



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS

AUTORIZAÇÃO PARA PUBLICAÇÃO
AUTHORIZATION FOR PUBLICATION

AUTORES AUTHORS	SOL	PALAVRAS CHAVES/KEY WORDS	RAIOS X	AUTORIZADA POR/AUTHORIZED BY <i>Rafael G. G. G.</i> Pres. Cons. Pós-Graduação
	EXPLOSÕES SOLARES	MICROONDAS	ALTA ENERGIA	

AUTOR RESPONSÁVEL RESPONSIBLE AUTHOR <i>Emília Correia</i> Emília Correia	DISTRIBUIÇÃO/DISTRIBUTION ☐ INTERNA / INTERNAL ☒ EXTERNA / EXTERNAL ☐ RESTRITA / RESTRICTED	REVISADA POR / REVISED BY <i>A. Chian</i> Abraham C.L. Chian
--	--	--

CDU/UDC 523.74	DATA / DATE Novembro, 1989
-------------------	-------------------------------

TÍTULO/TITLE	PUBLICAÇÃO Nº PUBLICAÇÃO NO INPE-4961-TDL/390	ORIGEM ORIGIN PG/CEA
	FENÔMENOS DE ALTA ENERGIA EM EXPLOSÕES SOLARES	PROJETO PROJECT MISOL/CEA
AUTORES/AUTHORSHIP Emília Correia	Nº DE PAG. NO OF PAGES 106	ULTIMA PAG. LAST PAGE A6
	VERSÃO VERSION	Nº DE MAPAS NO OF MAPS

RESUMO - NOTAS / ABSTRACT - NOTES

A principal proposta deste trabalho é analisar as características de eventos peculiares que podem ser produzidos por elétrons relativísticos e tentar definir as novas condições de contorno para a liberação primária de energia durante a fase impulsiva das explosões solares. Parece que a emissão submilimétrica em explosões solares não é um fenômeno raro, não se tem muita evidência desta, só por causa da falta de observações nesta faixa do espectro. Durante Maio de 1984 nós observamos o Sol em 90 GHz com alta resolução temporal e alta sensibilidade, e obtivemos evidência deste fato. O evento do dia 21 de Maio de 1984, às 1326 TU é o melhor exemplo de manifestações de alta energia em explosões solares. Ele foi observado em diferentes bandas de energia do espectro e nos deu novas condições de contorno para o fenômeno físico no Sol. O evento do dia 21 necessitou uma análise detalhada dos modelos de interpretação atuais e sugeriu a presença de elétrons relativísticos durante a fase impulsiva. Neste trabalho nós sugerimos o mecanismo Síncrotron/Compton inverso para explicar a emissão sub-mm/raios X e a curta duração dos pulsos. As novas condições de contorno para a liberação primária de energia favorecem o modelo de Tajima e Sakai, baseado na teoria da coalescência de ilhas magnéticas.

OBSERVAÇÕES/REMARKS

Tese de doutorado em Ciência Espacial aprovada em junho de 1989.

INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS

TESE

FENÔMENOS DE ALTA ENERGIA EM EXPLOSÕES SOLARES

SUBMETIDA POR

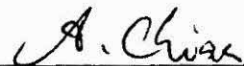
Emília Correia

Em cumprimento parcial dos requisitos exigidos para obtenção do título
de Doutor em Ciência Espacial

1989

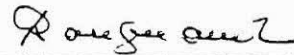
Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Doutor
em Ciência Espacial

Dr. Abraham Chian Long Chian



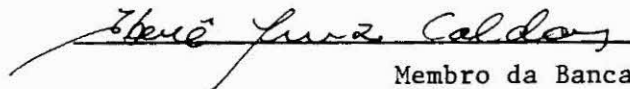
Presidente

Prof. Pierre Kaufmann



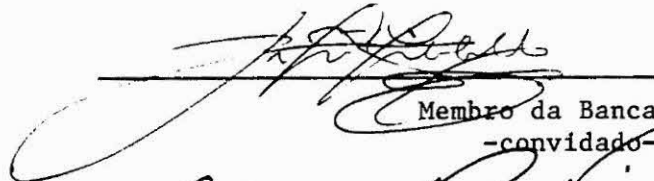
Orientador

Dr. Iberê Luiz Caldas



Membro da Banca
-convidado-

Dr. Luiz Fernando Ziebell



Membro da Banca
-convidado-

Drª Liliana Rizzo Piazza



Membro da Banca

Dr. Walter Demétrio G. Alarcon



Membro da Banca

Candidata: Emília Correia

São José dos Campos, 21 de junho de 1989

" Penso noventa e nove vezes e nada descubro; deixo de pensar, mergulho em profundo silêncio -- e eis que a verdade se me revela. A natureza é exatamente simples, se conseguirmos encará-la de modo apropriado. "

(A.Einstein)

Agradeço ao Prof. Pierre Kaufmann pela orientação, apoio e estímulo constantes, mesmo durante as adversidades. A todos os colegas, que através de discussões enriqueceram o trabalho. E um agradecimento especial aos meus pais e amigos.

RESUMO

A principal proposta deste trabalho é analisar as características de eventos peculiares que podem ser produzidos por elétrons relativísticos e tentar definir as novas condições de contorno para a liberação primária de energia durante a fase impulsiva das explosões solares. Parece que a emissão submilimétrica em explosões solares não é um fenômeno raro, não se tem muita evidência desta, só por causa da falta de observações nesta faixa do espectro. Durante Maio de 1984 nós observamos o Sol em 90 GHz com alta resolução temporal e alta sensibilidade, e obtivemos evidência deste fato. O evento do dia 21 de Maio de 1984, às 1326 TU é o melhor exemplo de manifestações de alta energia em explosões solares. Ele foi observado em diferentes bandas de energia do espectro e nos deu novas condições de contorno para o fenômeno físico no Sol. O evento do dia 21 necessitou uma análise detalhada dos modelos de interpretação atuais e sugeriu a presença de elétrons relativísticos durante a fase impulsiva. Neste trabalho nós sugerimos o mecanismo Síncrotron/Compton inverso para explicar a emissão sub-mm/raios X e a curta duração dos pulsos. As novas condições de contorno para a liberação primária de energia favorecem o modelo de Tajima e Sakai, baseado na teoria da coalescência de ilhas magnéticas.

ABSTRACT

The main purpose of this work is to analyse the characteristics of peculiar solar events that could be produced by ultrarelativistic electrons and try to define the new boundary conditions for the primary energy release during impulsive phase. It seems that submillimeter emission in solar flares is no a rare phenomenon, there is no much evidence of that, just due the lack of observations in this range of the spectrum. During May 1984 we observed the Sun at 90 GHz with high time resolution and high sensitivity, and obtained evidence of this. The May 21, 1984 event, at 1326 UT is the best example of the high energy manifestation during solar events. It was observed in different energy bands of the spectrum and gave us new boundary conditions for the physical phenomena in the Sun. The May 21 event required a detailed analysis of the current interpretation models and suggested the presence of relativistic electrons during the impulsive phase. In this case we suggested Synchrotron/Inverse Compton mechanism to explain sub-mm/X ray emission and short pulse duration. The new boundary conditions for primary energy release favored Tajima and Sakai's model, based in magnetic island coalescence theory.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	ix
LISTA DE TABELAS	xi
LISTA DE SÍMBOLOS	xii
 <u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	 1
1.1 - Objetivos	1
1.2 - Fenômenos de alta energia no Sol	3
1.2.1 - Emissões em raios gama e X duros	5
1.2.2 - Eventos peculiares em microondas e WLF	7
1.3 - Aceleração de partículas de alta energia	11
 <u>CAPÍTULO 2 - CARACTERÍSTICAS DO EVENTO DE 21 DE MAIO DE 1984</u> ...	 13
2.1 - Observações	14
2.2 - Características do evento	15
2.2.1 - Perfis temporais e espectros	15
2.2.2 - Características dos pulsos	25
2.3 - Discussões	29
 <u>CAPÍTULO 3 - INTERPRETAÇÃO DO EVENTO DE 21 DE MAIO DE 1984</u>	 35
3.1 - "Bremsstrahlung" térmico	35
3.2 - Emissão girosíncrotron de elétrons quasi-térmicos.....	37
3.3 - Mecanismo compton inverso	42
3.3.1 - Formulação síncrotron e compton inverso	42
3.3.2 - Emissão compton inverso em campo síncrotron de fótons ..	47
3.3.3 - Emissão compton inverso em campo térmico de fótons.....	50
3.4 - Mecanismo girosíncrotron com supressão Razin	51
3.5 - Discussões	53

	<u>Pág.</u>
<u>CAPÍTULO 4 - ACELERAÇÃO DE PARTÍCULAS ENERGÉTICAS</u>	57
4.1 - Introdução	57
4.1.1 - Fonte de energia	57
4.1.2 - Reconexão e "tearing" magnético	58
4.1.3 - Aceleração de partículas	61
4.2 - Coalescência explosiva	61
4.2.1 - Simulação EM das partículas	64
4.2.2 - Simulação MHD	67
4.3 - Aplicação do modelo teórico	68
4.4 - Simulação em laboratório da instabilidade "tearing".....	71
4.5 - Discussões	76
 <u>CAPÍTULO 5 - CONCLUSÃO</u>	 79
5.1 - Discussões finais	79
5.2 - Perspectivas de trabalho	81
 <u>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</u>	 83
 <u>APÊNDICE A - EQUIPAMENTO E PROCEDIMENTO OBSERVACIONAL EM MICRO- ONDAS NA ÁREA DE FÍSICA SOLAR</u>	

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Possível cenário da configuração magnética de uma região ativa na atmosfera solar	2
1.2 - Exemplos de espectros de explosões solares apresentando achatamento espectral em comprimentos de onda milimétricos ..	9
2.1 - Espectros das 4 explosões solares observadas em Maio de 1984	14
2.2 - Evento de 21 de Maio de 1984 em escala de tempo comprimida .	16
2.3 - Evento de 21 de Maio de 1984 observado em 5 GHz pelo experimento de VLBI	17
2.4 - Espectro rádio para as estruturas de A-G mostradas na Figura 2.2.....	18
2.5 - Perfis temporais do evento de 21 de Maio de 1984 nas frequências de 327 e 408 MHz (Zlobec, 1986) comparadas com o perfil em 90 GHz	19
2.6 - Comparação de fluxos e índices espectrais em 90 e 30 GHz, e em raios X duros (30 keV) para as estruturas indicadas na Figura 2.2	21
2.7 - Amplitude relativa dos pulsos X frequência rádio	26
2.8 - Perfis temporais detalhados dos pulsos após ser subtraída a componente gradual, obtida com a técnica da média corrida (220 ms)	28
2.9 - Diagrama de espalhamento da taxa de repetição dos pulsos e o fluxo em 90 GHz	31
2.10 - Diagramas de espalhamento dos fluxos em 90 GHz e: (a) raios X de 30 keV e (b) raios X de 100 keV	32
2.11 - Diagrama de espalhamento da taxa de repetição dos pulsos e o índice espectral em raios X	33
3.1 - Espectro previsto pela interpretação Síncrotron/Compton inverso	54
4.1 - Esquema de uma ilha magnética	60
4.2 - Possível cenário da coalescência entre dois arcos magnéticos na atmosfera solar	63

4.3	- Evolução temporal das características das partículas e campos para a coalescência da simulação EM	66
4.4	- Sequência esquemática da variação do plasma e dos campos elétrico e magnético durante o processo da coalescência	67
4.5	- Evolução temporal da energia do fluido (a) e do fluxo reconnectado (b), obtida da simulação MHD para $E = 0,85$	68
4.6	- Período de oscilação mínimo do campo magnético em função de sua escala de variação espacial, para diferentes densidades ambientes ($T_e = 10$ K e $B = 2000$ G)	71
4.7	- Evolução temporal do aquecimento (a) e aceleração de elétrons (b) na fase explosiva da liberação de energia simulada em laboratório ($n = 5 \times 10$ cm e $B = 450$ G)	73
4.8	- Evolução temporal do campo elétrico médio obtido da simulação em laboratório	75
A.1	- Elementos básicos de um receptor heterodino	A.2
A.2	- Exemplo de um mapa do Sol em 22 GHz	A.4

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Parâmetros das estruturas do evento de 21 de Maio de 1984 ...	24
4.1 - Parâmetros da lâmina de corrente	72
4.2 - Resultados da simulação em laboratório	75

LISTA DE SÍMBOLOS

- B - Intensidade do campo magnético, G
c - Velocidade da luz, cm s^{-1}
 c_s - Velocidade íon acústica, cm s^{-1}
e - Carga do elétron, C
L - Comprimento, cm
n - Densidade, cm^{-3}
p - Índice espectral dos elétrons
P - Período, s
q - Índice espectral da radiação X
t - Tempo, s
T - Temperatura, K
v - Velocidade, cm s^{-1}
V - Volume, cm^3
 γ - Fator de Lorentz
 ϵ - Energia, erg

Unidades

$$1 \text{ u.f.s.} - 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} - 10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$$

$$1 \text{ UA} - 1,5 \times 10^{13} \text{ cm}$$

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 - OBJETIVOS

As explosões solares são fenômenos de liberação rápida de energia na atmosfera solar. A energia liberada é considerada de origem magnética e está armazenada sob a forma decorrentes, que ao atingirem intensidades críticas geram instabilidades e turbulências no plasma. As alterações físicas sofridas pelo plasma possibilitam a conversão da energia magnética em aquecimento e/ou aceleração das partículas até energias relativísticas durante a fase impulsiva das explosões, fase em que se observa a maior emissão de energia dentre todos os fenômenos solares.

A Figura 1.1 mostra um possível cenário de configuração magnética das regiões ativas onde são produzidas as explosões solares. A liberação da energia magnética pode ocorrer na alta coroa, ou em regiões de interação entre um arco magnético emergente e um já existente, portanto em regiões mais profundas da atmosfera solar, possivelmente na região de transição. A emissão rádio é associada à radiação produzida por elétrons energéticos espiralando ao redor das linhas do campo magnético. Os raios X moles são emissão térmica do plasma na estrutura magnética. As emissões em raios X duros, raios gama e WLF (White Light Flares - explosões na luz branca) são atribuídas à precipitação de elétrons energéticos na região de transição, entre a coroa e a cromosfera.

A grande maioria das explosões solares relatadas na literatura apresenta características morfológicas e espectrais similares, sendo possível o estabelecimento de condições físicas típicas para a região de produção das várias radiações eletromagnéticas observadas. Por outro lado, existem alguns eventos que não seguem o comportamento típico, requerendo propriedades físicas diferentes para a

região fonte, e maior número de partículas relativísticas já na fase impulsiva dos eventos.

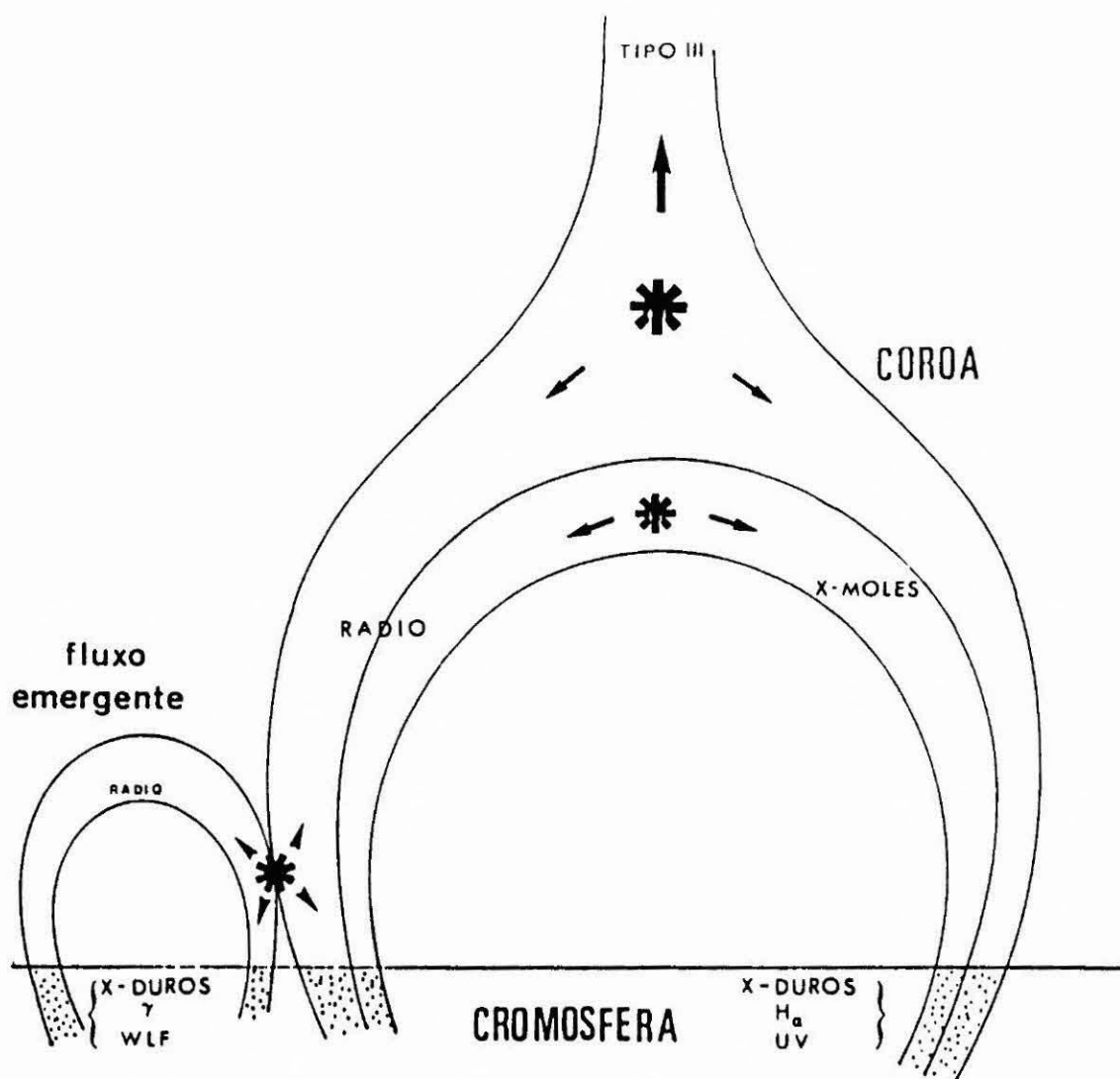


Fig. 1.1 - Possível cenário da configuração magnética de uma região ativa na atmosfera solar.

O objetivo deste trabalho é tentar estabelecer condições de contorno para os fenômenos associados a altíssimas energias na atmosfera solar, a partir de um levantamento dos eventos atípicos estudados na literatura com resolução temporal pobre e baixa sensibilidade instrumental, e a partir da análise detalhada de um evento atípico observado no Radiobservatório do Itapetinga com alta resolução temporal e alta sensibilidade na faixa de microondas, com dados simultâneos em raios X duros obtidos com o satélite SMM (NASA) e em ondas métricas do Radiobservatório de Nançay na França.

1.2 - FENÔMENOS DE ALTA ENERGIA NO SOL

As explosões solares geralmente apresentam emissão impulsiva numa banda larga do espectro eletromagnético, estendendo-se da faixa rádio (50 - 90000 MHz), passando pela do visível até a de raios X duros, com características espectrais e temporais semelhantes.

A emissão na faixa de ondas métricas (50-500 MHz) associada à fase impulsiva é denominada de eventos Tipo III, seu espectro dinâmico mostra rápido deslocamento das altas para as baixas frequências ($v=100$ MHz s⁻¹), e acredita-se serem produzidos por feixes de elétrons. O feixe de elétrons se desloca na coroa seguindo as linhas abertas da estrutura magnética, com velocidade típica de $c/3$, excitando oscilações de plasma chamadas ondas de Langmuir, que ao serem espalhadas são parcialmente convertidas em ondas eletromagnéticas de frequência próxima a do plasma local. Devido à densidade eletrônica e consequentemente a frequência de plasma decrescer para as camadas mais externas da atmosfera solar, as radiações de menores frequências são provenientes da alta coroa.

Na região microondas (1-90 GHz) as explosões geralmente apresentam espectro de emissão com frequência de pico ao redor de 10 GHz. Seu perfil temporal apresenta estruturas periódicas de 5-10 segundos com correspondência em raios X duros, denominadas de explosões elementares (van Beek et al., 1974), às quais se superpõem estruturas ultra-rápidas com período de frações de segundo (Kaufmann et al., 1980,

1984; Correia, 1983; Loran et al., 1985) bem correlacionadas com raios X duros (Takakura et al., 1983). A radiação em microondas é produzida por mecanismo girosíncrotron de elétrons com energia superior a 100 keV, na presença de campo magnético. A região onde ocorre a emissão de microondas parece coincidir com o local de liberação primária de energia.

A boa correlação temporal entre microondas e raios X duros sugere que estas duas emissões são produzidas pela mesma população de elétrons energéticos. A radiação X é produzida pelo espalhamento de elétrons com energia acima dos fótons observados. Os elétrons podem estar aprisionados em alturas coronais nos arcos magnéticos ou se precipitam nos pés dos arcos, interagindo com meios de diferentes densidades. No caso de interação com meio pouco denso, a eficiência do processo de emissão X é muito baixa, mas se os elétrons fizerem parte de uma distribuição térmica (maxwelliana) o processo se torna eficiente e comparável ao caso de precipitação num meio mais denso.

O fluxo em raios X varia com a energia segundo lei de potência:

$$\frac{dF}{dE} = E^{-\delta}$$

onde δ é o índice espectral que está na faixa de 2-7; ou segundo exponenciais:

$$\frac{dF}{dE} = \exp \left(\frac{-E}{kT} \right)$$

onde kT varia de 5-60 keV. Para $kT > 100$ keV o ajuste de lei de potências é melhor.

De modo geral a fase impulsiva dos eventos solares apresenta características como as citadas acima, mas existem casos em que, por exemplo, a frequência de pico no espectro rádio é superior a 30 GHz e que o espectro em raios X é muito mais duro, podendo se estender até a região de raios gama contínuo, requerendo elétrons relativísticos e impondo novas condições de contorno para o processo de liberação primária de energia.

Algumas características observacionais relevantes às explosões que apresentaram peculiaridades serão dadas a seguir.

1.2.1 - EMISSÕES EM RAIOS GAMA E X DUROS

Observações de explosões solares com fótons de energia maior que 270 keV já haviam sido feitas em 1958, mas até 1980 apenas poucas observações haviam sido relatadas na literatura. A astronomia de raios gama solares só teve impulso após o lançamento do satélite "Solar Maximum Mission" (SMM), da NASA e do Hinotori do Japão, respectivamente em 1980 e 1981. Com a operação contínua dos espectrômetros de raios gama a bordo do SMM (GRS) e do Hinotori, foi possível a detecção de muitos eventos com fótons acima de 270 keV, que levantaram questões fundamentais sobre o processo de aceleração de partículas energéticas e sua interação com a atmosfera solar.

Admite-se agora que a radiação gama é frequentemente produzida durante a fase impulsiva de alguns eventos solares; seu espectro apresenta linhas superpostas a uma componente contínua que pode se estender até 20 MeV. A componente contínua é normalmente associada à emissão "bremsstrahlung" de elétrons relativísticos num meio denso, e as linhas às interações de fótons energéticos.

Dentre os eventos que apresentam emissão gama, existem alguns em que os máximos de intensidade da radiação contínua nas baixas

e altas energias são simultâneos dentro da precisão de 1 segundo. Isto requer elétrons de poucos keV até 20 MeV injetados ou acelerados simultaneamente na região fonte (Chupp, 1984; Ramaty et al., 1983). Atrasos superiores a 1 segundo são explicados por forte regime de difusão e ângulos de passo provocado por ondas de plasma (Bespalov et al., 1986), no caso de aceleração simultânea, ou os elétrons mais energéticos seriam produzidos numa segunda etapa de aceleração, via processos estocásticos (Bai et al., 1983).

