

1. Publicação nº <i>INPE-2906-TDL/147</i>	2. Versão	3. Data <i>Out., 1983</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DRH-DRA</i>	Programa <i>FRH/CEA</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>ESTATÍSTICA DE EXPLOSÕES SOLARES</i> <i>MÚLTIPLAS INJEÇÕES ENERGÉTICAS</i> <i>CONDIÇÕES DE CONTORNO</i> <i>MICROONDAS E RAIOS-X</i>			
7. C.D.U.: <i>523.75</i>			
8. Título <i>CONDICÕES DE CONTORNO PARA O FENÔMENO DAS EXPLOSÕES SOLARES ESTABELECIDAS A PARTIR DO COMPORTAMENTO ESTATÍSTICO NA FAIXA DE RAIOS X DUROS</i>		10. Páginas: <i>142</i>	
		11. Última página: <i>127</i>	
		12. Revisada por	
9. Autoria <i>Emília Correia</i>		<i>Pierre Kaufmann</i> Pierre Kaufmann	
		13. Autorizada por <i>Nelson de Jesus Parada</i> Nelson de Jesus Parada Diretor Geral	
Assinatura responsável <i>Emília Correia</i>			
14. Resumo/Notas <i>Apresenta-se uma revisão sobre estudos estatísticos referentes aos parâmetros de explosões solares em raios X e microondas e uma análise da influência do limite de sensibilidade instrumental na forma das distribuições e estabelecimento de condições de contorno para o fenômeno das explosões solares. Foi realizado um estudo do comportamento estatístico de eventos observados com grande sensibilidade em raios X duros com o experimento HXRBS (SMM), verificando-se a existência de máximos nas distribuições dos parâmetros, os quais podem refletir características intrínsecas às regiões-fontes. Este resultado talvez confirme a viabilidade de alguns estudos anteriores indicando a influência do limite de sensibilidade. Considerando a viabilidade dos máximos das distribuições estabeleceram-se condições de contorno para os mecanismos de liberação primária de energia. A principal condição de contorno estabelece que as explosões solares podem ser interpretadas como uma superposição de explosões primárias. A partir da análise estatística estimou-se o valor para a quantidade de energia liberada numa explosão primária utilizando o ajuste de poissonianas. Verificou-se que este valor é consistente com valores inferidos através das estruturas ultra-rápidas isoladas, a partir de observações diretas. Utilizando uma forma empírica para o evento primário e a condição de superposição simula-se uma explosão solar.</i>			
15. Observações <i>Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial, aprovada em 30 de maio de 1983.</i>			

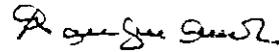
Aprovada pela Banca Examinadora  
em cumprimento a requisito exigido  
para a obtenção do Título de Mestre  
em Ciência Espacial

Dr. Walter Demétrio Gonzalez Alarcon



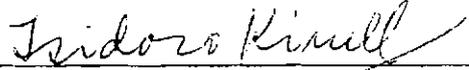
Presidente

Prof. Pierre Kaufmann



Orientador

Dr. Isidoro Kimmel



Membro da Banca  
-convidado-

Dr. Eugênio Scalise Júnior



Membro da Banca

Dr. H. S. Sawant



Membro da Banca

Candidata: Emilia Correia

São José dos Campos, 30 de maio de 1983



### AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Pierre Kaufmann pela orientação e apoio na elaboração do tema.

Ao Dr. Federico Máximo Strauss (in memoriam).

Aos demais colegas pela atenção e discussões.

Aos meus pais pelo constante incentivo.

Ao CNPq pela concessão da bolsa de Pós-Graduação.



### ABSTRACT

*A review on the statistical studies of solar burst parameters at X-rays and microwaves, as well as an analysis of the limits caused by instrumental sensitivity and their effect on the form of the distributions and on the establishment of boundary conditions for solar flare phenomena are presented. A study on the statistical behaviour of events observed with high sensitivity at hard X-rays with the HXRBS experiment (SMM) was performed. Maxima have been formed in the parameters distribution, which may be related to intrinsic characteristics of the source-regions. This result seems to confirm early studies which indicated the influence of the sensitivity limits. Assuming the maxima of the distributions as real, it was possible to establish boundary conditions for the mechanisms of primary energy release. The principal condition establishes that solar bursts can be interpreted as a superposition of primary explosions. The statistical analysis permitted the estimate of a value for the amount of energy in a primary explosion, making use of adjustments of Poisson functions. The value found is consistent with values derived directly from ultra-fast time structures observed in bursts. Assuming an empirical pulse shape for the primary burst and the superposition condition, simulations of bursts have been successfully obtained.*



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS .....	<i>ix</i>
LISTA DE TABELAS .....	<i>xi</i>
LISTA DE SÍMBOLOS .....	<i>xiii</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u> .....	1
<u>CAPÍTULO 2 - RESTROSPECTIVA DO FENÔMENO RELACIONADO ÀS EXPLOSÕES SOLARES</u> .....	3
2.1 - Explosões solares elementares (EFB) .....	3
2.2 - Modelos de interpretação das explosões solares .....	8
2.3 - Mecanismos de liberação primária de energia .....	18
<u>CAPÍTULO 3 - REVISÃO DE ESTUDOS DE DISTRIBUIÇÕES ESTATÍSTICAS DE EXPLOSÕES SOLARES EM MICROONDAS E RAIOS X</u> .....	33
3.1 - Microondas .....	33
3.2 - Raios X moles .....	39
3.3 - Conclusão .....	49
<u>CAPÍTULO 4 - COMPORTAMENTO ESTATÍSTICO DE EVENTOS OBSERVADOS EM RAIOS X DUROS COM O SATÉLITE "SOLAR MAXIMUM MISSION" - SMM</u> .....	51
4.1 - Objetivos .....	51
4.2 - O satélite SMM .....	52
4.3 - Critérios de seleção dos eventos .....	53
4.4 - Distribuições .....	56
<u>CAPÍTULO 5 - CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA O FENÔMENO DAS EXPLOSÕES SOLARES</u> .....	61
5.1 - Ajustes .....	61
5.2 - Condições de contorno .....	64
5.3 - Aplicações e discussão das condições de contorno .....	65
5.4 - Conclusão .....	68

	<u>Pág.</u>
<u>CAPÍTULO 6 - AS CONDIÇÕES DE CONTORNO E AS EVIDÊNCIAS DIRETAS EM MICROONDAS E RAIOS X</u> .....	69
6.1 - Evento I - 18/12/80 .....	70
6.2 - Evento II - 04/11/81 .....	77
6.3 - Discussão dos resultados .....	80
6.4 - Conclusão .....	83
6.5 - Relação entre os eventos primários e o modelo dos "múltiplos nós" .....	84
6.6 - Síntese .....	86
<u>CAPÍTULO 7 - CARACTERÍSTICAS DOS LOCAIS DE LIBERAÇÃO PRIMÁRIA DE ENERGIA</u> .....	89
7.1 - Modelo "thick target" .....	90
7.2 - Modelo térmico .....	94
7.3 - Discussões .....	98
<u>CAPÍTULO 8 - MECANISMOS DE LIBERAÇÃO PRIMÁRIA DE ENERGIA</u> .....	101
8.1 - Mecanismos de liberação .....	102
8.2 - Discussões .....	105
<u>CAPÍTULO 9 - SIMULAÇÃO DE EXPLOSÕES SOLARES</u> .....	107
<u>CAPÍTULO 10 - CONCLUSÃO</u> .....	113
10.1 - Síntese .....	113
10.2 - Conclusão final .....	116
10.3 - Perspectivas do trabalho .....	117
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	119

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Diagrama de densidade de fluxo de pico versus a taxa de re- petição associada (R), para eventos observados em 23,2 GHz no Radiobservatório do Itapetinga .....	7
2.2 - Diagramas de correlação entre ME e T .....	12
2.3 - Modelo esquemático de uma explosão solar segundo Vlahos e Papadopoulos, 1979 .....	14
2.4 - Regiões da topologia magnética inferidas por 2 satélites estratégicos diferentes .....	17
2.5 - Evolução de um campo "force-free" (d) a partir de uma con- figuração de campo potencial (a), após sofrer uma torção de 60° .....	19
2.6 - Evolução de um tubo de fluxo torcido e a formação de um su- perpellido (e) .....	23
2.7 - Duas camadas de reconexão com largura $\Delta w_0$ separadas por uma distância $\Delta > \Delta w_i$ ( $i = 1,2$ ) (acima) e superpostas para $\Delta < \Delta w_i$ (abaixo) .....	24
2.8 - Uma visão expandida do desenvolvimento do campo magnético num "tearing" resistivo .....	28
3.1 - Diagrama de frequência relativa para durações e fluxo de pi- co de eventos observados em quatro frequências de rádio du- rante o IGY (Kruger, 1962) .....	34
3.2 - Distribuições de energia e durações de eventos complexos em três frequências de rádio .....	36
3.3 - Distribuição de magnitudes em microondas de eventos .....	37
3.4 - Distribuição de energias de 100 eventos tipo "spikes" ob- servados em 22 GHz com o radiotelescópio do Itapetingã (Kaufmann et alii, 1980b) .....	39
3.5 - Distribuições diferenciais de eventos em raios X (2-12Å), com respeito à energia (a), fluxo de pico (b) e duração (c)	41
3.6 - Histograma de duração em raios X moles .....	45
3.7 - Histograma de energia em raios X moles .....	46
3.8 - Correlação entre log I e log E (I $\equiv$ fluxo de pico, E $\equiv$ ener- gia, ambos em unidades arbitrárias) .....	47
3.9 - Distribuição diferencial para fluxos de pico (I) para três bandas em raios X moles (Explorer 77) .....	48
3.10 - Função de autocorrelação para três bandas de energia de raios X moles (Explorer 77) .....	48

4.1	- Perfil padronizado dos eventos observados em raios X duros com o HXRBS do SMM .....	55
4.2	- Distribuição de duração para eventos observados em raios X duros com o experimento HXRBS-SMM .....	57
4.3	- Distribuição de energia para eventos observados em raios X duros com o experimento HXRBS-SMM .....	57
4.4	- Distribuição de fluxo de pico para eventos observados em raios X duros com o experimento HXRBS-SMM .....	58
4.5	- Estimativa de $\Delta E$ .....	59
5.1	- Ajuste de poissoniana à distribuição de durações em raios X moles ( $2-12\text{\AA}$ ), obtida por Drake (1971) .....	63
5.2	- Distribuição de energia na faixa de raios X duros (SMM) ..	67
5.3	- Autocorrelação da distribuição da Figura 5.2, após ser subtraída a poissoniana .....	67
6.1	- Perfil do evento de 18/12/80 em 3 frequências na faixa de microondas .....	71
6.2	- Perfil do evento de 18/12/80 em raios X duros, obtido com o experimento HXRBS-SMM .....	72
6.3	- Expansão do pico do evento de 18/12/80 .....	73
6.4	- Autocorrelação das estruturas ultra-rápidas do pico do evento de 18/12/80 .....	74
6.5	- Espectro de potências referente ao pico do evento de 18/12/80 na faixa de raios X duros ( $\epsilon > 30 \text{ keV}$ ) .....	76
6.6	- Perfil do evento de 04/11/81 observado em 7, 22 e 44 GHz (Itapetinga) e em raios X duros (30-40 keV) (HXM-Hinotori) ..	78
6.7	- Taxa de repetição das estruturas ultra-rápidas do evento de 04/11/81 .....	79
9.1	- Esboço do pulso representado pela Expressão 9.1 .....	109
9.2	- Simulação de um evento .....	110
9.3	- Expansões do pico do evento simulado na Figura 9.2 .....	111

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Correlação entre as características da energia liberada e o volume do local de liberação .....	26
4.1 - Experimentos do SMM .....	52
5.1 - Quantidades primárias obtidas do estudo estatístico .....	66
6.1 - Quantidades primárias obtidas de evidências observacionais diretas .....	80



## LISTA DE SÍMBOLOS

A	- Seção transversal do arco magnético, $\text{cm}^2$
B	- Intensidade do campo magnético, Gs
E	- Energia, erg
I	- Fluxo em raio X, $\text{cont s}^{-1}$
k	- Número de onda da perturbação, $\text{cm}^{-1}$
L	- Comprimento característico, cm
ME	- Medida de emissão = $n_e^2 V$ , $\text{cm}^{-3}$
$n_e$	- Densidade eletrônica, $\text{cm}^{-3}$
r	- Raio do arco magnético, cm
S	- Fluxo em microondas, u.f.s.
t	- Tempo, s
T	- Temperatura, K
v	- Velocidade, $\text{cm s}^{-1}$
V	- Volume, $\text{cm}^3$
$X_m, N_m$	- Abcissa e ordenada do máximo da função de distribuição
$\beta$	- Razão entre a pressão do gás e a magnética
$\gamma$	- Índice espectral
$\epsilon$	- Energia, keV
$\phi$	- Fluxo magnético, Gs $\text{cm}^2$

### Índices Inferiores

- e - Relativo aos elétrons  
es - Relativo ao estudo estatístico  
n - Conjunto de parâmetros caracterizadores de cada "nô"  
p - Referente ao pico do evento  
s - Relativo à velocidade ion-acústica  
I, II - Evento I e II, respectivamente

### Unidades

- 1 u.f.s. -  $10^{-22} \text{ Jm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  -  $10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$   
1 UA -  $1,5 \times 10^{13} \text{ cm}$

## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO

Um dos grandes problemas atuais em Física Solar está em descrever os processos físicos envolvidos na liberação primária de energia durante a fase impulsiva de explosões solares. Segundo os experimentos do Skylab (Sturrock, 1980) inferiu-se que a região onde ocorre a conversão de energia magnética em energia térmica do plasma e/ou energia cinética das partículas está situada no topo de arcos magnéticos, mas devido à baixa qualidade da resolução espacial não se sabe se esta região é única (Brown et alii, 1979; Emslie, 1981a e b), ou se é um conjunto de pequenas regiões (Brown et alii, 1980).

O processo de conversão de energia magnética gera distúrbios no plasma, os quais destroem as informações que poderiam esclarecer quais os mecanismos físicos envolvidos durante a liberação primária de energia (Capítulo 2).

Algum progresso tem sido feito ao se estudarem as características das radiações emitidas durante a fase impulsiva das explosões. Baseando nestas características foram propostos alguns modelos de explosões (Capítulo 2), mas não se pode concluir qual o que melhor descreve as observações devido à baixa resolução espacial, e mesmo temporal.

Já que não se consegue obter informações sobre o processo de liberação primária de energia, seja pela atuação das perturbações ou pela baixa resolução espacial, uma das saídas é fazer um estudo estatístico dos eventos solares considerando-os como "caixas pretas", sujeitas ao trabalho de forças externas, e assim conseguir obter condições de contorno para o problema.

Rosner e Vaiana (1979) realizaram um estudo estatístico utilizando uma distribuição de energia de eventos em raios X moles com energias relativamente altas obtidas por Drake (1977) e, supondo que a forma encontrada fosse devida a características intrínsecas à região fon

te e não devidas ao limite de detecção, inferiram que eventos de menor energia eram mais prováveis de ocorrer, pois não se verificava a existência de um máximo nas distribuições. Supondo um estudo estacionário na fase de armazenamento de energia (Tucker, 1973), Rosner e Vaiana (1978) propuseram uma possível taxa de armazenamento, a qual explicava o comportamento estatístico para eventos em raios X moles.

Neste trabalho será feito um estudo do comportamento estatístico de eventos obtidos com alta resolução temporal nas faixas de raios X duros (Dennis et alii, 1982), microondas (Kaufmann et alii, 1980b; Fokker, 1980; Wefer, 1973) e raios X moles (Kaufmann et alii, 1978), com o objetivo de estabelecer condições de contorno para o processo de liberação primária de energia e poder inferir sugestões para as possíveis formas de armazenamento e conversão da energia magnética.

A partir do comportamento estatístico de eventos nas faixas de raios X duros (Capítulos 3 e 4) estabelecem-se condições de contorno para o fenômeno das explosões solares (Capítulo 5), as quais são confrontadas com observações diretas feitas em microondas e raios X duros (Capítulo 6). Estudam-se as características dos locais de liberação de energia (Capítulo 7) considerando as condições de contorno estabelecidas, bem como os possíveis mecanismos de liberação primária de energia (Capítulo 8) responsáveis pelas emissões observadas.

Considerando a condição de contorno referente à superposição de eventos primários faz-se uma simulação de uma explosão solar (Capítulo 9).

## CAPÍTULO 2

### RESTROSPECTIVA DO FENÔMENO RELACIONADO ÀS EXPLOSÕES SOLARES

#### 2.1 - EXPLOSÕES SOLARES ELEMENTARES (EFB)

Uma das características marcantes na fase impulsiva dos eventos solares consiste na semelhança entre os seus perfis temporais nas diversas faixas de energia em que são observados.

Frost (1969) e Parks e Winckler (1969) estudaram eventos solares em raios X duros e microondas que apresentavam estruturas quase-periódicas, cujos perfis temporais eram muito semelhantes. As periodicidades observadas eram de 35 e 16 segundos, respectivamente.

Através de um estudo de 22 explosões solares impulsivas simples, obtidas em raios X duros e microondas, Crannell et alii (1978) verificaram que as semelhanças existentes em suas morfologias temporais tornavam-se mais marcantes em eventos solares de maior intensidade. Encontraram outro aspecto interessante nas emissões em raios X: uma aparente simetria entre os tempos de subida e decaimento dos "spikes" individuais. Para este estudo, Crannell et alii (1978) utilizaram-se de eventos simples para que se pudesse analisar cada estrutura individualmente, acreditando que os eventos mais complexos seriam apenas superposições destas estruturas mais simples, de duração de poucos segundos.

O conceito de que eventos complexos seriam, na verdade, uma superposição de eventos mais simples, "spikes", foi levantado por Van Beek et alii (1974), quando resolveram analisar melhor as estruturas com duração de poucos segundos que apareciam nos eventos em raios X duros observados por Frost (1969) e Kane e Anderson (1970), os quais levantaram dúvidas em alguns modelos de "flares" onde após a súbita liberação de energia havia um relaxamento lento até as condições do "pre-flare". Para tal, Van Beek et alii (1974) realizaram um estudo de explosões impulsivas usando dados obtidos com boa resolução temporal com um espectrômetro de raios X duros a bordo do satélite ESRO TD-1A. A partir destes

dados foram encontradas muitas semelhanças nos tempos de subida e descida dos "spikes" individuais, bem como nas características referentes à morfologia temporal entre os vários "spikes". Devido a estas semelhanças e usando a hipótese da superposição, Van Beek et alii (1974) propuseram a existência dos "Elementary Flare Bursts" (EFB) e conseguiram evidenciá-los através da análise de três eventos solares de intensidades diferentes. A duração característica destes EFBs era cerca de 10 s, o número de elétrons energéticos que os produziam  $\sim 10^{35} - 10^{37}$  elétrons os quais, supondo aproximação não-térmica, possuíam energia cinética total  $\sim 10^{27} - 10^{29}$  ergs.

Estas evidências permitem acreditar que as estruturas quase-periódicas encontradas por Frost (1969) e Parks e Winckler (1969), com períodos  $\sim 10$  s sejam na verdade EFB, produzidos por um grande número de instabilidades individuais do plasma (De Jager et alii, 1976).

De Jager e De Jonge (1978), analisando 16 eventos que apresentavam estruturas periódicas (10 - 100 s), dados obtidos em raios X duros com o satélite ESRO TD-1A, verificaram que era possível decompor os eventos mais fracos em explosões de curta duração - EFBs. Já nos eventos muito fracos, havia o problema da baixa razão sinal/ruído muito embora existissem sinais de sua presença tanto em raios X duros (Van Beek et alii, 1974) como em "flashes" ópticos (Zirin and Tanaka, 1973). No caso de eventos intensos tornou-se difícil a decomposição em EFB devido à complexidade do perfil temporal do evento, pois haveria superposição das estruturas não permitindo que se chegasse a um resultado sem ambiguidade.

Estes EFBs são atribuídos à discontinuidade da função fonte. As diferentes estruturas seriam produzidas por instabilidades repetitivas que ocorreriam no campo magnético durante o estágio inicial do fenômeno (Frost, 1969).

Segundo De Jager (1979) os EFBs individuais são identificados como uma excitação sucessiva dos "nós" dos arcos magnéticos individuais da região ativa complexa; a excitação propagar-se-ia com a velocidade das ondas íon-acústicas que nas condições presentes é equivalente à velocidade das ondas de Alfvén; o número de EFB era comparável ao número de arcos magnéticos da arcada complexa da região ativa, sendo que o número mais provável seria de ~6 (De Jager e De Jonge, 1978). Emslie (1981b) propôs um modelo o qual explica a ativação sucessiva dos diferentes arcos magnéticos através de uma interação entre eles, quando os seus pés, devido à deposição de energia, expandissem-se.

