os magnetogramas do MDI são obtidos na fotosfera e a emissão giro-ressonante em 17 GHz é gerada nas proximidades da região de transição, cerca de 3500 km acima da fotosfera de acordo com o modelo SSC.

A Figura 4.5a mostra a relação entre polarização das regiões ativas e os módulos máximos dos campos magnéticos medidos pelo MDI. Todas as regiões ativas com

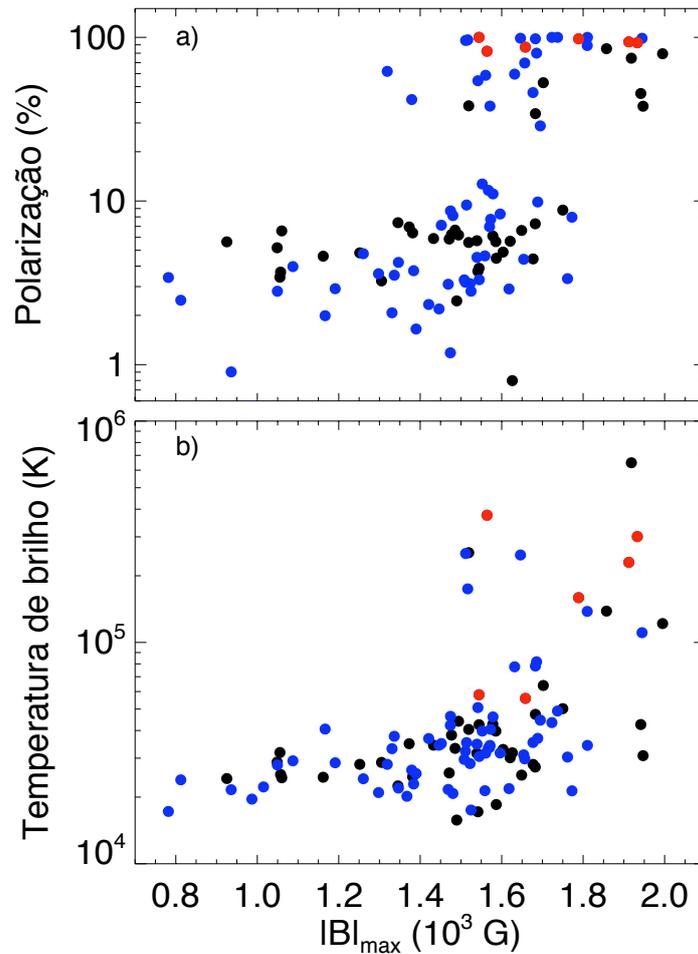


Figura 4.5 - a) Variação das polarizações em 17 GHz das regiões ativas em relação aos módulos máximos dos campos magnéticos. b) Variação das temperaturas de brilho em 17 GHz das regiões ativas em relação aos módulos máximos dos campos magnéticos. Os pontos em vermelho possuem magnetogramas do MDI com casos claros de saturação do campo magnético.

polarização maior que $\sim 30\%$ possuem campos magnéticos com máximos maiores que 1300 G. Além disso, todas as regiões ativas com $|\mathbf{B}| > 1800$ G possuem polarização maior que 30%. Na Figura 4.5b, o campo magnético é comparado com os máximos de temperaturas de brilho das regiões ativas em 17 GHz, o gráfico mostra que as regiões ativas com máximos maiores que 1×10^5 K possuem campos magnéticos maiores que 1500 G.

Uma das possíveis explicações para não haver medidas de campos magnéticos acima de 2000 G seria a saturação dos magnetogramas do MDI (Liu; Norton, 2006). Isto ocorre basicamente devido ao espalhamento da luz, que pode resultar numa mistura das regiões polarizadas com o meio não-polarizado. Os pontos vermelhos nos gráficos da Figura 4.5 mostram casos extremos de saturação dos magnetogramas obtidos pelo MDI.

Livingston et al. (2006) fizeram um estudo estatístico de aproximadamente 32000 grupos de regiões ativas entre 1917 e 2004. Os autores encontraram 55 grupos de manchas com (0,2%) campos magnéticos mais intensos que 4000 G, incluindo 5 medidas com campos mais intensos que 5000 G e uma mancha com 6100 G. Como podemos ver, campos destas intensidades são raramente observados, porém, campos magnéticos com intensidades acima de 3000 G são comuns e parecem seguir uma lei de potência com expoente -9,5. Cerca de 13000 grupos de manchas solares possuíam campos mais intensos que 1000 G, dentre estes 4,6% tinham intensidade máxima acima de 3000 G. Os autores também concluíram que o sistema de magnetografia empregado a partir de 1958 e usado na maioria dos instrumentos que medem campos magnéticos fotosféricos, incluindo o MDI, possuem grande precisão na medida de campos magnéticos fracos, mas falham ao medir os campos magnéticos mais intensos da região da umbra das manchas solares.

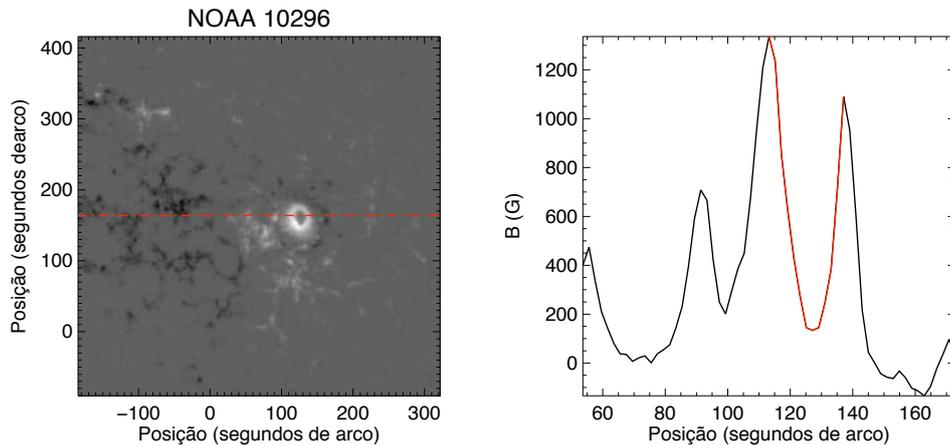


Figura 4.6 - a) Região ativa NOAA 10296 no dia 07 de março de 2003, mostrando um caso extremo de saturação no magnetograma obtido pelo MDI. b) Corte no magnetograma mostrado em 'a', onde a saturação do magnetograma é mostrada em vermelho.

Na Figura 4.6a é mostrada a região ativa NOAA 10296 no dia 07 de março de 2003, cujo pólo positivo está concentrado numa mesma região, porém, é evidente a entrada de luz das regiões não-polarizadas ao redor da mancha, invertendo a tendência de crescimento em intensidade do campo magnético e reduzindo sua intensidade de ~ 1300 G para menos de 200 G, como mostrado em vermelho na Figura 4.6b.

4.3 Regiões ativas a serem modeladas

Escolhemos a região ativa NOAA 8085 no dia 13 de setembro de 1997 como típico exemplo de região não-polarizada ($< 10\%$) durante todo o dia. Sua temperatura de brilho não ultrapassou $3,8 \times 10^4$ K em 17 GHz, enquanto em 34 GHz a temperatura de brilho máxima durante o dia foi de $2,2 \times 10^4$ K.

As medidas do MDI mostraram $|\mathbf{B}|_{\max} = 1539$ G para a região NOAA 8085. A distribuição do campo magnético na região ativa é do tipo bipolar, seguindo uma distribuição espacial aproximadamente linear com pequena inclinação em relação à horizontal. Os pontos extremos da região possuem as maiores intensidades, sendo a mancha líder de polaridade negativa. A Figura 4.7a mostra a região ativa observada em 17 GHz, com curvas de temperatura de brilho de $1,3$, $1,5$, $2,0$, $2,5$, e $3,0 \times 10^4$ K, na Figura 4.7b vemos o magnetograma da região. As duas observações foram feitas em horários bem próximos e podemos ver que a emissão em 17 GHz se concentra entre os dois pólos mais intensos do magnetograma.

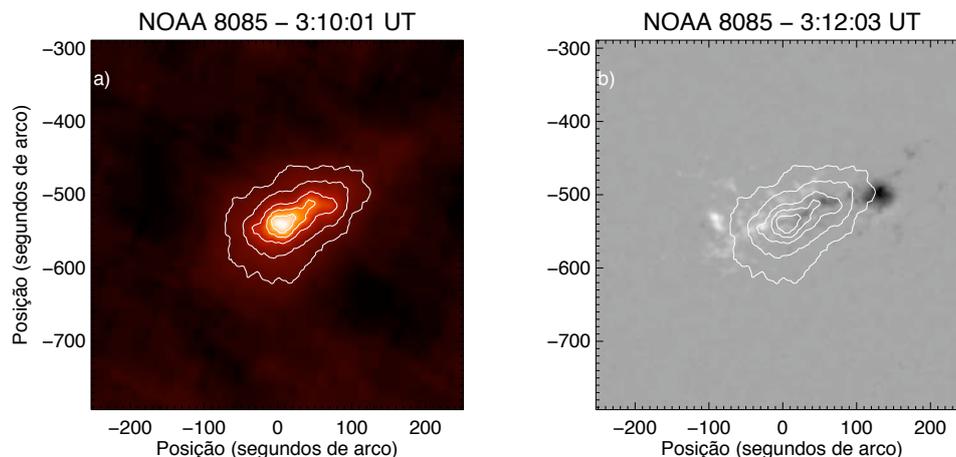


Figura 4.7 - a) Região ativa NOAA 8085 observada em 17 GHz, com curvas de temperatura de brilho de $1,3$, $1,5$, $2,0$, $2,5$, e $3,0 \times 10^4$ K. b) Magnetograma da região ativa, com as curvas de temperatura de brilho da imagem em 17 GHz.

Para o estudo da emissão em regiões ativas polarizadas, escolhemos a região NOAA 10008 no dia 25 de junho de 2002 (Figura 4.8). A região mostrou temperaturas de brilho máximas sempre acima de 10^6 K em 17 GHz, enquanto em 34 GHz as temperaturas de brilho máximas não passaram de $2,1 \times 10^4$ K, ou seja, temperatura de brilho equivalente às medidas da região não-polarizada escolhida (NOAA 8085). Apesar de não ter ocorrido

nenhuma explosão, a região mostrou alta polarização circular à esquerda de até $\sim 90\%$ durante o período observado.

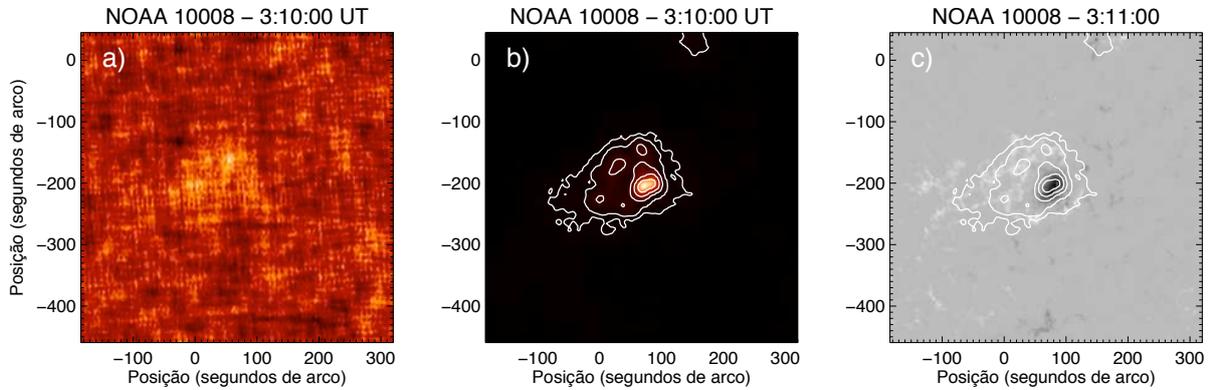


Figura 4.8 - a) Região ativa NOAA 10008 observada em 34 GHz. b) Região ativa NOAA 10008 observada em 17 GHz, com curvas de temperatura de brilho de $1,3, 1,5, 2,5, 5,0$ e $10,0 \times 10^4$ K. c) Magnetograma da região ativa, com as curvas de temperatura de brilho da imagem em 17 GHz.

O magnetograma do MDI desta região mostra em preto o pólo negativo bem concentrado enquanto que a polaridade positiva está difusa ao redor, a intensidade máxima estava localizada na região negativa com $|\mathbf{B}|_{\max} = 1857$ G. A emissão em 17 GHz acima de 10^5 K está concentrada no pólo negativo do magnetograma, mas, apresenta uma componente da ordem de 10^4 K ao redor deste máximo (Figura 4.8b e 4.8c). Já em 34 GHz (Figura 4.8a), não se observa um máximo bem definido próximo à concentração do campo magnético negativo, indicando emissão bremsstrahlung.

Valores de temperatura de brilho e polarização tão altos quanto os observados na região são uma clara indicação da presença de emissão giro-ressonante. Porém, a intensidade do campo magnético observada no magnetograma do MDI é menor que a intensidade necessária para gerar emissão do 3º harmônico em 17 GHz (~ 2000 G) e pouco maior que a intensidade necessária para o 4º harmônico (~ 1500 G). Além disso, para que a emissão giro-ressonante em 17 GHz seja observada os harmônicos 2-4 devem ocorrer na base da coroa solar, ou seja, em aproximadamente 4000 km da fotosfera seguindo o modelo SSC.

5 MODELOS DE ATMOSFERA SOLAR

5.1 Atmosfera do Sol calmo (SSC)

A estrutura da atmosfera solar tem sido modelada por vários autores desde o início da década de 70. Isto se deve principalmente à grande melhora nas técnicas observacionais aplicadas ao estudo do Sol, que permitem observar a atmosfera em várias camadas diferentes.