O espectro da radiação gama mostra boa correlação entre o excesso de emissão na região dos MeV e o fluxo integrado do contínuo dos eventos em raios X com energias acima de 270 keV (Chupp, 1984). O excesso de emissão em MeV é atribuído à superposição de linhas alargadas produzidas pela interação de íons energéticos. Os atrasos nulos, dentro da resolução instrumental (1 segundo), entre os máximos de emissão na faixa de keV e MeV, exigem a presença de íons energéticos juntamente com elétrons relativísticos na fase impulsiva dos eventos (Forrest et al., 1981). Isto indica que elétrons e íons foram acelerados impulsivamente, ou foram injetados simultaneamente na região fonte.

A falta de correlação entre as fluências de linhas gama e os prótons interplanetários sugere que os eventos altamente energéticos ocorrem em configurações magnéticas fechadas que dificultam o escape de partículas (Heyvaerts, 1983). Por outro lado pode ser devida a efeitos de propagação dos íons no campo magnético interplanetário (Chupp, 1984; McGuire, 1983), ou que os prótons observados na Terra foram acelerados numa segunda etapa, por ondas de choque (Cliver et al., 1985; Bai, 1986), por exemplo.

Os neutrons são a única fonte de informação indireta, na Terra, sobre as partículas carregadas aceleradas durante a fase impulsiva das explosões solares, pois não interagem com o campo magnético interplanetário. Nas condições da atmosfera solar, os neutrons devem ser produzidos principalmente pela interação próton-próton, e seu fluxo e energia refletem diretamente as características

dos prótons energéticos. Considerando-se que os neutrons são produzidos durante a fase impulsiva, estes devem ter energias de 50 - 600 MeV, portanto requer aceleração de elétrons de GeV na fase primária de aceleração (McGuire, 1983).

Verificou-se que os eventos em raios X mais impulsivos apresentam índice espectral na faixa de 2-4 (Ohki et al., 1983), ou seja, mais energéticos e geralmente com linhas gama associadas (Bai et al., 1983).

Zolcinski et al. (1983) estudaram a diretividade de eventos gama solares, obtidos com o GRS para energias acima de 300 keV, e concluíram que eram distribuídos isotropicamente sobre o disco solar. Mas Vestrand et al. (1987), utilizando um critério de seleção que aumentava a detetabilidade dos eventos, concluíram que a emissão "bremsstrahlung" acima de 300 keV pode ser anisotrópica. Observações acima de 10 MeV sugerem maior número de eventos nas proximidades do limbo solar (Hudson, 1985), mas a qualidade dos dados é pobre. A distribuição anisotrópica de eventos, com maior ocorrência no limbo, e evidências de que os eventos do limbo apresentam espectro mais duro do que os do disco solar (Vestrand et al., 1987), favorecem os modelos de precipitação de elétrons na interpretação da radiação X.

Quanto aos perfis temporais, as flutuações de segundos e frações de segundo sugerem, segundo modelos magnetohidrodinâmicos, densidades de $10^{11} - 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ e dimensões da região fonte $< 10^7 \text{ cm}$. Por outro lado estas flutuações podem refletir algum regime oscilatório das instabilidades que governam a liberação primária de energia.

1.2.2 - EVENTOS PECULIARES EM MICROONDAS E WLF

Em microondas existem poucas observações em frequências superiores a 50 GHz, pois tendo-se como base os espectros observados, acreditava-se que a emissão das explosões solares fosse desprezível nesta faixa. As observações iniciais na faixa submilimétrica tinham como finalidade o estudo da variação centro-limbo da brilhância solar.

Para tal, se faziam trânsitos com duração de alguns minutos sobre o disco do Sol. Durante alguns destes trânsitos se detectou grande excesso de emissão, bem correlacionada com a fase gradual de explosões em outras radiações eletromagnéticas (Akabane et al., 1973; Zirín e Tanaka, 1973). Devido a resolução temporal pobre não era possível se observar a fase impulsiva dos eventos, e acreditava-se que nenhuma radiação submilimétrica era produzida nesta fase; mas observações com alta resolução temporal mostraram exatamente o contrário.

É interessante citar as características marcantes destes eventos peculiares citados na literatura. O evento mais intenso foi observado em 71 GHz (Croom, 1970), com 50.000 ufs (1 unidade de fluxo solar = $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) e espectro crescente acima de 71 GHz. A intensidade deste evento foi atribuída à alta diretividade da radiação produzida, já que o evento ocorreu no limbo solar. Considerando-se que a radiação foi produzida por mecanismo girosíncrotron, seriam necessários campos magnéticos superiores a 7000 G, muito superiores aos maiores campos inferidos a partir de magnetogramas. Portanto, eventos com espectros crescentes acima de 50 GHz requerem uma interpretação mais rigorosa e completa.

Existem alguns eventos que apresentaram achatamento espectral para frequências superiores a 50 GHz (Croom, 1970; Cogdell, 1972; Shimabukuro, 1970, 1972; Akabane et al., 1973; Zirín e Tanaka, 1973), ver Figura 1.2. É interessante notar que os espectros dos eventos analisados por Shimabukuro (1970), Akabane et al. (1973) e por Zirín e Tanaka (1973) mostram possível evidência de duas componentes espectrais, a primeira com máximo em 10 GHz e a segunda com máximo em frequências acima de 100 GHz. Zirín e Tanaka (1973) verificaram a presença da segunda componente durante a ocorrência de abrilhantamentos em 3835 angstroms e subsequente desaparecimento quando estes cessaram. Atualmente existem muitos eventos com espectro crescente para frequências acima de 30 GHz (Magun, 1987, comunicação privada), obtidos com resolução temporal de 0,3 segundos.

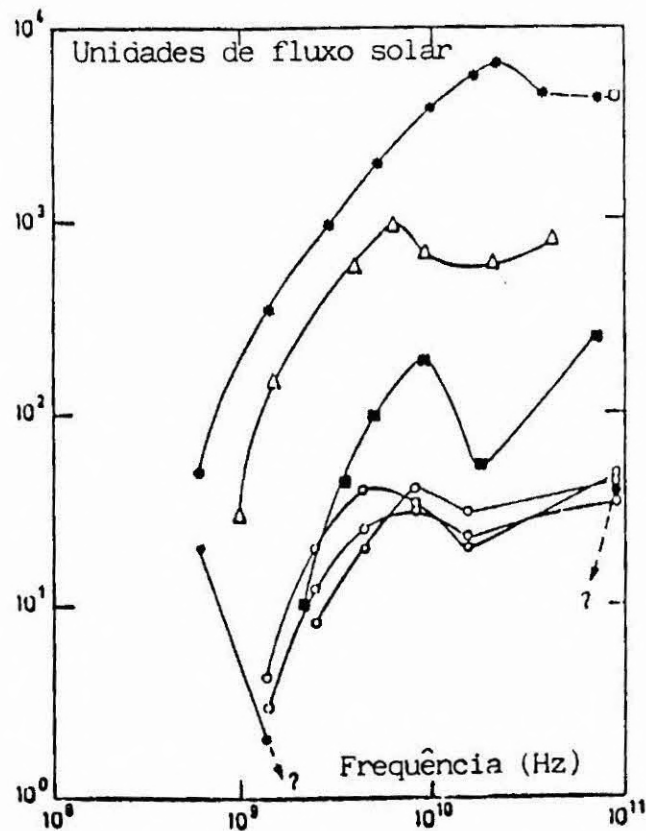


Fig. 1.2 - Exemplos de espectros de explosões solares apresentando achatamento espectral em comprimentos milimétricos.

FONTE: Kaufmann et al. (1986b), p. 13.

* Croom (1970), ○ Shimabukuro (1972), ● Shimabukuro (1970),
□ Akabane et al. (1973), Δ Zirín e Tanaka (1973).

O achatamento espectral é explicado considerando-se radiação térmica produzida por elétrons energéticos que se termalizaram ao interagir com a atmosfera solar, durante a fase gradual dos eventos. Mas também pode ser devido a superposição de emissão de várias fontes. Os espectros com máximo acima de 30 GHz, na região do infravermelho ou visível, podem ser produzidos por radiação síncrotrônica de elétrons de 10 - 100 MeV em campos de 100 - 1000 G, como previsto por Shklovsky (1964).

Outro fenômeno solar altamente energético que merece atenção, é o denominado de "White Light Flare" (WLF), cuja emissão ocorre na região do espectro visível. No momento sua interpretação é muito controversa devido à grande dificuldade de sua observação, pois o contraste desta emissão em relação à fotosfera vizinha é muito pequeno, sendo só observável durante grandes explosões.

A boa correlação temporal dos eventos White Light (WL) com as emissões em raios X duros e microondas, pode significar que esta emissão também foi produzida pela mesma população de elétrons energéticos. As observações mostram que a emissão WL, produzida durante a fase impulsiva, ocorre em pequenos nós, com dimensões inferiores a 1" e duração média de 5 - 10 segundos (Zirin e Tanaka, 1973).

Todos os eventos em microondas que tiveram emissão WL associada, apresentaram espectro com máximo acima de 10 GHz. Isto pode caracterizar regiões fonte em campos magnéticos intensos, conseqüente em camadas mais profundas e densas da atmosfera solar, ou a presença de elétrons relativísticos.

Os WLFs foram inicialmente interpretados como radiação síncrotron com máximo espectral na região do visível ou no infravermelho (Stein e Ney, 1963; Sklovsky, 1964), mas Korchak (1965) mostrou que a intensidade da emissão X produzida pelos mesmos elétrons seria muito superior à observada. Outra interpretação possível, é que os WLFs são produzidos por precipitação de elétrons energéticos na cromosfera.

Nagita e Orral (1970) fizeram um estudo comparativo entre os modelos de precipitação e síncrotron, para elétrons com energia de 10 - 1000 MeV, e concluíram que a precipitação seria mais eficiente. As evidências observacionais favorecem o modelo de precipitação, pois a emissão WL parece ocorrer nos pés do arco magnético (Zirin e Tanaka, 1973), mas existem controvérsias sobre que partículas se precipitam, prótons ou elétrons. No caso de elétrons, a

emissão WL seria produzida na cromosfera, enquanto que para prótons seria na fotosfera (Hudson e Dwivedi, 1982; Neidig, 1983; Kane et al., 1985).

Observações de WLs, com maior sensibilidade e resolução temporal, são necessárias para se estabelecer qual o modelo que melhor descreve o fenômeno, pois no momento existem muitos problemas a serem superados, tanto no modelo síncrotron como no de precipitação de partículas.

1.3 - ACELERAÇÃO DE PARTÍCULAS DE ALTA ENERGIA

A energia liberada durante a fase impulsiva das explosões solares é atribuída, normalmente, à energia armazenada nos campos magnéticos das regiões ativas.

Os campos magnéticos da coroa solar têm a forma de arcos, cujos pés estão ancorados na fotosfera, e portanto sofrendo efeito da rotação diferencial, que acaba torcendo suas linhas e provocando o aparecimento de correntes. Quando a intensidade destas correntes atinge valores críticos, próximos à velocidade íon-acústica, surgem instabilidades dissipativas no plasma. Estas instabilidades são responsáveis pela liberação da energia magnética, na forma de aquecimento e/ou aceleração das partículas.

É importante frisar que os pequenos atrasos (1 segundo) observados entre emissões gama e X duros, podem evidenciar a aceleração de elétrons relativísticos e íons energéticos durante a fase impulsiva dos eventos (Forrest et al., 1981; Ramaty et al., 1983; Chupp, 1984), ou seja, fase de liberação primária de energia.

Detalhes sobre os mecanismos de armazenamento e liberação de energia, bem como os possíveis mecanismos de aceleração de partículas de alta energia, serão dados no Capítulo 4.

CAPÍTULO 2

CARACTERÍSTICAS DO EVENTO DE 21 DE MAIO DE 1984

Com o objetivo de se explorar o comportamento espectral das explosões solares em frequências acima de 30GHz, realizou-se uma série de observações simultâneas nas frequências de 30 e 90 GHz, usando a antena de 13,7 m do Radiobservatório do Itapetinga. As observações foram feitas durante o mes de Maio de 1984. Neste período havia uma região ativa com configuração magnética delta (associada a manchas que não apresentam penumbra, ou seja, com elevados gradientes magnéticos) complexa, que produziu apenas 4 eventos, cujos espectros estão na Figura 2.1. Os eventos dos dias 21 e 22 de Maio às 1746 e 1450 TU, respectivamente, foram considerados típicos por apresentarem máximo espectral ao redor de 10 GHz e pouca emissão na região submilimétrica. O evento do dia 20 sugere a presença de duas componentes espectrais, a primeira igual a dos eventos típicos e uma segunda com máximo acima de 30 GHz. Já o evento do dia 21 às 1326 TU apresentou apenas a componente espectral com máximo acima de 90 GHz.

O evento do dia 21 foi o primeiro observado em 30 e 90 GHz com alta sensibilidade e resolução temporal de milisegundos (Kaufmann et al., 1985, 1986a; Correia et al., 1986; Costa e Kaufmann, 1986; Correia e Kaufmann, 1987), e que apresentou espectro crescente acima de 90 GHz. É portanto, um exemplo isolado da manifestação submilimétrica da possível emissão de elétrons relativísticos durante as explosões solares.

A seguir serão dadas todas as informações sobre as observações realizadas nas diversas faixas do espectro eletromagnético, e as características temporais e energéticas deste evento peculiar.

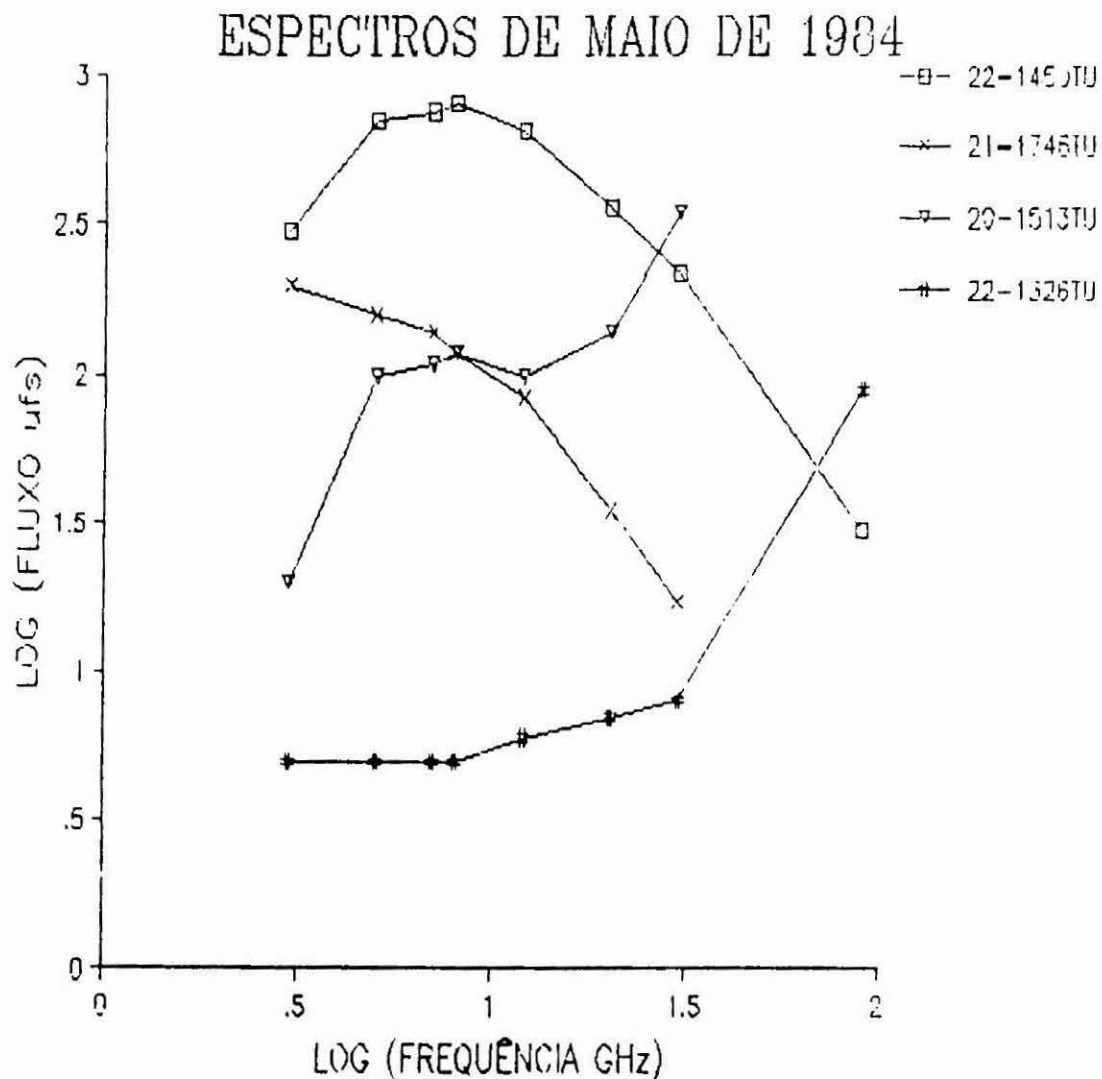


Fig. 2.1 - Espectros das 4 explosões solares observadas em Maio de 1984.

2.1 - OBSERVAÇÕES

A explosão solar de 21 de Maio foi observada numa grande faixa espectral, estendendo-se da região X até ondas métricas, por diferentes instrumentos no solo e espaço.

As observações em microondas, nas frequências de 30 e 90 GHz, foram realizadas com uma antena de 13,7 m, cuja sensibilidade era

de 0,03 ufs e resolução temporal de 1 ms; em 7 GHz utilizou-se um polarímetro de patrulhamento, com sensibilidade de 5 ufs, ambos operando no Radiobservatório do Itapetinga. Maiores informações sobre o equipamento utilizado e a técnica de observação solar em microondas estão no Apêndice A. Dados espectrais nas frequências de 245, 410, 606, 2695, 4995, 8800 e 15400 MHz, foram obtidos no Radiobservatório de Sagamore Hill (AFGL), com resolução temporal de 1 s (Cliver, 1984). Em 5 GHz foi observado durante uma operação de VLBI entre Westerbork (Países Baixos) e Onsala (Suecia), com sensibilidade inferior a 0,01 ufs e resolução temporal de 1 ms (van Nieuwkoop, 1985).

Em ondas métricas, as observações foram feitas no Radiobservatório de Nançay, França, na frequência de 169 MHz, mas os dados foram obtidos apenas numa escala comprimida (Raoult, 1984). Em Nançay também se obteve informação espectral, na faixa de 468-162 MHz, com resolução temporal de 1 s (Bougeret, 1984). Dados com resolução temporal de 20 ms, foram obtidos em 610, 408, 327 e 237 MHz pelo grupo de Trieste (Zlobec, 1986).

Os dados em raios X duros foram obtidos com o espectrômetro HXRBS (Hard X Ray Burst Spectrometer) a bordo do satélite SMM da NASA. A resolução temporal do experimento durante o evento era de 128 ms.

2.2 - CARACTERÍSTICAS DO EVENTO

2.2.1 - PERFIS TEMPORAIS E ESPECTROS

O perfil temporal da emissão em 90 GHz mostra sete estruturas, com duração de 1-4 s, todas bem correlacionadas com raios X duros (Figura 2.2). Sua comparação com 30 GHz, mostra boa correlação apenas nas 3 últimas estruturas (E, F e G), sendo que as primeiras parecem ter sido atenuadas por algum mecanismo de plasma ou auto-absorção da radiação. A emissão nas frequências inferiores a 15 GHz, observadas com o espectrógrafo do AFGL e pelo polarímetro do Itapetinga, parece estar abaixo ou no limite de detecção instrumental

de 5 ufs. Isto foi confirmado com as medidas em 5 GHz do experimento de VLBI, as quais mostraram que o evento tinha 5 ufs nesta frequência. O perfil do evento em 5 GHz está mostrado separadamente na Figura 2.3, pois ainda há imprecisão de aproximadamente 1 segundo nas marcas de tempo; e não se tem informação da dimensão das fontes, porque os dados ainda não foram processados.

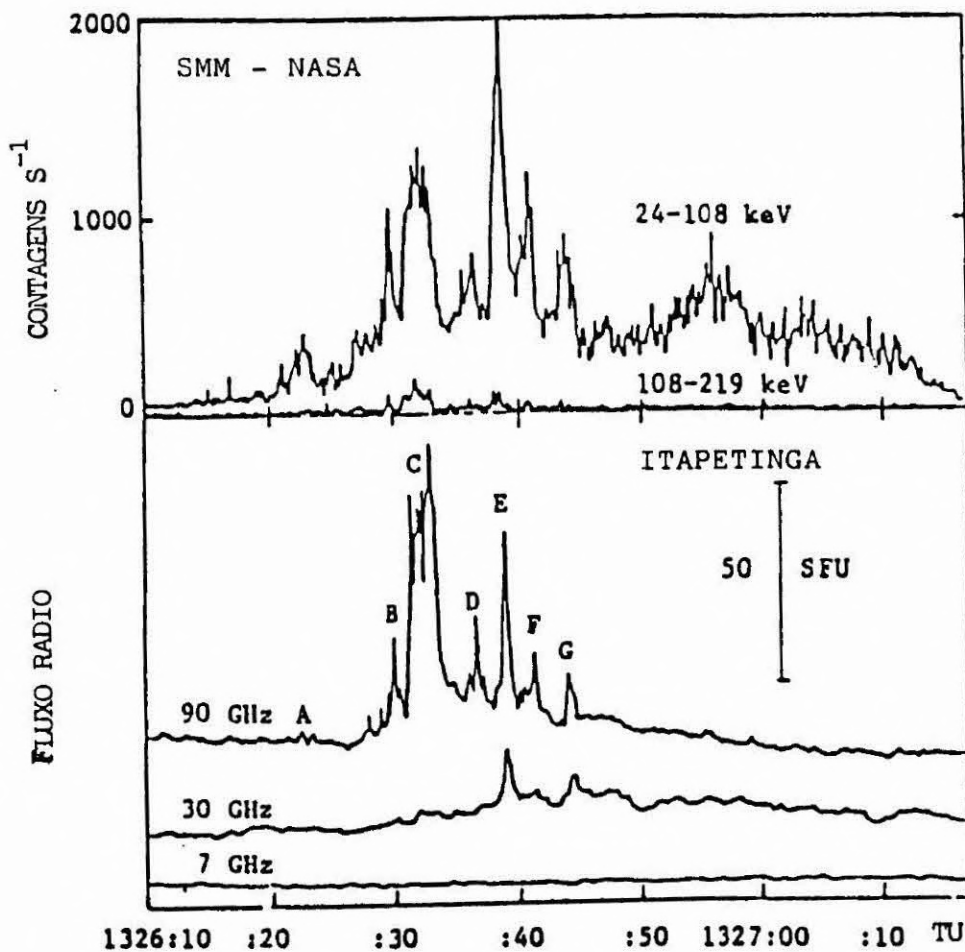


Fig. 2.2 - Evento do dia 21 de Maio de 1984 numa escala de tempo comprimida.

- Dados em 7, 30 e 90 GHz obtidos no Itapetinga e em raios X duros obtidos com o satélite SMM. São mostradas as estruturas de A - G.