Karpen et alii (1979), valendo-se da boa associação temporal entre eventos observados em microondas e raios X duros e pela suposição de que os elétrons emissores nestas duas faixas de comprimentos de onda pertencem à mesma população de elétrons energéticos (Crannell et alii, 1978), estudaram eventos com "spikes" múltiplos e obtiveram informações sobre as regiões-fontes de onde são provenientes. Para isto Karpen et alii (1979) usaram a relação obtida por Mätzler (1978):

$$B = 2,2 \times 10^{-8} \left( \frac{f_T}{5,8 + 0,406T} \right)^{8/7} \text{ Gs} ,$$

onde  $f_T$  (c/s) é a frequência de "turnover" obtida a partir do espectro em microondas, e  $T$  é a temperatura eletrônica dos dados em raios X duros. Calculou-se a intensidade do campo magnético local de cada estrutura e deste modo pôde-se inferir se eram produzidas num campo magnético constante e, portanto, devidos a uma única região-fonte, ou, então, se eram produzidos em regiões cujas intensidades do campo magnético eram diferentes, correspondendo portanto a regiões-fontes distintas dentro da região ativa.

Com a construção de áreas receptoras maiores e aumentando a sensibilidade dos instrumentos conseguiu-se melhor resolução temporal para as observações solares. Quando se observou que um evento classificado como simples em 7 GHz apresentava estrutura mais complexa em 22 GHz, com maior sensibilidade (Kaufmann et alii, 1975), verificou-se que os

eventos simples, tipo "spike" (EFB), podiam conter, na verdade, estruturas complexas mais rápidas não resolvidas devido à baixa resolução temporal e sensibilidade dos instrumentos utilizados.

Em ondas milimétricas (Kaufmann, 1978; Kaufmann et alii, 1980a e b) e em ondas decimétricas (Dröge, 1977; Slottje, 1978) verificou-se a presença de "spikes" superpostos aos EFBs com duração até frações de segundos.

Do estudo destes eventos que apresentavam estruturas ultra-rápidas superpostas verificou-se que os fluxos medidos em ondas milimétricas (Kaufmann et alii, 1980a) obedeciam a relação  $S \propto R$ , ou seja, o fluxo do evento era diretamente proporcional à taxa de repetição (R) destes "spikes" ultra-rápidos. Isto explica o fato de que em eventos mais intensos encontra-se superposição e complexidade maiores e, portanto, maior dificuldade na decomposição em EFBs (e destes em estruturas ainda menores).

As observações feitas nas várias faixas de energia: ondas milimétricas (Kaufmann, 1978; Kaufmann et alii, 1980b), raios X duros (Frost, 1969; Van Beek et alii, 1974; Karpen et alii, 1979), ondas decimétricas (Dröge, 1977; Slottje, 1978); sugerem uma função fonte descontínua para os eventos solares com taxas de repetição variáveis.

Kaufmann et alii (1980a), supondo que a dependência entre o fluxo e a taxa de repetição R das estruturas ultra-rápidas fosse linear (Figura 2.1), ou seja,

$$S \approx UR \text{ (u.f.s.) } ,$$

onde  $S \equiv$  fluxo observado,  $U \equiv$  constante de proporcionalidade, consideraram que as explosões solares eram uma superposição de eventos primários, os quais seriam respostas a injeções de energia discretas e independentes. A energia média emitida em cada evento primário seria U. Deste modo, Kaufmann et alii (1980a) propuseram a idéia de quase-quantização das explosões solares na faixa de ondas milimétricas, de modo a solucionar o problema de uma maneira simples.

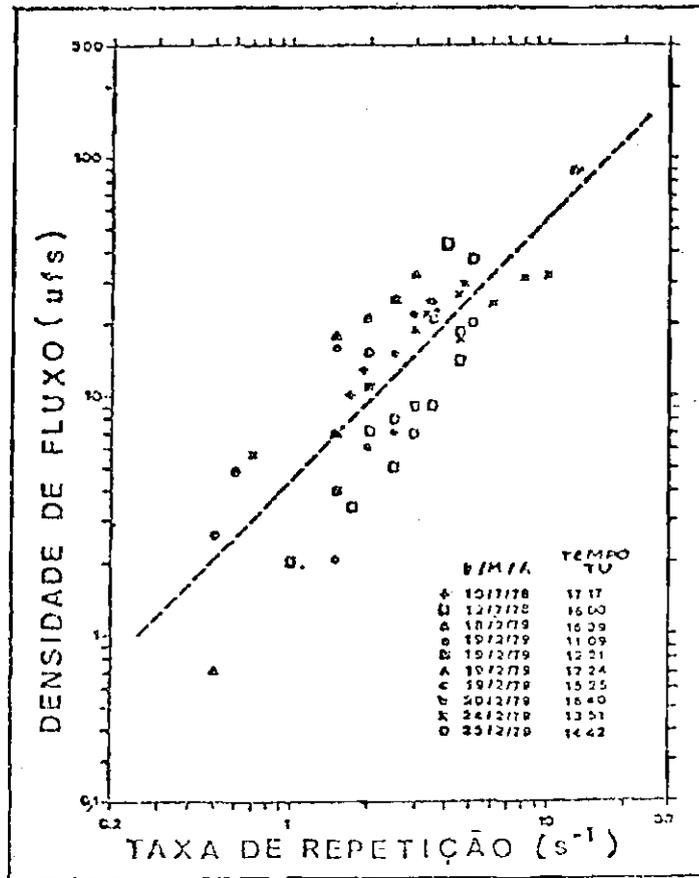


Fig. 2.1 - Diagrama de densidade de fluxo de pico versus taxa de repetição associada (R), para eventos observados em 23,2 GHz no Radiobservatório do Itapetingã.

FONTE: Kaufmann et alii (1980b), p. 61.

Takakura et alii (1983) fizeram um estudo destas estruturas ultra-rápidas na faixa de microondas e raios X duros e verificaram que estas apresentam uma boa correlação, evidenciando, portanto, que as emissões nestas duas faixas de energia são produzidas por elétrons originários da mesma população.

A idéia de que as explosões solares são uma superposição de eventos primários foi recentemente reforçada ao se estudar um evento do tipo "super spike" (Kaufmann et alii, 1983) o qual será discutido no Capítulo 6.

## 2.2 - MODELOS DE INTERPRETAÇÃO DAS EXPLOSÕES SOLARES

Muitos estudos têm sido feitos com o objetivo de conhecer os mecanismos que atuam na liberação primária de energia em explosões solares. Estes mecanismos provocam a transformação da energia armazenada sob forma magnética em energia térmica e/ou energia cinética das partículas energéticas. Como as escalas de atuação de tais mecanismos estão abaixo da resolução instrumental usual, o que se tem feito é estudar as características das radiações emitidas durante o transporte de energia através do arco magnético (Emslie and Vlahos, 1980).

Observações de eventos solares em raios X duros e microondas, bem como a presença de elétrons provenientes do sol no meio interplanetário, são indicações da existência de elétrons energéticos na região da explosão solar, os quais são liberados durante a fase impulsiva do evento (Arnoldy et alii, 1968; Lin and Hudson, 1971). A partir de observações em raios X duros foram feitas estimativas da energia cinética dos elétrons energéticos e verificou-se que estes são portadores de uma fração substancial da energia total liberada durante o evento (Lin and Hudson, 1971; Hoynig et alii, 1976). As partículas aceleradas são portadoras de quase toda a energia emitida e podem fornecer informações sobre a eficiência dos mecanismos que atuam durante a fase primária de liberação de energia (Brown and Smith, 1980). Com este objetivo tem sido dado maior enfoque ao estudo da fase impulsiva de eventos em raios X duros e microondas.

Uma das interpretações usadas para explicar as características das radiações emitidas foi chamada "thick target" (Brown, 1973), onde o feixe de elétrons energéticos deslocar-se-ia para regiões mais densas da atmosfera solar, produzindo emissões devidas ao "bremsstrahlung" de elétrons não-térmicos num plasma mais frio. Devido à alta densidade estes elétrons acabariam se termalizando e produzindo as emissões térmicas observadas (Brown, 1973; Lin and Hudson, 1976). Esta interpretação tem levantado muitas dúvidas, pois, considerando a energia eo número de elétrons envolvidos verificou-se que a sua aceleração devia ser realizada por um mecanismo eficiente o qual apresentava problemas em relação à

estabilidade da corrente formada (Smith, 1975; Hoyng et alii, 1976; Hoyng et alii, 1978; Brown and Melrose, 1977; Colgate, 1978). Outro problema surgia quando se considerava o bom sincronismo existente entre as emissões em raios X duros, térmicas e EUV impulsivas (Donnelly and Kane, 1978). O número de elétrons estimado para as emissões térmicas (Brown et alii, 1978; Emslie et alii, 1978) era cerca de 10% menor do que o necessário para a produção de raios X duros nesta interpretação, o que não podia ser explicado através do aprisionamento magnético dos elétrons na coroa (Melrose and Brown, 1976). Por outro lado, o número de elétrons interplanetários estimado para a fonte de raios X duros (Lin and Hudson, 1976) era cerca de 2 ordens de grandeza superior ao observado.

Devido às dúvidas citadas para a interpretação "thick target" e à pouca viabilidade da interpretação de "bremsstrahlung" não-térmico (Brown, 1975; Hoyng et alii, 1976; Brown and Melrose, 1977), Brown et alii (1979) resolveram adotar a interpretação de "bremsstrahlung" térmico para a fonte de raios X duros, apesar de existirem muitas objeções devidas aos altos gradientes de temperatura envolvidos, os quais implicariam um tempo de resfriamento, através de colisões, muito menor do que o observado. Mas, ao considerarem que o plasma térmico fosse "confinado", este problema seria superado porque neste caso as únicas perdas de energia dos elétrons seriam através de radiação por emissão "bremsstrahlung" e por colisões com os íons ( $T_e > T_i$ , onde  $T_e \equiv$  temperatura eletrônica e  $T_i \equiv$  temperatura iônica); o confinamento poderia ser explicado supondo que a condução de energia fosse turbulenta (Spicer, 1977c), inibindo o processo de resfriamento condutivo.

O espectro em raios X duros geralmente é melhor ajustado por uma função de lei de potência (não-térmico) do que por uma função exponencial (térmico), mas devido à qualidade da resolução espectral não se pode fazer uma distinção entre os espectros sem nenhuma ambiguidade. Crannell et alii (1978) verificaram que o ajuste de uma função maxwelliana era mais significativo. Mätzler et alii (1978) verificaram que o relaxamento na distribuição dos elétrons poderia ser atingido por processos acolisionais, de modo que o livre caminho médio colisional dos elétrons ( $l_c$ ) deixava de ser relevante.

Brown et alii (1979) consideraram a interpretação de "bremsstrahlung" térmico de um plasma confinado ("nô") para explicar as emissões em raios X duros. O aquecimento seria impulsivo, provocando o aparecimento de gradientes de temperatura elevados, os quais implicariam um  $l_c \gg l_T$  ( $l_T \equiv$  escala de distância de temperatura) e, portanto, um resfriamento acolisional através de uma corrente de elétrons livres aquecidos os quais se expandiriam anisotropicamente, gerando instabilidades. A expansão dos elétrons provocaria o aparecimento de uma corrente reversa neutralizadora que, ao superar a velocidade íon-acústica ( $v_s$ ), geraria ondas íon-acústicas que seriam rapidamente isotropizadas através de espalhamentos com as partículas ambientes, provocando turbulência que limitaria o fluxo de calor, espalhando a corrente de elétrons livres, os quais atingiriam uma distribuição próxima à maxwelliana. Deste modo ter-se-ia condução de calor através de uma frente de condução acolisional à velocidade  $v_s$ , valor compatível com os resultados observacionais.

O fluxo de elétrons seria inibido por uma frente acolisional, de onde apenas os elétrons com velocidade  $v \geq 2,6 v_e$  (Brown et alii, 1979) ( $v_e \equiv$  velocidade térmica dos elétrons) conseguiriam escapar para as regiões de plasma mais frio.

O modelo acima implicaria a produção de apenas um "spike" isolado, em raios X duros. Para conseguir explicar eventos complexos supõe-se que o aquecimento era através de mecanismos "tearing mode" (Spicer, 1976) associados a fenômenos não-lineares em campos magnéticos na forma de arco e seriam, portanto, uma superposição de "spikes" associados a aquecimentos múltiplos provocados pela reconexão do campo em ilhas magnéticas.

Valendo da observação de eventos simples feita por Crannell et alii (1978), Brown et alii (1979) estimaram uma temperatura para o "nô"  $T_0 \approx 4 \times 10^8 \text{ K} = 30 \text{ keV}$ , medida de emissão  $ME = n_e^2 LA \approx 4 \times 10^{44} \text{ cm}^{-3}$ , tempo de resfriamento  $\tau_r \approx L/v_s \approx 5 \text{ s}$  ( $v_s \equiv$  velocidade íon-acústica), onde  $A$  é a secção reta do tubo magnético  $\equiv (4 \times 10^{13}) / (n_e/10^{11})^2 \text{ cm}^2$  e o comprimento do "nô"  $L \approx 10^9 \text{ cm}$ , deixando a densidade eletrônica ( $n_e$ ) como parâmetro livre.

Smith e Lilliequist (1979) analisaram quantitativamente os parâmetros referentes ao modelo de plasma térmico confinado e verificaram que sua eficiência crescia proporcionalmente ao aumento da densidade. Este modelo de uma pequena fonte térmica parece ser incompatível com o aparente sincronismo observado entre raios X duros e microondas. Segundo este modelo infere-se um fluxo em microondas muito inferior ao observado. Este problema foi contornado ao se supor que a emissão em microondas era produzida pelos elétrons da cauda da distribuição que conseguiram escapar da frente de condução, através da interpretação "thick target" na baixa coroa.

Apesar de todas as suposições feitas o modelo de Brown et alii (1979) só era compatível com um número muito limitado de eventos, nos quais a medida de emissão (ME) aumentava durante a fase de resfriamento, ou seja, quando a temperatura (T) diminuía.

Uma maneira de tornar a relação entre ME e T (Figura 2.2) compatível com as observações foi proposta por Brown et alii (1980), os quais sugeriram a produção de múltiplos "nós" descritos segundo o modelo acima, provocados pela dissipação de energia magnética através de instabilidades "tearing mode". A evolução espectral dinâmica, neste caso, seria a convolução do comportamento espectral de todos os nós. Os eventos complexos seriam repetições de processo, podendo corresponder ao espalhamento das instabilidades através dos arcos magnéticos não-homogêneos. Sob a interpretação térmica o espectro do pulso em raios X seria dado por:

$$I_n(\text{fótons cm}^{-2} \text{ } \epsilon^{-1}) = \frac{C}{\epsilon} \int_{t_n} ME_n(t) \frac{e^{-\epsilon/T_n(t)}}{T_n^{1/2}(t)} dt ,$$

onde

- C  $\equiv 2,4 \times 10^{-42}$ ,  $\epsilon$  e T em keV;
- n  $\equiv$  um nó qualquer;
- $\epsilon$   $\equiv$  energia dos fótons;

$t_n$   $\equiv$  tempo de duração do "nô";

$T_n(t)$   $\equiv$  temperatura do "nô" num instante t;

$ME_n(t)$   $\equiv$  medida de emissão do "nô" num instante t.

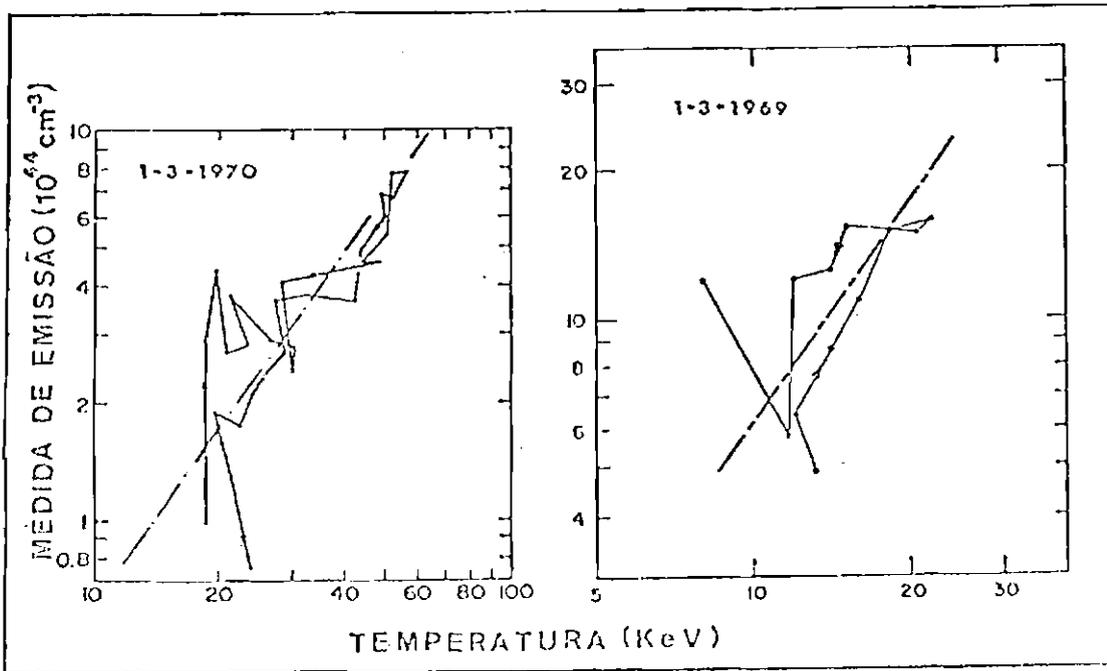


Fig. 2.2 - Diagramas de correlação entre ME e T.

- Verifica-se que de um modo geral ME cresce quando T cresce ou decresce juntamente com T.

FONTE: Mätzler et alii (1978) p. 1067 e 1069.

O fluxo de fótons correspondente seria:

$$I(\epsilon, t) = \int_n Q_n(t) I_n(\epsilon) dn ,$$

onde

$Q_n(t)$   $\equiv$  taxa de produção de "nôs".

O espectro  $I(\epsilon, t)$  seria válido tanto para o  $t_n \ll t$  resolução, onde representaria a convolução dos "nós" no instante  $t$ , bem como quando  $t_n \sim t$  resolução quando representaria a convolução das emissões dos "nós" formados em tempos anteriores ao instante  $t$ .

Com esta suposição da formação de múltiplos "nós" obtém-se a relação entre ME e T observada. Considerando uma expansão tridimensional da frente acolisional, obtiveram-se índices espectrais  $\gamma \approx 3$ , os quais são compatíveis com as observações.

Outra maneira de explicar a relação existente entre ME e T, usando o modelo de "nó" proposto por Brown et alii (1979), foi sugerida por Emslie (1981a) que supõe uma variação temporal na intensidade de campo magnético.

Emslie (1981a) considerou um campo magnético toroidal variável no tempo,  $B(t)$ ; esta suposição explicaria o fato de que ME diminui durante a fase de resfriamento, considerando que a redução na densidade de elétrons seria provocada pelo enfraquecimento do campo magnético. O plasma estaria confinado transversalmente pelo campo toroidal  $B(t)$  e longitudinalmente pelas frentes de condução acolisionais provocadas pelas turbulências ion-acústicas. A componente poloidal do campo seria responsável pelo aquecimento do plasma, ao ser aniquilada. A variação de  $B(t)$  foi considerada lenta e radialmente oscilante, governada por movimentos externos. Qualquer variação térmica associada com esta variação foi considerada adiabática, enquanto as variações térmicas relacionadas com a expansão da frente acolisional foram consideradas não-adiabáticas.

Considerando a expansão lenta do plasma Emslie (1981a) conseguiu explicar o aumento observado na ME supondo que a intensidade de  $B(t)$  aumentasse e conseqüentemente a densidade  $n_e$ . A expansão rápida implicaria a diminuição  $B(t)$  para que ME permanecesse pequena o suficiente para ser compatível com as observações. Neste caso, verificou-se observacionalmente que a taxa de aquecimento poderia ser razoavelmente grande indicando um aquecimento não-adiabático durante os primeiros poucos segundos de observação e portanto devido à aniquilação da componente poloidal através de instabilidade "tearing mode".

Devido à qualidade da resolução instrumental atual é difícil obter uma definição sobre qual modelo, térmico ou não-térmico, que melhor descreve as características das radiações observadas e, deste modo, obter alguma informação mais detalhada dos mecanismos de liberação primária de energia.