Entretanto, os modelos atmosféricos baseados nas observações de linhas espectrais (Gingerich et al., 1971; Vernazza et al., 1973; Vernazza et al., 1976; Vernazza et al., 1981; Fontenla et al., 1990; Fontenla et al., 1991; Fontenla et al., 1993) falham quando são comparados com as observações em rádio frequências. Esta incompatibilidade é atribuída por alguns autores (Zirin et al., 1991; Ewell et al., 1993) à extensão da cromosfera, que segundo estes deveria ir muito além dos cerca de 2000 km propostos pelos modelos baseados em linhas espectrais. Zirin et al. (1991) propõe que a cromosfera deveria se estender até 3500 km, enquanto Ewell et al. (1993) sugere o fim da cromosfera em 5000 km, tendo como base as medidas do raio solar em frequência sub-milimétricas.

Em trabalho anterior (SELHORST, 2003; Selhorst et al., 2005a), desenvolvemos um modelo de atmosfera solar para o Sol calmo, com o objetivo de ajustar o melhor possível as observações de temperatura de brilho do centro do disco solar em comprimentos de onda rádio (1-400 GHz) e também às medidas em 17 GHz do raio (Selhorst et al., 2004) e do abrilhantamento de limbo (Selhorst et al., 2003).

Nosso modelo é igual ao proposto por (Fontenla et al., 1993) para o Sol calmo médio na região entre 0 e 1000 km acima da superfície solar. Entre 1000 e 3500 km utilizamos uma modificação do modelo proposto por Zirin et al. (1991) e para a região de transição e a coroa (3500 - 40000 km), usamos a proposta de Gabriel (1992), com uma redução de 30% na densidade proposta. Nas Figuras 5.1 e 5.2 podemos comparar as curvas de temperatura e densidades do modelo que propusemos com os modelos anteriores nos quais nos baseamos.

Podemos ver nessas figuras que foram feitas algumas mudanças nos valores das densidades e temperaturas, primeiramente a fim de que fossem contínuos e para que os valores das temperaturas de brilho do centro do disco solar entre 1 e 400 GHz se ajustassem bem aos resultados observacionais. Para o cálculo da temperatura de brilho adotamos que a emissão é apenas devido ao bremsstrahlung térmico. Podemos ver na Figura 5.3 que o

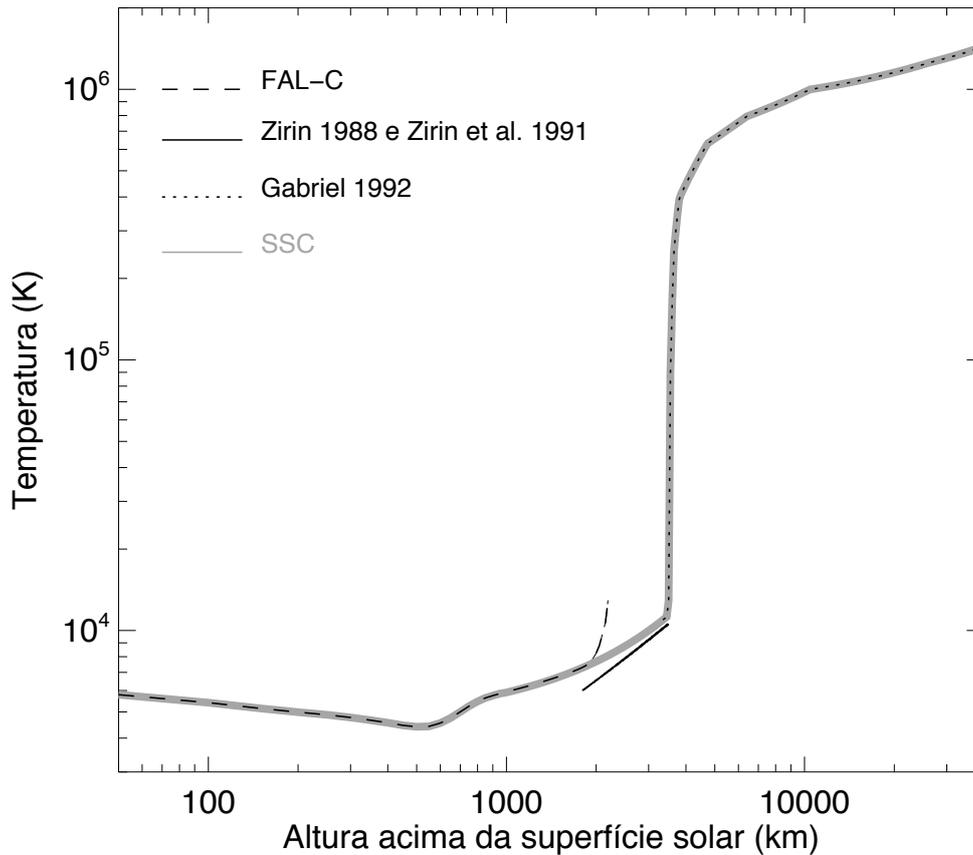


Figura 5.1 - Variação da temperatura da atmosfera solar para nosso modelo e dos modelos anteriores.

modelo proposto apresenta um ótimo ajuste aos dados observacionais (Zirin et al., 1991; Kuseski; Swanson, 1976; Beckman et al., 1973; Linsky, 1973).

Como o trabalho também tinha como objetivo reproduzir as medidas do brilho de limbo e raio solar medidos em 17 GHz, construímos uma atmosfera bidimensional com as distribuições de densidades e temperatura seguindo a curvatura do Sol. Os resultados para uma resolução de 10 segundos de grau mostraram um brilho de limbo de 36% e um raio solar de 970 segundos de grau. O brilho era compatível apenas com os valores máximos observados nos pólos do Sol e o raio era pelo menos 5 segundos de grau menor que os valores observacionais.

Para resolver esta discrepância foram introduzidas no modelo estruturas cromosféricas chamadas de espículas. Essas foram representadas como cilindros com densidade e temperatura constantes. Os valores das temperaturas, densidades e alturas para cada espícula estavam dentro dos intervalos de valores observacionais presentes na literatura

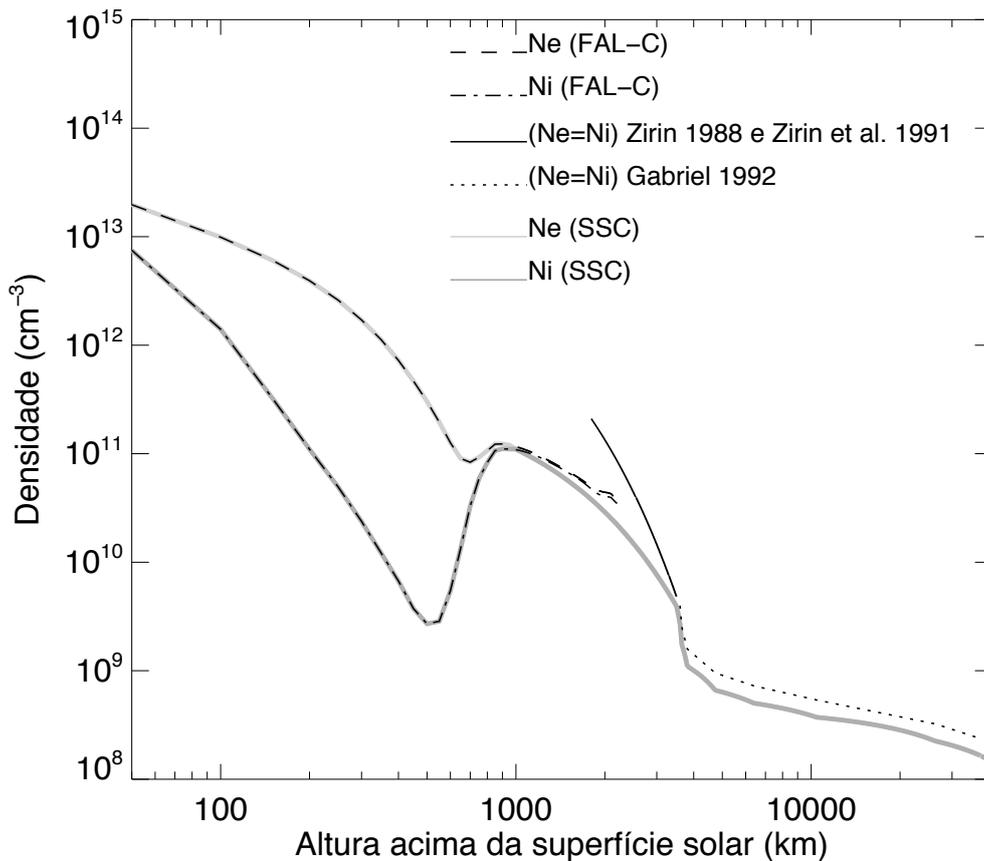


Figura 5.2 - Variação das densidades de elétrons (Ne) e prótons (Ni) adotadas para o nosso modelo e para os anteriores.

e foram atribuídos aleatoriamente através do “Método Monte Carlo”, assim como as posições das espículas na atmosfera solar e suas inclinações em relação à normal à superfície. Por atingirem alturas coronais e serem muito mais densas que a atmosfera solar nestas alturas, as espículas eram opticamente espessas em 17 GHz, resultando na redução do brilho de limbo para os valores compatíveis com os observados no equador solar. As espículas também causaram um aumento do raio solar, o qual mostrou ser dependente da altura na atmosfera atingida pelas espículas.

Os resultados deste trabalho foram apresentados em minha dissertação de mestrado (SELHORST, 2003) e nos artigos (Selhorst et al., 2005a; Selhorst et al., 2005b). Esse mesmo modelo, porém sem a inclusão de espículas, pois estas não são observadas sobre regiões ativas, será usado para representar a atmosfera calma do Sol no trabalho que propomos.

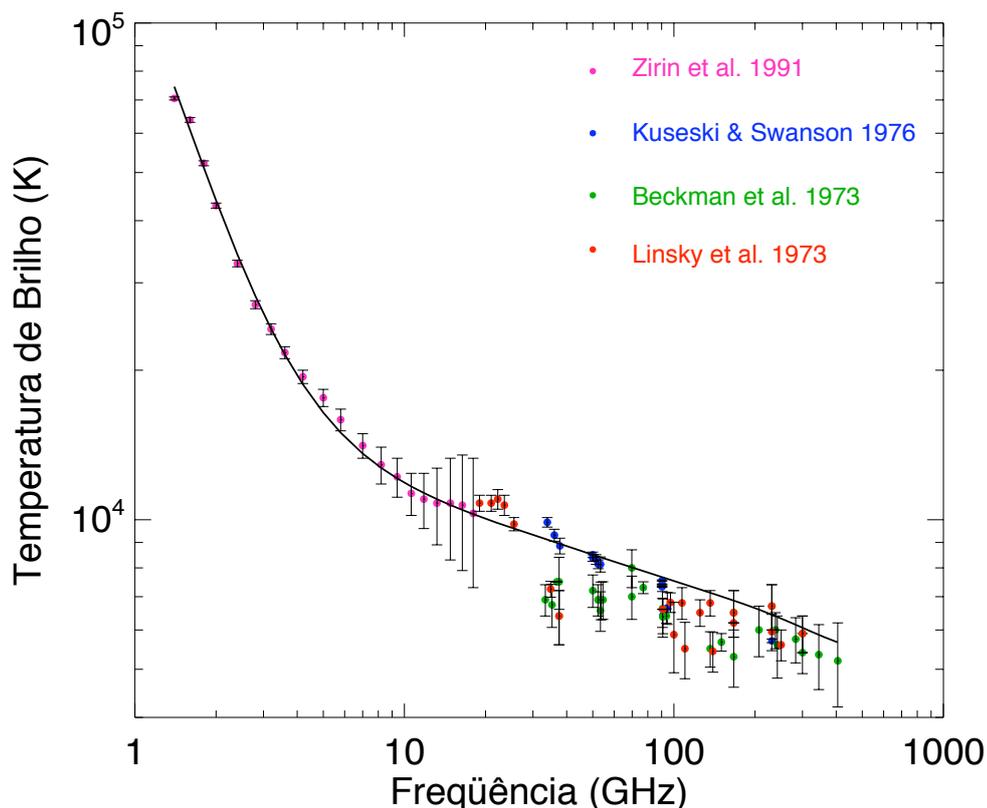


Figura 5.3 - Ajuste das temperaturas de brilho do centro do disco solar previstas pelo modelo aos dados observacionais.

5.2 Atmosfera acima de regiões ativas (SSC-AR)

5.2.1 Distribuições de densidades e temperaturas

A presença do campo magnético altera as distribuições de densidades de partículas (elétrons e íons) e suas temperaturas. Para estudar estas mudanças, as distribuições de densidades e temperaturas estimadas pelo modelo SSC foram estendidas de $\sim 4 \times 10^4$ km para a mesma altura obtida na extrapolação do campo magnético ($\sim 1,5 \times 10^5$ km). Nós propomos que tubos de fluxo são formados ao redor das linhas de campo magnético com intensidade fotosférica acima de um valor típico, por exemplo $|B| > 1000$ G. Estes tubos de fluxo possuem diâmetro (d) constante em toda a sua extensão (Aschwanden et al., 2000), e densidades de partículas e temperaturas diferentes dos valores da atmosfera solar calma.

Apesar das observações da fotosfera solar mostrarem regiões ativas mais frias que a área ao seu redor, por simplicidade, optamos por não alterar a baixa atmosfera solar (< 1000 km), visto que esta região é opticamente espessa à emissão rádio. Acima desta

região nós propomos que tanto as densidades quanto as temperaturas sejam maiores que os valores da atmosfera calma do Sol.