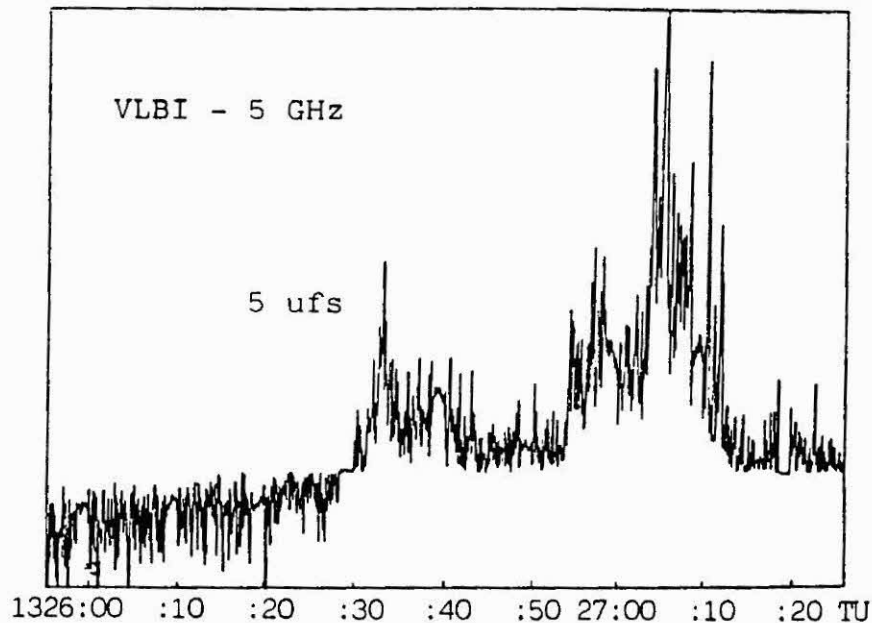


Fig. 2.3 - Evento de 21 de Maio de 1984 observado em 5 GHz pelo experimento de VLBI. As marcas de tempo tem imprecisão de 1 segundo.

Todas as estruturas apresentaram espectro crescente entre as frequências de 30 e 90 GHz (Figura 2.4). Acredita-se que o máximo espectral esteja acima de 90 GHz, pois se estivesse entre 30 e 90 GHz o índice espectral seria superior a 3, um valor impossível segundo os mecanismos de emissão discutidos na literatura (Guidice e Castelli, 1975).

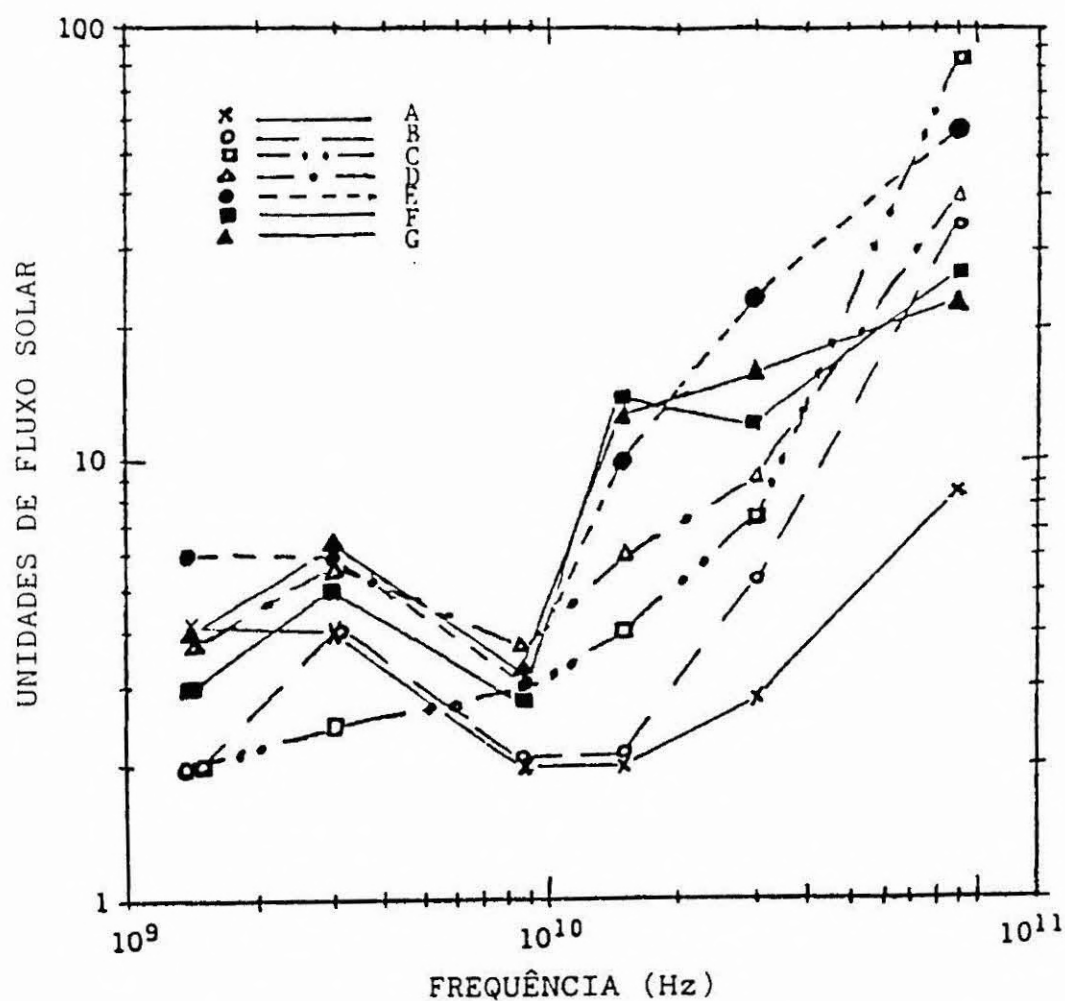


Fig. 2.4 - Espectro rádio para as estruturas de A-G mostradas na Figura 2.2.

Os perfis temporais em 327 e 408 MHz e 90 GHz, não apresentam nenhuma correlação causal evidente (Figura 2.5). Isto pode significar que a emissão em microondas foi produzida em arcos magnéticos fechados e compactos, ou, no caso de estrutura aberta, que os feixes de elétrons foram rapidamente desestabilizados (Eremin e Zaitsev, 1984). Um estudo detalhado precisa ser feito sobre este resultado peculiar, mas não é objetivo deste trabalho, pois não está diretamente ligado a fase de liberação primária de energia.

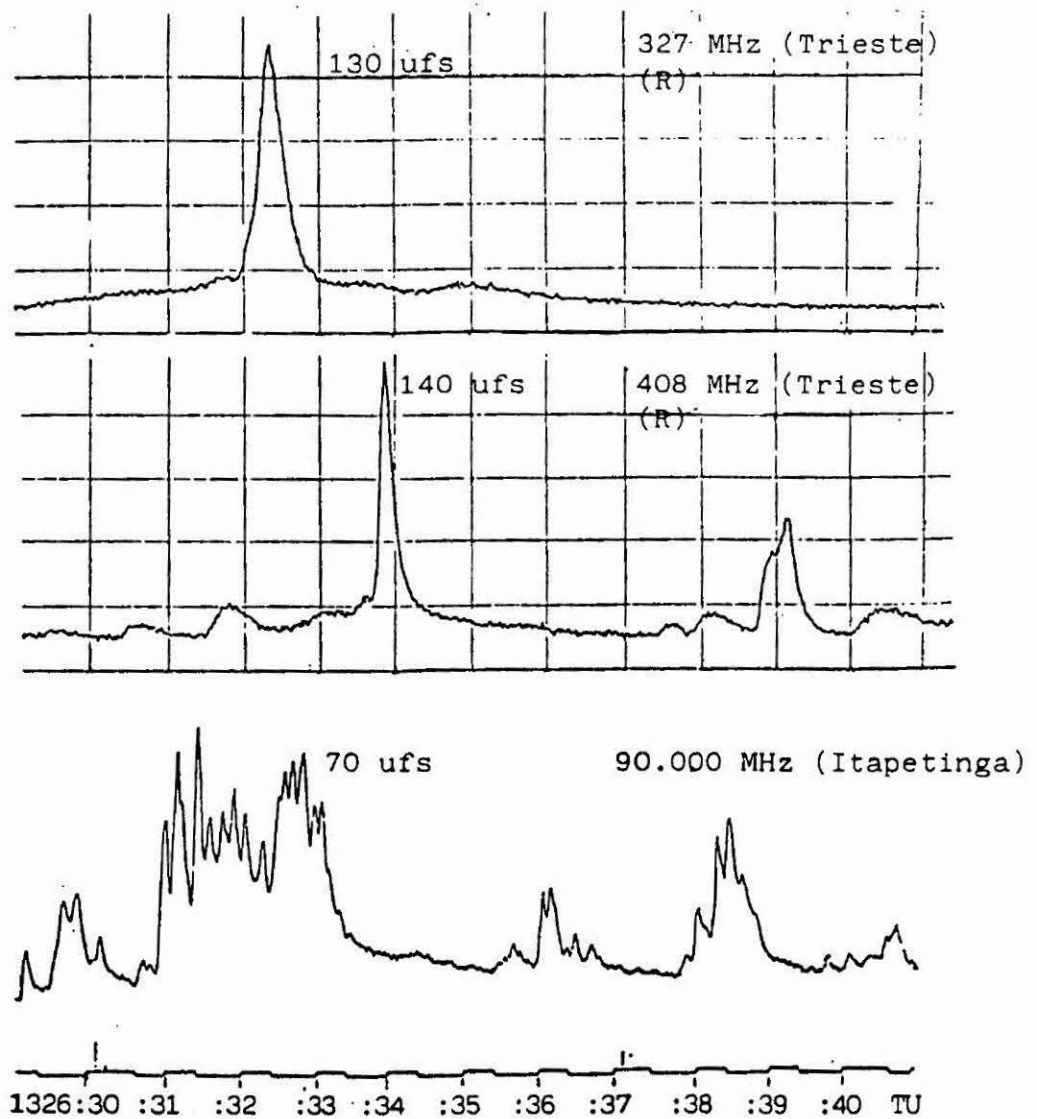


Fig. 2.5 - Perfis temporais do evento de 21 de Maio de 1984 nas frequências de 327 e 408 MHz (Zlobec, 1986), comparadas com o perfil em 90 GHz.

Plotando-se o evento em trechos de 10 s, com resolução temporal de 20 ms em 30 e 90 GHz e 128 ms em raios X (Figura 2.6), verifica-se a presença de sub-estruturas ou pulsos com duração de alguns milissegundos, em todas as estruturas em microondas. Os pulsos aparecem muito bem definidos em 90 GHz, e não resolvidos em raios X, pois sua duração é menor que a resolução temporal.

A variação do índice espectral em raios X, plotada na Figura 2.6, mostra que durante as estruturas o espectro era mais duro, ou seja, elétrons energéticos foram injetados na região fonte. O índice espectral X (d), plotado na Figura 2.6, se refere à distribuição dos fótons e é relacionado ao índice da distribuição de energia (q), segundo $d = q+1$. Verifica-se que o menor índice, associado a distribuição mais energética, ocorre na estrutura C. O índice espectral rádio médio, em cada estrutura, cresceu de 1 na A para 2,0 na C e D e depois decresceu para 0,8 e 0,0 nas estruturas E (F) e G, respectivamente.

As principais características, espectrais e fluxos, de cada estrutura, estão contidas na Tabela 2.1.

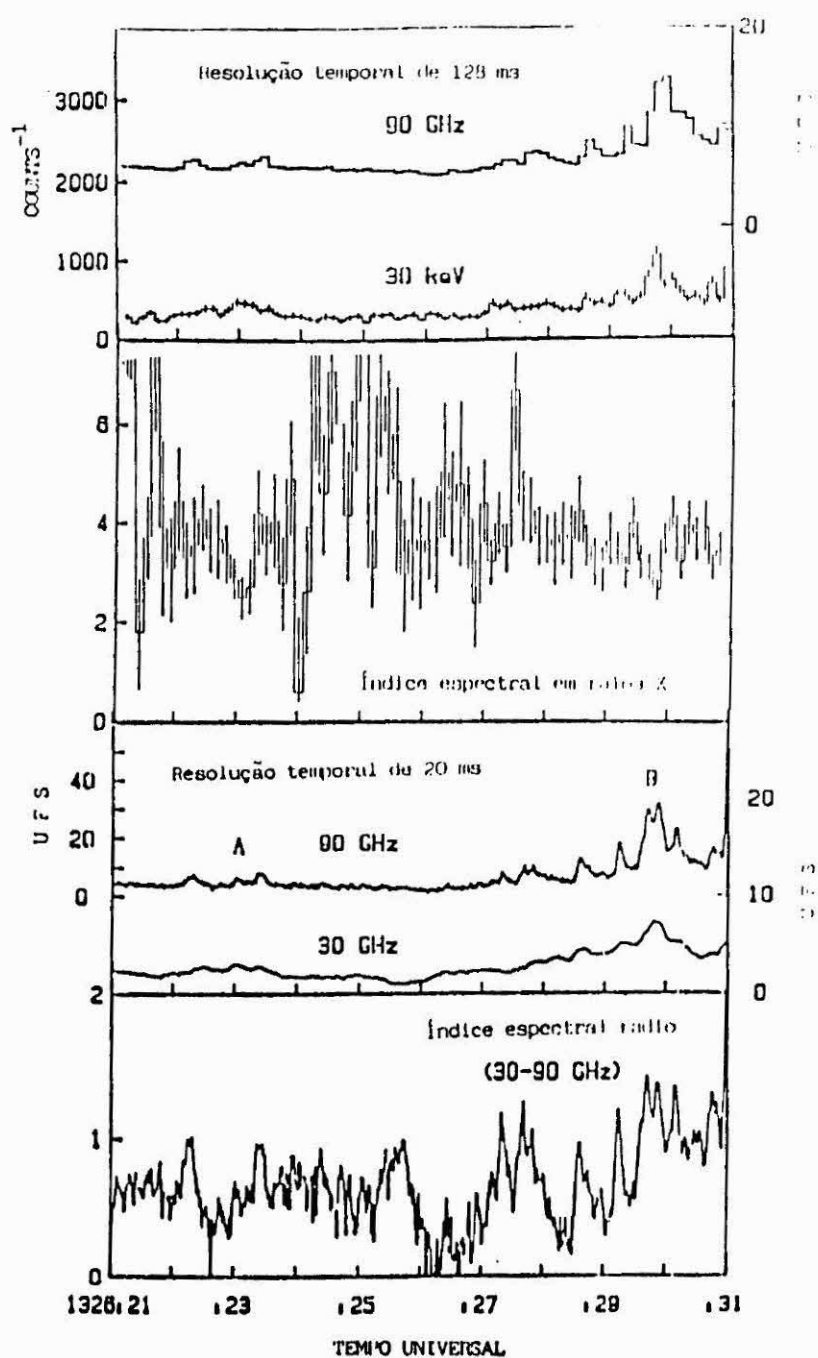


Fig. 2.6 - Comparação de fluxos e índices espectrais em 90 e 30 GHz, e em raios X duros (>30 keV) para as estruturas indicadas na Figura 2.2.

- Os dados em 90 GHz, no topo da Figura foram plotados com a mesma resolução dos raios X (128 ms).

(continua)

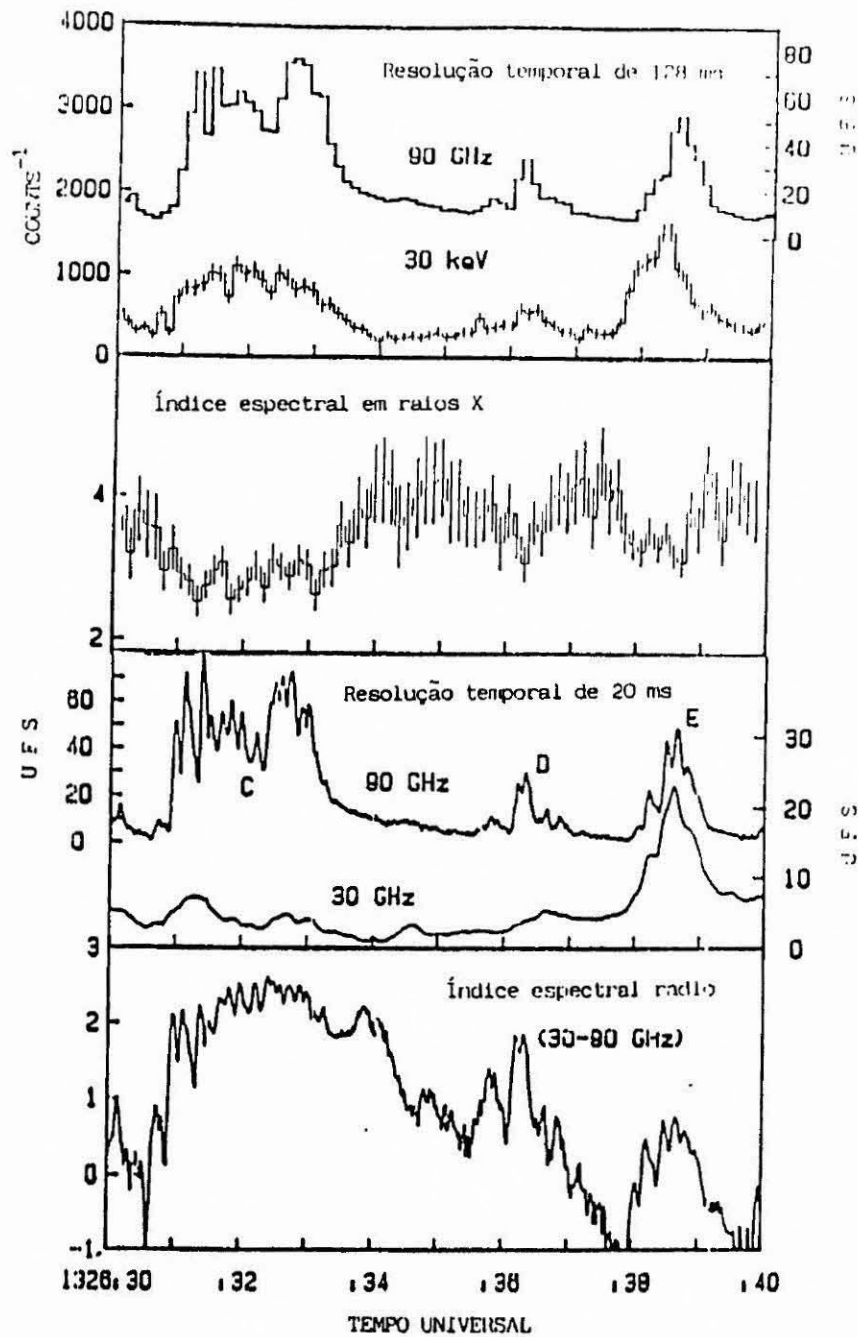


Fig. 2.6 - Continuação

(continua)

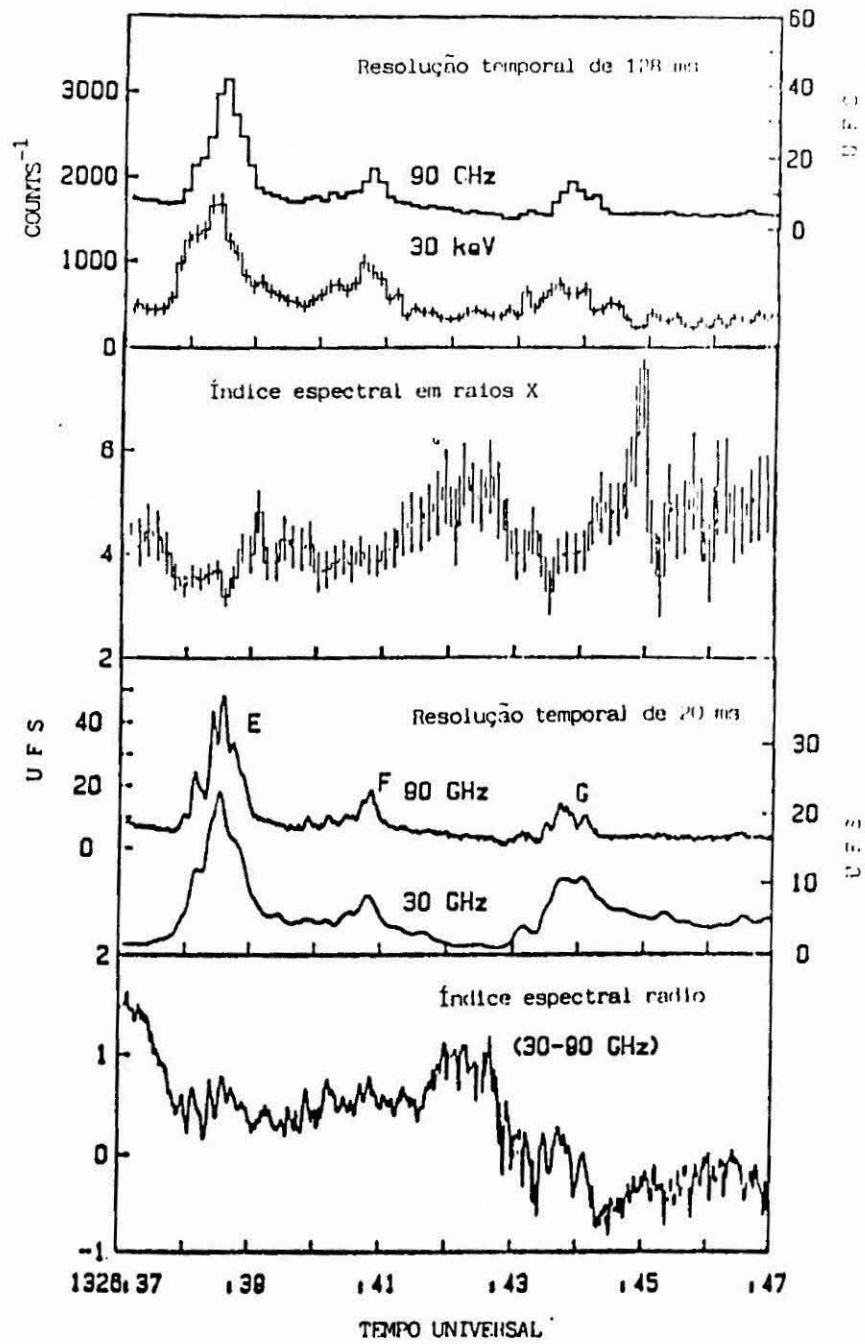


Fig. 2.6 - Conclusão.

TABELA 2.1

PARÂMETROS DAS ESTRUTURAS DO EVENTO DE 21 DE MAIO DE 1984

ESTRUTURA	FLUXO 90 GHz (ufs)	FLUXO 30 GHz (ufs)	FLUXO EM RAIOS X		ÍNDICE ESPECTRAL EM RAIOS X: $\bar{q}$		DURAÇÃO DO PACOTE INÍCIO/FIM (TU)	NÚMERO DE PULSOS N	R e ($\pm 0,5 \text{ s}^{-1}$)	TEMPO DE SUBIDA (efolding) (ms)	$\Delta F/F$ 90 GHz (%)
			>30 KeV	>100 KeV	EXPLOSÕES ($\pm 0,3$)	COMP. LENTA ($\pm 0,5$)					
A	8	3	0,6(313)	0,03(19)	2,2	4,0	-1326:22 ^d	-	-		-
B	34	5	1,8(1042)	0,09(110)	2,5	4,0	1326:28,4-:30,1	5	2,9	70	30
C	83	7	2,1(1400)	0,15(190)	1,9	3,0	1326:30,7-:33,5	14	5,0	40	50
D	40	9	1,2(730)	0,06(37)	2,7	3,4	1326:35,7-:36,9	4	3,3	60	25
E	58	24	3,3(1980)	0,12(110)	2,4	3,4	1326:37,8-:39,0	5	4,0	50	30
F	27	12	1,8(1150)	0,06(37)	2,8	3,4	1326:39,7-:41,1	4	2,8	60	20
G	23	16	1,5(820)	0,09(37)	2,7	3,5	1326:42,8-:44,2	4	2,7	60	20

a) (1 ufs = $10^{-19} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ H}_2^{-1}$) o erro absoluto do fluxo é 10 ufs.

b) A unidade de fluxo é $10^{-25} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ H}_2^{-1}$. O termo em parêntesis está em cont s^{-1} e o erro é o desvio de Poisson

c) $\bar{q}$ é o índice espectral médio dos raios X.

d) Os pulsos são definidos.

e) $R = N/\Delta t$ é a taxa de repetição dos pulsos, com it sendo a duração do pacote e N o número de pulsos.

f) $\Delta F/F$ é a amplitude média relativa dos pulsos.