Vlahos e Papadopoulos (1979) propuseram um modelo para liberação primária de energia onde se supunha que ela fosse no topo do arco (Cheng and Widing, 1975), num volume pequeno comparado às suas dimensões (Figura 2.3). O aquecimento seria impulsivo, afetando basicamente os elétrons ( $T_e \gg T_i$ ) da região I, os quais atingiriam uma distribuição maxwelliana. Os elétrons com velocidade  $v > v_e$  ( $v_e \equiv$  velocidade térmica dos elétrons) conseguiriam escapar para a região II, provocando o aparecimento de uma corrente reversa e a consequente formação das frentes acolisionais quando sua velocidade superasse a velocidade ion-acústica ( $v_s$ ).

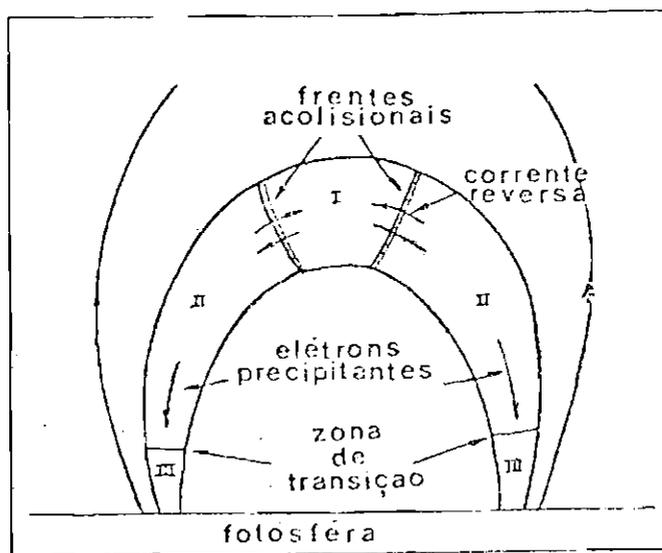


Fig. 2.3 - Modelo esquemático de uma explosão solar segundo Vlahos e Papadopoulos, 1979.

FONTE: Emslie and Vlahos (1980), p. 360.

Emslie e Vlahos (1980), valendo-se do modelo proposto por Vlahos e Papadopoulos (1979), tentaram explicar as características das radiações observadas, adotando em princípio duas representações paramétricas para a distribuição de velocidade dos elétrons, baseadas no mecanismo de conversão de energia magnética:

a) distribuição maxwelliana pura, onde toda a energia magnética seria transformada em energia térmica do plasma:

$$f(v) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} n \frac{e^{-\frac{v^2}{2(v_e^I)^2}}}{v_e^I} \text{ cm}^{-3} (\text{cm s}^{-1})^{-1} ,$$

onde:

$n$   $\equiv$  densidade local  $\sim$  constante dentro da região I;

$v_e^I$   $\equiv$  velocidade térmica média dos elétrons.

b) distribuição maxwelliana até uma velocidade limite  $v_\mu = \beta v_e^I$  e uma distribuição de lei de potências para  $v > v_\mu$ , ou seja, para os elétrons que escapam da frente acolisional:

$$f(v) = \begin{cases} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} n \frac{e^{-\frac{v^2}{2(v_e^I)^2}}}{v_e^I} , & v \leq \beta v_e^I \\ \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} n \frac{e^{-\beta^2/2}}{v_e^I} \left(\frac{\beta v_e^I}{v}\right)^{2\delta} , & v > \beta v_e^I \end{cases} .$$

Os elétrons que escapariam da frente acolisional teriam a mesma velocidade que possuíam na região I, pois o livre caminho médio colisional dos elétrons seria muito grande em relação às dimensões do "nô" (Brown et alii, 1979), e seriam portadores de ~16% da energia da fonte (Brown and Hayward, 1981). Emslie e Vlahos (1980) consideraram a formação da frente acolisional semelhante à proposta por Brown et alii (1979), com a condição de estado estacionário sendo satisfeita quando:

$$n_b \leq n \frac{v_s}{\beta v_e I} \approx \frac{n}{43\beta} ,$$

onde

$n_b$  = número de elétrons que escapariam da frente acolisional.

Emslie e Vlahos (1980) concluíram qualitativamente que a distribuição mista de velocidades para os elétrons era a que melhor se adaptava às observações, pois conseguia explicar o índice espectral  $\gamma \sim 3$  das emissões em raios X duros, seu grau de polarização, bem como o espectro observado em microondas. Esta distribuição para o espectro em microondas implicava a existência de um campo elétrico o qual seria responsável pela aceleração dos elétrons da cauda da distribuição. Estes elétrons poderiam formar um fluxo ascendente que iria produzir eventos tipo III nas camadas superiores da coroa solar e também elétrons do espaço interplanetário. Das características da emissão no EUV estimaram um volume para a região de liberação de energia da ordem de  $10^{24}$  cm<sup>3</sup>, o qual está de acordo com as estimativas de Spicer (1976, 1977b) para o volume das ilhas magnéticas das instabilidades "tearing mode".

Uma das maneiras de definir qual modelo (têrmico e/ou não-têrmico) melhor se adapta às características das radiações observadas seria através da determinação da distribuição espacial das diferentes emissões. Com esta finalidade Kane et alii (1979) fizeram observações de eventos em raios X duros que ocorreram atrás do limbo solar, valendo-se da posição estratégica de dois satélites - ISEE3 e PVO. O ISEE3 enxergava apenas o topo do arco, enquanto o PVO o arco completo (Figura 2.4).

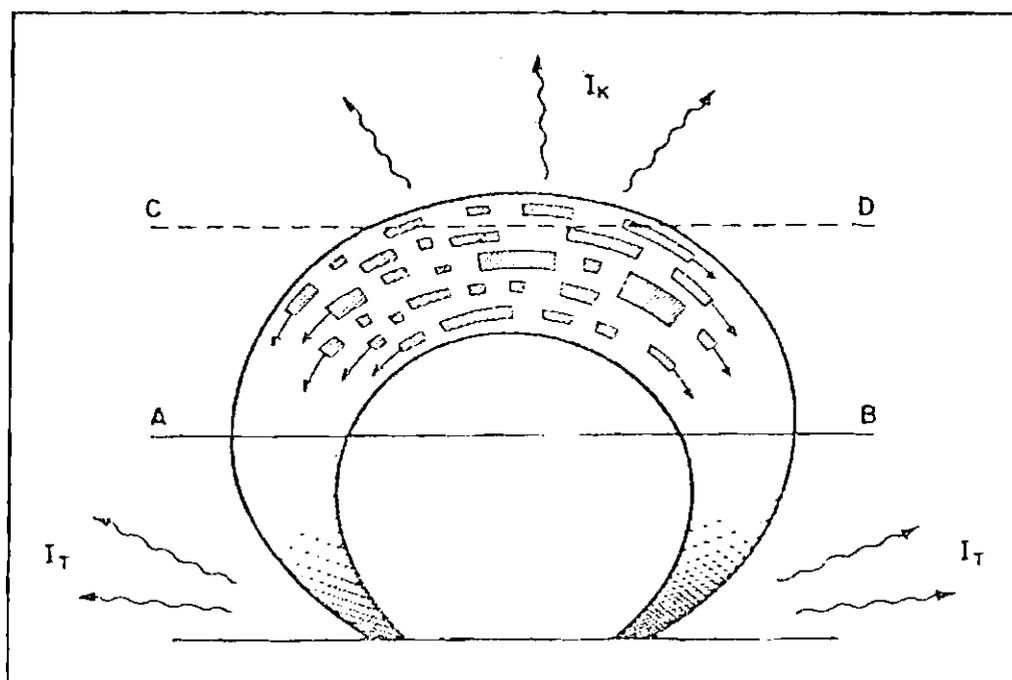


Fig. 2.4 - Regiões da topologia magnética inferidas por 2 satélites estratégicos diferentes.

- Região acima da linha AB - ISEE3; arco completo - PVO. Modelo térmico esquemático proposto por Brown et alii (1980).

FONTE: Brown and Hayward (1981), p. 124.

Kane et alii (1979) verificaram que para fótons com  $\epsilon > 50$  keV a intensidade detectada pelo PVO era ~600 vezes maior que a observada pelo ISEE3, ou seja, a emissão na baixa coroa era mais intensa.

Brown and Hayward (1981), valendo-se das observações de Kane et alii (1979), supondo que o ISEE3 observou apenas a região dos "nós" (topo do arco) e o PVO apenas a região cromosférica e utilizando os modelos propostos por Brown et alii (1979) e Brown et alii (1980), estimaram o tamanho dos "nós". Estes eram comparáveis ao tamanho das ilhas magnéticas provocadas pelas instabilidades "tearing mode" (Spicer, 1977b). Também estimaram a taxa de elétrons aquecidos de todos os "nós" como  $\sim 7,8 \times 10^{36} \text{ s}^{-1}$ , o número de elétrons que se precipitaram na cromosfera,  $n \sim 6 \times 10^{35} \text{ elétrons s}^{-1}$  com energias  $E > 16 \text{ keV}$ .

### 2.3 - MECANISMOS DE LIBERAÇÃO PRIMÁRIA DE ENERGIA

A energia liberada nas explosões solares geralmente é associada com a energia armazenada em campos "tensos", os quais sofreram uma torção nas suas linhas de campo devido aos movimentos fotosféricos (Svestka, 1976; Van Hoven et alii, 1980). Os campos iriam se tornando cada vez mais "tensos" até que atingissem uma situação instável, provocando a conversão de energia magnética em energia térmica do plasma e/ou energia cinética das partículas. O mecanismo de conversão envolveria a reconexão destes campos "tensos" de tal forma a atingirem uma topologia mais estável do tipo "current free" ou campo potencial (Van Hoven, 1976).

É possível ocorrer a torção das linhas do campo devido aos movimentos fotosféricos, pois nas regiões ativas o número de Reynolds magnético  $R_m \sim 10^8$  (Priest, 1976). Este valor elevado de  $R_m$  implica o congelamento das linhas do campo, ou seja, estas não se difundem através do plasma, são arrastadas. Estando as linhas congeladas no plasma, podem oscilar ao sofrer uma perturbação, ou provocar o aparecimento de instabilidades se a amplitude de oscilação for em grande escala. Evidências de um forte relacionamento entre os movimentos fotosféricos (manchas solares) e a produção de explosões solares foram encontradas por Sakurai (1976).

Um dos primeiros mecanismos de liberação primária de energia foi proposto por Gold e Hoyle (1960) que consideravam que o armazenamento de energia era em campos "force-free" cromosféricos, formados a partir de campos potenciais os quais tiveram suas linhas de campo torcidas. A liberação súbita de energia ocorreria quando dois campos, cujas linhas se direcionassem opostamente, interagissem entre si.

Barnes e Sturrock (1972) propuseram um modelo de liberação considerando os movimentos fotosféricos e a subsequente torção das linhas de campo como responsáveis pelas explosões solares. Em seu modelo a configuração inicial do campo, que era potencial, tornar-se-ia "force-free" (Figura 2.5), a qual implicaria o surgimento de correntes laminares. A torção das linhas iria aumentando a energia do campo "force-free"

atē que ao atingir o ângulo crítico de torção esta energia seria superior à da configuração do campo potencial, tornando-se, deste modo, instável. Neste ponto ocorreria a transição na configuração do campo, a qual se tornaria aberta, provocando o aparecimento de instabilidades do tipo "tearing mode", as quais provocariam a liberação de energia, resultando nas explosões solares.

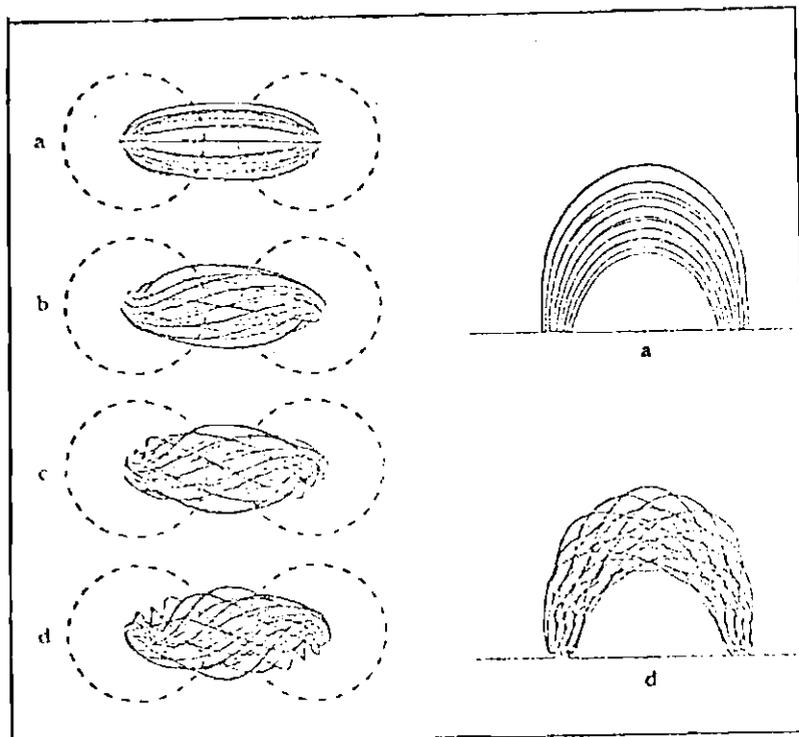


Fig. 2.5 - Evolução de um campo "force-free" (d) a partir de uma configuração de campo potencial (a), após sofrer uma torção de  $60^\circ$ .

FONTE: Sakurai (1979), p. 219.

A variação da configuração magnética processar-se-ia lentamente, passando através de uma série de estados de equilíbrio estável até atingir um estado crítico quando se tornaria instável. Ao se tornar instável poderia provocar elevados gradientes magnéticos, os quais dariam origem às correntes laminares, de onde se obteria a energia liberada nas explosões solares (Sakurai, 1976; Altschuler, 1976).

A configuração magnética mais elementar, que serviu como modelo de configuração do campo magnético anterior à explosão solar, foi a lâmina neutra (Sweet, 1958). Neste caso, para ocorrer a liberação de energia todo o campo deveria ser aniquilado. Esta configuração implicaria tempos de difusão  $\tau_S = \sigma l^2$  muito grande (onde  $\sigma \equiv$  condutividade elétrica,  $l \equiv$  espessura da região de difusão do campo), devido à alta condutividade do plasma, e portanto não conseguindo explicar as aniquilações suficientemente rápidas do campo de modo compatível com as observações. Utilizando  $\sigma \sim 10^{-5}$  u em e  $l \sim 10^7$  cm (Kuperus, 1976) obtém-se  $\tau_S \sim 10^9$  s, valor incompatível com a duração dos eventos observados, os quais necessitariam de tempos de dissipação muito menores.

Portanto, apenas o mecanismo de aniquilação do campo magnético não consegue explicar as escalas de tempo envolvidas numa explosão solar. Tempos razoáveis de dissipação de energia são obtidos quando se considera um mecanismo onde a difusão e a reconexão das linhas do campo são importantes, tal mecanismo de liberação envolve o aparecimento de instabilidades do tipo "tearing mode". Para a liberação de energia através de instabilidades "tearing mode", não é necessário ter uma lâmina neutra, cujas linhas do campo são antiparalelas, basta apenas que as linhas não sejam paralelas.

Além de considerar o aparecimento das instabilidades, é necessário também que a condutividade elétrica do plasma,  $\sigma$ , seja reduzida. Assim, Kuperus (1976) considerou que  $\sigma$  não seria mais determinada por processos colisionais, e sim pela reduzida mobilidade dos elétrons num plasma acolisional quando um elevado grau de turbulência fosse atingido.

Uma redução de  $10^{-5}$  na condutividade  $\sigma$  seria possível de conseguir quando a densidade de corrente da configuração "force-free" ultrapassasse a velocidade íon-acústica  $v_S$ , provocando o aparecimento das instabilidades. Neste caso, o tempo de dissipação de energia, estimado por Kuperus (1976), seria  $\tau_{TM} \sim 10^2$  s, valor este razoavelmente curto para explicar a conversão de energia magnética em energia térmica numa explosão solar.

Kaplan et alii (1974) inferiram que as instabilidades eram provocadas pela turbulência do plasma, portanto sua origem deveria depender do grau da turbulência provocado pelo aumento da densidade de corrente durante a evolução do campo "force-free".

Utilizando a configuração de lâmina neutra tem-se que a liberação de energia ocorreria quando as linhas do campo se reconectassem, processo este que necessitaria de gradientes magnéticos elevados, pois sendo a espessura da lâmina pequena, ter-se-iam elevadas densidades de corrente. Mas, ao considerar a lâmina não-neutra com  $\beta \ll 1$  ( $\beta = P/P_m$ , onde  $P \equiv$  pressão do plasma e  $P_m \equiv$  pressão magnética), que é a situação da coroa solar, ter-se-ia o aparecimento de turbulências no plasma sem a necessidade de elevados gradientes magnéticos, e, conseqüentemente, em densidades de correntes menores.

Já que o aparecimento de turbulências no plasma pareceser importante para a ocorrência de uma explosão solar, e está relacionado com baixas densidades de corrente no caso de lâminas não-neutras, tem-se que talvez o fenômeno de liberação de energia inicie-se nas camadas coronais da atmosfera solar (Kuperus, 1976).

Segundo o modelo de Kuperus (1976) os elétrons são acelerados por campos elétricos, e seu número é limitado devido à interação destes com ondas íon-acústicas. Apenas os elétrons com velocidade  $v > v_{TE}$  ( $v_{TE} \equiv$  velocidade térmica dos elétrons) seriam acelerados e constituiriam a corrente da camada laminar. A densidade de corrente aumentaria a medida que a torção das linhas de campo fosse aumentando, até que, ao ultrapassar a velocidade íon-acústica, produziria turbulências no plasma sob a forma de ondas íon-acústicas e/ou de Langmuir. As ondas íon-acústicas provocariam uma redução drástica na condutividade do plasma, implicando, portanto, tempos de dissipação razoáveis. Kuperus (1976) discutiu o problema de liberação primária de energia considerando tubos de fluxo "super-torcidos", uma variante do mecanismo proposto por Gold e Hoyle (1960), onde os tubos de fluxo eram apenas "torcidos", portanto não atingindo estados instáveis.

Na proposição dos tubos "supertorcidos" (Kuperus, 1976), o estado instável seria atingido quando:

$$B_{\phi} > \frac{2\pi r}{L} B_z ,$$

onde

$B_{\phi}$   $\equiv$  campo azimuthal produzido pelas torções das linhas de campo;

$B_z$   $\equiv$  campo axial;

$r$   $\equiv$  raio do tubo de fluxo;

$L$   $\equiv$  comprimento do tubo.

Ao atingir o ponto crítico o campo curvar-se-ia e formaria "dobras" cujo número iria depender da torção sofrida (Figura 2.6). Kuperus (1976) considerava que a energia era armazenada sob a forma de correntes laminares e esta seria liberada quando os campos azimuthais das sucessivas "dobras" reconectassem-se.

Heyvaerts e Priest (1976) propuseram um modelo para o mecanismo de liberação onde a conversão de energia era através da interação entre tubos de fluxo emergentes da fotosfera e tubos preexistentes. A energia armazenada através do ajustamento destes tubos de fluxo emergentes era liberada continuamente sob a forma de energia cinética das partículas do plasma. Ao estimar a quantidade de energia liberada segundo este processo Sheeley Jr. (1976) verificou que esta não era compatível com os resultados observacionais de um modo geral, concordava apenas com a energia liberada durante a fase impulsiva de pequenos eventos.

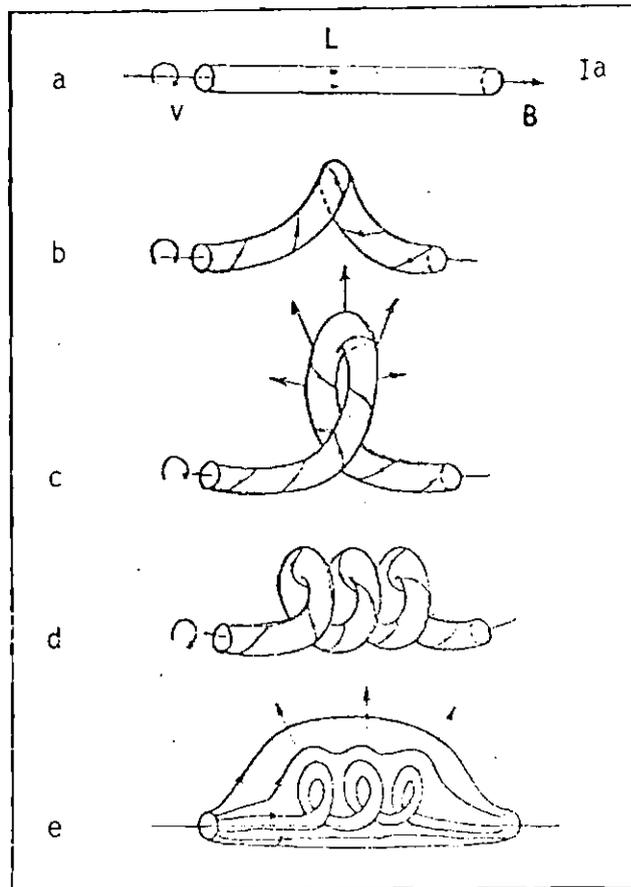


Fig. 2.6 - Evolução de um tubo de fluxo torcido e a formação de um supertorcido (e).