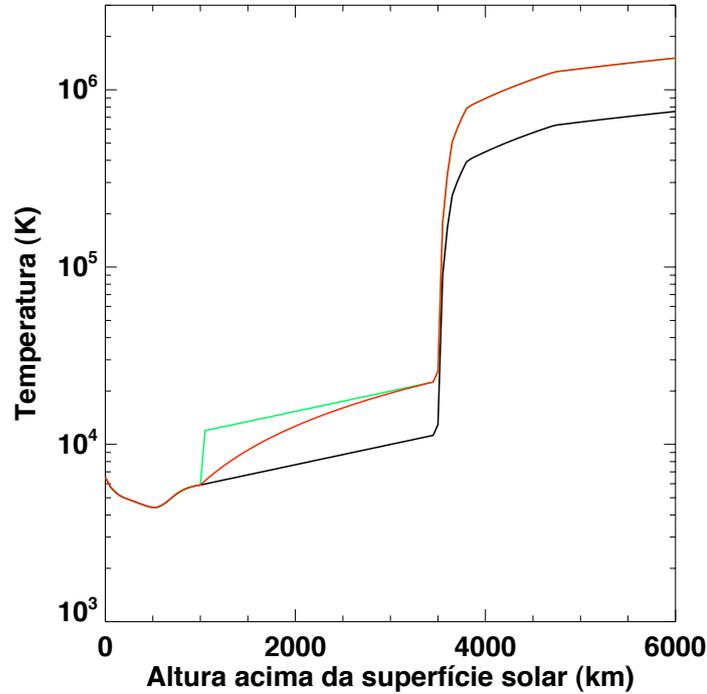


Figura 5.4 - A curva em preto mostra a distribuição de temperatura da atmosfera calma do Sol, a curva verde mostra um aumento de $N_T = 2$ nas temperaturas acima de 1000 km, enquanto na curva vermelha, temos um aumento gradual de 6,77 K/km da temperatura até a região de transição e $N_T = 2$ a partir deste ponto.

Numa primeira aproximação testamos aumentar a atmosfera na região ativa multiplicando os valores das densidades e temperaturas da atmosfera solar calma por um fator constante maior que zero. Onde os fatores de aumento das temperaturas (N_T) e densidades (N_{n_e}) foram definidos como:

$$N_T = \frac{T_{RA}}{T_{SC}} \quad (5.1)$$

e

$$N_{n_e} = \frac{n_{eRA}}{n_{eSC}} \quad (5.2)$$

onde, T_{SC} e n_{eSC} são a temperatura efetiva e densidade de elétrons do Sol calma, enquanto T_{RA} e n_{eRA} são temperatura efetiva e densidade de elétrons da região ativa.

Porém, este procedimento resulta em grande salto nas distribuições de densidades

e temperaturas em 1000 km acima da superfície solar (Figura 5.4 curva verde). Uma alternativa a esta proposta é uma variação gradual nas duas distribuições até a região de transição. Após a região de transição o aumento continua sendo feito como no processo anterior. Na Figura 5.4, a curva verde mostra um aumento de temperatura de um fator 2 para a região acima de 1000 km, enquanto a curva vermelha representa um crescimento gradual de 6,77 K/km até a região de transição, onde se iguala à curva verde, após este ponto a temperatura da atmosfera do Sol calmo aumenta por um fator 2 e as duas curvas coincidem.

5.2.2 Temperatura de brilho

No modelo proposto, a temperatura de brilho é calculada através das equações de transferência radiativa para cada coluna do cubo magnético, levando-se em consideração os valores das distribuições de densidades e temperaturas e os valores do campo magnético em cada ponto. A resolução espacial em cada coluna foi de 50 km, o que resulta numa integração de aproximadamente 3000 pontos para cada coluna. Esta resolução é de grande importância para se ter uma boa precisão nos valores da temperatura de brilho, principalmente devido à grande mudança em temperatura e densidade que ocorre na região de transição, e ao fato dos harmônicos da giro-ressonância ocorrerem em camadas muito finas da atmosfera solar.

Para o cálculo da temperatura de brilho, foram usadas as equações para as emissões bremsstrahlung (κ_b , equação 2.1) e giro-ressonante (κ_ν , equação 2.12) de elétrons térmicos propostas por Zirin (1988) e Dulk (1985), apresentadas nos capítulos 2 e 3. Propomos que o coeficiente de absorção total seja igual à soma dos coeficientes dos dois mecanismos de emissão:

$$\kappa = \kappa_b + \kappa_\nu. \quad (5.3)$$

Como foi mencionado no capítulo sobre regiões ativas, a emissão de giro-ressonância origina-se somente nos primeiros harmônicos (2-4), por esta razão e para tornar o cálculo computacional mais rápido, optamos por calcular o coeficiente de absorção apenas para harmônicos menores que 5. Isto se justifica devido ao fato da contribuição de harmônicos maiores que 5 para o coeficiente de absorção total ser muito menor que o coeficiente de absorção bremsstrahlung.

Quanto ao modo de emissão dominante, Shibasaki et al. (1994) sugere que a profundidade óptica do modo extraordinário é maior que a do modo ordinário. Para o 3º harmônico em 17 GHz a profundidade óptica do modo extraordinário é quase 1,5 vezes

maior que a do modo ordinário. Assim, emissão altamente polarizada à esquerda indica que apenas o modo extraordinário possui profundidade óptica finita.

A dependência angular do coeficiente de absorção da giro-ressonância (θ) foi estimada da seguinte forma:

$$\cos\theta = \frac{B_z}{|\mathbf{B}|}. \quad (5.4)$$

Como escolhemos regiões ativas próximas ao centro do disco solar, os efeitos geométricos puderam ser desprezados.

Os resultados são apresentados no próximo capítulo.

6 DISCUSSÃO E RESULTADOS

6.1 Região ativa NOAA 8085

A região ativa NOAA 8085 é um exemplo típico de região ativa com baixa polarização ($< 10\%$) cujo mecanismo de emissão predominante é o bremsstrahlung. Durante o dia 13 de setembro de 1997, as temperaturas de brilho máximas não passaram de 3,8 e $2,2 \times 10^4$ K, em 17 e 34 GHz, respectivamente.

O magnetograma da região ativa obtido pelo MDI neste dia mostrou $|\mathbf{B}|_{\max} = 1539$ G. O magnetograma foi extrapolado supondo $\alpha = 0$ (extrapolação potencial). O modelo SSC-AR propõe que todas as linhas de campo cujos pés possuam intensidades acima de um certo valor, por exemplo, $|\mathbf{B}|_{\min} = 250, 500$ ou 1000 G, gerem tubos de fluxo magnéticos ao seu redor. Esta escolha determina o quanto a atmosfera calma do Sol terá suas distribuições de densidade e temperatura alteradas pela presença do campo magnético.

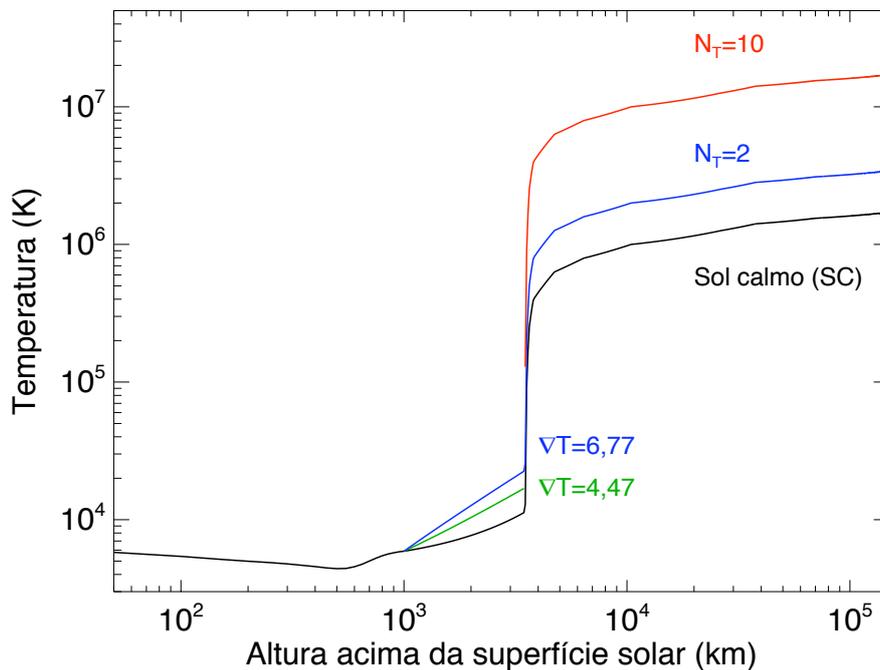


Figura 6.1 - A curva preta mostra a temperatura da atmosfera calma do Sol. As curvas verde e azul mostram $\nabla T = 4,47$ e $6,77$ K km $^{-1}$, resultando em temperaturas 1,5 e 2 vezes maiores que os valores do Sol calmo em 3500 km. Nas curvas coronais, a curva azul mantém $N_T = 2$, enquanto a curva vermelha mostra $N_T = 10$.

Partindo de um magnetograma com resolução espacial de ~ 2 segundos de grau o número de linhas de campo magnético cujos pés ancorados na fotosfera possuem $|\mathbf{B}|_{\min} = 250$ G é 1008, um número que preenche completamente a área entre os pólos do magnetograma. Porém, se escolhermos apenas linhas de campo com $|\mathbf{B}| > 500$ ou 1000 G, o número de tubos de fluxo será reduzido para 343 e 83, respectivamente. As linhas de campo magnético obtidas a partir da extrapolação dos pés mais intensos atingem alturas maiores na atmosfera solar, além de terem um perfil mais próximo da normal à superfície solar na região mais baixa da atmosfera. Como os pés mais intensos estão nos extremos opostos da região ativa, a escolha apenas altera a baixa atmosfera solar nestes extremos, enquanto a região entre eles será alterada na região da coroa solar.

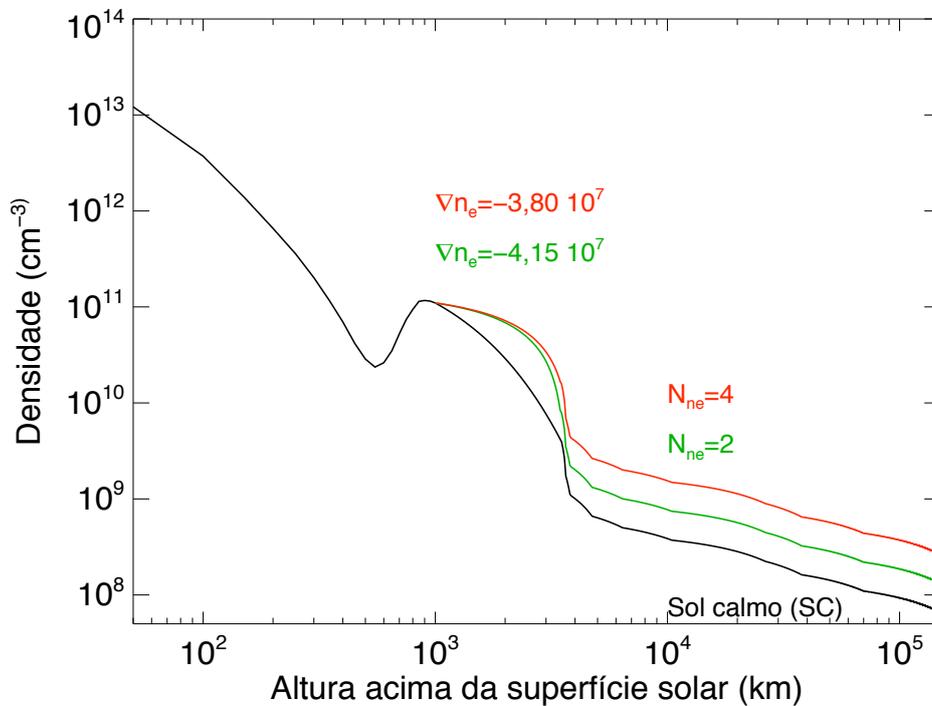


Figura 6.2 - A curva preta mostra a densidade da atmosfera calma do Sol, enquanto as curvas verde e vermelha mostram as alterações sofridas na atmosfera acima de regiões ativas, ambas mostram redução linear da densidade cromosférica, resultando em densidade 2 e 4 vezes maiores que a densidade da atmosfera calma do Sol em 3500 km. Os fatores, 2 e 4, são mantidos constantes para o restante da atmosfera solar.

Como foi descrito anteriormente, as distribuições de densidade e temperatura abaixo de 1000 km na atmosfera, são as mesmas para o Sol calmo (SC) e região ativa. A temperatura na cromosfera, região entre 1000 e 3500 km acima da superfície solar, sofreu um aumento linear seguindo um gradiente ∇T . Na coroa solar a distribuição de temperaturas da

região ativa é maior que os valores do Sol calmo por um fator constante N_T . Na Figura 6.1 mostramos alguns exemplos das mudanças na distribuição de temperaturas usadas no modelo proposto. As curvas verde e azul, mostram gradientes de temperatura (∇T) na cromosfera de 4,47 e 6,77 K km⁻¹ respectivamente, resultando em temperaturas 1,5 e 2,0 vezes maiores que a temperatura do Sol calmo em 3500 km, ou seja, $N_T = 1,5$ e 2. A curva azul mantém o mesmo fator de aumento do topo da cromosfera na região coronal ($N_T = 2$), enquanto a curva vermelha mostra $N_T = 10$.

A Figura 6.2 mostra a distribuição de densidades do Sol calmo (curva preta), e dois exemplos de alterações na densidade proposta pelo modelo. A curva verde apresenta redução linear da densidade na cromosfera, com gradiente $\nabla n_e = -4,15 \times 10^7$ partículas cm⁻³km⁻¹, tendo densidade 2 vezes maior que a densidade do Sol calmo no início na região de transição, este fator $N_{n_e} = 2$ é mantido constante para o restante da atmosfera. A curva vermelha apresenta um gradiente menor de densidade na cromosfera ($\nabla n_e = -3,80 \times 10^7$ partículas cm⁻³km⁻¹), resultando numa densidade 4 vezes maior que a densidade do Sol calmo em 3500 km e, como no caso anterior, também mantém este fator aumentando ($N_{n_e} = 4$) a parte mais externa da atmosfera solar acima da região ativa. Podemos notar na Figura 6.2 que o gradiente de densidade da cromosfera das regiões ativas é quase constante se comparado com a variação de densidade na atmosfera calma do Sol.

Tabela 6.1 - Temperaturas de brilho máximas resultantes das simulações em 17 e 34 GHz para a região ativa NOAA 8085 e seus parâmetros livres.

