

INPE-6126-TDI/587

**RADIÔMETRO MILIMÉTRICO DE ALTA RESOLUÇÃO E
FRAGMENTAÇÃO TEMPORAL DE FULGURAÇÕES SOLARES
DURANTE A FASE IMPULSIVA**

José Roberto Cecatto

Tese de Doutorado em Ciência Espacial/Radioastronomia Solar, orientada pelo Dr.
Hanumant Shankar Sawant, aprovada em junho de 1996.

**INPE
São José dos Campos
Novembro de 1996**

**MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

INPE-6126-TDI/587

**RADIÔMETRO MILIMÉTRICO DE ALTA RESOLUÇÃO E
FRAGMENTAÇÃO TEMPORAL DE FULGURAÇÕES SOLARES
DURANTE A FASE IMPULSIVA**

José Roberto Cecatto

**Tese de Doutorado em Ciência Espacial/Radioastronomia Solar, orientada pelo Dr.
Hanumant Shankar Sawant, aprovada em junho de 1996.**

**INPE
São José dos Campos
Novembro de 1996**

521.985

CECATTO, J.R.

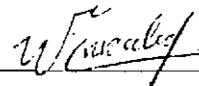
Radiômetro milimétrico de alta resolução e fragmentação temporal de fulgurações solares durante a fase impulsiva/J. R. Cecatto. - São José dos Campos: INPE, 1996.

173p. - (INPE-6126-TDI/587)

1. Fragmentação temporal. 2. Explosão solar. 3. Alta resolução. 4. Microondas.
I. Título.

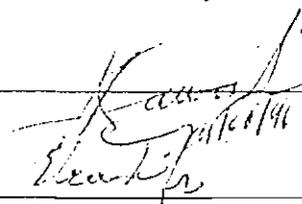
Aprovada pela Banca Examinadora em
cumprimento a requisito exigido para a
obtenção do Título de Doutor em Ciência
Espacial

Dr. Walter Demetrio Gonzalez-Alarcon



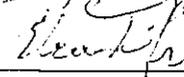
Presidente

Dr. Hanumant Shankar Sawant



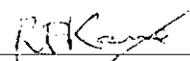
Orientador

Dr. Eugênio Scalise Júnior



Membro da Banca

Dr. Rajaran Purushottam Kane



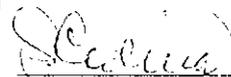
Membro da Banca

Dr. José Humberto Andrade Sobral



Membro da Banca

Dr. Sayd José Codina Landaberry



Membro da Banca

- Convidado -

Dr. Everton Ludke



Membro da Banca

- Convidado -

Candidato: José Roberto Cecatto

São José dos Campos, 24 de junho de 1996

AGRADECIMENTOS

Pretendo expressar minha gratidão às pessoas e instituições que contribuíram direta ou indiretamente para a realização desta tese.

Este trabalho envolveu a colaboração de inúmeras pessoas às quais agradeço muito e espero sintam-se agradecidas caso haja alguma omissão ou esquecimento de minha parte.

Antes de mais nada gostaria de agradecer a meu orientador, Dr. Hanumant S. Sawant com quem tive o orgulho e grata satisfação de dividir os louros e espinhos que surgiram no caminho deste trabalho.

Agradecimentos ao Dr. Brian R. Dennis da NASA (E.U.A.) pelo fornecimento de dados em raios-X duros, do experimento conhecido por Hard X-ray Burst Spectrometer (HXRBS) à bordo do satélite Solar Maximum Mission, utilizados neste trabalho.

Aos Drs. D. E. Gary e G. J. Hurford do CALTECH (E.U.A.) pela cessão de dados de 1-18 GHz, do interferômetro Frequency Agile Interferometer (FAI), utilizados neste trabalho.

Minha gratidão aos Drs. V. P. Nefedyev e A. M. Uralov do Instituto Izmiran (Rússia) pelas sugestões e discussões importantes.

Meus agradecimentos ao Dr. V. V. Zheleznyakov do Intitute of Applied Physics de Moscou (Rússia) pelas sugestões e discussões valiosas e pelo incentivo.

À equipe técnica do Rádio Observatório do Itapetinga (ROI) que construiu e colocou em operação o Receptor de Frequência Variável (RFV) utilizado para a coleta de dados em 18-23 GHz para este trabalho.

Agradeço ao engenheiro Dr. J. A. C. F. Neri e aos estagiários D. Martinazzo e V. F. Araújo pelo auxílio na digitalização e tratamento dos dados coletados com o RFV.

Agradecimento especial ao colega F. C. R. Fernandes pelo grande auxílio na formatação da versão final do trabalho e incentivo.

Meu agradecimento ao colega Hugo E. Trigoso Aviles pelo auxílio com figuras.

Ao colega R. R. Rosa pela cessão de uma figura para este trabalho.

Um grande agradecimento aos outros colegas da linha de pesquisa Física do Meio Interplanetário Eduardo M. B. Alonso e Jorge Melendez M. pelo companheirismo, colaboração e incentivo.

Aos colegas do INPE pelo companheirismo e incentivo.

A J. A. Cecatto, M. E. B. Cecatto, R. E. Cecatto e L. M. Cecatto pelo apoio e incentivo constantes.

A L. R. A. Cecatto pelo grande carinho, companheirismo e compreensão que sempre demonstrou.

Agradeço ao CNPq pelos 3 anos e 8 meses de bolsa concedidos.

Também ao INPE, FAPESP e ROI que ofereceram infra-estrutura e condições para a realização deste trabalho.

Aos Drs. Marcelo Lopes de Oliveira, José H. A. Sobral, Eugênio Scalise Jr. e Hugo V. Capelato pelo auxílio burocrático que possibilitou a conclusão deste trabalho.

Finalmente, um agradecimento todo especial ao Sol pois sem ele não estaríamos presentes para desvendar os seus mistérios.

RESUMO

Observações de fulgurações solares com alta sensibilidade e altas resoluções espectral e temporal na faixa de comprimentos de onda milimétricos são escassas. Foi desenvolvido, pelo autor, um radiômetro sensível com resolução espectral de 1 GHz, operando dentro da faixa 18-23 GHz em conjunto com uma antena de 13,7 m de diâmetro, a partir de fins de 1987, para observações de regiões ativas solares, e posteriormente modificado para efetuar observações de explosões solares. Atualmente, o sinal em cada frequência é medido durante 100 ms. A descrição detalhada desta instrumentação incluindo o processo de calibração, a aquisição e o tratamento de dados são fornecidos neste trabalho. Utilizando este instrumento o autor participou em campanhas internacionais de observações solares e registrou sessenta e sete grupos de explosões solares, 9 destes observados simultaneamente com o espectrômetro de raios-X duros à bordo do satélite Solar Maximum Mission e 5 observados simultaneamente com o Frequency Agile Interferometer, operando na faixa de 1-18 GHz no Owens Valley Radio Observatory (CALTECH). Existem sugestões de que fulgurações solares são compostas de fulgurações menores designadas por “elementary flare bursts - EFB”, com a contrapartida destas explosões na banda de comprimentos de onda milimétricos conhecida como “explosões simples” de duração da ordem de segundos e exibindo um único pico. A ocorrência de tais explosões é rara. Onze explosões deste tipo foram investigadas em detalhes por seu comportamento espectral pela primeira vez. Os parâmetros observados destas explosões são os seguintes: tempo de subida médio de ~ 4 s e índice espectral variando entre -1,8 e -3,2, apresentando um comportamento temporal mole-duro-mole. O curto tempo de subida junto com o comportamento temporal do espectro sugerem que o mecanismo de aceleração e injeção dos elétrons é de tipo impulsivo. As observações com alta resolução espectral na parte opticamente fina dos espectros permitiram uma estimativa precisa do índice espectral. O índice espectral observado e o campo magnético estimado sugerem que elétrons de alta energia (~ 200 keV) estão envolvidos na geração destas explosões. O possível mecanismo de aceleração é discutido. Os parâmetros da fonte ($B = 570$ G; $E = 100$ -300 keV; $N_T = 10^{33} - 10^{36}$ elétrons e $E_T = 10^{25} - 10^{27}$ erg) de EFB são semelhantes a “hot points”, fizemos uma estimativa de primeira ordem da emissão em ondas milimétricas de tal tipo de fonte. Investigações simultâneas de 8 explosões milimétricas complexas, exibindo mais do que um pico, com raios-X duros, foram efetuadas pela primeira vez com altas resoluções espectral e temporal. Aqui, pela primeira vez mostramos pelo menos três casos em que os picos de explosões em comprimentos de onda milimétricos se correlacionam simultaneamente com os picos de alta energia (~ 300 keV) observados em raios-X duros indicando que elétrons de energia mais alta até 200-400 keV são os responsáveis pela geração das explosões em comprimentos de onda milimétricos. Também estimamos os parâmetros de fontes de microondas e raios-X duros. Em um caso observamos a frequência de pico permitindo uma estimativa mais precisa do campo magnético e outros parâmetros de fontes. Os parâmetros médios da fonte de explosões em raios-X e comprimentos de onda milimétricos são os seguintes: $B = 480$ G, $E = 200$ keV, $N = 10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$,

$N_T = 10^{32} - 10^{37}$ elétrons e $E_T = 10^{24} - 10^{28}$ erg. A correlação um-a-um em intensidade e tempo, e elétrons emissores em microondas com energia relativamente mais alta (~200-300 keV) que a energia média daqueles emissores em raios-X duros, junto com o valor moderado do campo magnético estimado (~500 G) sugerem que duas populações de elétrons, de energias distintas, geradas ao mesmo tempo são as responsáveis pela produção das explosões em ondas milimétricas e raios-X. A discrepância verificada para os números de elétrons emissores em microondas com aqueles produtores dos raios-X, com a sugestão acima, e o comportamento temporal de α para explosões complexas favorecem a hipótese do modelo de aprisionamento com precipitação de elétrons para as fontes milimétrica e de raios-X. Este modelo explica a repetição da injeção de elétrons na fonte e o maior número de elétrons emissores em microondas que encontram-se aprisionados nas partes mais altas das arcadas, bem como o número relativamente menor daqueles que conseguem se precipitar para as partes mais baixas das arcadas gerando os raios-X duros observados. A semelhança observada na evolução temporal do índice espectral da parte opticamente fina do espectro de EFB e de explosões complexas foi a mesma: mole-duro-mole. Além disso, os parâmetros estimados para as fontes de EFB e explosões complexas assumindo um mecanismo de emissão girossíncrotron não-térmico são da mesma ordem de grandeza o que sugere fortemente a hipótese de que as explosões solares complexas são compostas de muitos pequenos EFB, isto é, que a energia de fulgurações solares é liberada em pequenos pacotes ou quantizada.

HIGH RESOLUTION MILLIMETER WAVELENGTH RADIOMETER AND TEMPORAL FRAGMENTATION OF THE SOLAR FLARE IN THE MILLIMETER WAVELENGTH

ABSTRACT

High-sensitivity, high-spectral-resolution solar observations in the millimeter wavelength are scanty. A sensitive radiometer with 1 GHz resolution, operating in the frequency range of 18 and 23 GHz in conjunction with 13.7 m diameter antenna has been developed by the author initially, in 1987, for the observations of the solar active regions and later on modified for the bursts observations. At present each frequency is sampled for 100 ms. Details of this instrumentation, including the process of calibration, data acquisition, and reduction are described. The author has participated in the international solar observation campaigns. Sixty seven groups of the solar bursts have been observed by this instrument, 9 observed simultaneously with hard X-ray burst spectrometer on board of Solar Maximum Mission satellite and 5 observed with Frequency Agile Interferometer, operating in the frequency range of (1-18) GHz, of the CALTECH. There is a suggestion that solar flares are composed of small flares named as elementary flare bursts. The counterpart of these bursts in the millimeter wave band is known as "Simple Bursts" of the duration of the order of seconds exhibiting single peak. Occurrence of such burst is rare. Eleven of these bursts have been investigated in detail for their spectral behaviour for the first time. The observed parameters of these bursts are as follows: average rise time ~ 4 s, spectral index varied between -1.8 and -3.2, and time evolution of the spectral index shows soft-hard-soft behaviour. Short rise time together with observed spectral behaviour suggest the mechanism of the acceleration and injection of the electrons as of impulsive type. High spectral resolution observations in the optically thin part of the spectra permitted to estimate precise spectral index. Observed spectral index and estimated magnetic field suggest that higher energy, ~ 200 keV electrons are involved in the generation of these bursts. Possible mechanism of the acceleration has been also discussed. Source parameters ($B = 570$ G; $E = 100-300$ keV; $N_T = 10^{33} - 10^{36}$ electrons and $E_T = 10^{25} - 10^{27}$ erg) of the EFB are nearly similar to "hot points". We have made first order estimate of millimeter wave emission from such source. Simultaneous investigations of the eight complex millimeter bursts, exhibiting more than one peak, with hard X-rays, have been carried out for the first time with high spectral and temporal resolutions. Here, for the first time we have shown at least in three cases that highest energy of X-rays simultaneously peaking with millimeter wavelength bursts was about 300 keV thus indicating that higher energy electrons up to (200-400) keV are responsible for the generation of the millimeter wavelength bursts. Also estimated are source parameters of the X-ray and microwave sources. In one case we have observed turnover frequency enabling us to estimate more accurate magnetic field and other source parameters. Average source parameters of the X-ray and millimeter wavelength

bursts are as follows: $B = 480 \text{ G}$, $E = 200 \text{ keV}$, $N = 10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $N_T = 10^{32} - 10^{37}$ electrons and $E_T = 10^{24} - 10^{28} \text{ erg}$. Observed one to one correlation in intensity and time, and higher energy (200 keV) electrons together with estimated higher magnetic ($\sim 500 \text{ G}$) field suggest that two populations of the electrons, different in energy, originating at the same time are responsible for generation of millimeter and X-ray bursts. Estimated number of electrons with the above suggestion favors the hypothesis of the precipitating electrons model for the mm - X-ray source. The observed similarity in the time evolution of the spectral index behaviour in the thin part of the spectra of the EFB and of the complex burst is same, i.e., soft-hard-soft. In addition to that estimated source parameters of the EFB and the complex bursts estimated by assuming nonthermal gyrosynchrotron emission process are of the same order which strengthens the hypothesis that complex solar flares are composed of many tiny EFB, i.e., energy for solar flares is released in small packets or quantized.

SUMÁRIO

	Pág.
LISTA DE FIGURAS	xv
LISTA DE TABELAS	xix
LISTA DE SÍMBOLOS	xxi
LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS	xxv
CAPÍTULO 1 - ESPECTROSCOPIA DE EXPLOSÕES SOLARES EM MICROONDAS ASSOCIADAS À FASE IMPULSIVA DE “FLARES”	1
1.1 - Introdução	1
1.2 - Fulgurações solares e suas fases	3
1.3 - Espectroscopia ($\Delta f/f \leq 0,1$) de explosões solares em microondas	6
1.4 - Investigações espectroscópicas de explosões solares com alta resolução em mi- croondas ($f > f_{\text{pico}}$ em associação com dados em raios-X duros	9
1.5 - Fragmentação de energia e investigações de explosões solares simples (EFB)	11
1.6 - Investigações da emissão de “Hot point” em microondas	12
1.7 - O PROBLEMA	12
CAPÍTULO 2 - RECEPTOR DE FREQUÊNCIA VARIÁVEL EM ONDAS MILIMÉTRICAS (18-23 GHz) E OBSER- VAÇÕES SOLARES	15
2.1 - Introdução	15
2.2 - Instrumentação na banda centimétrica-milimétrica	16
2.3 - Radiômetro de Frequência Variável - RFV	18
2.4 - Sensibilidade do RFV	20
2.5 - Método observacional	24
2.6 - Calibração	26
2.6.1 - Calibração da área efetiva, do feixe da antena e da posição da corneta	27
2.7 - Aquisição e digitalização de dados	30
2.8 - Tratamento dos dados	31
2.9 - Observações utilizando o RFV	34

2.10 - Observações de explosões solares	36
2.11 - Desenvolvimento de outras instrumentações	38

**CAPÍTULO 3 - EXPLOSÕES SIMPLES “Elementary Flare Bursts” -
- EFB)** 41

3.1 - Introdução	41
3.2 - Espectro de explosões solares em microondas	43
3.3 - Processos físicos das emissões de explosões solares	46
3.3.1 - Emissão em microondas	47
3.3.2 - Emissão em raios-X duros ($E > 10-50$ keV)	55
3.4 - Investigações espectrais de explosões simples	58
3.5 - Metodologia para a estimativa dos parâmetros físicos da fonte e N_T e E_T para os elétrons emissores	60
3.5.1 - Estimativas dos parâmetros físicos para a fonte emissora em microondas	63

**CAPÍTULO 4 - EXPLOSÕES SOLARES COMPLEXAS OBSERVA-
DAS COM ALTA RESOLUÇÃO ESPECTRAL EM
MICROONDAS SIMULTANEAMENTE COM
RAIOS-X DUROS** 69

4.1 - Introdução	69
4.2 - Características das explosões solares observadas com alta resolução espectral em microondas e atividade associada	71
4.3 - Explosões solares observadas em microondas (18-23 GHz) e em raios-X duros (HXRBS)	73
4.4 - Investigações de explosões solares na faixa de frequências (1-23 GHz)	79
4.5 - Investigações em microondas (1-23 GHz) simultâneas com raios-X duros (HXRBS)	85

CAPÍTULO 5 - EMISSÃO DE “HOT POINTS” EM MICROONDAS 95

5.1 - “Hot point”	95
5.2 - Espectro de fonte em microondas	95
5.3 - Emissão giromagnética (cíclotron)	96
5.4 - Modelo de fonte emissora com “hot point”	100
5.5 - Estrutura fina em explosões solares observadas em microondas	105

5.6 - Possível interpretação da estrutura fina observada	109
--	-----

CAPÍTULO 6 - EVIDÊNCIA DE FRAGMENTAÇÃO TEMPORAL NAFASE IMPULSIVA DE FULGURAÇÕES SOLA- RES OBSERVADA EM MICROONDAS	111
--	------------

6.1 - Introdução	111
6.2 - Energia armazenada	113
6.3 - Liberação da energia armazenada	114
6.4 - Processo de aceleração das partículas emissoras	116
6.5 - Explosões simples	117
6.6 - Índice espectral (α) com alta resolução espectral	121
6.7 - Explosões solares complexas em microondas e raios-X duros	123
6.8 - Sugestões e perspectivas futuras	128

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	131
---	------------

APÊNDICE A - CLASSIFICAÇÃO DE EXPLOSÕES SOLARES SEGUNDO O PERIÓDICO SOLAR GEOPHYSICAL DATA (SGD)	141
---	------------

APÊNDICE B - PRINCIPAIS CARACTERÍSTICAS DOS EXPERIMENTOS HARD X-RAY BURST SPECTROMETER (HXRBS) E ULTRAVIOLET SPECTROMETER POLARIMETER (UVSP) À BORDO DO SATÉLITE SMM (NASA)	145
--	------------

APÊNDICE C - MODELO C DE VERNAZZA-AVRETT-LOESER PARA O PERFIL DE TEMPERATURA DA FOTOSFERA E CROMOS- FERA SOLARES	147
---	------------

LISTA DE FIGURAS

		Pág.
1.1	Cenário da fulguração. Na Figura (a) podemos ver uma região ativas com uma configuração de linhas de campo magnético fechadas; b) região ativa com uma configuração de linhas de campo abertas.	4
1.2	Perfil temporal de uma fulguração solar típica. (a) observada em ondas de rádio decimétricas e centimétricas, H- α , ultravioleta (EUV), raios-X moles, raios-X duros e raios- γ ; (b) espectro dinâmico de uma explosão solar observado na banda decimétrica-métrica-decamétrica.	5
1.3	Espectro típico de explosões solares em microondas, mostrando: a frequência de corte de baixa frequência (f_{CR}), a frequência de pico (f_{pico}) e o índice espectral opticamente fino (α).	7
1.4	Espectro complexo da explosão solar observada pelo Frequency Agile Interferometer (FAI) dentro da faixa de frequências de 1-18 GHz. Na Figura podemos ver claramente as duas componentes espectrais.	9
2.1	Diagrama de blocos do sistema receptor do Radiômetro de Frequência Variável (RFV).	19
2.2	Formato de saída dos dados do RFV. Na parte superior exibimos o sinal correspondente ao gerador de frequências. Na parte intermediária o sinal correspondente à fonte, com as 6 frequências em formato serial, enquanto a Figura inferior mostra o sinal do código de tempo do relógio universal (UT).	20
2.3	Resolução angular da antena do ROI em microondas de acordo com a porcentagem da temperatura da região ativa relativamente àquela do "Sol calmo".	22
2.4	Sensibilidade em função da temperatura de uma região ativa acima do nível do "Sol calmo", dada em porcentagem relativamente a este nível.	23
2.5	Mapa solar em 22 GHz no formato analógico, para o dia 29/06/89, exibindo a RA 5569. As 3 isotermas externas correspondem aos níveis de 50%, 75% e 88% do nível do "Sol calmo", respectivamente, de fora para dentro do disco. As demais isotermas foram tomadas a cada \approx 200 K.	25
2.6	Geometria exibindo a interpretação da largura do feixe da antena ($\Delta\theta$) por meio do princípio das incertezas de Heisenberg.	29
2.7	Resultado obtido após cada uma das etapas de tratamento dos dados do RFV.	33
2.8	Montagem do EDDAR na versão atual de banda larga (200-2500).	38
2.9	Montagem do EDDAR na versão anterior, de banda estreita ($1,6 \pm 0,1$ GHz), para observação do Eclipse Solar Total de 03/11/94 em Chapecó, Santa Catarina.	39
3.1	Histograma com a distribuição do índice espectral opticamente fino (α) obtido com baixa resolução por dados em 22 e 44 GHz.	44

3.2	Espectro típico de uma explosão solar em microondas apresentando as regiões opticamente espessa e fina e os mecanismos de emissão e absorção. Na Figura superior podemos ver os mecanismos de absorção, para a parte opticamente espessa e, de emissão para a parte opticamente fina com o índice espectral correspondente (α) a cada mecanismo. A Figura inferior apresenta os mecanismos de emissão para a parte opticamente espessa com os índices espectrais.	45
3.3	Diagrama esquemático do perfil temporal de uma explosão simples apresentando t_i , t_m , t_f , t_s , t_d , F_{pico} e F_{pico}/e	58
3.4	Perfil temporal em microondas (18-23 GHz) para a explosão solar observada às 13:42 UT em 30/06/89.	64
3.5	Espectro em microondas para a parte opticamente fina do espectro no instante de pico (13:42:13 UT) para a explosão solar de \sim 13:42 UT de 30/06/89.	65
3.6	Evolução temporal do índice espectral em microondas (18-23 GHz) durante a fase impulsiva da explosão solar de 13:42 UT em 30/06/89.	65
4.1	Perfil temporal em microondas (18-23 GHz) da explosão solar observada às 14:45 UT do dia 22/06/89.	73
4.2	Evolução temporal do índice espectral opticamente fino (18-23 GHz) durante a fase impulsiva da explosão solar de 14:45 UT de 22/06/89.	74
4.3	Perfil temporal em raios-X duros (102-187 keV) para a explosão solar das \sim 14:45 UT de 22/06/89.	75
4.4	Espectro em raios-X duros para o instante do pico de emissão em microondas (14:45:16 UT) para a explosão solar de 22/06/89.	76
4.5	Evolução temporal do índice espectral (γ) da emissão em raios-X duros para a explosão solar de 22/06/89.	77
4.6	Perfil temporal em microondas (18-23 GHz) para a explosão solar das \sim 17:20 UT de 30/06/89.	79
4.7	Média corrida dos perfís temporais (18-23 GHz) para a explosão solar das \sim 17:20 UT de 30/06/89.	80
4.8	Perfís temporais em 10,6; 11,8; 14 e 16,4 GHz do FAI para a explosão das \sim 17:20 UT de 30/06/89.	81
4.9	Evolução temporal do índice espectral opticamente fino ($\alpha_{11,8-23GHz}$) para a explosão solar das \sim 17:20 UT de 30/06/89.	82
4.10	Evolução temporal do índice espectral opticamente fino ($\alpha_{18-23GHz}$) para a explosão solar das \sim 17:20 UT de 30/06/89.	83
4.11	Perfil temporal em microondas (18-23 GHz) para a explosão solar das \sim 17:37 UT de 30/06/89.	86
4.12	Evolução temporal do índice espectral opticamente fino (18-23 GHz) para a explosão solar das \sim 17:37 UT de 30/06/89.	86
4.13	Perfil temporal com resolução temporal de 10 s em 10 frequências dentro da faixa 10,5 - 23 GHz para a explosão solar de 17:37 UT do dia 30/06/89.	87
4.14	Evolução temporal do índice espectral opticamente fino (10,6-23 GHz) para a explosão solar das \sim 17:37 UT de 30/06/89.	88

4.15	Perfil temporal em raios-X duros (61-102 keV) para a explosão solar das 17:37 UT de 30/06/89.	89
4.16	Espectro em raios-X duros para o instante do pico de emissão em microondas (17:37:44 UT) para a explosão de 30/06/89.	90
4.17	Evolução temporal do índice espectral em raios-X duros (γ) para a explosão solar das \sim 17:37 UT de 30/06/89.	91
5.1	Distribuição de temperatura com a altura na região ativa e núcleo aquecido. Na Figura Δl é o tamanho do núcleo e L_{js} a espessura da camada girorressonante.	100
5.2	Modelo de fonte de giro-emissão para o topo da arcada de uma região ativa. A linha tracejada indica a camada de emissão girorressonante (ω_s) na fonte. O “núcleo aquecido” ou “hot point” está indicado pela região escura.	102
5.3	Geometria para a distribuição de campo magnético dipolar de região ativa solar emissora.	102
5.4	Seqüência de espectros obtidos pelo FAI (1-18 GHz) para a explosão solar das \sim 19 UT de 07/08/81. (Adaptada de Hurford, 1984)	107
5.5	Perfil temporal da explosão impulsiva observada às \simeq 17:46 UT em 30/06/89. a) Em microondas, durante a subida do fluxo podemos ver uma estrutura fina no espectro com o tempo para as frequências 21 e 22 GHz, que está destacada pelos círculos tracejados. b) Em ultravioleta não observamos qualquer estrutura semelhante no mesmo instante. .	108
5.6	Possível geometria para um modelo de fonte emissora com “hot point” originando estrutura fina no espectro com o tempo para uma explosão solar em microondas.	109
6.1	ConFiguração de região ativa solar onde podemos ver, de cima para baixo, a evolução de uma arcada de fluxo magnético emergente e que interage com uma arcada de grandes dimensões. A região de interação está indicada pelas setas	112
6.2	ConFiguração magnética com múltiplas arcadas magnéticas interagentes	113
6.3	Diagrama da conFiguração magnética mais aceita atualmente para uma região ativa solar	115
6.4	Perfil temporal em 20 GHz (curva contínua) e evolução temporal do índice espectral α (curva traço-ponto) para a explosão solar simples de \sim 13:55 UT em 30/06/89.	118
6.5	Modelo de arcada magnética emergente para fulgurações solares simples.	121
6.6	Histograma da distribuição do índice espectral opticamente fino α com baixa resolução - 22 e 44 GHz - (curva vazia) e de α com alta resolução - 11,8 a 23 GHz - (curva cheia).	122
6.7	Perfil temporal em 20 GHz (curva contínua) e evolução temporal do índice espectral α (curva traço-ponto) para a explosão solar de \sim 17:20 UT em 30/06/89.	124

6.8	Diagrama da relação empírica, encontrada por Kosugi, entre os fluxos de pico em microondas (17 GHz) e em raios-X duros (≥ 30 keV) para explosões solares.	125
6.9	Cenário para a fragmentação temporal e espacial durante a fase impulsiva de fulgurações em microondas.	128
6.10	Perfil temporal de uma explosão complexa observada em microondas.	129

LISTA DE TABELAS

	Pág.	
2.1	Instrumentação atual em microondas em operação no mundo para observações	17
2.2	Área efetiva da antena em cada frequência	27
2.3	Características dos períodos observacionais do RfV	35
2.4	Explosões solares registradas pelo RfV e simultaneamente pelas instrumentações do FAI e HXRBS	37
3.1	Parâmetros de fontes emisoras em microondas	46
3.2	Características observacionais das explosões simples	67
3.3	Parâmetros físicos estimados para as fontes emisoras de explosões simples em microondas	68
4.1	Características observacionais de 8 explosões solares e atividade associada	72
4.2	Variação temporal de α para as 8 explosões	84
4.3	Parâmetros físicos estimados para as fontes emisoras de explosões solares em microondas	93
5.1	Profundidade óptica do 2º ao 4º harmônicos para os modos ordinário e extraordinário da emissão giromagnética	104

LISTA DE SÍMBOLOS

Δf	- largura de banda em frequência;
f	- frequência (freq. de observação);
$\Delta f/f$	- resolução em frequência;
Km	- quilômetro ou Kilometro;
m	- metro;
cm	- centímetro;
mm	- milímetro;
K	- grau Kelvin;
hs	- hora;
min	- minuto;
s	- segundo;
ms	- milissegundo;
ΔS_{min}	- densidade de fluxo mínima detectável (sensibilidade);
F	- densidade de fluxo;
τ	- constante de tempo de integração;
T_{sis}	- temperatura de sistema;
T_{back}	- temperatura de background;
T_{csol}	- temperatura de "Sol calmo";
T_{RA}	- temperatura de região ativa acima do nível de "Sol calmo"
T_{ceu}	- temperatura do céu;
k	- constante de Boltzmann;
$A_e(f)$	- área efetiva na frequência f ;
c	- velocidade da luz no vácuo;
θ_{el}	- largura de feixe em elevação;
θ_{az}	- largura de feixe em azimute;
m^2	- metro quadrado;
ΔT_{min}	- temperatura mínima detectável;
$f(\theta_0)$	- função para o formato do feixe da antena;
$f(\Delta\theta)_{rms}$	- função para a largura do feixe a meia potência;
°	- grau;
'	- minuto de arco;
"	- segundo de arco;
GeV	- giga elétron-Volt;
MeV	- megaelétron-Volt;
keV	- kiloeletron-Volt;
eV	- elétron-Volt;
E	- energia;
E_T	- energia total;
N_e	- densidade de eletrons emissores;
N_T	- no total de partículas emissoras;
N	- densidade;
f_{pico}	- frequência de pico ou máximo do espectro;
$F_{pico}(f)$	- densidade de fluxo de pico na frequência f ;
F_R	- Fluxo de pico em 17 GHz;
F_x	- Fluxo de pico em Raios-X duros (67-152 KeV);
c/s	- ciclo por segundo;

Hz	- Hertz;
MHz	- mega Hertz;
GHz	- giga Hertz;
Kg	- Kilograma;
g	- grama;
W	- Watt;
R- γ	- raios gama;
cm^{-3}	- inverso de centímetro cubico;
G	- unidade de intensidade do campo magnético no sistema CGS, Gauss;
I_f	- Intensidade específica na frequência f;
l	- comprimento de percurso no interior da fonte ou unidade de percurso;
k_f	- coeficiente de absorção do meio na frequência f;
S_f	- função fonte na frequência f;
T_B	- temperatura de brilho;
n_f	- coeficiente de emissão na frequência f;
T_{eff}	- temperatura efetiva dos elétrons;
τ_f	- profundidade óptica na frequência f;
T_{BO}	- temperatura de brilho que penetra no meio;
$d\Omega$	- elemento de ângulo sólido;
Ω	- ângulo sólido;
Ω_f	- ângulo sólido da fonte na frequência f;
$d\Omega_f$	- elemento de ângulo sólido da fonte na frequência f;
ψ	- eficiência de abertura da antena;
A_{fis}	- área física da antena;
L	- dimensão da fonte ou unidade de distância percorrida no meio;
Z_i	- nº atômico dos íons da espécie i;
N_i	- densidade dos íons da espécie atômica i;
\bar{F}	- força;
q	- carga elétrica;
v	- velocidade;
\bar{B}	- campo magnético;
\bar{E}	- campo elétrico;
f_H	- girofrequência;
m_e	- massa do elétron;
e	- carga do elétron;
FL	- fator de Lorentz;
θ	- ângulo entre a direção do campo magnético e a linha de visada do observador;
ϕ	- ângulo de pitch entre a direção do campo magnético e aquela do movimento do elétron;
m_0	- massa de repouso;
$\Delta\theta$	- ângulo do feixe de radiação;
Z	- nº atômico;
α	- índice espectral da parte opticamente fina do espectro em microondas;
δ	- índice espectral da distribuição em energia dos elétrons emissores;
γ	- índice espectral da lei de potência em raios-X duros;
T	- temperatura;
NL	- densidade colunar de emissão;

$n = f/f_H$	- nº do harmônico;
f_{CR}	- freq. de corte Razin;
f_p	- freq. de plasma do meio para densidade N_e ;
$I(\varepsilon)$	- intensidade;
ε	- energia dos RX duros;
H- α	- primeira linha da série de Balmer do átomo de hidrogênio: $\sim 6562 \text{ \AA}$;
λ	- comprimento de onda;
T_N	- temperatura dos elétrons no núcleo aquecido;
N_N	- densidade dos elétrons no núcleo aquecido;
N_A	- densidade dos elétrons na arcada magnética;
T_A	- temperatura dos elétrons na arcada magnética;
RFV	- Radiômetro de Frequência Variável;
ROI	- Radio Observatório do Itapetinga;
EDDAR	- Espectrografo Digital Decimétrico de Alta Resolução;
Σ_i	- somatório na variável i ;
Σ	- somatório;
η_f	- emissividade na frequência f ;
κ_f	- absorptividade na frequência f ;
β	- razão da velocidade para a velocidade da luz;
ω	- frequência angular;
ω_H	- girofrequência angular;
r	- raio do observador;
P_n	- energia emitida por um elétron na unidade de ângulo sólido no n -ésimo harmônico;
f_H	- girofrequência;
T_s	- tempo de subida;
T_d	- tempo de decaimento;
$B(h)$	- campo magnético na altura h ;
B_0	- campo magnético no nível fotosférico;
h_B	- distância entre as manchas solares do grupo bipolar;
$n(E)$	- número de elétrons com energia E ;
n_{E_0}	- densidade de elétrons com energia maior que E_0 ;
SF	- fulguração fraca tipo S;
SN	- fulguração normal tipo S;
$T(h)$	- temperatura dos elétrons numa camada de altura h ;
$\tau(h)$	- profundidade óptica numa camada de altura h ;
$\mu(h)$	- coeficiente de absorção numa camada de altura h ;
H	- ponto de escape de radiação da atmosfera solar;
h_{min}	- ponto de reflexão das ondas de frequência f ;
μ_{jn}	- coeficiente de absorção giromagnético no modo j para o harmônico s ;
j	- 1, - para o modo extraordinário e +, 2 para o modo ordinário;
n_j	- índice de refração do meio para o modo j ;
B_{jn}	- termo multiplicativo giromagnético para o modo j e harmônico s ;
β_T	- razão da velocidade térmica dos elétrons para a velocidade da luz;
V_T	- velocidade térmica dos elétrons;
μ	- razão da girofrequência angular ao quadrado para a frequência angular ao quadrado;
V_{gr}	- vetor velocidade de grupo da radiação;

θ	- ângulo entre k e V_{gr} ;
ω_p	- frequência angular de plasma;
ω_H	- girofrequência angular;
$n!$	- fatorial do harmônico s ;
h_b	- profundidade do dipolo magnético abaixo da superfície da fotosfera e distância entre as manchas do dipolo magnético;
$\Delta\omega$	- largura de banda em frequência angular;
P_{cin_N}	- pressão cinética no núcleo aquecido;
P_{magn_N}	- pressão magnética no núcleo aquecido;
$P_{cin_{amb}}$	- pressão cinética do ambiente circundante ao núcleo;
$P_{magn_{amb}}$	- pressão magnética do ambiente circundante ao núcleo;
$B_{cin_{amb}}$	- campo magnético na coroa ambiente circundante à arcada magnética;
N_{amb}	- densidade do ambiente;
T_{amb}	- temperatura do ambiente;
L_{js}	- largura da camada girorressonante para o modo j no harmônico s ;
τ_{js}	- profundidade óptica do meio para o modo j e harmônico s ;
L_B	- escala de altura do campo magnético;
dl	- elemento de percurso no interior da fonte;
$T_b(f)$	- temperatura de brilho na frequência f ;
$T_e(h)$	- temperatura dos elétrons emissores na frequência f ;
x	- razão da frequência angular de plasma ao quadrado para a frequência angular ao quadrado.

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

UT	- universal time (tempo universal);
U.F.S.	- unidade de fluxo solar;
rad	- radiano;
dB	- decibel;
DC	- corrente contínua;
V	- Volt;
FI	- freq. intermediária;
IBM PCXT	- microcomputador tipo PC XT;
IBM PC 486	- microcomputador tipo PC 486;
PC-ADDA12	- placa digitalizadora de 12 bits para microcomputador IBM-PC;
PR 2230	- tipo de gravador analógico;
HP 7001-BM	- tipo de registrador de papel;
SMM	- satélite SOLAR MAXIMUM MISSION;
CGRO	- satélite COMPTON GAMMA-RAY OBSERVATORY;
NASA	- Agência Espacial dos E.U.A.;
SOLMAX22	- Campanha Internacional de Observações de fenômenos do 22º ciclo de atividade solar;
RA5536	- região ativa de n° 5536 da classificação de (SGD);
OVRO	- Owens Valley Radio Observatory;
CALTECH	- California Institute of Technology;
GSFC	- Goddard Space Flight Center;
HXRBS	- Hard X-Ray Burst Spectrometer;
FAI	- Frequency Agile Interferometer;
EFB	- Explosão elementar de fulguração;
LNA	- Low Noise Amplifier;
HPIB	- Interface de comunicação marca HP;
GPS	- global Position System;
SGD	- Periódico Solar Geophysical Data;
ME	- medida de emissão;
YOHKOH	- satélite japonês com instrumentos em raios-X (em português: Raios de Sol);
NOISE-COM (NC 5142)	- elemento gerador de ruído com $T \sim 10^4$ K;

CAPÍTULO 1

ESPECTROSCOPIA DE EXPLOSÕES SOLARES EM MICROONDAS ASSOCIADAS À FASE IMPULSIVA DE “FLARES”

1.1 INTRODUÇÃO

Até meados dos anos 70, a investigação científica detalhada dos “flares” (fulgurações daqui em diante) solares de baixa intensidade ($10^{24} - 10^{27}$ erg), estava impossibilitada ou limitada. A limitação era causada porque a tecnologia e a capacidade das instrumentações existentes não estavam bem desenvolvidas fazendo com que as resoluções espectral e temporal não fossem além de 2-3 frequências separadas e ~ 1 s, respectivamente. Além disso, a sensibilidade dos instrumentos era baixa ($\simeq 1$ unidade de fluxo solar = $10^{-22} W.m^{-2}.Hz$) impossibilitando a detecção de fenômenos com intensidade menor que ou dessa ordem de grandeza. É importante ressaltar que as observações em rádio com alta resolução temporal e alta sensibilidade permitem investigações de explosões solares de pequena intensidade ou baixa energia (10^{21} - 10^{26} erg).

Com isso não era possível o conhecimento tanto dos processos fundamentais que dão origem e estão envolvidos numa fulguração - o armazenamento da energia, sua liberação e a tentativa de prever a ocorrência da fulguração - quanto seus efeitos secundários associados - emissão de radiação num amplo espectro podendo se estender de ondas de rádio até raios-X e raios- γ , energização de elétrons e partículas que ficam aprisionadas nas arcadas magnéticas ou que escapam destas e se propagam pelo espaço e ejeção de massa pela coroa solar.

Com os avanços tecnológicos do final dos anos 60 e começo da década de 70, as resoluções temporais dos instrumentos em raios-X duros foram melhoradas de ~ 1 s para 100 ms. Em microondas, esses progressos ocorreram do final dos anos 70 a início da década de 80, com a resolução temporal sendo melhorada em pelo menos uma ordem de grandeza. Em meados dos anos 80, já existiam instrumentos em microondas com resolução temporal de milissegundos operando em 2 a 3 frequências e instrumentações para espectroscopia operando com alta resolução em frequência ($\Delta f/f \leq 0,1$), contudo, com uma resolução temporal de $\simeq 10$ s e cobertura em frequência limitada ($f \leq 18$ GHz) (Hurford et al., 1984). Esses dois tipos de instrumento permitiram avanços na qualidade das observações levando à descoberta de aspectos novos no fenômeno da fulguração: identificação de estruturas finas no perfil temporal e também no espectro das fulgurações principalmente na banda de ondas de rádio.

Estes resultados conduziram à novas idéias e à proposição de explicações para essas estruturas. Uma idéia que foi sugerida por Van Beek et al. (1974) em meados dos anos 70, através de observações de explosões solares de curta duração (1-2 min.) com resolução temporal de 1,2 s e em energia (12 canais dentro da banda de 24-900 keV) em raios-X duros, foi o conceito de “explosões elementares de fulguração” ou “elementary flare bursts - EFB” que são explosões de curta duração (5-25 s), e com energias de 10^{22} - 10^{27} erg. Por causa da limitação de sensibilidade - $\simeq 10^{-1}$ fótons.cm⁻².s⁻¹ - para raios-X de 20-200 keV (Orwig et al., 1980), os detectores de raios-X não permitem o registro e identificação de explosões solares de baixa energia, dentro daquelas ordens de grandeza.

Segundo esse conceito uma fulguração solar pode ser decomposta em um conjunto de muitos EFB com duração de (4-25 s) cada um e possuindo um perfil temporal semelhante para uma mesma fulguração. Posteriormente, esse conceito foi sugerido na faixa de microondas (22 GHz) por Kaufmann et al. (1985) investigando resultados de observações de explosões solares com resolução temporal de 3 milissegundos e alta sensibilidade (0,02 U.F.S.) (Kaufmann et al., 1985). Esses autores designaram os EFB, observados nesta frequência de “explosões simples”.

De acordo com este conceito as explosões simples possuem duração relativamente curta (< 30 s) e perfil temporal simplificado - com subida, um único máximo e decaimento - e sem a presença de quaisquer estruturas finas quer temporal ou espectral. São ditas simples relativamente às fulgurações observadas normalmente, que apresentam estrutura temporal complexa, caracterizando-se como seus constituintes básicos e elementares. Neste contexto, as explosões complexas constituem-se numa somatória de um grande número de “explosões simples” ocorrendo quase simultaneamente em tempo num determinado volume V da fonte emissora. No Capítulo 3 apresentamos este tipo de explosão solar e também explosões complexas de forma detalhada.

Atualmente, este aspecto do fenômeno das fulgurações solares está sendo investigado com espectroscópios em microondas e instrumentos imageadores em raios-X de relativamente alta resolução temporal para melhorar sua compreensão.

Os fenômenos mais energéticos (10^{30} - 10^{34} erg), compostos destes “EFB”, que ocorrem no Sol podem afetar direta ou indiretamente a vida cotidiana das pessoas na Terra de várias formas, seja através da perturbação das telecomunicações e da órbita de satélites artificiais, até nos casos mais dramáticos, do corte momentâneo do fornecimento de energia elétrica em alguns locais onde o fenômeno é registrado com maior intensidade. Neste caso, ocorre o que conhecemos como “black out”, o que mostra a necessidade de investigações detalhadas dos “EFB” e de previsões da ocorrência de fulgurações.

1.2 FULGURAÇÕES SOLARES E SUAS FASES

As fulgurações solares são fenômenos de liberação de grande quantidade de energia, 10^{27} - 10^{32} erg (Vlahos, 1990; Kane, 1995), com duração de uns poucos minutos a ≤ 2 horas cobrindo bem menos do que 1% da superfície solar. Foram observados inicialmente em H- α (primeira linha da série de Balmer do hidrogênio, em $\lambda = 6563 \text{ \AA}$) dentro da banda do visível do espectro eletromagnético. Ocorrem na cromosfera e baixa coroa, no interior de configurações bipolares de campo magnético (“loops” ou arcadas magnéticas, com formato aproximado de ferradura, designados como regiões ativas, e que existem na atmosfera solar, principalmente nos períodos de atividade solar) e não localizados diretamente sobre as manchas solares, podendo emitir energia num amplo espectro.

As fulgurações ocorrem com maior frequência quando associadas com “loops” (arcadas daqui em diante) de fluxo magnético emergentes de camadas subfotosféricas e que interagem com o campo de arcadas magnéticas existentes em camadas da alta cromosfera e baixa coroa solar (Heyvaerts et al., 1977). Também podem estar associadas a arcadas em seu estágio de máximo desenvolvimento, nas quais o campo é muito intenso e complexo (McLean e Labrum, 1985). Na Figura 1.1a, b podemos ver o cenário da fulguração nas configurações de campo magnético aberto e fechado - os parâmetros físicos de densidade, temperatura, campo magnético, dimensões da fonte e altura dos vários tipos de explosões estão indicados.

A Figura 1.2a, b exhibe as três fases e os perfis temporais associados de uma fulguração solar típica em vários comprimentos de onda do espectro eletromagnético desde ondas métricas em rádio até raios- γ .

Sabe-se que uma fulguração típica possui três fases: pré-fulguração, impulsiva e gradual. Na fase pré-fulguração ocorre um aumento fraco e gradativo da emissão em H- α , raios-X moles e ondas de rádio centimétricas com uma duração, normalmente, de alguns minutos, onde as partículas atingem energias de 0,3 - 1 keV (McLean e Labrum, 1985; Tandberg-Hanssen e Emslie, 1988).

Já na fase impulsiva, que pode ocorrer em seguida à fase pré-fulguração, com uma duração $\leq 5-10$ min, a energia das partículas envolvidas comumente é $10 < E \leq 200$ keV, com 90 % das fulgurações apresentando fase impulsiva. Esta fase consiste de um abrilhantamento rápido e intenso em raios-X duros, H- α e ondas de rádio (e às vezes em raios- γ e luz branca).

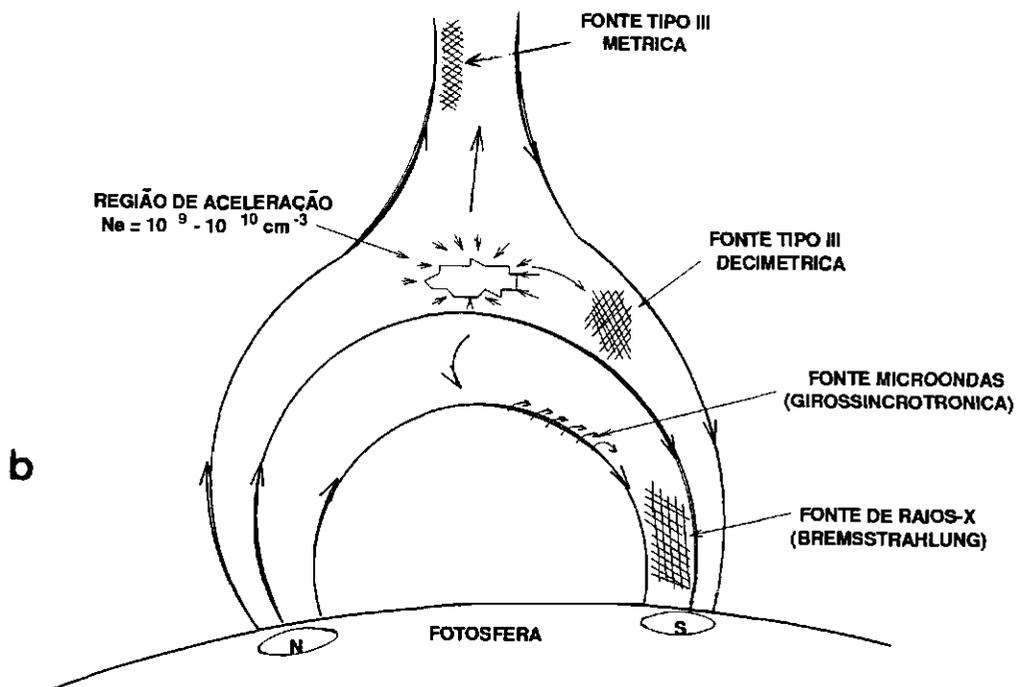
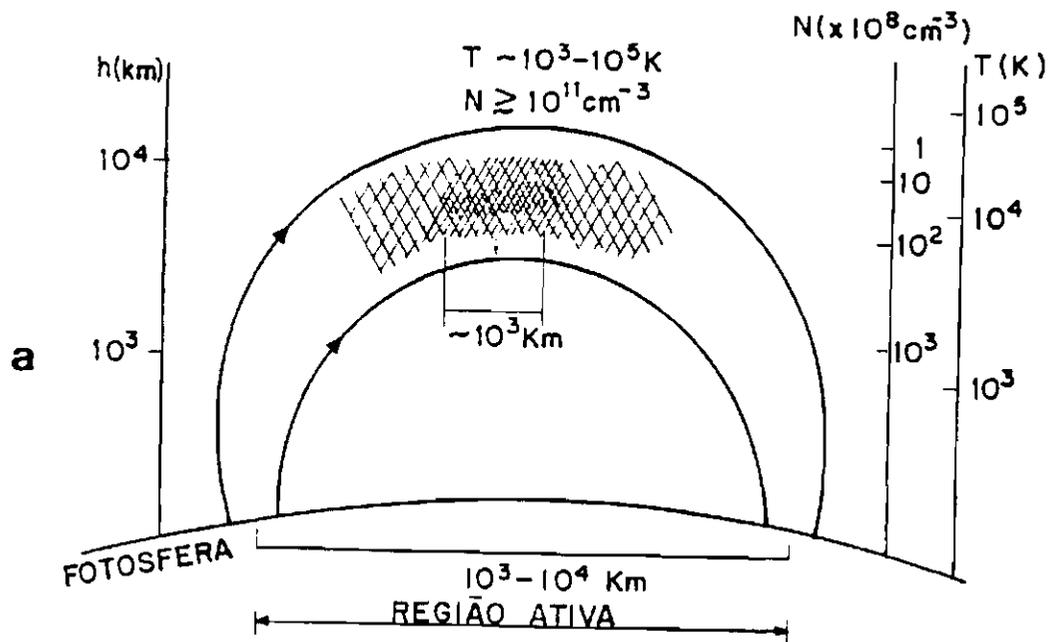


Fig. 1.1 - Cenário da fulguração. Na Figura (a) podemos ver uma região ativas com uma configuração de linhas de campo magnético fechadas; b) região ativa com uma configuração de linhas de campo abertas.