FONTE: Kuperus (1976), p. 88.

A partir das observações feitas na faixa de rádio em 3,3 mm associadas com campos magnéticos das regiões ativas, Mayfield e White III (1976) inferiram que os campos longitudinais da fotosfera, e provavelmente as correntes cromosféricas, seriam os responsáveis pela energia liberada nas explosões solares. Considerando a configuração magnética e sua relação com os fluxos magnéticos concluíram que a ocorrência de explosões estaria mais relacionada ao fluxo magnético total da região do que à configuração magnética. Mayfield e White III (1976) estabeleceram que a condição necessária para a ocorrência de explosão seria que os campos deveriam possuir fluxo magnético longitudinal  $\geq 10^{21}$  Mx.

Considerando que a conversão de energia ocorresse através da configuração de lâmina neutra, ter-se-ia que a energia seria liberada quando o campo  $\bar{B}$  total anulasse-se. Mas, considerando o aparecimento de instabilidades "tearing mode", provocadas pelas turbulências geradas quando as correntes ultrapassassem a velocidade íon-acústica, ter-se-ia que a reconexão das linhas do campo poderia ocorrer mesmo quando estivessem orientadas aleatoriamente. A reconexão neste caso ocorreria nos pontos onde  $\bar{k} \cdot \bar{B} \approx 0$  (onde  $\bar{k} \equiv$  vetor de ondas íon-acústicas,  $\bar{B} \equiv$  campo magnético não-perturbado) (Fürth et alii, 1963). Nestes locais a energia seria liberada (Spicer, 1977a). O volume de liberação primária de energia estimado é  $\leq 10^{25} \text{ cm}^3$  (Spicer, 1976). Em seu modelo, Spicer (1977a) considerou que a reconexão ocorria em camadas, havendo um aumento na taxa se houvesse superposição das camadas, pois o número de regiões onde  $\bar{k} \cdot \bar{B} \approx 0$  aumentaria (Figura 2.7).

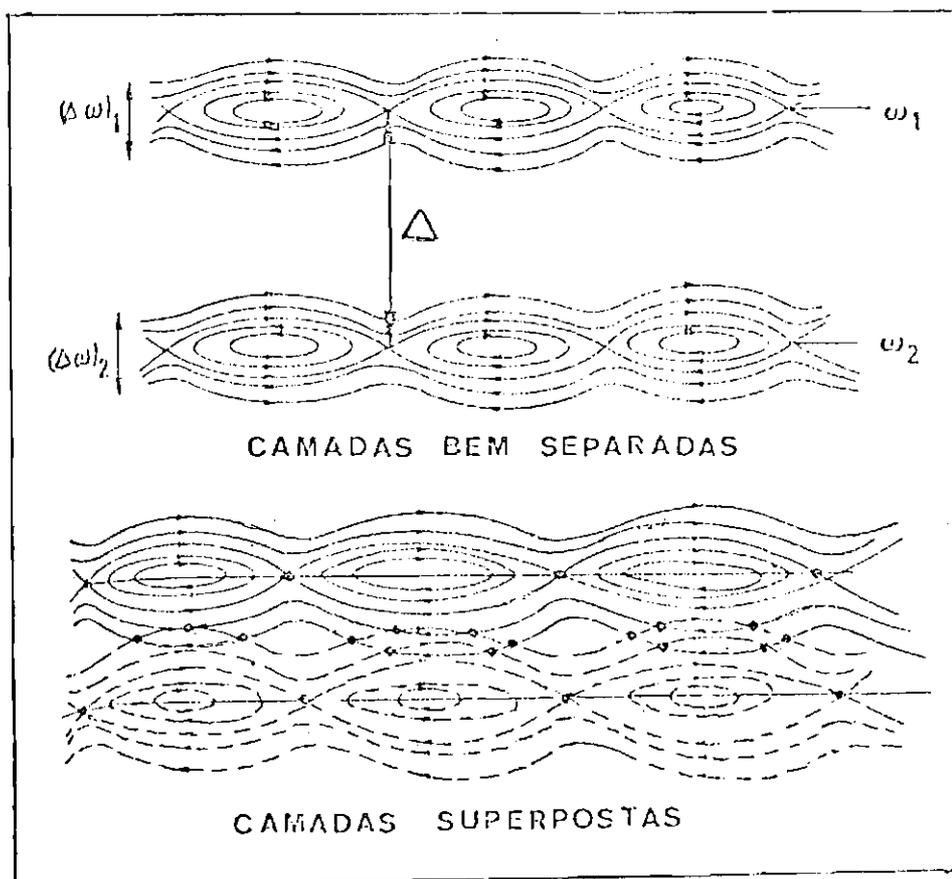


Fig. 2.7 - Duas camadas de reconexão com largura  $\Delta\omega_0$  separadas por uma distância  $\Delta > \Delta\omega_i$  ( $i = 1,2$ ) (acima) e superpostas para  $\Delta < \Delta\omega_i$  (abaixo).

FONTE: Spicer (1977a), p. 253.

O plasma das regiões ativas é geralmente estudado utilizando a teoria magnetohidrodinâmica (MHD) ideal, a qual considera a conservação do fluxo magnético. Ao considerar que a liberação de energia processa-se através da reconexão das linhas de campo tem-se que o princípio de conservação do fluxo é violado, portanto não sendo mais válida a teoria MHD ideal onde a resistividade é infinita. Mas, ao considerar uma resistividade finita a condição de conservação do fluxo é relaxada:

$$\frac{d\phi}{dt} = IR \quad ,$$

onde  $\phi \equiv$  fluxo magnético;  $I \equiv$  corrente total da lâmina; e  $R \equiv$  resistência total do plasma. Neste caso, a reconexão é possível de ocorrer (Spicer, 1977a).

As análises dos mecanismos de liberação primária de energia discutidos acima baseiam-se em camadas laminares de correntes as quais não representam a topologia magnética real. Spicer (1977c) estudou mecanismos considerando a geometria do campo na forma de arco; em seu modelo o plasma aquecido estaria localizado nas proximidades do topo do arco magnético. O aquecimento do plasma seria resultado da reconexão das linhas do campo e das correntes laminares, e a termalização do plasma seria provocada por instabilidades "tearing mode" segundo a taxa:

$$\frac{d\epsilon}{dt} \approx \frac{\delta B_p^2 \Delta V}{4\pi} \quad ,$$

onde  $B_p \equiv$  componente poloidal do campo magnético;  $V \equiv$  volume onde ocorre a liberação primária de energia; e  $\delta \equiv$  taxa de crescimento das instabilidades. Desde que  $\delta$  e  $B_p$  são em geral funções da posição no arco magnético e são fortemente influenciados pelas intensidades e gradientes dos vários parâmetros é de se esperar que  $\delta B_p^2/4\pi$  seja máxima quando as intensidades e os gradientes maximizem-se; portanto, Spicer (1977c) inferiu que as instabilidades devem ocorrer em pontos bem distintos do arco, ou seja, devem possuir um volume  $\Delta V \ll V$ , sendo  $V$  o volume total do arco magnético. O volume estimado para as instabilidades "tearing mode" foi  $\Delta V \lesssim 10^{25} \text{ cm}^3$ .

Segundo o modelo proposto por Spicer (1977c) a duração dos eventos dependeria das dimensões da região de liberação primária de energia e conseqüentemente dos gradientes envolvidos. Os eventos mais impulsivos seriam produzidos em arcos pequenos e compactos, enquanto os eventos mais longos em arcos maiores. Em termos da configuração de correntes, eventos com liberação de grande energia seriam produzidos em arcos com densidade de corrente elevada, mas não necessariamente envolvendo grandes gradientes, enquanto os pequenos eventos ocorreriam em casos com baixa densidade de corrente não necessariamente com pequenos gradientes.

Utilizando imagens de explosões observadas em raios X com equipamentos a bordo do Skylab e dados sobre a intensidade destes eventos, Kahler (1978) através de uma análise estatística determinou uma possível relação entre o volume de liberação de energia e a quantidade de energia liberada numa explosão solar. Os resultados em relação à impulsividade ( $\Delta t_r$ ) dos eventos está compatível com o proposto pelo modelo de Spicer (1977b); os demais parâmetros, tais como: energia térmica (E), taxa de aumento de energia térmica (dE/dt) e a densidade eletrônica ( $n_e$ ) estão apresentados na Tabela 2.1.

TABELA 2.1

CORRELAÇÃO ENTRE AS CARACTERÍSTICAS DA ENERGIA  
LIBERADA E O VOLUME DO LOCAL DE LIBERAÇÃO

$\Delta t_r$ (min) = $0,63 \times V^{0,34}$
$\Delta t_r$ (min) = $0,47 \times L^{0,73}$
$\Delta t_r$ (min) = $1,37 \times D^{0,91}$
E(erg) = $0,19 \times V^{0,60}$
E(erg) = $0,11 \times L^{1,30}$
dE/dt(erg s <sup>-1</sup> ) = $0,085 \times V^{0,55}$
dE/dt(erg s <sup>-1</sup> ) = $0,053 \times L^{1,18}$
dE/dt(erg s <sup>-1</sup> ) = $0,30 \times D^{1,48}$
$n_e$ (cm <sup>-3</sup> ) = $363,0 \times V^{-0,57}$

FONTE: Kahler (1978), p. 95.

Syrovatskii (1978) estudou a evolução temporal de campos "force-free" a partir da configuração de campos potenciais os quais sofreram torção em suas linhas de campo. Considerando que a topologia magnética é do tipo "force-free" nas regiões ativas onde ocorrem as explosões solares, tem-se que o campo magnético  $\bar{B}$  deve satisfazer a relação:

$$(\nabla \times \bar{B}) \times \bar{B} = 0 \quad ,$$

que pode ser escrita como:

$$\nabla \times \bar{B} = \alpha \bar{B} \quad , \quad (2.1)$$

onde  $\alpha$  é um escalar e representa a taxa de correntes elétricas em relação à intensidade do campo (Sakurai, 1979).

Com o objetivo de determinar o escalar  $\alpha$ , considerando as condições do contorno inferidas durante o fenômeno das explosões solares, Seehafer (1978) utilizou o método da função Green, e Sakurai (1979) usou princípios variacionais para resolver a Equação 2.1.

Seehafer (1978) mostrou que um campo "force-free" com  $\alpha = \text{constante}$  em todo o exterior do Sol não pode ter um conteúdo de energia finito e nem ser determinado a partir de apenas uma dada componente do campo magnético na fotosfera.

Com respeito às instabilidades "tearing mode", possíveis responsáveis pela liberação primária de energia, Van Hoven (1979) estudou a energética envolvida durante o processo de reconexão considerando as equações magneto-hidrodinâmicas (MHD) para campos. O processo "tearing" é explicado através da subdivisão do plasma em regiões magnéticas de características diferentes, primeiramente dominadas pela dinâmica resistiva ou altamente condutora e depois pela presença ou não de fluxo de energia. O estudo inicia-se considerando as características espaciais dos campos magnéticos em equilíbrio ou perturbados como mostrados na Figura 2.8. Utilizando as equações MHD, Van Hoven (1979), considerando a dinâmica do fluido perto do limite da camada onde ocorre o "tearing", infe

riu que dentro desta, onde se tem a reconexão, o comportamento do plasma é substancialmente resistivo; enquanto fora da camada a dinâmica é dominada pelo movimento do fluido. A fonte que governa o "tearing" resistivo é a energia magnética, a qual desaparece na região de reconexão, ou seja, a energia magnética é transformada em energia do plasma através de ação das instabilidades "tearing". A variação temporal do campo magnético devido às reconexões provoca o aparecimento de campos elétricos, os quais aceleram as partículas de alta energia, que são canalizadas em direção aos pés do arco magnético.

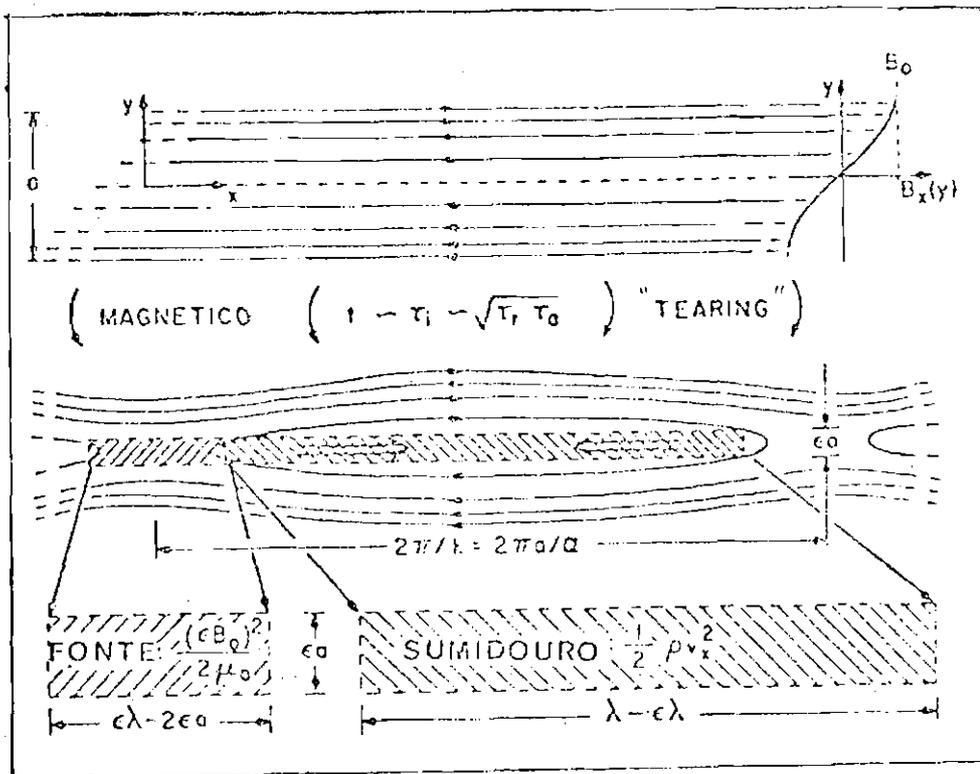


Fig. 2.8 - Uma visão expandida do desenvolvimento do campo magnético num "tearing" resistivo.

- No topo a situação é de equilíbrio; abaixo tem-se o campo reconectado após um tempo e-folding; as setas indicam o fluxo do fluido.

FONTE: Van Hoven (1979), p. 576.

Chiudere e Einaudi (1981) estudaram os arcos magnéticos coronais do Sol considerando-os como regiões de fluxo de correntes localizadas e suas consequências. Consideraram a estrutura magnética como potencial em grande escala, contendo regiões em seu interior onde existem fluxos de corrente elétrica, possuindo simetria cilíndrica. No sistema de correntes Chiudere e Einaudi (1981) fizeram distinção entre três regiões na estrutura radial:

- a) região mais interna, a qual apresentava densidade de corrente, possuindo as duas componentes, perpendicular e paralela, em relação ao campo magnético ambiente;
- b) região intermediária, onde o fluxo de corrente era apenas na direção do campo, o qual seria "force-free";
- c) região externa, onde não existiria nenhum fluxo de corrente, e portanto, a existência de um campo potencial.

A partir de suas análises, Chiudere e Einaudi (1981) obtiveram os seguintes resultados: quando a camada resistiva está localizada dentro de uma região onde o campo é potencial, não se encontram instabilidades; a taxa de crescimento das instabilidades é uma função decrescente do módulo do vetor de onda  $\vec{k}$  da onda de perturbação, tal que a maior taxa corresponde à instabilidade com menor  $k$ ; os menores  $k$  e as maiores taxas de crescimento estão localizadas na região onde o campo é "force-free"; e a presença de gradientes de pressão tem efeito estabilizador contra a resistência e as perturbações ideais, pelo menos para  $\beta \geq 1$ .

Nas explicações feitas acima fez-se uma revisão sobre as possíveis configurações magnéticas das regiões ativas e sobre os possíveis mecanismos de liberação primária de energia considerando uma topologia magnética com simetria cilíndrica, de modo a descrever uma situação mais realista para a atmosfera solar.

Um outro ponto a ser considerado é que pelas observações feitas em raios X duros e microondas verificou-se que o perfil temporal dos eventos apresenta estruturas com durações de 4-25s os quais levaram ao conceito dos "Elementary Flare Bursts" - EFB (Frost, 1969; Van Beek et alii, 1974; De Jager and De Jonge, 1978), e, superpostas a estas estruturas, outras ultra-rápidas com duração de frações de segundos (Kaufmann et alii, 1980a; Kaufmann et alii, 1980b; Orwig et alii, 1981; Charikov et alii, 1981; Kaufmann et alii, 1983; Takakura et alii, 1983).

As estruturas mais lentas, duração -10s, foram associadas a uma ativação sucessiva de diferentes fontes, pois as características observadas para cada EFB eram bem diferentes (Karpen et alii, 1979). De Jager (1979) sugeriu que cada EFB correspondia à excitação de diferentes arcos magnéticos constituintes da região ativa complexa.

Esta idéia de ativação sucessiva de diferentes arcos já havia sido sugerida por Vorpahl (1977) quando, ao analisar eventos em raios X, verificou que estes podiam apresentar um a brilhanamento sequencial de estruturas próximas situadas dentro de uma região ativa. Os arcos de menor curvatura e os lugares onde o eixo de arcada mudava de direção apresentavam emissões mais intensas em raios X (Vorpahl, 1976). Vorpahl (1977) inferiu que a propagação da perturbação responsável pela ativação sucessiva dos diferentes arcos seria a velocidade ion-acústica e que a liberação de energia em cada arco seria provocada pelo aparecimento de instabilidades "tearing mode" ocorrendo nos locais onde  $\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$ , necessitando apenas que as linhas de campo formassem um ângulo qualquer, não sendo necessariamente antiparalelas.

Emslie (1981b), para explicar as diferentes características apresentadas pelos EFB constituintes de uma explosão solar, utilizou o modelo proposto por Gold e Hoyle (1960) onde se supunha que a liberação primária de energia iniciava-se quando duas estruturas magnéticas "force-free" interagissem entre si. Emslie (1981b) em seu modelo considerava que devido à deposição de energia nos pés dos arcos magnéticos, estes expandiam-se e ao se aproximarem provocavam a liberação primária de energia. Neste modelo considerava-se apenas que a componente poloi

dal do campo magnético  $\vec{e}$  que era aniquilada, de forma que a configuração básica do campo magnético não era substancialmente alterada, permitindo que houvesse emissão em raios X moles nestas mesmas estruturas na forma de arco, o que é frequentemente observado (Pallavicini et alii, 1977).

Para explicar as estruturas ultra-rápidas observadas, Sturrock et alii (1982) propuseram um modelo para o mecanismo de liberação primária de energia considerando os fluxos magnéticos envolvidos numa região ativa. Das observações feitas por Tarbell e Title (1977) verificou-se que, no nível da fotosfera, as linhas do campo tendem a se concentrarem em muitos "nós", os quais possuem um fluxo de  $\sim 10^{18,4}$  Mx; isto levou à sugestão de que o campo magnético que está penetrando na fotosfera seja "quantizado" em fluxo, e que o campo na coroa compreenderia um conjunto de fluxos de tubo, aos quais se deu o nome de "Elementary Flux Tubes" - EFT (Sturrock et alii, 1982). Este modelo também considera a fonte de energia das explosões como magnética e esta seria liberada quando os EFTs tornassem-se instáveis ao sofrerem uma torção devido aos movimentos fotosféricos. Os movimentos fotosféricos gerariam correntes sob a forma de campos "force-free" em cada tubo e também correntes laminares entre os tubos vizinhos. O processo de liberação primária de energia seria múltiplo, ocorreria em locais distintos e seria responsável pela fase impulsiva das explosões solares. A energia armazenada em cada EFT ao sofrer a torção foi estimada utilizando a relação obtida por Sturrock e Uchida (1981):

$$\Delta\omega = \frac{\phi^2(\Delta\chi)^2}{16\pi^2L},$$

onde  $\phi \equiv$  fluxo magnético (Maxwells),  $\Delta\chi \equiv$  ângulo de torção do arco (radianos) e  $L \equiv$  comprimento EFT (cm). Considerando  $\phi \sim 10^{18}$  Maxwells e  $L \sim 10^9$  cm estimou-se que  $\Delta\omega \sim 10^{27}$  ergs é armazenada em cada EFT.