	$ \mathbf{B} _{\min}$	d	∇T	N_T	∇n_e	N_{n_e}	T_{Bmax}	
			Cromosfera	Coroa	Cromosfera	Coroa	17 GHz	34 GHz
	(G)	(km)	(K km ⁻¹)		(10 ⁷ cm ⁻³ km ⁻¹)		(10 ⁴ K)	(10 ⁴ K)
a	1000	4500	13,54	10	-3,80	4	4,42	-
b	250	3000	6,77	5	-3,97	3	2,45	2,04
c	250	3000	6,77	2	-3,89	5.5	3,37	-
d	250	3000	6,77	2	-3,55	5.5	3,40	2,36
e	250	3000	6,77	4	-3,55	5.5	3,33	2,34
f	250	3000	5,85	3	-3,63	5	2,90	-

A Tabela 6.1 mostra os diferentes parâmetros livres usados nas simulações, onde:

- $|\mathbf{B}|_{\min}$ é o valor mínimo dos pés dos arcos magnéticos considerados na simulação;
- d é o diâmetro dos tubos de fluxo magnético;

- ∇T é o gradiente de temperatura da cromosfera usado no preenchimento dos tubos de fluxo;
- N_T é o fator de aumento na temperatura efetiva do Sol calmo;
- ∇n_e é o gradiente de densidades da cromosfera ($n_e = n_i$) usado no preenchimento dos tubos de fluxo;
- N_{n_e} é o fator de aumento na densidade do Sol calmo.

Nas 2 últimas colunas da Tabela 6.1 mostramos os valores máximos das temperaturas de brilho resultantes em 17 e 34 GHz, com resoluções espaciais de 15 e 7,5 segundos de grau, respectivamente.

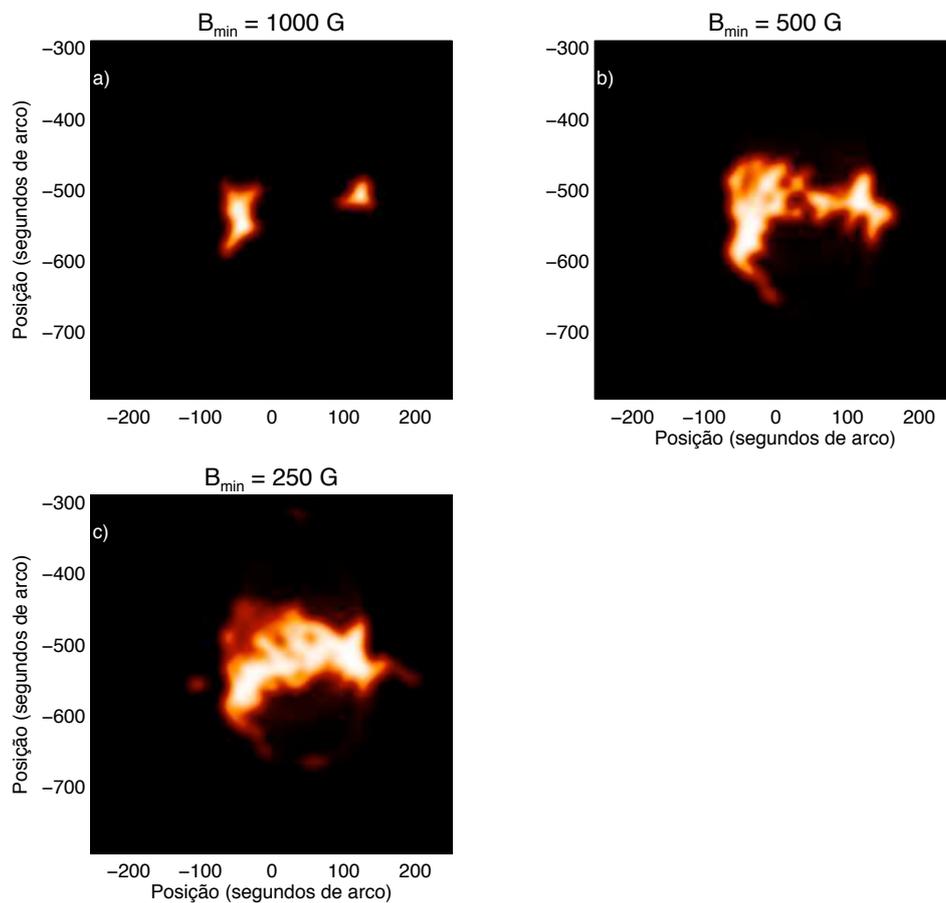


Figura 6.3 - a) Simulação usando apenas 83 linhas de campo com pés mais intensos que $|\mathbf{B}|_{\min} = 1000 \text{ G}$. b) Simulação usando 343 linhas de campo com pés mais intensos que $|\mathbf{B}|_{\min} = 500 \text{ G}$. c) Simulação usando 1008 linhas de campo com pés mais intensos que $|\mathbf{B}|_{\min} = 250 \text{ G}$.

Os cálculos das emissões em 17 e 34 GHz são feitos em todas as colunas do cubo gerado pela extrapolação de campo magnético a partir do magnetograma do MDI, o qual possui 256×256 pixels² com resolução de $\sim 2''$, aproximadamente 500×500 segundos de grau². Desta forma, teremos ao final da simulação uma matriz com o mesmo tamanho e resolução que o magnetograma do MDI. Porém, os mapas em 17 e 34 GHz obtidos possuem resoluções espaciais de $15''$ e $7,5''$, respectivamente. Assim, para fins de comparação, as matrizes resultantes das simulações são convoluídas com gaussianas bi-dimensionais com meias larguras iguais às dos feixes do interferômetro para que tenham as mesmas resoluções espaciais das observações.

Em relação à distribuição espacial da temperatura de brilho, podemos ver na Figura 6.3a que o preenchimento dos tubos de fluxo que possuem linhas de campo com pés mais intensos ($|\mathbf{B}|_{\min} = 1000$ G) resultará em aumentos na temperatura de brilho apenas na região destes pés, pois os topos destes arcos encontram-se na coroa solar muito acima da região onde a emissão bremsstrahlung é formada. Com o aumento do número de linhas de campo magnético com tubos de fluxo ao redor, a área entre os dois extremos da região ativa é melhor preenchida como podemos ver nas Figuras 6.3b e 6.3c, obtidas com $|\mathbf{B}|_{\min} = 500$ e 250 G, respectivamente.

A emissão em 17 e 34 GHz é bastante sensível às mudanças nas distribuições de densidades e temperaturas na cromosfera solar. Quanto maiores forem os gradientes de temperatura (∇T) e densidade (∇n_e) da cromosfera maiores serão as temperaturas de brilho resultantes. O mesmo aumento é visto no caso de densidades coronais maiores que os valores do Sol calmo. Porém, como a temperatura de brilho devido à emissão bremsstrahlung é proporcional a $n_e^2 T^{-\frac{1}{2}}$, os aumentos nas temperaturas coronais das regiões ativas são observados como reduções nos valores das temperaturas de brilho.

Um grande número de tubos de fluxo próximos com diâmetros maiores, por exemplo 4500 km, fazem com que a atmosfera acima da região ativa seja quase totalmente alterada em relação à atmosfera calma do Sol. Apenas na primeira simulação usamos tubos de fluxo com 4500 km de diâmetro, porém como o número de tubos de fluxo era pequeno (83) e seus topos atingiam regiões coronais, apenas a região dos pés mostraram temperaturas de brilho maiores que as do Sol calmo. Nas demais simulações usamos tubos de fluxo mais finos, porém em número bem maior, que alteraram a região da cromosfera solar, mesmo entre os pés mais intensos da região ativa, o que resultou numa maior distribuição das temperaturas de brilho.

As simulações mostraram que o modelo proposto (SSC-AR) resulta em valores de

máximos de temperatura de brilho compatíveis com os valores observacionais em 17 e 34 GHz. Em relação à distribuição espacial das temperaturas, os resultados usando $|\mathbf{B}|_{\min} = 250$ G revelam uma região com valores máximos de temperaturas distribuídos por toda a área entre os pólos opostos do magnetograma, enquanto a observação mostra um aumento gradual das temperaturas de brilho, com uma região de máximos pequena e localizada entre os dois pólos do magnetograma.

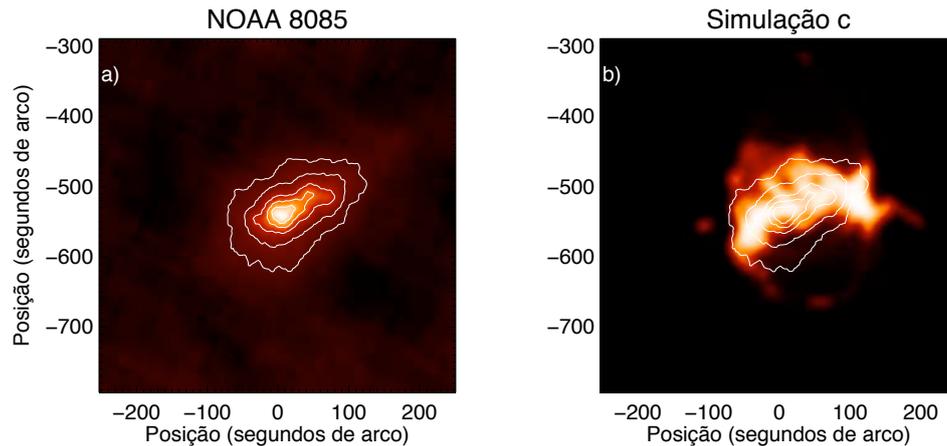


Figura 6.4 - a) Região ativa NOAA 8085 observada em 17 GHz, com curvas de temperatura de brilho de $1,3$, $1,5$, $2,0$, $2,5$ e $3,0 \times 10^4$ K. b) Resultado da simulação *c* apresentada na Tabela 6.1 com as curvas de temperatura de brilho da observação.

6.2 Região ativa NOAA 10008

A região NOAA 10008 foi escolhida como exemplo para simulação de região ativa polarizada. Esta escolha se deve ao fato da região ter sido observada tanto em 17 GHz quanto em 34 GHz e apresentado alto grau de polarização em 17 GHz sobre a mancha líder (pólo negativo), indicando a presença de giro-ressonância. Por outro lado, as temperaturas de brilho observadas ao redor da mancha líder são sempre menores que 15% em relação ao máximo de temperatura de brilho observado, além de possuírem índice de polarização muito baixo, indicando apenas emissão bremsstrahlung. A emissão em 34 GHz é devido ao bremsstrahlung em toda a região, visto que seriam necessários campos magnéticos de aproximadamente 3000 e 4000 G na atmosfera solar para que haja emissão giro-ressonante vinda do 3° ou 4° harmônicos, valores muito intensos para a atmosfera solar.

Apesar do alto grau de polarização da região ativa no dia 25 de junho de 2002, com média de $\sim 84\%$, o magnetograma obtido pelo MDI mostrou um valor muito baixo de campo magnético para gerar emissão giro-ressonante em 17 GHz ($|\mathbf{B}|_{\max} = 1857$ G). De fato, a extrapolação potencial da região ativa mostra uma redução de cerca de 500 G em apenas 1500 km acima da fotosfera, ou seja, o 4º harmônico (~ 1500 G) seria gerado abaixo de 1500 km. Levando em consideração que $\tau = 1$ devido apenas à emissão bremsstrahlung em 17 GHz ocorre em 2900 km acima da superfície solar (Selhorst et al., 2005a), a emissão giro-ressonante seria totalmente absorvida pela atmosfera.

Como solução para o fato do campo magnético fotosférico determinado por meio de magnetogramas ser inferior aos valores reais propomos as seguintes alternativas:

- Ajustar o perfil de uma gaussiana às intensidades do campo magnético da umbra da mancha solar, com máximo de intensidade no centro da umbra. O ajuste será feito não somente as medidas de intensidades originais, mas também aos seu valores aumentados;
- Linhas de campo magnético com intensidades amplificadas na atmosfera solar. Estas linhas seriam escolhidas através do “Método Monte Carlo”.

Abaixo discutiremos estas duas alternativas e seus resultados para a região NOAA 10088.

6.2.1 Modelo de umbra seguindo o perfil de uma gaussiana

Partimos do pressuposto de que os magnetogramas do MDI não são capazes de medir campos magnéticos altos (Liu; Norton, 2006; Livingston et al., 2006), vide Figura 4.6a, portanto, propomos um magnetograma fotosférico mais intenso. Supomos que a distribuição do campo magnético fotosférico na umbra da mancha dominante siga uma distribuição gaussiana. Na Figura 6.5 mostramos um corte no magnetograma em seu ponto mais intenso (curva em preto), $|\mathbf{B}|_{\max} = 1857$ G, a curva verde mostra o ajuste dos dados originais por uma gaussiana, o qual resulta em um módulo máximo do campo magnético menor que o valor original, $|\mathbf{B}|_{\max} = 1685$ G.

As curvas em azul e vermelho na Figura 6.5, mostram ajustes por gaussianas aplicados aos dados originais multiplicados por 1,5 e 2 vezes respectivamente. Este procedimento resulta em campos magnéticos máximos de $|\mathbf{B}|_{\max} = 2528$ G e $|\mathbf{B}|_{\max} = 3370$ G. A largura das gaussianas tomada à meia potência é ~ 35 segundos de grau nos 3 casos mostrados na Figura 6.5.

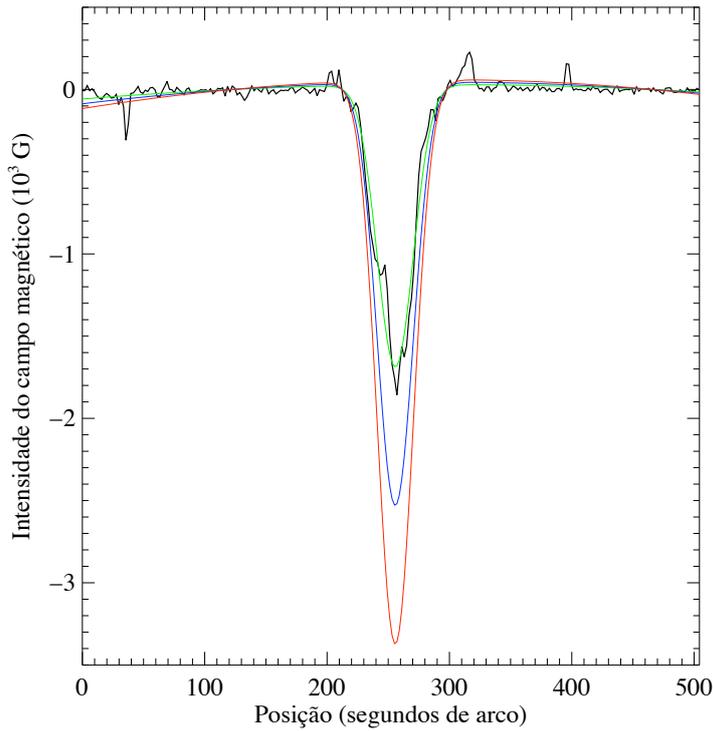


Figura 6.5 - Corte no ponto mais intenso do magnetograma (curva em preto), com ajuste gaussiano aos valores originais (curva em verde). As curvas em azul e vermelho mostram ajustes gaussianos aos valores originais amplificados em 1,5 e 2 vezes respectivamente.