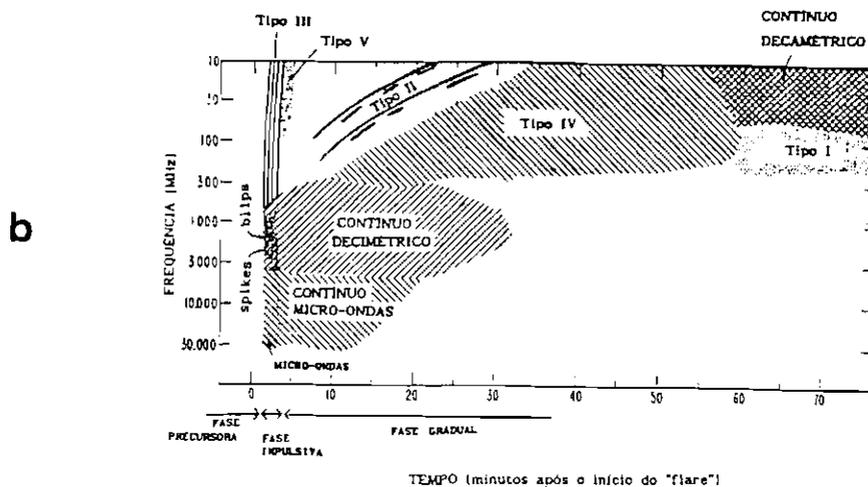
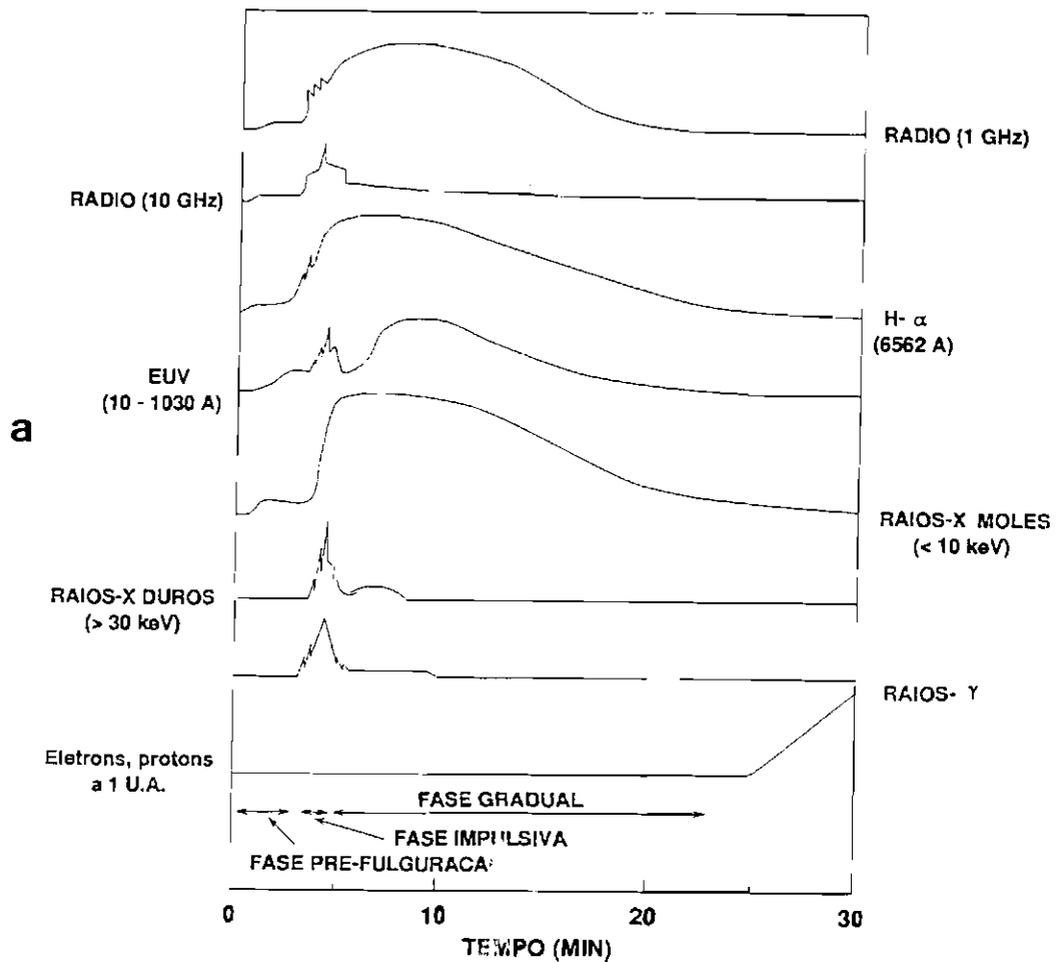


Fig. 1.2 - Perfil temporal de uma fulguração solar típica. (a) observada em ondas de rádio decimétricas e centimétricas, H- α , ultravioleta (EUV), raios-X moles, raios-X duros e raios- γ ; (b) espectro dinâmico de uma explosão solar observado na banda decimétrica-decamétrica.

Por último, a fase gradual, com duração ≥ 10 min, é caracterizada por um lento aumento da intensidade até um máximo e um decaimento mais lento ao nível pré-fulguração com as partículas atingindo energias $\geq 0,4$ MeV (Sturrock, 1980; Kosugi et al., 1988). Durante esta fase a fulguração atinge sua maior área e produção de energia, sendo irradiada principalmente em raios-X moles devido a um plasma ligeiramente aquecido (0,3 - 3 keV) (Kundu e Vlahos, 1982; McLean e Labrum, 1985). Em algumas fulgurações intensas são observados também raios-X duros, ondas de rádio e partículas energéticas.

1.3 ESPECTROSCOPIA ($\Delta f/f \leq 0,1$) DE EXPLOSÕES SOLARES EM MICROONDAS

Acredita-se que as explosões solares em microondas ocorridas durante a fase impulsiva de fulgurações solares sejam geradas pelo mecanismo girossíncrotron de elétrons energéticos interagindo com o campo magnético da região ativa. O espectro das explosões em microondas fornecem informação a respeito dos parâmetros físicos de suas fontes, em particular, do campo magnético e da distribuição em energia dos elétrons energéticos emissores. Portanto, constituem uma fonte de informação importante para efetuar o diagnóstico de explosões associadas à fase impulsiva da fulguração.

A primeira investigação estatística do espectro de explosões solares em microondas ($\sim 1,5 - 35$ GHz) foi efetuada no início dos anos 70 por Fürst (1971). Este autor utilizou dados de ≥ 1000 explosões solares nas frequências de 1,5; 2,7; 5; 8,8; 15,4 e 35 GHz e verificou que o espectro típico de explosões solares possui:

- a) um amplo contínuo na faixa $1 - \geq 50$ GHz;
- b) este contínuo apresenta um máximo espectral;
- c) o máximo (pico) de densidade de fluxo - F_{pico} - varia com a frequência do máximo - f_{pico} - de acordo com f_{pico}^2 para frequências abaixo de f_{pico} ;
- d) próximo ao máximo a fonte torna-se opticamente fina (profundidade óptica $\tau < 1$).

Isto possibilita estimativas da intensidade de campo magnético na fonte se assumimos que as explosões em microondas são geradas por radiação girossíncrotron de elétrons moderadamente relativísticos. Então, se $f_{pico} \sim 3 - 4 f_H$, onde f_H é a girofrequência de elétrons não-relativísticos num campo magnético B, o campo pode ser estimado pois: $f_H = 2,8 \times 10^6 \cdot B$.

Posteriormente, Guidice e Castelli (1975) estenderam as investigações estatísticas do espectro de explosões solares em microondas para cerca de 2400 explosões e para mais 3 frequências (245, 410 e 606 MHz) além daquelas utilizadas por Fürst, totalizando 9 frequências e englobando a faixa 245 - 35000 MHz. Estes autores estabeleceram um sistema básico para a classificação espectral de explosões solares em 3 classes (G, C e A). De acordo com este sistema, espectros de classe G apresentam um fluxo decrescente com o aumento da frequência, aqueles de classe C um máximo em frequências em torno de 5 GHz e decrescente em direção a altas e baixas frequências e aqueles de classe A, que são raros, um fluxo crescente com o aumento da frequência.

O espectro típico de explosões solares em microondas está exibido na Figura 1.3. Podemos ver a frequência de corte de baixas frequências (f_{CR} ou frequência de corte Razin), a frequência de pico (f_{pico} daqui em diante) e o índice espectral opticamente fino designado por α .

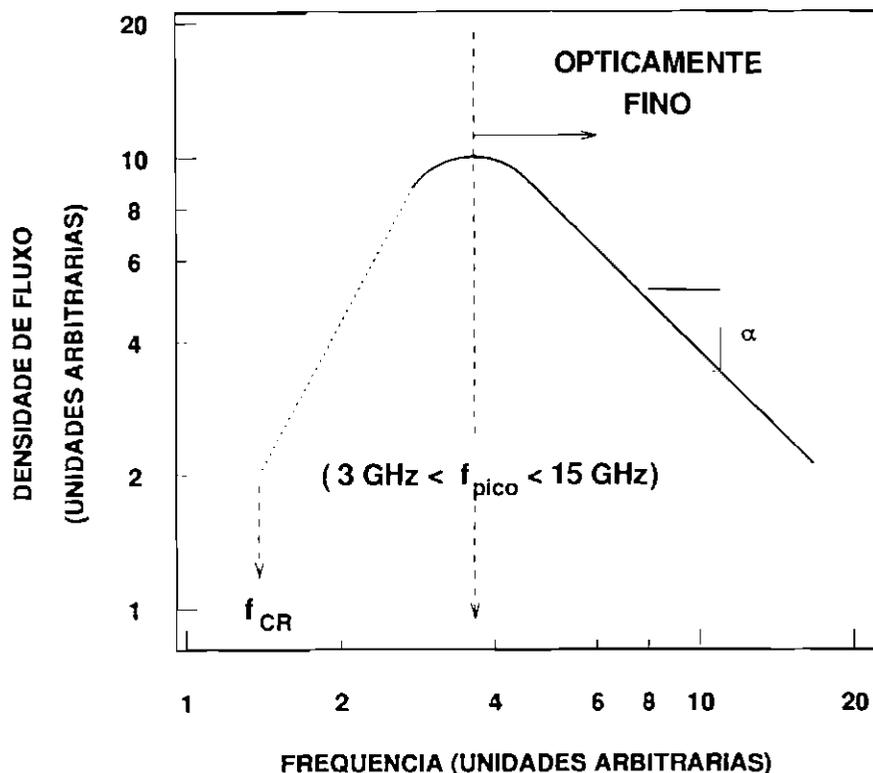


Fig. 1.3 - Espectro típico de explosões solares em microondas, mostrando: a frequência de corte de baixa frequência (f_{CR}), a frequência de pico (f_{pico}) e o índice espectral opticamente fino (α).

Estes autores também mostraram que:

- a) estatisticamente a maioria ($\geq 75\%$) dos espectros de densidade de fluxo de explosões solares em microondas têm um único máximo espectral entre 3 e 15 GHz;
- b) e que para este tipo de espectro existe uma grande correlação entre frequências relativamente altas para o máximo espectral (f_{max} ou f_{pico}) e altas intensidades de campo magnético fotosférico para a região emissora associada.

Entretanto, essas investigações espectrais em microondas apresentavam uma resolução espectral muito pobre ($\Delta f/f \geq 0,5$) o que fazia com que o conhecimento da forma e características do espectro das explosões investigadas se limitasse a um quadro geral e grosseiro impossibilitando a pesquisa de possíveis estruturas mais finas.

No início dos anos 80, foi desenvolvido um instrumento designado como Frequency Agile Interferometer - FAI, operando dentro da faixa 1-18 GHz com alta resolução espectral (Hurford et al., 1984). Esse instrumento foi desenvolvido para cobrir a lacuna espectral que havia nas instrumentações existentes naquela época, pelo menos até 18 GHz, porém, possuía uma resolução temporal baixa limitando-se à investigação espectral de explosões solares com duração típica da ordem de minutos. Detalhes a respeito deste instrumento são fornecidos no capítulo seguinte.

Utilizando o FAI, com resolução temporal de 10 s, Stahli et al. (1989) efetuaram uma investigação espectral, com alta resolução ($\Delta f/f \leq 0,1$), de 49 explosões solares em microondas (1-18 GHz) associadas a fulgurações. Estes autores mostraram que:

- a) $\sim 80\%$ das explosões em microondas apresentam espectros complexos compostos por mais do que uma componente espectral (vide Figura 1.4) e;
- b) destas $\sim 80\%$ apresentaram as estruturas espectrais secundárias em frequências abaixo da f_{pico} .

Este fato reflete a complexidade do espectro das explosões solares em microondas para frequências abaixo da f_{pico} (parte opticamente espessa do espectro), e que esta complexidade não se verifica para a parte opticamente fina do espectro ($f > f_{pico}$) da maior parte ($\simeq 85\%$) das explosões solares observadas em microondas o que mostra a necessidade das investigações sugeridas neste trabalho.

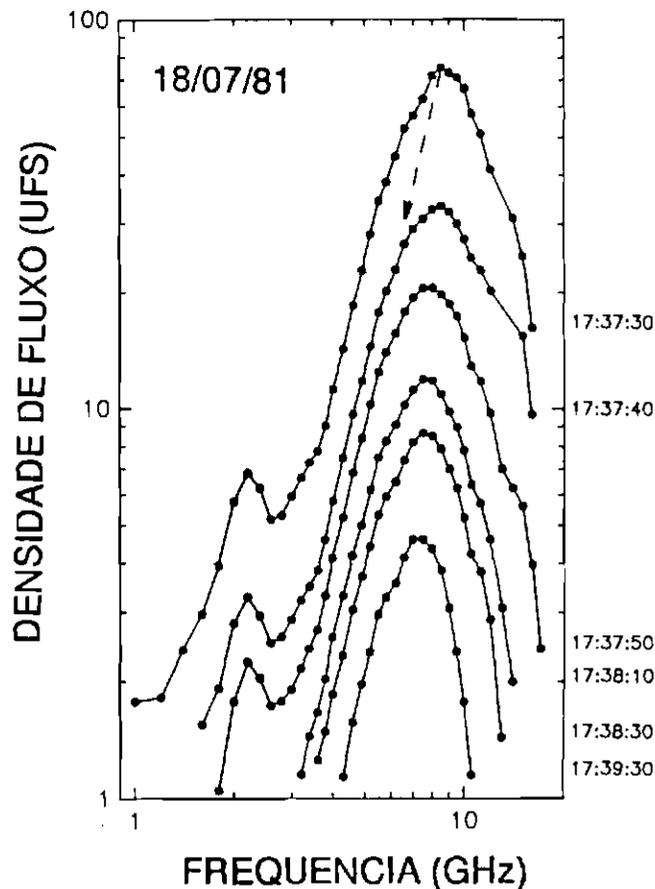


Fig. 1.4 - Espectro complexo da explosão solar observada pelo Frequency Agile Interferometer (FAI) dentro da faixa de frequências de 1-18 GHz. Na Figura podemos ver claramente as duas componentes espectrais.

1.4 INVESTIGAÇÕES ESPECTROSCÓPICAS DE EXPLOSÕES SOLARES COM ALTA RESOLUÇÃO EM MICROONDAS ($f > f_{pico}$) EM ASSOCIAÇÃO COM DADOS EM RAIOS-X DUROS

Sabe-se que os perfis temporais de explosões solares observadas em microondas, em 2-3 frequências separadas, e simultaneamente em raios-X duros ($E > 10-20$ keV) são semelhantes tanto em tempo (Peterson e Winckler, 1959; Takakura, 1975; Crannell, 1978), mesmo em escalas de 100-300 ms (Dulk e Dennis, 1982; Kane et al., 1983; Kaufmann et al., 1983 e Cornell et al., 1984; Kai, 1987; Starr et al., 1988) quanto em intensidade (Arnoldy, Kane e Winckler, 1967, 1968; Kane, 1974; Kosugi et al., 1988) o que sugere que as duas emissões sejam geradas por populações de elétrons energéticos de origem comum interagindo com regiões distintas de uma arcada magnética.

As partículas energéticas, que encontram-se armazenadas no interior de uma arcada magnética (“loop”), geram emissão em microondas pelo processo girossíncrotron (devido a elétrons espiralando em torno das linhas de campo magnético das arcadas com velocidades de décimos da velocidade da luz) e aquelas que se precipitam para as regiões mais baixas e densas das arcadas geram raios-X duros ($E > 10 - 25$ keV) pelo processo bremsstrahlung - que em alemão significa radiação de frenamento - ou radiação devido à colisão de elétrons energéticos com o campo coulombiano de íons.

Desde o final dos anos 60 e início dos anos 70, quando as observações de explosões solares começaram a ser investigadas em mais de uma banda do espectro simultaneamente, até meados da década de 80, a grande maioria, senão a totalidade, das observações de explosões solares em raios-X duros ($E \geq 20$ keV), associadas à fase impulsiva de fulgurações, e observadas simultaneamente em microondas, não possuíam alta sensibilidade e alta resolução em energia para os raios-X duros e alta resolução espectral em microondas (principalmente na parte opticamente fina do espectro - $f > f_{pico}$).

Em meados da década de 80, as investigações de explosões solares em microondas e raios-X duros ainda eram efetuadas em frequência fixa em microondas. Wiehl et al. (1985) efetuaram investigações de 13 explosões solares de grande intensidade (≥ 500 U.F.S.) em 7 frequências dentro da faixa de 3-35 GHz em microondas, em conjunto com dados em raios-X duros (30-500 keV) do Hard X-Ray Burst Spectrometer (SMM-NASA). Esses autores verificaram que para a frequência de pico do espectro em microondas (f_{pico}), e em frequências próximas, as emissões em microondas e raios-X duros (sem faixa de energia identificada por esses autores) estão bem correlacionadas em tempo sugerindo uma origem comum para as populações de elétrons emissores em ambas as bandas do espectro. Entretanto, verificaram que para as frequências mais baixas e mais altas a correlação era pobre (nível de confiança de 1% para frequências mais altas), indicando populações emissoras distintas em microondas e raios-X duros nestas faixas do espectro. Contudo, estas investigações foram efetuadas apenas com 3 frequências espaçadas (11,8; 19,6 e 35 GHz) dentro da banda 10-35 GHz, portanto, com resolução espectral muito pobre.

Por sua vez, Kai et al. (1985), Nitta e Kosugi (1986) e Kai (1987) efetuaram investigações de explosões solares em microondas (17 GHz) com o interferômetro do Nobeyama Astronomical Observatory, simultaneamente com o experimento Hard X-Ray Monitor (à bordo do satélite Hinotori) em raios-X duros (20-400 keV). Esses autores verificaram que a melhor correlação (dentro de $\sim 0,3$ ordens de grandeza) entre as emissões em microondas (17 GHz) e raios-X duros, durante explosões impulsivas, ocorre para elétrons com energias de 70-150 keV. Além disso, sugerem que a emissão em raios-X duros é devido a “alvo espesso” e que o campo magnético na fonte emissora em microondas encontra-se dentro da faixa 500-1000 G.

A natureza de um alvo para a emissão em raios-X é muito importante pois determina as características da emissão que será observada. Existem dois tipos de alvo: “fino” e “espesso”. No primeiro caso, característico de regiões de relativamente baixa ($< 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, Kosugi et al., 1988) densidade não ocorre modificação significativa no espectro dos elétrons energéticos injetados no alvo. Por outro lado, no caso de alvo “espesso” a radiação é gerada em regiões de relativamente alta densidade ($\geq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, Kosugi et al., 1988) e, neste caso, os elétrons perdem quase toda sua energia em muito poucas colisões com os íons do ambiente sendo termalizados na fonte emissora por este processo. Portanto, neste caso, modificações no espectro dos elétrons injetados devem ser consideradas (Tandberg-Hanssen e Emslie, 1988).

Em meados da década de 80 o FAI entrou em operação entre 1 e 18 GHz no OVRO, com alta resolução espectral (Hurford et al., 1984). Contudo, observações de explosões solares utilizando este instrumento em conjunto com dados em raios-X duros associados só foram efetuadas na década de 90 (Wang et al., 1994). Esses autores verificaram que para uma explosão: o índice espectral opticamente fino do espectro, em lei de potência em microondas, decresceu de ~ 10 , no topo da arcada magnética, a ~ 5 na base desta devido a uma alteração na distribuição de energia dos elétrons dominantes e, que a frequência de pico mudou de ~ 3 GHz no topo da arcada a ~ 7 GHz em sua base provavelmente devido a um aumento no campo magnético do topo para a base.

As investigações de explosões solares, associadas à fase impulsiva da fulguração, com altas resoluções temporal e espectral e alta sensibilidade em microondas (para frequências de 18 até 23 GHz), conjuntas com raios-X duros de alta resolução em energia são apresentadas pelo autor, em caráter inédito, neste trabalho.

1.5 FRAGMENTAÇÃO DE ENERGIA E INVESTIGAÇÕES DE EXPLOSÕES SOLARES SIMPLES (EFB)

A primeira indicação de que as fulgurações solares em raios-X ($E = 9,6 - \geq 128 \text{ keV}$) poderiam ser compostos de conjuntos de explosões menores em tempo e energia e independentes foi feita por Kane e Anderson (1970). A investigação de explosões solares em raios-X duros associadas a fulgurações de curta duração ~ 1 s, levou Van Beek et al. (1974) a sugerirem tanto o conceito de “elementary flare burst” (EFB) como também o conceito de que a energia da fulguração é liberada de forma fragmentada em cada EFB, sendo a fulguração composta de vários ou muitos EFB, cada um com perfil temporal e duração similares para uma mesma fulguração e duração típica de $\sim 5 - 25$ s (sugestão que foi confirmada por De Jager & De Jonge, 1978), podendo diferir de uma fulguração para outra.

Os estudos de Kaufmann et al. (1985) através de investigações detalhadas das características temporais e de polarização deste tipo de explosões, observadas em 22 GHz, sugeriram a contrapartida em rádio desses EFB, designados por explosões simples.

Até o presente, as investigações a respeito das características de explosões simples observadas em microondas ($f \sim 20$ GHz) associadas a EFB são raras e não possuem qualquer informação espectral.

Para cobrir em parte esta lacuna, o autor e colaboradores iniciaram, a partir de 1989, investigações espectrais dessas explosões simples de curta duração (≤ 30 s) e baixa intensidade (≤ 10 U.F.S.) observadas dentro da faixa 18-23 GHz com altas resoluções espectral (1 GHz) e temporal de 0,6-1,2 s e alta sensibilidade (0,03-0,06 U.F.S.).

1.6 INVESTIGAÇÕES DA EMISSÃO DE “HOT POINT” EM MICROONDAS

Procedemos à investigação da emissão em microondas proveniente de “hot point” (“núcleo aquecido” daqui em diante) existentes em regiões ativas solares. Neste tópico, apresentamos o mecanismo de emissão de um “núcleo aquecido” em termos de emissão giromagnética de uma estreita camada da atmosfera de uma região ativa emitindo em harmônicos da girofrequência. A seguir apresentamos um modelo de fonte emissora com a presença de um “núcleo aquecido” em seu interior.

Consideramos uma explosão solar observada pelo RFV, a qual apresentou uma estrutura espectral e temporal, observada durante a subida do fluxo, com duração de cerca de 5 s, e somente nos perfis temporais de 21 e 22 GHz e possuindo uma intensidade de aproximadamente 10% do nível do fluxo de pico para estas frequências. Para esta explosão sugerimos uma possível explicação da estrutura fina observada em termos de presença de um “núcleo aquecido” e denso na região ativa emissora.

1.7 O PROBLEMA

De acordo com as discussões anteriores, as observações espectroscópicas de explosões solares, com altas resoluções e alta sensibilidade, em comprimentos de onda centimétricos e milimétricos, acima de 18 GHz, eram raras ou inexistentes até meados da década de 80.

O autor sugere que o conhecimento mais preciso dos valores para a frequência de pico (f_{pico}) e índice espectral opticamente fino (α), durante a fase impulsiva de explosões solares, são necessários para um diagnóstico mais preciso, respectivamente, da intensidade do campo magnético e do mecanismo de emissão dos elétrons energéticos na fonte. Através de uma investigação em microondas com dados simultâneos associados em raios-X duros, coletados por satélites, obtemos informação adicional a respeito da distribuição em energia das partículas emissoras, sua energia média e também sua densidade e temperatura na fonte emissora. Isto só é possível se os espectros da explosão solar durante a fase impulsiva forem bem conhecidos tanto em microondas quanto em raios-X duros.

No sentido de alcançar medidas com uma melhor resolução e qualidade, a investigação dos fenômenos solares tem se mostrado cada vez mais um desafio tecnológico na construção de instrumentos cada vez mais sensíveis e que apresentem características temporais, espaciais e espectrais melhores do que aquelas atingidas por outros instrumentos.

Para melhorar a sensibilidade, a resolução temporal e a cobertura espectral para observações de explosões solares na parte opticamente fina do espectro acima de 18 GHz, o autor, em conjunto com a equipe técnica do ROI, desenvolveu, a partir de 1987, um receptor solar variador em frequência - RFV daqui em diante - de alta sensibilidade (0,03 - 0,05 U.F.S.) na faixa de rádio operando em comprimentos de onda milimétricos (18-23 GHz) com resolução em frequência de 1 GHz e temporal variável de 0,6-96 s. Este receptor começou a funcionar a partir de 1988 operando em conjunto com uma antena de 13,7 m de diâmetro do Rádio Observatório do Itapetinga (ROI), tendo sido modificado em Junho de 1989 para efetuar observações de explosões solares. A resolução espacial corresponde à largura do feixe em cada frequência variando de 3,8' a 4,6' de arco, entre 23 e 18 GHz, valendo $\sim 4'$ de arco para 22 GHz. Com este receptor, através de observações quadrimestrais durante cerca de 2-3 semanas, até o presente, o autor observou mais do que 60 grupos de explosões solares.

Tratamos dos tópicos a seguir nos seguintes capítulos:

- 2) Detalhes do desenvolvimento de um receptor de frequência variável (RFV) operando na faixa 18-23 GHz utilizando uma antena de 13,7 m de diâmetro - incluindo as calibrações, armazenagem e tratamento de dados - e observações de explosões solares;
- 3) Investigações espectrais de explosões solares simples "elementary flare bursts (EFB);
- 4a) Investigações espectrais de explosões solares combinando dados do RFV (18-23 GHz) com dados em raios-X duros do experimento Hard X-Ray

Burst Spectrometer (HXRBS) à bordo do satélite SMM;

- 4b) Investigações espectrais de explosões solares combinando dados do RFV (18-23 GHz) com dados do FAI (1-18 GHz);
- 4c) Investigações espectrais de explosões solares combinando dados do RFV (18-23 GHz) com dados do FAI (1-18 GHz) simultaneamente com dados em raios-X duros do HXRBS (52-863 keV);
- 5) Mecanismo de emissão de “núcleo aquecido” (“hot point”);
- 6) Modelagem da fase impulsiva de fulgurações solares em microondas.

Estas investigações espectrais de explosões solares em microondas com alta resolução, associadas à fase impulsiva de fulgurações, têm por objetivo modelar a fase impulsiva em termos do processo de energização dos elétrons emissores, do mecanismo de emissão para esses elétrons energéticos e de uma estimativa dos parâmetros físicos de campo magnético, densidade e temperatura para as fontes emissoras. Num caráter mais geral, estas investigações procuram desvendar o processo físico que mantém a estabilidade do armazenamento de energia nas arcadas magnéticas, passando pelo efeito responsável pela liberação repentina dessa energia armazenada durante a ocorrência do fenômeno da fulguração solar, até a previsão da ocorrência de fulgurações.

CAPÍTULO 2

RECEPTOR DE FREQUÊNCIA VARIÁVEL EM ONDAS MILIMÉTRICAS (18-23 GHz) E OBSERVAÇÕES SOLARES

2.1 INTRODUÇÃO

As observações espectrográficas em rádio surgiram no final dos anos 40 e início da década de 50 por meio de um radioespectrógrafo operando na faixa de 40 a 70 MHz. (Wild e McCready, 1950). Esse tipo de observação tornou-se necessária devido à necessidade de conhecimento do espectro de explosões solares para a determinação de seu mecanismo de emissão e dos parâmetros físicos de sua fonte emissora.

Radioespectrógrafos, de forma geral, são receptores que operam com varredura em frequência dentro de uma determinada banda contínua. Essa banda pode ser ajustada dentro do limite da banda de operação do receptor e de acordo com a resolução temporal que se deseja atingir. Desta forma, pode-se obter informação espectral da fonte dentro de uma dada banda em frequência, ao contrário dos receptores de frequência fixa que operam com uma banda relativamente estreita em torno de uma frequência central.

Com o advento de novas tecnologias, a capacidade temporal e espacial das instrumentações operando em ondas de rádio foi sendo melhorada gradativamente até o fim da década de 70. Já no início dos anos 80, as resoluções temporais dos instrumentos eram de milissegundos enquanto as resoluções espaciais atingiam a ordem de segundos de arco. Entretanto, a melhoria na capacidade espectral não progrediu no mesmo ritmo, principalmente na banda de ondas decimétricas, centimétricas e milimétricas (Kaverin et al., 1979; Hurford et al., 1984). Por este motivo, as observações espectroscópicas solares em rádio na banda milimétrica-centimétrica, com alta resolução espectral ($\Delta f/f < 0,1$), temporal (< 1 s) e alta sensibilidade permaneceram escassas, até o início dos anos 80 (Kaverin et al., 1976; Kaverin et al., 1979 e Kaverin et al., 1980).

As primeiras observações espectrais de explosões solares com alta resolução ($\Delta f/f \leq 0,1$) em microondas tornaram-se possíveis a partir de meados da década de 80 pela entrada em operação do Frequency Agile Interferometer (FAI). Esse instrumento foi desenvolvido no Owens Valley Radio Observatory (OVRO), operando com medidas de polarização circular em 40 frequências dentro da faixa 1-18 GHz com uma resolução em frequência até 120 MHz, resolução temporal de 10 s, e com uma resolução espacial de 2,6' de arco em 18 GHz e 46' em 1 GHz (Hurford, 1984). Esse instrumento tornou possível um melhor conhecimento dos espectros de

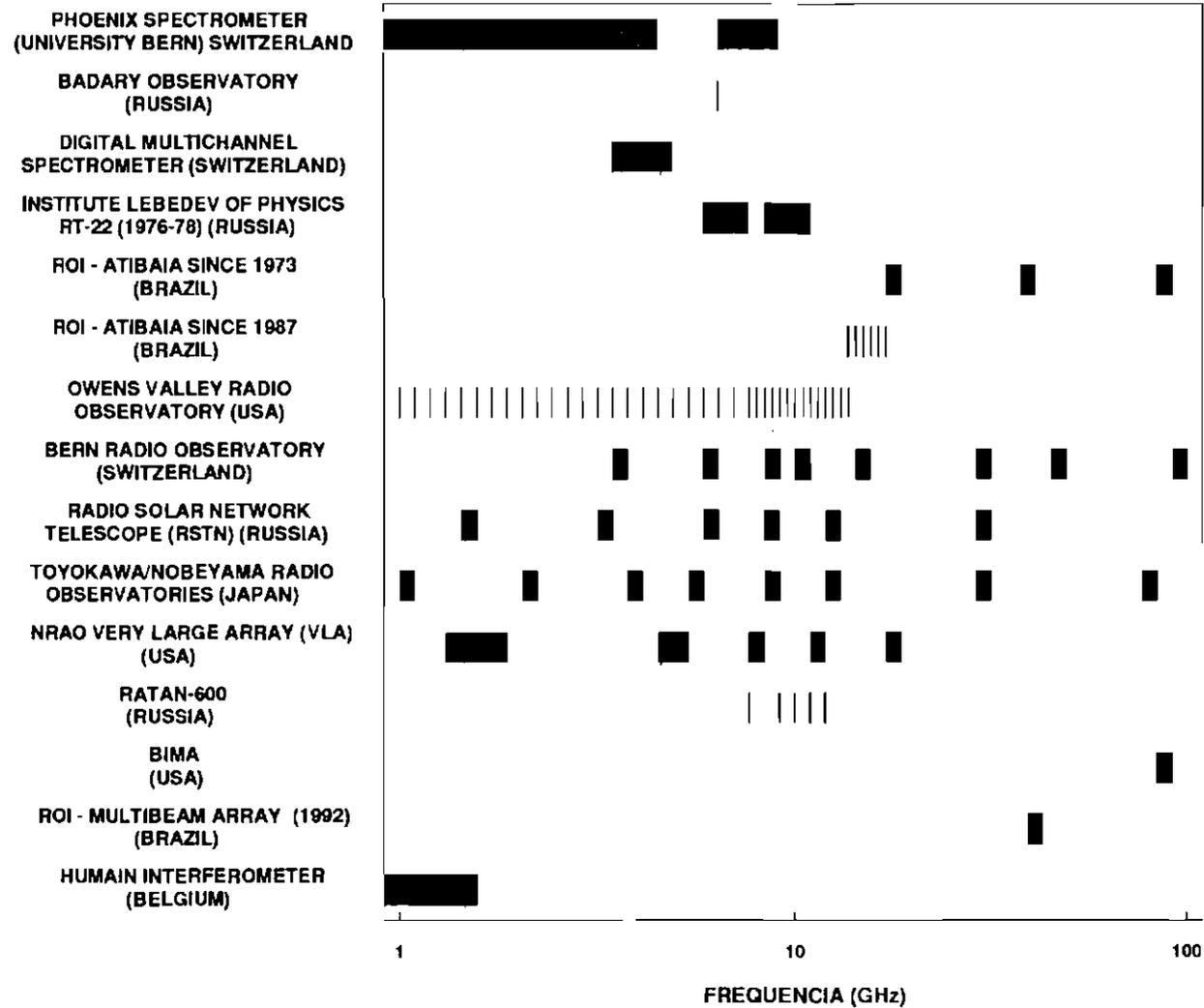
explosões solares até frequências de 18 GHz. Contudo, além da cobertura espectral limitada a 18 GHz a resolução temporal de 10 s era muito pobre.

As observações de alta resolução espectral e temporal com alta sensibilidade, nas bandas milimétrica acima de 18 GHz e decimétrica (1,6 GHz), surgiram no final dos anos 80 e início dos anos 90, respectivamente, através do desenvolvimento de duas instrumentações. A primeira, desenvolvida pelo autor em conjunto com a equipe técnica do Rádio Observatório do Itapetinga (ROI - Atibaia), é o Radiômetro de Frequência Variável (RFV) operando dentro da faixa 18-23 GHz, conjuntamente com a antena de 13,7 m de diâmetro, de montagem alt-azimutal, no Rádio Observatório do Itapetinga - ROI (Cecatto, 1990; Sawant e Cecatto, 1994). Detalhes deste instrumento estão descritos a seguir. A outra instrumentação, em cujo desenvolvimento o autor também está participando, é o Espectrógrafo Digital Decimétrico de Alta Resolução (EDDAR) o qual opera atualmente na banda 200-2500 MHz, em conjunto com uma antena de 9 metros de diâmetro, de montagem polar, na sede do INPE em São José dos Campos (Fernandes, 1992; Sawant et al., 1993; 1994; 1996).

2.2 INSTRUMENTAÇÃO NA BANDA CENTIMÉTRICA-MILIMÉTRICA

A Tabela 2.1 mostra a instrumentação mundial existente atualmente em microondas para observações de fenômenos solares. Pela tabela podemos ver que a grande maioria dos instrumentos operam em uma estreita banda ao redor de uma frequência fixa. Mesmo aqueles instrumentos que apresentam a cobertura de uma ampla banda de frequências o fazem com uma resolução espectral pobre. As únicas exceções apresentando alta resolução espectral são os seguintes instrumentos: o RATAN-600 da Rússia, operando dentro da faixa 7-14 GHz; o FAI, operando no Owens Valley Radio Observatory dentro da faixa 1-18 GHz e o RFV, operando no Rádio Observatório do Itapetinga dentro da faixa 18-23 GHz. Na Seção seguinte apresentamos, em detalhes, o sistema e as principais características da instrumentação do Radiômetro de Frequência Variável (RFV).

TABELA 2.1 - INSTRUMENTACAO ATUAL EM MICROONDAS EM OPERACAO NO MUNDO PARA OBSERVACOES



2.3 RECEPTOR DE FREQUÊNCIA VARIÁVEL - RFV

O Radiômetro de Frequência Variável (RFV) foi desenvolvido em conjunto com a equipe técnica do Rádio Observatório do Itapetinga (ROI) e encontra-se em operação desde 1988. Esta instrumentação tratava-se de um receptor superheterodino, funcionando originalmente em 22 GHz (Kaufmann et al, 1982), que foi modificado para possibilitar a operação em 6 frequências, com polarização linear horizontal na banda K (18-26,5 GHz), dentro da faixa de 18-23 GHz, com alta resolução espectral (1 GHz) e uma resolução temporal variável descontinuamente dentro da faixa 0,6-96 s (para efetuar o cálculo da sensibilidade, para uma determinada frequência, utilizamos o valor do tempo de permanência em cada frequência o qual, neste caso, vale 0,1-0,2 s para observações de explosões solares; no caso de observações de regiões ativas deve ser usado 8-16 s).

Na Figura 2.1 podemos ver o diagrama de blocos do RFV exibindo a instrumentação atual (front-end e back-end) disponível no ROI para observações solares na faixa de frequências de 18 a 23 GHz.

A modificação sofrida pelo receptor consistiu no acoplamento de um circuito chaveador com seis níveis seriais de tensão (ou corrente) ao oscilador local "Yig tuned oscillator". Como resultado deste acoplamento, obteve-se a variação da frequência de recepção em seis frequências distintas e igualmente espaçadas dentro da faixa 18 a 23 GHz inclusive. Na Figura 2.2 exibimos o formato de saída dos dados do RFV, podemos ver o formato do sinal de voltagem/temperatura da fonte, o formato da marca de frequência e o formato da marca de tempo. A partir da calibração efetuamos a conversão de voltagem/temperatura em unidades de fluxo solar (U.F.S., onde $1 \text{ U.F.S.} = 10^{-22} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$), a unidade comumente utilizada para a medida do fluxo solar em ondas de rádio e, desta forma, obtemos o perfil temporal do fluxo para cada uma das frequências de observação dentro da faixa 18-23 GHz. Os detalhes a respeito da calibração estão descritos em detalhes na Seção 2.6 a seguir.

Este instrumento (RFV), inicialmente desenvolvido para observar a componente de variação lenta solar (Cecatto, 1990), proveniente das regiões ativas, foi modificado para efetuar observações de explosões solares (Sawant e Cecatto, 1994).

Deve ser ressaltado que o autor efetuou os testes e trabalhou desde os primeiros períodos de observações com este instrumento, determinando o melhor procedimento e critérios observacionais e de calibração do instrumento bem como da aquisição, registro e tratamento dos dados coletados.

RADIOMETRO DE FREQUENCIA VARIAVEL (18-23 GHz)

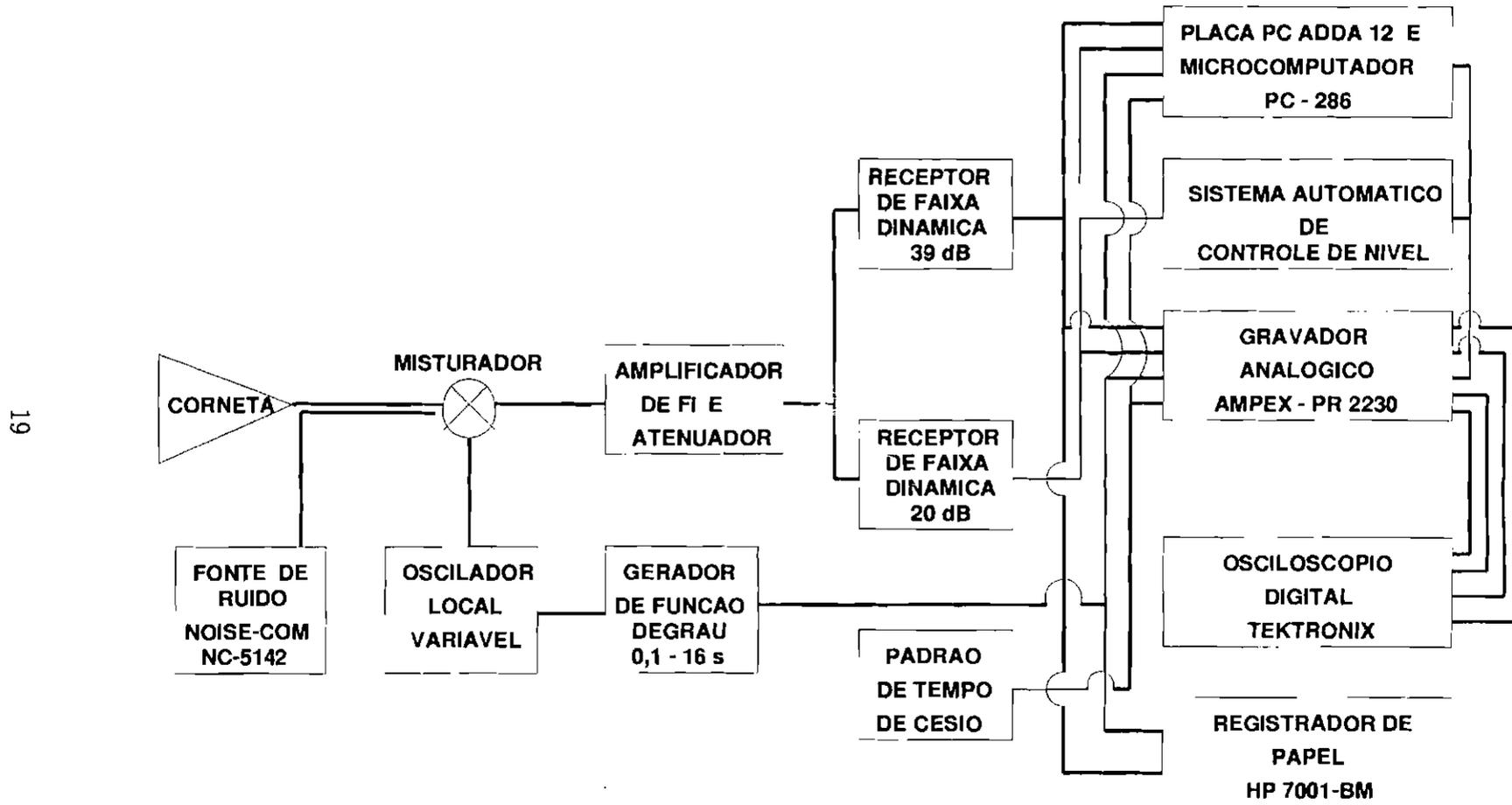


Fig. 2.1 - Diagrama de blocos do sistema receptor do Radiômetro de Frequência Variável

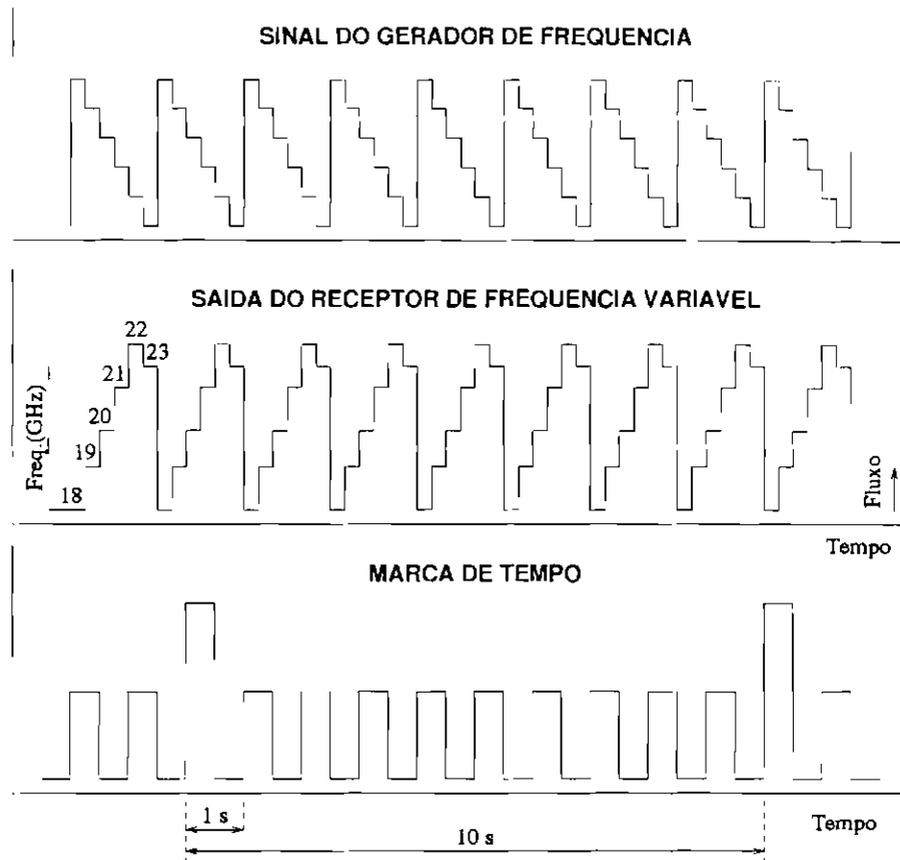


Fig. 2.2 - Formato de saída dos dados do RFV. Na parte superior exibimos o sinal correspondente ao gerador de frequências. Na parte intermediária o sinal correspondente à fonte, com as 6 frequências em formato serial, enquanto a figura inferior mostra o sinal do código de tempo do relógio universal (UT).

2.4 SENSIBILIDADE DO RFV

Para a instrumentação utilizada temos que a densidade de fluxo mínima detectada (ΔF_{min}) é proporcional à temperatura de antena mínima detectada a qual, por sua vez, é proporcional à temperatura de sistema. A temperatura de sistema é dominada pela temperatura solar (Sol "calmo" e contribuição da região ativa), a qual é maior do que a temperatura do receptor.

Basicamente, temos:

$$\Delta F_{min} \geq \frac{F}{(\Delta f \cdot \tau)^{1/2}} \quad (2.1)$$

onde: Δf é a largura de banda de FI do receptor (500 MHz);

τ é o tempo de integração do sistema, no nosso caso, utilizamos 0,1 s e 0,2 s para os cálculos e;

F é o nível de densidade de fluxo acima do qual ΔF_{min} é determinado, ou seja:

$$F \propto T_{sis} + T_{back} + T_{csol} + T_{RA}(\%) \quad (2.2)$$

onde: T_{sis} é a temperatura do receptor (variando dentro da faixa 1000-1700 K, com o menor valor sendo medido para 22 GHz e o maior para 18 GHz);

T_{back} é a temperatura do background (~ 300 K);

T_{csol} é a temperatura do "Sol calmo";

$T_{RA}(\%)$ é a temperatura da região ativa, em porcentagem acima do nível do "Sol calmo".

Para os cálculos, a temperatura de antena de "Sol calmo" em 22 GHz foi estimada, como a média da temperatura do "Sol calmo" para 3 dias, em $T_{csol} \simeq 4800$ K, sendo que a temperatura da região ativa é representada em porcentagem acima do nível do "Sol calmo" cuja expressão definiremos por:

$$P = 100 \cdot \frac{T_M - T_{csol}}{T_{csol} - T_{ceu}} = 100 \cdot \frac{T_{RA}}{T_{csol} - T_{ceu}} \quad (2.3)$$

Assumindo $T_{ceu} \ll T_{csol}$, então: $T_{RA} = \frac{P \cdot T_{csol}}{100}$

Com a soma destas temperaturas sendo várias unidades de milhares de graus K, na faixa de frequências de 18 a 23 GHz. Mais precisamente temos:

$$F = k \cdot (T_{sis} + T_{back} + T_{csol} + T_{RA}(\%)) / A_e(f) \quad (2.4)$$

onde: k é a constante de Boltzmann;

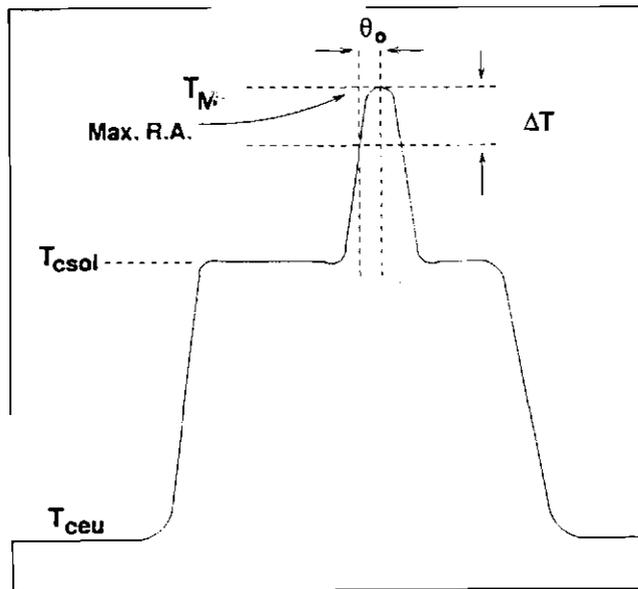


Fig. 2.3 - Resolução angular da antena do ROI em microondas de acordo com a porcentagem da temperatura da região ativa relativamente àquela do "Sol calmo".

$A_e(f)$ é a área efetiva da antena em função da frequência.

Esse poderia ser considerado como um valor teórico para um sistema ideal constituindo um limite inferior detectável. Em termos práticos precisamos considerar que há instabilidades devido a variações no ganho do receptor e instabilidades atmosféricas. Por esses motivos, tomamos como um valor mais realista 3 a 5 vezes (Tiuri, 1966; Price, 1976) maior do que o valor teórico calculado.

O procedimento para a determinação de $A_e(f)$ está descrito na seção 2.6.1 à frente.

Quanto à definição angular espacial de uma "mancha quente" individual, associada com regiões ativas, que pode ser obtida com o feixe da antena podemos tomar a situação ilustrada na figura 2.3. Nesta figura temos um nível elementar correspondendo à temperatura do céu em rádio - a qual na faixa de frequências de interesse entre 18 e 23 GHz situa-se em torno de 300 K (Kraus, 1962). Acima deste nível, quando em procedimento de observação de uma região ativa solar, temos os níveis de "Sol calmo" e a contribuição do nível correspondente à região ativa.

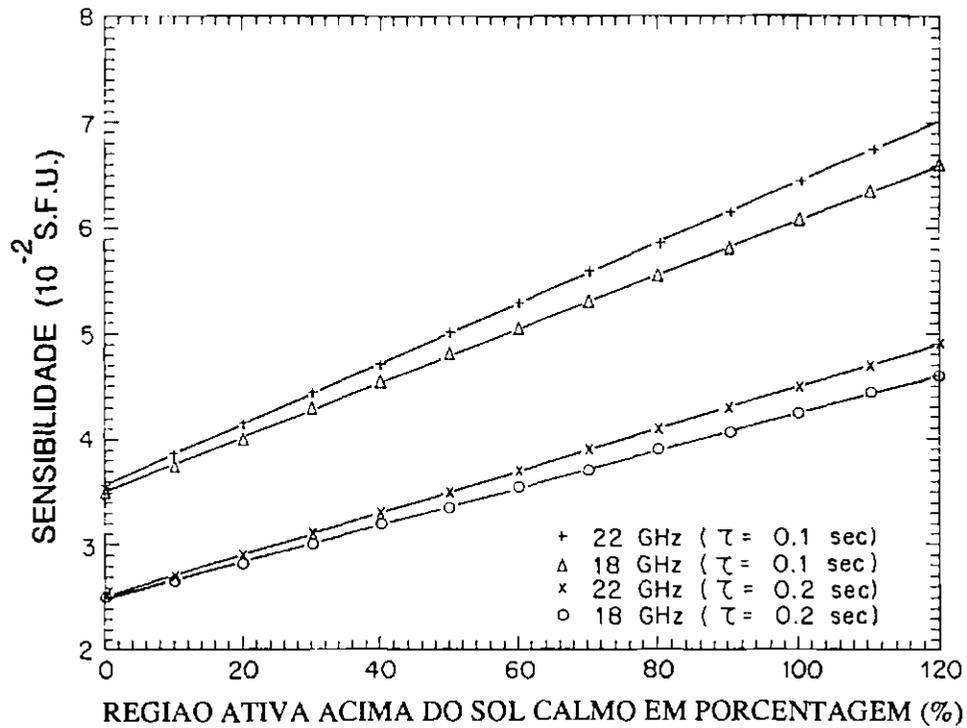


Fig. 2.4 - Sensibilidade em função da temperatura de uma região ativa acima do nível do "Sol calmo", dada em porcentagem relativamente a este nível.

Kaufmann et al (1985) mostraram que, para uma resolução temporal de ~ 3 ms e operando na frequência de 22 GHz, a sensibilidade vale cerca de 0,02 U.F.S., e (Kaufmann et al, 1982) que a precisão de rastreamento (θ_0) é dependente da porcentagem da região ativa acima do nível do Sol "calmo" - $\simeq 10''$ de arco para porcentagens acima de 15% - sendo que abaixo de 15% a precisão de rastreamento é pobre ($\gg 10''$ de arco).