2.2.2 - CARACTERÍSTICAS DOS PULSOS

A Figura 2.6 mostra claramente a presença dos pulsos com duração de cerca de 50 ms em 90 GHz e sugere sua presença em 30 GHz. Em raios X, apesar da pobre resolução temporal, é bem provável que os pulsos também existam. O topo da Figura 2.6, onde se têm plotados raios X e 90 GHz com a mesma resolução de 128 ms, mostra boa correlação no perfil das estruturas e mostra que aproximadamente metade de todos os pulsos que ocorreram durante o evento tem o mesmo tempo de início, como marcam as setas. Na literatura existem eventos em raios X, observados com resolução de 10 ms, que apresentaram pulsos rápidos (Kiplinger et al., 1983), e casos de boa correlação com pulsos rádio em 22 e 44 GHz (Takakura et al., 1983). Portanto, pode se supor que os pulsos em 30 e 90 GHz teriam contrapartida evidente em raios X, se estes tivessem sido observados com melhor resolução temporal. O atraso temporal dos pulsos em raios X e microondas, caso exista, deve ser inferior a 128 ms.

Definindo-se a amplitude relativa dos pulsos como $\Delta F/F$, onde ΔF é a amplitude do pulso e F é o fluxo médio das estruturas, obteve-se que em 90 GHz esta era cerca de 50%, enquanto que em 30 GHz era inferior a 5%. Juntando-se esta informação com as obtidas de eventos observados em 7, 10, 7, 22 e 44 GHz (Figura 2.7), conclui-se que os pulsos de sub-segundos têm amplitude relativa crescente com a frequência.

Esta propriedade da amplitude relativa poderia significar que os pulsos seriam produzidos por flutuações da nossa atmosfera, ou por efeitos instrumentais, como por exemplo, vibração da antena. Isto devido ao tamanho do feixe da antena ser inversamente proporcional à frequência de observação. Uma análise cuidadosa destes efeitos foi feita anteriormente (Kaufmann et al., 1984; Zodi Vaz et al., 1984) e demonstrou-se que nenhum efeito instrumental ou atmosférico poderia produzir tal comportamento. É impossível a antena vibrar em escalas de tempo menores do que alguns segundos e, as turbulências atmosféricas de céu claro produzem flutuações mais rápidas com período superior a segundos, em raras ocasiões. Os pulsos também

não poderiam ser produzidos por flutuações na atmosfera solar já que as escalas de tempo mais rápidas estariam relacionadas aos tempos de Alfvén, que nas condições solares são superiores à várias dezenas de segundos. Portanto os pulsos são resposta genuína da função fonte no Sol, e não apenas artefatos de origem experimental ou da atmosfera solar ou terrestre. Por outro lado, seria impossível explicar a influência de efeitos observacionais na emissão rádio, simultâneos com a emissão X (Takakura et al., 1983).

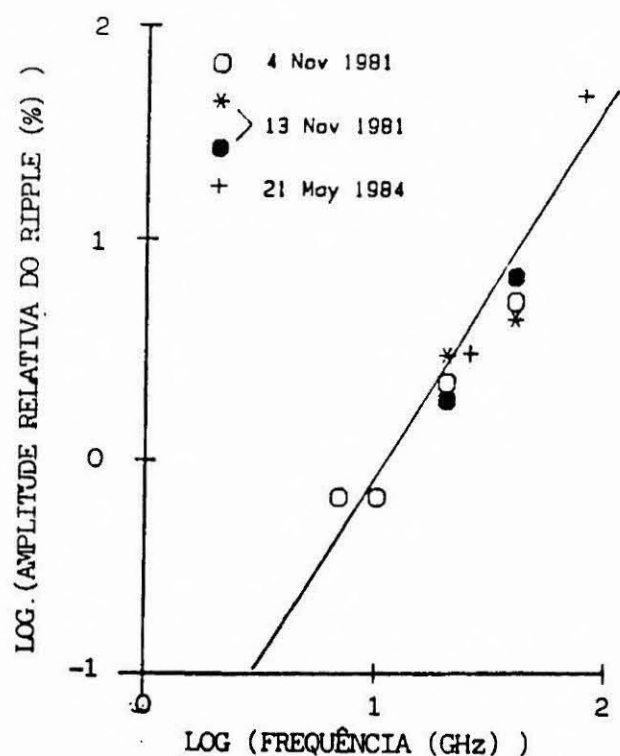


Fig. 2.7 - Amplitude relativa dos pulsos versus a frequência rádio.

Para analisar a evolução temporal dos pulsos em 30 e 90 GHz, plotou-se o evento em trechos de 10 s, com resolução de 20 ms, após se subtrair a componente gradual de segundos, para realçá-los (Figura 2.8). A componente gradual foi obtida dos próprios dados,

fazendo-se uma média corrida do sinal original, com 220 ms de tempo de integração. Após a subtração se aplicou uma média corrida de 60 ms para alisar o sinal. O mesmo procedimento foi feito a um trecho anterior ao evento para se estimar a razão sinal/ruído dos pulsos.

A Figura 2.8 mostra claramente os pulsos em 30 e 90 GHz, e suas amplitudes estão bem acima do ruído. Os pulsos aparecem em grupos ou pacotes, com número de pulsos e duração variáveis. Na Figura está delimitada a extensão de cada pacote, e os pulsos são identificados nas duas frequências.

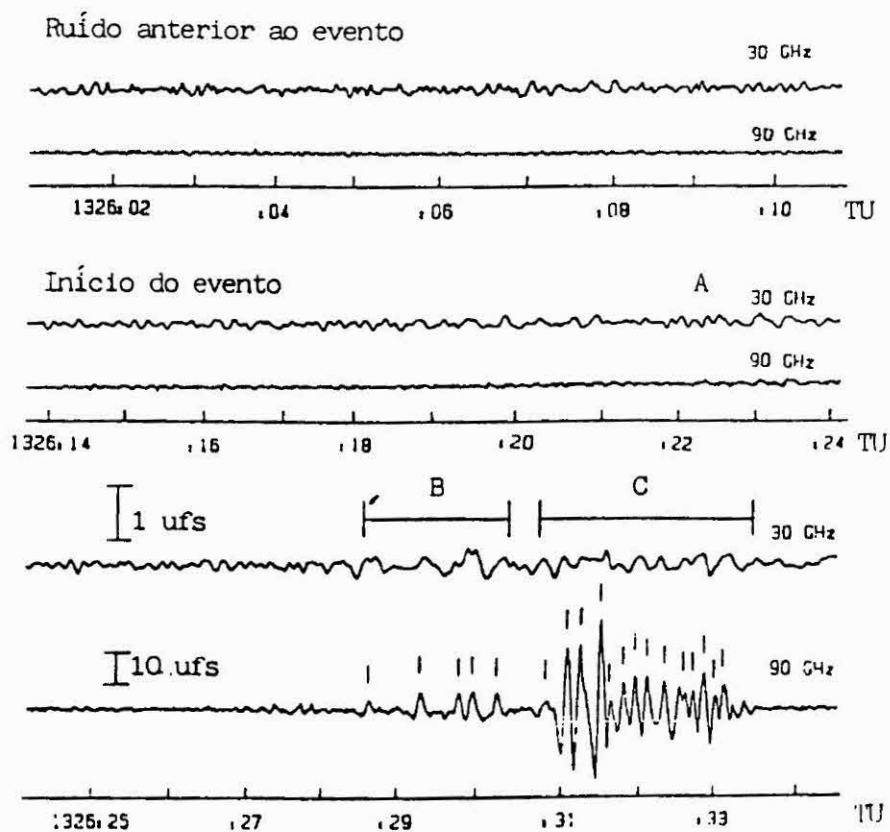
Uma propriedade relevante aos pulsos é a taxa com que são produzidos; a taxa de repetição é definida como:

$$R = \frac{N}{\Delta t}$$

onde N é o número de pulsos e Δt é a duração do pacote.

As propriedades dos pacotes referentes à duração, especificando-se os tempos de início e fim, número de pulsos, taxa de repetição, tempos de subida e amplitude relativa dos pulsos em 90 GHz, estão na Tabela I.

Verifica-se que a maior amplitude relativa ocorreu na estrutura C, que é a mais intensa em 90 GHz e em raios X acima de 100 keV (Figura 2.2). A Figura 2.8 mostra que os pulsos identificados em 30 GHz estão geralmente em fase com 90 GHz, e os atrasos, quando presentes, são inferiores a 40 ms.

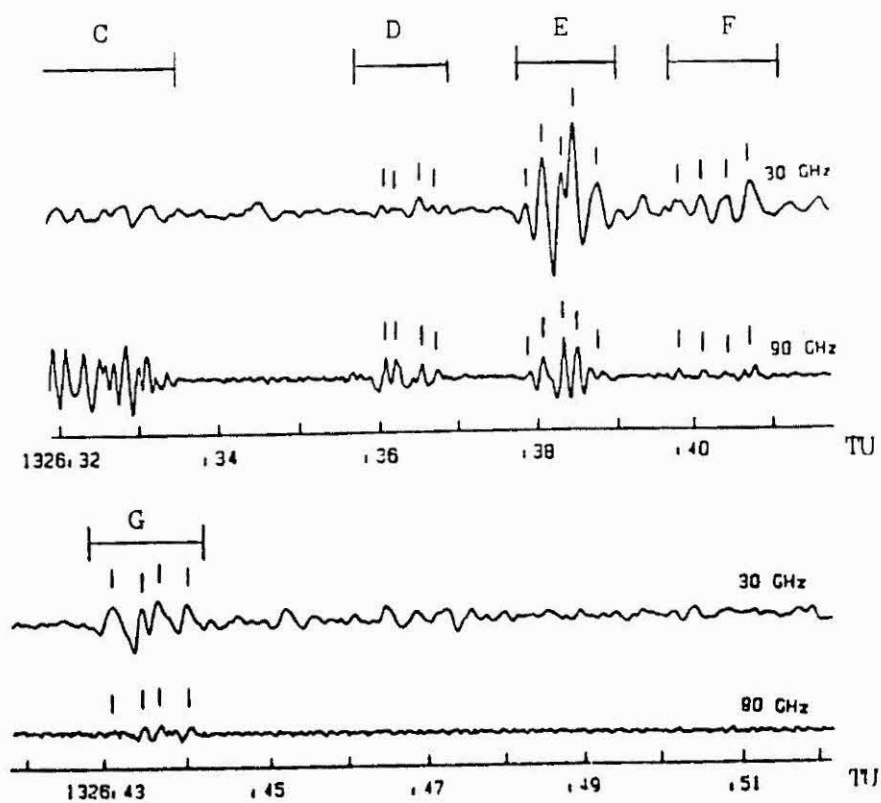


(a)

Fig. 2.8 - Perfis temporais detalhados dos pulsos após ser subtraída a componente gradual obtida com a média corrida (220 ms).

- As escalas de fluxo estão indicadas em (a) e são mantidas constantes para todos os trechos.

(continua).



(b)

Fig. 2.8 - Conclusão.

2.3 - DISCUSSÕES

O evento de 21 de Maio confirmou definitivamente a presença de pulsos com duração de sub-segundos durante a fase impulsiva de eventos em microondas e raios X.

A identificação destes pulsos em frequências inferiores a 30 GHz é mais difícil pois as observações mostraram que sua amplitude relativa é uma função crescente com a frequência (Figura 2.7). Pulsos de sub-segundos já haviam sido identificados anteriormente, em eventos observados no Radiobservatório do Itapetinga, nas frequências de 22 e 44 GHz, devido sua grande sensibilidade instrumental (Kaufmann et al., 1980; 1984; Correia, 1983), e constatada sua boa correlação com dados em raios X duros (Takakura et al., 1983).

A pequena amplitude relativa dos pulsos nas frequências de 22 e 44 GHz (1 - 5 %) dificultava a análise de sua evolução temporal no decorrer do evento. A informação era apenas obtida no máximo de emissão do evento, quando era possível identificá-los. Quanto aos dados em raios X, começou-se um estudo mais minucioso dos eventos obtidos com resolução temporal de milisegundos e verificou-se que estes também apresentam pulsos de sub-segundos (Kiplinger et al., 1983), não tão bem resolvidos, devido à baixa sensibilidade dos detetores.

Acreditando-se que a emissão sub-milimétrica e em raios X duros sejam as manifestações mais diretamente relacionadas ao mecanismo primário de liberação de energia, as características dos pulsos de sub-segundos podem estabelecer novas condições de contorno para o problema.

Com o objetivo de melhor entender as propriedades dos pulsos, utilizando-se as informações da Tabela I, montaram-se diagramas de espalhamento relacionando as diferentes características dos pacotes.

O diagrama relacionando taxa de repetição com o fluxo de pico em 90 GHz, da estrutura associada, mostra excelente correlação linear (Figura 2.9), permitindo se escrever:

$$F \cong KR$$

com $K = 25 \times 10^{-19} \text{ erg cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. Comportamento análogo havia sido encontrado anteriormente utilizando-se F e R obtidos no máximo da emissão de eventos observados em 22 GHz (Kaufmann et al., 1980; Correia, 1983). A correlação linear foi explicada considerando-se que as explosões solares são uma superposição de pulsos rápidos, com diferentes taxas de repetição e quase-quantizados em energia (Kaufmann et al., 1980; 1984; Correia, 1983; Sturrock et al., 1984; Loran et al., 1985).

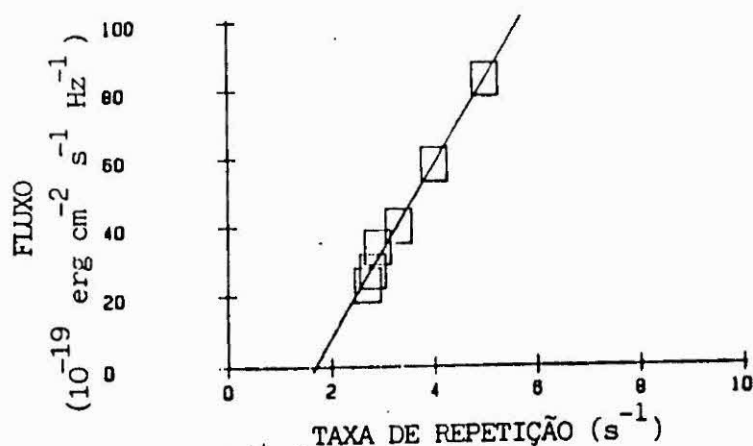
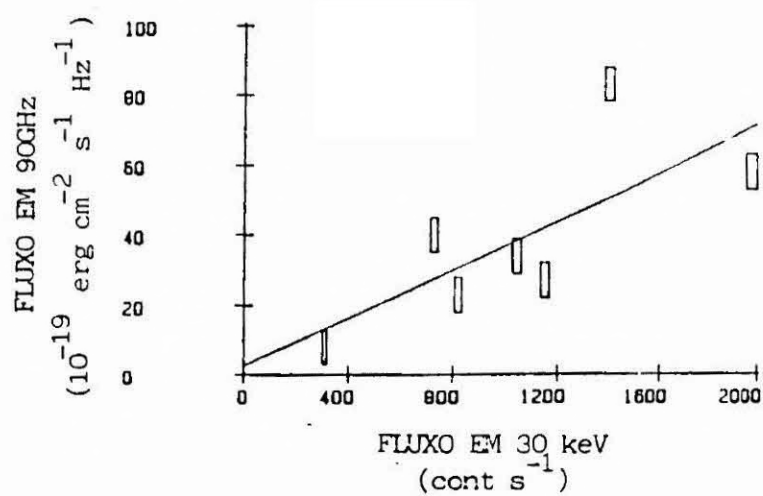


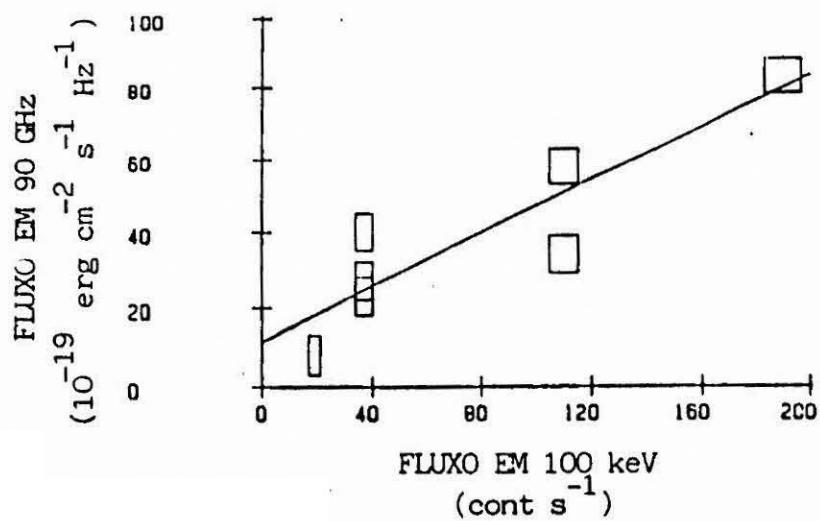
Fig. 2.9 - Diagrama de espalhamento da taxa de repetição dos pulsos e o fluxo em 90 GHz.

- A análise envolve 36 pulsos. O coeficiente de correlação é 99%. Os quadrados representam o limite de precisão das medidas.

A Figura 2.10 mostra o diagrama de espalhamento entre os fluxos em 90 GHz e raios X em duas faixas de energias diferentes, 30 e 100 keV. Verifica-se que a emissão em 90 GHz melhor se correlaciona com raios X de 100 keV, o que já era esperado, pois a emissão em microondas é predominantemente produzida por elétrons com energia acima de 300 keV (Mackinnon et al., 1986).



(a)



(b)

Fig. 2.10 - Diagramas de espalhamento dos fluxos em 90 GHz e: (a) raios X de 30 keV e (b) raios X de 100 keV.

- Os quadrados representam os limites de precisão das medidas.

Um resultado dos mais interessantes foi obtido do diagrama entre o índice espectral dos raios X e a taxa de repetição dos pulsos (Figura 2.11). O diagrama mostra que espectros mais duros, ou seja mais energéticos, apresentam maiores taxas de repetição. Considerando-se que a taxa de repetição se relaciona com a taxa de liberação de energia, conclui-se qualitativamente que quanto mais eficiente o mecanismo de aceleração das partículas altamente energéticas, mais impulsivo é o processo.



Fig. 2.11 - Diagrama de espalhamento da taxa de repetição dos pulsos e o índice espectral dos raios X para as estruturas de B - G.

- O coeficiente de correlação é 92%. Os quadrados representam os limites de precisão das medidas.

As interpretações deste evento, dadas no Capítulo 3, considerarão as escalas de tempo associadas à duração dos pulsos (Correia et al., 1986; Kaufmann et al., 1986; McClements e Brown, 1986; de Jager et al., 1987). Comentários sobre mecanismos de aceleração de partículas, considerando-se as condições de contorno estabelecidas aqui, serão feitos no Capítulo 4.

CAPÍTULO 3

INTERPRETAÇÃO DO EVENTO DE 21 DE MAIO DE 1984

As características atípicas apresentadas pelo evento de 21 de Maio tornaram difícil interpretá-lo segundo os modelos girosíncrotron/"bremsstrahlung", para emissão rádio/raios X, normalmente utilizados na análise de explosões solares. As dificuldades surgiram ao tentar se explicar o pico do espectro em frequências muito superiores a 10 GHz, conjuntamente com as escalas de tempo de milisegundos, associadas a duração dos pulsos.

Será feita uma análise crítica dos diferentes modelos de interpretação, quando aplicados a eventos atípicos semelhantes ao de 21 de Maio. Levantar-se-ão as principais dificuldades encontradas em cada análise e se utilizará um modelo alternativo, que requer a presença de elétrons ultrarelativísticos na região fonte, durante a fase impulsiva dos eventos.

3.1 - "BREMSSTRAHLUNG" TÉRMICO

Os eventos observados na faixa submilimétrica, cujo espectro era achatado para frequências acima de 10 GHz, foram inicialmente atribuídos à emissão térmica de plasma aquecido (ex. Shimabukuro, 1972).

O modelo térmico considera que a energia liberada impulsivamente é totalmente transferida ao plasma sob a forma de aquecimento, ou seja, as partículas energéticas adquirem distribuição de velocidades do tipo "Maxwelliana", ou mais comumente denominada de térmica. As partículas energéticas produziriam emissão rádio e raios X via "bremsstrahlung", através de seu espalhamento com os íons do meio ambiente.

O espectro térmico produzido por uma fonte homogênea e isotérmica, na região opticamente fina, é aproximadamente (McClements e Brown, 1986):

$$\frac{dJ}{d\varepsilon} = \frac{V}{4\pi R^2} \left(\frac{8}{\pi m} \right)^{1/2} \frac{Q_0 m c^2}{(kT)^{1/2}} n_e^2 \frac{e^{-\varepsilon/kT}}{\varepsilon} \quad (3.1)$$

onde $V = \ell^3$ é o volume da fonte, $R = 1 \text{ UA} (= 1,5 \times 10^{13} \text{ cm})$, m é a massa do elétron, n_e a densidade eletrônica, $Q_0 = 8\pi r_e^2/3$, sendo a uma constante de estrutura fina e r_e o raio clássico do elétron. O espectro em raios X do evento de 21 de Maio implica numa temperatura $T = 5 \times 10^8 \text{ K}$ e medida de emissão $n_e^2 V = 3 \times 10^{44} \text{ cm}^{-3}$.

O fluxo em microondas associado ao "bremsstrahlung" térmico pode ser expresso por (Ramaty e Petrosian, 1972):

$$S = \frac{2\Omega k T v^2}{c^2} (1 - e^{-k_{ff}\ell}) \quad (3.2)$$

onde $\Omega = (\ell/R)^2$ é o ângulo sólido da fonte e o coeficiente de absorção é aproximadamente expresso por:

$$k_{ff} = \frac{10^{-2} n_e^2}{v^2 T^{3/2}} \quad (3.3)$$

Considerando-se a região opticamente espessa do espectro, onde $k_{ff}\ell$ é muito maior que a unidade, o fluxo é expresso por:

$$S = \Omega \frac{2kT v^2}{c^2}$$

e portanto, a dimensão da fonte:

$$\ell = \frac{cR}{v} \left(\frac{S}{2kT} \right)^{1/2}$$

Considerando-se a temperatura inferida acima e o fluxo em 30 GHz, a região fonte deve ter $\ell = 3 \times 10^7$ cm, e densidade de 10^{11} cm⁻³.

Um teste crucial do modelo é verificar se a profundidade óptica unitária ocorre próxima a 90 GHz. A frequência que corresponde a profundidade óptica unitária, no caso de absorção livre-livre é dada por:

$$v^2 = 10^{-2} \ell n_e^2 T^{-3/2}$$

que para os parâmetros inferidos acima, resulta em 70 MHz, muito inferior ao requerido pelas observações.

O fluxo observado, na região opticamente fina do espectro, pode ser expresso por:

$$S = \Omega \frac{2kTv^2}{c^2} k_{ff}\ell$$

Considerando-se que a emissão em 90 GHz ocorra para $k_{ff}\ell = 1$, limite inferior, infere-se que a medida de emissão deveria ser 10^{52} cm⁻³; muito superior ao estimado a partir dos raios X. Portanto não é possível se supor uma única fonte térmica para as emissões rádio e raios X, já que as medidas de emissão são muito diferentes.

3.2 - EMIÇÃO GIROSÍNCROTRON DE ELÉTRONS QUASI-TÉRMICOS

O item anterior mostrou que a emissão microondas não pode ser explicada via "bremsstrahlung" térmico. Um mecanismo mais eficiente para explicar esta emissão seria o magnetobremsstrahlung de elétrons, apresentando a mesma distribuição quasi-térmica.