O ajuste de perfis por gaussianas na região da umbra com pólo negativo foi aplicado primeiramente na direção leste-oeste para todas as linhas que tivessem intensidades menores que -500 G. A seguir, foi feito o ajuste na direção norte-sul. O magnetograma resultante dos ajustes por gaussiana aos valores originais amplificados em 2 vezes é mostrado na Figura 6.6b, a Figura 6.6a mostra o magnetograma original. Como o valor negativo mais intenso passou de -1857 G para -3370 G, a parte nula e positiva do magnetograma estão mais claras na Figura 6.6b em relação à Figura 6.6a.

Na Tabela 6.2 são mostradas as diferentes temperaturas e densidades usadas para preencher os tubos de fluxo magnético, os quais possuem 4500 km de espessura em todas as simulações presentes na Tabela. Nestas simulações propomos que todas as linhas de campo magnético com pés mais intensos que $|\mathbf{B}|_{\min} = 1000$ G tenham tubos de fluxo ao seu redor, neste caso teremos 246 tubos de fluxo com densidades e temperaturas diferentes das observadas na atmosfera calma do Sol.

Nas simulações *a – c* mostradas na Tabela 6.2, a temperatura teve um gradiente de $\nabla T = 4,47 \text{ K km}^{-1}$, resultando numa temperatura 1,5 vezes maior que a temperatura

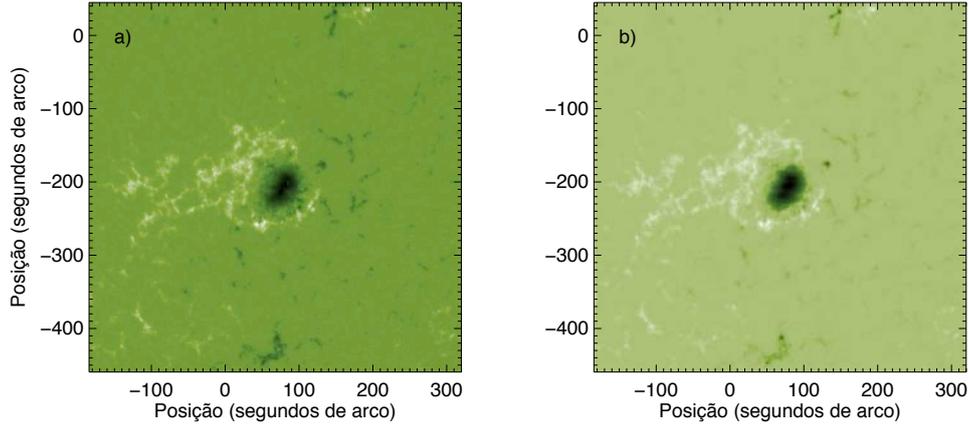


Figura 6.6 - a) Magnetograma original da região NOAA 10008. b) Magnetograma após o método de ajustes gaussianos.

Tabela 6.2 - Temperaturas de brilho máximas resultantes das simulações em 17 e 34 GHz para a região ativa NOAA 10008 e seus parâmetros livres.

	∇T	N_T	∇n_e	N_{n_e}	T_{Bmax}	
	Cromosfera (K km ⁻¹)	Coroa	Cromosfera (10 ⁷ cm ⁻³ km ⁻¹)	Coroa	17 GHz (10 ⁵ K)	34 GHz (10 ⁵ K)
a	4,47	8	-3,80	4	1,02	0,17
b	4,47	9	-3,80	4	1,37	0,17
c	4,47	10	-3,80	4	1,80	0,17
d	6,77	8	-3,80	4	1,07	0,21
e	6,77	9	-3,80	4	1,41	0,21
f	6,77	10	-3,80	4	1,85	0,21
g	6,77	10	-3,98	3	1,45	0,20
h	6,77	11	-3,98	3	1,85	0,20
i	6,77	12	-3,98	3	2,34	0,20
j	6,77	10	-4,15	2	1,03	0,19
k	6,77	12	-4,15	2	1,65	0,19

do Sol calmo em 3500 km. Com $\nabla T = 6,77 \text{ K km}^{-1}$ (simulações $d - k$ na Tabela 6.2), a temperatura no topo da cromosfera é 2 vezes maior que a temperatura do Sol calmo. Na região de transição e coroa, optamos por aumentar as temperaturas multiplicando os valores do Sol calmo por um valor constante (N_T), resultando num aumento de aproximadamente uma ordem de grandeza nas temperaturas coronais, onde N_T variou de 8 a 12.

Um gradiente de densidade $\nabla n_e = -3,80 \times 10^7 \text{ partículas cm}^{-3}\text{km}^{-1}$ entre 1000 e 3500 km acima da superfície solar resulta em uma densidade 4 vezes maior que a densidade do Sol calmo no começo da região de transição (simulações $a - f$ na Tabela

6.2). Enquanto, gradientes de densidade na cromosfera de $\nabla n_e = -3,98$ e $-4,15 \times 10^7$ partículas $\text{cm}^{-3} \text{ km}^{-1}$ resultaram em densidades, respectivamente, 3 e 2 vezes maiores que o valor da densidade do Sol calmo em 3500 km. Assim como no caso das temperaturas, as densidades na região de transição e coroa também são aumentadas multiplicando os valores do Sol calmo por um valor constante (N_{n_e}). Nas simulações da Tabela 6.2 os valores de N_{n_e} seguem o aumento em densidade sofrido no topo da cromosfera ($N_{n_e}=2, 3$ e 4).

Para o cálculo do coeficiente de absorção giro-ressonante consideramos que a emissão ocorreria nos harmônicos menores que 5 com uma margem de erro de 10%, ou seja, o 3° ocorre onde $|\mathbf{B}| \simeq 2000 \pm 200$ G. Na Figura 6.7 mostramos a variação do coeficiente de absorção (6.7a) e da opacidade (6.7b) com a altura, para o ponto de maior temperatura de brilho resultante de uma simulação com ajuste por gaussiana amplificado por um fator 2, enquanto os parâmetros livres usados na simulação j são dados na Tabela 6.2. As curvas em preto são devido apenas à emissão bremsstrahlung, enquanto as curvas em vermelho mostram a inclusão da giro-ressonância devido ao modo extraordinário, com destaque para as posições onde os harmônicos da giro-ressonância são gerados. O 2° harmônico ocorre bem próximo à superfície solar e não acrescenta nenhuma contribuição ao coeficiente de absorção devido à emissão bremsstrahlung. Apesar do harmônico 5 ser observado no gráfico dos coeficientes de absorção, podemos ver que ele não contribui para a opacidade do meio.

Os únicos harmônicos que contribuem de forma significativa para a opacidade do meio são o 3° e 4°. A emissão dos dois é opticamente fina, porém o aumento em opacidade devido ao 4° harmônico é menor que uma ordem de magnitude, enquanto o aumento na opacidade devido ao harmônico 3, foi de aproximadamente 3 ordens de magnitude, elevando a opacidade do meio para $\tau \simeq 10^{-1}$, concordando com o proposto por [Shibasaki et al. \(1994\)](#) de que a opacidade do harmônico 3 seria ~ 3 ordens de magnitude maior que a opacidade do harmônico 4. Este aumento na opacidade devido ao 3° harmônico juntamente com as altas temperaturas da base da coroa são responsáveis pelo aumento na temperatura de brilho que observamos na região ativa.

O harmônico 3 ocorre entre 3500 e 4000 km acima da superfície solar (Figura 6.7), ou seja, entre a região de transição e a base da coroa solar. Nas simulações da Tabela 6.2, o aumento da temperatura coronal em 8 vezes renderia uma temperatura de $T = 3,57 \times 10^6$ K a 4000 km acima da fotosfera, este valor é consistente com os valores de temperatura das regiões quiescentes de baixa temperatura proposto por [Yoshida e Tsuneta \(1996\)](#) para raios X moles. Porém, para uma temperatura 12 vezes maior que os valores do Sol calmo, a temperatura em 4000 km seria de $T = 5,36 \times 10^6$ K, no limite da

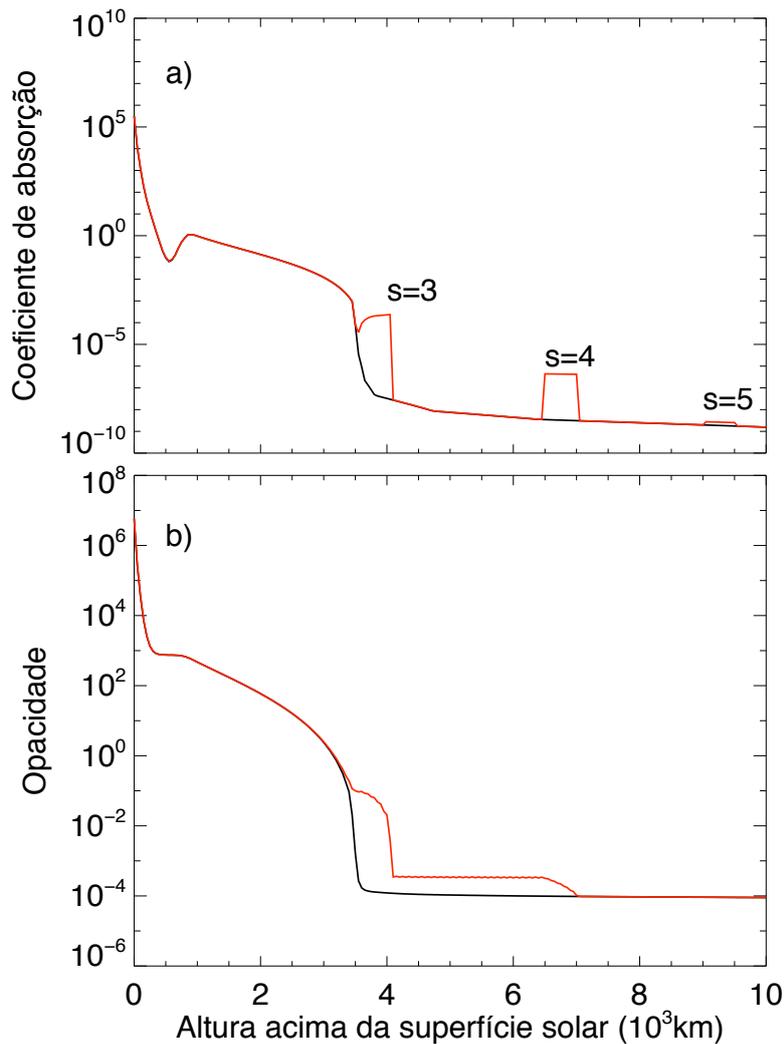


Figura 6.7 - a) Variação do coeficiente de absorção e b) opacidade com a altura acima da superfície solar. Nas curvas em preto foram calculadas apenas para a emissão bremsstrahlung, enquanto as curvas em vermelho incluem também a emissão giro-ressonante, com destaque para as regiões onde ocorrem os harmônicos 3, 4 e 5.

classificação entre estrutura fria quiescente e componente quente transiente proposta no trabalho acima citado.

Para a região de formação do 4º harmônico, as temperaturas locais estão no intervalo $6-10 \times 10^6$ K para aumentos de temperaturas entre 8 e 12 vezes em relação aos valores do Sol calmo. Entretanto, estes valores não interferem no objetivo do trabalho, visto que o harmônico 4 pouco contribui para a emissão em 17 GHz e as densidades locais são muito baixas para que a emissão bremsstrahlung tenha papel significativo.

As simulações são feitas com a resolução espacial do MDI (~ 2 segundos de grau).

Porém, para que possamos comparar os resultados com os observados em rádio frequências, as matrizes resultantes são convoluídas com gaussianas bi-dimensionais afim de termos uma resolução de 15 e 7,5 segundos de grau em 17 e 34 GHz, as quais são as resolução dos mapas do Sol calmo obtidos pelo NoRH. Os valores das temperaturas de brilho máximas após esta convolução são mostrados nas colunas 6 e 7 da Tabela 6.2

A Tabela 6.2 mostra que a emissão em 17 GHz é dependente das mudanças em temperatura e densidade tanto na cromosfera quanto na coroa, enquanto, em 34 GHz as mudanças nas temperaturas coronais causam pouco efeito nos valores de temperatura de brilho resultantes. Por exemplo, as simulações *a*, *b* e *c* possuem a mesma densidade para toda a atmosfera e a mesma distribuição de temperatura na cromosfera. Podemos ver que aumentando a temperatura coronal em 8 vezes teremos uma temperatura de brilho em 17 GHz de $1,02 \times 10^5$ K, se este aumento for de 10 vezes a temperatura de brilho aumentará para $1,80 \times 10^5$ K, uma variação de $7,8 \times 10^4$ K, enquanto a variação da temperatura de brilho em 34 GHz foi menor que $\sim 10^3$ K. Assim, podemos concluir que as mudanças na temperatura da coroa solar não contribuem para a emissão bremsstrahlung medida em 34 GHz. Por outro lado, a emissão em 17 GHz é bastante sensível a estas mudanças, visto que a emissão do harmônico 3 da giro-frequência vem desta região (veja Figura 6.7).