A mínima temperatura detectável pode ser tomada como:

$$\Delta T_{\min} = \frac{T_{\text{sis}} + T_{\text{back}} + T_{\text{csol}} + T_{\text{RA}}(\%) }{(\Delta f \cdot \tau)^{1/2}} \quad (2.5)$$

A figura 2.4 - acima - apresenta a sensibilidade do RFV em 18 e 22 GHz para dois valores da constante de tempo do sistema.

Deve-se ressaltar que os valores de sensibilidade apresentam uma variação $\geq 10\%$ dentro da faixa de 18 a 23 GHz.

2.5 MÉTODO OBSERVACIONAL

Para que haja confiança, uniformidade e consistência nos resultados que serão obtidos devemos determinar um critério de qualificação dos dados. Esse critério é estabelecido através de um conjunto de procedimentos necessários durante uma sessão de coleta de dados ou através da definição de uma metodologia observacional.

O método observacional, que foi definido pela experiência acumulada após os primeiros períodos observacionais de testes, consiste dos seguintes passos que são efetuados diariamente durante a sessão do trabalho de coleta e registro dos dados, utilizando a instrumentação do RFV, descrita anteriormente.

Inicialmente, efetua-se o registro do mapa solar em uma frequência fixa correspondente à melhor resposta do sistema receptor (neste caso 22 GHz - a frequência de operação normal da corneta utilizada, cujas dimensões são próprias para observação nesta frequência).

O mapa consiste em 19 varreduras do disco solar no sentido leste-oeste e vice-versa, com amplitude $> 30'$ de arco cada varredura, percorrendo desde o limbo norte até o limbo sul do Sol, com 20 s de duração e 21 pontos de leitura de voltagem/temperatura cada varredura, medindo a distribuição de temperatura sobre o disco nessa frequência. A partir dessas medidas e através de um programa de computador, traça-se as curvas de temperatura no disco obtendo-se uma imagem analógica da distribuição de temperatura no disco solar na frequência de 22 GHz, como pode ser visto na Figura 2.5.

A partir do mapa determina-se o nível correspondente ao "Sol calmo" que foi tomado como a região do disco, excetuando-se o limbo, apresentando a temperatura mais baixa. O limbo foi tomado como o contorno correspondente a 50% do nível do "Sol calmo" e as regiões apresentando máximos de temperatura relativamente a este nível foram consideradas como as regiões ativas presentes no disco.

Com as posições e níveis das regiões ativas determinados sobre o disco, efetua-se a escolha da região ativa que apresenta a maior intensidade e complexidade simultaneamente - para essa escolha são considerados informes de outros observatórios quanto ao aspecto de complexidade oferecido por cada região ativa do disco. Neste caso, utilizamos os informes diários do Observatório Solar de Boulder (Colorado, U.S.A.). Esses informes diários contém: posição, número de classificação, atividade magnética, explosões ocorridas, níveis de atividade e potencial para a ocorrência de explosões solares para cada região ativa presente no disco.

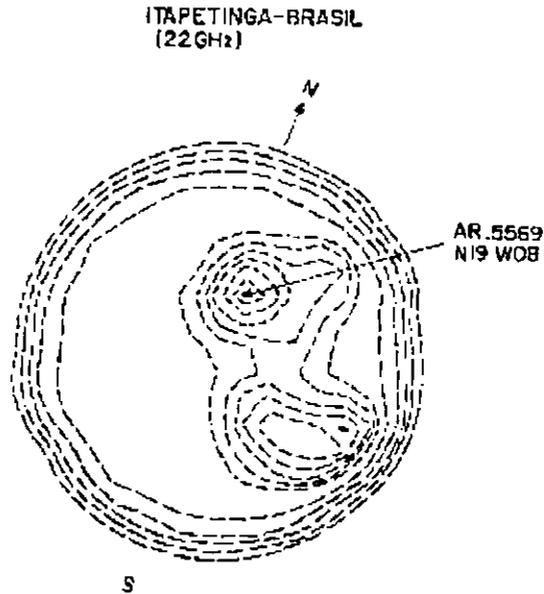


Fig. 2.5 - Mapa solar em 22 GHz no formato analógico, para o dia 29/06/89, exibindo a RA 5569. As 3 isotermas externas correspondem aos níveis de 50%, 75% e 88% do nível do "Sol calmo", respectivamente, de fora para dentro do disco. As demais isotermas foram tomadas a cada $\simeq 200$ K.

O passo seguinte é o cálculo das coordenadas (ascensão reta e declinação) da região ativa selecionada para observações e, em seguida, o início do monitoramento de sua emissão por meio do apontamento de suas coordenadas com a antena (rastreamento da região ativa) e o registro de explosões solares que venham a ocorrer. Foram efetuadas calibrações sistemáticas e regulares durante as observações.

Através deste procedimento conseguimos:

- 1) construir o mapa solar na frequência de 22 GHz para a determinação dos perfís de intensidade do fluxo emitido pelo Sol nessa frequência e, em particular, para definir a posição das regiões ativas no disco solar;
- 2) efetuar o monitoramento da região ativa escolhida durante o período observacional e;
- 3) detectar e gravar o espectro de regiões ativas e/ou explosões solares emitidas durante as observações na faixa de frequências (18-23 GHz).

2.6 CALIBRAÇÃO

Para a obtenção de dados confiáveis, o conhecimento e o controle das características de operação do receptor utilizado são necessários. Isto só pode ser atingido por meio de procedimentos criteriosos e bem definidos que são fornecidos através de um método de calibração tanto da instrumentação quanto da fonte observada.

A calibração da temperatura de antena devido à fonte observada é efetuada através de uma comparação com uma fonte de temperatura de ruído conhecida. Esta fonte de ruído foi acoplada dentro do sistema. Para as frequências na faixa de 18 a 23 GHz foi utilizado um diodo gerador de ruído (NOISE-COM, NC 5142) que forneceu uma temperatura de ruído constante da ordem de 11000 K - a qual após um acoplamento cruzado conveniente de $\simeq 20$ dB, apresentou valores entre 70 e 140 K para a faixa 18-23 GHz (137 K em 22 GHz). A calibração da fonte observada é efetuada utilizando-se um absorvedor de referência à temperatura ambiente em conjunto com a temperatura da fonte de ruído. Obtemos como resultado uma escala graduada e definida de temperaturas que é utilizada para calibrar a temperatura da fonte observada, possibilitando-se também o conhecimento da temperatura do céu na frequência de observação. Este método produz uma escala térmica corrigida para a absorção atmosférica (em primeira ordem) (Ulich e Haas, 1976).

Dois outros procedimentos de calibração se tornaram necessários durante o período observacional: calibrações da largura do feixe e também da área efetiva da antena em cada uma das frequências dentro da banda de observação (18-23 GHz). Isto tornou-se necessário para a caracterização destes parâmetros da antena nas diversas frequências da banda de operação, possibilitando a obtenção de resultados mais precisos e confiáveis.

Além disso, para garantir a qualidade dos resultados, as calibrações da fonte foram efetuadas durante as observações, e para minimizar os problemas causados pelas condições atmosféricas, citados acima, adotamos o seguinte procedimento:

- 1) Efetuamos observações da "componente de variação lenta" de regiões ativas solares apenas durante ± 2 horas da passagem meridiana local do Sol e;
- 2) Efetuamos pelo menos duas calibrações, ao longo deste período de cerca de 4 horas de observações;
- 3) Calibramos o receptor com as fontes de rádio: Júpiter e Virgo A.

2.6.1 CALIBRAÇÃO DA ÁREA EFETIVA DA ANTENA, DO FEIXE DA ANTENA E DA POSIÇÃO DA CORNETA

A área efetiva de uma antena (A_e) é uma medida de área coletora de energia. É determinada através da observação de uma fonte com fluxo conhecido (F), medindo-se a potência recebida no foco (P). A partir da relação:

$$P = \frac{1}{2} \cdot A_e \cdot F \quad (2.6)$$

onde: P é a potência medida no foco, F o fluxo conhecido da fonte e A_e a área efetiva; pode-se determinar a área efetiva da antena.

Normalmente, o que se mede é a temperatura de antena para uma determinada fonte, no nosso caso, utilizamos Júpiter e Virgo-A. Efetua-se a medida da temperatura de antena (T_A) para uma fonte com fluxo conhecido (F) e determina-se a área efetiva a partir da relação:

$$F = 2 \cdot \frac{k \cdot T_A}{A_e} \quad (2.7)$$

onde: k é a constante de Boltzmann e vale $\sim 1,38 \times 10^{-16}$ erg/° K.

Os valores da área efetiva da antena estimados em cada frequência na faixa de 18 a 23 GHz são fornecidos na Tabela 2.2. Tomando-se o valor em 22 GHz e a área física da antena (A_{fis}) podemos obter uma estimativa da eficiência de abertura da antena (ψ) dada pela expressão $\psi = A_e/A_{fis}$ onde A_e é a área efetiva e $A_{fis} \simeq 147$ m². Neste caso, obtemos $\psi \sim 25\%$ para observações com uma polarização - efetuamos observações com polarização linear horizontal dentro da faixa 18-23 GHz.

TABELA 2.2 - ÁREA EFETIVA DA ANTENA EM CADA FREQUÊNCIA

f(GHz)	18	19	20	21	22	23
A_e (m ²)	41,3	40,2	39,2	38,1	37,1	36,0

Quanto à largura do feixe da antena (θ_{el-az}), esta é determinada através do diâmetro da antena (D) e é devido ao fenômeno de interferência para o feixe de radiação proveniente da fonte e que atinge a antena. Antenas bidimensionais podem ser entendidas como a superposição de duas fontes unidimensionais ortogonais entre si. A característica elétrica principal de uma antena é a forma da distribuição de potência irradiada que normalmente é caracterizada pela largura angular entre pontos de meia-potência em uma distância angular contada a partir do eixo de revolução de uma antena parabólica, que coincide com a direção onde a intensidade do campo de radiação transmitido é máxima. Em distâncias grandes da antena, nos interessamos pelo perfil do campo eletromagnético transmitido $E(\theta)$ onde θ é a distância azimutal do eixo de revolução do parabolóide. Booker e Clemmow (1950) demonstraram que a forma espacial do campo elétrico é equivalente a uma transformada de Fourier da distribuição de correntes em irradiadores unidimensionais $G(x)$ e que pode ser estendido para distribuições de corrente bidimensionais que é o caso de antenas com abertura física, assim como antenas parabólicas.

Definindo-se as relações entre campos distantes $E(\theta, \phi)$ e distribuição de correntes na abertura da antena $G(x,y)$ como:

$$E(\theta, \phi) = \int_{-\frac{D}{2}}^{+\frac{D}{2}} \int_{-\frac{D}{2}}^{+\frac{D}{2}} G(x, y) \cdot e^{j \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (x+y)} dx dy \quad (2.8)$$

É possível mostrar que o padrão de potência irradiada é dado por (Kraus, 1988):

$$E(\phi) = \frac{2 \cdot \lambda}{\pi \cdot D} \cdot \frac{J_1\left[\left(\frac{\pi \cdot D}{\lambda}\right) \cdot \text{sen } \phi\right]}{\text{sen } \phi} \quad (2.9)$$

onde: $J_1\left[\left(\frac{\pi \cdot D}{\lambda}\right) \cdot \text{sen } \phi\right]$ é a função de Bessel de primeiro grau, D o diâmetro da antena e λ o comprimento de onda de observações; com boa precisão experimental para antenas com diâmetros circulares e com boa construção mecânica.

A largura do perfil da potência irradiada entre pontos de meia potência (FWHM) - cuja representação esquemática pode ser visualizada na Figura 2.6 - determina a resolução espacial da antena parabólica. FWHM é dependente das condições de contorno ou do tamanho da antena, de forma que se uma antena circular tem um diâmetro D transmitindo um sinal em comprimento de onda λ , a largura do feixe de potência primário da antena é proporcional à relação D/λ , o que é uma consequência direta da definição da transformada de Fourier. A constante de proporcionalidade vai

dependem dos detalhes da construção da antena, da distância focal e diâmetro para antenas parabólicas, da rigidez da estrutura e eficiência da iluminação da superfície pelo "Front-End", o que é particularmente importante em antenas parabólicas gigantes, utilizadas em radioastronomia moderna (Kraus, 1988). Para uma abertura circular com iluminação uniforme, a teoria prevê que $BWHM = 50.\lambda/D$ e para a antena do Itapetinga, $BWHM = 65.\lambda/D$ (considerando-se o valor medido de $BWHM \simeq 4,0'$ para o RFV na frequência de 22 GHz em elevação; Cecatto, 1990). Assim, esperamos uma resolução de 65 para um sistema receptor solar de 22 GHz montado no foco da antena do Radio Observatório do Itapetinga (ROI, Atibaia).

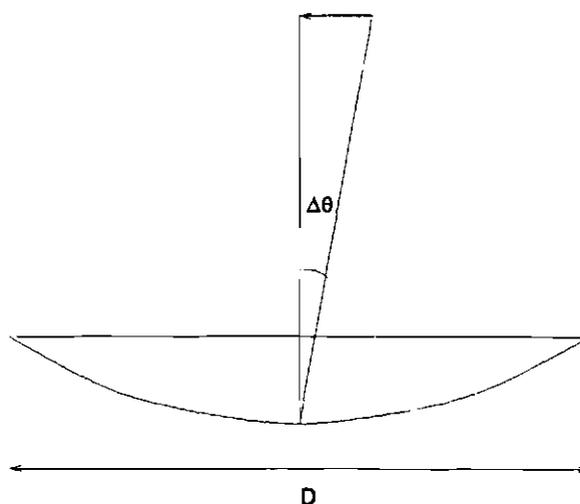


Fig. 2.6 - Geometria exibindo a interpretação da largura do feixe da antena ($\Delta\theta$).

A determinação da largura do feixe é efetuada através da observação de uma fonte pontual em uma dada frequência f . O sinal observado para essa fonte pontual é deconvolvido com a função que representa o padrão de potência da antena e o resultado obtido é uma função gaussiana cuja meia largura medida à meia potência fornece uma boa estimativa da largura do feixe da antena para aquela frequência e para o plano em que foram efetuadas as observações (elevação ou azimute). Este procedimento é adotado para a obtenção da largura do feixe tanto em azimute quanto em elevação e, além disso, fornece a posição da corneta relativamente ao centro do parabolóide da antena.

Desta forma, efetuamos medidas da largura do feixe da antena para os dois planos de observação (elevação e azimute) para cada uma das frequências de observação dentro da faixa 18 a 23 GHz, e determinamos o deslocamento da corneta de observação em relação ao centro do parabolóide da antena.

2.7 AQUISIÇÃO E DIGITALIZAÇÃO DE DADOS

No sistema receptor do RFV, o sinal proveniente da fonte após penetrar pela corneta é injetado junto com o sinal do oscilador local no misturador, para obtenção do sinal de FI (frequência intermediária). Este sinal de FI, por sua vez, passa por um circuito atenuador e em seguida pelo amplificador. Neste estágio adaptamos dois receptores com faixas dinâmicas distintas, um com faixa dinâmica de 20 dB e o outro de 39 dB, respectivamente, para registrar sinais com níveis de intensidade diferentes dentro da mesma faixa de operação do gravador ($\pm 2,5$ V). Após a amplificação, o sinal entra num detector quadrático (com uma potência de saída a qual é proporcional ao quadrado da tensão de entrada), a partir do detector quadrático o sinal é injetado num amplificador DC cuja saída está ligada ao sistema de gravação analógica e digitalização em tempo real dos dados.

Os dados obtidos com o RFV, já descrito acima, foram registrados, inicialmente em formato analógico para monitoramento num registrador de papel HP 7001-BM, e simultaneamente em quatro canais de um gravador Ampex PR2230. O canal 1 registrando o sinal da fonte com 20 dB, o canal 2 o mesmo sinal com 39 dB, o canal 3 a marca de frequência e o canal 4 a marca do código de tempo.

Até meados de 1990, os dados eram digitalizados posteriormente às observações utilizando-se um microcomputador padrão IBM-PC XT acoplado ao gravador por intermédio de uma placa de "interface" digitalizadora PC-ADDA 12 (de 12 bits), e posteriormente convertidos a um formato de trabalho para serem tratados e analisados (Cecatto, 1990).

A partir de setembro de 1990, o autor em conjunto com a equipe técnica do Grupo de Física Solar - da Divisão de Astrofísica do INPE - que passou à condição de linha de pesquisa de Física do Meio Interplanetário (FMI daqui em diante) a partir de 1994 - desenvolveu o sistema de aquisição dos dados. Com isto a aquisição dos dados tornou-se otimizada pela digitalização do sinal em tempo real, com gravação no disco rígido de um microcomputador padrão IBM-PC386, simultaneamente com seu registro gráfico em papel e com sua gravação magnética em fita, por uma questão de segurança dos dados coletados. Este procedimento possibilitou que os dados já fossem utilizados em formato conveniente para seu tratamento e posterior análise.

Durante o ano de 1994, houve paralização e inutilização do computador que fazia o comando das tarefas de rastreamento e aquisição dos dados no Rádio Observatório do Itapetinga (ROI). Por esse motivo, a partir do final de 1994, com a instalação de um novo sistema de controle do rastreamento e aquisição dos dados, o autor e colaborador desenvolveram uma atualização do sistema de aquisição de dados, para o RFV efetuado por intermédio de microcomputadores padrão IBM PC-486, e softwares para realização de tarefas - por exemplo, um software para a realização do mapa solar - e cálculo de coordenadas para rastreamento e aquisição de dados.

2.8 TRATAMENTO DOS DADOS

Os dados digitalizados passaram pelas etapas descritas a seguir para serem colocados num formato adequado para seu tratamento. Em primeiro lugar, o sinal correspondente às 6 frequências, em seu formato serial de origem, foi separado em seis sinais correspondentes a cada frequência e tomados em formato paralelo. A seguir, foram desprezados os primeiros 10 ms do sinal de cada uma das frequências, correspondentes ao tempo de estabilização do sinal após o chaveamento de voltagem para a mudança da frequência de recepção. O sinal para o intervalo de tempo restante em cada frequência foi reduzido a um só ponto pela tomada de uma média de todas as medidas durante este intervalo. O passo seguinte foi a gravação do sinal, assim obtido, em 3 arquivos de dados - cada arquivo com o registro do sinal de 2 frequências - em disco juntamente com a marca de tempo em segundos após o início da digitalização.

O tempo universal foi determinado, posteriormente, através de um trabalho conjunto utilizando as anotações de tempo efetuadas durante as observações e as marcas do código de tempo que foram digitalizadas simultaneamente com os dados. Deste modo, cada um dos 3 arquivos continha o tempo e o perfil temporal do sinal de voltagem para duas frequências, com cada uma das frequências separadas de seu formato serial de origem. Em seguida, os dados foram dimensionados em unidades de fluxo solar (u.f.s.) utilizando-se o arquivo do sinal de calibração, obtido durante as observações, para cada uma das frequências. Deste modo, obtivemos os dados num formato conveniente para serem tratados e posteriormente analisados.

Com os dados num formato de trabalho, inicialmente, efetuamos a classificação das explosões solares observadas (vide Tabela 4) utilizando o critério classificatório fornecido pelo periódico internacional Solar Geophysical Data (SGD - Explanation of data reports, suplemento). A explicação detalhada do critério de classificação de explosões solares do periódico SGD é fornecida no Apêndice A.

Também determinamos as características principais destas explosões, a partir dos perfís temporais de densidade de fluxo para cada uma das freqüências de observação, a saber: duração, tempos de subida e decaimento (para as explosões simples).

O passo seguinte foi efetuar a construção do espectro da explosão solar dentro da faixa de 18-23 GHz, correspondendo à parte opticamente fina ($f > f_{pico}$), para o tempo de pico da densidade de fluxo emitida pela fonte.

Além disso, determinamos o índice espectral e construímos sua evolução temporal para estas explosões. Para calcular o índice espectral nos vários instantes durante a explosão solar, os dados foram tratados através de um programa de computador que efetua o ajuste de curvas pelo método dos mínimos quadrados. Com o uso desse programa efetuamos o ajuste do espectro para uma lei de potência. Esse ajuste foi escolhido em virtude do gráfico da densidade de fluxo versus freqüência se apresentar como uma reta em escala logarítmica, indicando que o espectro se comporta como uma lei de potência. O programa também foi utilizado para outras operações com os dados que exigiam rapidez no trato com grande volume de dados, e gráficos ilustrativos apresentados em tempo curto, o que facilitou muito o tratamento dos dados.

Em seguida, construiu-se o espectro durante toda a explosão solar obtendo-se, dessa forma, a evolução temporal do espectro dentro da faixa de freqüências de 18-23 GHz. Para cada instante calculamos também a respectiva barra de erro, sendo dada pela expressão:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{0,20} \cdot \Sigma_i \frac{1}{F_i}} \quad (2.10)$$

onde: F_i é o fluxo para cada freqüência i e o fator 0,20 corresponde ao erro experimental de $\sim 20\%$ (considerando-se que o erro do calibrador de temperatura mais a variação devido ao receptor ocasionam juntos um erro nas medidas da ordem de 20%).

A Figura 2.7 apresenta um esquema com os resultados do tratamento dos dados através de seus resultados em cada uma das etapas até a apresentação dos dados no seu formato final.

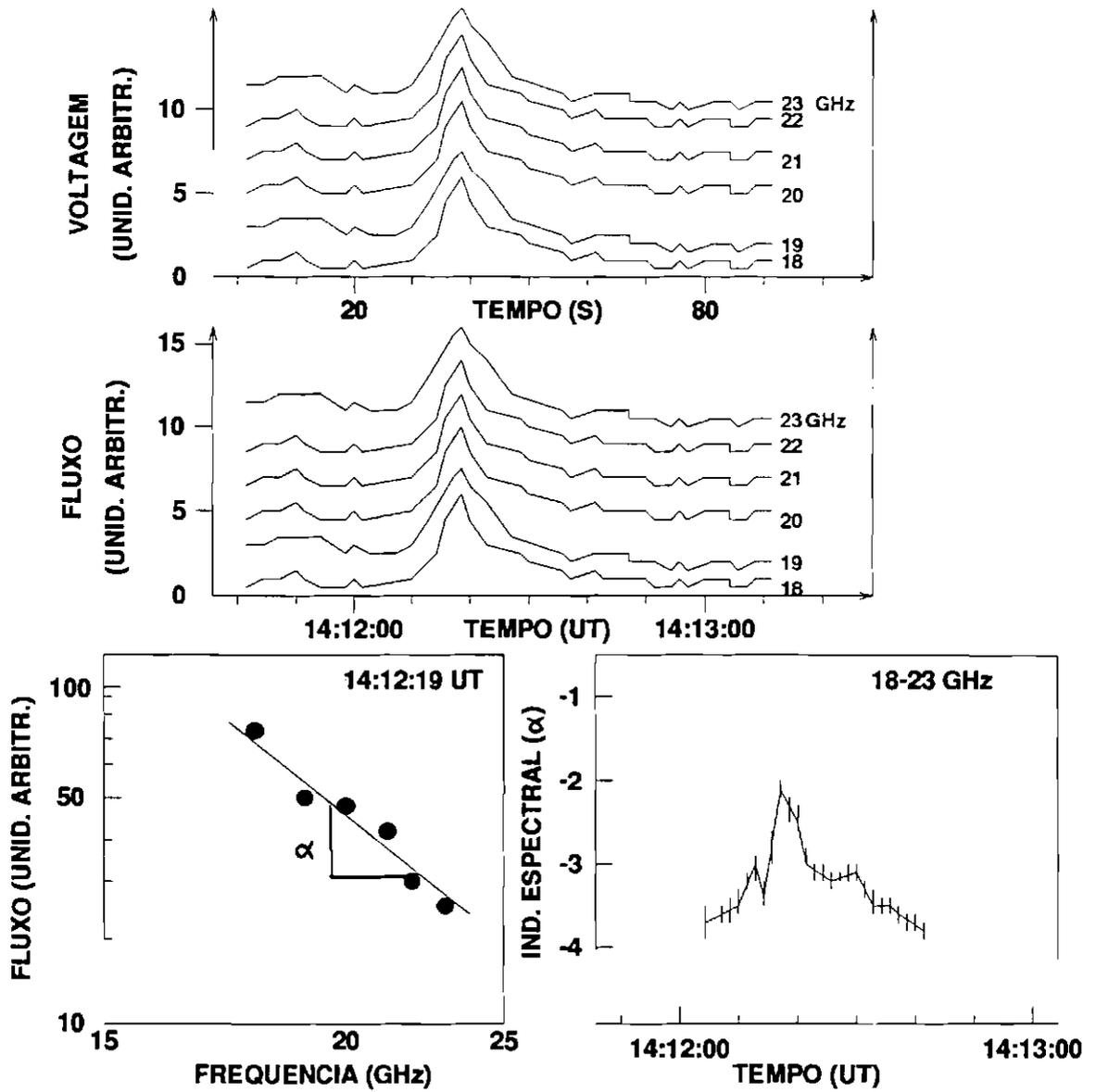


Fig. 2.7 - Resultado obtido após cada uma das etapas de tratamento dos dados do RFV.

2.9 OBSERVAÇÕES UTILIZANDO O RFV

As operações do Rádio Observatório do Itapetinga são determinadas de acordo com um calendário submetido pelos observadores e aprovado pela Comissão de Alocação de Tempo Observacional. Em conformidade com as normas desta comissão houve possibilidade de efetuarmos observações solares no ROI, utilizando o RFV, por um período máximo total de 2 meses por ano. Este tempo total foi dividido em períodos menores de 15 a 20 dias a cada 3 ou 4 meses em média, durante o qual efetuamos observações de regiões ativas e explosões solares.

Desde a entrada em operação do RFV, em fins de 1987, até 1994 participamos de 20 Campanhas Internacionais de observações solares em conjunto com outros observatórios e com os satélites Solar Maximum Mission e Compton Gamma-Ray Observatory (respectivamente SMM e CGRO daqui em diante), ambos da NASA e, em particular, das campanhas pertencentes ao programa internacional "SOLMAX 22" totalizando quase 300 dias (ou mais de 1500 horas) observacionais utilizando esta instrumentação. Saliente-se que a proposta de nossa linha FMI foi aprovada pela NASA, e que fomos designados por aquela instituição como "Guest Investigator" para participar do programa dos satélites SMM e CGRO com direito aos dados obtidos em raios-X duros pelos experimentos daqueles satélites.

Os detalhes de nossos períodos observacionais são exibidos na Tabela 2.3 com suas principais características: período, tipo de observação, número de explosões solares registradas e comentários quanto ao tempo útil para observações de regiões ativas. Em seguida à tabela, fornecemos comentários referentes a alguns períodos mais importantes e sua relevância para este trabalho. Alguns comentários complementares são necessários relativos, principalmente aos períodos: junho-julho de 1989 e setembro de 1990. Discutimos as características destes períodos que apresentaram o registro de explosões solares.

TABELA 2.3 - CARACTERÍSTICAS DOS PERÍODOS OBSERVACIONAIS DO RFV

Período	Tipo de observação	N.º de expl.	Comentários
03-14;26-29/nov./87	Regiões ativas	0	0h útil observ. reg. ativa
12-28/maio/88	Regiões ativas	0	5h úteis observ. reg. ativa
08-19/nov./88	Regiões ativas	0	19h úteis observ. reg. ativa
26/abr.-3/maio/89	Regiões ativas e explosões solares	1	0h útil observ. reg. ativa
14/jun.-1/jul./89	Regiões ativas e explosões solares	30	7h úteis observ. reg. ativa
11-23/dez./89	Regiões ativas e explosões solares	0	0h útil observ. reg. ativa
02-17/maio/90	Regiões ativas e explosões solares	5	1h útil observ. reg. ativa
28/ago.-9/set./90	Regiões ativas e explosões solares	5	10h úteis observ. reg. ativa
18-25/jan./91	Regiões ativas e explosões solares	9	0h útil observ. reg. ativa
02-21/abr./91	Regiões ativas e explosões solares	5	9h úteis observ. reg. ativa
03-17/nov./91	Regiões ativas e explosões solares	2	3h úteis observ. reg. ativa
03-21/jan./92	Regiões ativas e explosões solares	7	0h útil observ. reg. ativa
01-09/abr./92	Regiões ativas e explosões solares	0	
21/set.-8/out./92	Regiões ativas e explosões solares	0	
22-28/mar./93	Regiões ativas e explosões solares	0	0h útil observ. reg. ativa
05-25/maio/93	Regiões ativas e explosões solares	3	46h úteis observ. reg. ativa
14-21/mar./94	Regiões ativas	0	0h útil observ. reg. ativa
10-22/nov./94		0	Desenvolvimento de hardware e software de aquis. dados
21-27/ago./95		0	Desenvolvimento de hardware e software de aquis. dados
04-20/dez./95		0	Aperfeiçoamento e testes de software para aquis. dados

2.10 OBSERVAÇÕES DE EXPLOSÕES SOLARES

Desde sua entrada em operação o RFV já registrou cerca de 60 grupos de explosões solares, associadas à fase impulsiva de fulgurações ("flares") solares, durante as Campanhas Internacionais de observações "SOLMAX'22".

No período junho-julho de 1989, o Sol mostrou grande atividade com o registro de cerca de 30 grupos de explosões solares utilizando o RFV. Houve necessidade de efetuarmos observações conjuntas do RFV com outros observatórios pois precisávamos de informação do espectro das explosões solares tanto em microondas como em outras bandas do espectro eletromagnético e informação da energia dos elétrons emissores em microondas. Para obtermos informação a respeito do espectro das explosões solares em frequências abaixo de 18 GHz e acima da frequência de pico operamos simultaneamente com o FAI (OVRO - CALTECH, U.S.A.), e para obtermos informação a respeito da energia das partículas emissoras em microondas (f_{pico} -23 GHz) operamos simultaneamente com o experimento Hard X-Ray Burst Spectrometer á bordo do satélite SMM (NASA, U.S.A., fora de operação desde 1990).

Durante o período de 14 de junho - 01 de julho de 1989, nossas observações com o RFV foram efetuadas em conjunto com dados de outros observatórios operando em outras bandas de frequência. Operamos o RFV (resolução temporal de 1,2 s) dentro da faixa 18-23 GHz em simultaneidade com o FAI (OVRO - CALTECH, com resolução temporal de 10 s) dentro da faixa 1-18 GHz. Através destas observações conseguimos construir o espectro de 5 explosões solares, observadas simultaneamente por estes 2 instrumentos, e determinar a frequência de pico, o índice espectral opticamente fino ($f > f_{pico}$) e suas respectivas evoluções no tempo durante as explosões.

No mesmo período efetuamos observações de explosões solares com o RFV (18-23 GHz) simultâneas com o experimento HXRBS (52-863 keV, á bordo do satélite Solar Maximum Mission, fora de operação desde 1990) com resoluções temporais similares ($\simeq 1,2$ s). Por meio de dados conjuntos, de 9 explosões solares observadas simultaneamente em microondas e raios-X duros, obtivemos informação a respeito da distribuição em energia e da energia média dos elétrons emissores em microondas e a distribuição em energia e energia máxima dos elétrons emissores em raios-X duros, bem como suas respectivas evoluções com o tempo. Além disso, a emissão em raios-X duros também forneceu o número total e a energia total dos elétrons emissores em raios-X duros. Maiores detalhes a respeito da instrumentação do HXRBS encontram-se no Apêndice B.

Entre todo este conjunto de explosões observadas pelo RFV com outros instrumentos 2 delas foram observadas simultaneamente pelos 3 instrumentos (RFV e FAI em rádio e HXRBS em raios-X duros). Uma delas é investigada com

dados dos 3 instrumentos em detalhes no capítulo 4.

O autor iniciou a análise destas explosões comuns com dados em outras bandas de frequência, na sede do Goddard Space Flight Center (GSFC) da NASA em Greenbelt (Maryland, USA) em 1992, e os resultados preliminares já foram publicados (Sawant et al, 1993).

Além disso, durante este período foram observadas explosões simples, com duração típica de 5-25 s e intensidade de ≤ 10 u.f.s. e uma explosão peculiar que exibiu estrutura fina em frequência na faixa de 18-23 GHz, esta estrutura fina foi observada não coincidindo em tempo com dados de uma explosão associada em ultravioleta.

A Tabela 2.4 apresenta as explosões solares, registradas pelo RFV e simultaneamente pelas instrumentações do FAI em rádio e do HXRBS em raios-X duros.

TABELA 2.4 - EXPLOSÕES SOLARES REGISTRADAS PELO RFV E SIMULTANEAMENTE PELAS INSTRUMENTAÇÕES DO FAI E HXRBS

	RFV (18-23 GHz)	FAI (1-18 GHz)	HXRBS (SMM)	RFV-FAI-HXRBS
Nº de explosões observadas	12	5	9	2

Nos capítulos seguintes, os diversos tipos de explosões citados acima são investigados em detalhes.

Em resumo, foi desenvolvido o RFV que se mostrou um instrumento de padrão internacional, e que encontra-se em operação regular desde fins de 1988, sendo utilizado por vários astrônomos para observações espectrais e no contínuo.

2.11 DESENVOLVIMENTO DE OUTRAS INSTRUMENTAÇÕES

O autor também participou no desenvolvimento do Espectrógrafo Digital Decimétrico de Alta Resolução (EDDAR). Este instrumento trata-se de um espectrógrafo, que entrou em funcionamento no INPE em 1990, operando numa estreita faixa ($1,6 \pm 0,05$ GHz), com resoluções temporal de 100 ms, a partir de maio de 1991, e espectral de 3 MHz, a partir de setembro de 1991, dentro da banda de ondas decimétricas, operando em conjunto com uma antena de 9 m de diâmetro com montagem polar (Sawant et al, 1991; Sawant et al, 1992; Fernandes, 1992).

O EDDAR esteve em operação com estas características até janeiro de 1994 e durante esse período registrou cerca de 330 explosões solares. Atualmente, esse instrumento foi modificado e pode operar dentro de uma banda larga de 200-2500 MHz, com polarização circular, para observações solares e também para investigação dos efeitos de propagação da radiação provenientes dos fenômenos solares no ambiente interplanetário: cintilações ionosféricas e relações solares-terrestres. A figura 2.8 mostra um diagrama de blocos da instrumentação do EDDAR, na montagem de banda larga, em operação atualmente no INPE.

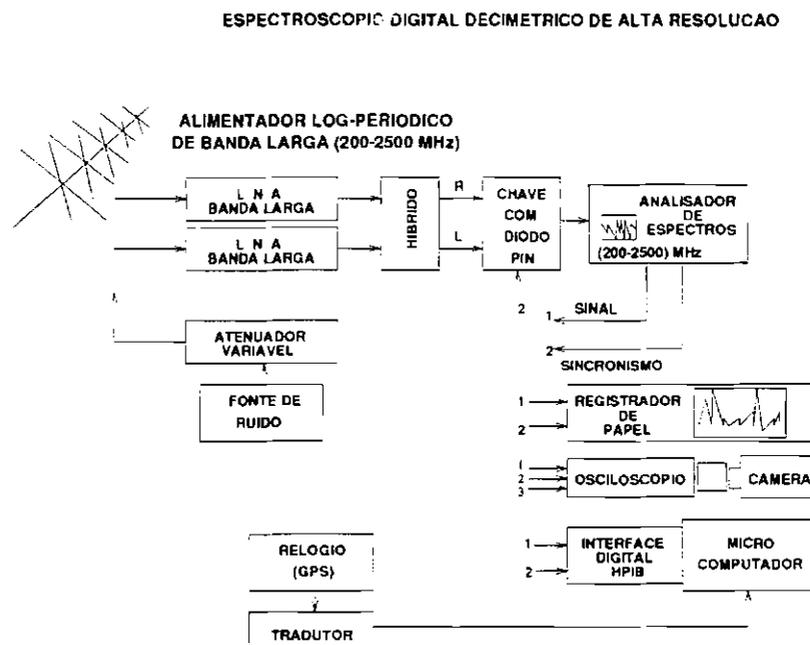


Fig. 2.8 - Montagem do EDDAR na versão atual de banda larga (200-2500 MHz).

(Adaptado de Sawant et al., 1993b).

Houve participação do autor também na adaptação do EDDAR, na configuração de banda estreita, para operar um conjunto com uma antena de 5 m de diâmetro com montagem polar em Chapecó (estado de Santa Catarina). Essa adaptação foi necessária para possibilitar a observação do Eclipse Solar Total de 03 de novembro de 1994, que ocorreu naquela região, em ondas de rádio decimétricas ($1,6 \pm 0,1$ GHz) utilizando o EDDAR (Sawant, et al, 1995). Este experimento inédito, foi o único em ondas de rádio que observou a totalidade do eclipse dentro da banda decimétrica. A figura 2.9 exibe a montagem do EDDAR utilizada nas observações do Eclipse Solar Total de 03 de novembro de 1994, em Chapecó, Santa Catarina.

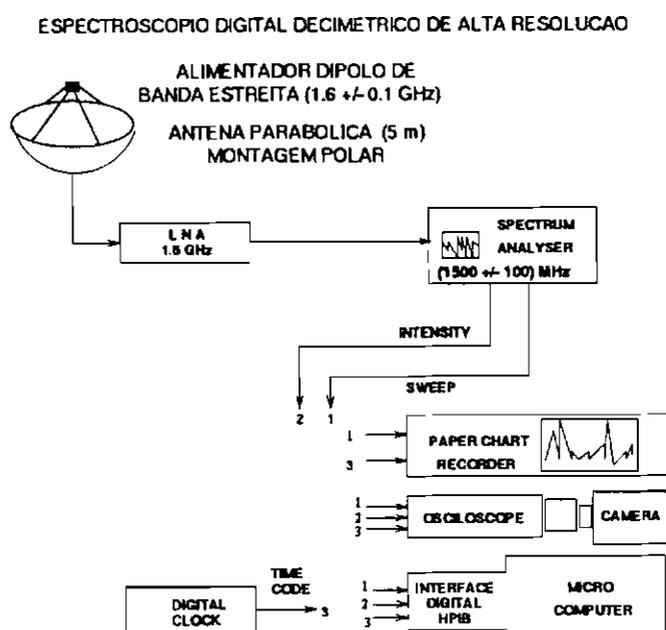


Fig. 2.9 - Montagem do EDDAR na versão anterior, de banda estreita ($1,6 \pm 0,1$ GHz), para observação do Eclipse Solar Total de 03/11/94 em Chapecó, Santa Catarina. (Adaptado de Fernandes, 1992).

CAPÍTULO 3

EXPLOSÕES SIMPLES “ELEMENTARY FLARE BURSTS” - EFB

3.1 INTRODUÇÃO

As primeiras investigações de explosões solares simples foram efetuadas com um conjunto de 13 explosões observadas na banda dos raios-X duros (10 - > 128 keV) por Kane e Anderson (1970) com uma resolução temporal de $\Delta t \simeq 0,04; 0,3; 2,3$ s - dependendo da taxa de transferência dos dados pela telemetria de 64; 8 ou 1 kilobits/s, respectivamente. Esses autores mostraram que as fulgurações solares impulsivas em raios-X duros possuíam tempos de subida e decaimento, respectivamente de 2-5 s e 3-10 s, e verificaram uma boa correlação em tempo destas com explosões impulsivas em microondas.

Van Beek et al (1974) sugeriram o conceito de “Elementary Flare Bursts” (EFB) através da investigação da fase impulsiva de explosões solares em raios-X duros (24-900 keV) associadas a explosões tipo III, utilizando um espectrômetro operando com uma resolução temporal de 1,2 s. Esses autores sugeriram que:

- 1) as explosões, de curta duração (10-100 s) e que liberam energia da ordem de $10^{26} - 10^{32}$ erg, podiam ser decompostas em explosões menores com tempos de subida e decaimento de segundos;
- 2) a energia da fulguração é emitida de forma fracionada em cada um dos EFB, com uma duração típica de $\sim 5-25$ s, e
- 3) a fulguração observada é a resultante de uma soma de muitos EFB que estão ocorrendo quase simultaneamente em tempo.

Os resultados obtidos por De Jager e De Jonge (1978) investigando 8 fulgurações em raios-X duros (24-900 keV) com resolução temporal de 1,2 s mostraram a decomposição das explosões solares observadas em várias explosões mais elementares componentes - explosões estas com perfil temporal simplificado apresentando subida e decaimento únicos e sem a presença de estrutura fina quer espectral ou temporal - onde cada explosão componente apresentava uma duração de 4-24 s. Portanto, até o final da década de 70 e início dos anos 80, as investigações de explosões solares do tipo simples com resolução de segundos foram efetuadas apenas na banda de raios-X duros.

Em microondas, Kaufmann et al (1985), efetuando observações, com resolução temporal de 3 ms, das características temporais e de polarização de 17 ex-

plôsões solares de baixa intensidade ($\geq 0,5$ U.F.S.) em 22 GHz, acusaram a existência da contrapartida em rádio dos EFB - observados em raios-X duros - sugerindo que cada EFB fosse gerado pela injeção de um feixe de elétrons energéticos na fonte e designaram estas explosões de "explosões simples". Entretanto, estas investigações foram efetuadas em frequência fixa, portanto, sem resolução espectral.

No final da década de 80, surgiu o instrumento RFV operando com alta resolução espectral (1 GHz) dentro da faixa 18-23 GHz, alta sensibilidade (0,03 - 0,06 U.F.S.) e resolução temporal de 1,2 - 0,6 s. Com este instrumento foi possível registrar, em caráter inédito, o perfil temporal e obter o espectro de explosões simples de baixa intensidade (≤ 50 U.F.S.) e curta duração (< 1 min.) associadas à fase impulsiva de fulgurações solares dentro dessa faixa de frequências.

Utilizando o RFV, efetuamos observações espectroscópicas de mais do que 60 grupos de explosões solares em microondas (18-23 GHz) com resolução temporal de 0,6 - 1,2 s. Dentre estes grupos, selecionamos 11 explosões solares simples, associadas à fase impulsiva da fulguração, com duração < 1 min. e que apresentaram um único pico - observadas durante os períodos de junho-julho de 1989, setembro de 1990 e janeiro de 1991. Estas explosões foram selecionadas para a investigação do processo de energização dos elétrons emissores, dos parâmetros físicos (N_e , B e T_{eff}) de suas fontes emissoras e da evolução temporal destes (Sawant et al, 1994b; Sawant et al, 1996), e para efetuarmos uma modelagem das fontes emissoras de explosões simples.

As explosões foram classificadas em simples ou complexa utilizando o padrão classificatório do SGD (que está descrito no Apêndice A). De forma simplificada, de acordo com o padrão do SGD, as explosões são classificadas como simples, quando apresentam um perfil temporal com uma única estrutura exibindo um único pico ou máximo de intensidade, sem a presença de estruturas finas sobrepostas ao perfil temporal, e baixa intensidade. Quanto à intensidade, explosões de baixa intensidade possuem um fluxo de pico $F_{pico} \leq 50$ U.F.S., as de intensidade moderada $50 < F_{pico} \leq 500$ U.F.S. e aquelas de alta intensidade $F_{pico} > 500$ U.F.S.

Pela combinação de dados do RFV (18-23 GHz) com aqueles de outros observatórios, construímos o espectro para 4 explosões solares simples o que permitiu a identificação da frequência de pico do espectro na faixa 7-12 GHz.

A seguir apresentamos:

- 1) os processos físicos das emissões de explosões solares em questão e;
- 2) a metodologia e os critérios utilizados para a análise dos dados e investigação das explosões simples.

3.2 ESPECTRO DE EXPLOSÕES SOLARES EM MICRO-ONDAS

É bem conhecido, desde os estudos estatísticos do espectro de mais do que 1000 explosões solares efetuados por Fürst (1971), que os espectros típicos de explosões solares em microondas apresentam um amplo contínuo (1- > 50 GHz).

Guidice e Castelli (1975) efetuaram, pela primeira vez, uma ampla investigação estatística das principais características espectrais de cerca 2400 explosões solares usando dados em 9 frequências dentro da faixa 245-35000 MHz. Esses autores estabeleceram um sistema básico de classificação dos espectros de explosões solares composto de 3 classes (G, C e A). Os espectros de classe G apresentando um fluxo decrescente com o aumento da frequência, aqueles de classe C exibindo um máximo em frequências em torno de 5 GHz e decrescente em direção a altas e baixas frequências e a classe A para espectros crescentes com o aumento da frequência, os quais são raros.

Além disso, esses autores mostraram que: a maioria ($\geq 75\%$) das explosões apresentam espectros com um único máximo entre 3 e 15 GHz - onde a fonte sofre uma transição do regime opticamente espesso, em frequências mais baixas daquela do máximo, para o regime opticamente fino, em frequências acima daquela do máximo, que a partir deste máximo o fluxo decresce em direção a baixas e altas frequências e que este máximo está relacionado à intensidade do campo magnético na fonte emissora.

Até meados da década de 80 esta situação permaneceu inalterada quando entrou em operação o FAI no OVRO (Hurford et al, 1984).

Costa (1990) efetuou medidas do índice espectral opticamente fino (α) tomando dados em 22 e 44 GHz para 19 explosões solares. O resultado obtido está exibido no histograma da Figura 3.1 que apresenta uma distribuição dos índices espectrais entre -2 e -6, com um valor médio de $-4,2 \pm 0,6$.

Mais recentemente, Lim et al (1992) efetuaram investigações espectrais de explosões solares numa ampla faixa de 5 a 86 GHz, entretanto, em apenas 4 frequências - 5; 8,8; 15,4 e 86 GHz - portanto com resoluções espectral e temporal pobres, utilizando dados dos observatórios Bekerly-Illinois-Maryland Array (BIMA), Owens Valley Radio Observatory (OVRO) e Radio Syntesis Telescope Network (RSTN). Estes autores verificaram que o índice espectral de explosões solares entre 15,4 e 86 GHz normalmente encontra-se dentro da faixa -2 a -1.

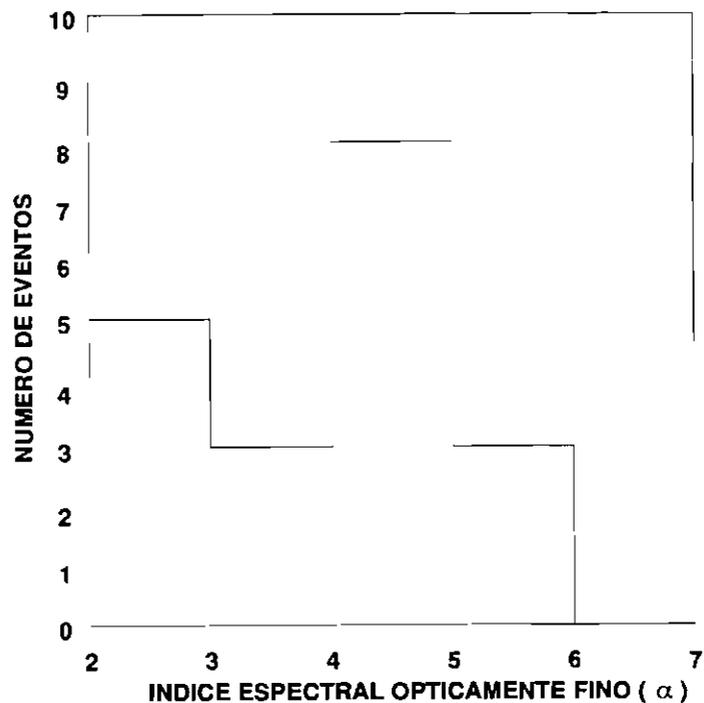


Fig. 3.1 - Histograma com a distribuição do índice espectral opticamente fino (α) obtido com baixa resolução por dados em 22 e 44 GHz. (Adaptado de Costa, 1990)

Sabemos que a parte opticamente fina ($f > f_{pico}$) do espectro de densidade de fluxo de explosões solares em microondas, associadas à fase impulsiva de fulgurações, fornece informação a respeito da distribuição em energia dos elétrons emissores e do campo magnético na fonte emissora. Entretanto, estas informações não são obtidas diretamente apenas pelo espectro. Devemos considerar que o formato do espectro e suas características na verdade representam um conjunto de processos físicos e condições físicas que estão ocorrendo e existentes, respectivamente, na fonte emissora. Em particular, devem ser considerados os processos físicos de emissão e absorção que estão ocorrendo na fonte emissora de acordo com suas condições de temperatura, densidade, dimensões, campo magnético e quantidade de elétrons emissores bem como da distribuição em energia destes.

A figura 3.2 apresenta um diagrama esquemático do espectro de fluxo típico de uma explosão solar em microondas onde estão indicados os processos de absorção, na parte opticamente espessa, e os mecanismos de emissão, na parte opticamente fina, do espectro, o valor do índice espectral para cada um dos mecanismos de emissão opticamente finos e as frequências características do espectro - f_c e f_{pico} conhecidas, respectivamente, como frequência de corte Razin e frequência de pico do espectro de fluxo (Dulk e Marsh, 1982; Kundu e Vlahos, 1982).

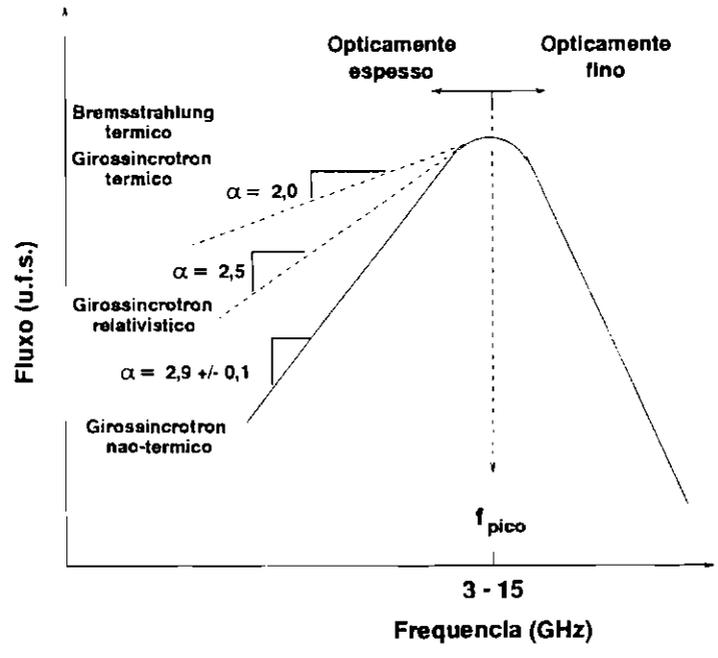
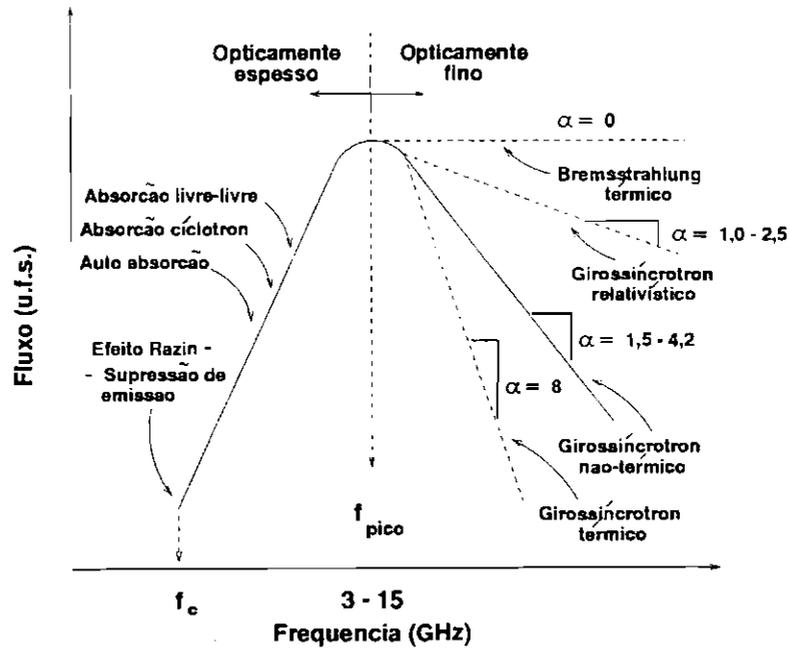


Fig. 3.2 - Espectro típico de uma explosão solar em microondas apresentando as regiões opticamente espessa e fina e os mecanismos de emissão e absorção. Na Figura superior podemos ver os mecanismos de absorção, para a parte opticamente espessa e, de emissão para a parte opticamente fina com o índice espectral correspondente (α) a cada mecanismo. A Figura inferior apresenta os mecanismos de emissão para a parte opticamente espessa com os índices espectrais.