## CAPÍTULO 3

### REVISÃO DE ESTUDOS DE DISTRIBUIÇÕES ESTATÍSTICAS DE EXPLOSÕES SOLARES EM MICROONDAS E RAIOS X

Considerando que os eventos observados em diferentes com primentos de onda possuem frações de energia total liberada durante um "flare", a qual poderia ser encontrada fazendo a soma dos fluxos integrados no espectro (Rosner and Vaiana, 1978), e com o objetivo de obter condições de contorno para o problema de armazenamento e a subsequente liberação de energia magnética, têm sido feitos estudos sobre o comportamento estatístico de eventos solares observados em várias frequências de microondas bem como em raios X.

#### 3.1 - MICROONDAS

Kruger (1962) estudou o comportamento estatístico de distribuição de explosões solares em duração e fluxo de pico nas frequências de 1,5; 2,0; 3,0 e 9,4 GHz e de energias para 9,4 GHz, para eventos observados durante o Ano Geofísico Internacional (IGY). As distribuições de durações e fluxos de pico foram suavizadas através da média de três pontos e a de energia está em escala logarítmica (Figura 3.1). Verificou-se que os valores modais das distribuições aumentavam com o aumento da frequência de observação, o que mostra que os cortes, na direção de valores menores, ocorridos nas distribuições foram provocados por limitação instrumental, não indicando, portanto, uma propriedade intrínseca à fonte.

Nesta mesma faixa de frequências Scalise Jr. (1970) realizou um estudo estatístico sobre fluxo de eventos para analisar sua variação centro-limbo, mas devido à baixa sensibilidade dos instrumentos utilizados suas distribuições não são interessantes para esta análise. Scalise Jr. utilizou dados arquivados obtidos durante o período de 1957-1967 no Instituto de Pesquisas Atmosféricas da Universidade de Nagoya no Japão.

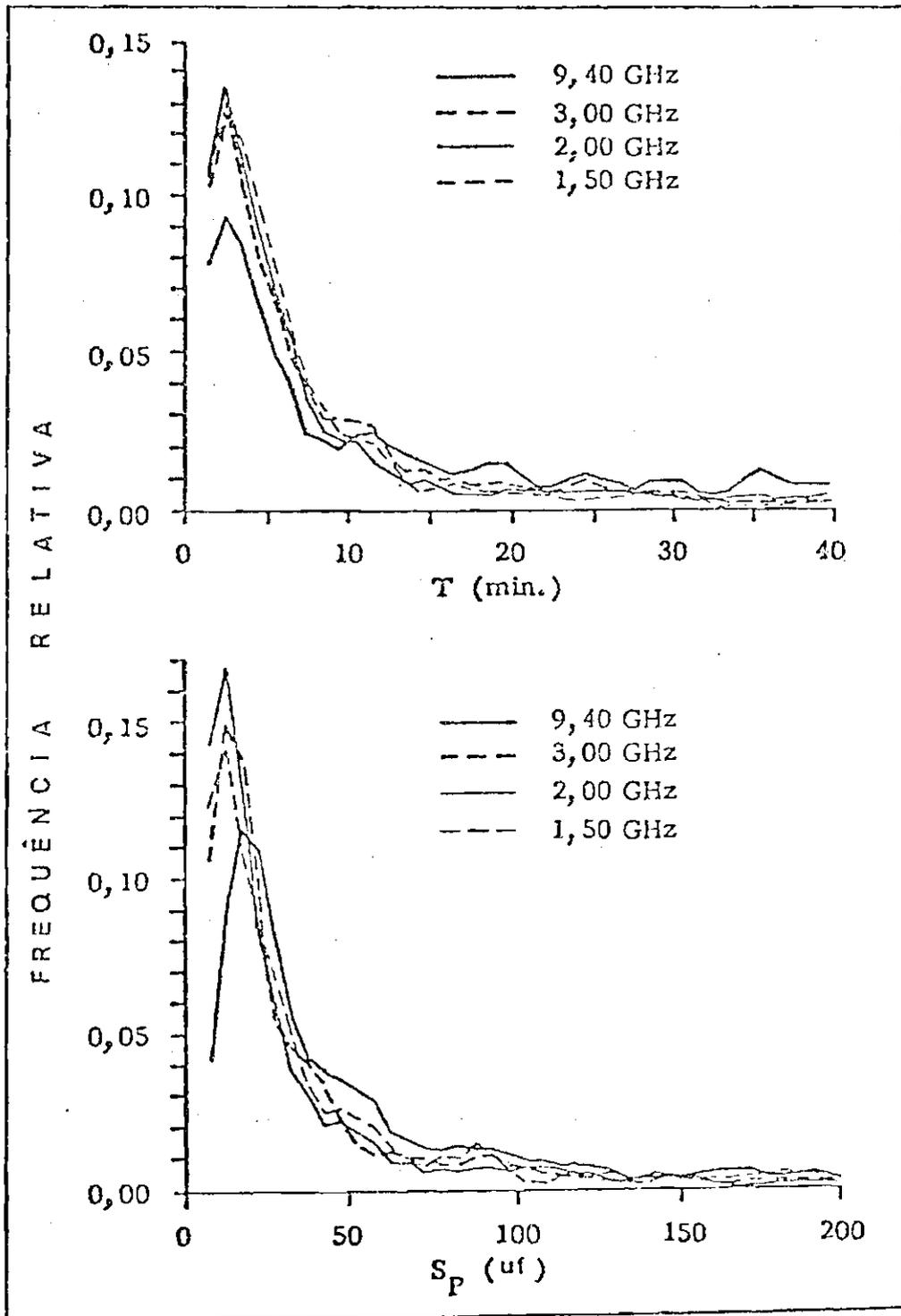


Fig. 3.1 - Diagrama de freqüência relativa para durações e fluxo de pico de eventos observados em quatro freqüências de rádio durante o IGY (Kruger, 1962).

FONTE: Wefer (1973), p. 175 e 179.

(continua)

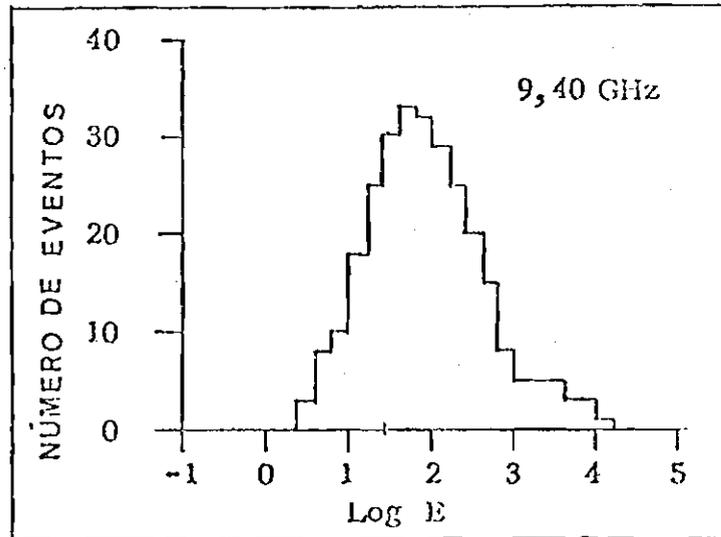


Fig. 3.1 - Conclusão.

Das Gupta e Sarkar (1971) analisaram o comportamento de uma série de eventos solares simples observados nas frequências de 606, 1415, 2695, 49952, 8800 e 15400 MHz durante um período de quatro anos correspondente ao máximo do 20º ciclo solar, usando dados obtidos no "Sagamore Hill Solar Radio Observatory". Verificou-se que os valores modais cresciam com o aumento da frequência de observação, o que poderia indicar que os cortes presentes nas distribuições seriam devidos ao limite de detecção instrumental.

Wefer (1973) analisou uma amostra de 5480 eventos observados no "The Pennsylvania State University Radio Astronomy Observatory" (PSURAO) nas frequências de 960 MHz e 2,7 e 10,7 GHz, durante um período que se estendeu desde o mínimo até o máximo do 20º ciclo solar. Entre os 5480 eventos observados são de interesse para a presente análise as distribuições referentes aos eventos classificados como complexos, ou seja, os que apresentavam estruturas rápidas superpostas a uma componente lenta; deste modo, reduziu-se consideravelmente o tamanho da amostragem. Sendo o objetivo deste trabalho encontrar condições de contorno para os mecanismos primários de liberação de energia, as distribuições referentes às frequências de 2,7 e 10,7 GHz foram consideradas, pois a de 960 MHz estaria dando informações sobre a alta coroa solar e, portanto, sobre mecanismos secundários ou diferentes.

Os histogramas de durações (Figura 3.2) foram montados com intervalos de 0,5 minuto, mas devido ao tamanho reduzido da amostragem não se conseguiu obter nenhuma informação sobre a possível existência e natureza do corte da distribuição. A distribuição das energias (Figura 3.2) foi montada com intervalos em escala logarítmica; o seu valor modal é maior para a frequência de observação mais elevada, o que poderia implicar um corte provocado por limitação instrumental e não devido às características intrínsecas das regiões-fontes.

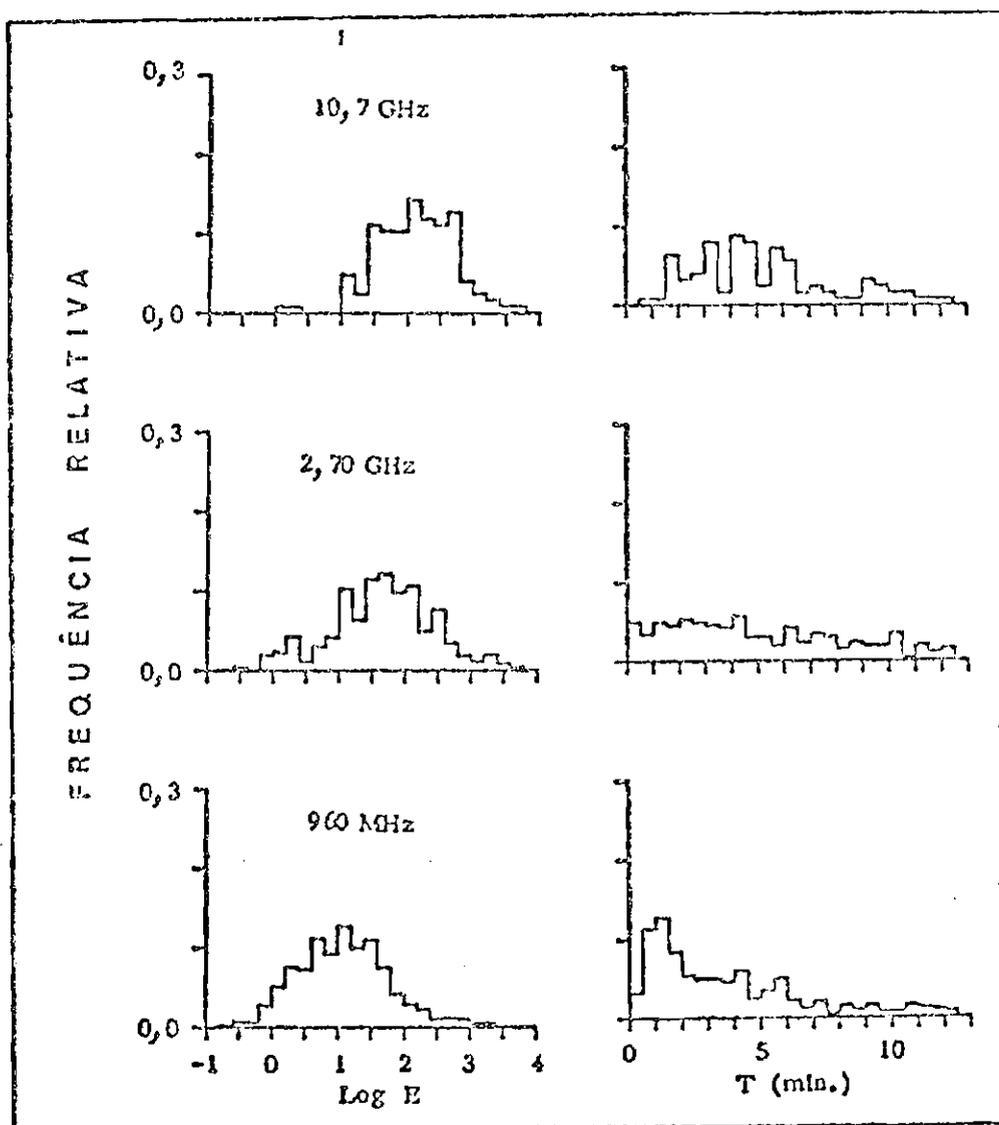


Fig. 3.2 - Distribuições de energia e durações de eventos com plexos em três frequências de rádio.

FONTE: Wefer (1973), p. 133 e 142.

Até então o estudo do comportamento estatístico havia se restringido à análise das transformações que ocorriam nas distribuições para as diferentes frequências de observação; e com isto verificava-se se elas seriam intrínsecas à fonte, inferindo-se algumas de suas propriedades físicas; ou se seriam apenas efeitos do limite de detecção instrumental.

Fokker (1980) realizou um estudo sobre o comportamento estatístico de eventos solares sob um ponto de vista mais específico; este baseava-se em distribuição de magnitudes em microondas, as quais definiu como a medida logarítmica do conteúdo energético de um evento. Indicou um modelo fenomenológico para o processo de armazenamento de energia da explosão. Para seu estudo usou magnitudes que eram uma média das magnitudes observadas nas frequências de 3,5 e 9 GHz de eventos os quais pertenciam a duas diferentes fases do 20º ciclo solar e verificou que as duas distribuições eram muito semelhantes (Figura 3.3).

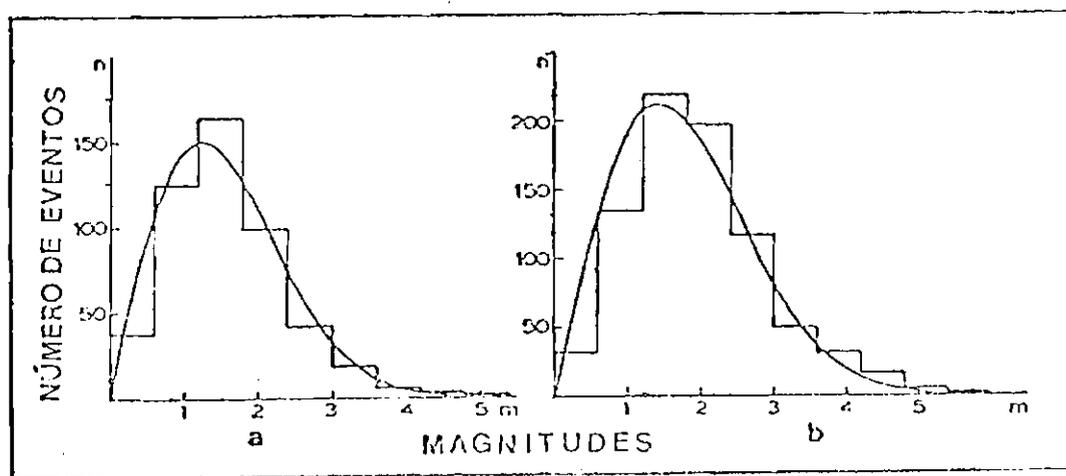


Fig. 3.3 - Distribuição de magnitudes em microondas de eventos.

a) Ocorridos durante o 20º ciclo solar.

- A curva representa a expressão  $n(m) = 330 (m/1,75) \exp(-(m/1,75)^2)$ .

b) Associados com explosões ópticas.

- A curva representa  $n(m) = 500 (m/2) \exp(-(m/2)^2)$ .

FONTE: Fokker (1980), p. 103.

As distribuições de Fokker (1980) podiam ser satisfatoriamente representadas pela expressão:

$$n(m) = \text{constante} \left(\frac{m}{\alpha}\right) e^{-\left(\frac{m}{\alpha}\right)^2}$$

onde:

$$m = \log (E/E_0),$$

$$\alpha = \text{constante};$$

em suas distribuições verificou-se que não ocorriam eventos  $E < E_0$ .

Supondo que a energia liberada em microondas fosse proporcional à energia total liberada num evento e que o processo de armazenamento iniciar-se-ia a partir de uma quantidade pequena  $E_0$  cuja variação temporal seria do tipo:

$$E = E_0 e^{\sqrt{\tau}},$$

onde  $\tau = t/t_0$ , Fokker (1980) concluiu que a energia liberada dependeria apenas da probabilidade de ocorrer uma interrupção no processo de armazenamento num certo tempo  $t$  após o seu início, quando toda a energia armazenada seria então liberada. Esta interpretação sugeria a existência de uma energia mínima ( $E_0$ ) para o processo de liberação de energia de um evento.

Kaufmann et alii (1980b) realizaram observações com sensibilidade e resolução temporal elevadas nos comprimentos de onda centimétricas e milimétricas, obtendo novos aspectos associados com atividade solar. Observaram-se cerca de 100 "spikes" em polarização linear na frequência de 22 GHz com limite de sensibilidade de 0,1 u.f.s. o qual correspondia a um limite em energia de ~0,3 u.f.s. \* s, produzidos na região mc Math 15403.

Valendo das energias destes "spikes" montou-se um histograma (Figura 3.4), onde se verificou a presença de um máximo de  $\sim 2,5$  u.f.s. \* s, o qual está bem acima do limite de detecção, podendo ser, portanto, devido a características intrínsecas da região-fonte. A presença deste máximo implica a existência real de um limite inferior para a energia liberada por um evento (idéia sugerida por Kaufmann et alii, 1975), ou melhor, não ocorrem eventos cuja energia seja menor do que um certo valor, talvez  $E_0$  como o estabelecido por Fokker (1980), ou  $U$  ( $= 5 \pm 4$  u.f.s. \* s) encontrado independente e diretamente por Kaufmann et alii (1980a).

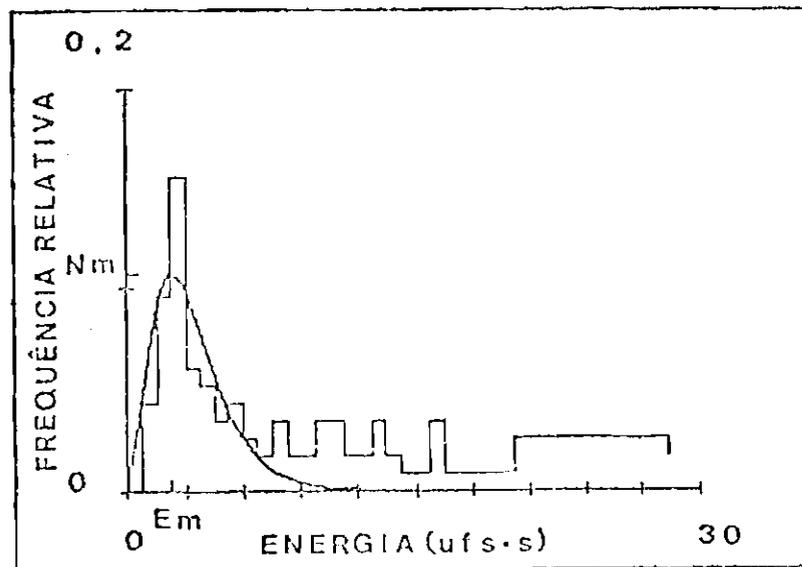


Fig. 3.4 - Distribuição de energias de 100 eventos tipo "spikes" observados em 22 GHz com o radiotelescópio do Itapetinga (Kaufmann et alii, 1980b).