Esta análise se baseará nas equações simplificadas de Dulk (1985), que descrevem a emissão rádio por mecanismo girosínrotron de elétrons com distribuição térmica. Este equacionamento se aplica apenas à região de frequências entre os harmônicos de 10 - 100 da girofrequência e despreza o efeito do plasma ambiente.

Para temperaturas na faixa de $10^8 - 10^9$ K, o fluxo na parte opticamente espessa do espectro é expresso por:

$$F \approx 1,36 \times 10^{-2} T_8^2 f^2 \ell_8^2 \text{ ufs} \quad (3.4)$$

onde os subíndices (i) indicam potências de 10^i , nas respectivas unidades do sistema CGS (por ex. $T_8 = T/10^8$) e a frequência f está em GHz.

O espectro observado em microondas pode ser ajustado por:

$$F = 8,6 \times 10^{-3} v^2 \text{ ufs} \quad (3.5)$$

Substituindo-se a Expressão 3.5 em 3.4 tem-se:

$$T_8 \ell_8 \approx 0,63$$

que para $T_8 = 5$, requer $\ell_8 = 0,35$, portanto $\ell = 3,5 \times 10^7$ cm. Uma fonte com esta dimensão e $n_e^2 V = 3 \times 10^{44}$ cm⁻³, terá densidade $n_e = 8 \times 10^{10}$ cm⁻³.

A frequência f_t , onde o espectro muda de opacidade, é expressa por (Dulk, 1985):

$$f_t \sim 2,2 \left(\frac{n_{10} \ell_8}{B_2} \right)^{0,1} (\sin \theta)^{0,6} T_8^{0,7} B_2 \text{ GHz} \quad (3.6)$$

onde B_2 é o campo magnético em unidades de 10^2 G, θ é o ângulo entre o campo e a linha de visada e n_{10} é a densidade eletrônica em unidades de 10^{10} cm⁻³.

O espectro observado mostra que $f_t > 100$ GHz, e considerando-se que $45^\circ < \theta < 90^\circ$ para explosões que ocorrem no disco solar, com $T_8 = 5$, obtém-se que:

$$B \geq 1400 \text{ G.}$$

A fonte em microondas não pode estar localizada na baixa cromosfera, que tem campos magnéticos inferiores a 2000 G e densidade ambiente acima de 10^{12} cm⁻³. Uma densidade tão alta inibiria a emissão em microondas, devido à alta frequência de plasma local, bem como à supressão Razin. Além disto, a baixa temperatura do meio circunvizinho (10^4 K), considerando-se espessura de 10^8 cm e densidade de 10^{11} cm⁻³, produziria uma opacidade de 60 em 90 GHz (de Jager et al., 1987), em discordância com as observações. Portanto a região fonte deve estar associada a campos magnéticos de 1400 - 2000 G, que implicam $f_t < 120$ GHz.

A interpretação sugere que as regiões fonte são pequenos nós de plasma, com apenas 1 % do tamanho dos arcos magnéticos, com campos magnéticos intensos e densidades eletrônicas elevadas, cuja convolução resultaria no perfil observado.

A maior dificuldade surge quando se tenta explicar os rápidos tempos de decaimento dos pulsos. As perdas por radiação são inadequadas, porque os tempos característicos de perdas girosíncrotron (rádio) e "bremsstrahlung" (raios X), são maiores que os 30 ms observados. Uma alternativa é se considerar que o transporte de energia é acolisional, já que o livre caminho médio dos elétrons é 10^{12} cm, ou seja, muito maior que a região fonte. Neste caso, o fluxo de energia só seria reduzido por correntes de retorno que freariam os elétrons ou por ondas de plasma instáveis.

Smith (1986), com base em experimentos em laboratório, e considerando processos acolisionais, verificou que pequenas regiões com alta temperatura perdem sua energia por "condução", sendo que o fluxo de energia pode ser expresso por:

$$W = n_e k T c_s \quad (3.7)$$

onde c_s é a velocidade fon acústica.

De Jager et al. (1987), ao aplicar o transporte condutivo acima, adotam um modelo simples para a região fonte, onde se considera um perfil de temperatura triangular, na direção de observação do abrilhantamento do nó. Sendo a temperatura média T , a máxima será $2T$. Se o comprimento característico da região é l a base será $2l$. Considerando uma coluna na direção z , com secção reta de 1 cm^2 e

supondo variação linear de temperatura entre 0 - 2T, estimaram o conteúdo de energia térmica como sendo:

$$E_{th} = 3n_e kT$$

O tempo necessário para perder esta energia por "condução", em ambos os lados da fonte é:

$$\tau_c = 0,5 E_{th}/W$$

que com o fluxo de energia estimado na Expressão 3.7 resulta em $\tau_c \sim 0,052$ s, próximo ao tempo de decaimento dos pulsos.

Esta explicação para os tempos de decaimento tem duas consequências básicas (de Jager et al., 1987):

a) o resfriamento condutivo pode ser o responsável pelo decaimento dos pulsos, enquanto que a subida representa o perfil de injeção de energia convoluido com o processo de resfriamento. Portanto o processo de energização deve durar mais que 30 ms e certamente menos que 60 ms. Esta explicação depende da temperatura real da fonte, bem como da validade da expressão do fluxo de calor acolisional, definida em laboratório.

b) a Expressão 3.7 é válida apenas no caso de elétrons termalizados, e portanto sugere que o processo de aceleração primária favorece apenas o aquecimento destes. No caso de aquecimento de íons, formar-se-ia uma onda de choque, com velocidade superior à do som paralela ao campo magnético, e outra magneto acústica rápida, perpendicular a ele. Neste caso o tempo de perda de energia seria muito maior.

Maiores detalhes sobre os mecanismos de injeção de energia no plasma serão dados no Capítulo 4.

3.3 - MECANISMO COMPTON INVERSO

As características peculiares do evento tornaram difícil sua interpretação segundo os modelos normalmente utilizados, principalmente devido ao máximo espectral rádio ocorrer acima de 90 GHz. Espectros com máximo em altas frequências podem ser associados à emissão sincrotrônica como previsto por Shklovsky (1964). Quanto à radiação em raios X duros, McClements e Brown (1986) mostraram que esta não poderia ser produzida por "bremsstrahlung" de elétrons relativísticos, porque o índice espectral observado é diferente do previsto teoricamente.

Não sendo possível explicar a radiação X por "bremsstrahlung", considerou-se a sugestão de Korchak (1971) e Brown e Smith (1980). Admitindo a presença de elétrons ultrarelativísticos, a radiação X poderia ser produzida por mecanismo Compton inverso, com os elétrons espalhados pelos fótons térmicos ambientes.

O evento foi primeiramente interpretado via mecanismo Síncrotron/Compton inverso por Kaufmann et al. (1984), que consideraram a interação dos elétrons com os fótons síncrotron da região fonte. Uma análise semelhante foi feita por McClements e Brown (1986) onde se discutiu a influência dos limites de energia dos elétrons na formulação síncrotron, bem como a emissão Compton inverso em campo de fótons térmicos e síncrotron.

3.3.1 - FORMULAÇÃO SÍNCROTRON E COMPTON INVERSO

Para simplificar, considerar-se-á que a direção do campo magnético está aleatoriamente distribuída, ou seja, os elétrons relativísticos apresentam distribuição isotrópica em ângulos de passo,

e sua distribuição de energia obedece uma lei de potências, homogênea, expressa por:

$$N(\gamma) = K \gamma^{-p}, \quad \gamma > \gamma_0$$

$$= 0, \quad \gamma < \gamma_0$$
(3.8)

onde $K = (p-1)\gamma_0^{p-1} n_e$ e γ_0 o fator de Lorentz.

No regime ultrarelativístico ($\gamma_0 \gg 1$), e quando $v_H \ll v_p \ll v$ (v_H = girofrequência e v_p = frequência de plasma), os coeficientes de emissão e absorção podem ser escritos como (Pacholczyk, 1970; Cawthorne, 1985):

$$J_s = \frac{\sqrt{3} K e^3 B}{4 \pi m c^2} \left(\frac{v_p}{v} \right)^{p-1} \int_{y_0}^{\infty} (1+y^2)^{-1/2} y^{-p} F(x) dy$$
(3.9)

$$K_s = \frac{\sqrt{3} K e^3 B}{8 \pi m^2 c^2} \frac{p+2}{v^2} \left(\frac{v_p}{v} \right)^p \int_{y_0}^{\infty} (1+y^2)^{-1/2} y^{-(p+1)} F(x) dy$$
(3.10)

onde $y = \gamma \frac{v_p}{v}$, $y_0 = \gamma_0 \frac{v_p}{v}$,

$$x = \frac{4 \pi m c v_p^2}{3 e B v y^2} (1+y^2)^{3/2}$$

e

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta$$

onde $K_{5/3}$ é a função de Bessel modificada de segunda espécie de ordem $5/3$, B é o campo magnético em gauss, e a carga eletrônica e m a massa do elétron.

A avaliação completa de $F(x)$ é muito complexa, exceto nos limites de $x \ll 1$ e $x \gg 1$. A frequência síncrotron característica na qual um elétron isolado emite é:

$$\nu_c = \frac{3eB}{4\pi mc} \gamma^2 = 4,2 \times 10^6 B \gamma^2$$

que para $\gamma > 20$ e $B = 2000$ G, resulta em $\nu_c = 3 \times 10^{12}$ Hz; portanto as observações mostram que $\nu \ll \nu_c$, e as equações acima podem ser analisadas no limite $x \ll 1$. Não podemos esquecer da supressão Razin, que para densidades ambientes de 10^{11} cm^{-3} e campos de 2000 G, está na faixa de alguns GHz.

A função $F(x)$ no limite $x \ll 1$ é expressa como (Ginzburg e Syrovatsky, 1965):

$$F(x) = \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(1/3)} \left(\frac{x}{2}\right)^{1/3} \left\{ 1 - \frac{\Gamma(1/3)}{2} \left(\frac{x}{2}\right)^{2/3} + \frac{3}{4} \left(\frac{x}{2}\right)^2 - \dots \right\} \quad (3.11)$$

sendo utilizado apenas o primeiro termo. Substituindo-se a Expressão 3.11 em 3.9 obtém-se a emissividade síncrotron:

$$j_s = \frac{K e^3 B}{m c^2} \frac{1}{\Gamma(1/3)} \left(\frac{4 \pi m c}{6 e B} \right)^{1/3} \frac{1}{(p-1/3)} \gamma_0^{-(p-1/3)} \nu^{1/3} \quad (3.12)$$

e substituindo-se na Expressão 3.10, obtém-se o coeficiente de auto-absorção:

$$K_s = \frac{1}{2 \Gamma(1/3)} \frac{(p+2)}{\nu^2} \frac{\gamma_0^{-(p+2/3)}}{(p+2/3)} \frac{K e^3 B}{m^2 c^2} \left(\frac{4 \pi m c}{6 e B} \right) \nu^{1/3} \quad (3.13)$$

Admitindo-se que a fonte é opticamente espessa nas frequências de interesse ($\nu \ll \nu_c$), o fluxo observado é escrito como:

$$F_s = \frac{j_s}{K_s} \left(\frac{\ell}{R} \right)^2$$

onde $(\ell/R)^2$ é o ângulo sólido da fonte. Substituindo-se as Expressões 3.12 e 3.13 obtém-se:

$$F_s = 2 m \gamma_0 \frac{\nu^2}{(p+2)} \left(\frac{\ell}{R} \right)^2 \quad (3.14)$$

Verifica-se que o fluxo varia com ν^2 ao invés de $\nu^{5/2}$, como inferido para o caso de $x \gg 1$, como utilizado na formulação de

Ginzburg e Syrovatsky (1965), mais apropriada para fontes extragaláticas, onde os campos magnéticos são da ordem de mG.

Supondo que a fonte não esteja localizada em camadas muito profundas da cromosfera, a região espessa do espectro pode ser atribuída à auto-absorção sincrotrônica.

A emissividade Compton pode ser expressa como (Tucker, 1975):

$$j_c = \pi r_e^2 c h K \frac{2^{(p+3)} (p^2 + 4p + 11)}{(p+3)^2 (p+1)(p+5)} \nu^{-(p-1)/2} \cdot \quad (3.15)$$

$$\cdot \int_0^{\nu_{sm}} \nu_f^{(p-1)/2} n_{ph}(\nu_f) d\nu_f$$

onde r_e é o raio clássico do elétron, h é a constante de Planck e n_{ph} é a densidade de fótons definida como:

$$n_{ph}(\nu) = \frac{4\pi I(\nu)}{ch\nu} \quad (3.16)$$

com $I(\nu)$ referindo-se apenas à parte espessa do espectro da radiação do campo de fótons. O fluxo observado na região dos raios X duros é expresso por:

$$F_c = \frac{1}{4\pi} j_c \ell \left(\frac{\ell}{R}\right)^2$$

3.3.2 - EMIÇÃO COMPTON INVERSO EM CAMPO DE FÓTONS SÍNCROTRON

O campo de fótons neste caso será expresso por:

$$I(\nu) = 2m\gamma_0 \frac{\nu^2}{(p+2)} \quad (3.17)$$

Após substituir o campo de fótons acima na Expressão 3.15, e considerando-se a frequência do pico do espectro síncrotron:

$$\nu_{sm} = 4,2 \times 10^6 B\gamma_0^2$$

obtem-se:

$$F_C = 4\pi r_{em}^2 \frac{\ell^2}{R^2} \frac{2^{(p+3)} (p+1) (p^2+4p+11)}{(p+2) (p+3)^3 (p+1) (p+5)} n_e \nu^{-(p-1)/2} \cdot (4,2 \times 10^6 B)^{(p+3)/2} \gamma_0^{(2p+3)} \quad (3.18)$$

onde se verifica que o índice espectral dos elétrons (p) se relaciona com o índice da radiação X (q), segundo:

$$q = \frac{p-1}{2}$$

O modelo será aplicado inicialmente à estrutura C do evento (Figura 2.2), sendo também discutida sua aplicação às demais estruturas com índice espectral rádio próximo à 2, conforme requerido na formulação.

A estrutura C apresentou índice espectral da radiação X igual a 2,2, que implica num espectro eletrônico com $p = 5,4$. A Expressão 3.18, para o fluxo de raios X em 26 KeV, se reduz a:

$$F_C(26 \text{ keV}) = 3,7 \times 10^{-92} \gamma_0^{13,8} n_e B^{4,2} \ell^3 \quad (3.19)$$

que é diferente da relação obtida empiricamente por McClements e Brown (1986).

Considerando-se que a densidade não pode superar os 10^{11} cm^{-3} e que $B < 2000 \text{ G}$, o fluxo observado em 90 GHz associado ao fluxo de raios X requer que:

$$\gamma_0 \approx 38 \quad \text{e} \quad \ell \approx 5 \times 10^6 \text{ cm}$$

com máximo espectral da radiação síncrotron próximo a $1,2 \times 10^{13} \text{ Hz}$.

O modelo também sugere que a região fonte é um pequeno nó de plasma, requerendo a aceleração de elétrons por algum mecanismo eficiente que favoreça apenas as altas energias. São necessários apenas 10^{31} elétrons, portanto uma energia total correspondente de $3 \times 10^{26} \text{ erg}$.

Quanto às escalas de tempo envolvidas no processo, pode se estimar qual seria a vida média dos elétrons ultra-relativísticos no

campo de fótons síncrotron. O tempo de vida médio devido a perdas Compton é (Tucker, 1975):

$$t_c = 3,8 \times 10^{13} \frac{mc^2}{U_{ph}\gamma} \quad (3.20)$$

onde U_{ph} é a densidade dos fótons, definida como:

$$U_{ph} = \frac{4\pi I}{c}$$

com $I = \int_0^{\nu_{sm}} I(\nu) d\nu$, sendo $I(\nu)$ descrito pela Expressão 3.17; portanto:

$$U_{ph} = \frac{4\pi}{c} \frac{2m\gamma_0}{3(p+2)} \nu_{sm}^3$$

O livre caminho médio dos elétrons é:

$$\ell_c \cong (\pi N_{ph} \sigma_c)^{-1}$$

onde

$$N_{ph} = \frac{4\pi}{ch} \int_0^{\nu_{sm}} \frac{I(\nu)}{\nu} d\nu$$

com σ_c aproximadamente igual à secção de choque do espalhamento Thompson ($= 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$). Portanto, $\ell_c < 6 \times 10^5 \text{ cm}$, e os elétrons

perdem grande parte de sua energia durante a fase inicial do processo, em escalas de tempo inferiores à duração dos pulsos. Considerando-se que a distribuição inicial dos elétrons tenha corte de energia em γ_{oi} , o corte γ_o inferido seria:

$$\gamma_o \approx \xi \gamma_{oi}$$

onde ξ seria a fração de energia perdida pelos elétrons para os fótons. Esta perda provocaria um deslocamento no máximo espectral:

$$\nu_{sm} \approx \xi^2 \nu_{smi}$$

Para explicar a duração dos pulsos por perdas Compton, o máximo espectral síncrotron deveria ser 2×10^{14} Hz, sendo que o inferido da formulação é de $1,2 \times 10^{13}$ Hz, portanto o processo seria tão catastrófico que em escalas de milissegundos os elétrons perderiam 80 % de sua energia para o campo de fótons.

O modelo foi testado nas demais estruturas que tinham índice espectral rádio próximo à 2, e a análise resultou nas mesmas características da região fonte inferidas para a estrutura C (Correia et al., 1986).

3.3.3 - EMIÇÃO COMPTON INVERSO EM CAMPO TÉRMICO DE FÓTONS

O campo de fótons neste caso é constituído pela emissão de corpo negro da atmosfera solar:

$$I(\nu) = 2kT_{eq} \frac{\nu^2}{c^2}$$

onde T_{eq} é a temperatura do corpo negro equivalente.

Utilizando-se a Expressão 3.15, o fluxo Compton pode ser expresso por:

$$F_C^T = \frac{2\pi r_e^2}{R_c^2} \frac{2^{p+4} (p-1)(p^2+4+11)}{(p+3)^3 (p+1)(p+5)} kT_{eq} \ell^3 \gamma_0^{(p-1)} n_e.$$

$$\cdot (10^{11} T_{eq})^{(p+3)/2} \nu^{-(p-1)/2}$$

onde $\nu_{sm} = 10^{11} T_{eq}$, obtida da lei do deslocamento de Wien.

Analogamente à Expressão 3.19, substituindo-se os parâmetros conhecidos obtêm-se que:

$$F_C^T (26 \text{ keV}) = 1,1 \times 10^{-82} T_{eq}^{5,2} n_e \gamma_0^{4,4} \ell^3$$

que para densidade de 10^{11} cm^{-3} e $\gamma_0 = 40$, para o fluxo observado em 90 GHz, requer $T_{eq} = 5000 \text{ K}$. Portanto esta interpretação também parece viável, só que as escalas dos pulsos não podem ser atribuídas às perdas Compton, pois seriam superiores a 10^4 s .

3.4 - MECANISMO GIROSÍNCROTRON COM SUPRESSÃO RAZIN

A análise da emissividade girosíncrotron é complexa, mesmo desprezando-se a influência do plasma ambiente. Por isso, normalmente se faz um estudo aproximado, sem introduzir os efeitos de absorção, a não ser a própria auto absorção girosíncrotrônica.

O espectro crescente acima de 90 GHz, com nenhuma emissão na região centimétrica, como o mostra o evento de 21 de Maio de 1984, levou Klein (1987) a fazer um estudo mais criterioso da emissividade girosincrotrônica, considerando a supressão Razin. A supressão Razin pode ser importante na faixa de alguns GHz quando a frequência do plasma é superior à girofrequência.

Klein (1987) desenvolveu um formalismo aproximado que simplificou os cálculos computacionais e concluiu que o espectro rádio poderia ser atribuído à radiação girosíncrotron de elétrons levemente relativísticos. O espectro crescente entre 30 e 90 GHz poderia ser explicado por um ou uma combinação dos seguintes casos:

a) um campo magnético intenso ou uma elevada densidade colunar dos elétrons energéticos, provocando a auto absorção,

b) uma alta densidade de plasma onde a radiação girosincrotrônica seria suprimida e absorvida,

c) um plasma denso e frio rodeando a fonte girosincrotrônica.

Ao contrário da interpretação Compton inverso de eventos com emissão puramente milimétrica, esta análise não requer espectro eletrônico com corte inferior de MeV na distribuição de energia dos elétrons, cuja densidade é inferior à do meio ambiente.

Esta interpretação analisa com cuidado o espectro crescente entre 30 e 90 GHz, mas não faz nenhuma consideração sobre as escalas de milisegundos dos pulsos observados, que certamente não podem ser atribuídas à perdas por radiação via mecanismo "bremsstrahlung".

3.5 - DISCUSSÕES

O evento de 21 de Maio de 1984, com seu espectro crescente na região submilimétrica, levantou problemas em relação às interpretações comumente utilizadas. Os modelos de radiação girosíncrotrônica são normalmente formulações aproximadas, válidas numa região limitada do espectro (20 - 200 GHz, Dulk, 1985). Apenas a formulação girosíncrotrônica de Klein (1987) se mostra mais apropriada, por ser mais geral.

Espectros crescentes na região submilimétrica podem ser explicados via emissão síncrotrônica de elétrons cuja distribuição tem corte nas altas energias, ou podem ser devidos ao mecanismo girosíncrotron com auto-absorção na faixa de alguns GHz, provocada por campos magnéticos intensos; ou ainda quando a região fonte é densa ou está rodeada por um plasma denso e frio.

São várias as possibilidades de interpretação, mas todas sugerem as mesmas características físicas das regiões fonte, que devem ser pequenos nós de plasma com densidade de 10^{11} cm^{-3} e campos magnéticos de 2000 G, localizadas não muito abaixo da zona de transição entre a coroa e cromosfera.

O espectro previsto pela interpretação Síncro/Compton inverso está na Figura 3.1; ele mostra o máximo de emissão na região do infravermelho com fluxos síncrotron compatíveis com os observados nas emissões de "White Light Flares", na região do visível. O espectro também inclui a emissão na faixa dos raios X duros. O traço mais forte se refere aos dados observados para o evento de 21 de Maio às 1326 TU.

O problema maior surge ao tentar se definir qual o mecanismo que governa a curta duração dos pulsos. Nenhum dos modelos associa o decaimento dos pulsos a perdas de radiação, exceto o Síncrotron/Compton inverso de Kaufmann et al. (1986), que é auto consistente, considerando o "quenching" de energia dos elétrons ultrarelativísticos no campo de fótons síncrotron. De Jager et al.

(1986) consideraram que a duração dos pulsos poderia ser explicada por transporte acolisional de energia.