Os parâmetros que são medidos, aqueles que são assumidos e também os estimados, quando da modelagem de fontes emisoras de explosões solares em microondas, estão dados na Tabela 3.1.

Na seção seguinte apresentamos os processos físicos das emissões em microondas e raios-X duros.

TABELA 3.1 - PARÂMETROS DE FONTES EMISSORAS EM MICROONDAS

Parâmetros observados	Densidade de fluxo (observações sem resolução espacial) - F Índice espectral (observações com resolução espectral) - α Posição heliográfica da fonte
Parâmetros estimados	Campo magnético - B Ângulo entre o campo magnético na fonte e a linha de visada - θ Temperatura efetiva dos elétrons emissores na fonte - T_{eff} Densidade dos elétrons emissores na fonte - N_e Energia total e número total dos elétrons emissores - N_T e E_T
Parâmetros assumidos	Dimensões da fonte emissora - L Densidade colunar dos elétrons emissores na fonte - $N.L$

3.3 PROCESSOS FÍSICOS DAS EMISSÕES DE EXPLO-SÕES SOLARES

Acredita-se que os elétrons responsáveis pelas emissões em microondas e raios-X duros sejam originados em altitudes coronais e cromosféricas de regiões ativas solares. Nessas regiões, as densidades são da ordem de $10^9 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (Crannell et al, 1978), os campos magnéticos estão na faixa de algumas centenas a $\leq 1000 \text{ G}$ e a temperatura da baixa coroa situa-se em torno de 10^6 K , que pode ser medida por instrumentação em raios-X moles. Nessas altitudes, o comportamento das partículas é governado basicamente pelo campo magnético que tende a aprisionar as partículas em seu interior, em particular, aquelas que não apresentam “ângulos de pitch” muito pequenos (ângulo entre o vetor velocidade e a direção do campo magnético local).

Nas duas subseções seguintes expomos as principais características das emissões provenientes de explosões solares observadas nas faixas de frequências de microondas e raios-X duros e como essas emissões podem ser utilizadas para fornecer um modelo da fonte emissora.

3.3.1 EMISSÃO EM MICROONDAS

A maior parte da emissão solar em rádio é devido a elétrons que são acelerados nas colisões coulombianas com os íons do ambiente (bremsstrahlung) ou que espiralam em torno das linhas de campo magnético (girossíncrotron) resultando numa radiação incoerente. Para fontes opticamente espessas a intensidade específica fornece informação a respeito da energia média dos elétrons emissores (sua temperatura no caso de uma distribuição térmica de elétrons) ao passo que para fontes opticamente finas fornece informação sobre o campo magnético e densidade da fonte, distribuição de energia dos elétrons emissores e distribuição destes parâmetros ao longo da linha de visada. Contudo, neste caso, necessitamos de informação adicional a respeito da distribuição de brilho na fonte ou seu espectro de energia (obtido através de observações em raios-X duros). Portanto, a equação de transferência radiativa deve ser resolvida para podermos determinar as condições físicas da fonte emissora através de seu espectro de brilho. A seguir vamos descrever quais as características da equação de transferência e os resultados que podem ser obtidos pela sua solução.

A equação de transferência radiativa pode ser escrita na forma:

$$\frac{dI_f}{dl} = -\kappa_f \cdot I_f + \kappa_f \cdot S_f \quad (3.1)$$

onde: l é o comprimento de percurso ao longo da linha de visada, κ_f é o coeficiente de absorção para a frequência f e, I_f e S_f são a intensidade específica e a função fonte para essa frequência, respectivamente, dadas por:

$$I_f = k \cdot T_B \cdot \frac{f^2}{c^2} \quad (3.2)$$

$$S_f = \frac{\eta_f}{\kappa_f} = k \cdot T_{eff} \cdot \frac{f^2}{c^2} \quad (3.3)$$

onde: η_f é o coeficiente de emissão, c a velocidade da luz no vácuo, k a constante de Boltzmann, T_B a temperatura de brilho e T_{eff} a temperatura efetiva da fonte.

Para o caso de uma distribuição térmica (ou Maxwelliana) de elétrons emissores $T = T_{eff}$ independente de frequência ou modo de polarização e dessa forma obtemos a chamada lei de Kirchhoff:

$$I_f = k \cdot \kappa_f \cdot T_{eff} \cdot \frac{f^2}{c^2} \quad (3.4)$$

Já para o caso de uma distribuição não-térmica, T_{eff} é uma função tanto da frequência quanto do modo de polarização.

Utilizando as equações acima podemos reescrever a equação de transferência radiativa de seu formato original, passando-a para a forma:

$$\frac{dT_B}{d\tau_f} = -T_B + T_{eff} \quad (3.5)$$

onde: τ_f é a profundidade óptica do meio para a frequência f . Sua solução é dada pela expressão:

$$T_B = \int_0^\tau T_{eff} \cdot \exp -\tau_f d\tau_f + T_{Bo} \cdot \exp -\tau_f \quad (3.6)$$

Esta equação é válida para meios onde o índice de refração seja aproximadamente unitário (regiões de baixa densidade). Caso contrário, o índice de refração deve ser incluído nas equações acima e, além disso, deve-se levar em consideração a supressão de emissão pelo meio nas baixas frequências (efeito Razin-Tsytovitich) especialmente quando $f < 20 \cdot N_e / B$ (Ginzburg e Syrovatskii, 1965, 1969). Quando a fonte pode ser considerada como isolada e isotérmica $T_{eff} = \text{constante}$, obtemos assim:

$$T_B = T_{eff} \cdot (1 - e^{-\tau}) = T_{eff} \quad (\text{se } \tau_f \gg 1) \quad (3.7)$$

$$T_{eff} \cdot \tau_f = \left(\frac{c^2}{k \cdot f^2} \right) \cdot \eta_f \cdot L \quad (\text{se } \tau_f \ll 1) \quad (3.8)$$

onde L é a dimensão da fonte na direção da linha de visada. Deve ser ressaltado que T_{eff} está relacionada à energia média dos elétrons emissores: $\bar{E} = k.T_{eff}$. Portanto, para os elétrons emissores em explosões solares típicas ($100 \text{ keV} < E < 1 \text{ MeV}$) as temperaturas encontram-se na faixa $10^9 - 10^{10} \text{ K}$. A densidade de fluxo de uma fonte de rádio é dada pela expressão:

$$F = k \cdot \frac{f^2}{c^2} \cdot \int T_B \cdot d\Omega \quad (3.9)$$

onde $d\Omega$ é o ângulo sólido diferencial e a integral calculada sobre a área projetada da fonte.

Um parâmetro importante no diagnóstico de fontes emissoras em rádio é a frequência de pico do espectro de densidade de fluxo (f_{pico}) na qual o espectro sofre a transição de uma inclinação positiva (na parte opticamente espessa) para uma inclinação negativa (na parte opticamente fina). O pico ocorre onde $\tau_f = \kappa_f \cdot L \simeq 1$. No caso de emissão bremsstrahlung livre-livre, a frequência de pico depende da medida de emissão: $ME = \int N_e^2 dl$.

Já para o caso de emissão girossíncrotron, a frequência de pico será uma função da intensidade do campo magnético, da energia média dos elétrons e fracamente dependente da densidade de elétrons ou da dimensão da fonte ao longo da linha de visada. A seguir vamos descrever as principais características dos mecanismos de emissão para explosões solares em microondas: bremsstrahlung, girossíncrotron térmico, girossíncrotron não-térmico e síncrotron.

3.3.1.1 MECANISMO BREMSSTRAHLUNG

Elétrons que são desviados de sua trajetória original no campo coulombiano de um íon sofrem uma aceleração, e conseqüentemente emitem radiação eletromagnética como resultado desta interação livre-livre. Este processo é designado por emissão bremsstrahlung e é o mecanismo de emissão dominante na banda dos raios-X como será visto adiante. A emissão média é calculada iniciando-se com a energia emitida por um único elétron com uma velocidade v e um parâmetro de impacto d relativo a um íon de carga Z . A seguir multiplica-se pela taxa com que essas colisões ocorrem (de acordo com a distribuição em energia dos elétrons) e efetua-se a integração deste resultado tanto em v quanto em d .

O resultado para uma distribuição térmica dos elétrons emissores é dado pela expressão:

$$\eta_f \simeq \left(k \cdot T \cdot \frac{f^2}{c^2}\right) \cdot \kappa_f \quad (3.10)$$

onde κ_f é o coeficiente de absorção dado pela expressão aproximada (Dulk, 1985):

$$\kappa_f \simeq 9,78 \times 10^{-3} \cdot \frac{N_e}{f^2 \cdot T^{3/2}} \cdot \Sigma_i \cdot Z_i^2 \cdot N_i \cdot [18,2 + \ln T^{3/2} - \ln f] \quad (T < 2 \times 10^5 K) \quad (3.11)$$

$$[24,5 + \ln T - \ln f] \quad (T > 2 \times 10^5 K) \quad (3.12)$$

onde N_e e N_i são as densidades de elétrons e íons, respectivamente, Z_i a carga dos íons, T a temperatura e f a frequência.

Na seção sobre emissão em raios-X duros, mais adiante, colocamos de forma bem simplificada o resultado para uma distribuição não-térmica dos elétrons emissores. Um tratamento detalhado é dado em Tandberg-Hanssen e Emslie (1988).

3.3.1.2 MECANISMO GIROSSÍNCROTRON

Quando o plasma possui um campo magnético, as acelerações sofridas pelas partículas são basicamente devido à ação do campo sobre as partículas, através da força de Lorentz - $F = q \cdot (v \times B + E)$ - obrigando-as a efetuarem um movimento de rotação ao redor e no plano normal àquele determinado pelas linhas de campo magnético com uma determinada frequência (frequência de Larmor, frequência de cíclotron ou girofrequência dada por: $f_H = \frac{e \cdot B}{2 \cdot \pi \cdot m \cdot c}$, desde que possuam uma componente da velocidade perpendicular ao campo. Nessa situação as acelerações devido ao campo coulombiano de outros íons podem ser desprezadas, desde que a densidade do meio não seja muito elevada (grosseiramente para a atmosfera solar $< 10^{12}$ íons. cm^{-3}) ou que a temperatura ou campo magnético não sejam excessivamente baixos ($T \geq 10^5$ K, $B \geq 100$ G), condição que é atingida tanto na parte superior da cromosfera quanto na baixa coroa solar. Neste caso, algum dos tipos de emissão giromagnética vai dominar, e dependendo da energia dos elétrons emissores pode ser: cíclotron para elétrons de baixa energia (fator de Lorentz $FL \simeq 1$) normalmente com uma distribuição térmica, girossíncrotron para elétrons moderadamente

relativísticos ($FL \leq 2-3$) ou síncrotron para elétrons altamente relativísticos ($FL \gg 1$).

No primeiro caso, a emissão está concentrada na frequência fundamental e até o 10° harmônico da girofrequência. Já para a emissão girossíncrotron, ocorre emissão na faixa do $10^\circ - 100^\circ$ harmônicos enquanto que no último caso, de elétrons ultrarelativísticos, a emissão ocorre num amplo contínuo em altos harmônicos ($s \simeq FL \cdot \sin(\theta)$) e encontra-se colimada dentro de um estreito ângulo ($\Delta\theta \leq 1/FL$, onde FL é o fator de Lorentz - $E/m_e \cdot c^2$) na direção do movimento instantâneo do elétron.

A seguir vamos fornecer as principais características da emissão e absorção giromagnética para o caso de elétrons moderadamente relativísticos (emissão girossíncrotron) cuja emissão é normalmente observada nas explosões solares em microondas. Os aspectos de polarização da radiação não serão descritos neste trabalho, pois nossos dados coletados com o RFV não permitem medidas com polarização.

As expressões exatas para o cálculo do espectro da emissão girossíncrotron de explosões solares foram fornecidas por Ramaty (1969) considerando um campo magnético constante para a fonte emissora. Posteriormente, Takakura e Scalise (1970) refinaram essas expressões levando em consideração a escala de altura para a variação do campo magnético na fonte emissora. Klein e Trotter (1984) calcularam a emissão girossíncrotron assumindo um modelo de fonte com desuniformidade espacial tanto para a densidade quanto para o campo magnético, entretanto, mostraram que as características espectrais de explosões solares podem ser observadas mesmo para modelos simples de fontes, e que as desuniformidades tornam o espectro largo em demasia relativamente à maioria dos espectros observados para as fontes emissoras em microondas.

Como as observações apresentam limitações, quer do tipo espacial, espectral ou temporal, aos parâmetros que podem ser observados com determinado tipo de instrumentação não é necessário o uso das expressões exatas para o cálculo do espectro das explosões solares. Portanto, expressões aproximadas, que são mais simples do que as exatas e que não conduzem a erros grosseiros, podem ser utilizadas para a estimativa dos parâmetros físicos das fontes emissoras.

3.3.1.3 GIROSSÍNCROTRON TÉRMICO

Para temperaturas na faixa $5 \times 10^7 - 5 \times 10^8$ K, os processos de emissão e absorção são importantes na faixa $10^\circ - 100^\circ$ harmônicos. Como as expressões exatas são complexas - levando em conta harmônicos muito mais altos ($> 100^\circ$) e todo o espectro de energias ($0 < E < \infty$) - possuindo parâmetros que não estão relacionados às observações, são necessárias expressões mais simples, para o cálculo

do espectro das explosões solares, que possuam uma boa precisão ($\leq 30\%$). Essas expressões simplificadas foram calculadas por Dulk (1985) - utilizando as aproximações de Wild e Hill (1971) para as funções de Bessel e suas derivadas - para os coeficientes de emissão e absorção normalizados ($\eta_f/B.N$ e $\kappa_f.B/N$), para a frequência de pico do espectro de densidade de fluxo (f_{pico}), considerando uma fonte homogênea dentro das faixas de temperatura e harmônicos citadas acima e são dadas por:

$$\kappa_f.B/N \simeq 50.T^7.\text{sen}^6(\theta).B^{10}.f^{-10} \quad (3.13)$$

$$\eta_f/B.N \simeq 1,2 \times 10^{-24}.T.(f/f_H)^2.\kappa_f.B/N \quad (3.14)$$

$$1,4.(N.L/B)^{0,1}.\text{sen}^6(\theta).T^{0,7}.B \quad (10^8 < T < 10^9 K) \quad (3.15)$$

$$f_{pico} =$$

$$475.(N.L/B)^{0,05}.\text{sen}^6(\theta).T^{0,5}.B \quad (10^7 < T < 10^8 K) \quad (3.16)$$

Estas expressões aproximadas possuem um erro $< 20\%$ para os coeficientes de emissão e absorção normalizados para frequências $5^\circ < n < 100^\circ$ harmônicos, ângulos $\geq 10^\circ$ e temperaturas $\geq 10^7$ K. Como a f_{pico} possui dependências relativamente grandes com B e T, e fracas com N ou L constitui-se num parâmetro de diagnóstico para B uma vez que T seja conhecido (por exemplo, através de dados em raios-X duros).

3.3.1.4 GIROSSÍNCROTRON NÃO-TÉRMICO

Para este caso, é comum considerarmos uma distribuição dos elétrons emissores que seja isotrópica em ângulo de pitch e lei de potência em energia, dada pela expressão:

$$n(E) = Z.E^{-\delta} \quad (3.17)$$

onde Z é função de N - número de elétrons/ cm^3 com $E > E_0$ - energia mínima ou corte de baixa energia do espectro - e dado por: $Z = (\delta - 1).E_0^{\delta-1}.N$. Normalmente,

$10 \text{ keV} < E_o < 50 \text{ keV}$, uma vez que elétrons com energia $\leq 50\text{-}100 \text{ keV}$ contribuem pouco para a radiação emitida.

Dulk (1985) utilizando as aproximações efetuadas por Wild e Hill (1971) obteve as seguintes expressões aproximadas para os coeficientes de emissão e absorção normalizados $\eta_f/B.N$, $\kappa_f.B/N$, para a frequência de pico de fluxo, f_{pico} e para a temperatura efetiva T_{eff} - para o modo extraordinário - as quais são válidas para as seguintes faixas dos parâmetros: $2 \leq \delta \leq 7$, $\theta \geq 20^\circ$ e $10 \leq f/f_H \leq 100$, dadas por:

$$\eta_f/B.N \simeq 3,3 \times 10^{-24} \cdot 10^{-0,52.\delta} \cdot (\text{sen } \theta)^{-0,43+0,65.\delta} \cdot (f/f_H)^{1,22-0,9.\delta} \propto f^\alpha \quad (3.18)$$

$$\kappa_f.B/N \simeq 1,4 \times 10^{-9} \cdot 10^{-0,22.\delta} \cdot (\text{sen } \theta)^{-0,09+0,72.\delta} \cdot (f/f_H)^{-1,3-0,98.\delta} \quad (3.19)$$

$$f_{\text{pico}} \simeq 2,72 \times 10^3 \cdot 10^{0,27.\delta} \cdot (\text{sen } \theta)^{0,41+0,03.\delta} \cdot (N.L)^{0,32-0,03.\delta} \cdot B^{0,68+0,03.\delta} \quad (3.20)$$

$$T_{\text{eff}} \simeq 2,2 \times 10^9 \cdot 10^{-0,31.\delta} \cdot (\text{sen } \theta)^{-0,36-0,06.\delta} \cdot (f/f_H)^{0,5+0,085.\delta} \quad (3.21)$$

onde: $\alpha = 1,22 - 0,9.\delta$ é o índice espectral em microondas, θ é o ângulo entre o campo magnético e a linha de visada, f_H é a girofrequência, f é a frequência de observação, B o campo magnético, N a densidade de elétrons emissores em cm^{-3} , L a dimensão da fonte ao longo da linha de visada e δ o índice espectral da distribuição em energia dos elétrons energéticos. Estas expressões, geralmente, possuem uma precisão melhor do que 30%, porém, este valor piora quando os parâmetros atingem valores da ordem de $\delta \geq 6$, em particular para ângulos grandes e extremos de θ e f/f_H .

Dois aspectos adicionais devem ser citados. Primeiro, se houver uma contribuição de elétrons relativísticos para a emissão que não seja desprezível, a despeito de não ser a população de elétrons dominante, um tratamento da radiação em termos de um mecanismo síncrotron deve ser usado para a contribuição destes elétrons mais energéticos. Neste caso, o índice espectral para a parte opticamente espessa, em baixas frequências, do espectro vale 2,5 (independentemente do índice espectral da distribuição em energia dos elétrons), ao passo que o índice espectral para a parte opticamente fina, em altas frequências, é dado por: $\alpha = -(\delta - 1)/2$.

O segundo aspecto, é o efeito do meio sobre a radiação emitida pelos elétrons quando o índice de refração do meio não pode ser aproximado para a

unidade. Para esta situação, ocorre uma supressão da emissão particularmente em frequências dadas pela expressão: $f_{CR} \leq 2.f_p^2/3.f_H.\text{sen } \theta$, no caso ultrarelativístico, $f_{CR} \leq f_p^2/f_H$, no caso moderadamente relativístico e $f_{CR} \leq 2.f_p$, no caso clássico (não-relativístico), onde f_p e f_H são respectivamente, a frequência de plasma e a girofrequência locais. Este efeito é conhecido como Efeito Razin-Tsytoitch, e é muito importante pois funciona como um corte na emissão para as baixas frequências. Além disso, se o coeficiente de absorção do meio for negativo podemos ter supressão de todo o espectro e nenhuma radiação é emitida mesmo em frequências mais altas.

3.3.1.5 SÍNCROTRON

No caso ultra-relativístico a emissão encontra-se colimada num estreito ângulo em torno da direção do movimento instantâneo do elétron. Neste limite as funções de Bessel podem ser bem aproximadas pelas funções de Airy. Caso os elétrons possuam uma ampla faixa de ângulos de pitch a emissão ocorre ao longo de uma banda larga centrada em $f \simeq f_H.FL^2.\text{sen } \theta/2$ ou nos harmônicos $s \simeq (FL.\text{sen } \theta)^3$.

Para elétrons possuindo uma distribuição isotrópica em ângulo de pitch e na forma de lei de potência em energia acima de E_o , as expressões (para cada um dos modos ordinário e extraordinário, supostos circularmente polarizados) para emissividade e absorptividade normalizadas, temperatura efetiva e frequência de pico da densidade de fluxo, respectivamente, são dadas por (Dulk, 1985):

$$\eta_f/B.N = \frac{1}{2} . (\delta - 1) . E_o^{\delta-1} . g(\delta) . \frac{\sqrt{3}.e^3}{8.\pi.m.c^2} . \text{sen } \theta . \left[\frac{2.m^2.c^4}{3.\text{sen } \theta} \right]^{-(\delta-1)/2} \quad (3.22)$$

$$\simeq 8,6 \times 10^{-24} . (\delta - 1) . \text{sen } \theta . \left[\text{sen } \theta . \left[\frac{0,175}{\text{sen } \theta} . \left(\frac{E_o}{\text{MeV}} \right) . \frac{f}{f_H} \right]^{-(\delta-1)/2} \right] \quad (3.23)$$

onde: $g(\delta)$ envolve um produto de funções gama e está dentro de 15% de 1,85 sobre a faixa $2 \leq \delta \leq 5$;

$$\kappa_f.B/N = (\delta - 1) . E_o^{\delta-1} . h(\delta) . \frac{2.\pi.e.m^5.c^{10}}{9} . \frac{1}{\text{sen } \theta} . \left[\frac{m^2.c^4}{3.\text{sen } \theta} . \frac{f}{f_H} \right]^{-(\delta+4)/2} \quad (3.24)$$

$$\simeq 8,7 \times 10^{-12} . \frac{\delta - 1}{\text{sen } \theta} . \left(\frac{E_o}{1\text{MeV}} \right)^{\delta-1} . \left[\frac{8,7 \times 10^{-2}}{\text{sen } \theta} . \frac{f}{f_H} \right]^{-(\delta+4)/2} \quad (3.25)$$

onde: $h(\delta)$ está dentro de 15 % de 0,74 sobre a faixa $2 \leq \delta \leq 5$;

$$T_{\text{eff}} \simeq 2,6 \times 10^9 \cdot 2^{-\delta/2} \cdot \left[\frac{f}{f_H \cdot \text{sen } \theta} \right]^{1/2} \quad (3.26)$$

$$f_{\text{pico}} \simeq 3,2 \times 10^7 \cdot \text{sen } \theta \cdot \left(\frac{E_o}{1 \text{ MeV}} \right)^{\frac{2\delta-2}{\delta+4}} \cdot [8,7 \times 10^{-12} \cdot \frac{\delta-1}{\text{sen } \theta} \cdot N.L]^{\frac{2}{\delta+4}}, B^{\frac{\delta+2}{\delta+4}} \quad (3.27)$$

O índice espectral para a parte opticamente espessa (em baixas frequências) do espectro síncrotron vale 2,5, independentemente do índice espectral em energia dos elétrons (δ), ao passo que para a parte opticamente fina (em frequências altas) é dado por (Dulk, 1985):

$$\alpha = \frac{-(\delta - 1)}{2} \quad (3.28)$$

3.3.2 EMISSÃO EM RAIOS-X DUROS ($E > 10\text{-}50$ keV)

Os raios-X duros ($E > 10 - 50$ keV) provenientes de fulgurações ("flares") solares em sua fase impulsiva constituem uma emissão no contínuo que pode ser produzida ou por interação de partículas energéticas (elétrons ou íons) com elétrons ou íons do meio ambiente frio (frio relativamente às partículas energéticas emissoras) ou através de bremsstrahlung de um plasma aquecido ($T \geq 10^8$ K). Normalmente, considera-se as interações de elétrons com íons - uma vez que para partículas com mesma energia, na faixa de 10 keV a 2 MeV, a perda radiativa é maior para elétrons do que para íons (Vilmer, 1987). A emissão em raios-X pode ser produzida em princípio ou através de emissão girossíncrotron, ou efeito Compton inverso ou bremsstrahlung com o meio ambiente. Quanto à emissão girossíncrotron é um mecanismo bem improvável pois, para ser dominante na faixa 10-100 keV, exigiria baixa densidade da região emissora além de um campo magnético relativamente muito intenso ($\simeq 10^4 - 10^5$ G) e um número elevado de elétrons muito energéticos ($E \simeq 1 - 10$ GeV) os quais não são produzidos na grande maioria de fulgurações ("flares") solares (Svestka, 1976).

Com respeito ao efeito Compton inverso por elétrons relativísticos, este mecanismo pode predominar sobre o bremsstrahlung somente se a região emissora possuir baixa densidade. Contudo, o limite na densidade do plasma ambiente torna-se incoerente com a relativamente elevada densidade de partículas energéticas do próprio plasma necessárias para produzir as emissões em microondas e raios-X que são observadas. Além disso, a população de elétrons responsável por ambas as emissões deve possuir um corte de baixa energia de 1 MeV - condição bem improvável de ser obtida. Por outro lado, foi demonstrado que as características espectrais de explosões solares em microondas e raios-X duros podem ser explicadas em termos de modelos convencionais de emissão produzida através de bremsstrahlung elétron-íon. Portanto, o mecanismo aceito, daqui para a frente neste trabalho, como produtor de raios-X duros em fulgurações ("flares") solares é o bremsstrahlung com o meio ambiente (Vilmer, 1987).

Para estimar a faixa de energia dos elétrons emissores de raios-X duros com energia ϵ , devemos inicialmente calcular a contribuição relativa de elétrons com energias $E \geq E_0$ ao fluxo total de raios-X duros nessa energia. Considera-se que os elétrons possuem um espectro em lei de potência representado pela expressão:

$$I(\epsilon) \propto \epsilon^{-\gamma} \quad (3.29)$$

onde: $I(\epsilon)$ é a intensidade na energia ϵ e γ é o índice espectral dos raios-X emitidos.

Logo, de acordo com Brown (1971), segue que:

$$N(E) \propto E^{-\delta} \quad (3.30)$$

onde $\delta = \gamma - 1/2$, para o caso de alvo fino ("thin target"), $N(E)$ é o número de elétrons na fonte de raios-X. Para o caso de alvo espesso ("thick target"), obtemos:

$$F(E) \propto E^{-\delta} \quad (3.31)$$

onde $\delta = \gamma + 1$, $F(E)$ é a taxa de injeção de elétrons para dentro da fonte de raios-X duros (Kosugi, Dennis e Kai, 1988).

Quanto ao fluxo de raios-X, este depende das características tanto do alvo quanto da população de elétrons energéticos. O alvo pode ser tratado em duas categorias: alvo fino que é característico de regiões de baixa densidade (baixa coroa ou regiões com desuniformidade para baixa densidade), e alvo espesso que deve ser considerado caso a região de incidência do feixe de elétrons energéticos emissores possuir densidade relativamente elevada (cromosfera e alta fotosfera ou regiões com desuniformidade para alta densidade). Com respeito à natureza da população de elétrons energéticos emissores existem dois modelos: o primeiro é o modelo térmico que se aplica se os elétrons fazem parte de uma distribuição térmica ou Maxwelliana ($T > 10^8$ K), ao passo que o segundo é não-térmico consistindo de uma distribuição sobre-térmica (em lei de potência) dos elétrons incidentes num alvo relativamente frio. A diferença básica, entre os dois modelos, ocorre no produto da liberação da energia na região emissora que no primeiro caso vai para o aquecimento do meio ambiente e no segundo para aceleração das partículas emissoras. Um outro modelo que tem apontado em direção a algumas características observadas, e que ainda não foram explicadas em termos dos dois modelos anteriores, é aquele conhecido como modelo de aprisionamento com precipitação.

Inicialmente sugerido por Takakura e Kai (1966) este modelo - de aprisionamento com precipitação - considera que a maior parte da energia da fulguração é transferida para a aceleração dos elétrons emissores, os quais encontram-se aprisionados nas arcadas magnéticas em altitudes da alta cromosfera e baixa coroa solares. Próximo às extremidades da região de aprisionamento onde o campo é intenso os elétrons produzem emissão em microondas pelo mecanismo girossíncrotron, e aqueles em número relativamente menor que escapam para as regiões mais baixas e densas (cromosfera, fotosfera) onde o campo já não é muito intenso produzem os raios-X observados por bremsstrahlung com os íons do ambiente (Kosugi et al, 1988).

Do que foi exposto acima, podemos ver que um diagnóstico complementar da fonte emissora de microondas e raios-X duros pode ser obtido através de uma investigação conjunta das características espectrais e temporais em ambas as bandas de comprimentos de onda.

3.4 INVESTIGAÇÕES ESPECTRAIS DE EXPLOSÕES SIMPLES

Inicialmente, estabelecemos o nível do fluxo de pico F_{pico} que é a intensidade de fluxo medida no instante do pico subtraindo-se o nível de fundo ("background"). A seguir determinamos o nível F_{pico}/e (e é o número de Euler e vale 2,718..) e assumimos como tempo de início (t_i) o instante, durante a subida do fluxo, onde o nível atinge o valor F_{pico}/e , e tempo de término (t_f) o instante quando o mesmo nível é atingido durante o decaimento do fluxo. O tempo de subida é determinado pelo intervalo de tempo medido desde t_i até o instante do máximo - ou pico - (t_m) enquanto o tempo de decaimento desde t_m até t_f . Estes parâmetros estão ilustrados na figura 3.3. A partir dos perfis temporais do fluxo para cada uma das frequências de observação construímos o espectro (curva de fluxo versus frequência numa escala di-logarítmica) para cada instante dentro da faixa de 18 a 23 GHz, com uma resolução temporal de 0,6-1,2 s. Através do espectro, podemos determinar o índice espectral (α) (inclinação da curva de ajuste do espectro em relação ao eixo das frequências) fazendo o ajuste para uma lei de potência da forma: $F = F_o \cdot f^\alpha$, onde F é o fluxo medido para a frequência f , F_o o valor do fluxo interpolado para o eixo dos fluxos e α o índice espectral opticamente fino ($f > f_{pico}$).

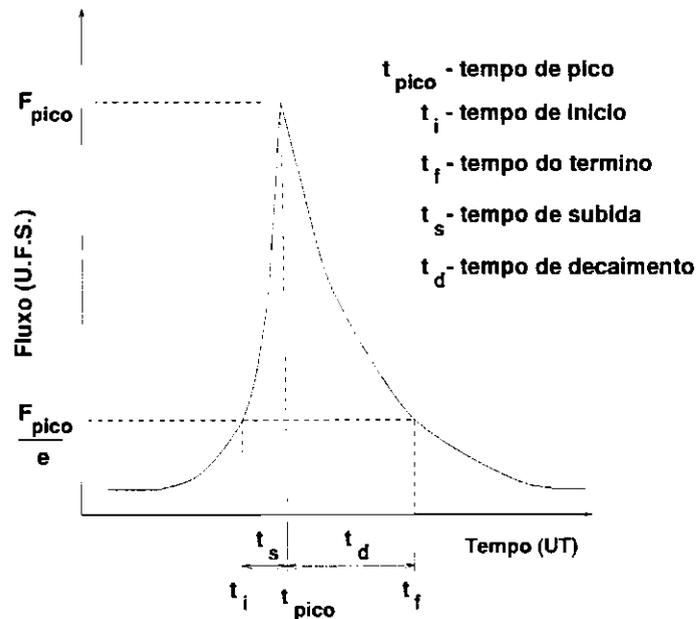


Fig. 3.3 - Diagrama esquemático do perfil temporal de uma explosão simples apresentando t_i , t_{pico} , t_f , t_s , t_d , F_{pico} e F_{pico}/e .

O índice espectral (α) e sua barra de erro correspondente (σ_α) podem ser determinados, respectivamente pelas seguintes expressões:

$$\alpha = \frac{n \cdot \sum F_i \cdot f_i - \sum F_i \cdot \sum f_i}{\Delta} \quad (3.32)$$

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\frac{1}{0,20 \cdot \Delta} \cdot \sum \frac{1}{F_i}} \quad (3.33)$$

$$\Delta = n \cdot \sum (f_i)^2 - (\sum f_i)^2 \quad (3.34)$$

onde: n é o número de frequências e F_i o fluxo para uma determinada frequência f_i .

Esta forma da função de ajuste (lei de potência) foi escolhida devido ao comportamento experimental do espectro medido podendo ser aproximado por uma reta num gráfico di-logarítmico.

Desta forma, podemos construir a evolução do índice espectral durante toda a fase impulsiva destas explosões, desde t_i até t_f , e determinar a variação de α desde a subida passando pelo pico até o decaimento do fluxo bem como o seu comportamento temporal. Isto nos fornece informação a respeito da natureza do processo de energização dos elétrons emissores - térmico ou não-térmico (respectivamente, aquecimento ou aceleração).

A partir destes resultados podemos fazer uma estimativa dos parâmetros físicos para a fonte emissora em microondas (N_e , T_{eff} e B) e do número total N_T e energia total E_T dos elétrons emissores na fonte. Para efetuar esta estimativa, inicialmente adotamos uma metodologia de cálculo que está descrita em detalhes na seção seguinte. Em seguida, tomamos uma explosão como exemplo e descrevemos detalhadamente o procedimento de cálculo destes parâmetros. Aplicamos então a mesma análise e metodologia para as outras explosões e apresentamos os resultados obtidos para todo o conjunto das 11 explosões simples investigadas.

3.5 METODOLOGIA PARA A ESTIMATIVA DOS PARÂMETROS FÍSICOS DA FONTE E N_T E E_T PARA OS ELÉTRONS EMISSORES

Para efetuar a estimativa dos parâmetros físicos da fonte fazemos as seguintes considerações simplificadoras:

- a fonte é homogênea;
- os elétrons emissores possuem distribuição isotrópica em ângulo de pitch e lei de potência em energia;
- a emissão é de natureza não-térmica.

Fazemos uso das expressões de Dulk (1985) para a emissão girossíncrotron de elétrons com uma distribuição de lei de potência em energia. Estas expressões apresentam uma boa precisão na estimativa do fluxo melhor do que 30 % e se aplicam dentro dos seguintes limites: $10 \leq f/f_H \leq 100$; $20^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ e $2 \leq \delta \leq 6$, onde f é a frequência, $f_H = 2,8 \times 10^6 \cdot B$ a girofrequência, θ o ângulo entre a linha de visada e o campo magnético B , e δ o índice espectral da distribuição em energia dos elétrons emissores. A partir dos parâmetros observados (fluxo - F , índice espectral opticamente fino - α , frequência de pico do espectro - f_{pico} estimada usando os registros de outros observatórios, e posição heliográfica da região ativa - θ) e das expressões dadas abaixo que relacionam os parâmetros observados com aqueles a serem estimados para a fonte (campo magnético, densidade, temperatura efetiva, número e energia totais dos elétrons energéticos emissores) podemos obter uma estimativa destes últimos na fonte emissora em microondas.

Além disso, sabemos que para uma distribuição não-térmica de elétrons emissores, o índice espectral da distribuição em energia dos elétrons emissores (δ), encontra-se relacionado àquele da emissão para a parte opticamente fina do espectro em microondas (α) pela expressão:

$$\alpha = 1,22 - 0,90 \cdot \delta \quad (3.35)$$

Selecionamos 11 explosões cujos parâmetros observados (F , α , θ e f_{pico}) e o δ estimado encontram-se dentro dos limites das expressões de Dulk (1985) e estimamos para cada explosão o campo magnético (B), na fonte emissora em microondas para a faixa de frequências de 18-23 GHz, com dependência na densidade

colunar (N.L) utilizando a expressão:

$$\frac{k_f \cdot B}{N} \simeq 1,4 \times 10^{-9} \cdot 10^{-0,22 \cdot \delta} \cdot (\text{sen } \theta)^{-0,09+0,72 \cdot \delta} \cdot \left(\frac{f}{f_H}\right)^{-1,3-0,98 \cdot \delta} \quad (3.36)$$

onde: k_f é o coeficiente de absorção na frequência f , B o campo magnético, $f_H = \frac{e \cdot B}{2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot c} = 2,8 \times 10^6 \cdot B$ e N a densidade dos elétrons emissores na fonte.

Esta expressão quando tomada para a parte opticamente fina do espectro (onde $k_f \cdot L \leq 1$) produz uma relação entre B e N.L dada pela expressão:

$$B \simeq [0,34 \cdot 10^{0,22 \cdot \delta} \cdot (2,8 \cdot 10^6)^{0,98 \cdot \delta} \cdot (\text{sen } \theta)^{-0,09+0,72 \cdot \delta} \cdot f^{-1,3-0,98 \cdot \delta} \cdot (N.L.)]^{-\frac{1}{0,3-0,98 \cdot \delta}} \quad (3.37)$$

onde: N.L é a densidade colunar de emissão cuja unidade é cm^{-2} .

Para os casos em que estimamos a frequência de pico (f_{pico}) do espectro, a partir de dados do RFV combinados àqueles de outros observatórios, para estimar o campo magnético da fonte em microondas podemos utilizar a seguinte expressão:

$$f_{\text{pico}} \sim 2,72 \times 10^3 \cdot 10^{0,27 \cdot \delta} \cdot (\text{sen } \theta)^{0,41+0,03 \cdot \delta} \cdot (N.L)^{0,32-0,03 \cdot \delta} \cdot B^{0,68+0,03 \cdot \delta} \quad (3.38)$$

Na estimativa de B para a fonte observada na faixa de frequências de 18-23 GHz, consideramos $10^{16} \leq N.L. \leq 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, dado que a supressão do efeito Razin e a absorção livre-livre influem na radiação emitida para densidades acima de $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (Klein, 1987) e um limite superior para L é cerca de 10^9 cm (Kucera, 1993).

Uma estimativa da temperatura efetiva (T_{eff}) - expressa em unidades de energia (keV) - dos elétrons emissores pode ser feita pela expressão:

$$T_{\text{eff}} \simeq 1,9 \times 10^2 \cdot 10^{-0,31 \cdot \delta} \cdot (\text{sen } \theta)^{-0,36-0,06 \cdot \delta} \cdot \left(\frac{f}{f_H}\right)^{0,5+0,085 \cdot \delta} \quad (\text{keV}) \quad (3.39)$$

A partir do valor estimado para B e assumindo $L \simeq 10^9$ cm podemos estimar N utilizando a Expressão (3.37)

Além disso, uma estimativa do número e energia totais dos elétrons emissores na fonte em microondas (18-23 GHz) pode ser obtida por meio das expressões fornecidas por Lim et al (1992) que assumem elétrons emissores com uma distribuição não-térmica em energia dada por:

$$n(E) = n_{E_o} \cdot \frac{\delta - 1}{E_o} \cdot \left(\frac{E}{E_o}\right)^{-\delta} \quad (3.40)$$

onde: n_{E_o} é a densidade total de elétrons com energia acima do corte de baixa energia $E_o = 10$ keV (Lim et al, 1992), δ o índice espectral da distribuição em energia dos elétrons, E a energia e $n(E)$ o número de elétrons para energias $\geq E$.

Considerando-se uma fonte de volume V, a energia total (E_T) dos elétrons emissores acima de uma dada energia E_1 é expressa por:

$$E_T = \frac{\delta - 1}{\delta - 2} \cdot n_{E_o} \cdot V \cdot \left(\frac{E_1}{E_o}\right)^{-\delta+2} \cdot E_o \quad (3.41)$$

onde assumiremos que o corte de baixa energia da população de elétrons emissores é $E_o = 10$ keV, que os elétrons emissores de explosões simples possuem uma energia acima de $E_1 \geq 25$ keV e sabemos que $n_{E_o} \cdot V = N_T (E > E_o)$.

Sabemos que o fluxo está relacionado à emissividade pela expressão:

$$F = \frac{\eta \cdot V}{d^2} \quad (3.42)$$

onde: η é a emissividade, F o fluxo medido na Terra, V o volume da fonte e d a distância ao Sol.

Logo, a expressão de Dulk (1985) para a emissividade em 22 GHz será dada por:

$$\eta_{22} \simeq 3,3 \times 10^{24} \cdot (7,86 \times 10^3)^{1,22-0,90.\delta} \cdot 10^{0,52.\delta} \cdot (\text{sen } \theta)^{-0,43+0,65.\delta} \cdot B^{-0,22+0,90.\delta} \cdot n_{E_o} \quad (3.43)$$

Multiplicando esta expressão pelo volume V , e fazendo a conversão das grandezas ao mesmo sistema de unidades (CGS), podemos isolar o termo $n_{E_o} \cdot V$ que corresponde ao número total de elétrons emissores N_T dado por:

$$N_T = n_{E_o} \cdot V = 6,8 \times 10^{30} \cdot 10^{0,52.\delta} \cdot (7,86 \times 10^3)^{-1,22+0,90.\delta} \cdot (\text{sen } \theta)^{0,43-0,65.\delta} \cdot B^{-0,22+0,90.\delta} \cdot F \quad (3.44)$$

Logo, a partir de (3.41) e (3.44) obtemos a expressão para a energia total dos elétrons emissores em microondas dada por:

$$E_T = 1,6 \times 10^{-9} \cdot (2,5)^{-\delta+2} \cdot \frac{\delta-1}{\delta-2} \cdot N_T \cdot E_o \quad (\text{erg}) \quad (3.45)$$

onde: E_o está dado em keV.

Os parâmetros observados (α , F , θ) e aqueles estimados (δ , B) são os parâmetros de entrada para as estimativas de N_T e E_T .

A seguir apresentamos a aplicação desta metodologia para a explosão solar simples observada em microondas às $\sim 13:42$ UT do dia 30/06/89 e os resultados obtidos pela extensão desta metodologia às outras 11 explosões simples.

3.5.1 ESTIMATIVAS DOS PARÂMETROS FÍSICOS PARA A FONTE EMISSORA EM MICROONDAS

Tomemos inicialmente a explosão solar observada em microondas (18-23 GHz), utilizando o RFV, com início às 13:42:08 UT, máximo às 13:42:13 UT e término às 13:42:22 UT e proveniente da RA 5569 situada nas coordenadas heliográficas N19 W24. Os perfis temporais em 18-23 GHz estão dados na Figura 3.4, a partir destes determinamos t_i e t_f e, conseqüentemente t_s e t_d .

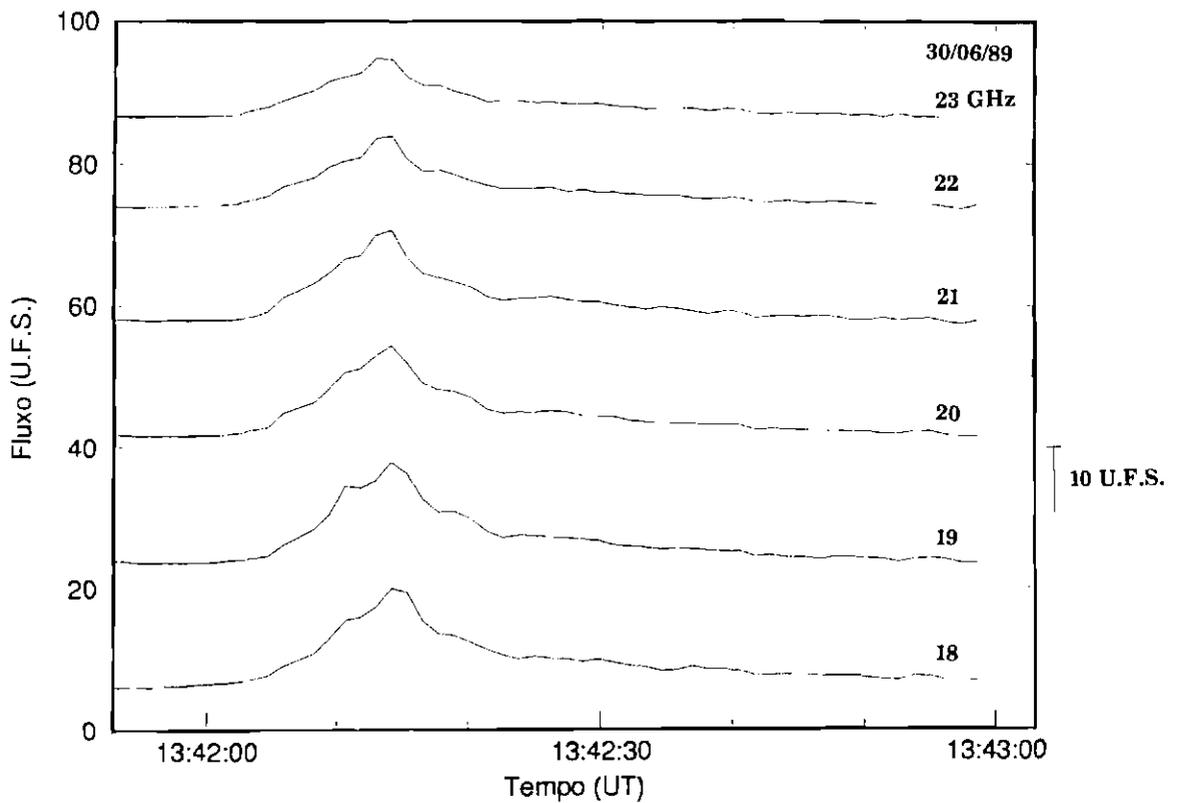


Fig. 3.4 - Perfil temporal em microondas (18-23 GHz) para a explosão solar observada às 13:42 UT em 30/06/89.

Esta explosão foi classificada como simples, de acordo com nosso critério adotado, apresentando tempos de subida e decaimento de 5 e 9 s, respectivamente e o fluxo de pico medido em 22 GHz foi de $F \simeq 9,5$ U.F.S.

O espectro para o instante de pico (13:42:13 UT) está exibido na figura 3.5 conjuntamente com o ajuste em lei de potência e o respectivo índice espectral opticamente fino (α) calculado.

A evolução temporal do índice espectral para a parte opticamente fina do espectro pode ser visualizada na figura 3.6. Desta figura obtemos $\Delta\alpha$, a amplitude de variação de α . No instante do pico $\alpha = -1,8$ e sua variação durante a explosão foi de $\Delta\alpha = -2,1$ apresentando um comportamento temporal mole-duro-mole típico.

Façamos agora uma estimativa dos parâmetros físicos e do número total e energia total dos elétrons emissores na fonte para o instante do pico de emissão.

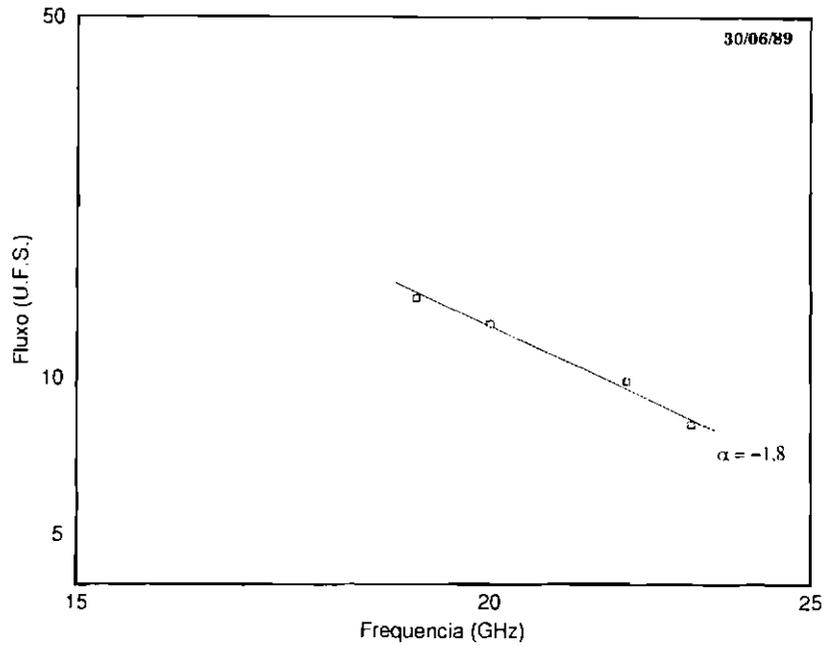


Fig. 3.5 - Espectro em microondas para a parte opticamente fina do espectro no instante de pico (13:42:13 UT) para a explosão solar de ~ 13:42 UT de 30/06/89.

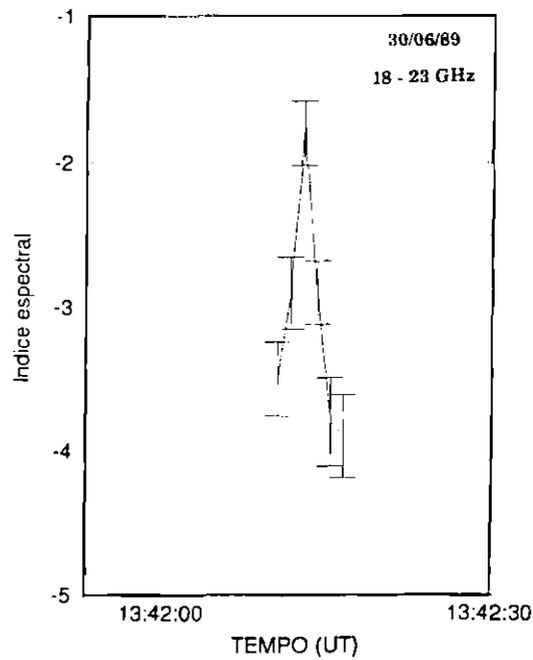


Fig. 3.6 - Evolução temporal do índice espectral em microondas (18-23 GHz) durante a fase impulsiva da explosão solar de 13:42 UT em 30/06/89.

Utilizando a expressão que relaciona o índice espectral opticamente fino com o índice espectral da distribuição em energia dos elétrons emissores: $\alpha = 1,22 - 0,90.\delta$ podemos estimar este último. Desta forma obtivemos que $\delta = 3,4$ e, dado que a variação de α foi $\Delta\alpha = -2,1$ temos que $|\Delta\delta| = 2,1$.

Tomando-se $\theta = 30^\circ$, $f = 22$ GHz e N.L dentro da faixa $10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ e utilizando a Expressão (3.37) obtemos uma estimativa de B para o instante de pico. Neste caso, $B \sim 380 - 860$ G, respectivamente para N.L = 10^{19} e 10^{17} cm^{-2} , e para $\theta = 30^\circ$ (estes valores decrescem com o aumento de θ para 50° e 70°).

Considerando-se $L \sim 10^9$ cm e os valores de N.L obtemos uma estimativa de N, para este caso $10^8 \leq N \leq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Tomando-se o valor de $B \sim 620$ G, $f = 22$ GHz, $\theta = 30^\circ$ e δ estimado podemos calcular a T_{eff} dos elétrons emissores usando (3.39)

Então, a energia média dos elétrons emissores será dada por $T_{eff} \simeq 190$ keV.

Também podemos fazer uma estimativa do número total de elétrons emissores na fonte de microondas utilizando o valor médio do campo magnético (~ 620 G) e a Expressão (3.44).

Neste caso, obtivemos que $N_T \simeq 2 \times 10^{33}$ elétrons emissores.

Por outro lado, utilizando o valor de N_T e (3.45) efetuamos uma estimativa da energia total dos elétrons energéticos emissores de $E_T \sim 2 \times 10^{25}$ erg.

Portanto, aplicando a mesma análise dos dados para as outras explosões simples que foram selecionadas obtivemos os seguintes resultados, para o conjunto de 11 explosões solares - incluindo aquela que foi tratada em detalhes acima - que estão dados na Tabela 3.2.