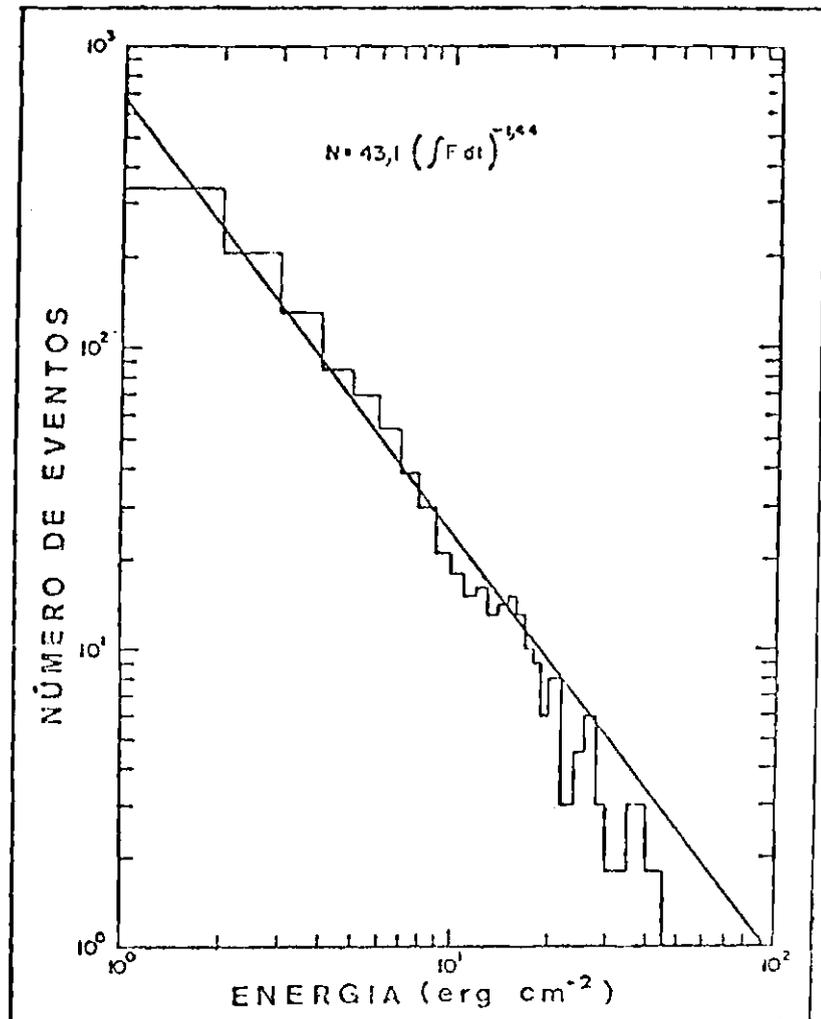
- Ajuste de poissoniana.

### 3.2 - RAIOS X MOLES

Drake (1971) utilizou para sua análise eventos observados com os satélites Explorer 33 e Explorer 35, durante o período de julho de 1966 a setembro de 1968 na faixa de comprimentos de onda 2-12 Å. Realizou um estudo do comportamento estatístico referente a vários parâme

tros, entre eles a duração total, o fluxo de pico e a energia (fluxo integrado no tempo -  $E = \int F dt$ ), os quais são relevantes a esta análise. Para a montagem da distribuição referente à duração total (Figura 3.5) foram considerados eventos que ocorreram totalmente acima do nível do "background", ou seja, cujos tempos de início e fim estavam bem determinados; com esta relação Drake (1971) obteve uma distribuição que apresentava um máximo em  $t=16$  min, o qual pode ser devido a características intrínsecas à região-fonte, pois podem ocorrer eventos grandes de curta duração. Para a distribuição de fluxo de pico (Figura 3.5) selecionaram-se apenas os eventos cujo fluxo era  $\geq 2F_B$  ( $F_B \equiv$  fluxo de fundo), o que provocou a eliminação de eventos com baixa intensidade; a distribuição apresentou um máximo que certamente foi provocado por efeitos de seleção. Já que as energias foram calculadas a partir dos fluxos, o aspecto da distribuição (Figura 3.5) também sofreu a influência do critério de seleção e portanto não caracteriza propriedades da região-fonte.

Drake (1971), a partir da análise de seus parâmetros, concluiu que a maior ocorrência de certos valores indicaria que uma grande quantidade de eventos seria produzida sob as mesmas condições físicas, enquanto desvios destes valores típicos indicariam alterações nas condições físicas envolvidas.

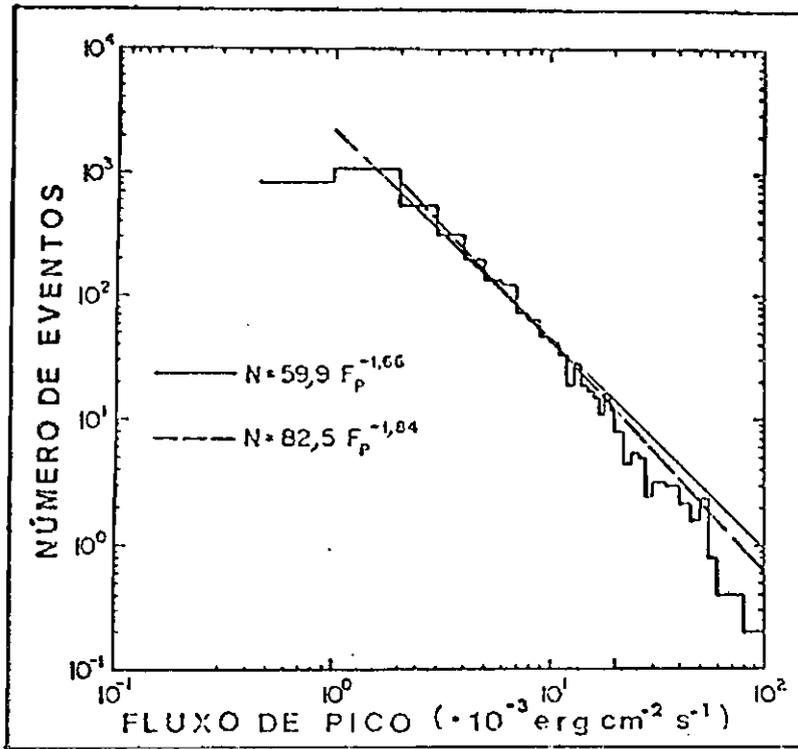


(a)

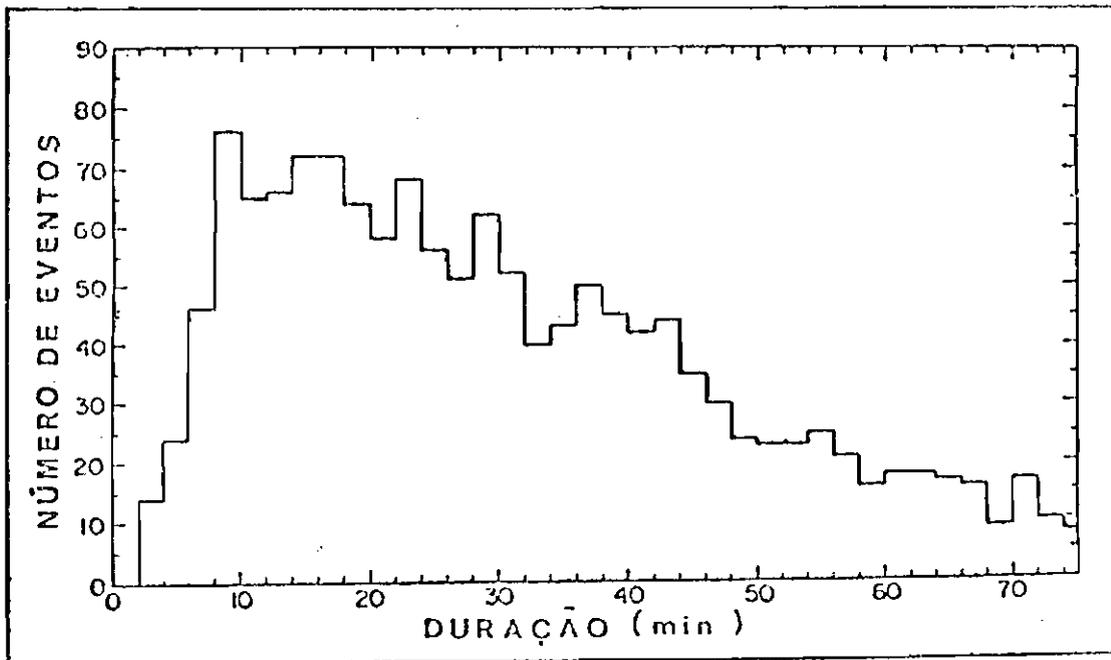
Fig. 3.5 - Distribuições diferenciais de eventos em raios X (2-12 Å), com respeito à energia (a), fluxo de pico (b) e duração (c).

FONTE: Drake (1971), p. 165, 164 e 159, respectivamente.

(continua)



(b)



(c)

Fig. 3.5 - Conclusão.

Utilizando a distribuição de energias obtida por Drake (1971), Rosner e Vaiana (1978) elaboraram um modelo para o mecanismo de liberação primária de energia. Considerando que o aspecto da distribuição, a qual poderia ser descrita por uma lei de potências, seria devido a características intrínsecas à fonte, elaboraram um modelo para a taxa de armazenamento e liberação de energia magnética, o qual explicava a distribuição de energias. Para a elaboração do modelo considerou-se a região da explosão como uma "caixa preta" sujeita ao trabalho de forças externas, e supondo que a explosão fosse um processo estocástico o qual destruiria efetivamente a sua própria configuração, que as regiões produtoras das explosões não interagissem entre si e que a duração da explosão fosse pequena comparada com o intervalo de tempo entre duas explosões sucessivas, puderam associar a ocorrência de uma explosão com uma densidade de probabilidade  $P(t)$  do tipo:

$$P(t) = \bar{\nu} e^{-\bar{\nu}t} ,$$

onde  $\bar{\nu} \equiv$  taxa média de explosões,  $P(t) \equiv$  probabilidade de ocorrer um evento num instante de tempo entre  $t$  e  $t + dt$ . Para a elaboração do mecanismo de armazenamento de energia considerou-se o caso de estado estacionário, no qual a taxa de relaxamento do campo magnético torcido seria suficientemente rápida para balancear a taxa de torção, deste modo, a energia magnética total na região ativa não variaria no tempo e, portanto, ter-se-ia um estado estacionário (Tucker, 1973).

A energia interna total do sistema seria expressa por

$$E_T(t) = E_0 + E(t) ,$$

onde  $E_T \equiv$  energia interna total,  $E_0 \equiv$  energia do estado não-perturbado e  $E(t) \equiv$  acréscimo de energia através da ação de forças externas, como por exemplo, a torção do arco magnético provocada pela rotação diferencial da atmosfera solar. A energia liberada segundo o processo estacionário seria expressa por:

$$\frac{dE_T}{dt} = \alpha E_T ,$$

de onde se obteve que:

$$E(t) = E_0(e^{\alpha t} - 1) \quad ,$$

que produz uma distribuição de energias:

$$\omega(E) = \omega_0 \left(1 + \frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} \quad ,$$

onde

$\alpha \equiv$  taxa da tensão aplicada ao sistema ( $s^{-1}$ ),

$\gamma \equiv (\bar{v} + \alpha)/\alpha$ ,  $\omega_0 \equiv (N/T) (\bar{v}/\alpha E_0)$ ,  $N \equiv$  número de eventos,

$T \equiv$  período de observação.

Com o modelo proposto para o mecanismo de armazenamento e liberação de energia, Rosner e Vaiana (1978) conseguiram explicar a distribuição de energias encontrada por Drake (1971).

Ao modificar as suposições acima, como por exemplo, supondo que o armazenamento de energia seja constante, ou seja:

$$\frac{dE_T}{dt} = \eta = \text{constante} \quad ,$$

obter-se-ia uma distribuição para as energias do tipo:

$$\omega(E) = \left(\frac{\bar{v}^2}{\eta}\right) e^{-\bar{v} \frac{E}{\eta}} \quad .$$

Rosner e Vaiana (1978) concluíram em seu trabalho que o armazenamento de energia processava-se num volume que era maior que aquele onde ocorria a liberação de energia, e que o mecanismo de armazenamento para a explosão deveria ser a torção das linhas do campo magnético devido à rotação diferencial que ocorre na altura dos pés do arco magnético.

Utilizando fluxos médios de eventos em raios X moles, centrados em  $\sim 10$  keV e inferidos a partir das anomalias de fase na propagação VLF de baixa ionosfera, Kaufmann et alii (1978) fizeram uma análise estatística e inferiram algumas condições de contorno para a liberação primária de energia dos "flares". Analisaram-se as distribuições referentes às durações (Figura 3.6) e energias (Figura 3.7) dos eventos; estas apresentavam máximos bem definidos em  $t \sim 8$  min e  $E \sim 10^{-2}$  erg  $\text{cm}^{-2}$  respectivamente, os quais, devido ao critério de seleção utilizado, parecem ser resultado de características intrínsecas às regiões-fontes, o que implica no caso das energias a existência de um limite finito inferior.

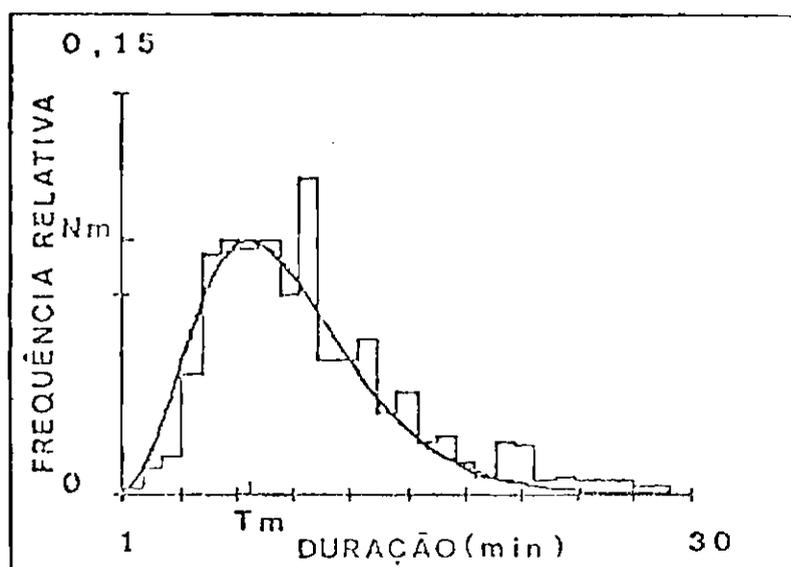


Fig. 3.6 - Histograma de duração em raios X moles.  
- Ajuste de poissoniana.

FONTE: Kaufmann et alii (1978), p. 106.

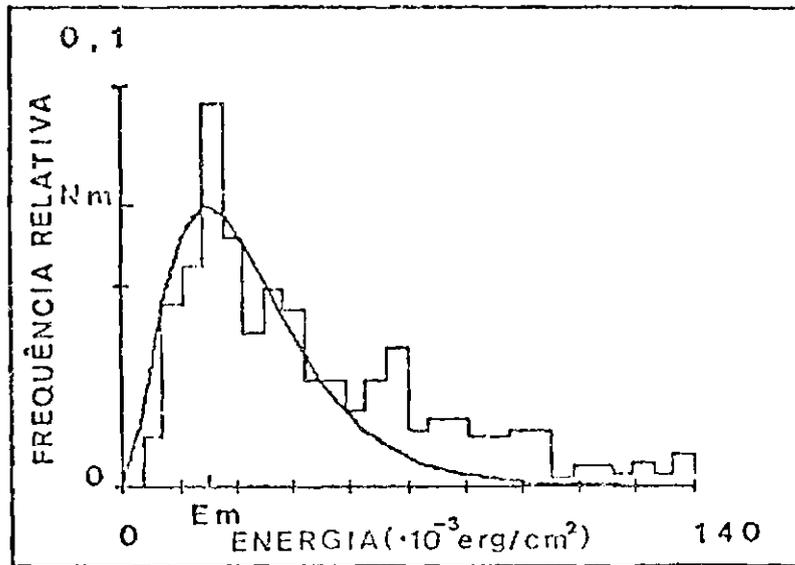


Fig. 3.7 - Histograma de energia em raios X moles.  
- Ajuste de poissoniana.

FONTES: Kaufmann et alii (1978), p. 107.

Da correlação encontrada entre a energia ( $E$ ) e o fluxo ( $I$ ) dos eventos (Figura 3.8) a qual era  $E \sim KI$  ( $K \equiv$  constante), e da existência de um corte real na distribuição de energias, Kaufmann et alii (1978) supuseram que cada evento observado seria na verdade uma superposição de vários eventos pequenos não resolvidos no tempo. Em seu histograma de energias, ajustaram uma distribuição maxwelliana do tipo:

$$NdE = C_1 E^\alpha e^{-\frac{C_2 E}{U}} dE ,$$

onde  $N \equiv$  frequência relativa do evento, e valendo-se da idéia de superposição de eventos pequenos, onde  $E = nU$  ( $U =$  energia média decada evento), obtiveram  $U \sim 3 \times 10^{-3}$  erg  $cm^{-2}$ , para fótons de 10 keV ( $0,5 - 3 \text{ \AA}$ ).

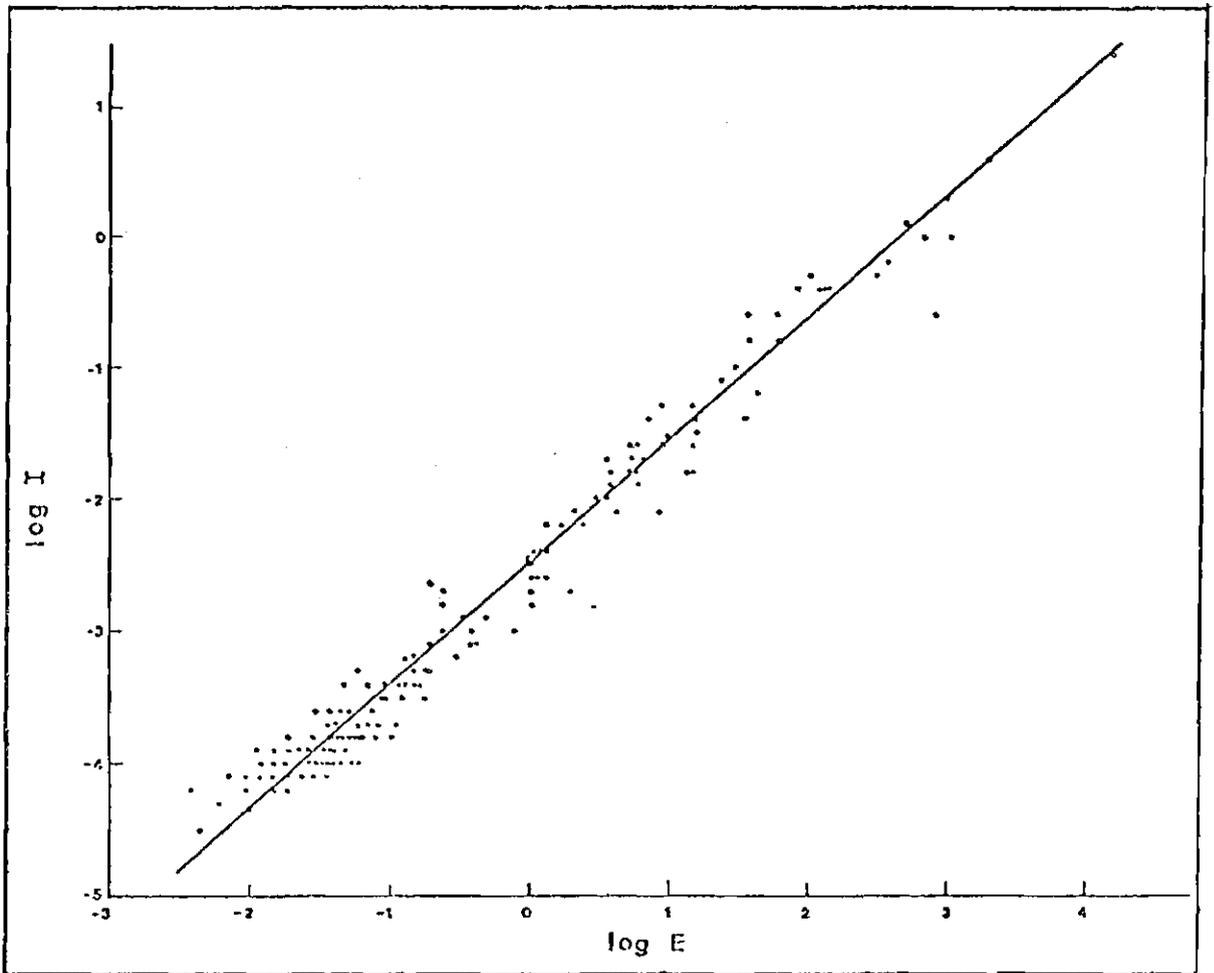


Fig. 3.8 - Correlação entre  $\log I$  e  $\log E$  ( $I \equiv$  fluxo de pico,  $E \equiv$  energia, ambos em unidades arbitrárias).

FONTE: Kaufmann et alii (1978), p. 108.