ESPECTRO SINCRO/COMPTON INVERSO

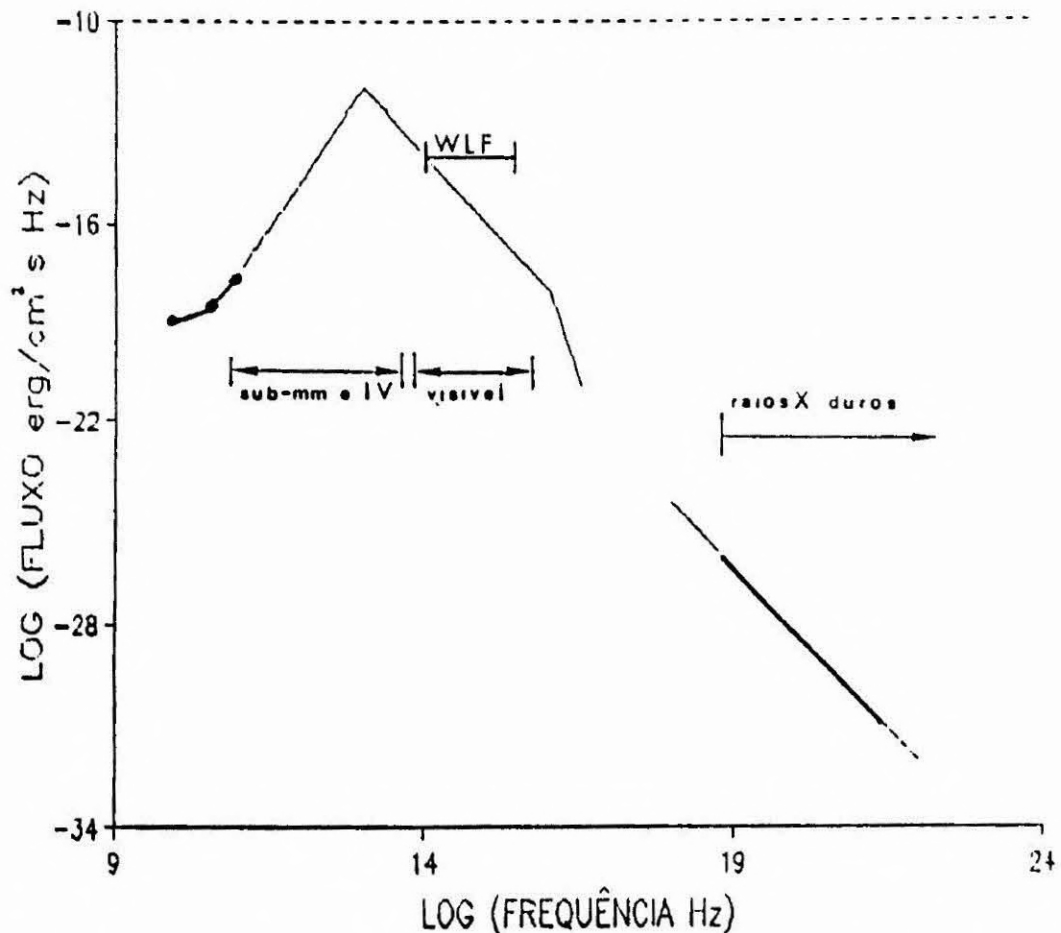


Fig. 3.1 - Espectro previsto pela interpretação Sincrotron/Compton inverso.

- O traço forte representa os dados observados para o evento de 21 de Maio de 1984.

McClements e Brown (1986) sugeriram que a duração poderia ser estabelecida pela dissipação ôhmica das correntes de retorno, que se originam quando os elétrons não térmicos tem distribuição anisotrópica, ou seja, formam feixes direcionados. Consideraram o caso extremamente relativístico, quando a equação eletrodinâmica do movimento dos elétrons pode ser expressa por:

$$\frac{d\gamma}{dt} = - e^2 \frac{\eta n_e}{m}$$

onde η é a resistividade do meio, que dá o tempo de vida ohmico:

$$\tau_o = \frac{\gamma m}{e^2 \eta n_e}$$

que para a resistividade clássica (Spitzer, 1962):

$$\eta = \frac{\pi e^2 m^{1/2}}{(kT)^{3/2}} \ln \Lambda$$

com $\ln \Lambda = 25$ sendo o logarítmo de Coulomb, resulta:

$$\tau_o = 6 \times 10^{-3} \gamma T^{3/2} n_e^{-1}$$

No caso de temperaturas inferiores a 8×10^6 K as escalas de tempo são da ordem de milisegundos. Mas é preciso notar que a dissipação ohmica provoca aquecimento rápido do plasma, que nas condições acima, elevaria a temperatura inicial de 10^6 para 10^8 K, quando não mais se teriam as escalas de milisegundos.

Uma última alternativa para explicar os pulsos de milisegundos seria a de se considerar que esta duração estaria associada ao tempo de permanência dos elétrons na região de emissão. Neste caso os elétrons seriam continuamente injetados na região e irradiariam durante um certo tempo que, associado à velocidade da luz, implicaria em dimensões da ordem de 10^9 cm, comprimento típico dos arcos magnéticos. Esta explicação parece pouco provável, pois seria

difícil uma fonte em microondas ser tão extensa, e requerendo campos magnéticos localmente intensos.

CAPÍTULO 4

ACELERAÇÃO DE PARTÍCULAS ENERGÉTICAS

4.1 - INTRODUÇÃO

Um dos grandes problemas de Física Solar, que apareceu no último ciclo, foi a evidência de elétrons relativísticos durante a fase impulsiva de algumas explosões solares que apresentaram radiação gama associada. A simultaneidade dentro de um segundo entre os máximos de emissão nas baixas e altas energias, torna inviável o processo de aceleração em duas etapas para explicar os elétrons relativísticos. Estes fatos observacionais sugerem que sob certas condições os mecanismos de aceleração de partículas devem ser capazes de elevar a energia dos elétrons até valores relativísticos, mesmo durante a fase de liberação primária de energia.

No momento, o mecanismo de múltiplas reconexões do campo magnético via processo "tearing mode", tem sido considerado como o mais viável, devido às características observacionais das explosões solares. O objetivo deste capítulo será analisar a energética do processo de conversão de energia magnética e verificar sua atuação na aceleração de elétrons relativísticos, considerando-se as escalas de tempo de milisegundos. Os resultados obtidos serão confrontados com simulações de laboratório, com plasmas de características próximas às condições das regiões ativas na atmosfera solar durante uma explosão.

4.1.1 - FONTE DE ENERGIA

A fonte da energia liberada nas explosões solares é normalmente associada à energia magnética armazenada sob a forma de correntes, geradas na fotosfera, devido aos movimentos da estrutura magnética, e posteriormente transportadas para a coroa.

correntes, geradas na fotosfera, devido aos movimentos da estrutura magnética, e posteriormente transportadas para a coroa.

O processo físico que leva à geração das correntes tem sido atribuído à rotação diferencial da atmosfera solar, que separa os elétrons dos íons na direção perpendicular ao campo magnético. As correntes apresentariam inicialmente apenas componente perpendicular ao campo magnético, originando-se em regiões com gradientes de pressão e fluxo convectivo. Posteriormente seriam convertidas em correntes paralelas ao campo, segundo o princípio de continuidade de corrente da teoria dos fluidos.

A dissipação das correntes seria responsável pelo aquecimento do plasma e aceleração das partículas energéticas. Dentre os processos MHD estudados na literatura, a reconexão e o "tearing" magnético parecem ser os processos dissipativos mais importantes. Estes processos são resultado da compressão das camadas de corrente, governada pelo campo magnético externo.

4.1.2 - RECONEXÃO E "TEARING" MAGNÉTICO

O processo de reconexão apresenta atrativos pois permite que a energia magnética armazenada sob a forma de correntes seja localmente convertida em energia térmica e fluxo convectivo e dando origem, simultaneamente, a intensos campos elétricos induzidos, capazes de acelerar partículas na direção do campo magnético.

No Sol, bem como em muitas situações astrofísicas, o número de Reynolds magnético é muito grande, portanto o campo magnético está "congelado" ao plasma, permitindo a formação de lâminas neutras onde se inicia o processo de reconexão. A reconexão evolui lentamente, pois a velocidade de aproximação das linhas do campo nesta situação é lenta, portanto não sendo eficiente para o fenômeno das explosões solares. Na lâmina a energia magnética é convertida em energia cinética e térmica, devido à aniquilação gradual das correntes.

O mecanismo de reconexão simples, devido à sua lentidão, não pode ser associado as explosões solares, por isso Priest (1984) propõe mecanismos de reconexão rápidos, que poderiam se estabelecer quando a velocidade de aproximação das linhas do campo, ou seja, o influxo de plasma, ultrapasse a velocidade crítica $v_c = 10^{-1} - 10^{-2} v_A$ (v_A = velocidade de Alfvén). Neste caso a lâmina de corrente se tornaria longa, e antes que as linhas se reconectassem, seriam iniciadas as instabilidades de modo "tearing" que, impulsivamente, formariam as ilhas magnéticas e os pontos neutros como mostrado na Figura 4.1 (Spicer et al., 1986).

A formação impulsiva das ilhas magnéticas e dos pontos neutros resultaria no aquecimento do plasma e na aceleração de elétrons até energias de centenas de keV, nas regiões onde os campos elétricos superam o campo de Dreicer. O campo de Dreicer é definido como sendo o campo capaz de acelerar elétrons a energias que superem a energia perdida nos processos colisionais, ou seja, é o campo que consegue produzir elétrons não térmicos, os chamados "runaway electrons".

Ainda existem dúvidas a respeito da eficiência do processo "tearing" para explicar as explosões solares, pois é difícil se estimar a intensidade dos campos elétricos turbulentos, porque estes dependem do campo magnético turbulento que também depende do processo de instabilidades (De Jager, 1986).

As instabilidades "tearing" surgem da interação de estruturas magnéticas devido à emergência de fluxo ou devido a mudanças na estrutura magnética provocadas pelos movimentos fotosféricos. Além disto, as próprias correntes poderiam, indiretamente, ser as responsáveis pela reconexão e subsequente aparecimento das instabilidades "tearing".

As ilhas magnéticas, formadas pelo processo "tearing", se atraem devido ao fluxo de correntes paralelas; dependendo do balanceamento entre as forças de atração e compressão o processo pode ser dividido em dois ramos, o lento e o rápido. No lento ter-se-ia que

a força de compressão superaria a de atração, e as ilhas permaneceriam isoladas, sendo o processo denominado de linear. No caso rápido, ou não linear, a força de atração supera a de compressão, e as ilhas coalescem, ou seja, se fundem. O tempo de crescimento das instabilidades do modo lento é muito maior que o do modo rápido, que é associado ao tempo de difusão através da lâmina neutra.

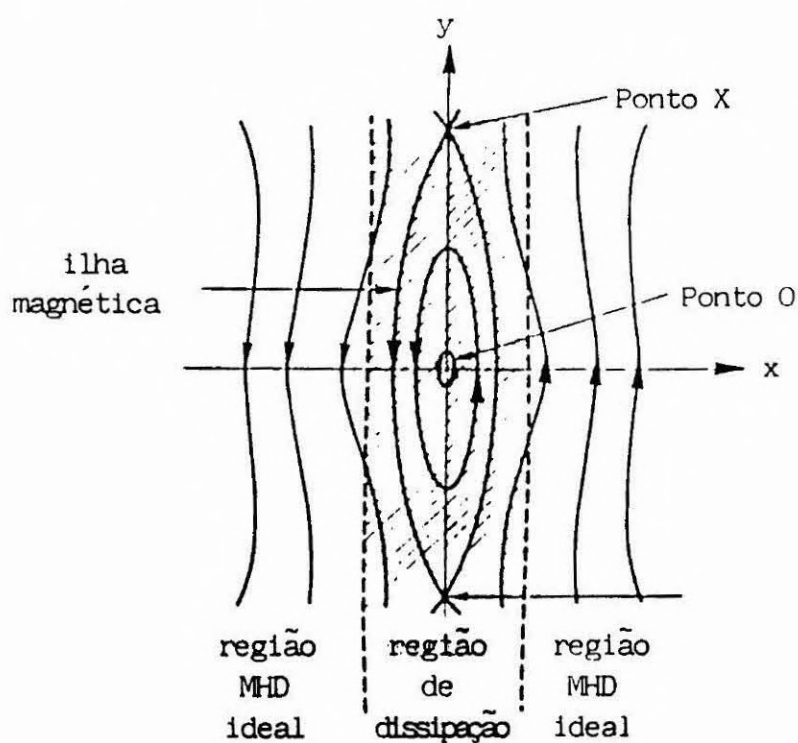


Fig. 4.1 - Esquema de uma ilha magnética.

- As regiões MHD, a ideal e a resistiva, estão delimitadas.

FONTE: Spicer et al. (1986), p. 227.

Devido à sua rapidez e conteúdo energético, a coalescência das ilhas magnéticas parece ser o processo mais viável para explicar a impulsividade das explosões solares. Detalhes do processo referente à taxa de conversão de energia e escalas temporais serão dados a seguir, através de simulações e dos resultados obtidos em testes em laboratório de plasma.

4.1.3 - ACELERAÇÃO DE PARTÍCULAS

A reconexão e o "tearing" magnético ocorrem na camada neutra, onde $\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$, não sendo necessária a aniquilação total do campo magnético. Os processos provocam alterações na topologia magnética nas proximidades da lâmina neutra, dando origem a campos elétricos induzidos, cuja componente paralela ao campo magnético, dentro da camada resistiva, é intensa, possibilitando a aceleração de partículas não térmicas (De Jager, 1986).

Estimativas dos campos elétricos induzidos na camada neutra, para condições solares, sempre excedem o campo de Dreicer. As componentes inferidas, paralelas ao campo magnético, são três vezes o campo de Dreicer no caso linear, enquanto que no caso não linear o excedem em ordens de grandeza.

Forman, Ramaty e Zweibel (1986), estudando a aceleração de partículas não térmicas, chegaram à seguinte relação:

$$E \text{ (MeV)} = 10^{-6} B \ell v$$

onde E é a energia adquirida por um elétron sujeito ao campo magnético B (G), na camada neutra com dimensão ℓ (Km) e cuja velocidade de difusão do campo magnético é v (Km s^{-1}).

Considerando-se $\ell = 100$ Km, $B = 500$ G e $v \geq v_c$, tem-se que a energia adquirida pelos elétrons será superior a 500 keV, portanto acelerando elétrons relativísticos quando o processo for acolisional e muito impulsivo ($v \gg v_c$).

4.2 - COALESCÊNCIA EXPLOSIVA

As observações em raios-X moles sugerem que as regiões ativas são constituídas por vários arcos magnéticos coronais, com

correntes fluindo em seu interior. A interação destes arcos pode ser o processo físico determinante da liberação de energia, principalmente em explosões, como o evidenciam as observações em H alfa, rádio e raios X duros.

Tajima e Sakai (1986) propuseram que a coalescência entre os arcos magnéticos é o mecanismo de liberação de energia mais provável para as explosões solares. Tajima et al. (1987) mostraram, através de simulações e teoria, que durante a coalescência de dois arcos magnéticos a energia armazenada nas correntes é explosivamente transformada em aquecimento do plasma e aceleração de partículas de alta energia devido à reconexão magnética. A evolução energética inferida das simulações apresenta caráter quasi-periódico, cuja periodicidade depende dos parâmetros do plasma, tais como a razão entre as componentes poloidal e transversal do campo magnético e a velocidade de colisão entre os arcos.

O processo se iniciaria com a reconexão das linhas do campo magnético durante a colisão dos arcos, com subsequente coalescência, produzindo aquecimento do plasma e aceleração de partículas.

No contexto da coalescência de dois arcos magnéticos, como considerado por Tajima e Sakai (1986), uma possível configuração magnética da região ativa está esboçada na Figura 4.2. A coalescência se processa no plano X-Y que é paralelo à superfície solar, e a aceleração das partículas ocorre na direção Z, perpendicularmente a X-Y, acompanhando o campo magnético toroidal.

COALESCÊNCIA DE ARCOS

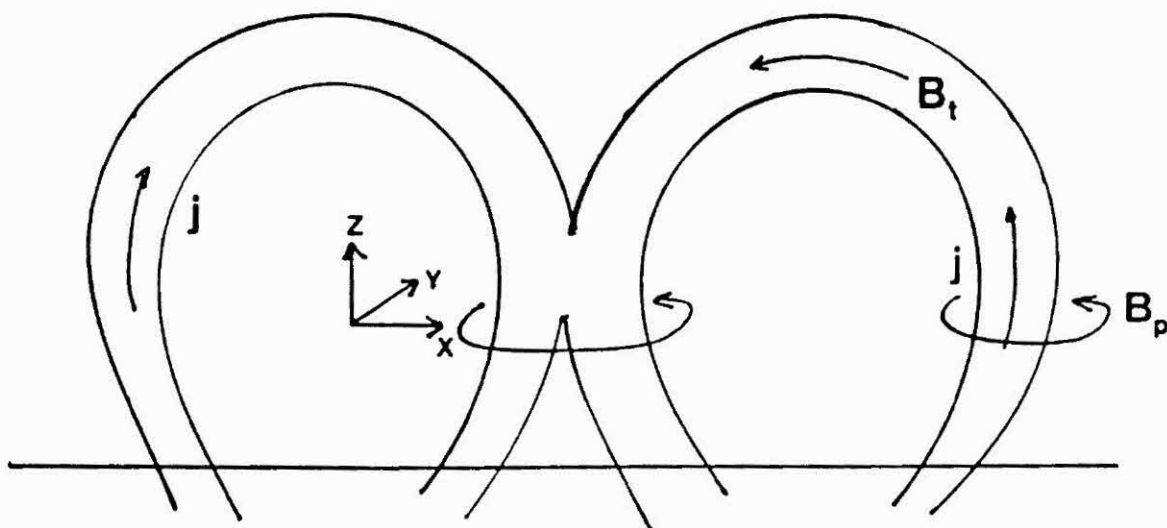


Fig. 4.2 - Possível cenário da coalescência entre dois arcos magnéticos na atmosfera solar.

A análise a seguir se baseia no trabalho de Tajima et al. (1987), onde se investigam as consequências físicas da coalescência em seu caráter não linear. A coalescência resultaria de instabilidades primárias e não de agentes externos. O que se pretende é verificar como o mecanismo de conversão de energia resultaria na aceleração de partículas relativísticas e em flutuações de poucos milisegundos na emissividade. Tentar-se-á definir sob quais parâmetros físicos da região de liberação primária de energia seria possível se obter tais propriedades.

O início da coalescência é estabelecido pelo parâmetro de localização das correntes (E_c). Este parâmetro varia de 0 a 1, indicando fraca localização para valores pequenos e função delta quando

próximo à unidade. A taxa de reconexão e a intensidade da coalescência são controlados por E_c ; quando $E_c \leq 0,3$, o processo é lento e equivale ao de Sweet (1958) e Parker (1957). Por outro lado, para valores acima de 0,7 a reconexão é mais rápida e a coalescência evolui explosivamente.

A evolução não linear da coalescência explosiva de dois arcos magnéticos foi estudada através de simulação computacional. A simulação foi feita em duas partes, primeiramente da evolução da estrutura do plasma e dos campos, denominada de simulação EM das partículas, e depois se estudou a evolução da energia cinética do fluido e do fluxo reconectado, denominada simulação MHD. Ambas consideraram $E_c = 0,85$, distribuição bidimensional e plasma uniforme.

4.2.1 - SIMULAÇÃO EM DAS PARTÍCULAS

Tajima et al. (1987) mostraram a evolução da estrutura do plasma e dos campos durante a coalescência, e constataram que a colisão de ilhas magnéticas é provocada por forças magnéticas, devido aos intensos campos induzidos. Verificou-se maior concentração de elétrons na região de atuação das forças magnéticas, e que antes, durante e depois da coalescência os mesmos fluem segundo as linhas do campo poloidal. As funções de distribuição dos elétrons e íons, inferidas da simulação, mostram variação muito rápida durante a coalescência explosiva e forte termalização dos íons na direção da coalescência. Verifica-se o aparecimento de uma pequena população de elétrons energéticos na direção do campo toroidal (ao longo do arco magnético), devido à aceleração produzida pelos campos elétricos induzidos. Também aparece uma distribuição de íons energéticos, só que no sentido de deslocamento oposto.

O importante da análise é se estudar as variações da energia magnética e elétrica, bem como das temperaturas durante o processo da coalescência. A Figura 4.3 mostra a evolução temporal das energias e temperaturas antes e durante o processo, em função da

unidade temporal Ω_i , sendo $\Omega_i = 0,077 \omega_{pe}$, com ω_{pe} sendo a frequência de plasma dos elétrons (Tajima et al., 1987).

A variação temporal da energia magnética mostra um pequeno crescimento perto de $t = 3$ (Figura 4.3), que corresponde à formação das ilhas magnéticas, depois um período relativamente longo sem alteração ($t = 3-22$), seguido por rápido e grande aumento na intensidade, acompanhado por oscilações com grande amplitude. O aumento rápido na energia magnética pode ser resultado de ressonâncias entre os campos envolvidos. Os demais parâmetros, tais como temperatura, energia eletrostática e campo elétrico induzido mostrados na Figura 4.3, seguem o mesmo comportamento temporal da energia magnética. Deve-se notar que as estruturas nas temperaturas T_{ex} , T_{ez} , T_{ix} , T_{iz} e energia do campo eletrostático apresentam picos duplos que mimetizam muito bem o perfil temporal de explosões solares (Tajima et al., 1987). As flutuações são associadas à pulsação das ilhas após a coalescência, como esquematizado na Figura 4.4, com mesmo período das oscilações de Alfvén. O campo elétrico induzido também aumentou rapidamente, acompanhando a subida do fluxo magnético.

Os elétrons não térmicos são acelerados durante a fase de oscilação das ilhas magnéticas, após a coalescência. Os elétrons da "cauda" de alta energia da distribuição são produzidos pela combinação da aceleração magnética mais a eletrostática. A separação dos elétrons e íons produz um intenso campo elétrico de "choque" (E_L), que se desloca com a velocidade de fase da estrutura (v_{ph}). Esta velocidade, na presença do campo magnético ($v_{ph} \times B$), acelera os elétrons até energias relativísticas na direção do campo magnético toroidal.

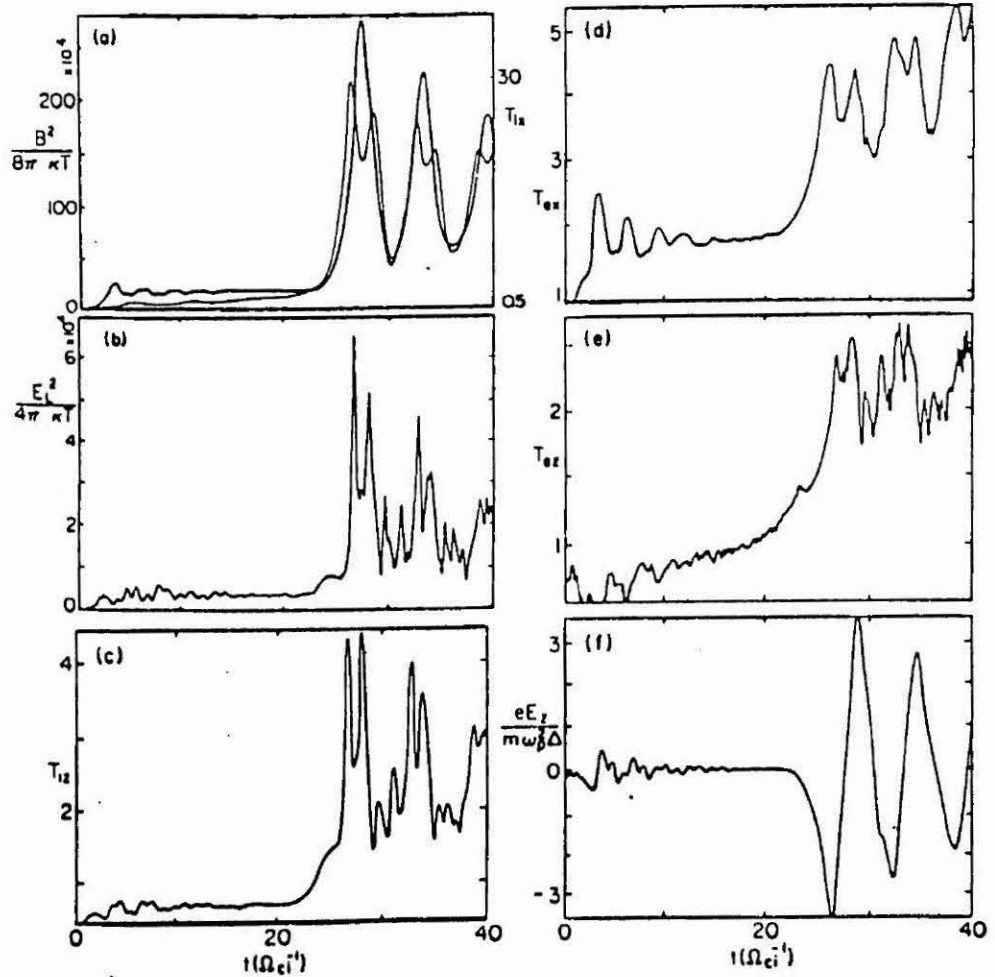


Fig. 4.3 - Evolução temporal das características das partículas e campos da simulação EM das partículas durante a coalescência.