TABELA 3.2 - CARACTERÍSTICAS OBSERVACIONAIS DAS EXPLO-SÕES SIMPLES

Expl. N°	Data dd/mm/aa	Região ativa	Posição Heliog.	Máximo (UT)	t_s (s)	α_{18-23} (máx.)	F_{pico} (UFS) (22 GHz)	f_{pico} (GHz)
1	14/06/89	5528	N17E04	12:50:54	12	-3,2	2,4	7,5
2	14/06/89	5528	N17E04	16:55:34	8	-2,5	3,8	—
3	14/06/89	5528	N17E04	17:11:35	5	-2,1	7,8	—
4	28/06/89	5569	N18E02	16:10:12	4	-1,9	4,2	12
5	30/06/89	5569	N19W24	13:42:13	5	-1,8	9,5	—
6	30/06/89	5569	N19W24	13:55:20	3	-2,6	8,0	—
7	30/06/89	5569	N19W24	14:48:24	2	-1,8	15	—
8	30/06/89	5569	N19W24	16:43:05	3	-2,4	3,0	—
9	30/06/89	5569	N19W24	17:43:48	2	-3,2	4,0	8,0
10	03/09/90	6233	N15W57	13:41:12	1	-2,1	3,5	9,5
11	23/01/91	6462	S10E50	13:10:48	4	-2,8	4,0	—

Os resultados obtidos da estimativa dos parâmetros físicos para o conjunto de 11 explosões simples estão dados na Tabela 3.3.

Em suma obtivemos os seguintes resultados para a investigação espectral em microondas de explosões simples:

- i) O tempo de subida variou entre 1 e 12 s com um valor médio de ~ 4 s;
- ii) A frequência de pico do espectro esteve dentro da faixa 7-12 GHz;
- iii) O índice espectral para a parte opticamente fina do espectro em microondas (18-23 GHz) no instante do pico de emissão apresentou valores $-1,8 \leq \alpha \leq -3,2$;
- iv) O valor médio do fluxo de pico para as explosões simples foi ~ 6 U.F.S.;
- v) Os parâmetros físicos estimados para as fontes emissoras de explosões simples foram: $150 \leq B \leq 870$ G - com um valor médio de 570 G; energia estimada para os elétrons emissores na fonte de $100 \leq E \leq 300$ keV; e densidade dos elétrons emissores na fonte de $10^9 \leq N \leq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$;
- vi) As estimativas para o número e energia totais dos elétrons emissores na

fonte foram, respectivamente: 10^{33} - 10^{36} elétrons emissores e 10^{25} - 10^{27} erg.

TABELA 3.3 - PARÂMETROS FÍSICOS ESTIMADOS PARA AS FONTES EMISSORAS DE EXPLOSÕES SIMPLES EM MICROONDAS

Expl. N°	B (G)	\bar{T}_{eff} (KeV)	N_e (cm ⁻³)	N_T	E_T (erg)
1	240 - 760	150	$2 \cdot 10^8$ - $5 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{36}$	$2 \cdot 10^{27}$
2	630 - 780	150	2 - $5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{34}$	$7 \cdot 10^{25}$
3	430 - 780	207	$5 \cdot 10^9$ - $5 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{34}$	$7 \cdot 10^{25}$
4	150 - 810	270	10^8 - $5 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^{33}$	$4 \cdot 10^{25}$
5	380 - 860	190	$5 \cdot 10^8$ - 10^{10}	$2 \cdot 10^{33}$	$2 \cdot 10^{25}$
6	600 - 870	110	$8 \cdot 10^9$ - $4 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{34}$	$7 \cdot 10^{25}$
7	380 - 860	190	$5 \cdot 10^8$ - 10^{10}	$4 \cdot 10^{33}$	$3 \cdot 10^{25}$
8	450 - 820	140	$4 \cdot 10^9$ - $5 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{33}$	$3 \cdot 10^{25}$
9	200 - 740	120	10^8 - $5 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{35}$	$6 \cdot 10^{26}$
10	160 - 660	160	10^7 - $2 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{33}$	$2 \cdot 10^{25}$
11	510 - 830	80	$5 \cdot 10^9$ - $5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{36}$	$4 \cdot 10^{27}$

CAPÍTULO 4

EXPLOSÕES SOLARES COMPLEXAS OBSERVADAS COM ALTA RESOLUÇÃO ESPECTRAL EM MICRO- ONDAS SIMULTANEAMENTE COM RAIOS-X DUROS

4.1 INTRODUÇÃO

As investigações com alta resolução espectral de explosões solares em microondas simultaneamente com raios-X duros surgiram apenas nos anos 90. Kundu et al (1994) efetuaram comparações dos dados de 8 fulgurações solares observadas em microondas (8,8 e 15,4 GHz pelo RSTN com resolução temporal de 1,0 s), ondas milimétricas (86 GHz pelo BIMA, resolução de 0,4 s), raios-X duros (25 keV - 1 MeV pelo experimento BATSE à bordo do satélite CGRO, resolução de 1,0 s) e raios-X moles (1,5 - 25 keV pelo satélite GOES, resolução de 3,0 s). Esses autores obtiveram que, o índice espectral da distribuição em energia dos elétrons obtido através de dados milimétricos, é incompatível com aquele medido através de dados em raios-X duros, e sugeriram que os elétrons responsáveis pela emissão milimétrica - proveniente de elétrons mais energéticos - constituem uma população distinta daqueles emissores em raios-X duros.

Além do FAI operar somente até 18 GHz sua resolução temporal é pobre (10 s) limitando as investigações conjuntas com dados de raios-X duros apenas para aquelas explosões solares que apresentam uma duração mínima da ordem de 1 minuto. Portanto, investigações espectrais, com altas resoluções espectral e temporal, de explosões solares apenas em microondas e, em microondas simultaneamente com raios-X duros são raras ou inexistentes a despeito de sua importância para o conhecimento dos parâmetros físicos de fontes emissoras em microondas e dos processos de armazenamento e liberação de energia para fulgurações solares.

Particularmente, as investigações em frequências acima de 18 GHz, com altas resoluções espectral e temporal, só se tornaram possíveis a partir do desenvolvimento da instrumentação do Radiômetro de Frequência Variável - RFV - pelo autor e colaboradores (Sawant et al, 1993; Sawant e Cecatto, 1994).

Com os dados obtidos através das observações, durante a Campanha de 14 de junho - 01 de julho de 1989 (que fez parte do programa internacional de observações solares SOLMAX'21) utilizando o RFV, simultaneamente com aqueles dados registrados pelo FAI (1-18 GHz) em microondas (5 explosões) e o Hard X-ray Burst Spectrometer (52-863 keV) - à bordo do satélite SMM da NASA - em raios-X duros (9 explosões), o autor e colaboradores construíram, em caráter inédito, o espectro de 8 explosões solares selecionadas, associadas à fase impulsiva da fulguração,

com uma alta resolução ($\Delta f/f < 0,1$), jamais alcançada por qualquer outro instrumento, até 23 GHz. Os critérios de seleção consideraram:

- i) Explosões que foram completamente observadas desde o início da subida até o término do decaimento;
- ii) Explosões que apresentaram melhor correlação pico-a-pico entre os perfis temporais em microondas com aqueles associados em raios-X duros;
- iii) O nível do pico tanto em microondas quanto em raios-X duros com valor $\geq 3.\sigma$, onde σ corresponde à amplitude pico-a-pico do respectivo nível de ruído.

Com os dados coletados simultaneamente por esses dois instrumentos construímos o espectro, bem como sua evolução temporal e determinamos a frequência de pico (f_{pico}) para 4 explosões (e estimamos a f_{pico} para uma explosão) e determinamos o índice espectral (α) para a parte opticamente fina do espectro até 23 GHz de 8 explosões solares. Além disso, construímos a evolução do índice espectral destas explosões simples e complexas associadas à fase impulsiva da fulguração, para investigar o comportamento de seus espectros com o tempo. Também efetuamos uma estimativa dos parâmetros físicos bem como do número e energia totais para os elétrons emissores na fonte de microondas.

Neste capítulo, investigamos explosões simples e complexas com o RFV simultaneamente com dados de 52-863 keV em raios-X duros (HXRBS) e com dados de 1-18 GHz (FAI) e para melhorar a caracterização das fontes emissoras em microondas em termos de seus parâmetros físicos apresentamos as seguintes investigações:

i) Explosões solares observadas na faixa de frequências 1-23 GHz.

Através das observações em microondas medimos os seguintes parâmetros ($F, \theta, \alpha, f_{pico}$): o fluxo (F), o ângulo entre o campo magnético e a linha de visada (θ), o índice espectral opticamente fino (α) obtido pelo espectro e a frequência de pico do espectro (f_{pico}). Assumindo um modelo para a fonte emissora (neste caso, assumimos o modelo não-térmico) determinamos o valor do índice espectral da distribuição dos elétrons energéticos emissores (δ). Conhecendo a f_{pico} , δ e θ podemos estimar o valor do campo magnético (B) com precisão, e o conhecimento de adicional de B permite o cálculo da temperatura efetiva dos elétrons emissores (T_{eff}) que informa a respeito da energia média destes. Além do conhecimento destes parâmetros, medimos o valor do fluxo de pico (F) o que, em conjunto com os outros parâmetros, permitiu a estimativa do número total (N_T) e da energia total (E_T) dos elétrons emissores. Neste caso, os parâmetros de densidade dos elétrons emissores (N), tamanho e volume da fonte (L e V), e energias mínima e

máxima dos elétrons (E_{min} e E_{max}) devem ser assumidos;

- ii) **Explosões solares observadas na faixa 18-23 GHz em rádio simultaneamente com o HXRBS (52-863 keV) em raios-X duros.** Neste caso, obtemos além do que foi citado acima com observações em microondas, informação adicional de δ , das energias de corte inferior E_{min} e energia máxima E_{max} pelo espectro de raios-X duros (assumindo um modelo “thick target” - alvo espesso - para a fonte emissora em raios-X duros). Os dados em raios-X duros também fornecem N_T e E_T dos elétrons emissores para a fonte de raios-X duros. Com estes dados obtemos uma melhor estimativa de T_{eff} , \bar{E} , N_T e E_T para os elétrons emissores em microondas. Neste caso, devem ser assumidos B, N, L e V;
- iii) **Microondas (1-23 GHz) e em raios-X duros (52-863 keV).** Estas investigações fornecem um diagnóstico mais completo da fonte emissora em microondas pois obtemos medidas de: F, f_{pico} , θ , α , δ , E_{min} , E_{max} , \bar{E} , N_T e E_T e podemos estimar com precisão T_{eff} e B, havendo necessidade de assumir apenas N e V.

Para a primeira seção, inicialmente apresentamos as principais características observacionais destas explosões e a atividade associada em diversos comprimentos de onda do espectro. Posteriormente, para cada um dos tipos de explosão, fazemos uma descrição completa de suas características e apresentamos seus espectros, bem como a evolução temporal destes durante toda a fase impulsiva, dentro das faixas 18-23 GHz somente e acima da frequência de pico ($f > f_{pico}$) até 23 GHz - combinando dados do RFV e FAI, efetuamos uma estimativa dos parâmetros físicos e do número total e energia total dos elétrons na fonte emissora. Para isso, utilizamos a metodologia fornecida no capítulo anterior.

4.2 CARACTERÍSTICAS DAS EXPLOSÕES SOLARES OBSERVADAS COM ALTA RESOLUÇÃO ESPECTRAL EM MICROONDAS E ATIVIDADE ASSOCIADA

Para as investigações espectrais selecionamos 8 explosões solares com alta resolução espectral em 18-23 GHz observados com o RFV, 4 simultaneamente com dados do HXRBS, 5 em conjunto com dados de 1-18 GHz do FAI, uma simultaneamente com os 3 instrumentos. A Tabela 4.1 apresenta as características observacionais destas 8 explosões solares e a atividade associada em outros comprimentos de onda.

TABELA 4.1 - CARACTERISTICAS OBSERVACIONAIS DE 8 EXPLOSOES SOLARES E ATIVIDADE ASSOCIADA

N° da explosão		1	2	3	4	5	6	7	8
Data (dd/mm/aa)		21/06/89	22/06/89	14/06/89	30/06/89	18/06/89	28/06/89	30/06/89	30/06/89
Região Ativa		RA5555	RA5555	RA5528	RA5569	RA5528	RA5569	RA5569	RA5569
Posição heliográfica		N29E68	N28E49	N17E04	N19W24	N19W41	N18E02	N19W24	N19W24
Ondas (mm)	In. (UT)	14:10:03	14:44:44	16:55:14	16:43:02	18:59:47	18:14:36	17:21:04	17:37:10
	Máx.(UT)	14:10:14	14:45:16	16:55:24	16:43:05	18:59:52	18:16:00	17:21:15	17:37:14
	Dur (s)	56	48	19	13	26	≤ 250	77	55
	Tipo	Complexa	Complexa	Simplex	Simplex	Simplex	Complexa	Complexa	Complexa
	Fl. pico (UFS) em 22 GHz	35	80	7,5	3,7	35	42	11	29
	Fr.(GHz)/Fl.(UFS)	—	8,8/230	—	—	*	*	*	*
		—	9,5/153	—	—	*	*	*	*
Raios-X duros (SMM)	In. (UT)	14:09:17	14:44:36	16:55:02	16:41:03	—	—	17:20:58	17:37:03
	Máx.(UT)	14:10:15	14:44:55	16:55:28	16:42:10	—	—	17:21:14	17:37:45
	Dur. (s)	116	340	75	135	—	—	79	226
	Pico (c/s) (52-102 keV)	90	110	28	32	—	—	38	—
	Pico (c/s)	131	262	91	66	—	—	111	656
	En. máx. (keV)	144	321	102	102	—	—	144	231
Campo magn. fot.(G)		2600-3000	2600-3000	2100-2500	2100-2500	2100-2500	2100-2500	2100-2500	2100-2500
H-α	In. (UT)	—	14:44	16:53	16:25	≈19:00	≈18:08	≈17:19	≈17:37
	Máx.(UT)	—	14:45	16:56U	16:43	19:00	18:18	17:22	17:38
	Dur. (min.)	—	36	21	32	20	65	8	39
	Imp.	—	SN	SF	SF/SN	SN	1N	SF	SN
Raios-X moles (GOES)	In. (UT)	—	14:44E	—	16:23E	≈19:00E	≈18:08E	≈17:19E	—
	Máx.(UT)	—	14:45	—	16:43	19:00	18:18	17:22	—
	Dur. (min.)	—	36	—	34	20D	65D	15D	—
	Imp.	—	C8,4	—	C3,3	M1,0	M2,4	C3,9	—

Para a classificação e determinação dos parâmetros físicos destas explosões seguimos os mesmos critérios e metodologia já estabelecidos no capítulo 3.

4.3 EXPLOSÕES SOLARES OBSERVADAS EM MICROONDAS (18-23 GHz) E EM RAIOS-X DUROS (HXRBS)

EXPLOSÃO Nº 2

Tomemos inicialmente a explosão solar das ~ 14:45 UT de 22/06/89. A Figura 4.1 apresenta o perfil temporal desta explosão solar em 18 a 23 GHz. Considerando-se o nível $\geq F_{pico}/e$, esta explosão solar em microondas iniciou às 14:44:44 UT, apresentou o máximo de emissão às 14:45:16 UT e término às ~ 14:45:32 UT.

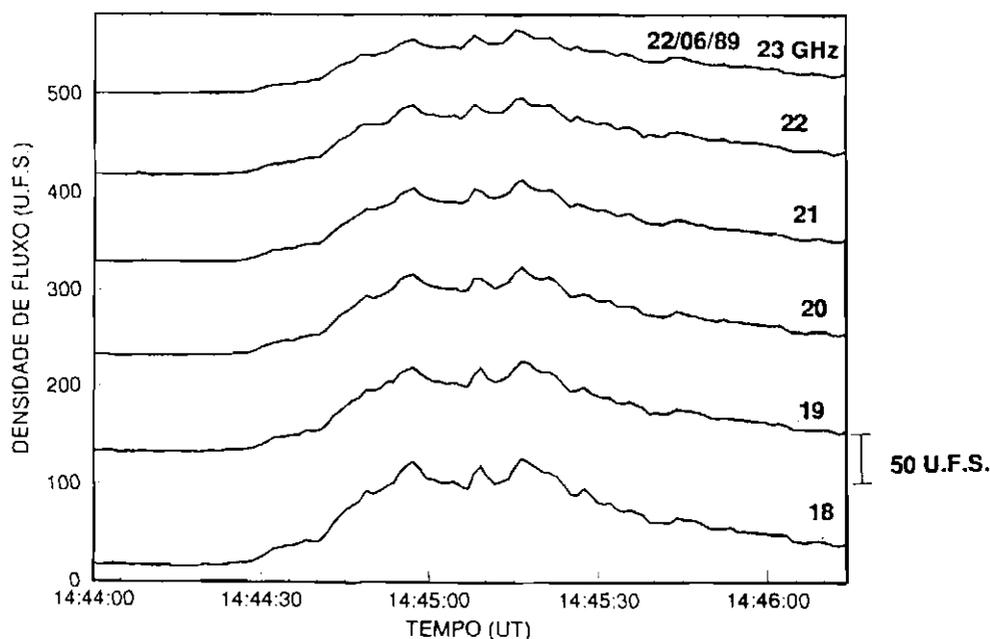


Fig. 4.1 - Perfil temporal em microondas (18-23 GHz) da explosão solar observada às 14:45 UT do dia 22/06/89.

O perfil temporal em microondas é complexo apresentando-se semelhante nas 6 frequências de observação com 3 estruturas relativamente simples em tempo, cada uma com um único pico (máximo). A primeira culminando às 14:44:57 UT, a segunda às 14:45:09 UT e a última correspondente ao máximo de emissão. Os

picos em microondas encontram-se bem correlacionados em tempo com os correspondentes em raios-X duros dentro da incerteza da resolução temporal em microondas.

Esta explosão também foi registrada por outros observatórios que apresentaram os respectivos valores do fluxo para 3 frequências (8,8; 9,5 e 15,4 GHz). Desta forma pudemos determinar que a $f_{\text{pico}} \leq 8$ GHz.

Construímos o espectro e determinamos o índice espectral opticamente fino no instante do pico, ou máximo de emissão, e construímos a evolução temporal do índice espectral opticamente fino, com resolução temporal de 1,2 s, obtido pelo RFV, durante a fase impulsiva desta explosão, que pode ser visualizada na Figura 4.2.

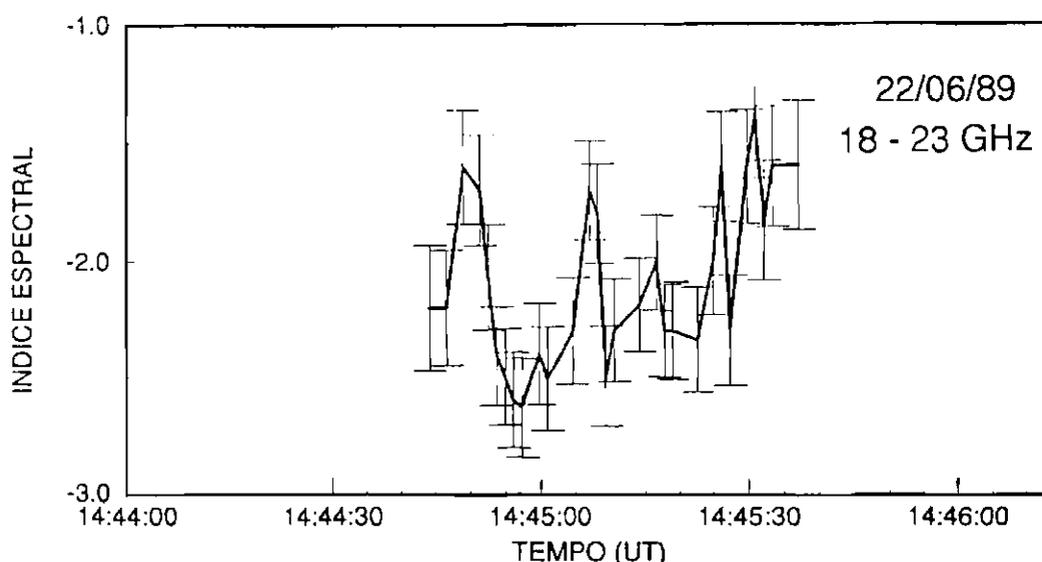


Fig. 4.2 - Evolução temporal do índice espectral opticamente fino (18-23 GHz) durante a fase impulsiva da explosão solar de 14:45 UT de 22/06/89.

Através de uma comparação dos perfís temporais obtidos pelo RFV com a evolução temporal do índice espectral opticamente fino (18 - 23 GHz) verificamos que o valor de α para os máximos de fluxo variou entre -1,8 e -2,5 e para os instantes entre os máximos variou entre -2,4 e -2,7.

Esta explosão também foi observada simultaneamente em raios-X duros pelo HXRBS, à bordo do satélite SMM e também apresenta 3 estruturas no

tempo, entretanto, com tempos de máximo, respectivamente, às 14:44:56 UT, às ~ 14:45:09 UT e às ~ 14:45:18 UT, como pode ser visto na Figura 4.3.

O pico de contagem dentro da faixa (52-863 keV) atingiu 262 c/s com uma contagem total de 8661. Já a energia máxima dos raios-X duros emitidos foi de 321 keV. A melhor correlação entre os dados em 18-23 GHz e em raios-X duros foi obtido para raios-X duros dentro da **faixa 102-187 keV**.

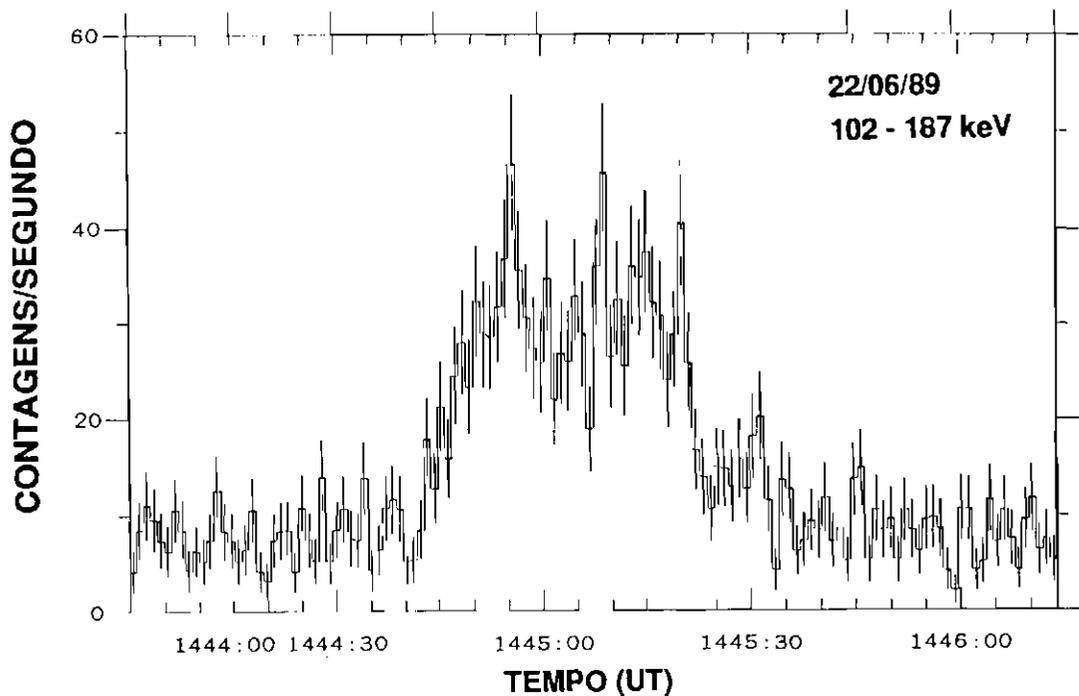


Fig. 4.3 - Perfil temporal em raios-X duros (102-187 keV) para a explosão solar das ~ 14:45 UT de 22/06/89.

Para esta explosão, o espectro em raios-X duros para o instante correspondente ao máximo em microondas está mostrado na Figura 4.4.

Em geral, para efetuar uma comparação do espectro em microondas com aquele obtido através das observações em raios-X duros devemos construir o espectro da distribuição em energia dos elétrons emissores, a partir deste último, considerando um modelo de fonte emissora em raios-X duros. Neste caso, conside-

ramos o modelo de alvo espesso (conhecido por "thick-target") e obtivemos o espectro da distribuição de elétrons emissores bem como sua evolução temporal.

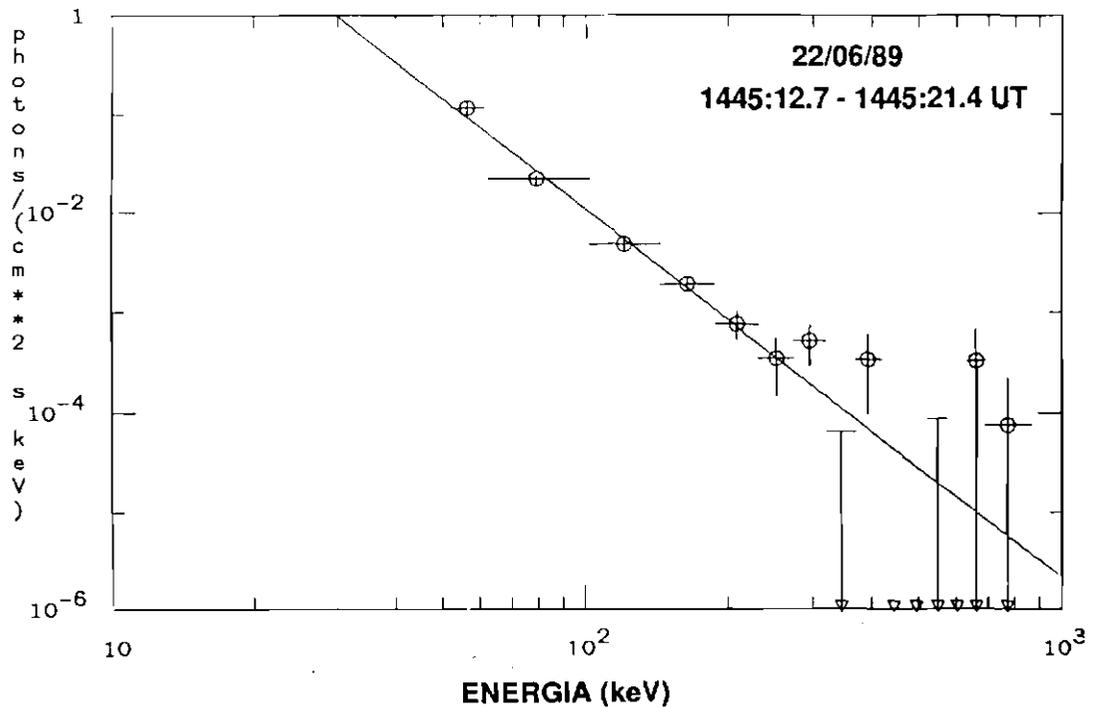


Fig. 4.4 - Espectro em raios-X duros para o instante do pico de emissão em microondas (14:45:16 UT) para a explosão solar de 22/06/89.

Na figura 4.5 mostramos a evolução temporal índice espectral (γ) para a emissão em raios-X duros, obtida a partir dos espectros da emissão em raios-X duros pelo HXRBS, com resolução temporal semelhante àquela do RFV ($\sim 1,0$ s), para uma comparação com o resultado obtido pelo RFV. Pelas figuras 4.1 e 4.4, podemos visualizar que o índice espectral em microondas endurece (α maior) nos instantes correspondentes aos picos da segunda e última estruturas observadas nos perfis temporais de 18 a 23 GHz apresentando-se relativamente mole (α menor) nos outros instantes.

O campo magnético da RA 5555, para o dia 22/06/89, fornecido pelo SGD, era do tipo bipolar (com manchas de polaridade oposta dentro de 2° entre uma e outra) e o valor máximo, e balanceado entre o campo de todas as manchas, a nível fotosférico era de 2600-3000 G. A área da região ativa era de $810 \cdot 10^{-6}$ do hemisfério solar ($\sim 10^{19} \text{ cm}^2$).

Façamos agora uma análise do comportamento espectral desta explosão e uma estimativa para os parâmetros físicos de sua fonte emissora.

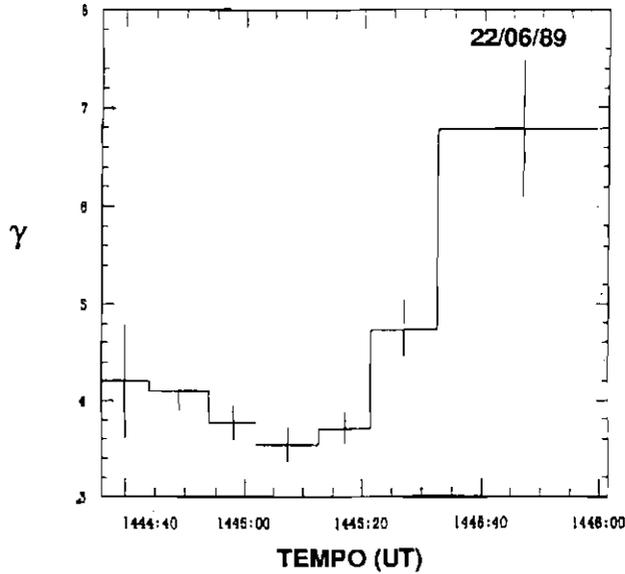


Fig. 4.5 - Evolução temporal do índice espectral (γ) da emissão em raios-X duros para a explosão solar de 22/06/89.

Consideremos o instante do máximo ou pico de emissão (14:44:45 UT) em microondas. Para esse instante, o valor do índice espectral opticamente fino (18-23 GHz) foi de $\alpha = -2,0 \pm 0,2$, o que utilizando a expressão $\alpha = 1,22 - 0,90.\delta$ indica um $\delta = 3,6$. Durante a explosão, α variou de 1,2 unidades correspondendo a uma variação de 1,2 unidades em δ .

Tomando $\theta \simeq 60^\circ$, $f = 22$ GHz, N.L dentro da faixa $10^{16} - 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ e considerando que $f_{\text{pico}} \leq 8$ GHz, podemos obter uma estimativa do valor máximo para o campo magnético na fonte emissora em microondas pela Expressão (3.38) onde, neste caso assumimos $f_{\text{pico}} = 8$ GHz. Desta forma obtemos, para N.L dentro da faixa $10^{16} - 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, $B \sim 149-515$ G na fonte emissora em microondas para o instante do pico de emissão.

Tomando-se o valor máximo de $B = 515$ G, $f = 22$ GHz, δ e θ estimados podemos estimar a T_{eff} , ou, neste caso, energia mínima dos elétrons emissores usando a Equação (3.39).

Com os valores substituídos na expressão obtemos $T_{\text{eff}} = 195$ keV.

Considerando-se $L \sim 10^9$ cm e os valores para N.L obtemos uma

estimativa de N_e , para este caso $10^7 \leq N_e \leq 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

Tomando-se o mesmo valor para o campo magnético, o valor de δ e do fluxo de pico em 22 GHz ($F \sim 80 \text{ U.F.S.}$) podemos estimar o número total de elétrons emissores pela Expressão (3.44).

Neste caso, obtemos um $N_T \sim 3 \times 10^{34}$ elétrons emissores.

Uma estimativa da energia total dos elétrons emissores em microondas, com $E > 25 \text{ keV}$ (considerando-se um corte de baixa energia em 10 keV), é obtida usando-se o valor de N_T estimado e δ através da Expressão (3.45).

Tomando-se os valores estimados para δ e N_T obtemos $E_T = 2 \times 10^{26}$ erg.

Os resultados obtidos da análise para o conjunto de 4 explosões solares observadas com alta resolução espectral em microondas simultaneamente com raios-X duros, exibidos nas Tabelas 4.2 e 4.3 dadas à frente, foram os seguintes:

- 1) O índice espectral opticamente fino - α (para a banda 18-23 GHz) - medido para o instante de pico esteve dentro da faixa $-2,5 \leq \alpha \leq -1,0$ e apresentou variação média, em valor absoluto, de 0,8 unidades. Estes valores sugerem um índice espectral para a distribuição dos elétrons emissores, para o instante do pico, de $2,5 \leq \delta \leq 4,1$ e uma variação de 0,8 unidades;
- 2) O comportamento temporal do índice espectral antes-durante-após os picos para todas as explosões foi mole-duro-mole;
- 3) Os parâmetros físicos estimados para a fonte emissora foram: $B = 150\text{-}795 \text{ G}$, $10^8 \leq N_e \leq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_{eff} \simeq 100\text{-}250 \text{ keV}$;
- 4) O número e a energia totais estimados para os elétrons emissores na fonte foram, respectivamente: $N_T = 10^{32}\text{-}10^{34}$ elétrons e $E_T = 10^{24}\text{-}10^{26}$ erg;
- 5) Por sua vez, o índice espectral em raios-X duros - medido para o instante de pico esteve dentro da faixa $3,8 \leq \gamma \leq 7,2$. Isto sugere um índice espectral para a distribuição dos elétrons energéticos emissores de $4,8 \geq \delta \geq 8,2$, respectivamente. Além disso, o comportamento temporal de δ para a maior parte dos picos das explosões foi mole-duro-mole;
- 6) A emissão em raios-X duros apresentou uma energia máxima para os elétrons emissores dentro da faixa $100\text{-}320 \text{ keV}$. E a energia total e número total de elétrons emissores obtidos a partir dos dados em raios-X duros variaram,

respectivamente, dentro das faixas: $N_T = 10^{36}-10^{37}$ elétrons e $E_T = 10^{28}-10^{30}$ erg.

4.4 INVESTIGAÇÕES DE EXPLOSÕES SOLARES NA FAIXA DE FREQUÊNCIAS (1-23 GHz)

EXPLOSÃO Nº 7

Consideremos a explosão solar ocorrida às $\sim 17:20$ UT do dia 30/06/89 na região ativa RA 5569 e observada pelo RFV e simultaneamente pelo FAI na faixa de frequências 1-23 GHz. A figura 4.6 mostra o perfil temporal desta explosão solar para as 6 frequências de 18 a 23 GHz com resolução temporal de 1,2 s.

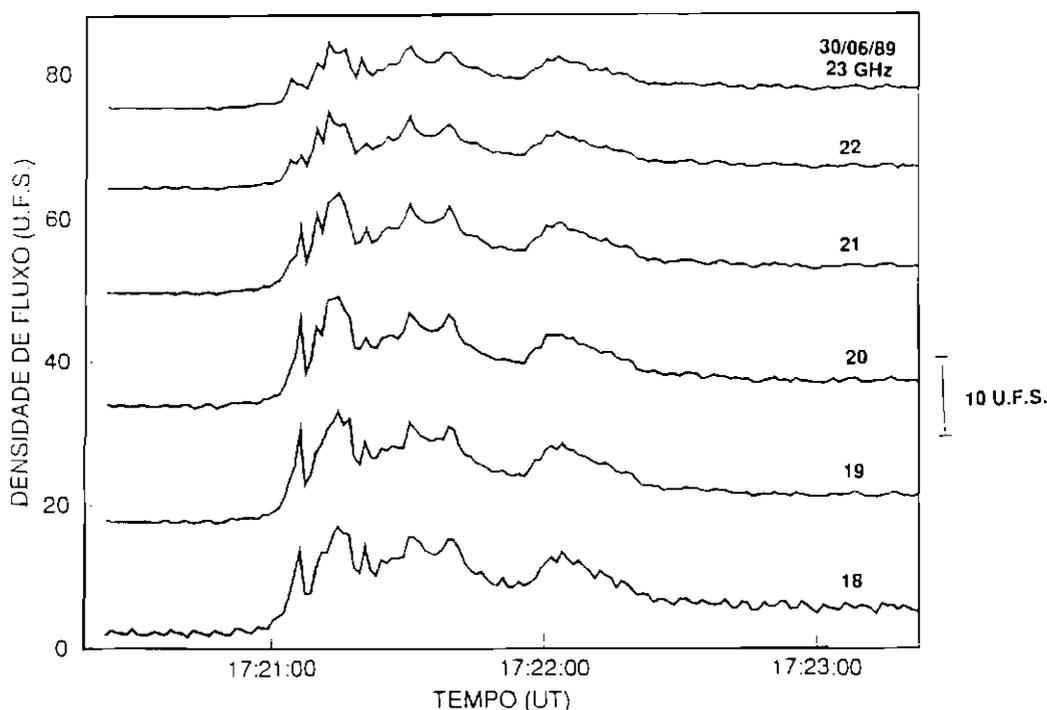


Fig. 4.6 - Perfil temporal em microondas (18-23 GHz) para a explosão solar das $\sim 17:20$ UT de 30/06/89.

O início desta explosão em microondas ocorre aproximadamente às 17:20:50 UT com o máximo da emissão culminando às $\sim 17:21:15$ UT. A duração total desta explosão é ≤ 2 min e o perfil temporal complexo apresenta 4 estruturas bem definidas em todas as frequências. A primeira estrutura, que apresenta um caráter impulsivo e relativamente curta duração (≤ 10 s), corresponde ao máximo

de emissão apresentando um fluxo de pico de ~ 11 U.F.S. em 22 GHz, a segunda e terceira estruturas também impulsivas e de curta duração (~ 5 s) foram observadas culminando, respectivamente, às $\sim 17:21:30$ e $17:21:38$ UT, enquanto a última estrutura com um caráter relativamente gradual e maior duração (~ 25 s) apresentou um máximo às $\sim 17:22:03$ UT. Com os dados do FAI (1-18 GHz) citados acima determinamos com precisão de 0,2-0,6 GHz a frequência de pico do espectro (f_{pico}) para esta explosão e construímos sua correspondente evolução com o tempo durante toda a fase impulsiva. Para esta explosão, verificamos que a f_{pico} manteve-se constante com um valor de $10,8 \pm 0,3$ GHz.

Na figura 4.7 exibimos uma média corrida (de 8 pontos ou ~ 10 s) dos perfís temporais desta explosão dentro da faixa 18-23 GHz. Esta média corrida foi tomada para podermos efetuar uma comparação com os perfís temporais do FAI que foram registrados com uma resolução temporal de 10 s.

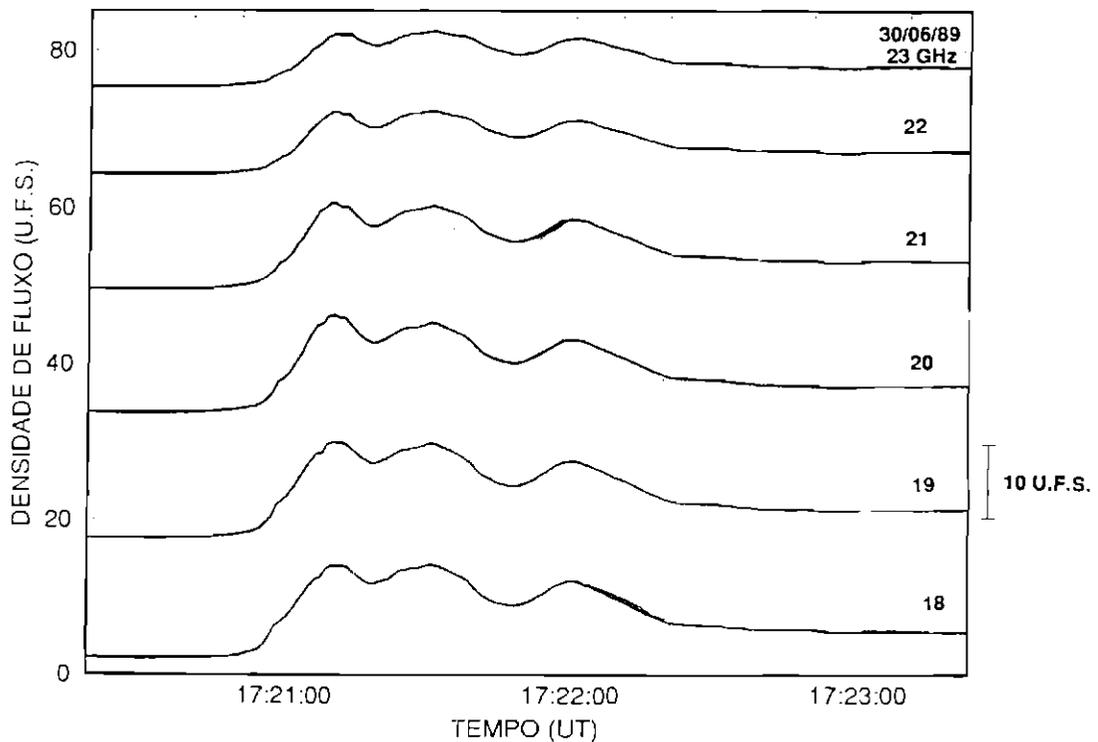


Fig. 4.7 - Média corrida dos perfís temporais (18-23 GHz) para a explosão solar das $\sim 17:20$ UT de 30/06/89.

A figura 4.8 exhibe os perfís temporais, em 10,6; 11,8; 14; 16,4 GHz, do FAI para esta explosão.

O índice espectral opticamente fino ($f > f_{pico}$) para o instante cor-

respondente ao máximo de emissão foi obtido pela combinação dos dados do RFV com aqueles do FAI tomados acima da frequência de pico. Para efetuar esta combinação, visto que tratavam-se de dados coletados com instrumentos de características distintas possuindo em comum apenas dados em 18 GHz, procedemos a uma normalização dos dados do FAI usando o valor da densidade de fluxo medida pelo RFV para a frequência de 18 GHz.

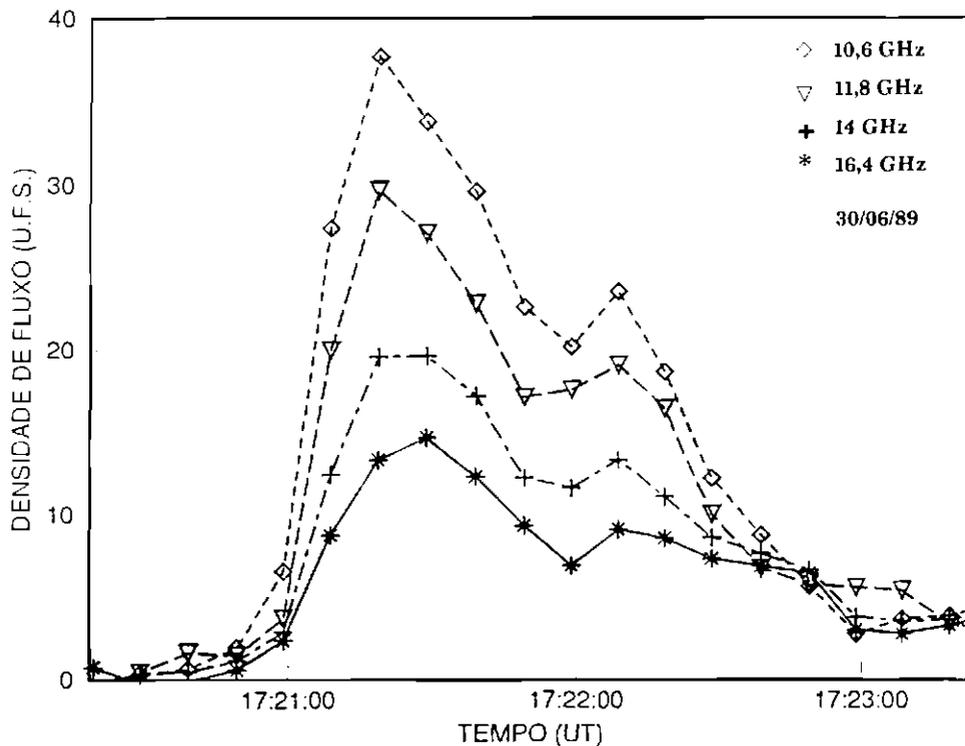


Fig. 4.8 - Perfis temporais em 10,6; 11,8; 14 e 16,4 GHz do FAI para a explosão das ~ 17:20 UT de 30/06/89.

Este procedimento foi utilizado durante toda a fase impulsiva e para todas as explosões observadas simultaneamente pelo RFV e FAI. Isto possibilitou uma determinação mais precisa para f_{pico} do espectro e a construção da evolução temporal do índice espectral opticamente fino (α) durante toda a fase impulsiva das explosões. O índice espectral opticamente fino ($\alpha_{11,8-23GHz}$), para o instante do pico de emissão (17:21:15 UT) desta explosão apresentou o valor $\alpha = -2,3$. A evolução temporal de α com resolução temporal pobre (10 s), obtida pelo RFV em conjunto com dados do FAI, durante a fase impulsiva desta explosão, pode ser visualizada na Figura 4.9. No instante de pico medimos o valor $\alpha = -2,1$ para o índice espectral opticamente fino.

Para esta explosão o valor do índice espectral α para os instantes dos máximos de emissão variou entre -2,8 e -1,5 e nos instantes entre estes variou entre -3,6 e -2,1.

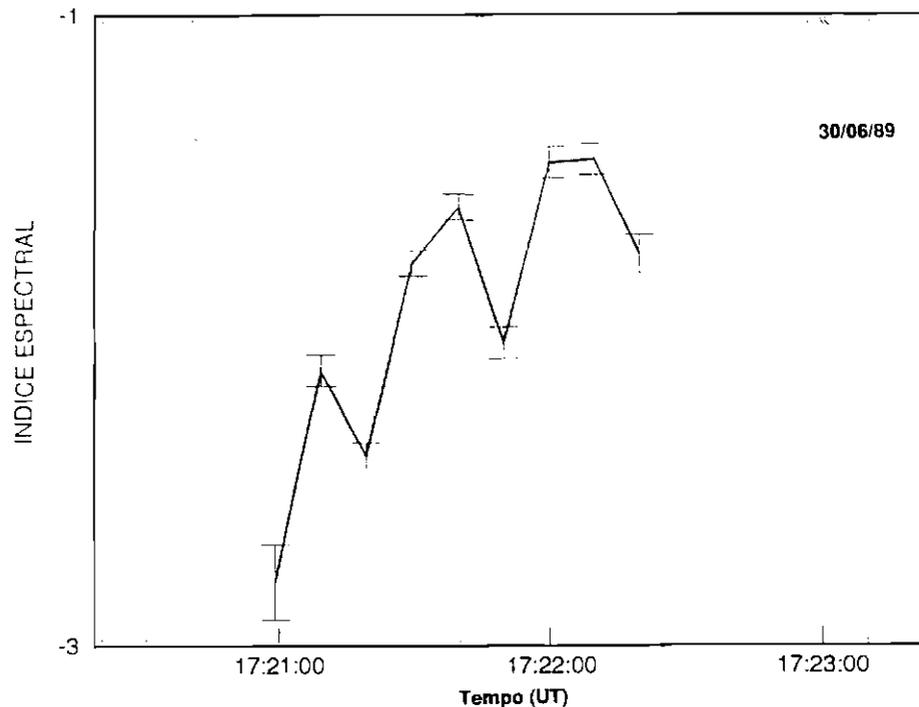


Fig. 4.9 - Evolução temporal do índice espectral opticamente fino ($\alpha_{11,8-23GHz}$) para a explosão solar das $\sim 17:20$ UT de 30/06/89.

Na figura 4.10 mostramos a evolução temporal índice espectral opticamente fino (18-23 GHz), obtido com alta resolução temporal (1,2 s) pelo RFV, para uma comparação com o resultado obtido com resolução temporal pobre e com o perfil temporal entre 18 e 23 GHz. Pelas figuras 4.6 e 4.10 podemos visualizar que numa escala de tempo mais curta o índice espectral endurece (α maior) nos instantes correspondentes aos picos das estruturas observadas nos perfís temporais de 18 a 23 GHz apresentando-se relativamente mole (α menor) nos outros instantes.

Efetuem os agora uma estimativa dos parâmetros físicos (N_e , T_{eff} e B) e do número total (N_T) e energia total (E_T) dos elétrons emissores na fonte de microondas para o instante do pico de emissão.

A partir da relação entre α e δ ($\alpha = 1,22 - 0,90.\delta$) obtemos para o instante do pico um $\delta = 3,7$. Tomando-se a variação de α ($\sim 1,3$ unidades) durante

a explosão obtemos um $|\Delta\alpha| = 1,3$.

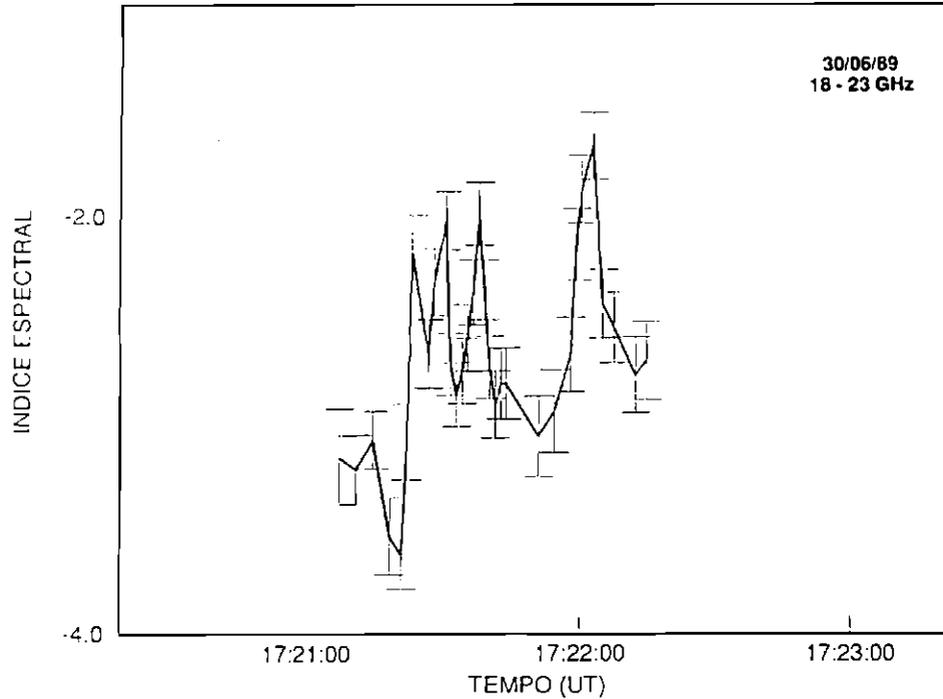


Fig. 4.10 - Evolução temporal do índice espectral opticamente fino ($\alpha_{18-23GHz}$) para a explosão solar das ~ 17:20 UT de 30/06/89.

Tomando os valores estimado para $\theta = 30^\circ$ e determinado para $f_{pico} = 10,8$ GHz, fazendo $f = 22$ GHz, considerando N.L dentro da faixa $10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ e utilizando (3.38) obtemos uma estimativa precisa para a faixa de valores do campo magnético (B) na região ativa para o instante do pico de emissão considerando a faixa assumida para N.L. Neste caso, $B \sim 170 - 580$ G ($\theta = 30^\circ$) - estes valores decrescem com o aumento de θ para 50° e 70° .

Se tomarmos o valor de $B \sim 580$ G, $f = 22$ GHz, $\theta = 30^\circ$ e δ estimado podemos calcular a T_{eff} dos elétrons emissores usando (3.39). Neste caso, $T_{eff} \sim 171$ keV.

Considerando-se $L \sim 10^9$ cm e os valores para N.L obtemos uma estimativa de N_e , para este caso $10^8 \leq N_e \leq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Uma estimativa do número total de elétrons emissores na fonte de microondas é obtida utilizando o valor médio do campo magnético (~ 375 G), o valor do fluxo de pico em 22 GHz ($F \sim 11$ U.F.S.) e a Expressão (3.44). Para este

caso, obtemos $N_T \simeq 4 \times 10^{34}$ elétrons emissores.

Também podemos estimar a energia total dos elétrons emissores na fonte de microondas utilizando (3.45). Desta forma, obtivemos o valor $E_T = 2 \times 10^{26}$ erg.