Para uma mesma distribuição de temperaturas (simulações *f*, *g* e *j*), as temperaturas de brilho tanto em 17 GHz, quanto em 34 GHz diminuem com a redução da densidade. Porém, enquanto a mudança em 34 GHz foi de $\sim 10^3$ K entre as simulações *f* e *g*, com densidades coronais da região ativa 4 e 3 vezes maiores que os valores do Sol calmo respectivamente, a mudança na temperatura de brilho em 17 GHz foi $4,0 \times 10^4$ K maior, passando de $T_B = 1,85 \times 10^5$ K para $T_B = 1,45 \times 10^5$ K. A diferença entre as simulações *g* e *j* foi um pouco maior em 17 GHz, $(T_{Bg} - T_{Bj}) = 4,2 \times 10^4$ K.

Em relação à distribuição espacial das temperaturas de brilho, uma comparação entre a observação da região ativa NOAA 10008 e as simulações numéricas em 17 GHz é feita na Figura 6.8. No momento observado a região ativa teve uma temperatura de brilho máxima de $1,49 \times 10^5$ K, apenas cerca de $5,0 \times 10^3$ K maior que o valor do máximo de brilho obtido pela simulação *g* mostrada na Figura 6.8b (Tabela 6.2g). Os máximos de temperatura de brilho ocorrem na mesma posição espacial, apesar da diferença em relação à forma, visto que na observação a região mais brilhante está inclinada na direção horizontal. A região com temperaturas menores que $\sim 1,5 \times 10^4$ K ocupa uma área maior na simulação, provavelmente devido à espessura dos tubos de fluxo magnético (4500 km) e às mudanças das distribuições de temperatura e densidade destes fluxos na

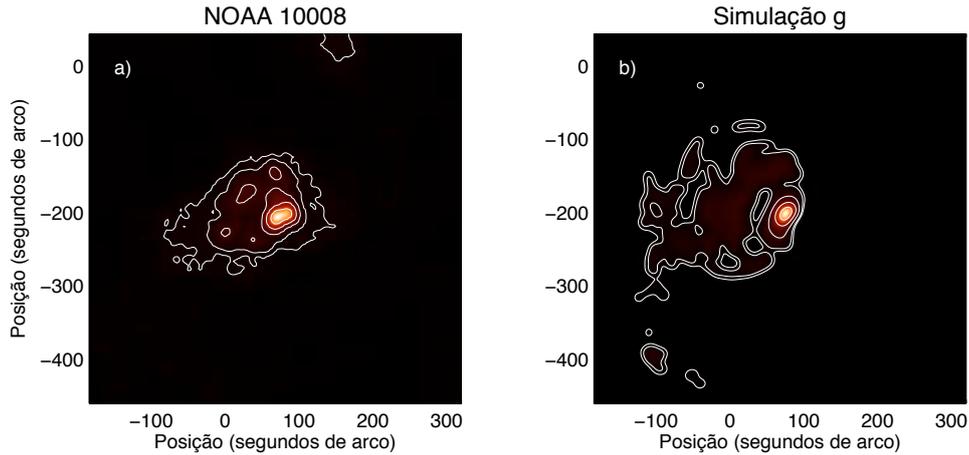


Figura 6.8 - a) Região ativa NOAA 10008 observada as 3:10:00 UT em 17 GHz, as curvas de temperatura de brilho de 0,13, 0,15, 0,25, 0,50, e $1,00 \times 10^5$ K. b) Simulação apresentada na Tabela 6.2g, as curvas de temperatura de brilho são as mesma usadas na Figura 'a'.

baixa atmosfera, pois esta região mais fria deve-se apenas à emissão bremsstrahlung.

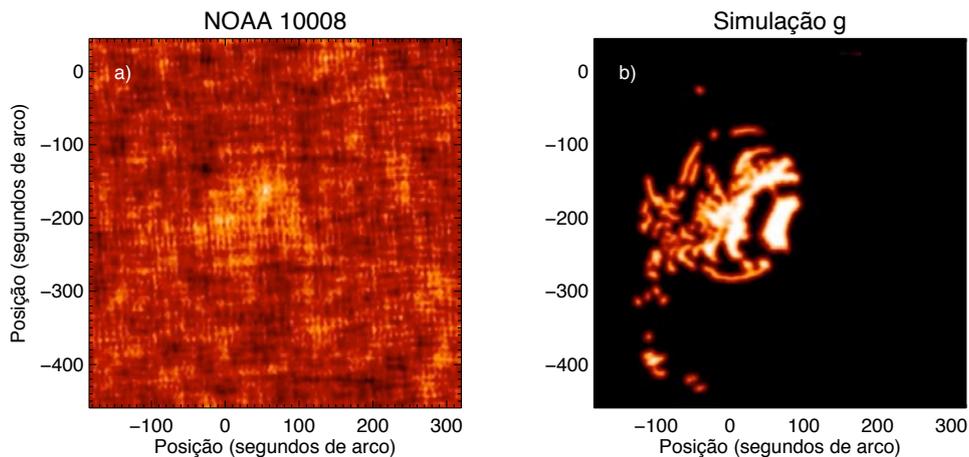


Figura 6.9 - a) Região ativa NOAA 10008 observada as 3:10:00 UT em 34 GHz. b) Simulação apresentada na Tabela 6.2g.

Em relação à emissão em 34 GHz, o máximo obtido pela simulação *g* foi de $2,0 \times 10^4$ K, sendo bem próximo ao máximo de temperatura de brilho no momento da observação ($T_B = 2,1 \times 10^4$ K). Porém, diferente do que é observado em 17 GHz, em 34 GHz a observação é muito ruidosa e, ao invés de uma região apresentando temperatura de brilho mais elevada, vemos apenas alguns pontos mais brilhantes que o meio ao redor. Em contrapartida, a simulação em 34 GHz segue as curvas de temperatura de brilho mais

baixas observados na simulação em 17 GHz, mostrando que as temperaturas mais baixas são devido apenas à emissão bremsstrahlung.

Podemos concluir que o modelo a partir da extrapolação de campo de um magnetograma com intensidade amplificada é capaz de representar os valores de temperatura de brilho observados em 17 e 34 GHz. A área com temperatura de brilho acima de $5,0 \times 10^4$ K, mostrada na Figura 6.8, possui grande contribuição da emissão giro-ressonante, enquanto a área com temperaturas de brilho mais baixas tem o bremsstrahlung como mecanismo dominante. Outro aspecto bem reproduzido pelas simulações foi a estrutura espacial da região ativa em 17 GHz, infelizmente o mesmo não foi possível em 34 GHz, visto que a observação feita pelo NoRH não mostra a região ativa bem delimitada espacialmente como resultou a simulação (Figura 6.9).

6.2.2 Linhas de campo magnético amplificadas

Outra possível solução para a reprodução da emissão giro-ressonante na região ativa é a presença de linhas de campo magnético com intensidades amplificadas na atmosfera solar (Selhorst et al., 2006). Neste caso, o aumento da intensidade magnética poderia ocorrer na própria atmosfera solar, devido às intensas correntes elétricas locais.

Escolhendo todas as linhas extrapoladas com intensidade fotosférica maiores que $|\mathbf{B}|_{\min} = 1000$ G no magnetograma original obtido pelo MDI, teremos um total de 182 linhas de campo magnético. Destas, escolhemos através do “Método Monte Carlo” algumas linhas para serem aumentadas, em Selhorst et al. (2006) foram escolhidas apenas 2 linhas para serem amplificadas, aqui escolhemos 4 linhas. Afim de reproduzir os valores de temperatura de brilho observados na região NOAA 10008 em 17 GHz, estas linhas teriam que ter sua intensidade magnética aumentadas em 3 vezes.

Preenchemos os tubos de fluxo com as mesmas temperaturas e densidades da simulação c da Tabela 6.2, isto é, gradiente de temperatura de $\nabla T = 4,47$ K km⁻¹ na região da cromosfera e temperatura 10 vezes maior que a do Sol Calmo na região coronal, a densidade cromosférica possui um gradiente de $\nabla n_e = -3,80 \times 10^7$ partículas cm⁻³ km⁻¹, enquanto as densidades coronais são 4 vezes maiores que as apresentadas pela atmosfera calma. Esta simulação resultou em uma temperatura de brilho de $1,80 \times 10^5$ K em 17 GHz, para uma resolução espacial de 15 segundos de grau.

Na Tabela 6.3, mostramos os valores máximos do módulo da componente do campo magnético normal à superfície ($|B_z|$) e as temperaturas de brilho (T_B) resultantes em

17 GHz para a resolução da simulação (~ 2 segundos de grau) e do NoRH (15 segundos de grau). Podemos ver que os campos magnéticos máximos aumentaram de 1900 G para ~ 3800 -5700 G na fotosfera. Estes campos mais intensos fazem com que a região de formação do 3º harmônico em 17 GHz ocorra em regiões mais altas da atmosfera solar, com temperaturas e densidades locais diferentes.

Tabela 6.3 - Temperaturas de brilho máximas resultantes das simulações "Monte Carlo" em 17 GHz.

	$ B_z _{max}$ (G)	T_B (10^5 K)	
		2"	15"
a	4232,16	63,69	1,35
b	4176,85	73,80	2,46
c	5034,71	75,98	1,85
d	5715,68	73,77	1,49
e	5715,68	76,03	2,40
f	4179,57	40,67	1,10
g	5331,78	61,71	1,50
h	3830,32	59,59	1,27
i	5238,52	76,92	1,91
j	4985,84	76,42	1,95
Média das 10 simulações		14,92	0,97

Comparando as colunas 2 e 3 da Tabela 6.3, vemos que um campo magnético mais intenso na superfície solar nem sempre resulta numa temperatura de brilho mais elevada. Este resultado é reflexo direto do papel da inclinação das linhas de campo obtidas pela extrapolação do campo magnético e seu aumento de intensidade em posições definidas da atmosfera solar. Apesar, das simulações *d* e *e* terem amplificado a linha de campo magnético do ponto mais intenso do magnetograma, a temperatura de brilho máxima das 2 simulações são diferentes, mostrando que esta linha não é a que emite mais em 17 GHz, este fato é confirmado pelas simulações *i* e *j* terem seus máximos do campo magnético fotosférico menores que a simulação *e*, porém atingirem temperaturas de brilho maiores.

A última coluna da Tabela 6.3 mostra a temperatura de brilho resultante após a convolução de uma gaussiana com 15 segundos de grau (15") à meia potência. Este resultado mostra que nem sempre a simulação com resolução 2" com maior temperatura de brilho terá a maior temperatura de brilho ao ser convoluída para 15" de resolução espacial, isto ocorre pelo fato de termos 4 linhas de campo magnético amplificadas,

que ao serem convoluídas com o meio têm sua temperatura reduzida. Esta redução da temperatura de brilho após a convolução será menor se a distância entre dois ou mais pontos brilhantes for menor que a resolução de 15".

As temperaturas de brilho das simulações usando o “Método Monte Carlo” tiveram seus máximos variando de 1,10 a $2,46 \times 10^5$ K para uma resolução espacial de 15", equivalente à resolução espacial do NoRH. Na última linha da Tabela 6.3 mostramos a temperatura de brilho máxima para a média das 10 simulações e resolução 2" e o máximo da temperatura de brilho após a convolução com a gaussiana de 15". Podemos observar que os dois valores são bem menores que as medidas feitas em uma única simulação, além disso, a temperatura de brilho com resolução de 15" ($T_B = 9,7 \times 10^4$ K) ficou muito abaixo dos valores observacionais para a região NOAA 10008, com média de $1,39 \times 10^5$ K no dia 25 de junho de 2002.

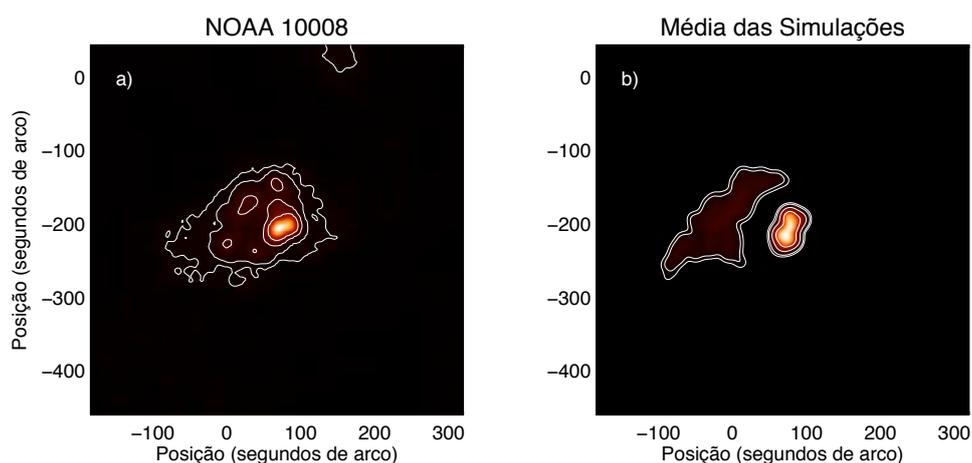


Figura 6.10 - a) Região ativa NOAA 10008 observada as 3:10:00 UT em 17 GHz, as curvas de temperatura de brilho de 0,13, 0,15, 0,25, e $0,50 \times 10^5$ K. b) Média das simulações mostradas na Tabela 6.3 com resolução de 15", as curvas de temperatura de brilho são as mesma usadas na Figura 'a'.

A Figura 6.10 mostra uma comparação entre a observação da região ativa em 17 GHz e o resultado médio das simulações da Tabela 6.3. A simulação (Figura 6.10b) mostra o máximo de brilho na mesma posição que a observação (Figura 6.10a), porém a distribuição de brilho na região do máximo apresenta uma diferença maior que as simulação aplicando ajuste de uma gaussiana na região da umbra (Figura 6.8b). A região com temperaturas de brilho mais baixas, devido apenas à emissão bremsstrahlung (região à esquerda na Figura 6.10b) se concentra na região dos pés positivos dos arcos

magnéticos. Novamente, a distribuição das temperaturas de brilho não concorda tão bem com a observação quanto a simulação onde a intensidade do campo magnético da umbra é ajustado por uma gaussiana. Porém neste caso o resultado reflete o menor número de linhas de campo magnético usado na simulação, 182, enquanto que no outro método foram usadas 246.