- a) a linha mais escura representa o campo magnético e a fina a temperatura iônica na direção x. b) energia do campo eletrostático. c) temperatura iônica na direção z. Temperatura eletrônica na direção x (d) e direção z (e). f) campo elétrico induzido (E_z).

FONTE: Tajima et al. (1987), p. 1038.

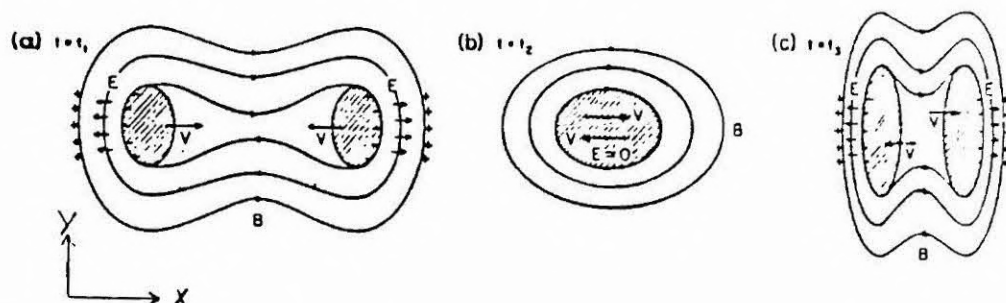


Fig. 4.4 - Sequência esquemática da variação do plasma e dos campos elétrico e magnético durante o processo da coalescência.

FONTE: Tajima et al. (1987), p. 1038.

4.2.2 - SIMULAÇÃO MHD

A simulação MHD considera apenas a energia cinética do fluido e a variação do fluxo reconectado, portanto não fornece informações sobre aceleração e temperatura das partículas, nem sobre a evolução temporal da energia magnética e eletrostática. O importante é que complementa a simulação das partículas.

A Figura 4.5 reproduz a evolução temporal da energia cinética do fluido e do fluxo reconectado, onde verifica-se também um crescimento rápido para o caso explosivo. A rapidez no aumento das intensidades é diretamente proporcional ao parâmetro de localização das correntes, ou seja, quando próximo à unidade, o processo de reconexão é mais violento com maior liberação de energia.

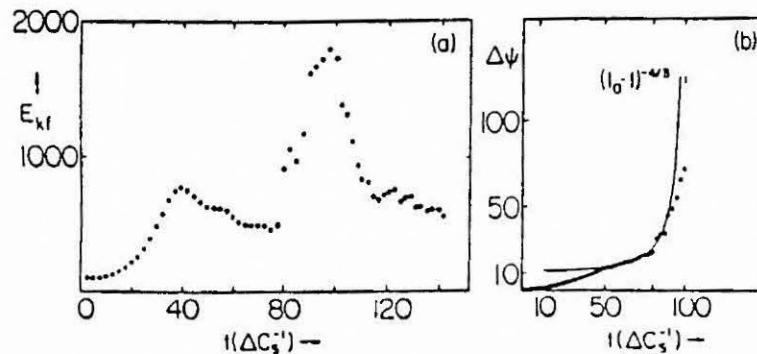


Fig. 4.5 - Evolução temporal da energia do fluido (a) e do fluxo reconectado (b), obtida da simulação MHD para $E_c = 0,85$.

- A linha sólida em (b) é a curva obtida do modelo teórico.

FONTE: Tajima et al. (1987), p. 1040.

A evolução temporal dos parâmetros nesta simulação é equivalente à anterior, apenas com diferença em relação ao aparecimento das oscilações; aqui elas aparecem durante a coalescência enquanto que na anterior aparecem após.

4.3 - APLICAÇÃO DO MODELO TEÓRICO

Tajima et al. (1987) analisaram teoricamente a evolução do processo da coalescência explosiva partindo das equações do modelo de plasma de dois fluidos e das equações de Maxwell, desprezando a corrente de deslocamento. A escala de tempo do processo é estabelecida, essencialmente pela dinâmica global externa, com dissipação de energia nos locais de reconexão.

O período de oscilação da fase não linear, previsto pela teoria, é expresso por:

$$P_{osc} = 2\pi(-2\varepsilon)^{-3/2} t_A^{-2} \quad (4.1)$$

onde ε é a energia inicial, associada ao potencial Sagdeev e $t_A = \lambda/v_A$, onde v_A é a velocidade de Alfvén e λ é a escala de variação do campo magnético. No limite de $\varepsilon \rightarrow -V_{min}$, valor mínimo do potencial de Sagdeev, obtém-se que o período mínimo das oscilações é:

$$P_{min} = 2\pi\beta^{3/2} t_A \quad (4.2)$$

com $\beta = c_s^2/v_A^2$, onde c_s é a velocidade íon acústica. Que em termos dos parâmetros físicos da região é:

$$P_{min} = 5,7 \times 10^{-33} T_e^{3/2} \lambda n_i^2 B^{-4} \quad (4.3)$$

onde T_e é a temperatura eletrônica, n_i é a densidade ambiente e B é o campo magnético.

Um resultado importante é que durante a fase explosiva há aumento na densidade eletrônica da lâmina de corrente, provocada pela compressão das linhas do campo magnético, resultando em crescimento mais rápido do campo elétrico do que do magnético. Este efeito representa papel essencial na produção de partículas de alta energia, pois o campo elétrico induzido supera por várias ordens de grandeza o campo de Dreicer.

A evolução temporal das temperaturas eletrônica e iônica e das energias eletrostática e magnética, previstas pelo modelo

teórico, explicam o caráter oscilatório encontrado nas simulações computacionais. O modelo também concorda com a taxa de crescimento dos campos eletrostático e magnético, encontradas nas simulações.

Uma situação mais geral seria quando as instabilidades "tearing" produzissem várias ilhas magnéticas; neste caso, o fenômeno da coalescência ocorreria aos pares, até que restasse apenas um ilha. Este processo, denominado de coalescência múltipla, apresentaria perfis temporais dos campos e quantidades das partículas muito mais intensos e impulsivos, apresentando maior aquecimento e aceleração de partículas muito mais energéticas do que no caso da interação de apenas duas ilhas magnéticas; portanto, neste caso, os eventos teriam espectro de energia mais duro.

A Expressão 4.3 está graficada na Figura 4.6, considerando-se os valores típicos para temperatura e campo magnético de 10^7 K e 2000 G, respectivamente, variando-se a densidade ambiente dentro dos limites permissíveis para as condições da atmosfera solar. Portanto, associando-se o período das oscilações observadas nos perfis temporais à oscilação do campo magnético, é possível se inferir as escalas de variação deste. A relação mostra que o período de oscilação do campo é diretamente proporcional à temperatura eletrônica, densidade ambiente e à escala de variação do campo magnético, e inversamente proporcional à intensidade do campo. O modelo sugere que quanto mais profunda é a região de liberação de energia, ou seja, em regiões com campos mais intensos, mais curto será o período de oscilação do campo magnético, resultando portanto em flutuações mais rápidas no perfil temporal das emissões observadas. Neste caso a espessura da lâmina de corrente será pequena, e consequentemente o fenômeno de liberação de energia será mais impulsivo e mais energético (Bai e Dennis, 1985).

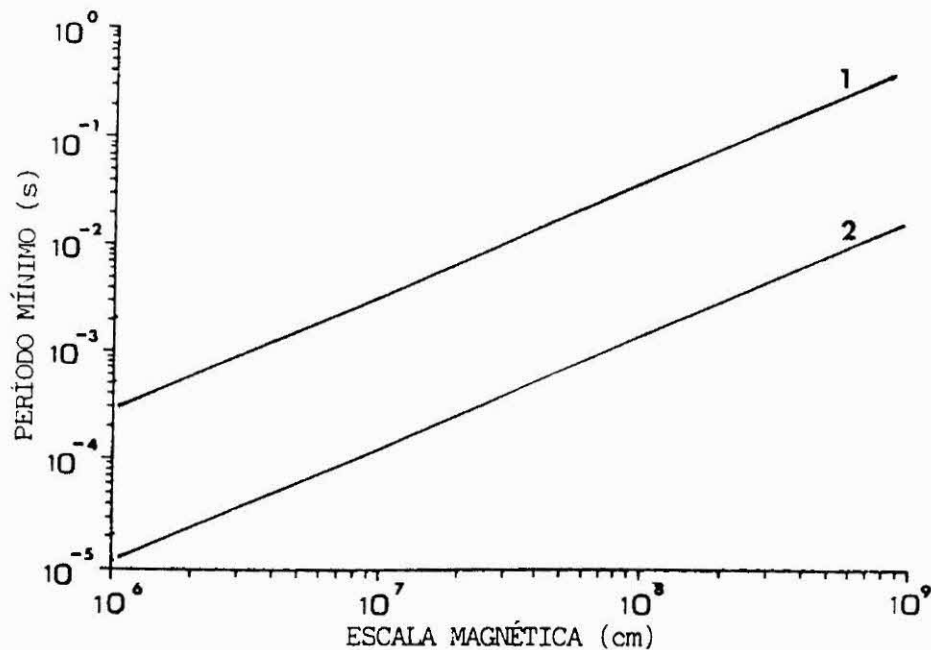


Fig. 4.6 - Período mínimo de oscilação do campo magnético em função de sua variação espacial para densidades ambientes de $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (1) e 10^{12} cm^{-3} (2), parametrizado em $T_e = 10^8 \text{ K}$ e $B = 2000 \text{ G}$.

4.4 - SIMULAÇÃO EM LABORATÓRIO DA INSTABILIDADE "TEARING"

As simulações computacionais da evolução das instabilidades "tearing" mostraram que este mecanismo de liberação de energia pode ser o responsável pelas explosões solares. Baseados nesta hipótese, Altyntsev et al. (1986) simularam em laboratório a dinâmica do processo, considerando uma lâmina de corrente extensa e turbulenta e utilizando parâmetros do plasma próximos aos inferidos para condições solares, a partir de modelos teóricos.

Os parâmetros da lâmina de corrente inferidos para as explosões e os utilizados no laboratório estão na Tabela 4.1. A simulação em laboratório, portanto, deverá reproduzir a evolução do processo de liberação de energia com características próximas às esperadas nas explosões solares.

TABELA 4.1

PARÂMETROS DA LÂMINA DE CORRENTE

	Explosões solares (Svestka, 1976) (10^{32} ergs)	Experimento do Laboratório
Espessura (cm)	-	0.5-3
Largura (cm)	10^8	30
Comprimento (cm)	10^9-10^{10}	~50 cm
Densidade de plasma, $n(\text{cm}^{-3})$	$3 \times 10^9-10^{11}$	$10^{12}-10^{14}$
Temperatura do plasma $T_e(\text{eV})$	$(1.4-4) \times 10^3$	800
Campo magnético nos limites da lâmina (G)	150-1000	400

FONTE: Altyntsev et al. (1986).

Durante a evolução da lâmina foi possível se definir três fases distintas na potência de liberação de energia e nos mecanismos dissipativos. A primeira fase é a explosiva, e a liberação de energia começa quando a lâmina de corrente se torna turbulenta devido a instabilidades íon-acústicas e coincide, praticamente, com a formação da própria lâmina. A turbulência na corrente produz um estado de resistividade anômala que resulta em alta potência de liberação de

energia e rápido aquecimento inicial do plasma, preferencialmente dos elétrons.

Os testes de laboratório mostraram elevação da temperatura eletrônica para 800 - 1000 eV (10^7 K), mais de duas ordens de grandeza acima do valor inicial, em apenas 30 ns (Figura 4.7). Nesta fase inicial a estrutura magnética permanece praticamente homogênea durante o processo. A taxa de aumento da energia térmica na lâmina é próxima à potência da liberação de energia.

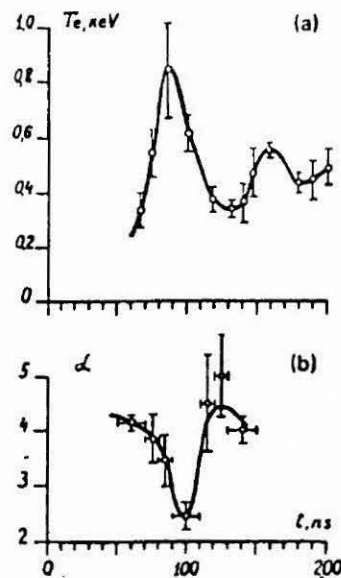


Fig. 4.7 - Evolução temporal do aquecimento (a) e aceleração de elétrons (b) na fase explosiva de liberação de energia simulada em laboratório para $n = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ e $B = 450 \text{ G}$.

FONTE: Altyntsev et al. (1986), p. 135.

Associado ao aquecimento do plasma tem-se a aceleração de elétrons até energias de cerca de 30 keV (Figura 4.7). As partículas foram aceleradas mais efetivamente perto da linha neutra do campo, mas também foram registradas em toda a extensão da lâmina. A distribuição das partículas era isotrópica e seu espectro na região de 4 - 12 keV

era do tipo de lei de potências $dn/dE \sim E^{-\alpha}$, onde α caracteriza a eficiência do mecanismo de aceleração, ou seja, a eficiência cresce para α menores. A aceleração destas partículas poderia ser atribuída a campos elétricos normais ou a aceleração estatística em campos elétricos de alta frequência, principalmente nas vizinhanças dos pontos X do campo magnético (Figura 4.1).

A segunda fase do processo tem duração mais longa e é caracterizada por oscilações na temperatura eletrônica e condutividade anômala. As oscilações foram atribuídas a relaxação da lâmina em torno do estado de equilíbrio dinâmico.

A terceira e última fase ocorre quando as oscilações de relaxação são amortecidas, e a lâmina volta ao estado de equilíbrio, diminuindo a energia liberada e ocorrendo o resfriamento da lâmina.

A alta taxa de reconexão sugere que a instabilidade tem caráter não linear, podendo ser atribuída ao mecanismo de coalescência explosiva das ilhas magnéticas. A liberação de energia procedeu uniformemente por toda a lâmina durante a fase inicial, sendo que na segunda a liberação, e as partículas energéticas, estavam concentradas nas ilhas magnéticas.

A evolução do campo elétrico médio produzido pelos processos dissipativos está na Figura 4.8. As principais características do processo de liberação de energia inferidos teoricamente para as explosões solares e as obtidas no experimento de Altyntsev et al. (1986), estão na Tabela 4.2. A Tabela mostra que a potência da energia liberada não depende do comprimento da lâmina.

É interessante notar que apesar da grande diferença entre as escalas temporais e espaciais do experimento em relação às condições solares, a energia máxima adquirida pelos elétrons acelerados não difere por mais de uma ordem de grandeza. Isto sugere que as dimensões da região de liberação de energia no Sol devem ser bem menores que a região das emissões observadas.

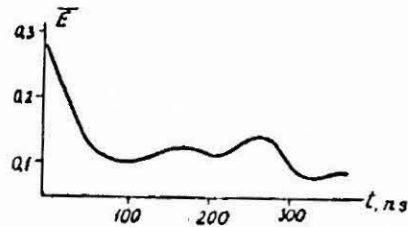


Fig. 4.8 - Evolução temporal do campo elétrico médio obtido da simulação em laboratório.

FONTE: Altyntsev et al. (1986), p. 141.

TABELA 4.2

RESULTADOS DA SIMULAÇÃO EM LABORATÓRIO

CARACTERÍSTICAS DE LIBERAÇÃO LIBERAÇÃO DE ENERGIA	EXPLOSÕES SOLARES	EXPERIMENTO
Temperatura, $T_e(\text{ev})$	10^3	800
Potência de liberação de energia ($\text{ergs cm}^{-3}\text{s}^{-1}$)	10^{10}	10^{11}
Energia dos elétrons acelerados, (KeV)	10-100	4-12
Índice espectral das partículas aceleradas (Q)	3	0,5-8

FONTE: Altyntsev et al. (1986).

Altyntsev et al. (1986) ressaltam a importância de uma compressão rápida da lâmina, talvez devido a coalescência (Tajima et al., 1982), para produzir liberação intensa de energia durante as explosões, seguida por oscilações de relaxamento, com períodos característicos. Os períodos de oscilação estimados dos diferentes modelos de condução de calor turbulento são da ordem de 10^{-3} - 1 segundo. O caráter oscilatório da evolução deve se manifestar não apenas nas flutuações de temperatura, mas também deve governar as múltiplas acelerações abruptas de partículas.

4.5 - DISCUSSÕES

As análises da evolução do processo "tearing" através dos vários tipos de simulação, reforçam a viabilidade do mecanismo para explicar as características das explosões solares. As simulações mostram que a fase não linear explica muito bem o caráter impulsivo e energético, bem como oscilatório dos perfis temporais observados.

Tajima et al. (1987) duvidaram da viabilidade deste processo, alegando que as oscilações não eram muito frequentes em explosões solares, mas é preciso ressaltar que em certos casos, os períodos previstos são de poucos milissegundos (Figura 4.6), e que de modo geral as resoluções temporais utilizadas nas observações não são suficientes para resolver as estruturas e resultam em perfis temporais "alisados". A partir das várias observações em comprimentos de onda milimétricos feitas no Itapetinga com resolução temporal de 1 ms e sensibilidade de 0,03 ufs, em uma série com mais de 200 explosões, verificou-se que todos os eventos já analisados apresentaram flutuações com períodos variando de alguns milissegundos até poucos segundos, portanto reforçando a viabilidade do processo para a liberação de energia na grande maioria das explosões solares. Portanto, parece que as duas componentes espectrais, na faixa de microondas e submilimétrica, apresentam pulsos rápidos que podem ser atribuídos ao mesmo mecanismo de aceleração das partículas. As características da distribuição de energia dos elétrons será apenas função do local onde

ocorreu a coalescência, sendo mais energética quando ocorrer em regiões mais profundas da atmosfera solar.

O processo de coalescência explosiva sugere que os fenômenos mais energéticos ocorrem em regiões mais compactas e profundas da atmosfera solar, concordando com as observações estudadas na literatura. Além disto, é o possível que seja o processo responsável pela presença de elétrons relativísticos durante a fase impulsiva das explosões solares.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÃO

5.1 - DISCUSSÕES FINAIS

O evento de 21 de Maio de 1984 apresentou características temporais e espectrais peculiares, que estabeleceram condições de contorno difíceis de serem interpretadas segundo os modelos vigentes que consideram apenas a presença de elétrons levemente relativísticos na região fonte. Este evento mostrou espectro rádio com frequência de pico acima de 90 GHz e flutuações de poucos milisegundos em seu perfil temporal rádio, com possível contrapartida em raios X duros.

No caso de interpretações que consideram elétrons não relativísticos, frequências de pico tão altas no espectro requerem campos magnéticos absurdos para as condições da atmosfera solar. Outras explosões solares que apresentaram espectro rádio com máximo em frequências altas foram analisados na literatura, mas de modo geral os autores consideraram ser apenas um achatamento espectral e os interpretaram como emissão térmica do plasma, principalmente por terem um perfil "alisado", devido a pobre resolução temporal das observações. A análise do evento de 21 de Maio de 1984, considerando emissão térmica de uma mesma população de elétrons para se explicar o espectro rádio e raios X duros, mostrou ser inconsistente com as observações (de Jager, 1986), além de não explicar as flutuações de poucos milisegundos.

Tais espectros poderiam ser associados a regiões de emissão super densas, que absorveriam as baixas frequências (Klein, 1987), ou à presença de elétrons relativísticos, favorecendo a emissão nas altas frequências (Kaufmann et al., 1986 e McClements e Brown, 1986).

Tentativas de interpretação com os modelos normalmente utilizados em explosões solares foram feitas (de Jager et al., 1986),

mas os resultados obtidos foram muito marginais para as condições típicas da atmosfera solar. Quanto aos modelos de região super densa e os que requerem elétrons relativísticos, não se consegue definir qual é o mais viável no momento. Se o máximo espectral for muito acima de 90 GHz, na região do infravermelho por exemplo, a região super densa deveria ter densidades muito elevadas, que acabariam inibindo até as emissões em 90 GHz. Basta portanto verificar se os mecanismos de aceleração de partículas podem acelerar elétrons relativísticos durante a fase impulsiva.

Apesar das várias interpretações possíveis, tem-se um consenso quanto às características das regiões de liberação de energia destes eventos atípicos. As regiões são normalmente mais densas e profundas do que para os demais eventos, e consequentemente com campos magnéticos mais intensos.

A presença de elétrons relativísticos durante a fase impulsiva de explosões solares já havia sido sugerida a partir de observações de eventos gama, portanto a interpretação sincro/compton inverso pode ser viável, e responsável por espectros com alta frequência de pico, e a curta duração dos pulsos.

Considerando-se as instabilidades "tearing", em seu estágio não linear, como sendo o mecanismo de liberação primária de energia, verificou-se que era possível se acelerar elétrons relativísticos em escalas de tempo compatíveis com a fase impulsiva e em regiões com dimensões próximas às inferidas a partir dos modelos de interpretação.

O mecanismo "tearing" sugere que quanto mais densa e profunda a região de liberação de energia, mais energético e impulsivo é o processo de conversão de energia magnética. Este comportamento concorda com o obtido a partir das observações: as mais impulsivas e energéticas foram atribuídas a regiões mais densas e profundas da atmosfera solar. O mecanismo também explica a periodicidade das flutuações dos perfis temporais; estas dependem do tamanho da região de

liberação, ou seja, da escala de variação espacial do campo magnético. Quanto mais compacta a região, mais curto será o período (Figura 4.6) e consequentemente mais duro será o espectro das emissões observadas em raios X duros (Figura 2.11).

5.2 - PERSPECTIVAS DE TRABALHO

A constatação de explosões solares, com máximo espectral em altas frequências, requer observações cobrindo todo o espectro rádio até a região do infravermelho. Deste modo será possível se definir qual é a frequência e se concluir sobre a energética envolvida no processo de liberação primária de energia, bem como os limites de energia do espectro dos elétrons acelerados, definindo mais condições de contorno para os mecanismos de conversão de energia magnética.

Além disto, são essenciais observações em raios X e gama com maior sensibilidade, de modo a se ter resolução temporal de milissegundos, mesmo durante eventos não muito intensos, como o de 21 de Maio de 1984.

Será interessante se fazerem observações de regiões ativas com a técnica de VLBI, apresentando resolução angular superior a 0,01 segundos de arco, para se testar os modelos de interpretação, que sugerem regiões de emissão com dimensão de $10^5 - 10^6$ cm, e se possível com alta resolução temporal para se estudar a evolução temporal e espacial das regiões de liberação de energia, simultaneamente. Deste modo melhor se definirão as condições de contorno para o mecanismo de liberação de energia magnética.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABOUDARHAM, J.; HÉNOUX, J.C. Energy deposit at temperature minimum level and WLF. Astronomy and Astrophysics, 156(1):73-78, Feb. 1986.
- AKABANE, K.; NAKAJIMA, H.; OHKI, K.; MORIYAMA, F.; MIYAJI, T. A flare associated thermal bursts in the mm-wave region. Solar Physics, 33(2):431-437, 1973.
- ALTYNTSEV, A.T.; BARDAKOV, V.M.; KRASOV, V.I.; LEBEDEV, N.V.; PAPERNY, V.L.; SIMONOV, V.G. Laboratory simulation of energy release in solar flares. Solar Physics, 106(1):131-145, 1986.
- BAI, T. Two classes of gamma-ray/proton flares: impulsive and gradual. The Astrophysical Journal, 308(2):912-928, Sep. 1986.
- BAI, T.; DENNIS, B.R. Characteristics of gamma ray line flares. The Astrophysical Journal, 292(2):699-715, May 1985.
- BAI, T.; DENNIS, B.R.; KIPLINGER, A.L.; ORWIG, L.E.; FROST, K.J. Characteristics of gamma-ray line flares as observed in hard X-ray emissions and other phenomena. Solar Physics, 86(2):409-419, 1983.
- BESPALOV, P.A.; ZAITSEV, V.V.; STEPANOV, A.V. On the origin of time delays in hard X-ray and gamma-ray emission of solar flares. Solar Physics, 114(1):127-140, 1986.
- BOUGERET, J. Física solar - dados. Comunicação pessoal, 1984.
- BROWN, J.C.; SMITH, D.F. Solar Flares. Reports on Progress in Physics, 43:125-197, 1980.
- CAWTHORNE, T.V. The influence of thermal plasma on synchrotron radiation. Monthly Notices of Royal Astronomical Society, 216(3):795-808, Oct. 1985.