Esta mesma análise dos dados foi aplicada para as outras explosões observadas com alta resolução espectral pelo RFV somente (neste caso, $\alpha_{18-23GHz}$) e em combinação com o FAI (para este caso $\alpha_{11,8-23GHz}$) e os resultados estão dados na Tabela 4.2 a seguir. Esta Tabela engloba também os resultados das explosões investigadas em microondas (18-23 GHz) simultaneamente com raios-X duros, totalizando o resultado de 8 explosões investigadas.

TABELA 4.2 - VARIAÇÃO TEMPORAL DE α PARA AS 8 EXPLO-SÕES

Explosões Nº	Índice Espectral em microondas (18-23 GHz)			Índice Espectral em microondas (11,8-23 GHz)		
	Antes	Pico	Depois	Antes	Pico	Depois
Data/Pico(UT)						
18/06/89-18:59:52	—	-2,8	-3,9	—	-3,8	—
28/06/89-18:16:00	-3,8	-3,3	-3,7	-3,7	-3,4	-3,7
18:17:30	-3,7	-3,0	—	-3,7	-3,0	-3,2
30/06/89-17:21:15	-2,8	-2,3	-2,4	-2,8	-2,1	-2,4
	-2,4	-1,8	—	-2,4	-1,8	—
	—	-1,6	-2,0	-1,8	-1,6	-2,1
	-2,0	-1,5	—	-2,1	-1,5	-1,8
30/06/89-17:37:44	-3,3	-1,5	-2,4	-3,3	-1,6	-3,7
14/06/89-16:55:24	-2,9	-1,6	-2,8	*	*	*
21/06/89-14:10:14	-2,4	-1,0	-2,1	*	*	*
22/06/89-14:44:57	-2,7	-2,5	-2,6	*	*	*
14:45:08	-2,6	-1,8	-2,6	*	*	*
14:45:16	-2,6	-2,0	-2,4	*	*	*
30/06/89-16:43:05	-3,9	-2,3	-2,6	*	*	*
Variação	-2,0 -3,9	-1,0 -3,3	-2,0 -3,9	-1,8 -3,7	-1,5 -3,8	-1,8 -3,7

*Explosões observadas pelo RFV (18-23 GHz) e pelo HXRBS (52-863 keV)

Os resultados obtidos para as 3 explosões investigadas foram:

- 1) A frequência de pico manteve-se constante durante cada explosão e apresentou valores dentro da faixa 7-11 GHz;
- 2) Os valores para o índice espectral opticamente fino de alta resolução temporal ($\alpha_{18-23GHz}$) medidos no instante de pico variaram dentro da faixa $-3,3 \leq \alpha \leq -1,5$;
- 3) O comportamento temporal do índice espectral para explosões complexas antes-durante-após os picos foi mole-duro-mole;
- 4) Uma estimativa dos parâmetros físicos para a fonte emissora em microondas forneceu os valores: $B \sim 170-820$ G; $10^8 \leq N_e \leq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_{eff} \sim 110-190$ keV;
- 5) O número e a energia totais estimados para os elétrons emissores na fontes foram, respectivamente: $N_T = 10^{33} - 10^{37}$ e $E_T = 10^{25} - 10^{28}$ erg.

4.5 INVESTIGAÇÕES EM MICROONDAS (1-23 GHz) SIMULTÂNEAS COM RAIOS-X DUROS (HXRBS)

EXPLOSÃO Nº 8

Utilizando o RFV, observamos uma explosão solar em microondas com alta resolução espectral em conjunto com o FAI (1-18 GHz) e simultaneamente em raios-X duros com o HXRBS (52-863 keV). Foi observada em microondas (18-23 GHz) apresentando início às 17:37:10 UT, máximo às $\sim 17:37:44$ UT e término às $\sim 17:38:08$ UT. A Figura 4.11 exhibe os perfis temporais para as 6 frequências dentro da faixa 18-23 GHz observados pelo RFV com resolução temporal de 1,2 s. O perfil temporal e sua classificação são complexos com basicamente 2 estruturas em tempo, a primeira apresentando um único máximo com um perfil relativamente simples, enquanto a segunda é complexa, ligeiramente distinta entre as 6 frequências de observação, com 3-4 picos não muito bem definidos e correspondente ao pico de emissão. O fluxo de pico medido em 22 GHz foi de ~ 19 U.F.S.

Com os dados do RFV construímos o espectro opticamente fino para esta explosão solar, com relativamente alta resolução temporal (1,2 s), entre 18 e 23 GHz, e sua evolução temporal durante toda a fase impulsiva. A evolução temporal deste índice espectral opticamente fino, com resolução temporal de 1,2 s, pode ser vista na Figura 4.12.

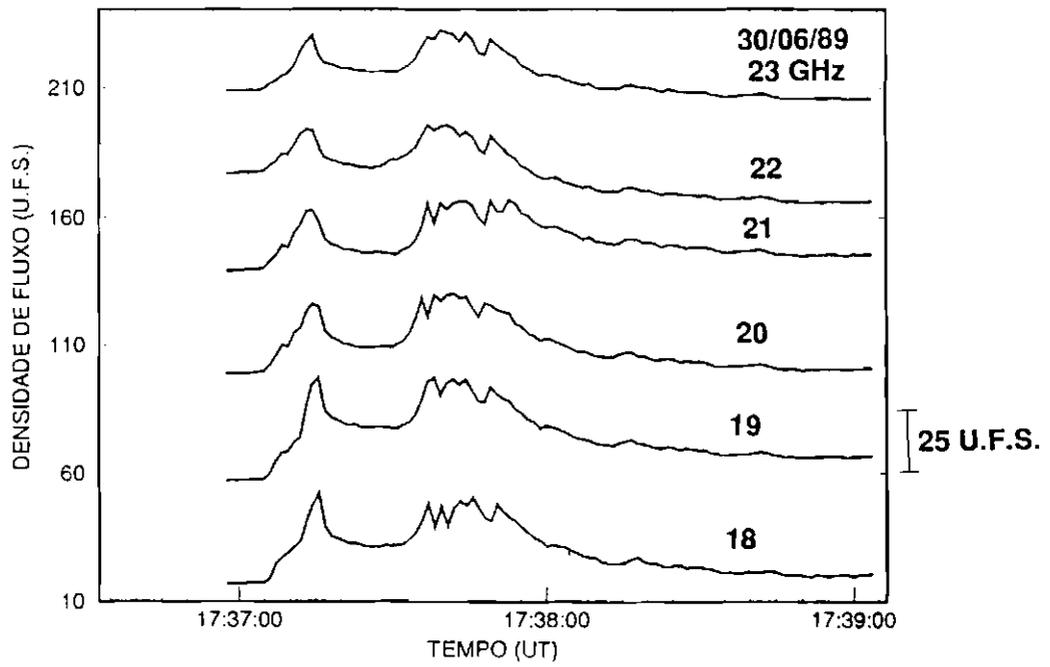


Fig. 4.11 - Perfil temporal em microondas (18-23 GHz) para a explosão solar das ~ 17:37 UT de 30/06/89.

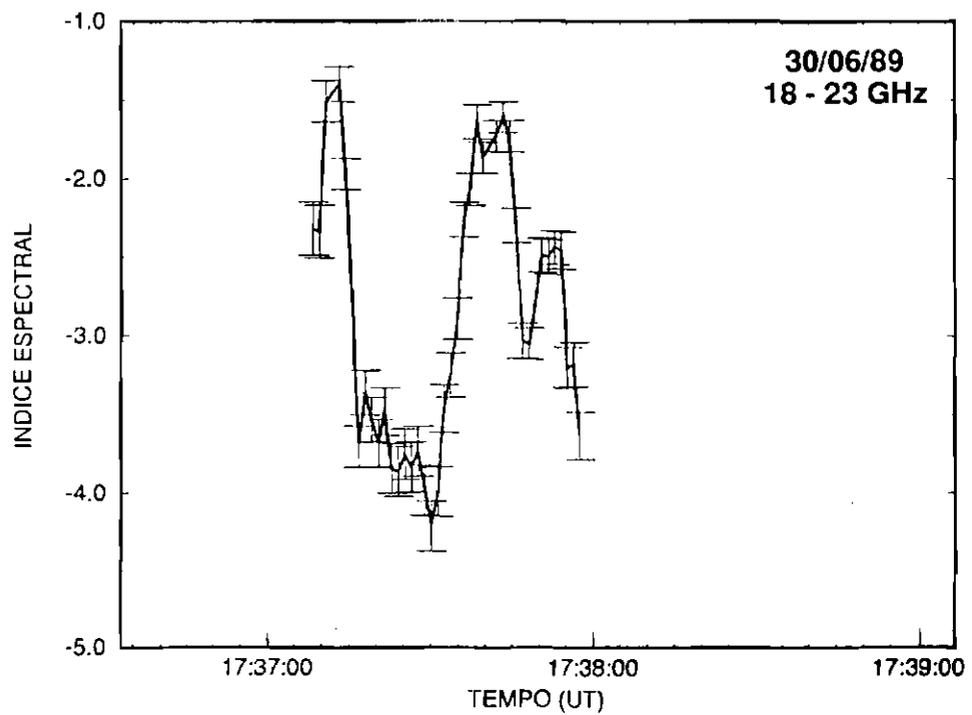


Fig. 4.12 - Evolução temporal do índice espectral opticamente fino (18-23 GHz) para a explosão solar das ~ 17:37 UT de 30/06/89.

Pela figura podemos ver que o espectro apresenta-se mais duro nos instantes correspondentes aos picos das estruturas observadas. O valor de α nos picos apresentou uma variação entre -1,3 e -1,7 ao passo que para o intervalo entre os máximos variou entre -3,5 e -4,0.

Em microondas esta explosão também foi observada pelo FAI dentro da faixa de frequências de 1 a 18 GHz, entretanto com uma resolução temporal de 10 s. Na figura 4.13 exibimos os perfis temporais desta explosão registrados pelo FAI para 5 frequências acima da frequência de pico até 18 GHz e também a média corrida (8 pontos ou ~ 10 s) dos perfis temporais para 5 frequências registradas pelo RFV entre 18 e 23 GHz. Por esta figura podemos ver a qualidade dos dados registrados pelo RFV com as duas estruturas registradas por este instrumento apresentando boa correlação com aquelas registradas pelo FAI.

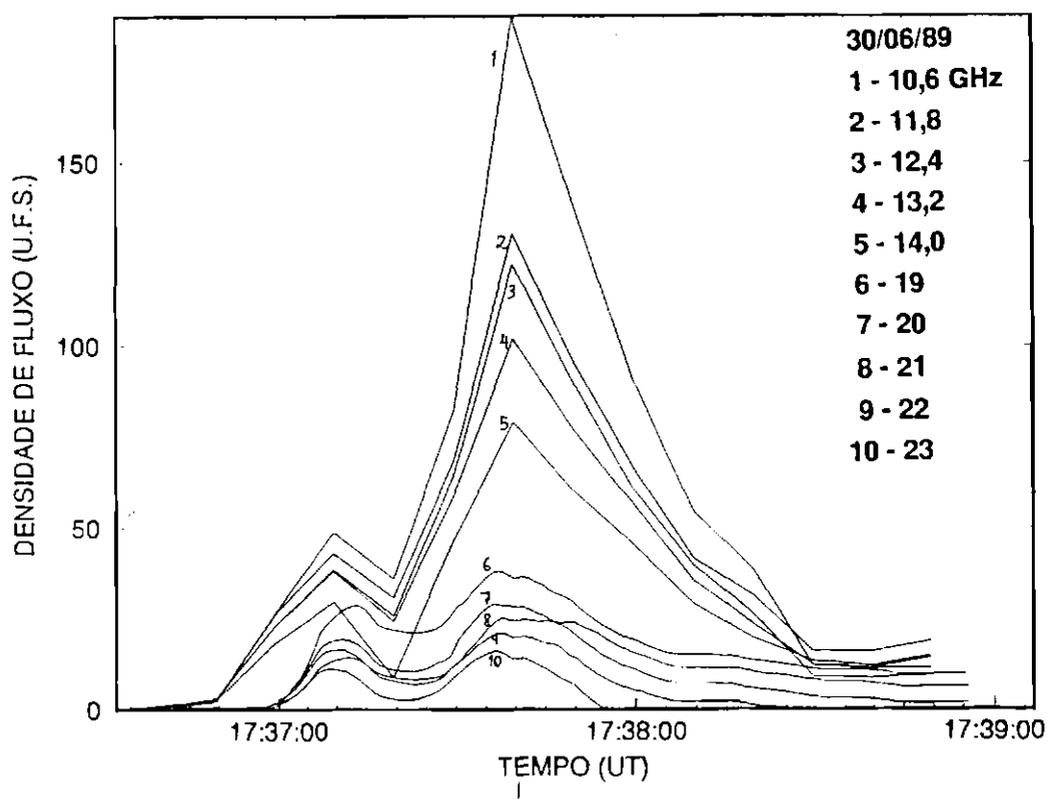


Fig. 4.13 - Perfil temporal com resolução temporal de 10 s em 10 frequências dentro da faixa 10,5 - 23 GHz para a explosão solar de 17:37 UT do dia 30/06/89.

Combinando os dados registrados por ambos os instrumentos construímos os espectros para a parte opticamente fina ($f > f_{pico}$) desta explosão solar, em caráter inédito, até 23 GHz com alta resolução espectral e sua evolução temporal (com resolução de 10 s) durante toda a fase impulsiva. Com isso, determinamos a frequência de pico e o índice espectral para a parte opticamente fina e as evoluções temporais destes. A frequência de pico manteve-se constante em 10,4 GHz durante esta explosão solar e a evolução temporal do índice espectral opticamente fino com resolução temporal de 10 s está exibida na figura 4.14.

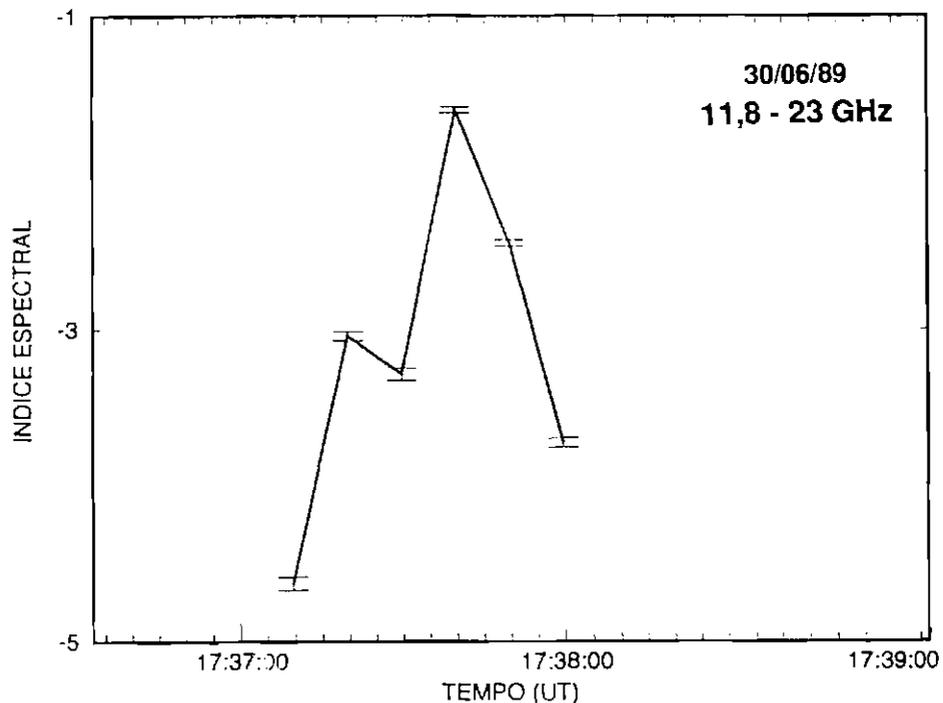


Fig. 4.14 - Evolução temporal do índice espectral opticamente fino (10,6-23 GHz) para a explosão solar das ~ 17:37 UT de 30/06/89.

A variação de α para os instantes dos picos foi entre -4,6 e -1,5 enquanto para o intervalo entre os picos apresentou uma variação entre -3,0 e -3,3. Vamos investigar o espectro e a evolução temporal deste apenas para a segunda estrutura.

Esta explosão solar foi observada simultaneamente em raios-X duros (52-863 keV) pelo HXRBS. Nesta banda do espectro, apresentou início às 17:37:03 UT, com máximo às 17:37:45 UT e término às 17:40:49 UT. O máximo de emissão apresentou uma taxa de contagem de 656 c/s, a contagem total foi de 20907 e a energia máxima medida para os raios-X duros foi de 231 keV. O perfil temporal que

apresentou melhor correlação com os dados associados em microondas foi de 61-102 keV e está mostrado na figura 4.15.

O espectro da emissão em raios-X duros para o instante do pico de emissão correspondente à segunda estrutura pode ser visto na figura 4.16. Para esse instante o índice espectral em raios-X duros apresentou um valor $\gamma = 5,6$. Se considerarmos um modelo de alvo espesso para a fonte emissora em raios-X duros, este γ sugere um índice espectral da distribuição em energia dos elétrons energéticos emissores de $\delta = 6,6$ durante o pico de emissão.

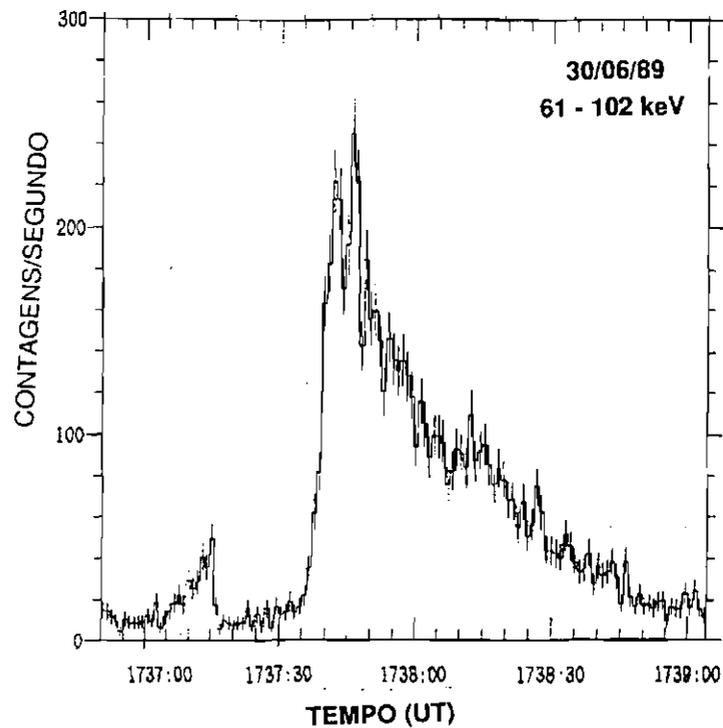


Fig. 4.15 - Perfil temporal em raios-X duros (61-102 keV) para a explosão solar das 17:37 UT de 30/06/89.

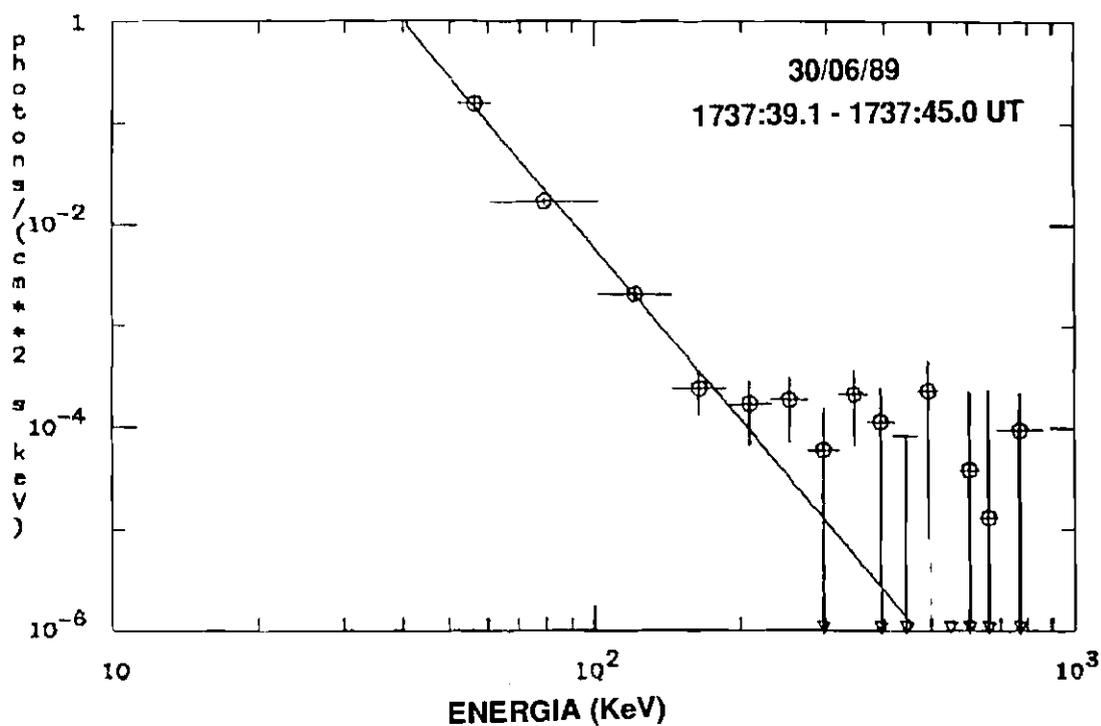


Fig. 4.16 - Espectro em raios-X duros para o instante do pico de emissão em microondas (17:37:44 UT) para a explosão de 30/06/89.

Na figura 4.17 mostramos a evolução temporal de γ obtida a partir dos dados coletados em raios-X duros. Através da figura vemos que o espectro mais duro (γ menor) é observado no instante correspondente ao pico de emissão (pico da segunda estrutura) apresentando-se mais mole antes e após este.

Para esta explosão, durante a fase impulsiva, o valor do índice espectral ($\alpha_{18-23GHz}$) variou entre -1,5 e -3,5 com δ variando de 3,0 a 5,1, respectivamente.

A frequência de pico manteve-se constante ($f_{pico} \simeq 10,4$ GHz), durante toda a fase impulsiva, para esta explosão solar sugerindo que o campo magnético tenha se mantido constante ou apresentado uma variação insignificante durante esse intervalo.

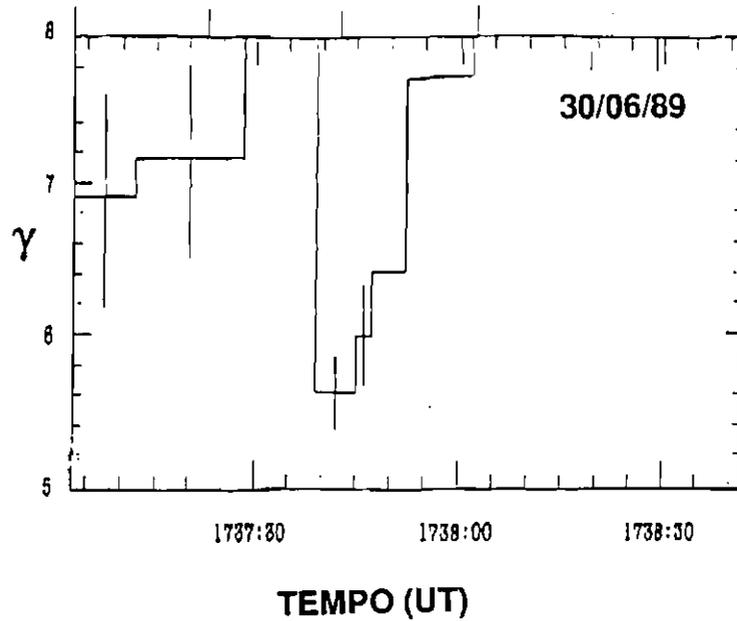


Fig. 4.17 - Evolução temporal do índice espectral em raios-X duros (γ) para a explosão solar das $\sim 17:37$ UT de 30/06/89.

Por sua vez, para o instante do pico de emissão o índice espectral em raios-X duros apresentou um valor $\gamma = 5,6$ correspondendo ao espectro mais duro registrado nesta faixa de frequências. Portanto, a evolução espectral em raios-X duros também foi mole-duro-mole, entretanto, mesmo para o instante de pico, o índice espectral da distribuição em energia dos elétrons emissores - obtido a partir do espectro em raios-X duros assumindo-se um modelo de alvo espesso - apresentou um valor $\delta = 6,6$. Este valor sugere que as populações de elétrons emissores em microondas e raios-X duros provavelmente possuem elétrons com distribuições distintas em energia, e que aquela gerando as microondas possui elétrons mais energéticos que a emissora em raios-X duros.

Tomando-se os valores medidos para a frequência de pico do espectro (f_{pico}), do índice espectral opticamente fino ($f > f_{pico}$ até 23 GHz) e da posição heliográfica da fonte de microondas, para o instante do pico, cujos valores são, respectivamente: $f_{pico} = 10,4$ GHz, $\alpha = -1,5$ ($\delta = 3,0$) e N19W24 ($\theta = 30^\circ$) podemos estimar os parâmetros físicos da fonte emissora.

Tomando-se: $10^{16} \leq N_e \leq 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ em 22 GHz e utilizando-se as equações (3.38) a (3.45) estimamos um campo magnético de 207-818 G. Assumindo $L \leq 10^9$ cm obtemos $10^7 \leq N_e \leq 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

A temperatura efetiva dos elétrons emissores pode ser estimada com os parâmetros medidos e estimados e assumindo $B \simeq 800$ G obtemos $T_{eff} \simeq 180$ keV.

Uma estimativa do número total de elétrons emissores é obtida utilizando os valores de $F_{\text{pico}} \simeq 11$ U.F.S., o valor médio de $B \simeq 515$ G, o valor de $\theta = 30^\circ$ e o valor para δ estimado. Desta forma obtemos $N_T = 1,4 \times 10^{33}$ elétrons emissores.

Por outro lado, uma estimativa da energia total dos elétrons emissores na fonte de microondas, utilizando N_T estimado, apresentou o valor de $E_T = 1,8 \times 10^{25}$ erg.

As investigações espectrais desta explosão solar em microondas e simultaneamente em raios-X duros forneceram os seguintes resultados:

- 1) a frequência de pico manteve-se constante em $10,4 \pm 0,3$ GHz durante esta explosão;
- 2) o índice espectral opticamente fino (11,8 - 23 GHz) variou entre -3,3 e -1,5 apresentando um comportamento mole-duro-mole, indicando um $\delta = 3,0$ para o instante do pico;
- 3) o índice espectral opticamente fino, dentro da faixa 18-23 GHz, também apresentou um comportamento temporal mole-duro-mole, bem evidente com resolução temporal de 1,2 s;
- 4) a estimativa dos parâmetros físicos da fonte emissora em microondas forneceram os valores: $B \sim 210-820$ G; $10^7 \leq N_e \leq 10^9 \text{ cm}^{-3}$ e $T_{\text{eff}} \simeq 180$ keV;
- 5) Os valores estimados de N_T e E_T para a fonte emissora em microondas, são respectivamente: $1,4 \times 10^{33}$ elétrons e $1,8 \times 10^{25}$ erg.
- 6) A emissão em raios-X duros apresentou um índice espectral de 6,6 para o instante do pico de emissão e um comportamento mole-duro-mole;
- 7) A emissão em raios-X duros apresentou uma energia máxima para os elétrons emissores de ~ 230 keV, e a energia total e número total de elétrons emissores fornecidos a partir dos dados em raios-X duros foram, respectivamente: $N_T = 10^{36} \cdot 10^{37}$ elétrons e $E_T = 10^{29}$ erg.

Na Tabela 4.3 podemos ver os resultados obtidos para a estimativa dos parâmetros físicos da fonte emissora para as 8 explosões que foram investigadas neste capítulo.

TABELA 4.3 - PARÂMETROS FÍSICOS ESTIMADOS PARA AS FONTES EMISSORAS DE EXPLOSÕES SOLARES EM MICROONDAS

Expl. N°	B (G)	\bar{T}_{eff} (KeV)	N_e (cm ⁻³)	N_T	E_T (erg)
1	170 - 580	170	$10^8 - 10^{10}$	$4 \cdot 10^{34}$	$2 \cdot 10^{26}$
2	240 - 680	110	$10^8 - 10^{10}$	$7 \cdot 10^{35}$	$1 \cdot 10^{27}$
3	370 - 790	110	$2 \cdot 10^8 - 10^{10}$	$4 \cdot 10^{37}$	$5 \cdot 10^{28}$
4	210 - 820	190	$10^7 - 10^9$	10^{33}	$2 \cdot 10^{25}$
5	330 - 670	250	$10^9 - 10^{10}$	$4 \cdot 10^{32}$	$3 \cdot 10^{25}$
6	170 - 690	140	$10^8 - 10^{10}$	$2 \cdot 10^{32}$	$7 \cdot 10^{24}$
7	150 - 520	≥ 200	$10^7 - 10^9$	$3 \cdot 10^{34}$	$2 \cdot 10^{26}$
8	460 - 795	85	$10^9 - 10^{10}$	$9 \cdot 10^{33}$	$3 \cdot 10^{25}$

* Explosões observadas pelo RFV (18-23 GHz) e pelo HXRBS (52-863 keV)

Através das investigações de 8 explosões solares com alta resolução espectral em microondas observadas simultaneamente em raios-X duros obtivemos os seguintes resultados:

- 1) Todas as explosões investigadas apresentam perfis temporais semelhantes em microondas dentro da faixa de freqüências de observação;
- 2) O índice espectral opticamente fino em microondas para o instante do pico de emissão variou entre -1,0 e -3,3, sugerindo um mecanismo de emissão girossíncrotron proveniente de uma população não-térmica de elétrons energéticos emissores com índice espectral dentro da faixa $2,5 \leq \delta \leq 5$;
- 3) O comportamento temporal do índice espectral opticamente fino em microondas, durante a fase impulsiva para a maioria dos picos das explosões investigadas, foi mole-duro-mole;
- 4) Para uma explosão, o índice espectral opticamente fino, determinado em microondas, no instante de pico, correspondeu ao índice espectral da distribuição em energia dos elétrons energéticos emissores, obtido através da emissão associada em raios-X duros, o que sugere que ambas as emissões sejam provenientes de populações de elétrons com uma origem comum embora de energias distintas;

- 5) Os parâmetros físicos estimados para a fonte emissora em microondas variaram dentro das seguintes faixas: $N_e = 10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$; $T_{eff} \sim 100-300 \text{ keV}$; $B = 150-820 \text{ G}$ com $\bar{B} = 480 \text{ G}$;
- 6) O número total e a energia total dos elétrons emissores estimados para a fonte de microondas são, respectivamente: $N_T = 10^{32} - 10^{37}$ e $E_T = 10^{24} - 10^{28} \text{ erg}$.

CAPÍTULO 5

EMISSÃO DE “HOT POINTS” EM MICROONDAS

5.1 “HOT POINT”

O conceito de “hot point” surgiu no final dos anos 70 e início dos anos 80, originalmente proposto por De Jager (1979) através de observações de fulgurações solares de curta duração (1-2 min) em raios-X duros. Estas observações indicaram a presença de núcleos emissores de pequenas dimensões (até 6”), quentes ($T_N = 2 \cdot 10^7$ K) e densos ($N^N = 10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) circundados por uma região difusa extensa (tamanhos de dezenas de segundo de arco) com densidade ($10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) e temperatura (10^7 K) relativamente mais baixas. De Jager propôs que estes núcleos quentes e densos sejam a região de liberação primária da energia localizada no topo das arcadas magnéticas.

Nessa época, a resolução espacial dos instrumentos atingiu um nível suficiente para identificar a presença de fontes compactas de pequenas dimensões ($\simeq 2''$) durante a fase impulsiva de fulgurações solares observadas em 15 e 22 GHz (Marsh e Hurford, 1982). Acredita-se que regiões tão quentes e densas sejam intensas emissoras em rádio (Zheleznyakov e Tikhomirov (1982).

Neste capítulo apresentamos as principais características de uma explosão peculiar observada com o RFV e caracterizamos sua peculiaridade registrada em microondas dentro da faixa (18-23 GHz). Em seguida descrevemos um processo de emissão por “hot spots”, e sugerimos uma possível explicação da estrutura fina espectral e temporal, observada para explosões solares.

5.2 ESPECTRO DE FONTE EM MICROONDAS

Considerando-se uma região ativa emissora da atmosfera solar com campo magnético. Neste caso, haverá emissão em harmônicos da girofrequência.

O espectro dentro da faixa de frequências de observação pode ser estimado pela seguinte formulação. O espectro de fluxo está dado pela expressão (Zheleznyakov, 1996):

$$\Phi = \frac{k \cdot \omega^2 \cdot T_{\text{eff}}}{8 \cdot \pi^3 \cdot c^2} \cdot \int d\Omega_f \quad (5.1)$$

onde: k é a constante de Boltzmann; ω é a frequência angular; T_{eff} é a temperatura de brilho da fonte; Ω_f é o ângulo sólido da fonte para a frequência f ; c é a velocidade da luz no vácuo.

No caso de uma fonte com distribuição de brilho uniforme a integral, na expressão acima, é substituída pela ângulo sólido da fonte (Ω_f).

A temperatura de brilho para a frequência f é dada por:

$$T_{eff} = \int_{h_{min}}^H T(h) \cdot e^{-\tau(h)} \cdot \mu(h) dh \quad (5.2)$$

onde: h_{min} é o ponto de reflexão para ondas de frequência f a partir do qual o meio se torna opaco; H é o ponto de escape da atmosfera solar $\geq 10^9$ cm - ponto a partir do qual o meio torna-se praticamente transparente e não é capaz de absorver a maior parte da radiação incidente numa determinada frequência f ; $T(h)$ o modelo de temperatura assumido (Vernazza et al, 1981 - VAL daqui em diante); $\tau(h)$ a profundidade óptica do meio dada por:

$$\tau(h) = \int_{h_{min}}^H \mu(h) dh \quad (5.3)$$

Para este caso, o coeficiente de absorção do meio é específico da emissão giromagnética, pois o campo magnético provoca emissão nos harmônicos da girofrequência e absorve a emissão em frequências fora de uma determinada banda centrada nestes harmônicos. O valor desta banda e maiores detalhes a respeito da emissão giromagnética são dados na seção a seguir.

5.3 EMISSÃO GIROMAGNÉTICA (CÍCLOTRON)

No caso em que existe um campo magnético significativo (≥ 100 - 200 G) na fonte emissora, a emissão giromagnética passa a dominar (e constitui-se no mecanismo de emissão dominante, principalmente em regiões de relativamente baixa densidade, $v = \omega_p^2/\omega^2 \ll 1$, onde ω_p é a frequência angular de plasma do meio e ω é a frequência angular de observação).

A expressão do coeficiente de absorção do meio ($\mu_{1,2}$) deve levar em consideração a influência do campo magnético.

O coeficiente de absorção giromagnético do meio é (Zheleznyakov, 1996):

$$\mu_{js} = B_{js} \cdot \frac{s^{2s}}{2^{2s} s!} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \beta_T^{2s-3} \cdot e^{-\left(\frac{\omega - s \cdot \omega_H}{\sqrt{2} \cdot \omega \cdot n_j \cdot \beta_T \cdot \cos \alpha}\right)^2} \quad (5.4)$$

$$B_{js} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \cdot [n_j^{2s-4} \cdot T_j^2 \cdot (1 + g_j)^2 \cdot \cos \theta_j] \cdot \frac{\sin^{2s-2} \alpha}{|\cos \alpha|} \quad (5.5)$$

$$T_j^2 = \frac{1}{1 + K_j^2}; \quad g_j = K_j \cdot \cos \alpha; \quad K_j = \frac{2 \cdot s \cdot \cos \alpha}{\sin^2 \alpha \pm \sqrt{\sin^4 \alpha + 4 \cdot s^2 \cdot \cos^2 \alpha}} \quad (5.6)$$

onde: c é a velocidade da luz; ω_H a girofrequência angular do meio para um campo magnético B ; $\alpha \nabla k, B$; $\theta \nabla k, v_{gr}$; $\beta_T = \frac{v_T}{c} = \sqrt{\frac{k \cdot T}{m \cdot c^2}}$ é a velocidade térmica dos elétrons emissores; s é o número do harmônico da girofrequência; ω_p é a frequência angular de plasma; ω a frequência angular; n_j o índice de refração do meio e $j = "-"$ ou $"1"$ para o modo extraordinário e $"+"$ ou $"2"$ para o ordinário.

Neste caso, o índice de refração do meio será dado por:

$$n_j^2 \simeq 1 - \frac{2 \cdot v \cdot (1 - v)}{2 \cdot (1 - v) - u \cdot \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \cdot \sin^4 \alpha + 4 \cdot u \cdot (1 - v)^2 \cdot \cos^2 \alpha}} \quad (5.7)$$

onde: $u = \omega_H^2 / \omega$ e $v = \omega_p^2 / \omega^2$.

No caso em que a região emissora possui relativamente baixa densidade (onde $v \ll 1$, $\theta_j = 0$) se as seguintes aproximações se aplicam:

$$\frac{u \cdot \sin^4 \alpha}{4 \cdot \cos^2 \alpha} \ll (1 - v)^2; \quad |1 - \sqrt{u} \cdot \cos \alpha| \gg \frac{(1 + v) \cdot u \cdot \sin^2 \alpha}{2 \cdot (1 - v)^2} \quad (5.8)$$

$$|1 - \sqrt{u} \cdot \cos \alpha| \gg \frac{(1 + v) \cdot u \cdot \sin^2 \alpha}{2 \cdot (1 - v)^2} \quad (5.9)$$

Então, estamos trabalhando no chamado limite "quase-longitudinal" e a expressão para n_j^2 pode ser substituída por:

$$n_j^2 \simeq 1 - \frac{v}{1 \pm \sqrt{u} \cdot |\cos \alpha|} \sim 1 \quad (v \ll 1) \quad (5.10)$$

Além disso, neste caso, $K_j \simeq \pm 1$.

Portanto:

$$B_{js} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \cdot \frac{(1 \pm \cos \alpha)^2}{2} \cdot \frac{\sin^{2s-2} \alpha}{|\cos \alpha|} \quad (5.11)$$

E para as camadas giromagnéticas: $s = 2; 3; 4; \dots$ de espessura L_{js} ($L_{js} \ll L_B < L$) a profundidade óptica τ_{js} da camada será dada pela expressão:

$$\tau_{js} = \int_{L_{js}} \mu_{js} dh \simeq \mu_{js} \cdot L_{js} \quad (5.12)$$

onde: $\mu_{js} \simeq \text{cte.}$ ao longo L_{js} dado que $L_{js} \ll L_B < L$, com μ_{js} dada por (6), onde $L_B = \omega_H \cdot \left| \frac{dl}{d\omega_H} \right| = \left(\frac{1}{B} \cdot \left| \frac{dB}{dl} \right| \right)^{-1}$ é a escala de altura (de variação) do campo magnético com a altura ao longo do percurso da radiação emitida.

Para $\omega \simeq s \cdot \omega_H$, usando uma aproximação linear para $\omega_H(l)$ dentro da camada podemos escrever:

$$\omega - s \cdot \omega_H(1) = \frac{\omega \cdot l}{L_B} \quad (5.13)$$

onde:

$$L_B = \omega_H \cdot \left| \frac{dl}{d\omega_H} \right| = \left(\frac{1}{B} \cdot \left| \frac{dB}{dl} \right| \right)^{-1} \quad (5.14)$$

Logo, obtemos para τ_{js} :

$$\tau_{js} = B_{js} \cdot \frac{s^{2.s}}{2^s \cdot s!} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \beta_T^{2.s-3} \cdot \int_{L_{js}} e^{-\frac{\omega^2 \cdot l^2}{2 \cdot \omega^2 \cdot n_j^2 \cdot \beta_T^2 \cdot L_B^2 \cdot \cos^2 \alpha}} dl \quad (5.15)$$

Neste caso, o fator exponencial se reduz à unidade e obtemos para τ_{js} a expressão:

$$\tau_{js} = \pi \cdot \frac{s^{2.s}}{2^{s+1} \cdot s!} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega \cdot c} \cdot \beta_T^{2.s-2} \cdot L_B \cdot (1 \pm \cos \alpha)^2 \cdot \text{sen}^{2.s-2} \alpha \quad (5.16)$$

O tamanho da camada giromagnética pode ser estimado considerando-se que a principal contribuição para τ_{js} é proveniente de uma estreita camada próxima às camadas giromagnéticas nas quais $\omega = s \cdot \omega_H$. Sabe-se que nesta camada:

$$\left(\frac{\omega - s \cdot \omega_H}{\omega \cdot \beta_T \cdot n_j \cdot \cos \alpha} \right)^2 \leq 2 \quad (5.17)$$

$$L_{js} \sim 2 \cdot l \quad (5.18)$$

onde l é a meia largura da camada giromagnética.

Portanto, se $L_{js} \ll L_B$, onde $L_B = \omega_H \cdot \left| \frac{dl}{d\omega_H} \right|$, então podemos utilizar a aproximação linear para $\omega_H(l)$ dada acima, $\omega - s \cdot \omega_H(l) = \omega \cdot l / L_B$ e:

$$(\omega \cdot l)^2 \cdot L_B^{-2} \leq 2 \cdot \omega^2 \cdot \beta_T^2 \cdot n_j^2 \cdot \cos^2 \alpha \quad (5.19)$$

$$l \leq \sqrt{2} \cdot L_B \cdot \beta_T^2 \cdot n_j \cdot |\cos \alpha| \quad (5.20)$$

Logo:

$$L_{js} \sim 2\sqrt{2} \cdot L_B \cdot \beta_T^2 \cdot n_j \cdot |\cos \alpha| \quad (5.21)$$

A figura 5.1 mostra a camada girorressonante e sua espessura para a distribuição de temperatura ao longo da fonte observada.

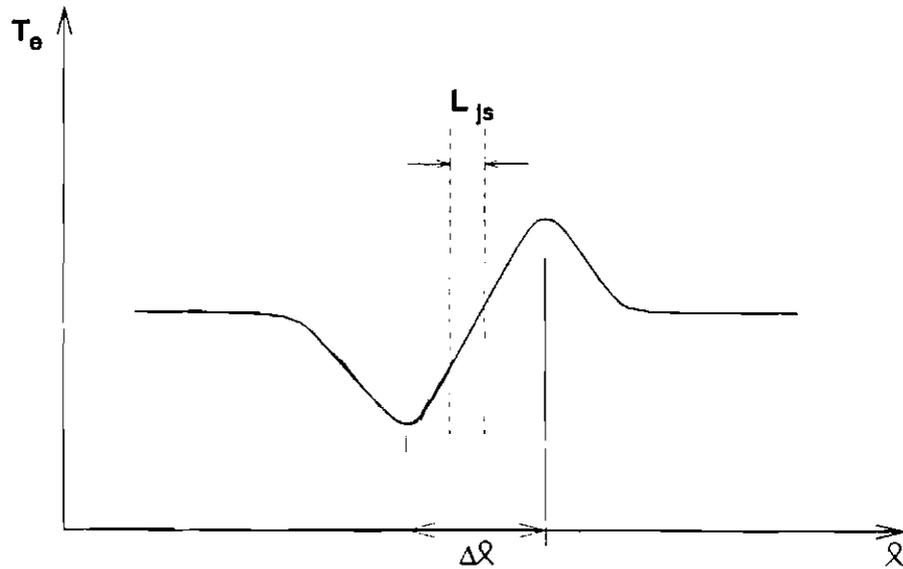


Fig. 5.1 - Distribuição de temperatura com a altura na região ativa e núcleo aquecido. Na figura Δz é o tamanho do núcleo e L_{js} a espessura da camada girorressonante.

5.4 MODELO DE FONTE EMISSORA COM “HOT POINT”

Para o mecanismo cíclotron (giromagnético ou magneto-bremsstrahlung) de emissão em rádio, a radiação é emitida pelas estreitas camadas girorressonantes $f = s \cdot f_H$. Se a camada s é opticamente espessa ($\tau(f, s) \gg 1$) podemos encontrar a temperatura de brilho fazendo a aproximação:

$$T_b(f) = T_e(h) \quad (5.22)$$

onde: $f = s.f_H = s \cdot \frac{e.B_o(h)}{2.\pi.m_e.c}$, com f_H sendo a girofrequência na camada. Esta aproximação só é válida se $L_{js} \ll \Delta l$.

Então, obtemos das duas últimas expressões que:

$$T_b\left(s \cdot \frac{e.B_o(h)}{2.\pi.m_e.c}\right) = T_e(h) \quad (5.23)$$

O valor de s deve ser escolhido dos possíveis valores de B_o e da condição $\tau(f, s) \gg 1$ para a camada superior da emissão. O modelo para $T(h)$ assumido é o modelo C de VAL dado no Apêndice D enquanto o modelo de densidade é dado por Cilliè-Menzel (para $500 \leq h \leq 10000$ km) e por Baumbach-Allen (para $h \geq 10000$ km).

Num primeiro passo vamos considerar o modelo de um núcleo aquecido no interior de uma fonte cujo campo magnético pode ser dado por uma distribuição dipolar descrita a seguir. A distribuição de temperatura no interior desta fonte pode apresentar um comportamento conveniente com a altura para originar um núcleo aquecido de acordo com o espectro observado da fonte. A Figura 5.2 exhibe a fonte de forma esquemática mostrando a camada girorressonante ($\omega = s.\omega_H$) que é a principal contribuição responsável pela emissão.

De acordo com este modelo vamos considerar que a emissão é proveniente de um núcleo aquecido ($T_N \simeq \times 10^8$ K) e de relativamente baixa densidade ($N_{N_e} \simeq 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) situado no topo de uma arcada magnética ($h \simeq 10^8 - 10^9$ cm). Os parâmetros do restante da arcada são assumidos: $T \simeq 5 \times 10^6$ K; $N_e \simeq 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ e para o meio ambiente $T \simeq 10^6$ K e $N_e \simeq 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Devido à falta de medidas diretas para a distribuição de B , N , T na região ativa vamos considerar os modelos, descritos anteriormente, para as distribuições de temperatura e densidade na atmosfera solar.

Vamos supôr que o campo magnético pode ser considerado devido a um dipolo que se localiza a uma profundidade h_b sob a fotosfera (Figura 5.3).

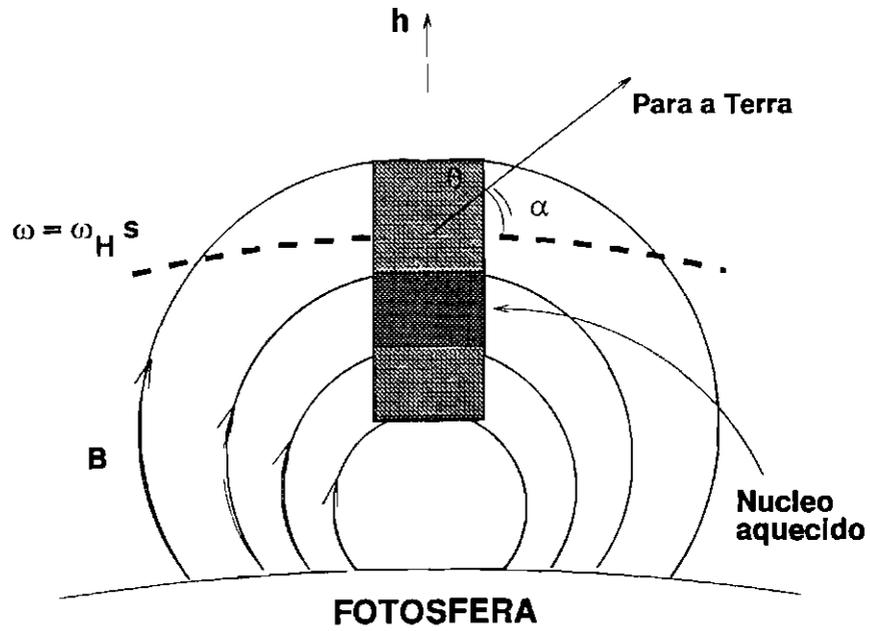


Fig. 5.2 - Modelo de fonte de giro-emissão para o topo da arcada de uma região ativa. A linha tracejada indica a camada de emissão girorressonante ($\omega_s.s$) na fonte. O "núcleo aquecido" ou "hot point" está indicado pela região escura.

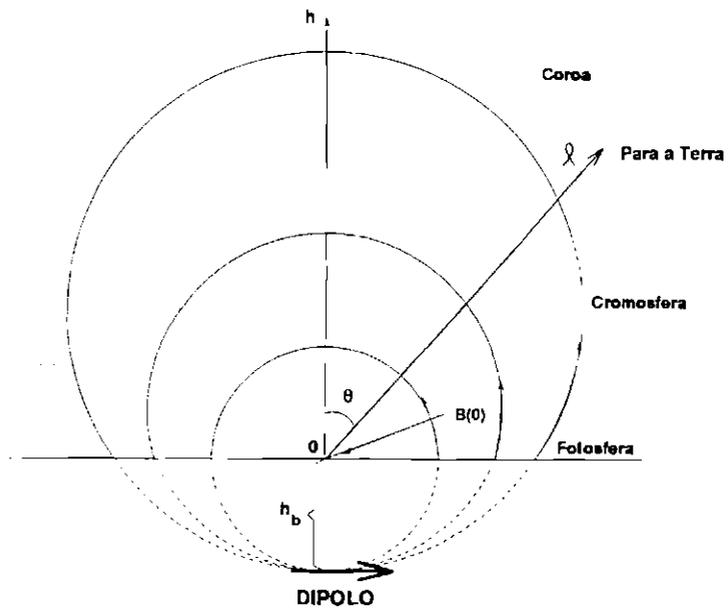


Fig. 5.3 - Geometria para a distribuição de campo magnético dipolar de região ativa solar emissora.

Este dipolo deverá produzir uma distribuição dipolar de campo magnético acima da fotosfera como exibido na figura, e que pode ser representado analiticamente pela expressão:

$$B(h) = \frac{B(0)}{\left(1 + \frac{h}{h_b}\right)^3} \quad (5.24)$$

onde h é a altura acima da superfície fotosférica; h_b a distância entre as manchas no grupo bipolar e B_0 o valor do campo magnético a nível fotosférico. Este valor de B_0 normalmente é fornecido pelo SGD; e $h_b \simeq 10^4$ km.

Por questão de simplicidade suporemos que $\theta \simeq 45^\circ$ e que a distância entre as manchas no grupo bipolar é da ordem de h_b .

Vamos efetuar um tratamento unidimensional e considerar que B , N e T são uniformes tanto no interior do núcleo quanto da arcada magnética e variam de forma abrupta na transição entre núcleo e coroa e que a seção transversal do núcleo é comparável àquela da arcada na direção da linha de visada. Então, dada a condição de equilíbrio entre o núcleo e o meio ambiente devemos ter (Zheleznyakov e Tikhomirov, 1982):

$$P_{cin_N} + P_{mag_N} = P_{cin_{amb}} + P_{mag_{amb}} \quad (5.25)$$

onde: P_{cin_N} é a pressão cinética no núcleo aquecido;

P_{mag_N} é a pressão magnética no núcleo;

$P_{cin_{amb}}$ é a pressão cinética no meio ambiente;

$P_{mag_{amb}}$ é a pressão magnética no meio.

$$\text{Como } N_N > N_{amb} \text{ e } T_N > T_{amb} \Rightarrow P_{M_{amb}} - P_{M_N} \simeq P_{cin_N}$$

N_N é a densidade de elétrons no núcleo aquecido;

N_{amb} é a densidade de elétrons no meio ambiente;

T_N é a temperatura dos elétrons no núcleo;

T_{amb} é a temperatura dos elétrons no meio.