A existência de um máximo real na distribuição dos fluxos de pico (Figura 3.9) de eventos obtidos pelo satélite Explorer 37 na banda  $0,5 - 3 \text{ \AA}$  foi encontrada por Kaufmann et alii (1979). Os expoentes das leis de potências ajustadas às distribuições nas bandas  $0,5 - 3 \text{ \AA}$ ,  $1 - 8 \text{ \AA}$  e  $8 - 20 \text{ \AA}$  por Kaufmann et alii (1979) às distribuições de fluxo de pico estão comparáveis com o expoente encontrado por Drake (1971). Ao fazer a autocorrelação da distribuição verificou-se que os fluxos de pico apresentavam certa tendência de concentração para  $I \sim 10 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Figura 3.10), o que poderia estar relacionado com o truncamento observado na distribuição.

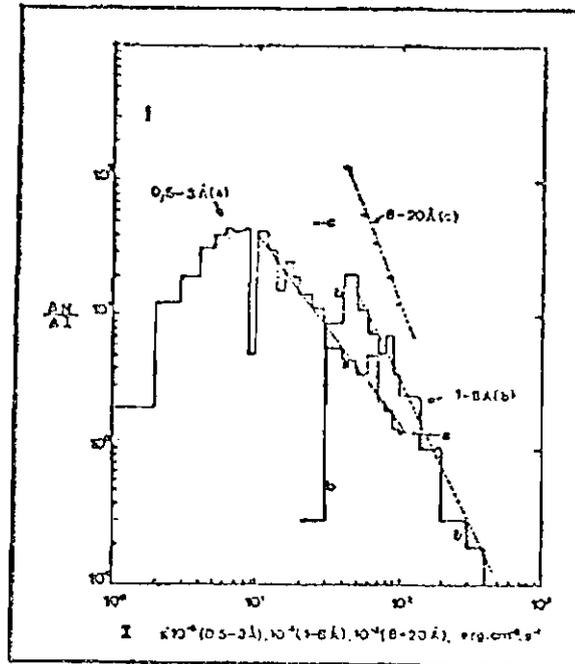


Fig. 3.9 - Distribuição diferencial para fluxos de pico (I) para três bandas de raios X moles (Explorer 77).  
 -  $\Delta N/\Delta I \equiv$  número de elétrons no intervalo  $\Delta I$  centrado no valor  $I$ .

FONTE: Kaufmann et alii (1979), p. 39.

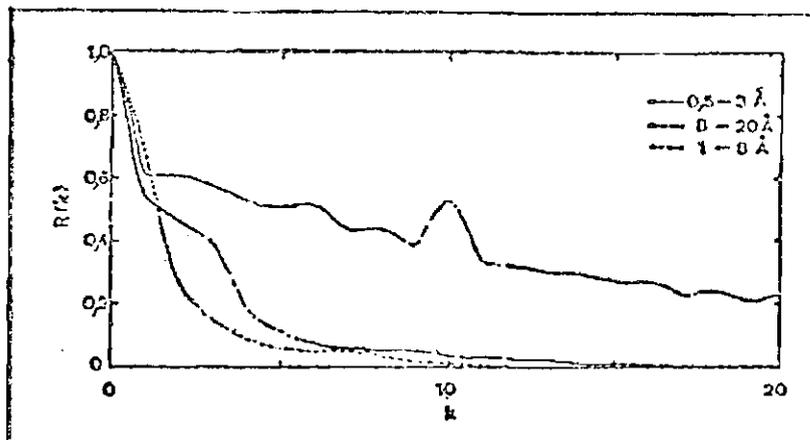


Fig. 3.10 - Função de autocorrelação para três bandas de energia de raios X moles (Explorer 77).  
 - Os intervalos  $10^{-5}$ ,  $45 \times 10^{-4}$  e  $13 \times 10^{-3}$  ergs  $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  são para 0,5 - 3 Å, 1 - 8 Å e 8 - 20 Å, respectivamente.

FONTE: Kaufmann et alii (1979), p. 42.

### 3.3 - CONCLUSÃO

Desta revisão verificou-se que a quase totalidade das distribuições estudadas até então, na faixa de microondas e raios X, sofre grande influência dos limites de detecção instrumental, bem como de critérios de seleção, não refletindo, portanto, de forma suficientemente confiável as características intrínsecas às regiões-fontes.

Apenas as distribuições de Kaufmann et alii (1980b) e Fokker (1980) para microondas e Kaufmann et alii (1978) para raios X moles apresentam máximos que parecem refletir características intrínsecas às regiões-fontes, pois estão acima dos limites de detecção e não sofreram influência dos critérios de seleção. Poderiam, portanto, ajudar no estabelecimento de condições de contorno para o fenômeno da explosão solar. A distribuição de durações do Drake (1971) para raios X moles também representa características da região-fonte, pois as durações não sofreram tanta influência dos critérios de seleção.



## CAPÍTULO 4

### COMPORTAMENTO ESTATÍSTICO DE EVENTOS OBSERVADOS EM RAIOS X DUROS COM O SATÉLITE "SOLAR MAXIMUM MISSION" - SMM

#### 4.1 - OBJETIVOS

Dos estudos estatísticos realizados anteriormente verificou-se que a maioria das distribuições estava altamente influenciada por efeitos de seleção e limites de detecção instrumental, portanto, não servindo para se estabelecerem condições de contorno para o problema de armazenamento e liberação de energia em explosões solares.

O único conjunto de dados, apesar de pequeno, que pareceu fornecer um resultado mais significativo foi o utilizado por Kaufmann et alii (1980b) na faixa de microondas em cuja distribuição se encontrou um máximo o qual estava bem acima do limite de detecção instrumental.

Na faixa de raios X moles todos os dados utilizados sofriam influência de efeitos de seleção bem como de limitações instrumentais, portanto, deixando a desejar qualquer conclusão tirada a partir deles. Uma exceção pode ser feita com dados de explosões solares em raios X moles inferidos de avanços de fase em VLF (Kaufmann et alii, 1978) os quais aparentemente não estão afetados por efeitos de seleção; os resultados obtidos segundo a técnica de VLF foram altamente sugestivos.

Com a chegada do período do máximo do 21º ciclo solar e a operação do satélite SMM que possui experimento em raios X duros com alta resolução temporal e alta sensibilidade, o estudo do comportamento estatístico de explosões solares mereceu um enfoque especial com o intuito de obter informações mais viáveis sobre as condições de contorno procuradas. Com este objetivo montaram-se distribuições referentes às durações, fluxos de pico e energias ( $\equiv$  número total de contagens) dos eventos observados em raios X duros (para energias de fótons  $\geq$  26 keV) e fez-se uma análise de sua morfologia para se verificar suas tendências.

#### 4.2 - O SATÉLITE SMM

O objetivo científico principal do SMM foi orientado à compreensão da física das explosões solares. Com este intuito selecionaram-se especificamente seis instrumentos para o estudo em altas energias das explosões e de suas manifestações coronais. Uma lista dos instrumentos, os nomes dos principais investigadores e as instituições participantes estão contidas na Tabela 4.1.

TABELA 4.1

EXPERIMENTOS DO SMM

EXPERIMENTO	RESPONSÁVEL	ORGANIZAÇÃO
Espectrômetros de raios $\gamma$	E. L. Chupp	U. New Hampshire (Instituto Max Planck, Garching, E NRL)
Espectrômetro de raios X duros (HXRBS)	K. Frost	Goddard Space Flight Center
Espectrômetro imageador de raios X duros	C. de Jager	SRL Utrecht
Policromatôgrafo de raios X moles	L. W. Acton J. L. Culhane A. H. Gabriel	Lockud Mullard Space Science Lab Appleton Lab
Espectrômetro e Polarímetro de UV	E. Tandberg-Hanssen	Marshall Space Flight Center Goddard Space Flight Center
Coranógrafo/Polarímetro	L. House	High Altitude Observatory
Pacote de Monitoramento constante do sol	R. C. Wilson	Jet Propulsion Laboratory

FONTE: Bohmn et alii (1980).

Os dados obtidos através dos seis instrumentos servem para dar informações sobre armazenamento e liberação primária de energia das explosões, aceleração de partículas, aquecimento de plasma e ejeção de matéria.

Para a presente análise utilizaram-se os dados obtidos com o espectrômetro de raios X duros (HXRBS), na faixa de energia entre 25 - 450 keV, cujo detector é um cristal cintilador de  $CsI(Na)$  bem protegido, possuindo uma área efetiva de  $\sim 50 \text{ cm}^2$  e campo de visão de  $40^\circ$  FWHM. A resolução temporal do detector principal, cujos dados foram usados nesta pesquisa, é de 0,128 s com alta sensibilidade (na faixa de 20-200 keV, cujo limite seria um fluxo de  $2 \times 10^{-1} \text{ f\u00f3tons cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$  durante  $t \sim 1 \text{ s}$ ). Para descrição mais detalhada do HXRBS veja-se Orwig et alii (1980).

O período de operação do experimento HXRBS no satélite usado neste experimento foi  $\sim 2$  anos correspondente a 14/02/80 até 03/82, durante a época do máximo do 21º ciclo solar.

O SMM foi lançado de modo a permanecer numa órbita circular a uma altura  $\sim 600 \text{ km}$ , com inclinação  $\sim 30^\circ$ , seu tempo de observação no Sol era  $\sim 60\%$  de seu período orbital de 95 min.

As observações sofriam interrupções quando o satélite passava atrás da Terra - "noite do satélite", na passagem pela região das anomalias magnéticas do Atlântico Sul e, às vezes, por falhas instrumentais; estes períodos geralmente eram inferiores a 24 horas.

#### 4.3 - CRITÉRIOS DE SELEÇÃO DOS EVENTOS

Os dados espectrais foram obtidos através de contagens de f\u00f3tons feitas a cada 128 ms, as quais eram distribuídas e gravadas em 15 canais que compreendiam um intervalo em energia 25 - 450 keV.

Além dos dados espectrais, também era gravado em memória separada com resolução temporal de ms o número de contagens na faixa de energia 25 - 450 keV em torno do pico de eventos considerados grandes, ou seja, que excedessem a taxa de 800 cont/s. O tempo absoluto de todas as contagens tem uma precisão de poucos milissegundos, sendo portanto viáveis ao estudo de estruturas ultra-rápidas (Kaufmann et alii, 1983).

Qualquer evento que apresentasse um aumento de 10% em sua taxa de contagem durante uns poucos segundos poderia ser detectado de forma confiável acima do nível de fundo do canal 2 de  $\sim 12$  cont/s correspondendo a um limite de detecção de  $\sim 10^{-3}$  fótons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$  para 30 keV; para todos os eventos detectados montou-se um gráfico padronizado de taxa de contagem  $\times$  tempo (Figura 4.1), onde as contagens eram a soma das contagens dos 15 canais; a resolução temporal destes gráficos era de 1,024 segundos.

Após serem feitos os gráficos padronizados, os eventos foram listados (Dennis et alii, 1982); nesta listagem constam: número do evento, tempo de início, tempo de pico, duração, taxa de contagem de pico e para os eventos considerados grandes (fluxo de pico  $\geq 100$  cont/s e/ou duração  $\geq 200$ s) também o número total de contagens. As durações na listagem têm um arredondamento de 5s.

Devido ao fato de os critérios de seleção não estarem bem definidos, só se pode dizer com certeza que apenas o conjunto de eventos que possuíam fluxo de pico  $\geq 100$  cont/s não sofreu efeitos de seleção. Portanto, para o estudo referente às energias dos eventos, utilizar-se-ão apenas aqueles cujo fluxo de pico é  $\geq 100$  cont/s, de modo a eliminar os possíveis efeitos de seleção que possam influenciar as tendências estatísticas, permitindo que estas reflitam características intrínsecas às regiões-fontes.

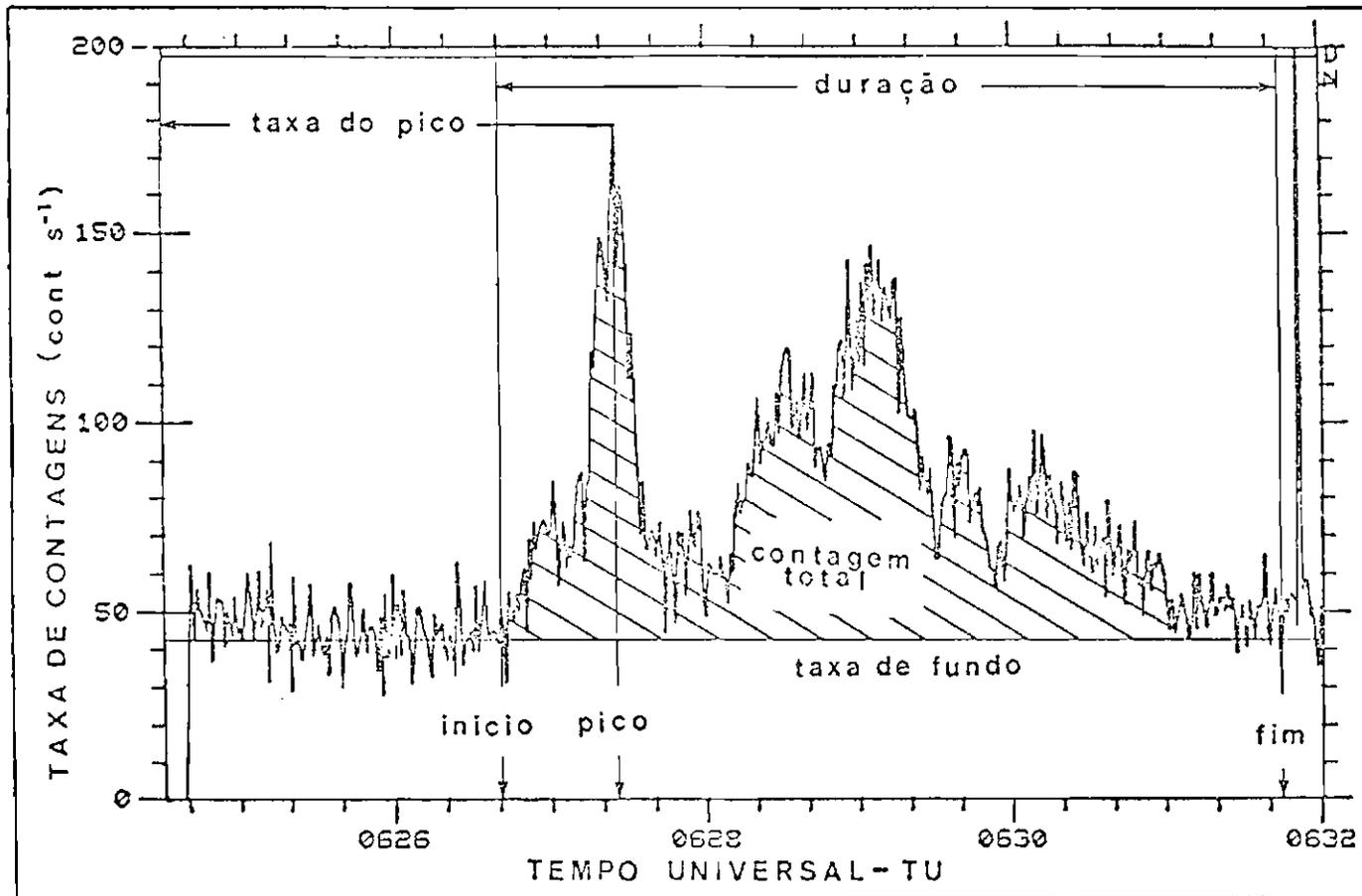


Fig. 4.1 - Perfil padronizado dos eventos observados em raios X duros com o HXRBS do SMM.

FONTE: Dennis et alii (1982), p. 8.

#### 4.4 - DISTRIBUIÇÕES

Para a análise de comportamento estatístico montaram-se histogramas com os dados referentes às energias (contagem total) (Figura 4.2), durações (Figura 4.3) e fluxos de pico (Figura 4.4) dos eventos obtidos da listagem (Dennis et alii, 1982) durante o período de 02/80 a 08/81.

A distribuição de energias contém um "ensemble" de ~1000 eventos e refere-se às contagens totais obtidas da listagem; o conjunto de eventos utilizados apresentavam fluxo de pico  $\geq 100$  cont/s para que se eliminassem efeitos de seleção, bem como influências do limite de detecção. Estes efeitos são eliminados pois sabe-se que ~100% dos eventos com fluxo de pico  $\geq 100$  cont/s foram detectados.

Um "ensemble" de 3300 eventos foi utilizado para as distribuições de duração e fluxos de pico; os fluxos de pico apresentam um limite de detecção ~40 cont/s devido às contagens de fundo dos 15 canais somados.

Os histogramas foram feitos utilizando um programa básico da calculadora HP9830 adaptado às condições do presente problema devido à sua limitada capacidade de memória.

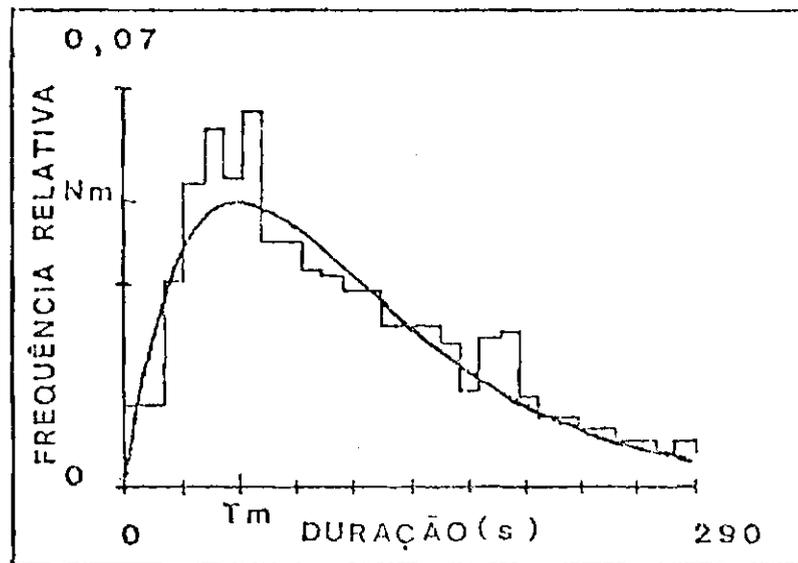


Fig. 4.2 - Distribuição de duração para eventos observados em raios X duros com o experimento HXRBS-SMM.

- Ajuste de poissoniana.

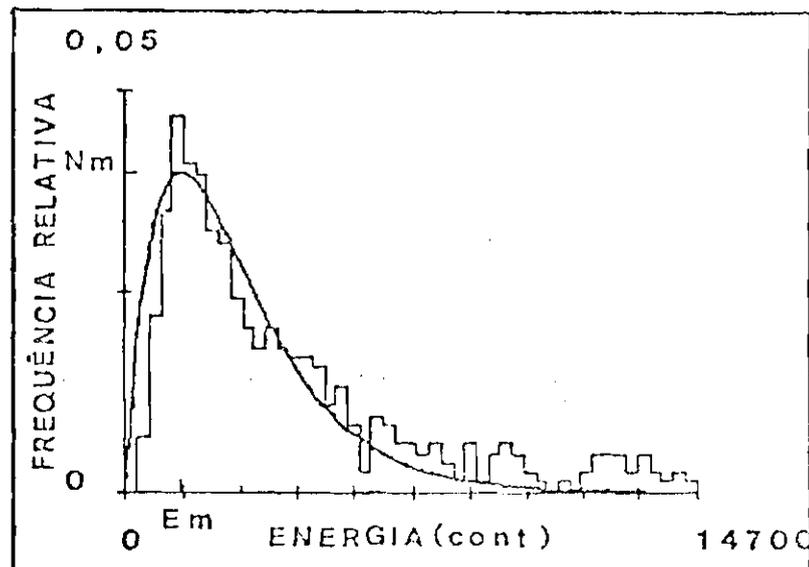


Fig. 4.3 - Distribuição de energia para eventos observados em raios X duros com o experimento HXRBS-SMM.

- Ajuste de poissoniana.

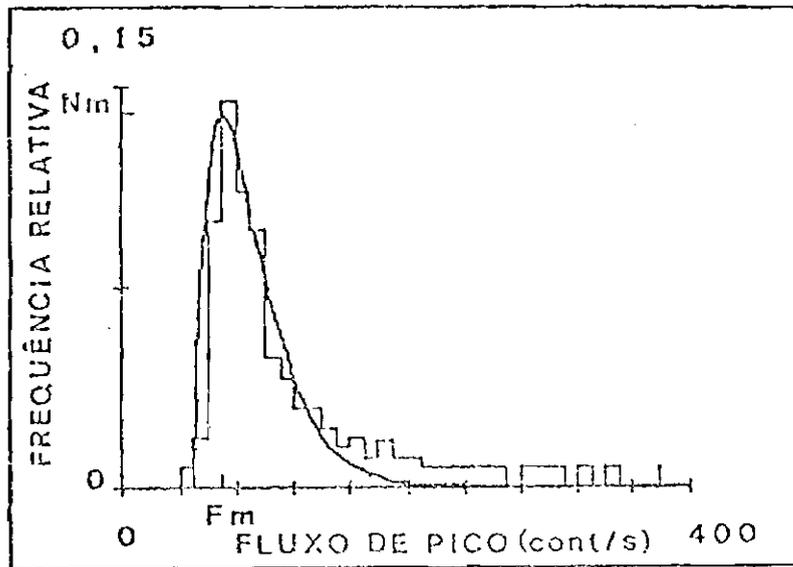


Fig. 4.4 - Distribuição de fluxo de pico para eventos observados em raios X duros com o experimento HXRBS - SMM.