- CHUPP, E.L. High energy neutral radiation from the Sun. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 22:359-387, 1984.
- CLIVER, E.W. Física solar - dados. Comunicação pessoal, 1984.
- CLIVER, E.W.; MCNAMARA, L.F.; GENTILE, L.C. Peak flux density spectra of large solar radio bursts and proton emission from flares. Journal of Geophysical Research, 90(A7):6251-6266, July 1985.
- COGDELL, J.R. Pencil beam observation of a large microwave outburst at 94.8 GHz. Solar Physics, 22(1):147-149, 1972.
- CORREIA, E. Condições de contorno para o fenômeno das explosões solares estabelecidas a partir do comportamento estatístico na faixa de raios X duros. São José dos Campos, Inpe, 1983 (INPE-2906-TDL/147).
- CORREIA, E.; KAUFMANN, P. Repetition rates of fast pulses in a solar burst at mm-waves and hard X-rays. Solar Physics, 111(1):143-154, 1987.
- CORREIA, E.; KAUFMANN, P.; COSTA, J.E.R.; ZODI VAZ, A.M.; DENNIS, B.R. The possible importance of synchrotron/inverse compton losses to explain fast mm-wave and hard X-ray emission of a solar event. In: SMM TOPICAL WORKSHOP ON RAPID FLUCTUATIONS IN SOLAR FLARES, Lanham, MD, 30 sept.-4 oct. 1985. Proceedings. Washington DC, NASA, 1986, p. 161-169 (NASA CP-2449).
- COSTA, J.E.R.; KAUFMANN, P. Comments on fast pulses in mm-wave bursts. Solar Physics, 104(2):253-256, Apr. 1986.
- CROOM, D.L. 71 GHz (4,2 mm) solar radio bursts in the period July 1967 to december 1969. Solar Physics, 15(2):414-423, 1970.
- DE JAGER, C. Solar flares and particle acceleration. Space Science Reviews, 44:43-90, 1986.

- DE JAGER, C.; KUIJPERS, J.; CORREIA, E.; KAUFMANN, P. A high energy solar flare burst complex and the physical properties of its source region. Solar Physics, 110(2):317-326, 1987.
- DULK, G.A. Radio emission from the sun and stars. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 23:169-224, 1985.
- EREMIN, A.B.; ZAITSEV, V.V. Collisionless deceleration of stabilized electron beams in the solar corona. Soviet Astronomy, 28(6):668-672, 1984.
- FORMAN, M.A.; RAMATY, R.; ZWEIBEL, E.G. The acceleration and propagation of solar flare energetic particles. In: Sturrock, P.A., ed., Physics of the Sun, Dordrecht, Reidel, 1986, v. 2, cap.13, p.249-289.
- GINZBURG, V.L.; SYROVATSKY, S.I. Cosmic magnetobremssstrahlung (synchrotron radiation). Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 3:297-350, 1965.
- GUIDICE, D.A.; CASTELLI, J.P. Spectral distributions of microwave bursts. Solar Physics, 44(1):155-172, 1975.
- HEYVAERTS, J. High energy particle acceleration in flares. Advance Space Research, 3(2):187-192, 1983.
- HUDSON, H.S. Thick target processes and White Light Flares. Solar Physics, 24(2):414-428, 1972.
- HUDSON, H.S. Energetic ions in solar gamma-ray flares. Solar Physics, 100(2):515-535, 1985.
- HUDSON, H.S.; DWIVEDI, B.N. Gamma radiation and photospheric White Light Flare continuum. Solar Physics, 76(1):45-61, 1982

- KANE, S.R.; LOVE, J.J.; NEIDIG, D.F.; CLIVER, E.W. Characteristics of the White Light source in the 1981 April 24 solar flare. The Astrophysical Journal, 290(1):L45-L48, Mar. 1985.
- KAUFMANN, P.; SCHAAL, R.E.; RAFFAELLI, J.C. The effect of slowly varying surface errors in large millimeter wave antennas: a practical verification in the Itapetinga 45-ft reflector. IEEE Transaction on antennas and propagation, AP-26(6):854-857, 1978.
- KAUFMANN, P.; CORREIA, E.; COSTA, J.E.R.; ZODI VAZ, A.M. Short lived solar burst spectral component at $f \geq 100$ GHz. In: TandBerg Hanssen, E. e Hudson, H.S., ed. Solar flares and coronal physics using P/OF as a research tool, Washington DC, NASA 1986a, p. 208-210 (NASA CP-2421).
- KAUFMANN, P.; CORREIA, E.; COSTA, J.E.R.; ZODI VAZ, A.M. A synchrotron/inverse compton interpretation of a solar burst producing fast pulses at 3 mm and hard X-rays. Astronomy and Astrophysics, 157(1):11-18, Mar. 1986b.
- KAUFMANN, P.; STRAUSS, F.M.; RAFFAELLI, J.C.; OPHER, R. New aspects of solar activity found with high time resolution and high sensitivity observation at mm-wavelengths. In: DONNELLY, R.F., ed.- International Solar-Terrestrial Predictions and Workshop Program, held at Boulder, Co., Apr. 23-27, 1979. Washington DC. NOAA Space Environment Laboratory, 1980, v.3, p.115-130.
- KAUFMANN, P.; STRAUSS, F.; SCHAAL, R.E.; LAPORTE, C. The use of the large mm-wave antenna at Itapetinga in high sensitivity solar research. Solar Physics, 78(2):389-399, 1982.
- KAUFMANN, P.; CORREIA, E.; COSTA, J.E.R.; ZODI VAZ, A.M.; DENNIS, B.R. Solar burst with millimeter wave emission at high frequency only. Nature, 313:380-382, 1985.

- KAUFMANN, P.; ABRAHAM, Z.; SCALISE JR., E.; SCHAAAL, R.E.; DO VALE, J.L.M.; VILAS BOAS, J.W.S. Aperture efficiency of Itapetinga 45-ft antenna at $\lambda = 3.3$ mm. IEEE Transactions on antennas and propagation, AP-35(8):996-1000, 1987.
- KAUFMANN, P.; CORREIA, E.; COSTA, J.E.R.; DENNIS, B.R.; HURFORD, G.J.; BROWN, J.C. Multiple energetic injections in a strong spike-like solar burst. Solar Physics, 91(2):359-376, 1984.
- KIPLINGER, A.L.; DENNIS, B.R.; EMSLIE, A.G.; FROST, K.J.; ORWIG, L.E. Millisecond time variations in hard X-ray solar flares. The Astrophysical Journal, 265(2):L99-L104, Feb. 1983.
- KLEIN, K.-L. Microwave radiation from a dense magnetoactive plasma. Astronomy and Astrophysics, 183(2):341-350, Sep. 1987.
- KORCHAK, A.A. On the origin of solar flare X-rays. Solar Physics, 18(2):284-304, 1971.
- KRAUS, J.D. Radio Astronomy. 2. ed., New York, McGraw-Hill, 1986.
- LORAN, J.M.; BROWN, J.C.; CORREIA, E.; KAUFMANN, P. Interpretation of fast ripple structure in solar impulsive bursts. Solar Physics, 97(2):363-373, 1985.
- MACKINNON, A.L.; COSTA, J.E.R.; KAUFMANN, P.; DENNIS, B.R. Interpretation of temporal features in an unusual X ray and microwave burst. Solar Physics, 104(1):191-198, Mar. 1986.
- MAGUN, A. Física solar - dados. Comunicação pessoal, 1987.
- MCCLEMENTS, K.G.; BROWN, J.C. The inverse compton interpretation of fast time structures in solar microwave and hard X-ray bursts. Astronomy and Astrophysics, 165(1):235-243, Sep. 1986.

- MCGUIRE, R.E. The composition, propagation and acceleration of energetic solar particles: a review of United States research 1979-1982. Review of Geophysics and Space Physics, 21:305-318, 1983.
- MCINTOSH, P.S.; DONNELLY, R.F. Properties of WLF. I. Association with H-alpha flares and SFD. Solar Physics, 23(2):446-456, 1972.
- MELROSE, D.B. Plasma Astrophysics, London, Gordon e Breach, 1980, v. 1.
- NAGITA, K.; ORRALL, Q.F. White light events as photospheric flares. Solar Physics, 15(1):176-194, 1970.
- NEIDIG, D.F. Spectral analysis of the optical continuum in the 24 April 1981 flare. Solar Physics, 85(2):285-302, 1983.
- OHKI, K.; TAKAKURA, T.; TSUNETA, S.; NITTA, N. General aspects of hard X-ray flares observed by Hinotori: gradual and impulsive burst. Solar Physics, 86(2):301-312, 1983.
- PACHOLCZYK, A.G. Radio Astrophysics, San Francisco, Freeman, 1970.
- PARKER, E.N. Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fields. Journal of Geophysical Research, 62(1):509-520, Mar. 1957.
- PRIEST, E.R. Role of newly emerging flux in the flare process. Advance in Space Research, 4(7):37-48, 1984.
- RAMATY, R.; MURPHY, R.J.; KOZLOVSKY, B.; LINGENFELTER, R.E. Gamma ray lines and neutrons from solar flares. Solar Physics, 86(2):395-408, 1983.
- RAMATY, R.; PETROSIAN, V. Free-free absorption of gyrosynchrotron radiation in solar microwave bursts. The Astrophysical Journal, 178(1):241-249, Nov. 1972.

- RAOULT, A. Física solar - dados. Comunicação pessoal, 1984.
- RAOULT, A.; CORREIA, E.; LANTOS, P.; KAUFMANN, P.; KLEIN, K.-L.; DE GENOUILLAC, G. Relative timing of microwave bursts and metric Type III bursts. Implication on the energy of Type III burst exciter. Solar Physics, 120(1):125-136, 1989.
- RUST, D.M. On the causes of WLF. The lower atmosphere in solar flares and high energy emissions. In: Neidig, D.F., ed.- Proceedings of the NSO/SMM 1985 Summer Meeting, National Observatory, Sunspot, New Mexico, 1986.
- RUST, M.D.; HEGWER, F. Analysis of the August 7, 1972 WLF: light curves and correlation with hard X-rays. Solar Physics, 40(1):141-157, 1975.
- SHIMABUKURO, F.I. On the temperature and emission measure of thermal radio bursts. Solar Physics, 23(1):169-177, 1972.
- SHKLOVSKY, J. The inverse compton effect as a possible cause of the X-ray radiation of solar flares. Nature, 202:275-276, 1964.
- SMITH, D.F. Heat transport in steep temperature gradients. I. Small flaring solar loops. The Astrophysical Journal, 302(2):836-848, Mar. 1986.
- SPICER, D.S.; MARISKA, J.T.; BORIS, J.P. Magnetic energy storage and conversion in the solar atmosphere. In: Sturrock, P.A., ed., Physics of the Sun, Dordrecht, Reidel, 1986, cap. 12, p.181-248.
- STEIN, W.A.; NEY, E.P. Continuum eletromagnetic radiation from solar flares. Journal of Geophysical Research, 68(1):65-81, Jan. 1963.
- STURROCK, P.A.; KAUFMANN, P.; MOORE, R.L.; SMITH, D.F. Energy release in solar flares. Solar Physics, 94(2):341-357, Sep. 1984.

- SVESTKA, Z. Optical observations of solar flares. Space Science Review, 5:388-418, 1966.
- SVESTKA, Z. The phase of particle acceleration in the flare development. Solar Physics, 13(2):471-489, 1970.
- SWEET, P.A. Electromagnetic phenomena in cosmic physics. London, Cambridge University Press, 1958, p. 123. Apud Tajima et al., (1987).
- TAJIMA, T.; SAKAI, J. IEEE Trans. Plasma Science, P5-14, 929, 1986. Apud Tajima et al. (1987).
- TAJIMA, T.; BRUNEL, F.; SAKAI, J. Loop coalescence in flares and coronal X ray brightening. The Astrophysical Journal, 258(1):L45-L51, July 1982.
- TAJIMA, T.; SAKAI, J.; NAKAJIMA, H.; KOSUGI, T.; BRUNEL, F.; KUNDU, M.R. Current loop coalescence model of solar flares. The Astrophysical Journal, 321(2):1031-1048, Oct. 1987.
- TAKAKURA, T.; KAUFMANN, P.; COSTA, J.E.R.; DEGAONKAR, S.S.; OHKI K.; NITTA, N. Subsecond pulsations simultaneously observed at microwaves and hard X-rays in a solar burst. Nature, 302:317-319, 1983.
- TUCKER, W.H. Radiation processes in astrophysics, New York, MIT Press, 1975.
- VAN BEEK, H.F.; DE FEITER, L.D.; DE JAGER, C. Hard X-ray observation of elementary flare bursts and their interpretation. In: COSPAR PLENARY MEETING, 16., Verlag, Berlin, 1974. Proceedings of the Open Meetings of the Working Groups on Physical Sciences, Berlin, Verlag, 1976, p. 447-452. (Space Research, 16).

VAN NIEUWKOOP, J. Física solar - dados. Comunicação pessoal, 1985.

VESTRAND, W.T.; FORREST, D.J.; CHUPP, E.L.; RIEGER, E.; SHARE, G.

Evidence for solar flare directivity from the gamma ray spectrometer aboard the SMM satellite. Advances in Space Research, 6(6):123-126, 1986.

ZIRIN, H.; NEIDIG, D.F. Continuum emission in the 1980 July 1 solar flare. The Astrophysical Journal, 248(1):L45-L48, Aug. 1981.

ZIRIN, H.; TANAKA, T. The flares of August 1972. Solar Physics, 32(1):173-207, 1973.

ZLOBEC, P. Física solar - dados. Comunicação pessoal, 1986.

ZODI VAZ, A.M.; KAUFMANN, P.; ZIRIN, H. Persistent 1.5 s oscillations superimposed to a solar burst observed at two mm-wavelengths. Solar Physics, 92(2):283-298, May 1984.

ZOLCINSKI, M.C.; FORREST, D.J.; RYAN, J.M.; CHUPP, E.L.; KANBARCH, G.; KEPPIN, C.; RIEGER, E.; SHARE, G.H. Spatial variation for flares observed with the gamma ray spectrometer aboard the SMM satellite. Advances in Space Research, 2(11):193-196, 1983.

APÊNDICE A

EQUIPAMENTO E PROCEDIMENTO OBSERVACIONAL EM MICROONDAS NA ÁREA DE FÍSICA SOLAR

Os dados em microondas foram obtidos em Atibaia no Radiobservatório do Itapetinga com a antena parabólica de 13,7m de diâmetro. Os desvios de sua superfície refletora, com relação a uma parábola perfeita, são de apenas 0,25 mm de rms. Observações solares com este tipo de antena são possíveis em Atibaia pois a antena está dentro de uma redoma, que elimina o aquecimento solar direto, devido a grande área coletora, além de protegê-la contra as intempéries.

Esta característica é essencial para a precisão de rastreio, que é necessária para as observações de flutuações rápidas presentes nas explosões solares.

A.1 - EQUIPAMENTO UTILIZADO

Na série de eventos ocorridos em Maio de 1984 utilizaram-se os receptores de 30 e 90 GHz cujas temperaturas de sistemas são ao redor de 1000 K. Estes receptores são do tipo heterodino cujos elementos básicos estão na Figura A.1.

O receptor recebe o sinal da fonte captado pela antena, e amplifica-o na faixa de rádio-frequência (RF). O próximo estágio do receptor é o mixer, onde o sinal fraco da fonte é misturado ao sinal forte do oscilador local (OL), que resulta num sinal com frequência intermediária (FI), a potência do sinal de FI é diretamente proporcional à potência do sinal (RF). O sinal de FI é então amplificado, esta etapa é a de maior ganho do receptor heterodino e determina a banda de frequência de resposta do amplificador. O amplificador de FI é seguido por um detector quadrático, o que significa que a voltagem de saída do detector é diretamente proporcional à potência do sinal da pré-deteção do receptor (Kraus, 1986).

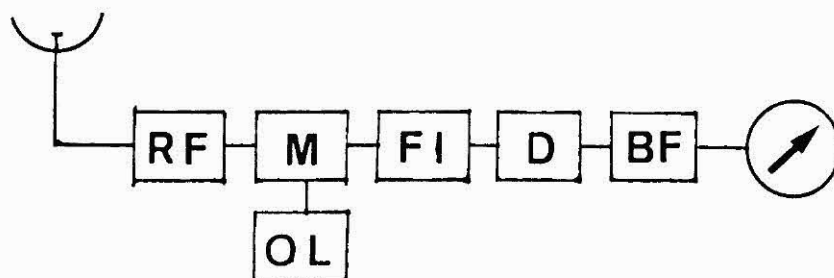


Fig.A.1 - Elementos básicos de um receptor heterodino: P-pré-amplificador de rádio-frequência, M-mixer, OL-oscilador local, FI-amplificador de frequência intermediária, D-detector quadrático, BF-amplificador de baixa frequência.

FONTE:Kraus ,1986, p. 7.2.

A resolução espacial dos radiotelescópios é definida pela largura à meia potência (HPBW) de seu feixe principal, que é o ângulo com que a antena "olha" o céu. A largura do feixe depende da área da antena e da frequência da observação, e é definida como (Kraus, 1986):

$$\text{HPBW} = \frac{\lambda^2}{A_e} \quad \text{rad.}$$

onde λ é o comprimento de onda da observação e A_e é a área efetiva da antena. A forma do feixe principal é bem representada pela função $f(\theta) = \text{sinc}^2(k\theta)$ (Kaufmann et al., 1982), e o HPBW do feixe em 30 GHz ($\lambda = 1$ cm), para uma eficiência de 50%, é 4,0 minutos de arco (Kaufmann et al., 1978) e em 90 GHz ($\lambda = 0,3$ cm), para uma eficiência acima de 15%, é 1,3 minutos de arco para elevações acima de 35° (Kaufmann

et al., 1987). A eficiência de abertura é a razão entre a área efetiva e a área física da antena. Em 90 GHz a eficiência de abertura é dependente do ângulo de elevação, enquanto que em 30 GHz este efeito é desprezível.

A resolução temporal utilizada foi de 1 milissegundo e a sensibilidade, ou seja, a menor variação de fluxo detectável (Kraus, 1986):

$$\Delta S_{\min} = 3C \frac{T_{\text{sis}}}{\sqrt{\Delta \nu t}}$$

onde T_{sis} é a temperatura do sistema (que com a antena apontada para o Sol é dominada pela temperatura da fonte, i.e., cerca de 5000 K em 30GHz e 2000 K em 90 GHz), $\Delta \nu$ é a banda de frequência do radiômetro (Hz) e t é a resolução temporal (s), e C é a constante de calibração (ufs/K). Os limites de detecção calculados foram de 0,03 e 0,25 ufs em 30 e 90 GHz, respectivamente.

A precisão de rastreamento foi testada rastreando-se o limbo solar, e o rms medido foi de 3 segundos de arco, bem menor que o HPBW dos feixes, portanto não influenciando as medidas realizadas.

A.2 - PROCEDIMENTO OBSERVACIONAL

As observações solares são realizadas em "Total Power", não requerendo nenhuma técnica especial para obtenção dos dados, devido ao grande fluxo de emissão de rádio do Sol.

O procedimento observacional para o estudo de explosões solares é se rastrear a região ativa mais intensa, que é o local mais provável de produzir tais fenômenos.

A determinação da posição da região ativa no disco solar é feita através de um mapa feito no início da observação, pois o feixe da antena é bem menor que o diâmetro do Sol (32 minutos de arco). Os mapas são obtidos através de varreduras em ascensão reta sobre o disco solar, com duração de 20 segundos cada. Mapas completos do Sol em duas frequências, são obtidos a cada 6 minutos. O exemplo de um mapa em 22 GHz pode ser visto na Figura A.2. A partir do mapa se determina a posição da região ativa mais intensa, onde normalmente ocorrem as explosões, a qual é rastreada, esperando-se a ocorrência de algum fenômeno explosivo.

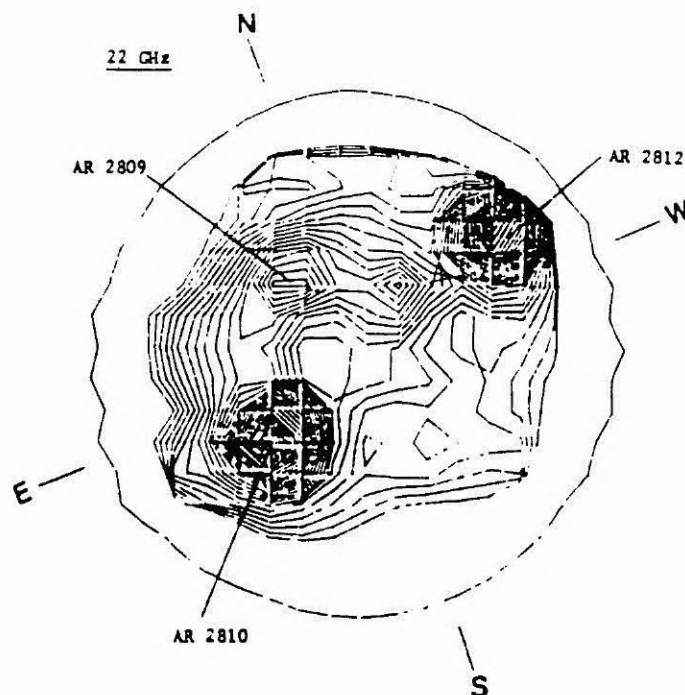


Fig. A.2 - Exemplo de mapa do Sol em 22 GHz obtido com o radio-telescópio do Itapetinga.

A.3 - CALIBRAÇÃO E ERROS

A calibração do excesso de emissão nas explosões solares é feita utilizando-se como referência um absorvedor na temperatura ambiente. O método elimina o efeito da atenuação atmosférica. Supõe-se que a temperatura do céu não muda significativamente, permanecendo

próxima a 295 K. Portanto, céu e absorvedor têm aproximadamente a mesma temperatura. As temperaturas do céu (T_C), do absorvedor (T_A) e a temperatura medida do Sol (T_S) podem ser escritas como (Kaufmann et al., 1982):

$$T_C = 295 (1 - \exp(-\tau \sec z))$$

$$T_A = 295 \text{ K}$$

$$T_S = T_0 \exp(-\tau \sec z) \eta_r$$

onde τ é a profundidade óptica da atmosfera terrestre, T_0 é a temperatura de antena para o Sol, corrigida pela absorção atmosférica, η_r é a transmissão da redoma e z é o ângulo zenital. Portanto:

$$T_0 = 295 T_S / \eta_r (T_A - T_C)$$

onde a transmissão da redoma é 0,70 e 0,80 em 30 e 90 GHz, respectivamente (Kaufmann et al., 1982 e 1987).

A calibração em densidade de fluxo é feita observando-se fontes calibradoras, que são objetos com densidade de fluxo bem conhecida. Deste modo determina-se a constante C em unidades de ufs/K do sistema, e a densidade de fluxo é obtida por :

$$F = C T_0 \text{ ufs.}$$

O principal fator de incerteza é a determinação dos fluxos devido à falta da definição exata do local da emissão, na prática este pode não coincidir exatamente com o ponto de maior intensidade da região ativa, cuja posição é bem determinada. Estas incertezas, entretanto, não devem exceder 50%, nem nos casos mais extremos, pois feixes acima de 2 minutos de arco, cobrem uma região no Sol muito maior que a região ativa.