Podemos concluir que o método que utiliza o ajuste por gaussianas no pólo negativo do magnetograma apresentou melhores resultados do que o método de aumento das intensidades das linhas de campo magnético através do “Método Monte Carlo”, tanto nos valores máximos da temperatura de brilho quanto em relação à sua distribuição espacial.

7 CONCLUSÕES

Este trabalho teve como objetivo modelar a emissão de regiões ativas em frequências rádio, especialmente as medidas com grande resolução espacial em 17 e 34 GHz obtidas pelo “Nobeyama Radioheliograph” (NoRH).

A emissão de regiões ativas em rádio frequências possui como principais mecanismos o bremsstrahlung e a giro-ressonância térmicos. O bremsstrahlung depende apenas das distribuições de densidade e temperatura da atmosfera acima da região ativa, enquanto a giro-ressonância é determinada pelos campos magnéticos presentes nestas e origina-se apenas dos 2° a 4° harmônicos da giro-frequência (Shibasaki et al., 1994; White et al., 1995; Kundu et al., 2001; Vourlidas et al., 2006).

Devido ao fato das frequências mais altas ($\nu \gtrsim 20$ GHz) precisarem de campos magnéticos muito intensos para gerarem os harmônicos necessários à emissão, a radiação destas regiões ativas observadas nestas rádio frequências são devido apenas ao bremsstrahlung. Por outro lado, a emissão de giro-ressonância torna-se importante para frequências mais baixas, como 17 GHz por exemplo.

O modelo para regiões ativas em frequências rádio aqui proposto (SSC-AR) calcula os valores de temperatura de brilho resultantes das emissões bremsstrahlung e giro-ressonante. Para isto são feitas extrapolações do campo magnético obtido pelo MDI, com o objetivo de obter as intensidades atmosféricas dos campos magnéticos, bem como as posições por onde passam suas linhas. Sugerimos que ao redor das linhas de campo com pés mais intensos que um valor típico ($|\mathbf{B}|_{\min}$) sejam formados tubos de fluxo magnéticos com um certo diâmetro, preenchidos com distribuições de densidades e temperaturas diferentes dos valores do Sol calmo.

7.1 Análise observacional

O NoRH obtém mapas de intensidade e polarização em 17 GHz desde 1992 e mapas de intensidade em 34 GHz a partir de 1996. A observação da polarização é importante em 17 GHz, pois a emissão giro-ressonante pode ser altamente polarizada dependendo do harmônico no qual é gerada. Vourlidas et al. (2006) fizeram um estudo estatístico com 529 regiões ativas em 17 GHz e concluíram que regiões ativas com polarizações maiores que 30% possuem um centro de giro-ressonância presente.

Fizemos uma análise estatística com 129 regiões ativas, a qual mostrou que regiões com polarizações menores que 30% em 17 GHz, possuem máximos de temperatura de

brilho menores que 6×10^4 K, exceto a região NOAA 7765, a qual mostrou temperatura de brilho acima de 10×10^4 K e baixa polarização. As demais 20 regiões com temperaturas acima de 6×10^4 K apresentaram polarizações maiores que 30%. Entretanto, a dispersão dos valores dos máximos das temperaturas de brilho para as regiões polarizadas é grande, variando de $\sim 2 \times 10^4$ K até $\sim 6 \times 10^5$ K.

Podemos concluir que os altos valores de temperaturas de brilho em 17 GHz ($\gtrsim 6 \times 10^4$ K) normalmente indicam altos índices de polarização. Porém, nem sempre uma região ativa altamente polarizada possui um máximo de temperatura de brilho alto.

As regiões ativas escolhidas após 1997 (107), tiveram suas polarizações e máximos de temperaturas de brilho comparados com os valores máximos dos campos magnéticos ($|\mathbf{B}|_{\max}$) medidos nos magnetogramas obtidos pelo MDI. Os principais resultados deste estudo são:

- as regiões ativas com polarização maior que $\sim 30\%$ possuem campos magnéticos com $|\mathbf{B}|_{\max} > 1300$ G;
- as regiões ativas com $T_{Bmax} > 1 \times 10^5$ K possuem $|\mathbf{B}|_{\max} > 1500$ G;
- as regiões ativas com $|\mathbf{B}|_{\max} > 1800$ G possuem polarização maior que $\sim 30\%$.

Infelizmente esta análise foi muito prejudicada pelo fato do MDI não conseguir medir intensidades de campo magnético maiores que aproximadamente 2000 G (Liu; Norton, 2006; Livingston et al., 2006). Dentre os magnetogramas utilizados no trabalho, 6 mostram casos extremos de saturação na região central da umbra, as quais apresentaram polarização acima de 80% em 17 GHz.

As medidas em 34 GHz não acrescentaram muito ao nosso estudo, pois a frequência está no limite de sensibilidade do instrumento (NoRH), resultando em mapas com nível alto de ruído e muitas vezes apresentando regiões fantasmas, podendo causar aumentos localizados de brilho. Somente regiões ativas muito intensas podem ser localizadas com boa precisão nestes mapas, enquanto as mais fracas podem ser confundidas com o ruído.

7.2 Modelo SSC-AR

O modelo de regiões ativas proposto, foi testado para duas regiões ativas bastante distintas:

- NOAA 8085 - apresentou, durante o dia 13 de setembro de 1997, polarização

média abaixo de 10% e temperaturas de brilho máximas de $T_{Bmax} = 3,8 \times 10^4$ e $2,2 \times 10^4$ K em 17 e 34 GHz, respectivamente. Campo magnético bipolar clássico com os pólos opostos nas extremidades da região ativa, cujo módulo máximo foi de $|\mathbf{B}|_{max} = 1539$ G. Temperaturas de brilho mais intensas localizadas entre os dois pólos do campo magnético;

- NOAA 10008 - apresentou, durante o dia 25 de junho de 2002, polarização média acima de 80% e temperaturas de brilho máximas de $T_{Bmax} = 1,75 \times 10^5$ e $2,1 \times 10^4$ K em 17 e 34 GHz, respectivamente. As polaridades negativas estavam concentradas numa região compacta e mais intensa, enquanto as polaridades positivas estavam distribuídas ao redor desta, o módulo máximo foi de $|\mathbf{B}|_{max} = 1857$ G. As temperaturas de brilho mais intensas estavam localizadas sobre o pólo negativo.

7.2.1 NOAA 8085

Devido à baixa temperatura de brilho e ao baixo grau de polarização, propomos que a emissão da região NOAA 8085 seja devido apenas à emissão bremsstrahlung. Os valores máximos das temperaturas de brilho podem ser reproduzidos por tubos de fluxo com as seguintes características:

- $d = 3000$ km;
- $\nabla T = 6,77$ K km⁻¹ na cromosfera;
- $N_T = 2$ na região coronal;
- $\nabla n_e = -3,89$ partículas cm⁻³km⁻¹ na cromosfera;
- $N_{n_e} = 5,5$ na região coronal.

O diâmetro proposto para os tubos de fluxo estão de acordo com as observações em EUV feitas por [Aschwanden et al. \(2000\)](#). Apesar da temperatura coronal pouco influenciar nos valores de temperatura de brilho da região ativa, estas são menores que 2×10^6 K até 10000 km acima da superfície solar, concordando assim com os valores de temperatura observados em EUV ([Lenz et al., 1999](#); [Aschwanden et al., 2000](#)), sendo que as estruturas mais quentes que 2×10^6 K são observadas apenas em raios X moles ([Yoshida; Tsuneta, 1996](#)). Apesar do aumento das densidades ter sido maior, ele não eleva as densidades coronais além de 5×10^9 partículas cm⁻³km⁻¹, valores observados em EUV ([Aschwanden et al., 2000](#); [Aschwanden et al., 2000](#)).

Estes parâmetros gerariam temperatura de brilho máxima de $T_{Bmax} = 3,40 \times 10^4$ K em 17 GHz. Este valor é um pouco menor que a temperatura de brilho máxima observada no dia 13 de setembro de 1997 ($T_{Bmax} = 3,80 \times 10^4$ K), mas é maior que a média dos máximos das temperaturas de brilhos observados neste dia ($T_{Bmax} = 3,20 \times 10^4$ K). Em 34 GHz o máximo de temperatura de brilho foi de $T_{Bmax} = 2,36 \times 10^4$ K, um pouco maior que o maior máximo de temperatura de brilho observado neste dia ($T_{Bmax} = 2,20 \times 10^4$ K).

Quanto à distribuição espacial das temperaturas de brilho, podemos concluir que o número de linhas de campo magnético com tubos de fluxo ao seu redor é determinante para a distribuição espacial das temperaturas de brilho. Supondo que linhas de campo magnético com intensidades maiores que $|\mathbf{B}|_{\min} = 1000$ G nos pés tenham tubos de fluxo ao seu redor, teremos apenas 83 tubos. Os valores de temperaturas de brilho mais intensos se localizarão apenas na região destes pés mais intensos, devido aos arcos magnéticos serem quase perpendiculares nestas regiões, mas atingirem alturas coronais opticamente finas em 17 e 34 GHz na região entre estes pés.

Para tubos de fluxo formados ao redor de todas as linhas de campo com pés mais intensos que $|\mathbf{B}|_{\min} = 250$ G, teremos 1008 tubos de fluxo. Este procedimento inclui arcos magnéticos mais baixos, que alteram a região da cromosfera também nas regiões localizadas entre os dois pólos do campo magnético. Este método resulta em uma grande área com temperaturas de brilho altas localizada entre os dois pólos do campo divergindo da observação que mostra uma região pequena com os valores mais altos de temperatura de brilho.

7.2.2 NOAA 10008

A região apresentou temperaturas de brilho máximas acima de 10^5 K e polarizações acima de 80% em todos os mapas observados em 17 GHz no dia 25 de junho de 2002. Seguindo os trabalhos de [Shibasaki et al. \(1994\)](#) e [Vourlidas et al. \(2006\)](#), propomos que a emissão observada em 17 GHz seja devido ao 3º harmônico da giro-ressonância e ao bremsstrahlung. Porém, o 3º harmônico em 17 GHz ocorre em campos magnéticos de ~ 2000 G na atmosfera solar, valor maior que o módulo máximo do campo magnético fotosférico observado pelo MDI (1857 G), ou seja, caso as medidas do MDI estejam corretas a emissão giro-ressonante não seria formada.

Estes valores baixos de campo magnético podem ser causados pelo fato do MDI não ser capaz de medir campos magnéticos acima de ~ 2000 G ([Liu; Norton, 2006](#); [Livingston](#)

et al., 2006). Como solução para este problema, propomos as seguintes alternativas:

- Aumento das intensidades do campo magnético seguindo o perfil de gaussianas;
- Aumento das intensidades de algumas linhas de campo magnético selecionadas aleatoriamente usando o “Método Monte Carlo”.

No caso de ajustes de perfis por gaussianas na umbra negativa do campo magnético, as simulações com melhores resultados foram aquelas com ajustes de gaussianas iguais ao dobro dos valores observados. Este procedimento resultou em $|\mathbf{B}|_{\max} = 3370$ G na fotosfera. A extrapolação potencial deste campo fez com que o 3° harmônico da giro-ressonância ocorresse na região da base da coroa (3500-4000 km).

Nestas simulações foram usados 246 tubos de fluxo magnético com pés mais intensos que $|\mathbf{B}_{\min}| = 1000$ G. O preenchimento destes tubos de fluxo com melhores resultados nas simulações tiveram a seguinte composição:

- $d = 4500$ km;
- $\nabla T = 4,47$ ou $6,77$ K km⁻¹ na cromosfera;
- $N_T = 8-12$ na região coronal;
- ∇n_e variando de $-4,15$ até $-3,80$ partículas cm⁻³km⁻¹ na cromosfera;
- $N_{n_e} = 2-4$ na região coronal.

Os parâmetros usados nestas simulações não diferem muito daqueles usados para a região NOAA 8085, exceto os valores coronais de temperatura que são de 8 a 12 vezes maiores que os valores da atmosfera calma do Sol. Aumentando a temperatura da coroa calma do Sol em 8 vezes, a temperatura na região de formação do 3° harmônico (~ 4000 km) seria de $T = 3,57 \times 10^6$ K, este valor é consistente com os valores de temperatura das regiões quiescentes de baixa temperatura proposto por [Yoshida e Tsuneta \(1996\)](#) para raios X moles. Porém, para $N_T = 12$ a temperatura da coroa em 4000 km seria $T = 5,36 \times 10^6$ K, no limite da classificação entre estrutura fria quiescente e quente transiente proposta no trabalho no trabalho de [Yoshida e Tsuneta \(1996\)](#).

A região de formação do 4° harmônico tem temperaturas coronais no intervalo 6-10 $\times 10^6$ K para $N_T = 8-12$. Estas temperaturas são observadas em raios X moles apenas em estruturas transientes de curta duração ([Yoshida; Tsuneta, 1996](#)), porém o harmônico

4 pouco contribui para a emissão em 17 GHz e as densidades no local de formação são muito baixas para que o bremsstrahlung contribua significativamente para a temperatura de brilho medida.

Quanto à distribuição espacial das temperaturas de brilho, as simulações em 17 GHz mostraram que as temperaturas de brilho mais altas devido à emissão giro-ressonante ($T_B > 5 \times 10^4$ K) ocorrem aproximadamente nas mesmas posições mostradas nas observações do NoRH, as quais possuem alta polarização. As temperaturas de brilho devido apenas à emissão bremsstrahlung ocupam uma área um pouco maior nas simulações, por causa do preenchimento dos tubos de fluxo, porém são consistentes com a observação.

Nas simulações com linhas de campo magnético amplificadas usamos o campo magnético original do MDI. Escolhemos apenas 4 linhas de campo dentre aquelas com pés mais intensos que $|\mathbf{B}|_{\min} = 1000$ G, 182 no total, e através do “Método Monte Carlo” suas intensidades foram aumentadas em 3 vezes. As simulações utilizando este método tiveram tubos de fluxo com 4500 km de diâmetro, $\nabla T = 4,47$ K km⁻¹, $N_T = 10$, $\nabla n_e = 3,80 \times 10^7$ partículas cm⁻³km⁻¹ e $N_{n_e} = 4$.