Portanto, através da Equação (5.25) podemos encontrar o valor do campo magnético na coroa ambiente circundante à arcada magnética:

$$B_{mag_{amb}} \leq \sqrt{16 \cdot \pi \cdot k \cdot N_N \cdot T_N} \simeq 120 \text{ G} \quad (5.26)$$

De acordo com o modelo dipolar para o campo magnético (5.24) e o valor do campo fotosférico (SGD), neste caso $B_o \simeq 2300 \text{ G}$, podemos estimar a altura deste núcleo aquecido. Neste caso, tomando-se a Equação (5.24) obtemos $h \simeq 1,7 \times 10^4 \text{ km}$. Portanto, este núcleo encontra-se na baixa coroa e os valores assumidos para T_{amb} e N_{amb} são corretos.

Efetuem os agora uma estimativa da emissão giromagnética na fonte emissora. Nas condições da atmosfera solar em que estamos calculando $T \sim 10^6 \text{ K} \Rightarrow \beta_T \simeq 0,013$. Tomando-se em consideração o limite quase-longitudinal ($\alpha \leq 45^\circ$, assumiremos $\alpha = 30^\circ$) e $L_B \simeq 5 \times 10^8 \text{ cm}$ com $N \sim 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$; para $f = 20 \text{ GHz}$ obtemos as profundidades ópticas, do segundo ao quarto harmônicos da girofrequência, para os modos ordinário "-" e extraordinário "+", dadas na Tabela 5.1 abaixo.

TABELA 5.1 - PROFUNDIDADE ÓPTICA DO 2º AO 4º HARMÔNICOS PARA OS MODOS ORDINÁRIO E EXTRAORDINÁRIO DA EMISSÃO GIROMAGNÉTICA

Número do harmônico (s)	Profundidade óptica	
	Modo ordinário τ_-	Modo extraordinário τ_+
2	14	$2,8 \times 10^3$
3	$5,4 \times 10^{-3}$	1
4	$2,4 \times 10^{-6}$	$4,2 \times 10^{-4}$

No modelo de campo magnético adotado, as camadas giromagnéticas correspondentes aos harmônicos mais altos estão localizadas em alturas maiores na atmosfera solar (mais próximas ao observador). Além disso, dos valores calculados acima concluímos que a segunda camada giromagnética irradia ondas no modo ordinário enquanto a terceira camada giromagnética irradia no modo extraordinário. A emissão proveniente de camadas mais baixas é absorvida nas alturas correspondentes às camadas do 2º e 3º harmônicos, respectivamente para os modos ordinário e extraordinário. A contribuição opticamente fina devido aos harmônicos mais altos,

$s \geq 4$, para o modo extraordinário e, $s \geq 3$ para o ordinário, é desprezível. Portanto, assumimos que o espectro giromagnético é composto da emissão no 3º harmônico do modo extraordinário pois esta camada, de acordo com (5.24), encontra-se a cerca de 5×10^3 km acima do nível da fotosfera. Nesta altura, de acordo com os modelos assumidos de temperatura e densidade, devemos ter: $T \simeq 10^6$ K e $N \simeq 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, valores estes que caracterizam o meio ambiente circundante ao núcleo aquecido.

A largura de banda da emissão pode ser estimada através do alargamento Doppler dado por:

$$\Delta\omega \simeq 2.\omega.\beta_T.\cos \alpha \quad (5.27)$$

onde: $\omega = 2.\pi.20.10^9$, $\beta_T \simeq 0,01$ e $\alpha = 30^\circ$. Então obtemos $\Delta\omega \simeq 2$ GHz.

A espessura da camada giromagnética (L_{j_s}) responsável pela emissão, de acordo com a Expressão (5.21) dada anteriormente é: $L_{e3} \simeq 1,6 \times 10^7$ cm, e neste caso $L_{e3} \ll L_B$, o que significa que a aproximação de camada giromagnética emissora não conduz a um erro significativo nos cálculos e pode ser utilizada fornecendo resultados confiáveis.

5.5 ESTRUTURA FINA EM EXPLOSÕES SOLARES OBSERVADAS EM MICROONDAS

A presença de estruturas finas na emissão solar em microondas tem sido amplamente citada na literatura a partir de meados da década de 80. Isto ocorreu em virtude da melhoria na resolução quer espectral, espacial e/ou temporal dos instrumentos raramente utilizados para observações solares. Estrutura fina é definida como uma estrutura que foi registrada por um instrumento com resolução relativamente melhor do que aquela dos instrumentos disponíveis até então, e que não possuíam condições técnicas para observá-la. Uma estrutura fina pode ser de vários tipos - espectral, temporal, espacial ou combinações destas - e se manifesta, respectivamente, numa banda relativamente estreita, numa duração relativamente curta, em dimensões de pequena escala ou combinações destas últimas.

Willson (1985) efetuou, pela primeira e única vez em 1984, observações de regiões ativas com melhores resoluções espacial ($\simeq 3'' \times 4''$ de arco), espectral de 12,5 MHz e temporal de 10 s utilizando o VLA, em 10 frequências próximas e distintas dentro da faixa de 1440 a 1720 MHz. Com esse instrumento foram observados picos de temperatura de brilho entre $1,5 \times 10^6$ K e $4,0 \times 10^6$ K, sugerindo que essas fontes fossem as correspondentes em rádio de arcadas coronais vistas em raios-X

moles. Esse autor sugeriu que a estrutura fina observada na temperatura de brilho com um pico em torno de 1658 MHz e uma largura de banda de cerca de 200 MHz fosse devido à emissão de linha de ciclotron proveniente de uma estreita camada onde a temperatura excedia os valores das partes circundantes da arcada e o campo magnético era relativamente constante (125-180 G).

A grande maioria das estruturas finas espectrais observadas recentemente na emissão solar de explosões em microondas foi registrada em ondas decimétricas (Allaart et al, 1990; Klassen, 1992). Em ondas milimétricas, as estruturas finas espectrais podiam ser observadas somente até 18 GHz através do FAI (Hurford et al, 1984).

O FAI efetuou extensas observações de explosões solares entre Maio e Outubro de 1981 e, registrou a presença de estruturas espectrais com largura de banda relativamente estreita (2-3 GHz) e contínua próxima à frequência de 8 GHz. A Figura 5.4 apresenta uma seqüência de espectros obtidos pelo FAI durante a subida de uma fulguração impulsiva de classe M3,9 ocorrida no dia 07/08/81. A estrutura fina foi observada às 18:58:30 UT, acima da frequência de pico ($f_{pico} \simeq 4$ GHz), centrada em $\simeq 9$ GHz, com uma largura de banda de $\simeq 2-3$ GHz e intensidade de $\simeq 10\%$ da intensidade do pico (Hurford, 1985).

Utilizando o RFV, para o caso único da explosão solar observada às $\sim 17:46$ UT do dia 30/06/89, registramos a ocorrência de uma estrutura fina em frequência e tempo durante a subida do fluxo. A Figura 5.5 apresenta os perfís temporais desta explosão solar de 18 a 23 GHz e também em ultravioleta (do experimento Ultraviolet Spectrometer Polarimeter - UVSP - à bordo do satélite SMM). Pela Figura verificamos que a estrutura fina foi observada somente pelo RFV.

Esta explosão é proveniente da RA 5569 localizada nas coordenadas heliográficas N19 W24, e foi observada em microondas dentro da faixa 18-23 GHz com início às $\simeq 17:46:04$ UT, máximo às 17:46:10 UT, duração de ~ 12 s, e simultaneamente tanto com o FAI (OVRO, CALTECH) dentro da faixa 1-18 GHz como com dados em ultravioleta do UVSP (satélite SMM-NASA). Apresenta uma fase pré-impulsiva que inicia $\simeq 25$ s antes do início da fase impulsiva. Pelo perfil temporal em microondas podemos ver que a morfologia para esta explosão solar é relativamente simples e que os perfís temporais são semelhantes dentro da faixa de frequências 18-23 GHz.

Esta explosão solar apresenta uma estrutura fina em frequência com duração ≤ 5 s registrada durante a subida do fluxo $\simeq 5$ s antes do instante de máximo ou pico de emissão nos perfís temporais de 21 e 22 GHz. A intensidade desta estrutura fina é de cerca de 10% da intensidade do máximo de emissão e sua largura de banda aproximadamente 2-3 GHz. Essa estrutura não possui correspondente em frequências mais baixas (1-18GHz) nem em ultravioleta. No instante do máximo de

emissão em microondas (17:46:10 UT) o valor do fluxo em 22 GHz era $\simeq 87$ U.F.S.

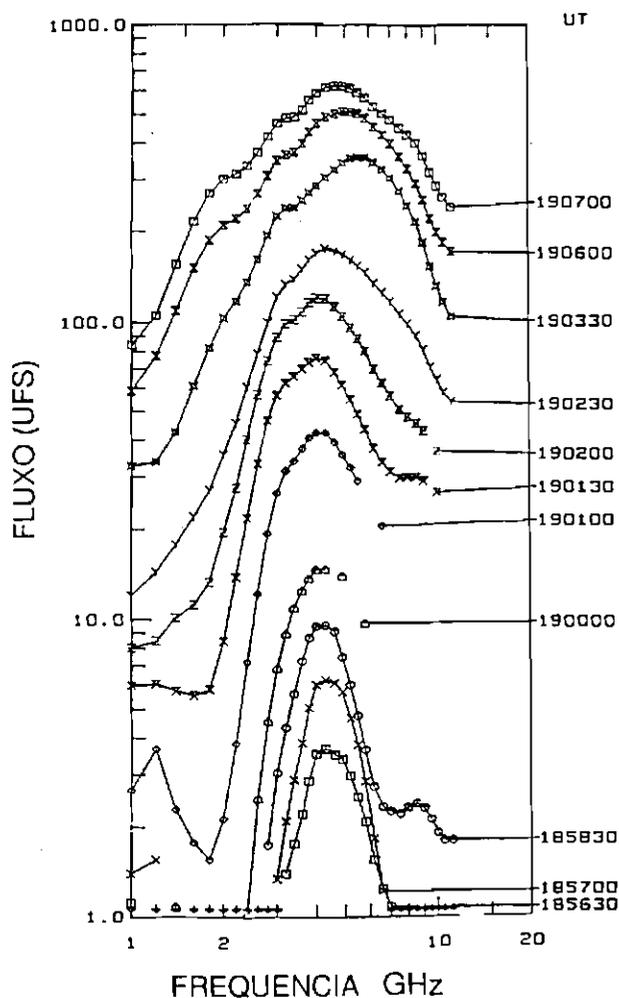


Fig. 5.4 - Sequência de espectros obtidos pelo FAI (1-18 GHz) para a explosão solar das ~ 19 UT de 07/08/81.

Esta explosão solar ocorreu na região ativa RA 5569 apresentando um campo magnético de classe B/BD, englobando 21-43 manchas. Em $H-\alpha$, esta explosão foi observada com início às 17:36 UT, máximo às 17:47 UT, duração de $\simeq 35$ min e classificada como SN/SF ocupando uma área de cerca de 80×10^{-6} Hemi. Por outro lado, em raios-X moles esta explosão foi observada iniciando às 17:36 UT, com máximo às 17:47 UT, importância SN e intensidade M2,1.

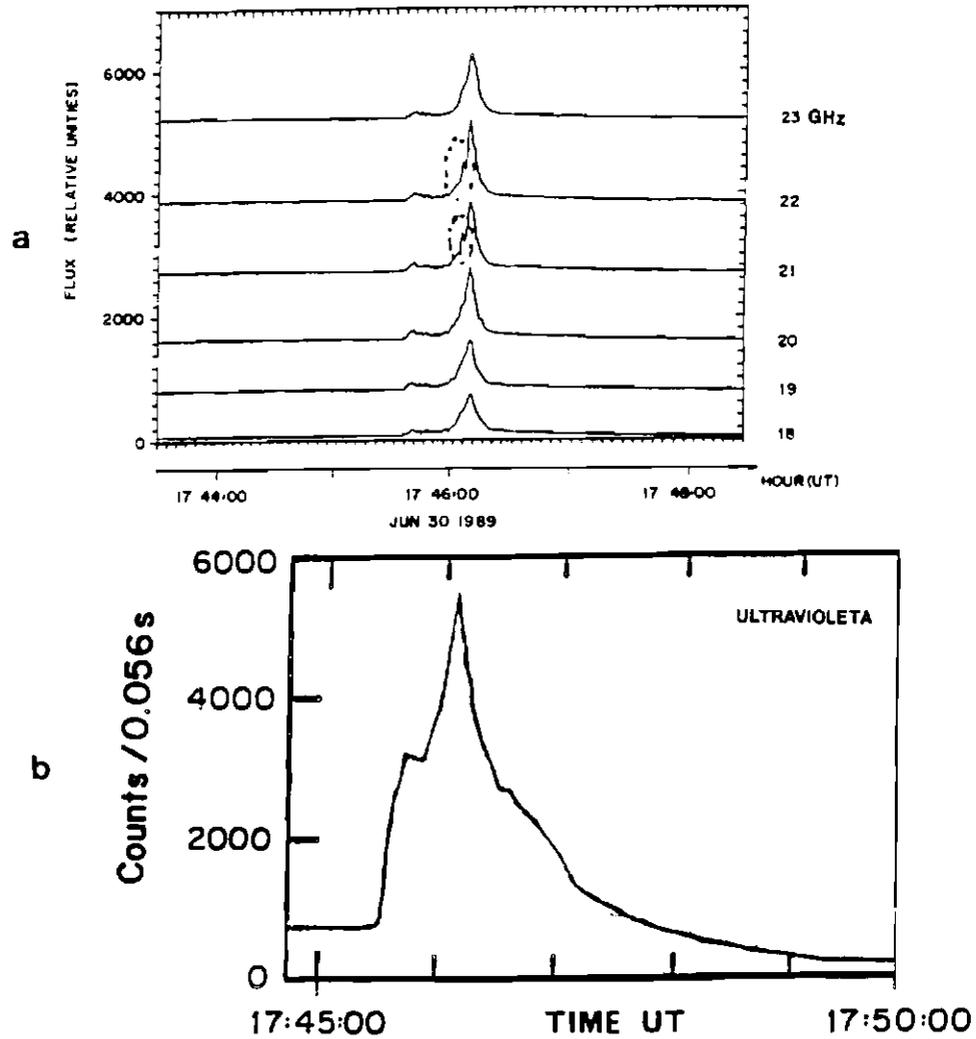


Fig. 5.5 - Perfil temporal da explosão impulsiva observada às $\simeq 17:46$ UT em 30/06/89. (a) Em microondas, durante a subida do fluxo podemos ver uma estrutura fina no espectro com o tempo para as frequências 21 e 22 GHz, que está destacada pelos círculos tracejados. (b) Em ultravioleta não observamos qualquer estrutura semelhante no mesmo instante.

5.6 POSSÍVEL INTERPRETAÇÃO DA ESTRUTURA FINA OBSERVADA

Provavelmente a região ativa era composta por mais do que uma fonte emissora sendo uma das fontes de pequenas dimensões ($\leq 1'$ de arco). O espectro observado, devido à relativamente baixa resolução espacial das observações ($4'$ de arco), neste caso é composto de uma combinação dos espectros de cada uma das fontes emissoras, onde uma delas deve estar emitindo um espectro típico e a outra responsável pela estrutura fina observada. Um diagrama esquemático de uma fonte emissora com estas características pode ser visualizado na Figura 5.6. Durante as observações a fonte de pequenas dimensões deve ter sofrido algum tipo de evolução numa curta escala de tempo o que alterou o espectro observado apresentando a estrutura fina durante um curto intervalo de tempo.

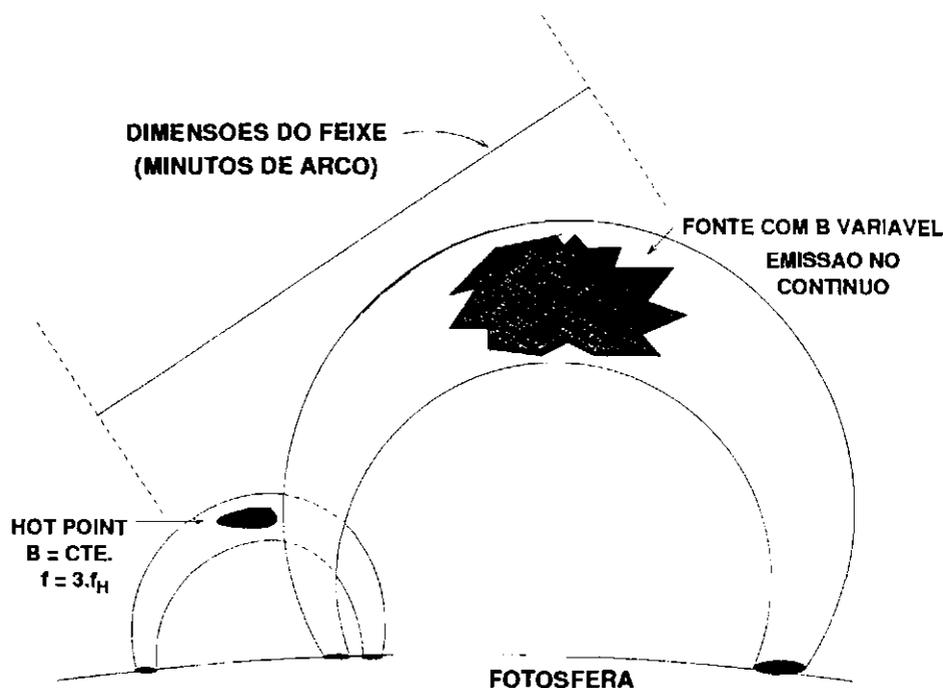


Fig. 5.6 - Possível geometria para um modelo de fonte emissora com "hot point" originando estrutura fina no espectro com o tempo para uma explosão solar em microondas.

Uma outra possibilidade é que a estrutura fina observada seja originada numa estreita camada girorressonante correspondente a baixos ($s = 2, 3$) harmônicos da girofrequência.

Neste caso, sugerimos que a estrutura fina observada nas frequências de 21 e 22 GHz possa ser devido à presença de um “núcleo aquecido” no interior da fonte emitindo no 3º harmônico da girofrequência para o modo extraordinário.

Consideremos a frequência de 21 GHz e calculemos o campo magnético na fonte necessário para gerar emissão no 3º harmônico da girofrequência. Tomando-se a expressão para a girofrequência (f_B) em termos do campo magnético (B) dada por:

$$f_B = 2,8 \times 10^6 \cdot B \quad (5.28)$$

onde: B é o campo magnético dado em Gauss (G).

$$\text{Sendo: } f = 3 \cdot f_B \rightarrow f_B = f/3 = 7 \text{ GHz.}$$

Obtemos neste caso um campo magnético $B \simeq 2500 \text{ G}$.

onde: $f = 21 \text{ GHz}$ é a frequência de observação

Entretanto, o campo magnético calculado nos Capítulos 3 e 4 foi $B \leq 800 \text{ G}$ e aquele fornecido por outros autores (Gary, 1985; Kai, 1987) está dentro da faixa 300-1000 G. Caso a estrutura fina fosse observada em 5 GHz, por exemplo, o valor do campo magnético seria $\sim 600 \text{ G}$. Portanto, este mecanismo funciona bem para o caso em que a estrutura fina é observada em baixas frequências. No caso de altas frequências, a emissão não é originada no 3º harmônico da girofrequência e sim em harmônicos bem mais altos o que não é observado normalmente.

Por outro lado, havendo desuniformidades de densidade e temperatura na linha de visada entre a fonte e o observador, o índice de refração do meio se altera e isso pode originar emissão numa estreita banda ou gerar uma estrutura fina na banda de frequências de observação que aparece sobreposta ao espectro observado para a fonte. Então, para o caso de altas frequências devem existir desuniformidades de densidade na região emissora que alterem o índice de refração do meio para permitir a saída dos altos harmônicos da girofrequência.

Saliente-se que na banda de ondas métricas-decimétricas as estruturas finas observadas de vários tipos foram interpretadas pela variação não-linear do índice de refração do meio (Pratap, 1974a, b).

CAPÍTULO 6

EVIDÊNCIA DE FRAGMENTAÇÃO TEMPORAL NA FASE IMPULSIVA DE FULGURAÇÕES SOLARES OBSERVADA EM MICROONDAS

6.1 INTRODUÇÃO

Fulgurações solares ocorrem em pontos da superfície solar chamados regiões ativas. Essas regiões estendem-se da fotosfera à coroa e diferem do restante da superfície solar, que caracteriza o chamado “Sol calmo”, devido às condições de campo magnético mais elevado, e densidade e temperatura distintas das vizinhanças. O campo magnético das regiões ativas pode ser observado tanto na configuração com linhas abertas quanto naquela onde as linhas apresentam-se fechadas, exibindo estruturas em formato de ferradura com as extremidades fixadas na fotosfera e estendendo-se à alta cromosfera e coroa solares.

Essas estruturas magnéticas conhecidas como “loops” ou arcadas em $H-\alpha$ constituem a essência das regiões ativas como tornou-se evidente a partir das observações de satélites em raios-X com alta resolução espacial. Além disso, as arcadas apresentam-se em escalas distintas desde poucos milhares de quilômetros até 1-2 raios solares acima da fotosfera e podem variar desde uma única estrutura até geometrias complexas envolvendo várias arcadas interagentes de escalas distintas. Nessas estruturas, devido à sua alta condutividade, o plasma encontra-se “congelado” e/ou confinado (Melrose, 1990).

Uma região ativa no seu estágio pré-fulguração deve apresentar as condições de possuir energia armazenada na configuração magnética, apresentar condições para sua liberação e transformar a energia liberada em aquecimento ou aceleração das partículas que deverão produzir a emissão observada.

As condições pré-fulguração se estabelecem na região ativa devido à dinâmica do plasma pré-fulguração que provoca torsões e estiramentos nos tubos de fluxo magnético, a nível da fotosfera que se propagam ao longo das arcadas, ou interações de configurações magnéticas emergentes com aquelas pré-existentes. Essa última configuração pode ser vista na Figura 6.1. Isto porque o Sol não satisfaz a condição de simetria radial, principalmente devido à sua zona convectiva. A turbulência dessa zona convectiva origina conjuntos de estruturas coerentes (lâminas de corrente, ondas de choque, etc) de todos os tamanhos.

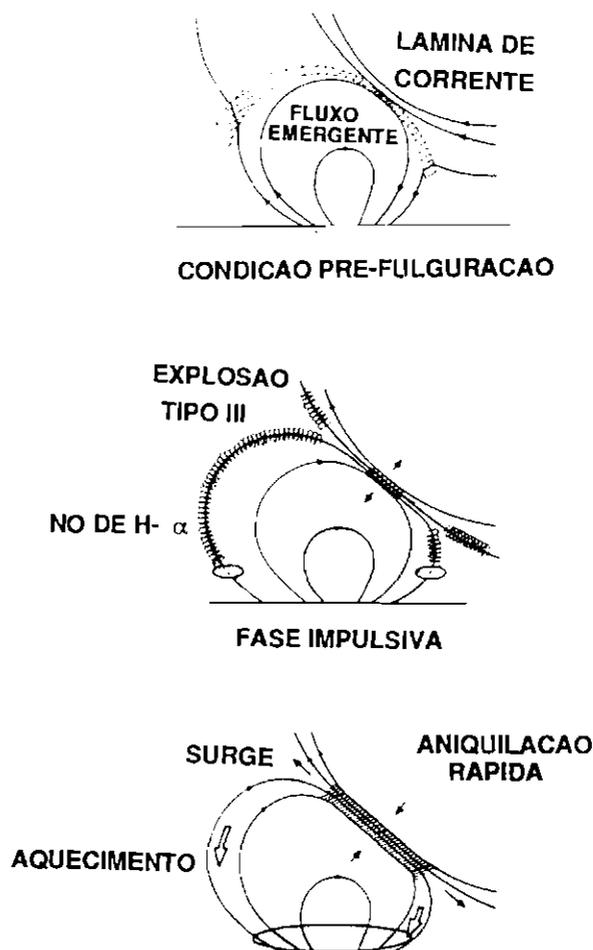


Fig. 6.1 - Configuração de região ativa solar onde podemos ver, de cima para baixo, a evolução de uma arcada de fluxo magnético emergente e que interage com uma arcada de grandes dimensões. A região de interação está indicada pelas setas. (Adaptada de Heyvaerts, 1977)

Vlahos (1994) desenvolveu um modelo de região ativa com milhares de fibras interagentes. Os movimentos convectivos da fotosfera perturbariam as fibras já existentes e novas fibras emergiriam continuamente. Uma região ativa em evolução gera continuamente lâminas de corrente. A evolução de uma lâmina de corrente cria jatos de plasma que geram ondas de choque que por sua vez acelerariam as partículas.

A Figura 6.2 apresenta a configuração de região ativa com a presença de fibras ou tubos de fluxo magnético interagentes.

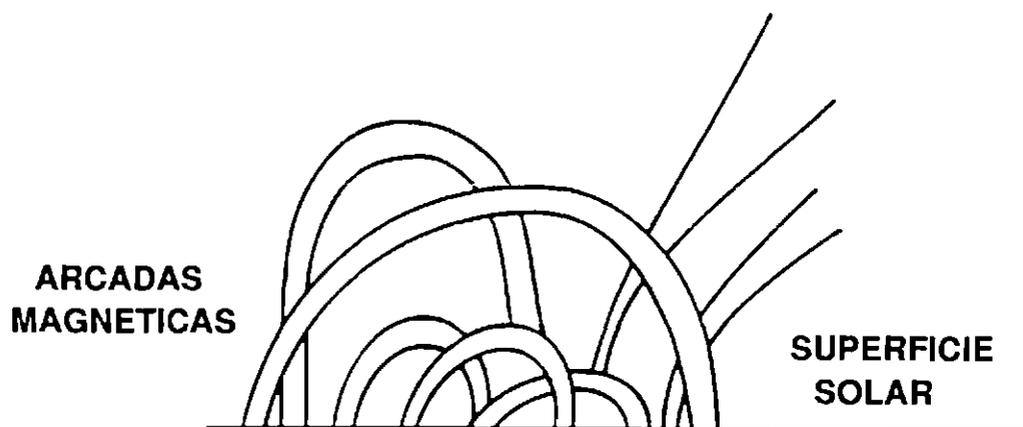


Fig. 6.2 - Configuração magnética com múltiplas arcadas magnéticas interagentes.
(Adaptada de Trevisan, 1990)

Atualmente, devido à melhoria nas capacidades espacial e temporal das instrumentações, em diversas bandas do espectro desde ondas de rádio até raios-X e raios- γ , têm sido observadas estruturas finas espaciais e temporais em grande número para uma mesma explosão solar, e em escalas distintas, sugerindo a ocorrência de novos fenômenos numa escala menor ou uma fragmentação das grandes estruturas temporais e espaciais, observadas até então, em estruturas constituintes de escala menor tanto em espaço quanto em tempo, abrindo assim um novo campo de investigações solares a nível teórico e experimental.

6.2 ENERGIA ARMAZENADA

Dissemos anteriormente que uma fulguração consiste de uma rápida liberação de grande quantidade de energia armazenada nas chamadas regiões ativas que pode se manifestar em vários comprimentos de onda, com a maior parte da energia sendo observada em raios-X moles, também podendo originar frentes de choque, ejeção de matéria e aquecimento ou aceleração de um determinado volume de partículas, normalmente elétrons.

A princípio existiriam quatro tipos de energia que poderiam originar uma fulguração: térmica, gravitacional, nuclear e magnética. Entretanto, acredita-se que devido às condições físicas apresentadas pela região ativa, a quantidade de energia que é normalmente observada em fulgurações (10^{24} - 10^{34} erg) só pode ser obtida através da conversão de energia magnética que encontra-se armazenada no campo das arcadas. As outras três formas de energia não fornecem quantidade suficiente para explicar explosões com energias ($\geq 10^{28}$ erg) (Tandberg-Hanssen e

Emslie, 1988).

Tomemos como exemplo uma região ativa com um volume de cerca de 10^{27} cm^3 . Sabendo que a densidade de energia no campo magnético (B) é dada por $B^2/8.\pi \text{ erg/cm}^{-3}$, para aquele volume, obtemos uma energia aproximada de $4.10^{25}.B^2 \text{ erg}$. Logo, para um campo magnético de $\sim 500 \text{ G}$ obtemos $\sim 10^{31} \text{ erg}$, que é uma quantidade suficiente de energia para fulgurações intensas.

Contudo, para que a energia possa ser armazenada nas arcadas o campo magnético das regiões ativas deve oferecer condições para que isso ocorra. Como densidade, temperatura e campo magnético são os fatores mais importantes que influenciam o comportamento do plasma nas regiões ativas, a pressão magnética deve ser tal que o plasma possa ser confinado nas arcadas e superar a pressão cinética. Isto ocorre em altitudes onde a densidade é baixa o suficiente - alta cromosfera e coroa solares - para termos um $\beta = 16.\pi.N.k.T/B^2$ de plasma < 1 , onde $N.k.T$ é a pressão cinética do plasma confinado. Neste caso, de forma aproximada o armazenamento da energia ocorre de forma lenta com a evolução espacial e temporal da configuração do campo magnético conduzindo a estágios de energia crescente e armazenada de forma estável.

6.3 LIBERAÇÃO DA ENERGIA ARMazenada

O fato de ocorrer o armazenamento da energia para as fulgurações na configuração de arcada magnética aberta ou fechada das regiões ativas sugere que essas estruturas sejam bem estáveis como vimos acima. Por outro lado, a liberação da energia armazenada ocorrendo de forma relativamente rápida, no meio altamente condutor da coroa solar exige que o local de liberação da energia seja pequeno (Brown et al, 1994) o que aparentemente cria um paradoxo pois a região ativa nessa situação encontra-se instabilizada.

De acordo com observações recentes a liberação da energia pode ocorrer em escalas distintas e em regiões onde a configuração magnética apresenta-se relativamente complexa. A complexidade é normalmente observada no estiramento ou torsão dos tubos de fluxo que constituem as arcadas magnéticas das regiões ativas. Pode ser mostrado que a torsão de tubos de fluxo adjacentes ou próximos, presentes numa mesma região ativa, leva à reconexão magnética e conseqüentemente à liberação da energia magnética armazenada no volume correspondente do campo onde ocorreu a reconexão.

É bem sabido que a fotosfera apresenta um caráter bastante dinâmico com movimentos convectivos, que se evidenciam pela sua estrutura granular, e que existem correntes sub-fotosféricas que causam estiramento e torsão dos tubos de fluxo magnético.

Deste modo, a atmosfera solar das regiões ativas apresenta condições propícias para a ocorrência de reconexão magnética. Entretanto, esta reconexão pode ocorrer em escalas diferentes liberando quantidades distintas de energia e causando fulgurações de amplitude e duração distintas dependendo da configuração magnética e das condições físicas de densidade, temperatura, intensidade do campo e altitude da região emissora. Na figura 6.3 mostramos um diagrama esquemático que apresenta a configuração magnética mais provável para uma região ativa solar (Anastasiadis e Vlahos, 1994).

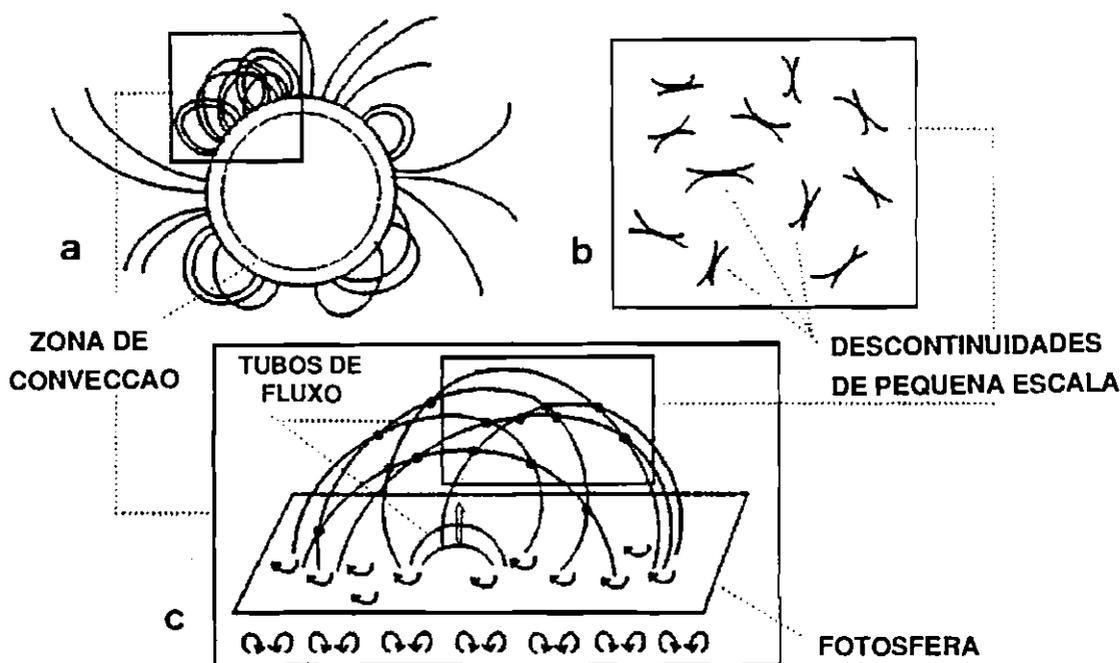


Fig. 6.3 - Diagrama da configuração magnética mais aceita atualmente para uma região ativa solar. (a) Diagrama macroscópico de uma região ativa emissora mostrando a complexidade do campo magnético de diversas arcadas interagentes, (b) região ativa em maiores detalhes, identificando os pontos de interação ou reconexão magnética entre as arcadas existentes, (c) diagrama de uma região ativa a nível microscópico, mostrando em detalhes os pontos onde está ocorrendo a reconexão magnética ou coalescência de arcadas. (Adaptada de Anastasiadis e Vlahos, 1994)

Nesta figura podemos ver a configuração complexa do campo magnético e que a dinâmica da região ativa favorece a reconexão magnética em muitos pontos de escala distinta gerando a liberação de quantidades distintas de energia em

instantes próximos sugerindo o caráter fragmentado que se observa atualmente para as emissões solares, particularmente em raios-X e em ondas de rádio.

A situação atualmente mais aceita é aquela em que um grande volume com energia armazenada se fragmenta em muitos pontos pequenos de liberação de frações dessa energia (Brown et al., 1994).

6.4 PROCESSO DE ACELERAÇÃO DAS PARTÍCULAS EMISSORAS

A aceleração de partículas ou aquecimento na região de disparo da fulguração é um fator essencial na liberação primária de energia em fulgurações solares como é mostrado por observações de ondas milimétricas, métricas e emissões em raios-X duros e raios- γ . Pode-se considerar o processo inicial da fulguração como um acelerador de elétrons - devido à inércia menor relativamente a íons - cuja eficiência é variável e dependente do tipo da fulguração. A energia magnética armazenada, liberada na fulguração, encontra-se presente antes desta na forma de uma corrente com campo elétrico associado o qual pode crescer durante a fulguração devido a processos como indução, movimento de feixes, choques e ondas excitadas pela fulguração que também podem acelerar partículas por ressonância (Benz et al., 1994).

Acredita-se que a transferência da energia magnética, liberada na fulguração, para produzir partículas aceleradas pode ser explicada por vários processos - basicamente de 3 tipos - que podem ocorrer simultaneamente durante uma fulguração e seus efeitos observados. Em algumas fulgurações a aceleração repetitiva ocorre com uma mudança sistemática das posições da fonte sugerindo que o processo está ocorrendo de forma sucessiva em arcadas adjacentes ou que o processo de liberação de energia para a fulguração é devido a colisão de arcadas adjacentes.

Os processos podem ser:

- 1) Reconexão magnética ou coalescência de arcadas magnéticas;
- 2) Campo elétrico paralelo ao campo magnético;
- 3) Aceleração por ondas através de ressonância (aceleração de Fermi de segunda-ordem, aceleração estocástica);
- 4) Ondas de choque paralelas e perpendiculares (aceleração de Fermi de primeira-ordem).

Os mecanismos mais aceitos atualmente para a aceleração dos elétrons emissores em explosões solares são os dois primeiros.

Pelo exposto acima, o quadro atual de uma fulguração sugere o conceito de fragmentação espacial e temporal da energia liberada numa fulguração.

Vejamos a seguir o quadro sugerido pelos resultados obtidos por estas investigações espectrais com alta resolução de explosões solares em microondas associadas à fase impulsiva da fulguração e observadas simultaneamente na faixa de frequências 1-23 GHz.

6.5 EXPLOSÕES SIMPLES

Para as explosões simples investigadas o valor médio para o fluxo de pico em 22 GHz foi de $\simeq 6$ U.F.S. Para 4 explosões simples estimamos a frequência de pico do espectro a qual esteve dentro da faixa 7-12 GHz.

O tempo de subida que foi medido para as explosões simples, em conjunto com a evolução temporal do índice espectral opticamente fino (α) do espectro em microondas, nos fornece informação a respeito do processo de aceleração dos elétrons emissores. Os valores medidos para o tempo de subida das 11 explosões simples investigadas variou entre 1 e 12 s, apresentando um valor médio de ~ 4 s.

Por sua vez, com respeito ao comportamento temporal do índice espectral opticamente fino (α) para os EFB tomemos o exemplo dado na Figura 6.4 da explosão solar simples observada pelo RFV (18-23 GHz) no dia 30/06/89. Na Figura podemos ver também o perfil temporal desta explosão solar para a frequência de 20 GHz. Pela Figura é evidente que o espectro apresenta um comportamento mole-duro-mole ($\alpha = -3,6; -2,6; -3,3$) antes-durante-após o pico ou máximo de emissão observado às 13:55:20 UT.

Nossas investigações de explosões simples mostraram que as fontes apresentam os seguintes parâmetros físicos estimados:

- 1) $150 \leq B \leq 870$ G, com um valor médio de 570 G;
- 2) densidade dos elétrons emissores de $10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$;
- 3) temperatura destes na fonte de 100-300 keV;
- 4) o número e energia totais dos elétrons emissores na fonte foram, respectivamente, $10^{33} - 10^{36}$ elétrons e $10^{25} - 10^{27}$ erg.

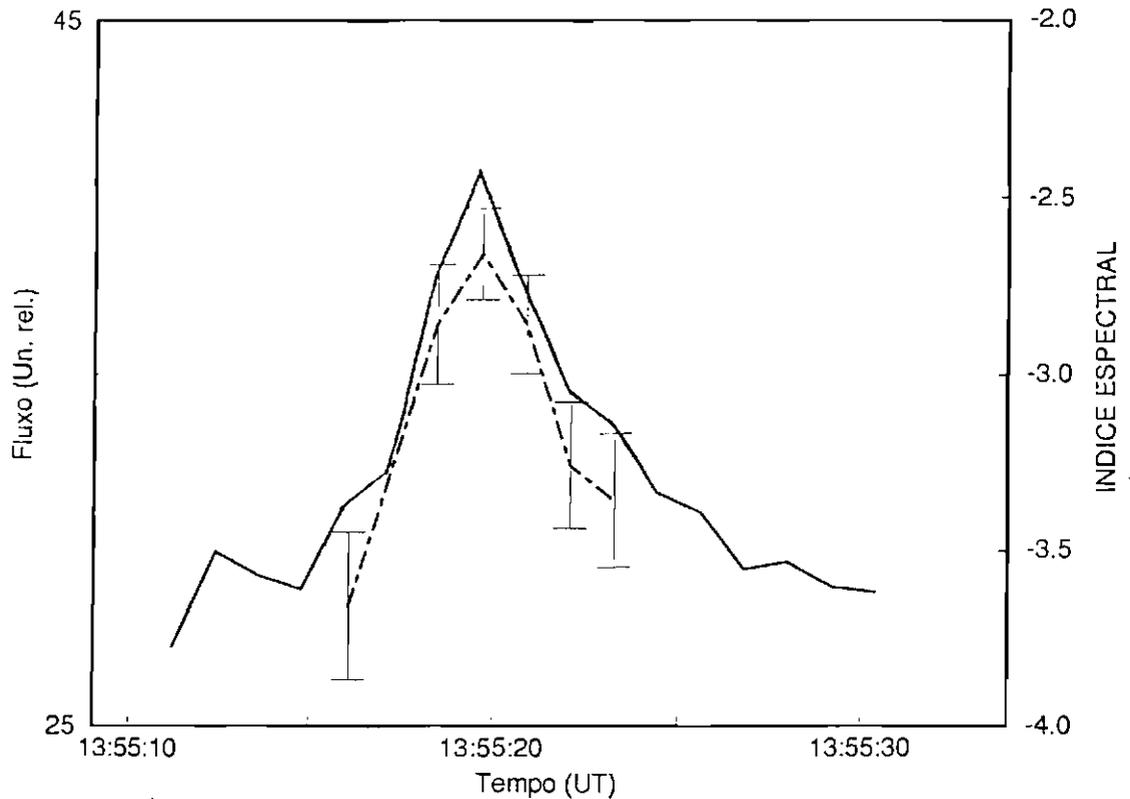


Fig. 6.4 - Perfil temporal em 20 GHz (curva contínua) e evolução temporal do índice espectral α (curva traço-ponto) para a explosão solar simples de $\sim 13:55$ UT em 30/06/89.

Deve ser ressaltado que é a primeira vez que são efetuadas investigações espectrais de explosões simples em microondas com alta resolução espectral. Estas investigações permitiram efetuarmos, em caráter inédito, a estimativa dos parâmetros físicos das fontes emissoras de explosões simples que até então só eram estimados teoricamente.

De Jager (1979) sugeriu um modelo para as fontes emissoras dos EFB. De acordo com seu modelo, a fonte seria composta de um núcleo aquecido ($T_N \sim 2 \times 10^7$ K) e denso ($N_N \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) localizado no topo de uma arcada magnética possuindo um aspecto mais difuso em raios-X com densidades $N_A \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, comprimento de 4000-20000 km, altura de 2000-10000 km e temperatura $T_A = 10^7$ K. A emissão deste núcleo seria a responsável por uma “explosão elementar individual” (EFB) em raios-X. Regiões quentes e densas desta forma devem emitir intensamente ondas de rádio. O mesmo autor sugeriu que os EFB correspondem à excitações sucessivas de núcleos de arcadas individuais componentes de um complexo. Além disso, sugere que o perfil temporal dos EFB representa o perfil temporal das injeções de energia.

As observações recentes dos satélites SMM e Hinotori em raios-X mostraram que os EFB são complexos de explosões impulsivas que estão ocorrendo na primeira fase de fulgurações impulsivas em raios-X através da liberação de energia para a fulguração e que este processo só termina após a última explosão impulsiva (De Jager e Sakai, 1991).

Após mais de 20 anos da proposição do conceito dos EFB, De Jager e Sakai (1991) propuseram o mecanismo de coalescência explosiva para explicar as características de fontes de EFB: duração de 5-25 s, temperatura de $3-5 \times 10^7$ K, densidade dos elétrons emissores de $10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ e campo magnético de 100-200 G. Esse mecanismo opera na aproximação de 2 arcadas magnéticas que se tocam e coalescem. Esta aproximação normalmente é causada pelos movimentos sub-fotosféricos que torcem as linhas das arcadas cujas extremidades encontram-se fixadas na fotosfera. Esse processo de aproximação e coalescência não ocorre de forma linear e sim é acelerado até atingir velocidades de dezenas de milhares de km/s, já durante a fusão das arcadas que ocorre de forma explosiva pelo efeito “pinch” (De Jager e Sakai, 1991). Esses autores propuseram os parâmetros físicos médios para as fontes de EFB:

- 1) campo magnético de $\simeq 150$ G;
- 2) densidade dos elétrons emissores na fonte de $\simeq 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$;
- 3) temperatura dos elétrons de 4×10^7 K;
- 4) tamanho da região de interação com dimensão de 2500 km.

Comparando o modelo teórico com nossos resultados obtemos que:

- 1) As fontes observadas apresentam campos magnéticos relativamente mais intensos $\simeq 500$ G e densidade de elétrons emissores praticamente da mesma ordem de grandeza relativamente àqueles que foram propostos teoricamente. A energia total emitida é característica de explosões de baixa intensidade ($10^{25} - 10^{27}$ erg).
- 2) O fato do campo magnético apresentar valores mais elevados indica que os elétrons emissores devem possuir energias mais baixas e moderadas (≤ 200 keV) comparativamente àqueles mais energéticos (\geq MeV), que seriam esperados para campos magnéticos mais baixos (100-200 G), e que não são normalmente observados para a maioria das fulgurações solares (Pick et al, 1990 e referências deste). Por outro lado, os parâmetros estimados por meio dos dados observacionais encontram-se dentro da mesma ordem de grandeza daqueles que foram propostos teoricamente.

Holman (1985) forneceu uma expressão para a estimativa do tempo (τ_a) necessário para acelerar um elétron emissor, devido a um campo elétrico paralelo ao campo magnético no interior de uma arcada magnética. Essa expressão, que utiliza parâmetros observados, estima o tempo necessário de aceleração até o elétron atingir as energias normalmente observadas durante uma fulguração solar. Essa expressão é dada por:

$$\tau_a \leq \frac{2.L}{v + v_c} = 0,2 \cdot \left(\frac{L}{10^9 \text{ cm}}\right) \cdot \left(\frac{v + v_c}{10^{10} \text{ cm.s}^{-1}}\right)^{-1} \text{ s} \quad (6.1)$$

onde: L é a distância disponível ao longo da qual os elétrons podem ser acelerados, v_c é a velocidade crítica do elétron que pode ser acelerado livremente a partir de uma distribuição térmica, v a velocidade do elétron depois de acelerado.

Isto conduz ao limite mínimo para a intensidade do campo elétrico dado pela expressão:

$$E \geq \frac{W_f - W_c}{e.L} = 3,3 \times 10^{-7} \cdot \left(\frac{L}{10^9 \text{ cm}}\right)^{-1} \cdot \left(\frac{W_f - W_c}{100 \text{ keV}}\right) \text{ statvolt.cm}^{-1} \quad (6.2)$$

onde: e é a carga do elétron, W_f é a energia do elétron acelerado, e $W_c = mv_c^2/2$.

Com relação ao tempo de subida, o valor médio medido foi de ~ 4 s. A variação do índice espectral foi mole-duro-mole. Uma variação mole-duro-duro indica um processo contínuo de aceleração (Sawant et al, 1990) e referências dentro dessa). Já no nosso caso, a variação mole-duro-mole indica um processo de aceleração que está ocorrendo com a injeção das partículas na fonte de forma impulsiva, onde as partículas com as energias citadas acima foram aceleradas num tempo menor ou igual a ~ 4 s.

Neste caso, os EFB são gerados numa arcada magnética, os elétrons acelerados a energias de 100-300 keV, pelo campo elétrico no topo da arcada onde o campo magnético é cerca de 500 G, durante um tempo de subida de 4 s em média por um campo de valor $\geq 3 \times 10^{-7} - 10^{-6} \text{ statvolt.cm}^{-1}$.

O modelo sugerido a partir de nossos resultados para a fonte emissora de explosões solares simples está exibido na Figura 6.5.

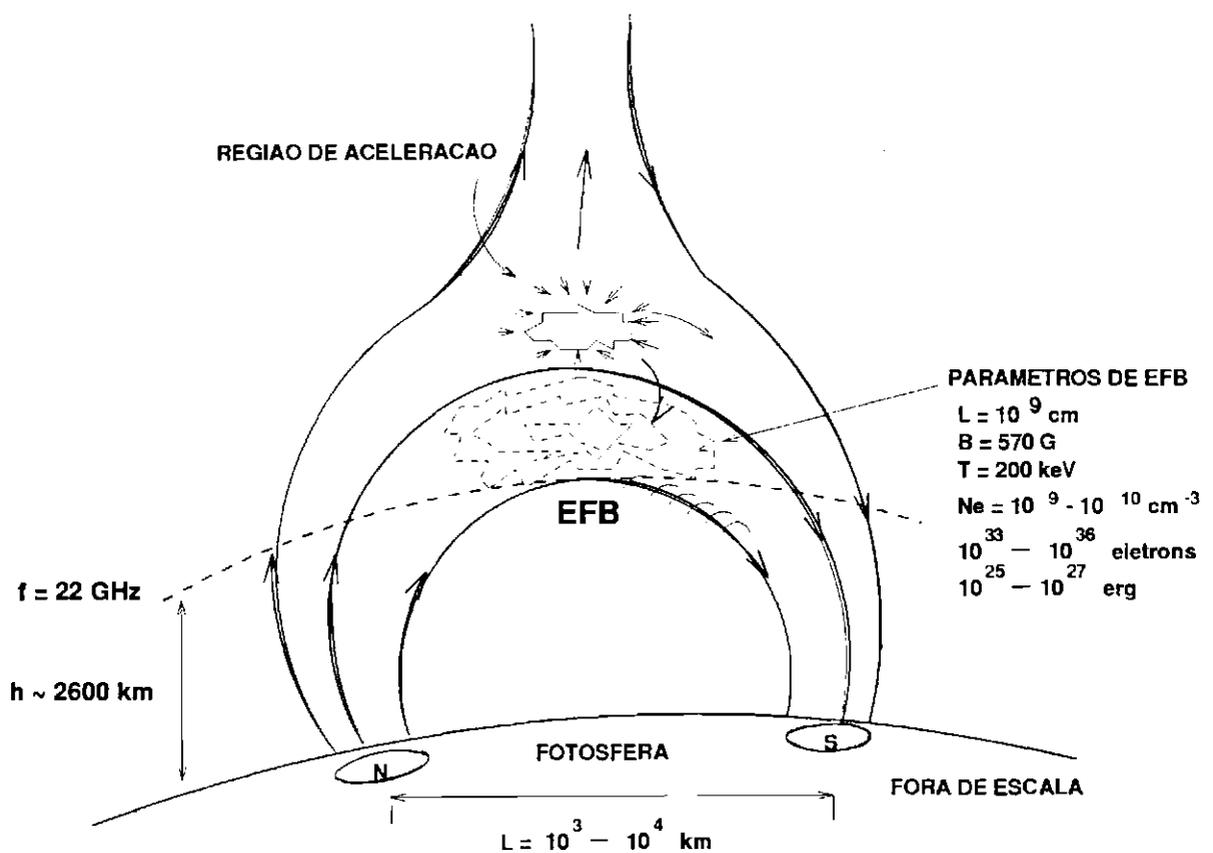


Fig. 6.5 - Modelo de arcada magnética emergente para fulgurações solares simples. A Figura mostra a região de reconexão magnética onde ocorre a aceleração dos elétrons emissores das explosões simples (EFB) e os parâmetros da fonte emissora em microondas.

6.6 ÍNDICE ESPECTRAL (α) COM ALTA RESOLUÇÃO ESPECTRAL

Investigamos explosões solares complexas em microondas dentro da faixa 1-23 GHz. Através destas investigações obtivemos os seguintes resultados:

- 1) O índice espectral opticamente fino (α) para o instante do pico de emissão variou entre -1,0 e -3,3 com um valor médio de -2,3 indicando, através da expressão $\alpha = 1,22 - 0,9.\delta$, um índice espectral para a distribuição em energia dos elétrons energéticos emissores, respectivamente, dentro da faixa $2,5 \leq \delta \leq 5$.
- 2) Também obtivemos medidas de α com alta resolução espectral dentro da faixa 11,8-23 GHz ($\Delta f/f \leq 0,1$) e verificamos que durante as explosões α variou entre -1,5 e -3,8 apresentando um valor médio de -2,4 para o instante de pico de emissão das explosões.

- 3- As explosões investigadas com alta resolução espectral em microondas apresentaram frequência de pico variando dentro da faixa 7-11 GHz e que exibiu-se constante durante a fase impulsiva de cada uma das explosões.