Foram feitas 10 simulações, onde foram escolhidas 4 linhas diferentes em cada uma. Nestas simulações as intensidades máximas dos pés fotosféricos dos arcos magnéticos aumentaram de ~ 1900 G para ~ 3800 - 5700 G, dependendo das linhas escolhidas. Estes campos fazem com que a região de formação do 3º harmônico em 17 GHz ocorra em regiões mais altas da atmosfera solar do que o método de ajustes por gaussianas. Assim, as temperaturas de brilho com resolução de 2” são muito maiores que os valores obtidos pelo outro método, porém, após a convolução com uma gaussiana de 15” as temperaturas de brilho ficaram entre 1,10 e $2,46 \times 10^5$ K.

A média das 10 simulações com resolução de 2” convoluída com uma gaussiana de meia potência de 15” resulta num máximo de temperatura de brilho de $9,7 \times 10^4$ K, valor abaixo dos valores observacionais do NoRH em 17 GHz e dos resultados usando ajuste de gaussianas no pólo magnético negativo da região ativa. Além disso a distribuição espacial das temperaturas de brilho mostrou duas regiões separadas, uma devido à giro-ressonância centrada no pólo negativo da região ativa e a segunda na área dos pés positivos dos arcos magnéticos. Porém, esta distribuição de brilho é reflexo do baixo número de tubos de fluxo magnético e pode ser resolvido com o aumento destas.

Ao final podemos concluir :

- a emissão bremsstrahlung observada em 17 e 34 GHz é determinada pela densidade e temperatura da cromosfera e região de transição. A coroa pouco influencia nos valores de temperatura de brilho medido nestas frequências;
- a emissão giro-ressonante observada em 17 GHz vem do 3º harmônico, quando este é gerado entre a região de transição e a coroa;
- para que a emissão giro-ressonante contribua para a emissão em 17 GHz, os valores fotosféricos do campo magnético devem ser muito maiores que os observados pelo MDI;
- a distribuição das temperaturas de brilho da região ativa é determinada pela quantidade de tubos de fluxo magnéticos preenchidos com temperaturas e densidades maiores que os valores do Sol calmo;
- o modelo SSC-AR proposto aqui é capaz de reproduzir os valores dos máximos de temperaturas de brilho observadas em regiões ativas em frequências rádio, através dos cálculos das emissões bremsstrahlung e giro-ressonância para regiões polarizadas ou não;
- o modelo usando distribuição de intensidades de campo magnético seguindo perfis de gaussianas reproduz melhor as observações do que o modelo propondo o aumento das intensidades de poucas linhas de campo magnético escolhidas aleatoriamente.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Aschwanden, M. J.; Alexander, D.; Hurlburt, N.; Newmark, J. S.; Neupert, W. M.; Klimchuk, J. A.; Gary, G. A. Three-dimensional stereoscopic analysis of solar active region loops. II. SOHO/EIT observations at temperatures of 1.5-2.5 MK. **Astrophysical Journal**, v. 531, n. 2, p. 1129–1149, Mar. 2000. [43](#), [91](#)
- Aschwanden, M. J.; Newmark, J. S.; Delaboudinière, J.-P.; Neupert, W. M.; Klimchuk, J. A.; Gary, G. A.; Portier-Fozzani, F.; Zucker, A. Three-dimensional stereoscopic analysis of solar active region loops. I: SOHO/EIT observations at temperatures of $(1.0-1.5) \times 10^6$ K. **Astrophysical Journal**, v. 515, n. 2, p. 842–867, Apr. 1999. [43](#)
- Aschwanden, M. J.; Nightingale, R. W.; Alexander, D. Evidence for nonuniform heating of coronal loops inferred from multithread modeling of TRACE data. **Astrophysical Journal**, v. 541, n. 2, p. 1059–1077, Oct. 2000. [43](#), [66](#), [91](#)
- Beckman, J. E.; Clark, C. D.; Ross, J. Studies of the solar chromosphere from millimetre and sub-millimetre observations. II: Simple models of the lower chromosphere. **Solar Physics**, v. 31, n. 2, p. 319–338, 1973. [64](#)
- Brosius, J. W.; Davila, J. M.; Thomas, R. J.; White, S. M. Coronal magnetography of a solar active region using coordinated SERTS and VLA observations. **Astrophysical Journal**, v. 488, n. 1, p. 488–498, Oct. 1997. [41](#)
- Brosius, J. W.; White, S. M. Radio measurements of the height of strong coronal magnetic fields above sunspots at the solar limb. **Astrophysical Journal Letters**, v. 641, n. 1, p. L69–L72, Apr. 2006. [42](#), [57](#)
- Dulk, G. A. Radio emission from the sun and stars. **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 23, n. 1, p. 169–224, 1985. [37](#), [39](#), [68](#)
- Ewell, M. W.; Zirin, H.; Jensen, J. B.; Bastian, T. S. Submillimeter observations of the 1991 July 11 total solar eclipse. **Astrophysical Journal**, v. 403, n. 1, p. 426–433, Jan. 1993. [63](#)
- Fontenla, J. M.; Avrett, E. H.; Loeser, R. Energy balance in the solar transition region. I - Hydrostatic thermal models with ambipolar diffusion. **Astrophysical Journal**, v. 355, n. 2, p. 700–718, June 1990. [63](#)
- _____. Energy balance in the solar transition region. II - Effects of pressure and energy input on hydrostatic models. **Astrophysical Journal**, v. 377, n. 2, p. 712–725, Aug. 1991. [63](#)

_____. Energy balance in the solar transition region. III - Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion. **Astrophysical Journal**, v. 406, n. 1, p. 319–345, Mar. 1993. [63](#)

Gabriel, A. The solar corona. In: Schmels, J. T.; Brown, J. C. (eds). **The Sun: A Laboratory for Astrophysics**. Crieff, Scotland: Kluwer Academic, v. 1, p. 277–296, 1992. [63](#)

Gabriel, A. H.; Jordan, C. Analysis of EUV observations of regions of the quiet and active corona at the time of the 1970 march 7 eclipse. **Monthly Notices Royal Astronomical Society**, v. 173, n. 2, p. 397–418, Nov. 1975. [43](#)

Gingerich, O.; Noyes, R. W.; Kalkofen, W.; Cuny, Y. The harvard-smithsonian reference atmosphere. **Solar Physics**, v. 18, n. 3, p. 347–365, 1971. [63](#)

Kakinuma, T.; Swarup, G. A model for the sources of the slowly varying component of microwave solar radiation. **Astrophysical Journal**, v. 136, n. 3, p. 975–994, Nov. 1962. [41](#)

Kano, R.; Tsuneta, S. Temperature distributions and energy scaling law of solar coronal loops obtained with YOHKOH. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 48, n. 3, p. 535–543, June 1996. [43](#)

Kundu, M. R.; White, S. M.; Shibasaki, K.; Raulin, J.-P. A radio study of the evolution of spatial structure of an active region and flare productivity. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 133, n. 2, p. 467–482, Apr. 2001. [39](#), [41](#), [43](#), [89](#)

Kuseski, R. A.; Swanson, P. N. The solar brightness temperature at millimeter wavelengths. **Solar Physics**, v. 48, n. 1, p. 41–48, May 1976. [64](#)

Lenz, D. D.; Deluca, E. E.; Golub, L.; Rosner, R.; Bookbinder, J. A. Temperature and emission-measure profiles along long-lived solar coronal loops observed with the transition region and coronal explorer. **Astrophysical Journal Letters**, v. 517, n. 2, p. L155–L158, June 1999. [43](#), [44](#), [91](#)

Linsky, J. L. A recalibration of the quiet sun millimeter spectrum based on the moon as an absolute radiometric standard. **Solar Physics**, v. 28, n. 2, p. 409–418, 1973. [64](#)

Liu, Y.; Norton, A. A. Saturation effect seen in the MDI/SOHO magnetograms. **Bulletin of the American Astronomical Society**, v. 38, n. 2, p. 230–237, June 2006. [58](#), [77](#), [90](#), [92](#), [93](#)

Livingston, W.; Harvey, J. W.; Malanushenko, O. V.; Webster, L. Sunspots with the strongest magnetic fields. **Solar Physics**, v. 239, n. 1, p. 41–68, Dec. 2006. [59](#), [77](#), [90](#), [92](#), [93](#)

Nagata, S.; Hara, H.; Kano, R.; Kobayashi, K.; Sakao, T.; Shimizu, T.; Tsuneta, S.; Yoshida, T.; Gurman, J. B. Spatial and temporal properties of hot and cool coronal loops. **Astrophysical Journal**, v. 590, n. 2, p. 1095–1110, June 2003. [44](#)

Nakagawa, Y.; Raadu, M. A. On practical representation of magnetic field. **Solar Physics**, v. 25, n. 1, p. 127–135, 1972. [48](#)

Reale, F.; Peres, G. TRACE-derived temperature and emission measure profiles along long-lived coronal loops: The role of filamentation. **Astrophysical Journal Letters**, v. 528, n. 1, p. L45–L48, Jan. 2000. [44](#)

Rosner, R.; Tucker, W. H.; Vaiana, G. S. Dynamics of the quiescent solar corona. **Astrophysical Journal**, v. 220, n. 1, p. 643–645, Mar. 1978. [43](#)

SELHORST, C. L. **Modelo de atmosfera solar com inclusão de espículas aplicado às observações em rádio frequências**. 2003. 129 p.

(INPE-10048-TDI/885). Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2003. Disponível em:

<http://mtc-m16.sid.inpe.br/rep-/sid.inpe.br/jeferson/2003/10.24.15.29>.

Acesso em: 26 set. 2007. [63](#), [65](#)

Selhorst, C. L.; Costa, J. E. R.; Silva, A. V. R. Study of magnetic fields in solar active regions from radio observations. In: INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION. **Abstract book IAU XXVIth General Assembly**. Prague, Czech Republic: IAU, 2006. v. 3, p. 277–278. [84](#)

Selhorst, C. L.; Silva, A. V. R.; Costa, J. E. R. Radius variations over a solar cycle. **Astronomy & Astrophysics**, v. 420, n. 3, p. 1117–1121, June 2004. [29](#), [63](#)

_____. Solar atmospheric model with spicules applied to radio observation. **Astronomy & Astrophysics**, v. 433, n. 1, p. 365–374, Apr. 2005. [25](#), [29](#), [31](#), [63](#), [65](#), [77](#)

_____. What determines the radio polar brightening? **Astronomy & Astrophysics**, v. 440, n. 1, p. 367–371, Sept. 2005. [65](#)

Selhorst, C. L.; Silva, A. V. R.; Costa, J. E. R.; Shibasaki, K. Temporal and angular variation of the solar limb brightening at 17 GHz. **Astronomy & Astrophysics**, v. 401, n. 3, p. 1143–1150, Apr. 2003. [29](#), [63](#)

Serio, S.; Peres, G.; Vaiana, G. S.; Golub, L.; Rosner, R. Closed coronal structures. II - Generalized hydrostatic model. **Astrophysical Journal**, v. 243, n. 1, p. 288–300, Jan. 1981. [43](#)

Shibasaki, K.; Enome, S.; Nakajima, H.; Nishio, M.; Takano, T.; Hanaoka, Y.; Torii, C.; Sekiguchi, H.; Kawashima, S.; Bushimata, T.; Shinohara, N.; Koshiishi, H.; Shiomi, Y.; Irimajiri, Y.; Leka, K. D.; Canfield, R. C. A purely polarized s-component at 17 GHz. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 46, n. 3, p. L17–L20, Apr. 1994. [39](#), [41](#), [57](#), [68](#), [80](#), [89](#), [92](#)

Silva, A. V. R.; Laganá, T. F.; Castro, C. G. G.; Kaufmann, P.; Costa, J. E. R.; Levato, H.; Rovira, M. Diffuse component spectra of solar active regions at submillimeter wavelengths. **Solar Physics**, v. 227, n. 2, p. 265–281, Apr. 2005. [42](#)

Stix, M. **The sun: an introduction**. 2. ed. Berlin, Germany: Springer, 2004. (Astronomy and astrophysics library). [46](#)

Vernazza, J. E.; Avrett, E. H.; Loeser, R. Structure of the solar chromosphere. basic computations and summary of the results. **Astrophysical Journal**, v. 184, n. 2, p. 605–632, Sept. 1973. [63](#)

_____. Structure of the solar chromosphere. II - the underlying photosphere and temperature-minimum region. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 30, n. 1, p. 1–60, Jan. 1976. [63](#)

_____. Structure of the solar chromosphere. III - models of the EUV brightness components of the quiet-sun. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 45, n. 3, p. 635–725, Apr. 1981. [63](#)

Vourlidas, A.; Gary, D. E.; Shibasaki, K. Sunspot gyroresonance emission at 17 GHz: A statistical study. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 58, n. 1, p. 11–20, Feb. 2006. [39](#), [41](#), [42](#), [54](#), [57](#), [89](#), [92](#)

White, S. M.; Kundu, M. R. Radio observations of gyroresonance emission from coronal magnetic fields. **Solar Physics**, v. 174, n. 1, p. 31–52, Aug. 1997. [42](#)

White, S. M.; Kundu, M. R.; Shimizu, T.; Shibasaki, K.; Enome, S. The radio properties of solar active region soft X-ray transient brightenings. **Astrophysical Journal**, v. 450, n. 1, p. 435–440, Sept. 1995. [39](#), [41](#), [43](#), [89](#)

Yoshida, T.; Tsuneta, S. Temperature structure of solar active regions. **Astrophysical Journal**, v. 459, n. 1, p. 342–346, Mar. 1996. [44](#), [80](#), [91](#), [93](#)

Zirin, H. **Astrophysics of the sun**. New York, EUA: Cambridge University Press, 1988. [37](#), [68](#)

Zirin, H.; Baumert, B. M.; Hurford, G. J. The microwave brightness temperature spectrum of the quiet sun. **Astrophysical Journal**, v. 370, n. 2, p. 779–783, Apr. 1991. [51](#), [63](#), [64](#)

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 programa 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. São aceitos tanto programas fonte quanto executáveis.

Pré-publicações (PRE)

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