Stahli et al (1989) utilizando o FAI (1-18 GHz) investigaram o espectro de 49 explosões solares (sem tipo especificado) e mostraram que cerca de 80 % das explosões apresentam mais do que uma componente espectral e que destas 20 % apresentam estruturas espectrais em frequências acima da frequência do pico principal e, para o instante do máximo de emissão dessas explosões, o índice espectral opticamente fino medido até 18 GHz apresentou valores $\alpha = -3,7 \pm 0,2$ e a frequência de pico do espectro $f_{pico} = 7,2 \pm 0,3$ GHz.

Na figura 6.6 podemos ver a distribuição de α para as explosões investigadas e a distribuição de α obtida por medidas em 22 e 44 GHz (Costa, 1990). Através de nossas investigações verificamos que α medido com alta resolução apresenta um valor ~ 2 unidades maior (o espectro apresenta-se relativamente mais duro) do que o valor obtido por dados de baixa resolução. A partir da relação $\alpha = 1,22 - 0,90.\delta$ obtemos um δ menor (espectro mais duro) relativamente àquele obtido por dados com baixa resolução espectral o que significa que os elétrons energéticos (~ 300 keV) são os responsáveis pela geração da emissão em microondas.

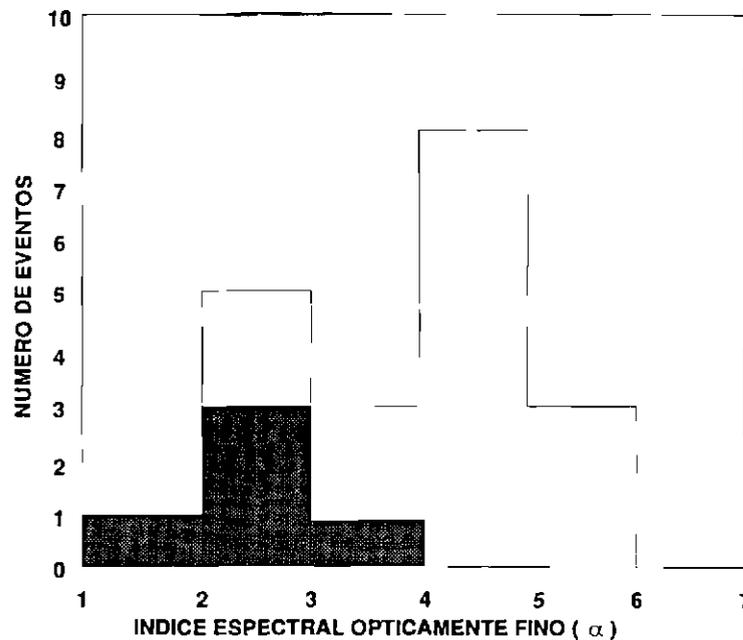


Fig. 6.6 - Histograma da distribuição do índice espectral opticamente fino α com baixa resolução - 22 e 44 GHz - (curva vazia) e de α com alta resolução - 11,8 a 23 GHz - (curva cheia).

Deve ser ressaltado que as investigações com alta resolução espectral de explosões solares em microondas possuem a grande vantagem de fornecer uma estimativa mais precisa para o valor do campo magnético na fonte emissora. Além disso, o fato de f_{pico} apresentar-se constante durante a fase impulsiva das explosões indica que o campo magnético deve apresentar uma variação menor do que um fator 2 durante essa fase (Stahli et al, 1990). Neste caso, a partir de nossas investigações obtivemos para a fonte uma faixa de valores para o campo magnético de 170-820 G com um valor médio de 470 G.

6.7 EXPLOSÕES SOLARES COMPLEXAS EM MICROONDAS E RAIOS-X DUROS

Nossas investigações de explosões solares com alta resolução espectral em microondas simultaneamente com dados em raios-X duros apresentaram os seguintes resultados:

- 1) O índice espectral opticamente fino em microondas para o instante do pico dessas explosões variou entre -1,0 e -2,5, com um valor médio de -1,9, indicando um δ dentro da faixa 2,5 a 4,1.

Tomemos o exemplo da explosão solar complexa observada às 17:20 UT de 30/06/89 (Figura 6.7). Na Figura temos o perfil temporal da explosão para a frequência de 20 GHz e a evolução temporal do índice espectral opticamente fino. Está evidente que o espectro endurece (α maior) nos picos e amolece (α menor) fora destes para esta explosão. As outras 3 explosões investigadas em microondas e raios-X duros apresentaram comportamento temporal de α semelhante.

- 2) Os parâmetros físicos estimados para a fonte emissora em microondas neste caso foram: $B = 170-820$ G; $N_e = 10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$; $T_{eff} = 100-250$ keV; $N_T = 10^{33} - 10^{37}$ elétrons e $E_T = 10^{25} - 10^{27}$ erg.

Deve ser ressaltado que as estimativas do campo magnético (B), densidade (N) e energia média (T_{eff}) possuem dependências com os valores adotados do "pitch angle" e "filling factor" (o qual corresponde à razão da área real medida da abertura para aquela da área total) que não podem ser corretamente derivados dos dados experimentais e dos valores dos parâmetros adotados para este trabalho.

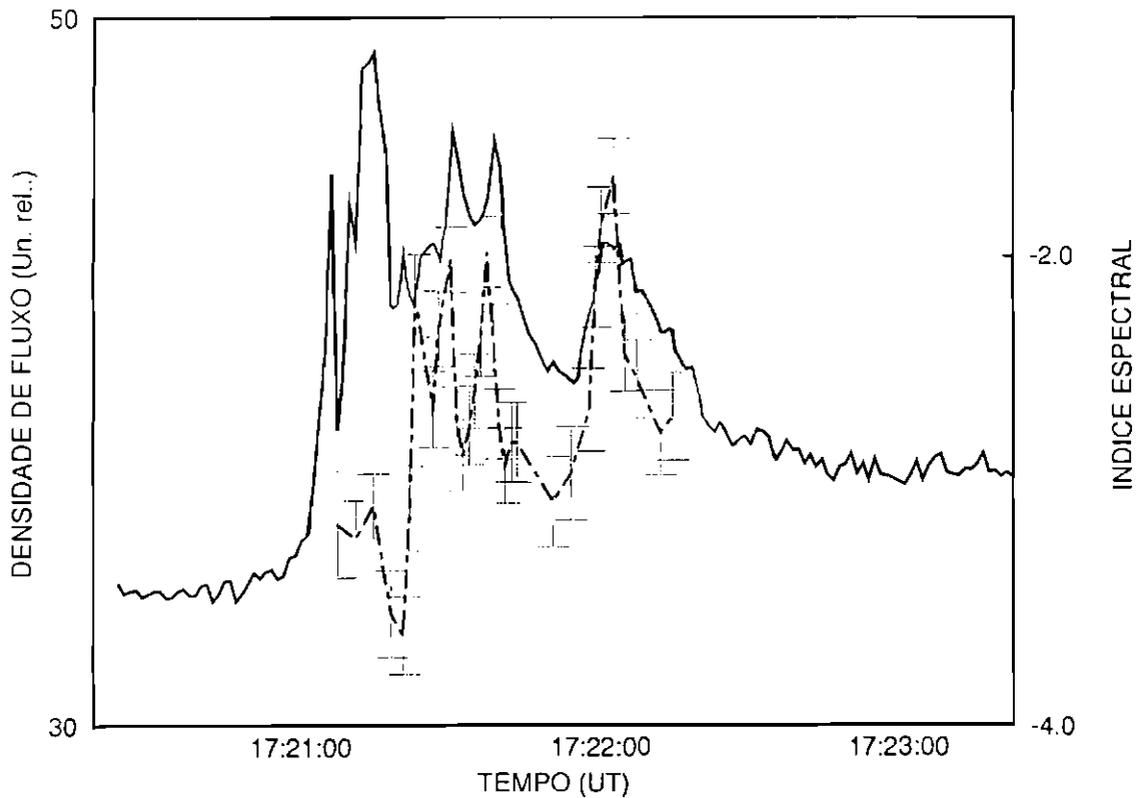


Fig. 6.7 - Perfil temporal em 20 GHz (curva contínua) e evolução temporal do índice espectral α (curva traço-ponto) para a explosão solar de $\sim 17:20$ UT em 30/06/89.

Além disso, os dados em raios-X duros mostraram que:

- 1- O índice espectral em raios-X duros (γ) obtido para as explosões em raios-X duros para o instante do pico de emissão variou entre 3,8 e 7,2 indicando um índice espectral para a distribuição em energia dos elétrons energéticos emissores (δ), a partir da relação $\delta = \gamma + 1$ - considerando um modelo de alvo espesso obtemos um δ dentro da faixa 4,8 a 8,2;
- 2- a energia máxima dos elétrons emissores variou dentro da faixa 100-320 keV;
- 3- com uma exceção, para o instante de pico, o índice espectral para a distribuição dos elétrons emissores obtidos pelo espectro em microondas não coincidiu e apresentou-se menor de 1 a 4 unidades (espectro mais duro) do que aquele obtido pelos dados em raios-X duros.

- 4- a estimativa do número total de elétrons emissores na fonte obtido através dos dados em microondas, para 7 das 8 explosões investigadas, foi de 1 a 4 ordens de grandeza menor do que os valores fornecidos por dados em raios-X duros (10^{36} - 10^{37} elétrons). Por outro lado, a energia total estimada para a emissão em microondas apresentou-se de 1 a 5 ordens de grandeza menor do que aquela medida por dados em raios-X duros (10^{29} erg).

Na figura 6.8 podemos ver o diagrama de Kosugi et al (1988) apresentando a relação empírica observada para explosões solares entre os fluxos de pico em microondas para aqueles medidos em raios-X duros. Na figura também exibimos a relação existente destes parâmetros obtidos para as nossas explosões investigadas mostrando que nossos resultados estão em bom acordo com aqueles obtidos por aqueles autores.

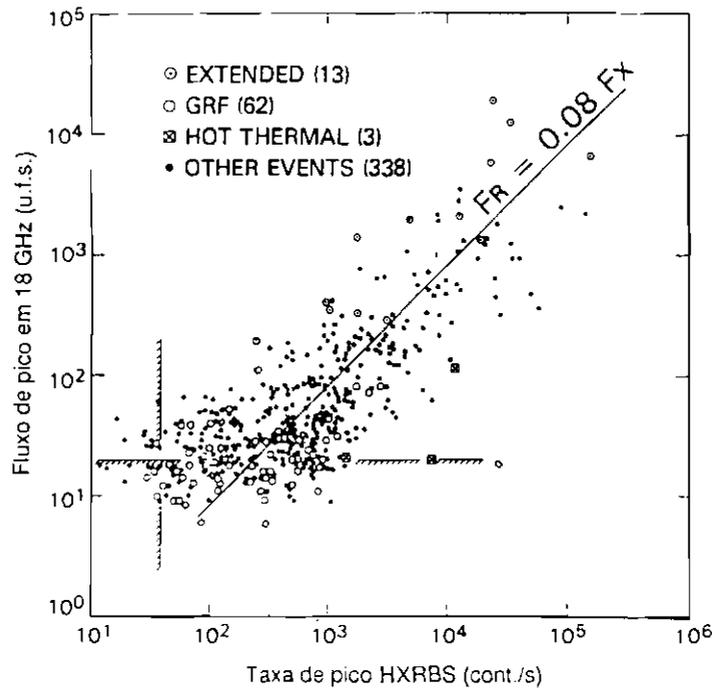


Fig. 6.8 - Diagrama da relação empírica, encontrada por Kosugi, entre os fluxos de pico em microondas (17 GHz) e em raios-X duros (≥ 30 keV) para explosões solares. Os pontos (losangos) coloridos indicam os resultados obtidos por estas investigações. Os flares extensos são designados por (\odot), os GRF associados por (\circ), aqueles térmicos aquecidos por (\boxtimes) e os outros, em sua maioria impulsivos por (\bullet). Os limiares de sensibilidade estão indicados pelas linhas hachuradas.

Até meados da década de 80 as estimativas para o número dos elétrons emissores nas explosões solares observadas simultaneamente em microondas e raios-X divergiam. O número estimado de elétrons necessários para a produção da emissão em raios-X duros era maior em cerca de 3 a 5 ordens de grandeza (Svestka, 1976). Nessa época Gary (1985) sugeriu que esta discrepância podia ser resolvida reduzindo-se o valor do campo magnético a cerca de 300 G (≤ 500 G) e aumentando o valor do índice espectral da distribuição em energia dos elétrons energéticos emissores em microondas fazendo-o coincidir com aquele medido por dados em raios-X duros (supondo um modelo de alvo espesso). Desta forma, a eficiência de produção de microondas estaria diminuída aumentando o número de elétrons necessários para produzir a emissão observada (Pick, 1990). Por sua vez Kai (1986, 1987) propôs que a emissão em microondas seja gerada por elétrons se precipitando para as partes mais baixas da arcada magnética onde o campo apresenta intensidades de 500-1000 G.

Para nossas investigações, o valor do campo magnético estimado (B) mostrou-se mais alto e o índice espectral da distribuição em energia dos elétrons emissores (δ) mais baixo relativamente aos valores sugeridos por Gary (1985). Neste caso, a discrepância entre o número de elétrons emissores em microondas e aquele para os elétrons emissores em raios-X duros deve permanecer. Por outro lado, a sugestão de Kai (1986, 1987) de um campo magnético relativamente mais elevado (500-1000 G) e precipitação dos elétrons emissores na fonte de microondas, para nossas investigações, mostra-se como a situação mais provável para reduzir a divergência do número de elétrons emissores entre microondas e raios-X duros.

Deve ser ressaltado que o campo magnético é um fator muito importante pois determina a faixa de energia dos elétrons emissores. Para campos magnéticos intensos elétrons de baixa energia (≤ 200 keV) são os responsáveis pela emissão observada, enquanto para campos com valores moderados a baixos os elétrons devem possuir energias da ordem de 1-2 MeV (Pick, 1990). Como já foi visto no Capítulo 3, resultados empíricos mostraram a associação de campos magnéticos mais intensos na fonte de microondas com frequências de pico do espectro mais altas. Além disso, teoricamente sabemos que para campos magnéticos mais altos a emissão em microondas é gerada por harmônicos relativamente mais baixos da girofrequência os quais por sua vez estão sendo emitidos por elétrons de energias relativamente mais baixas.

A partir dos resultados destas investigações verificamos que:

- 1) a despeito da semelhança entre os perfis temporais em microondas com aqueles da emissão associada em raios-X duros, os valores distintos para os índices espectrais da distribuição em energia dos elétrons emissores obtidos por dados em microondas e em raios-X duros e a energia média dos elétrons emissores em microondas maior ou da ordem da energia máxima obtida

por dados em raios-X duros, sugerem que as microondas e os raios-X duros são provenientes de populações distintas de elétrons emissores que devem possuir uma fonte comum.

- 2) a partir dos parâmetros físicos estimados para as fontes emissoras de explosões simples e complexas. Verificamos que ambas as estimativas encontram-se dentro da mesma ordem de grandeza. Além disso, ambos os tipos de explosão apresentam o mesmo comportamento temporal do índice espectral em microondas para cada uma das estruturas temporais componentes que foram observadas. Esse fato sugere fortemente que uma explosão complexa apresenta uma estrutura temporal geral fragmentada em elementos de escala temporal com duração relativamente mais curta (5-30 s) e estrutura temporal simplificada onde cada elemento constitui-se numa explosão simples (EFB).

Para as explosões complexas investigadas definimos um quadro que pode modelar as fontes emissoras. Neste caso, a região ativa apresenta uma estrutura complexa de múltiplas arcadas, mutuamente interagentes, gerando muitas pequenas regiões de reconexão magnética (coalescência) cada uma dessas regiões sendo responsável pela liberação de uma pequena quantidade da energia total da fulguração na forma de uma explosão simples. Neste contexto, a fulguração constitui a somatória de todas essas explosões simples ocorrendo quase simultaneamente em tempo e distantes entre si espacialmente numa escala pequena relativamente ao tamanho de toda a região ativa.

Portanto, a região ativa apresenta uma estrutura fragmentada em espaço e tempo onde cada uma de suas regiões constituintes é responsável por uma explosão simples elementar. A Figura 6.9 apresenta uma região ativa onde está ilustrado o cenário mais provável para a fulguração sugerido por nossas investigações. Os parâmetros físicos para a fonte emissora em microondas podem ser vistos na Figura.

Finalmente, podemos concluir que durante a fase impulsiva uma fulguração solar que apresenta um perfil temporal complexo está fragmentada em um conjunto de explosões de perfil simples que ocorrem quase simultaneamente no intervalo de tempo observado de duração da explosão. Cada uma destas explosões simples sendo devido a um processo impulsivo de aceleração de um feixe de elétrons a energias ≥ 200 keV durante um intervalo de tempo relativamente curto (≤ 4 s em média). Este fato está ilustrado na Figura 6.10.

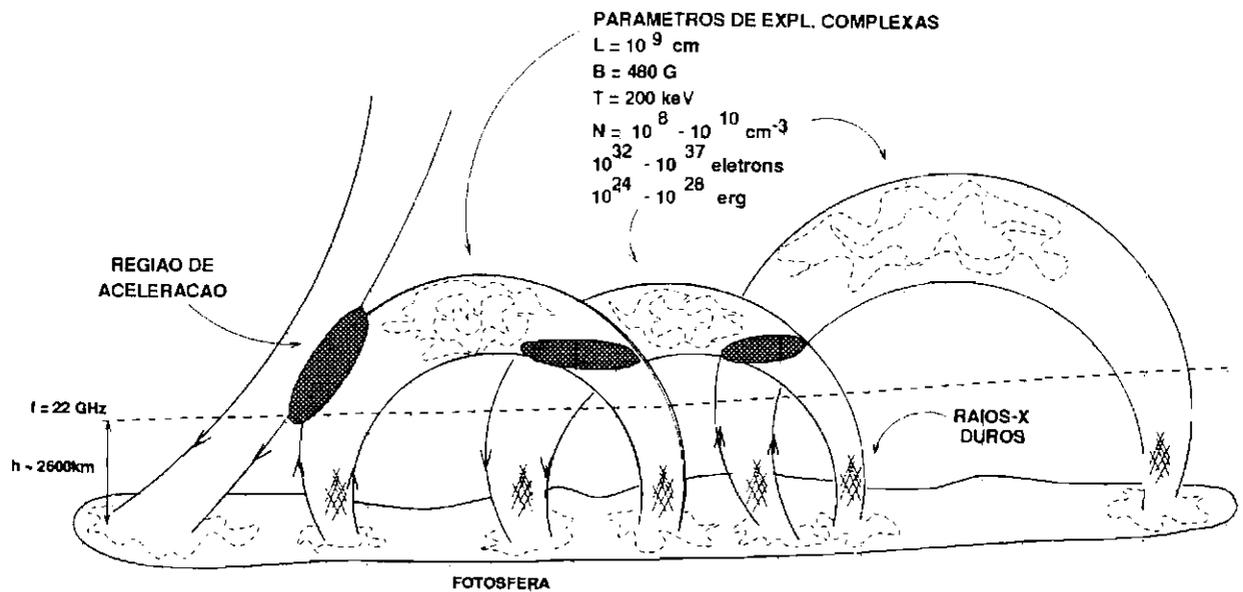


Fig. 6.9 - Cenário para a fragmentação temporal e espacial durante a fase impulsiva de fulgurações em microondas. Na figura podemos ver parte da arcada de grandes dimensões que constitui o fluxo anteriormente existente e as arcadas menores interagentes que constituem o fluxo emergente. Além disso, podemos ver tanto os pontos de ocorrência dos diversos EFB componentes da explosão complexa quanto os parâmetros físicos para suas fontes emissoras. Os elétrons que se precipitam para as partes mais baixas das arcadas geram a emissão em raios-X que está indicada.

6.8 SUGESTÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

A nível teórico, considerando que a fonte de "Hot point" apresenta alta temperatura e sua proximidade com o fenômeno da fulguração sugere uma estimativa dos parâmetros de emissão e absorção para a fonte de microondas levando em conta heterogeneidades (não-homogeneidades) em densidade, temperatura e campo magnético.

Experimentalmente verificamos que há necessidade de observações solares simultaneamente com altas resoluções espacial e espectral em microondas para o conhecimento do tamanho e volume da fonte emissora em fulgurações.

Para promovermos a melhoria das observações espectrais utilizando o RFV sugerimos a ampliação da cobertura espectral deste instrumento para operar

dentro da faixa 18-23 GHz em conjunto com a frequência de 44 GHz. Este projeto encontra-se no estágio dos estudos de viabilidade.

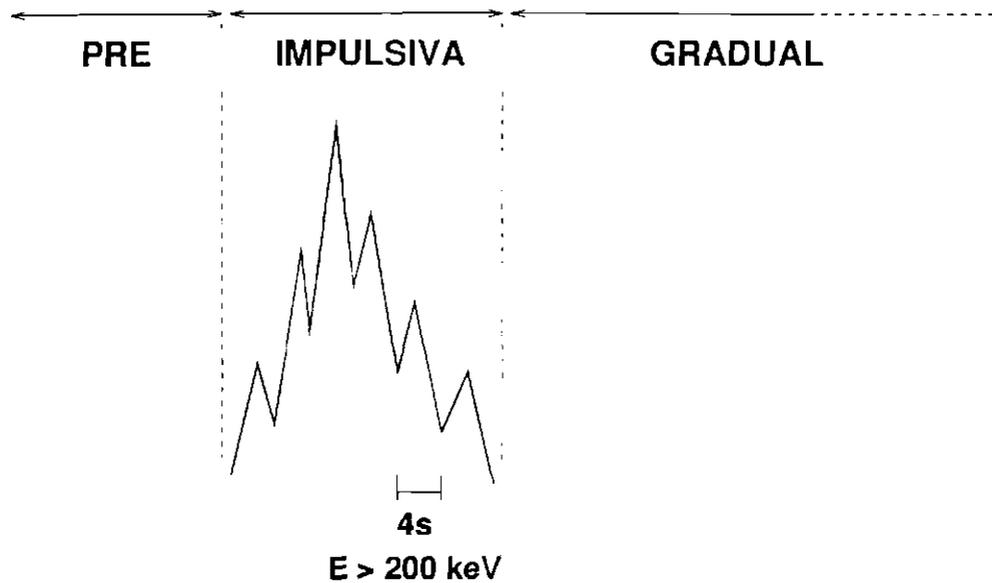


Fig. 6.10 - Perfil temporal de uma explosão complexa observada em microondas. Podemos distinguir algumas explosões simples através das estruturas com linha tracejada.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Allaart, M.A.F.; Van Nieuwkoop, J.; Slottje, C.; Sondaar, L.H. Fine structure in solar microwave bursts. **Solar Physics**, 130(1/2): 183-199, Dec..1990
- Anastasiadis, A.; Vlahos, L. Particle acceleration in an evolving active region by an ensemble of shock waves. **The Astrophysical Journal**, 428(2): 819-826, June.1994
- Arnoldy, R.L.; Kane, S.R.; Winckler, J.R. A study of energetic solar flare X-rays. **Solar Physics**, 2(2): 171-178, May.1967
- Arnoldy, R.L.; Kane, S.R.; Winckler, J.R. Energetic solar flare X-rays observed by satellite and their correlation with solar radio and energetic particle emission. **The Astrophysical Journal**, 151(2): 711-736, Feb..1968
- Benz, A.O. et al. Particle acceleration in flares. **Solar Physics**, 153: 33-53, 1994.
- Bevington, P.R. **Data Reduction and Error Analysis for physical sciences** New York, McGraw Hill, 1969.336p.
- Bohme, A. et al. A two-component model of impulsive microwave burst emission consistent with soft and hard X-rays. **Solar Physics**, 52: 139-155, 1977.
- Booker, H.G.; Clemmow, P.C. The concept of an angular spectrum of plane waves and its relation to that of polar diagram and aperture distribution. **Proc. IEEE**, 97: 11-17, 1950.
- Brown, J.C. The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectra of hard X-ray bursts. **Solar Physics**, 18(2): 489-502, Jan..1971
- Brown, J.C.; Gray, N. Spatial fragmentation of solar flare plasma and beams. **Space Science Reviews**, 68: 93-96, 1994.
- Brown, J.C. et al. Energy release in solar flares. **Solar Physics**, 153: 19-31, 1994.
- Castelli, J.P.; Aarons, J.; Guidice, D.A.; Straka, R.M. The solar radio patrol network of the USAF and its applications. **IEEE**, 61: 9-17, 1973.
- Cecatto, J.R. **Estrutura fina superposta em espectros de região ativa solar em comprimentos de onda mm (23-18 GHz)**. (INPE-5371-TDI/470), São José dos Campos, 1990.

- Cillière, G.G.; Menzel, D.H. The physical state of the solar chromosphere. **Harvard College Observatory Circular**, 410: 1-40, 1935.
- Cornell, M.E.; Hurford, G.J.; Kiplinger, A.L.; Dennis, B.R. The relative timing of microwaves and hard X-rays in solar flares. **The Astrophysical Journal**, 279(2): 875-881, Apr..1984
- Costa, J.E.R. **Distribuição dos elétrons emissores em microondas e em raios-X duros em explosões solares**. Tese de Doutorado, São José dos Campos, 1990.
- Crannell, C.J. et al. Impulsive solar X-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, 223(2): 620-637, July.1978
- Crannell, C.J.; Dulk, G.A.; Kosugi, T.; Magun, A. Observations and interpretation of solar flares at microwave frequencies. **Solar Physics**, 118(1): 155-183, 1988.
- De Jager, C.; De Jonge, G. Properties of elementary flare bursts. **Solar Physics**, 58(1): 127-137, Feb..1978
- De Jager, C. On the seats of elementary flare bursts. **Solar Physics**, 64(1): 135-141, Feb..1979
- De Jager, C.; Sakai, J. Elementary flare bursts explained by explosive coalescence. **Solar Physics**, 133: 395-398, Sept..1991
- Dulk, G.A.; Marsh, K.A. Simplified expressions for the gyrosynchrotron radiation from mildly relativistic, nonthermal and thermal electrons. **The Astrophysical Journal**, 259(1): 350-358, Aug..1982
- Dulk, G.A.; Dennis, B.R. Microwaves and hard X-rays from solar flares: multi-thermal and nonthermal interpretations. **The Astrophysical Journal**, 260(2): 875-884, Sept..1982
- Dulk, G.A. Radio emission from the sun and stars. **Annual Review on Astronomy & Astrophysics**, 23: 169-224, 1985.
- Fernandes, F.C.R. **Espectrógrafo decimétrico de alta sensibilidade e resolução: análise preliminar das explosões solares**. INPE-5537-TDI/525, São José dos Campos, 1992.
- Fürst, E. A statistical research on solar microwave bursts. **Solar Physics**, 18(1): 84-86, Feb..1971

- Gary, D.E. The numbers of fast electrons in solar flares as deduced from hard X-ray and microwave spectral data. **The Astrophysical Journal**, 297(2): 799–804, Oct..1985
- Ginzburg, V.L.; Syrovatskii, S.I. Cosmic magnetobremstrahlung. **Annual Review on Astronomy & Astrophysics**, 3: 297–350, 1965.
- Ginzburg, V.L.; Syrovatskii, S.I. Developments in the theory of synchrotron radiation and its reabsorption. **Annual Review on Astronomy & Astrophysics**, 7: 375–420, 1969.
- Guidice, D.A.; Castelli, J.P. Spectral distributions of microwave bursts. **Solar Physics**, 44(1): 155–172, May.1975
- Heyvaerts, J.; Priest, E.R.; Rust, D.M. An emerging flux model for the solar flare phenomenon. **The Astrophysical Journal**, 216(1/2): 123–137, Aug..1977
- Holman, G.D. Acceleration of runaway electrons and Joule heating in solar flares. **The Astrophysical Journal**, 293(2): 584–594, June.1985
- Hurford, G.J.; Read, R.B.; Zirin, H. A frequency-agile interferometer for solar microwave spectroscopy. **Solar Physics**, 94(2): 413–426, July.1984
- Hurford, G.J. Solar microwave spectroscopy. In: **Second Indo-US Workshop on Solar Terrestrial Physics, New Delhi, India**. eds. Kundu, M.R. et al. p.259, 1986.
- Kai, K.; Kosugi, T.; Nitta, N. Flux relations between hard X-rays and microwaves for both impulsive and extended. **Publications on Astronomical Society of Japan**, 37(1): 155–162, Nov..1985
- Kai, K. Can observed hard X-ray and microwave flux from solar flares be explained by a single electron population. **Solar Physics**, 104(1): 235–241, 1986.
- Kai, K. Microwave sources of solar flares: loop top or footpoints. **Solar Physics**, 111(1): 81–87, 1987a.
- Kai, K. Evidence for or against a common origin of hard X-rays and microwaves from solar flares. **Solar Physics**, 113(1/2): 165–173, 1987b.
- Kane, S.R.; Anderson, K.A. Spectral characteristics of impulsive solar-flare X-rays ≥ 10 keV. **The Astrophysical Journal**, 162(3): 1003–1018, Dec..1970

- Kane, S.R. Impulsive (flash) phase of solar flares: Hard X-ray, microwave, EUV and optical observations. In: **IAU Symposium 57, Coronal Disturbances**, ed. G. Newkirk, Jr.. Dordrecht: Reidel., 1974, 105p..
- Kane, S.R. et al. Acceleration and confinement of energetic particles in the 1980 June 7 solar flare. **The Astrophysical Journal**, 271(1): 376–387, Aug..1983
- Kane, S.R. et al. Energy release and dissipation during giant solar flares. **The Astrophysical Journal**, 446(1): L47–L50, June.1995
- Kaufmann, P. et al. The use of the large mm-wave antenna at Itapetinga in high sensitivity solar research. **Solar Physics**, 78(2): 389–399, June.1982
- Kaufmann, P. et al. Microwave and hard X-ray observations of a solar flare with a time resolution better than 100 ms. **Solar Physics**, 84(2): 311–319, May.1983
- Kaufmann, P. et al. The simplest solar microbursts flux and circular polarization at 22 GHz. **Solar Physics**, 95(1): 155–165, Jan..1985
- Kaverin, N.S. et al. Fine structure in the spectrum of the S component of solar radio emission. **Soviet Astronomy Letters**, 2(6): 229–230, 1976.
- Kaverin, N.S.; Kobrin, M.M.; Korshunov, A.I.; Shushunov, V.V. Fine structure of the S-component spectrum of the solar radio emission in the frequency range 5.0-7.0 GHz. **Solar Physics**, 63(2): 379–388, Sept..1979
- Kaverin, N.S.; Kobrin, M.M.; Korshunov, A.I.; Shushunov, V.V. Fine structure in the 5-12 GHz radio spectrum of local sources on the sun, and the current sheets of active regions. **Soviet Astronomy**, 24(4): 442–443, July-Aug..1980
- Klassen, A.P. Spectral structures of type “Line” in the microwave burst emission at the sun. **Solar Physics**, 138(1): 201–203, Mar..1992
- Klein, K.L.; Trotter, G. Gyrosynchrotron radiation from a source with spatially varying field and density. **Astronomy & Astrophysics**, 141(1): 67–76, Dec..1984
- Klein, K.L. Microwave radiation from a dense magneto-active plasma. **Astronomy & Astrophysics**, 183(2): 341–350, Sept..1987
- Kosugi, T.; Dennis, B.R.; Kai, K. Energetic electrons in impulsive and extended solar flares as deduced from flux correlations between hard X-rays and microwaves. **The Astrophysical Journal**, 324(2): 1118–1131, Jan..1988

- Kraus, J.D. **Radio Astronomy** New York, McGraw Hill, 1966. 481 p.
- Kraus, J.D. **Antennas** New York, Cygnus-Quasar Books, 1988. 569 p..
- Krinberg, I.A.; Teplitskaja, R.B. On the adjustment of outer solar layer models. **Solar Physics**, 25: 305-318, 1972.
- Kucera, T.A. et al. Multiple wavelength observations of an off-limb eruptive solar flare. **The Astrophysical Journal**, 412(2): 853-864, Aug..1993
- Kundu, M.R.; Vlahos, L. Solar microwave bursts - A review. **Space Science Reviews**, 32(4): 405-462, 1982.
- Kundu, M.R.; White, S.M.; Gopalswamy, N.; Lim, J. Millimeter, microwave, hard X-ray, and soft X-ray observations of energetic electron populations in solar flares. **The Astrophysical Journal - Supplement Series**, 90(2): 599-610, Feb..1994
- Lim, J.; White, S.M.; Kundu, M.R.; Gary, D.E. The high-frequency characteristics of solar radio bursts. **Solar Physics**, 140(2): 343-368, Aug..1992
- Marsh, K.A.; Hurford, G.J. High spatial resolution solar microwave observations. **Annual Review on Astronomy & Astrophysics**, 20: 497-516, 1982.
- McLean, D.J.; Labrum, N.R., ed. **Solar radiophysics: studies of emission from the sun at metre wavelengths.** Cambridge, Cambridge University Press, 1985. 376 p.
- Melrose, D.B. Particle acceleration processes in the solar corona. **Australian Journal of Physics**, 43(6): 703-752, 1990.
- Nitta, N.; Kosugi, T. Energy of microwave-emitting electrons and hard X-ray/microwave source model in solar flares. **Solar Physics**, 105(1): 73-85, May.1986
- Orwig, L.E.; Frost, K.J.; Dennis, B.R. The Hard X-ray Burst Spectrometer on the Solar Maximum Mission. **Solar Physics**, 65(1): 25-37, Feb..1980
- Peterson, L.E.; Winckler, J.R. Gamma-ray burst from a solar flare. **Journal of Geophysical Research**, 64(7): 697-707, July.1959

- Pick, M.; Klein, K.L.; Trotter, G. Meter-decimeter and microwave radio observations of solar flares. **The Astrophysical Journal-Supplement Series**, 73(1): 165-175, June.1990
- Pratap, R. Collective effects in an electron gas. V - High temperature: Low- and High-magnetic-field limits. **Nuovo Cimento**, 19B(1): 44-56, Jan..1974a.
- Pratap, R. . **Pramana**, 2(2): 327-, 1974b..
- Price, R.M. **In: Methods of experimental physics**. 12B., ed. M.L.Meeks, New York,.Academic Press,1976. 201 p.
- Ramaty, R. Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma. **The Astrophysical Journal**, 158(2): 753-770, Nov..1969
- Rust, D.M. et al. Preflare state. **Solar Physics**, 153: 1-17, 1994.
- Sawant, H.S.; Cecatto, J.R. Fine structure in the mm-wavelength spectra of the active region. **Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica**, 21: 552-556, Nov..1990
- Sawant, H.S.; Lattari, C.J.B.; Benz, A.O.; Dennis, B.R. Hard X-rays and associated weak decimetric bursts. **Solar Physics**, 130(1/2): 57-73, Dec..1990
- Sawant, H.S. et al. High Sensitivity, High Frequency and High Time Resolution Decimeter Solar Radio Spectroscope. **Anais da 43^a SBPC**. Rio de Janeiro, p.689, 1991.
- Sawant, H.S. et al. Decimeter High Resolution Solar Radio Spectroscope. **Lecture Notes in Physics**, 399: 318-321, 1992.
- Sawant, H.S.; Cecatto, J.R.; Dennis, B.R.; Gary, D.E.; Hurford, G.J. High spectral resolution, high sensitivity microwave and associated hard X-ray bursts. **Advances in Space Research**, 13(9): 191-194, Sept..1993a
- Sawant, H.S. et al. High sensitivity digital decimetric spectroscope. **Advances in Space Research**, 13(9): 199-202, Sept..1993b
- Sawant, H.S.; Cecatto, J.R. High sensitivity spectral resolution MM-wavelength (18 - 23) GHz radiometer. **Solar Physics**, 150(1/2): 375-384, Mar..1994

- Sawant, H.S.; Cecatto, J.R.; Nefedyev, V.P.; Uralov, A.M. Fine structure superimposed on millimeter-wavelength (23-18 GHz) spectra of solar active regions. **Solar Physics**, 152(2): 381-391, July.1994a
- Sawant, H.S.; Rosa, R.R.; Cecatto, J.R.; Gopalswamy, N. Solar simple bursts observed with high spectral resolution in the 18-23 GHz range. **The Astrophysical Journal - Supplement Series**, 90(2): 693-695, Feb..1994b
- Sawant, H.S.; Fernandes, F.C.R.; Neri, J.A.C.F. Microwave type III-RS bursts. **The Astrophysical Journal - Supplement Series**, 90(2): 689-691, Feb..1994c
- Sawant, H.S. et al. High spectral resolution decimetric, (1.5 ± 0.1) GHz, solar total eclipse of 3rd november, 1994 observations at Chapecó (Brazil). **Proc. of International Symposium on Solar Total Eclipse of November 3, 1994**. Revista de la Academia Nacional de Ciencias de Bolivia, No. 69, p.129, 1995.
- Sawant, H.S. et al. High sensitivity wide band digital solar polarimetric spectroscopy. **Advances in Space Research**, 17(4/5): 385-388, 1996.
- Sawant, H.S.; Rosa, R.R.; Cecatto, J.R.; Gopalswamy, N. Source parameters for impulsive bursts observed in the range 18-23 GHz. Aceito para publicação no **Solar Physics**, 1996.
- Stahli, M.; Fuhrer, M. Digital multichannel spectrometer for solar microwave observations. **Solar Physics**, 114(1): 105-113, 1988.
- Stahli, M.; Gary, D.E.; Hurford, G.J. High-resolution microwave spectra of solar bursts. **Solar Physics**, 120(2): 351-368, Oct..1989
- Stahli, M.; Gary, D.E.; Hurford, G.J. The secondary spectral component of solar microwave bursts. **Solar Physics**, 125(2): 343-357, Sept..1990
- Starr, R. et al. Energetics and dynamics of simple impulsive solar flares. **The Astrophysical Journal**, 329(2): 967-981, June.1988
- Sturrock, P.A. **Solar Flares: A monograph from Skylab Solar Workshop II** Boulder-Colorado, U.S.A., Colorado Associate University Press, 1980. 513 p.
- Svestka, Z. **Solar Flares** Dordrecht, B.M. McCormac, Palo Alto,, D. Reidel, 1976. 399 p.

- Takakura, T.; Kai, K. Energy distribution of electrons producing microwave impulsive bursts. **Publications of Astronomical Society of Japan**, 18(1): 57-76, 1966.
- Takakura, T. The self absorption of gyro-synchrotron emission in a magnetic dipole field: microwave impulsive burst and hard X-ray burst. **Solar Physics**, 26(1): 151-175, 1972.
- Takakura, T. Relation of microwave emission to X-ray emission from solar flares. In: **Solar Gamma-, X-, and EUV Radiation - IAU 68**. ed. Kane, S.R., p.299, 1975.
- Takakura, T.; Scalise Jr., E. Gyro-synchrotron emission in a magnetic dipole field for the application to the centre-to-limb variation of microwave impulsive bursts. **Solar Physics**, 11(2): 434-455, 1970.
- Tandberg-Hanssen, E.; Emslie, G. **The Physics of Solar Flares** Cambridge, Cambridge University Press, 1988. 430 p.
- Tiuri, T. Radio Astronomy Receivers. **IEEE Transactions on Antennas Propagation**, AP.12(7): 930-938, Dec..1964
- Trevisan, R.H. **Estudos multiespectrais das explosões solares associadas com a fase impulsiva do flare**. (Tese de Doutorado em Ciência Espacial / Radioastronomia e Física Solar) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, mar. 1991. 157 p.
- Ulich, B.L.; Haas, R.W. Absolute calibration of millimeter-wavelength spectral lines. **The Astrophysical Journal - Supplement Series**, 30(3): 247-258, Mar..1976
- Van Beek, H.F.; De Feiter, L.D.; De Jager, C. Time profiles and photon spectra of solar hard X-rays. In: **Correlated Interplanetary and Magnetospheric Observations**. ed. D.E. Page. Dordrecht, D. Reidel Publishing Company. p.533, 1974.
- Van Beek, H.F.; De Feiter, L.D.; De Jager, C. Hard X-ray observations of elementary flare bursts, and their interpretation. **Space Research**, XIV: 447-452, 1973.
- Vernazza, J.E.; Avrett, E.H.; Loeser, R. Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet sun. **The Astrophysical Journal - Supplement Series**, 45(4): 635-725, Apr..1981

- Vilmer, N. Hard X-ray emission processes in solar flares. **Solar Physics**, 111(1): 207–223, 1987.
- Vlahos, L. Microflares: Theory and modelling. In: **Flare 22 Workshop on Dynamics of Solar Flares**, Chantilly, França. 1990, 6p..
- Vlahos, L. Theory of fragmented energy release in the sun. **Space Science Reviews**, 68: 39–50, 1994.
- Wang, H.; Gary, D.E.; Lim, J.; Schwartz, R.A. Microwave spectral imaging, H- α , and hard X-ray observations of a solar limb flare. **The Astrophysical Journal**, 433(1): 379–383, Sept..1994
- White, S.M. et al. Multifrequency observations of a remarkable solar radio burst. **The Astrophysical Journal**, 384(2): 656–664, 1992.
- Wiehl, H.J. et al. Great microwave bursts and hard X-rays from solar flares. **Solar Physics**, 96(2): 339–356, Apr..1985
- Wild, J.P.; McCready, L.L. Observations of the spectrum of high-intensity solar radiation at metre wavelengths. I - The apparatus and spectral types of solar burst observed.. **Australian Journal of Scientific Research**, A3(3): 387–398, 1950.
- Wild, J.P.; Hill, E.R. Approximation of the general formulae for gyro and synchrotron radiation in a vacuum and isotropic plasma. **Australian Journal of Physics**, 24(1): 43–52, Feb..1971
- Willson, R.F. VLA observations of solar active regions at closely spaced frequencies evidence for thermal cyclotron line emission. **The Astrophysical Journal**, 298(2): 911–917, 1985.
- Zheleznyakov, V.V. **Radio emission of the sun and planets** Oxford, Pergamon Press, 1970. 697 p.
- Zheleznyakov, V.V.; Zlotnik, E.Ya. Thermal cyclotron radio emission of neutral current sheets in the solar corona. **Solar Physics**, 68(2): 317–326, 1980.
- Zheleznyakov, V.V.; Tikhomirov, Yu.V. Microwave emission from hot X-ray kernels in solar flares. **Solar Physics**, 81(1): 121–135, Nov..1982
- Zheleznyakov, V.V. **Radiation in astrophysical plasmas** The Netherlands, Klüwer Publishing Company, 1996. 560 p.

APÊNDICE A

CLASSIFICAÇÃO DE EXPLOSÕES SOLARES SEGUNDO O PERIÓDICO SOLAR GEOPHYSICAL DATA (SGD)

Basicamente, as explosões solares em microondas podem ser classificadas dentro dos seguintes tipos:

- S = Simples: Principalmente "explosões impulsivas em microondas" ou "explosões decimétricas" não-térmicas.
- C = Complexa: Combinação de poucas ou muitas explosões simples.
- F = Flutuação: C pequena às vezes sobreposta à explosão principal.
- GB = Explosão Grande: C grande de importância especial.
- PRE = Precursor: Atividade pré-explosão relacionada à explosão principal.
- PBI = Aumento pós-explosão: Cauda da explosão principal que pode ser considerada como aumento da componente-S.
- GRF = Elevação e Queda Gradual: Aumento temporal da "componente-S" ou atividade semelhante na região de fulguração ("flare"). Às vezes pode iniciar com aumento relativamente abrupto como uma explosão simples, o GRF torna-se um PBI.
- ABS = Absorção: Absorção devido a material como "surge" aparece principalmente após a explosão e às vezes é chamado de decréscimo pós-explosão. Este fenômeno pode acontecer com frequência mas só pode ser considerado quando o fluxo decai ao nível de pré-explosão. A queda temporal do fluxo que é chamada às vezes, de explosão negativa pode ser listada como ABS, mas pode ser simplesmente a queda temporal da emissão.

Os três símbolos a seguir são simplesmente morfológicos:

- R = Rise: Este também pode acontecer como o início de um crescimento de longa duração da componente-S associado com outros eventos solares.
- FAL = Queda.

- SER – Séries de explosões.

Na faixa de comprimentos de onda decimétricos-métricos-decamétricos, a maior parte dos eventos pode ser C com F, GB e PRE como descrições mais específicas. Para esta faixa temos:

- NS = Tempestade de ruído.

- RF = Elevação e queda: Definida como uma elevação e queda do contínuo de forma um pouco irregular com duração da ordem de minutos a uma hora. S, FAL e SER também podem ser utilizados.

Estes tipos estão ilustrados nas tabelas a seguir com os códigos para identificação dos tipos de evento pelo código numérico do SGD e letra símbolo.

Código SGD	Letra símbolo	Classificação morfológica	Comentários
1	S	Simples 1	
2	S/F	Simples 1	S + F
3	S	Simples 2	
4	S/F	Simples 2F	S + F
5	S	Simples	
6	S	Pequena	Definida como aumento e queda simples de explosão pequena com duração 1-2 min.
7	C	Pequena +	Definida como explosão pequena com parte secundária.
8	S	"Spike"	Auto-descritiva pela duração.
20	GRF	Simples 3	
21	GRF	Simples 3A	"A" significa subordinado. Claramente a explosão sobreposta deve ser listada separadamente. Nos casos em que a separação é difícil e arbitrária, lista-se como C.
22	GRF	Simples 3F	Flutuações de curto período devem ser listadas separadamente.
23	GRF	Simples 3AF	
24	R	Elevação	
25	R	Elevação A	
26	FAL	Queda	
27	RF		
28	PRE	Precursor	
29	PBI	Aumento pós-explosão	
30	PBI	Aumento pós-explosão A	
31	ABS	Absorção	
40	F	Flutuações	
41	F	Grupos de explosões	Um grupo de explosões pequenas próximas uma da outra.
42	SER	Séries de explosões	Uma série de explosões ocorrendo de forma intermitente do nível de base com intervalos de tempo consideráveis entre as explosões.
43	NS	Início de tempestade de ruído	Lista com tempo de início e duração com o símbolo D.
44	NS	Tempestade de ruído em progresso	Lista com tempo de início, com o símbolo E e duração com o símbolo D.
45	C	Complexa	
46	C	Complexa F	
47	GB	Explosão grande	
48	C	Mais intensa	Definida como variação complexa de intensidade com grande amplitude.
49	GB	Mais intensa +	Maior aumento de fluxo com duração maior do que 10 min.

As complementações a este código foram propostas na IAU por Covington e estão na tabela a seguir.

Código SGD	Letra símbolo	Classificação morfológica	Comentários
1 A	S	Simples 1 A	Explosão única e simples com qualquer duração e intensidade. Evento separável de outras explosões sobrepostas.
3 A	S	Simples 2 A	
21 A	GRF	Simples 3 A GRF	
2 A	S/F	Simples 1AF	Explosão única e simples com qualquer duração e intensidade. Evento separável de outras explosões sobrepostas; desvios menores e flutuações não-listados.
4 A	S/F	Simples 2AF	
24O	R	Só elevação	Descontinuidade no nível diário sem recuperação observada, causa qualquer
24OF	R	Só elevação F	Com flutuações não-listadas.
24P	R	Pós-elevação	Nível aumentado pós-elevação.
24PF	R	Pós-elevação F	Nível aumentado pós-elevação com flutuações não-listadas.
26A	FAL	Queda A	Queda com evento sobreposto listado.
26O	FAL	Só queda	Só queda com descontinuidade no nível diário
26F	FAL	Queda F	Queda com flutuações menores não-listadas
27F	RF	Elevação e queda F	Elevação e queda com flutuações e variações menores não-listadas.
27AF	RF	Elevação e queda AF	Elevação e queda com eventos sobrepostos e flutuações e variações menores não-listadas.
31A	ABS	Decréscimo P.B. A	Decréscimo pós-explosão com evento sobreposto listado.
32A	ABS	Absorção A	Absorção com evento emissivo sobreposto listado.
46F	C	Complexa F	Evento complexo com flutuações

APÊNDICE B

PRINCIPAIS CARACTERÍSTICAS DOS EXPERIMENTOS HARD X-RAY BURST SPECTROMETER (HXRBS) E ULTRAVIOLET SPECTROMETER POLARIMETER (UVSP) À BORDO DO SATÉLITE SMM (NASA)

O objetivo científico do satélite Solar Maximum Mission (SMM) foi compreender a física das fulgurações - "flares" - solares. Neste apêndice fornecemos uma descrição dos experimentos HXRBS e UVSP em termos de suas características mais importantes e objetivos científicos.

Com respeito ao Hard X-Ray Burst Spectrometer tratava-se de um espectrômetro de raios-X colimados onde o detector consistia de dois componentes primários de cristal cintilador: um elemento detector central de CsI(Na) em forma de disco e um elemento colimador ativo de CsI(Na) circundante ao detector central. Cada um dos cristais era visto por quatro células fotomultiplicadoras que convertiam os pulsos luminosos de cintilação em sinais elétricos. O cristal central com uma espessura de 0,635 cm possuía uma área de 71 cm^2 . A geometria do colimador fornecia um campo de visada de 40° (FWHM).

A resolução em energia medida era de 30% (FWHM) em 122 keV. Foram incluídas janelas de alumínio relativamente espessas para atenuar os grandes fluxos de raios-X moles dos "flares" solares os quais distorcem medidas espectrais acima de 20 keV. A calibração do detector central era alcançada pela detecção dos raios-X de 59,6 keV emitidos por uma fonte radioativa de Am^{241} localizada no campo de visada do detector. O experimento tinha um peso de 44,1 kg. Existia uma escolha de até oito alturas de pulso em energia para o detector central variando de 7-113 keV a 49-840 keV. A resolução temporal era de 0,128 s em 15 canais do espectro de energias. O limiar de sensibilidade correspondia a um fluxo de 2×10^{-1} fótons/ $cm^2.s$ em raios-X de 20-200 keV durando por pelo menos um segundo.

Os objetivos científicos eram: a) determinar a natureza do mecanismo de aceleração de elétrons a 20-100 keV no primeiro estágio de uma fulguração - "flare" - solar e a > 1 MeV no segundo estágio de muitos "flares" e; b) caracterizar a relação espacial e temporal entre a aceleração de elétrons, o armazenamento e a liberação de energia durante uma fulguração solar.

Quanto ao Ultraviolet Spectrometer and Polarimeter, possuía um telescópio com distância focal efetiva de 1,8 m, área coletora de $66,4 \text{ cm}^2$, campo de visada de 256×256 segundos² de arco, precisão de rastreamento de 1 segundo de arco, faixa espectral de 1150-1800 Å, em segunda ordem; 1750-3600 Å em primeira ordem, resolução espectral de 0,02 Å FWHM em segunda ordem; 0,04 Å em primeira ordem, eficiência do sistema de 0,004 sem a inclusão do polarímetro em 1215 Å. Os tempos típicos de observação para os modos eram: 7 min para espectro-heliograma com resolução de 1 segundo de arco e 10 segundos de arco de campo de visada, 90 s para um dopplergrama com resolução de 10 segundos de arco e 2 minutos de arco de campo de visada.

Os objetivos científicos deste experimento eram: investigar a radiação ultravioleta da atmosfera solar, em particular, de regiões ativas, "flares", proeminências, e coroa ativa.

APÊNDICE C

MODELO C DE VERNAZZA-AVRETT-LOESER PARA O PERFIL DE TEMPERATURA DA FOTOSFERA E CROMOSFERA SOLARES

h (km)	T (K)
0	6420
50	5840
100	5455
150	5180
250	4780
350	4465
450	4220
515	4170
555	4230
605	4420
655	4730
705	5030
755	5280
855	5650
905	5755
980	5925
1065	6040
1180	6150
1280	6220
1380	6280
1515	6370
1605	6440
1785	6630
1925	6940

h (km)	T (K)
1990	7160
2016	7360
2050	7660
2070	7940
2080	8180
2090	8440
2104	9500
2107	10700
2109	12300
2113	18500
2115	21000
2120	22500
2129	23000
2160	23500
2200	24000
2230	24200
2255	24500
2263	25500
2267	28000
2271	32000
2274	37000
2280	50000
2290	89100
2298	141000
2543	447000