- Ajuste de poissoniana.

A célula do histograma dos fluxos de pico está relacionada com a sensibilidade das medidas  $\sim 10$  cont/s. A distribuição de durações, devido ao fato de as medidas sofrerem um arredondamento de  $\sim 5$ s, foi montada utilizando  $\Delta t \sim 10$ s. Com referência às energias o critério torna-se mais complicado. Como se pretende obter informação sobre a hipótese da quase-quantização das explosões solares a utilização de histograma com  $\Delta E < \langle e \rangle$  ( $\langle e \rangle$  quantidade primária de energia) não teria significado físico. Mas este valor não é conhecido, e para resolver este problema de escolha do  $\Delta E$  foi produzida uma série de histogramas com diferentes  $\Delta E$  e escolheu-se aquele a partir do qual o "ruído" da distribuição tendia a zero, ou seja, aquele para o qual o erro da densidade de probabilidade de  $(\sigma_{n_{eV}}/N\Delta x)$  tendia a zero (Figura 4.5). Com este critério obteve-se  $\Delta E \sim 200$  cont/s como o mais apropriado.

Como o objetivo deste trabalho é apenas ter uma estimativa de ordem de grandeza da quantidade primária esta escolha  $\Delta E$  não é crítica.

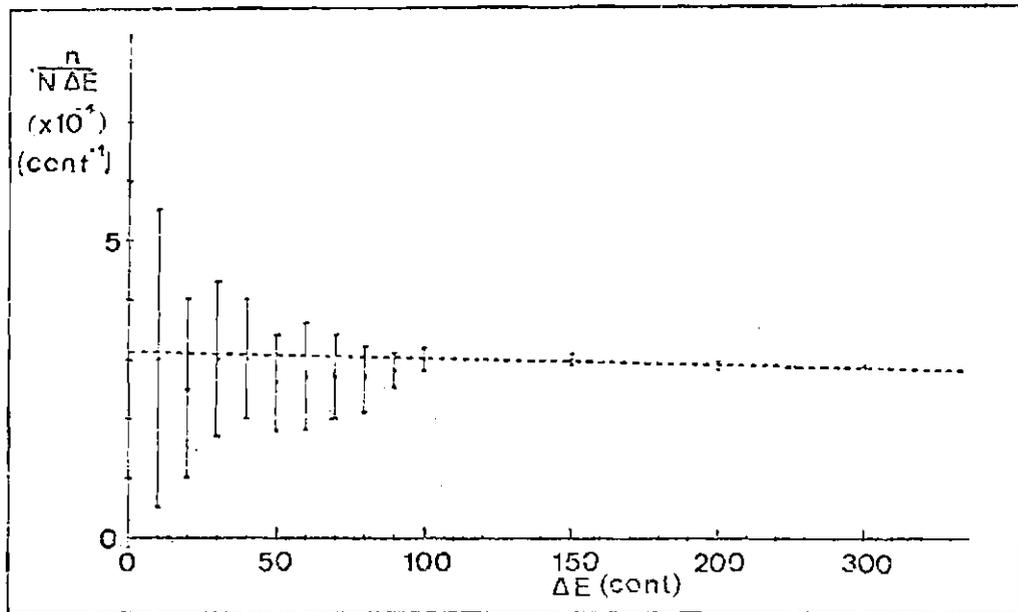


Fig. 4.5 - Estimativa de  $\Delta E$ .

Com a finalidade de facilitar o desenrolar do trabalho os histogramas foram remontados para serem utilizados pela calculadora HP 85, a qual oferecia mais recursos para sua manipulação.

Nas distribuições de energias e durações verificou-se a presença de máximos em  $\sim 1400$  cont (Figura 4.2) e  $\sim 60$  s (Figura 4.3) respectivamente, valores que podem não ter sofrido influências dos critérios de seleção nem de limites instrumentais, portanto indicando propriedades intrínsecas à região-fonte. No caso dos fluxos de pico (Figura 4.4) existe um corte bem evidente na distribuição para fluxos inferiores a 40 cont/s devido ao fluxo de fundo; tem-se a presença de um máximo  $\sim 70$  cont/s, mas não se pode afirmar que é devido a características intrínsecas à fonte, pois só para taxas acima de 100 cont/s é que todos os eventos foram detectados.

Deste modo, a existência de um máximo nas distribuições, apenas sugerido anteriormente em outros trabalhos, parece ser real e pode fornecer informações sobre as condições de contorno que envolvem o fenômeno das explosões solares.



## CAPÍTULO 5

### CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA O FENÔMENO DAS EXPLOSÕES SOLARES

#### 5.1 - AJUSTES

Supondo que os máximos encontrados nas distribuições dos parâmetros das explosões solares sejam um reflexo das características intrínsecas às regiões-fontes, procurou-se uma função de distribuição de probabilidades que melhor se ajustasse a elas. Verificou-se que as distribuições dos parâmetros (energia, duração e fluxo de pico), representados de forma genérica por  $X$ , apresentam uma tendência linear para valores pequenos de  $X$ , enquanto para valores relativamente grandes apresentam um decaimento exponencial.

Considerando a forma da distribuição resultante e que a ocorrência de uma explosão solar seja um processo aleatório que corresponde a fenômenos físicos independentes, escolheu-se para o ajuste uma função de distribuição de probabilidades do tipo poissoniana:

$$P_{\lambda}(X)dX = \frac{k_1 X^{\lambda} e^{-k_2 X}}{\lambda!} dX, \quad (5.1)$$

onde:

$P_{\lambda}(X)dX \equiv$  probabilidades de ocorrer um evento com o parâmetro  $X$  entre  $X$  e  $X + dX$ ;

$\lambda \equiv$  grau da poissoniana;

$k_1$  e  $k_2 \equiv$  parâmetros da poissoniana;

$X \equiv$  parâmetros do evento (energia, duração, fluxo do pico).

Os parâmetros  $k_1$  e  $k_2$  foram expressos em termos dos valores do ponto de máximo da função poissoniana, onde  $(dP_\lambda(X)/dX)/X = X_m = 0$ , resultando em:

$$k_1 = \frac{\lambda! N_m e^\lambda}{X_m^\lambda} \quad (5.2)$$

e

$$k_2 = \frac{\lambda}{X_m} \quad (5.3)$$

sendo:

$X_m \equiv$  valor do parâmetro para o qual a função da distribuição é máxima;

$N_m \equiv$  máximo da função de distribuição.

Os parâmetros dos ajustes para os histogramas foram obtidos utilizando a HP 85 através de um método iterativo de tal forma a se obter o menor desvio quadrático médio D:

$$D = \left[ \frac{\sum_{i=1}^N [Y_i(X_i) - P_\lambda(X_i)]^2}{N - 1} \right]^{1/2} ,$$

onde:

$N \equiv$  número de pontos utilizados;

$Y_i \equiv$  probabilidade de ocorrência  $X_i$ ;

$P(X_i) \equiv$  probabilidade poissoniana de ocorrência de  $X_i$ .

Ao se obterem os parâmetros  $k_1$  e  $k_2$  das poissonianas, traçaram-se os ajustes nas distribuições para os diferentes parâmetros X dos eventos. Para os eventos observados em raios X duros (30 - 400 keV) com o experimento HXRBS do SMM fizeram-se os ajustes às distribuições de energia e duração; e o ajuste no último parâmetro foi apenas especulativo, pois esta distribuição apresenta efeitos de seleção (Figura 4.4).

Em raios X moles fizeram-se os ajustes às distribuições de duração (2 - 12 Å) (Figura 5.1), obtida por Drake (1971); e de energia (fótons ~10 keV) (Figura 3.7) e duração (Figura 3.6), obtidas por Kaufmann et alii (1978). Na faixa de microondas para 22 GHz fez-se o ajuste à distribuição de energias obtida a partir de um levantamento estatístico feito por Kaufmann et alii (1980b) (Figura 3.4).

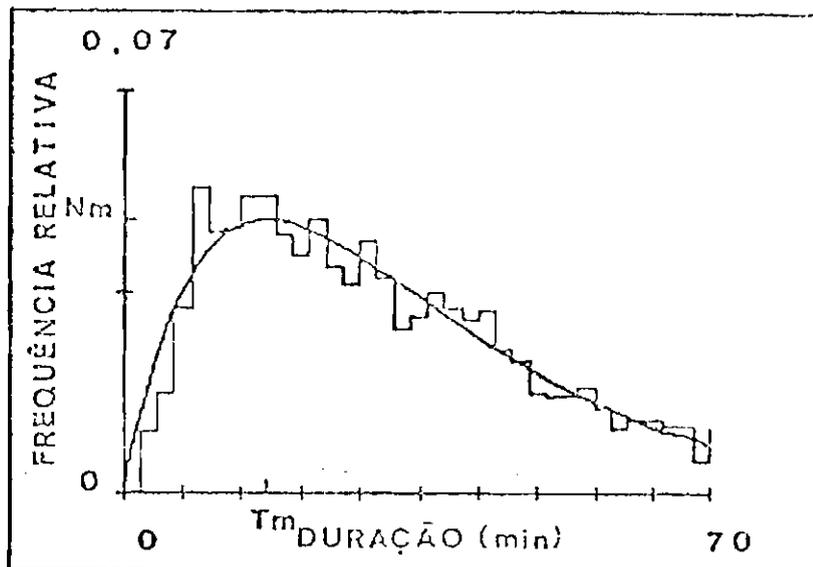


Fig. 5.1 - Ajuste de poissoniana à distribuição de durações em raios X moles (2-12 Å), obtida por Drake (1971).

## 5.2 - CONDIÇÕES DE CONTORNO

Verificou-se que os máximos encontrados nas distribuições de energia e duração podem ser reais, não sendo efeito do limite de detecção instrumental devido à alta sensibilidade instrumental, portanto, refletindo características intrínsecas às regiões-fontes.

A existência do máximo na distribuição de energia significa que a produção de eventos com energia relativamente pequena é pouco provável de ocorrer, o que leva à idéia da existência de uma energia mínima abaixo da qual não se observa a ocorrência de nenhum evento.

Com a caracterização de máximos reais, bem como com a viabilidade do ajuste de poissonianas às distribuições, supôs-se que os eventos observados são, na verdade, superposições de múltiplos eventos pequenos semelhantes entre si (Kaufmann et alii, 1978; Kaufmann et alii, 1980a), cujas características seriam determinadas pelas condições físicas da região onde foram produzidos, entre elas a densidade do plasma e a intensidade do campo magnético.

Considerando o parâmetro  $E$  referente à energia dos eventos, e a partir da idéia de superposição de eventos pequenos os quais serão chamados de eventos primários, ter-se-ia que:

$$E = \sum_{i=1}^n E_i ,$$

onde

$E$   $\equiv$  energia total emitida durante uma explosão solar;

$n$   $\equiv$  número de eventos primários;

$E_i$   $\equiv$  energia do evento primário.

Assim, a energia total de uma explosão seria a somatória das energias dos eventos primários que o constituíram; sendo produzidos numa mesma região ativa, estes eventos primários devem apresentar características semelhantes e, portanto, talvez se possa considerar que  $E_i \approx \langle e \rangle_{es} = \text{constante}$  e, deste modo, obtém-se que  $\bar{E} = n \langle e \rangle_{es}$ , onde  $\langle e \rangle_{es}$  representa uma energia média avaliada estatisticamente.

Com um procedimento análogo ao feito para o parâmetro das energias, podem ser determinadas quantidades primárias de qualquer parâmetro  $X$  que satisfaça às condições acima, ou seja, possua uma distribuição que apresente um máximo real e a qual se possa ajustar uma poissoniana. Deste modo:

$$X = n \langle x \rangle_{es} .$$

Sendo  $P_\lambda(x)$  uma função já normalizada,  $\int_0^\infty P_\lambda(x) dx = 1$ , e usando o resultado da superposição de eventos primários, substituindo o valor de  $X$  por  $n \langle x \rangle_{es}$  e utilizando a Expressão 5.1, com parâmetros da poissoniana expressos segundo as Relações 5.2 e 5.3 obteve-se o valor da quantidade primária  $\langle x \rangle_{es}$  em termos dos parâmetros dos ajustes:

$$\langle x \rangle_{es} = - \frac{\lambda! N_m X_m e^\lambda}{\lambda^{\lambda+1}} . \quad (5.4)$$

### 5.3 - APLICAÇÕES E DISCUSSÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO

Após ter-se encontrado os parâmetros das poissonianas para as diferentes distribuições estimaram-se os valores das quantidades primárias utilizando a Expressão 5.4; os valores estão na Tabela 5.1 para as diferentes faixas de energia.

TABELA 5.1

QUANTIDADES PRIMÁRIAS OBTIDAS DO ESTUDO ESTATÍSTICO

	ENERGIA OU FREQUÊNCIA	$\langle e \rangle_{es}$	$\langle t \rangle_{es}$
RAIOS X MOLES	10 keV (Kaufmann et alii, 1978)	$4 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2}$ $25 \times 10^{25} \text{ ergs}$	2 min
	0,3 - 8 Å (Drake, 1971)	. . . .	2 min
RAIOS X DUROS	25 keV	150 cont	8 s
MICROONDAS	22 GHz	0,9 u.f.s. $6 \times 10^9 \text{ ergs}$	. . . .

Uma tentativa simples para verificar a idéia da superposição dos eventos primários é através da análise mais detalhada de um histograma dos dados cujos intervalos sejam razoavelmente menores do que o valor do parâmetro  $\langle x \rangle$  esperado. Se a suposição for procedente poder-se-ia obter uma tendência de concentração de eventos em torno de múltiplos inteiros da quantidade primária.

Para esta verificação utilizou-se a distribuição referente à energia dos eventos observados em raios X duros com o experimento HXRBS do SMM. Montou-se a distribuição com intervalos de 50 cont (Figura 5.2), valor este escolhido considerando o tamanho da amostragem. Verificou-se que a tendência de concentração em torno de certos valores realmente existia. Através da autocorrelação do histograma, subtraindo-se a poissoniana ajustada, obteve-se que as concentrações ocorriam para valores os quais eram múltiplos inteiros de  $(130 \pm 23)$  cont (Figura 5.3), o qual está consistente com o valor estimado a partir da análise estatística ~150 cont, considerando a superposição de eventos primários.

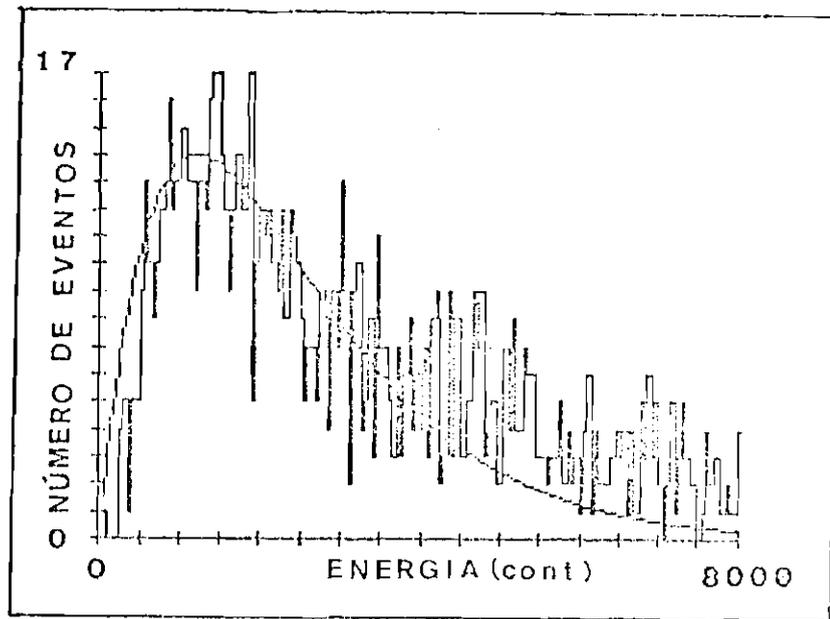


Fig. 5.2 - Distribuição de energia na faixa de raios X duros (SMM).

- Intervalo do histograma - 50 cont. 0 ajuste é uma poissoniana

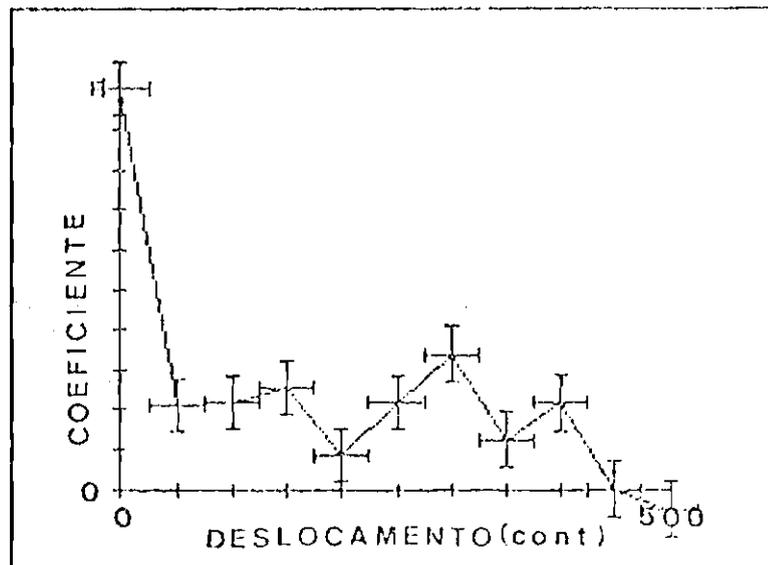


Fig. 5.3 - Autocorrelação da distribuição da Figura 5.2, após ser subtraída a poissoniana.

No caso das distribuições de duração a verificação da tendência de concentração não foi possível ser realizada, pois estas sofreram um arredondamento de 5s, o qual é comparável à quantidade primária estimada  $\langle t \rangle \sim 8s$ .

#### 5.4 - CONCLUSÃO

Supondo que os máximos encontrados nas distribuições são reflexos de características intrínsecas às regiões-fontes, fizeram-se os ajustes de poissonianas a elas. Usando a idéia de superposição de eventos pequenos sugerida por Kaufmann et alii (1978), Kaufmann et alii (1980a) e Brown et alii (1980), onde se considera que as explosões solares são na verdade uma superposição de eventos primários semelhantes entre si, admitiu-se que os valores dos parâmetros primários podem ser estimados a partir do ajuste de poissonianas e de sua condição de normalização.

Para o parâmetro de energias dos dados obtidos com o experimento HXRBS no SMM estimou-se o valor da quantidade primária  $\langle e \rangle_{es}$  e verificou-se que este é consistente com o valor obtido através da autocorrelação da distribuição de energias, o qual foi montado com intervalos razoavelmente menores do que  $\langle e \rangle_{es}$ . Existem, assim, duas evidências independentes de que os eventos tendem a se concentrar em torno de múltiplos inteiros de  $\langle e \rangle \sim 130$  cont.

A partir destas evidências estatísticas consegue-se estabelecer algumas condições de contorno para o fenômeno da explosão solar.

A primeira condição encontrada seria a de que as condições físicas das regiões onde foram produzidos os eventos têm em sua maioria características físicas semelhantes, isto porque os parâmetros dos eventos têm valores preferenciais, os quais resultam num máximo nas distribuições. A outra condição seria a de que um evento solar é na verdade a superposição de uma série de eventos primários que se convolucionariam no tempo e no espaço.

## CAPÍTULO 6

### AS CONDIÇÕES DE CONTORNO E AS EVIDÊNCIAS DIRETAS EM MICROONDAS E RAIOS X

Nos capítulos anteriores realizou-se o estudo do comportamento estatístico de uma série de eventos observados nas faixas de microondas e raios X, cujas distribuições sugeriram a influência de características intrínsecas às regiões-fontes. A partir deste estudo estabeleceram-se algumas condições de contorno para o fenômeno das explosões solares, entre elas a suposição de que os eventos observados seriam na verdade a superposição de eventos primários em resposta a injeções primárias de energia.

Verificou-se também que eventos observados com instrumentos que possuem grande sensibilidade e alta resolução temporal, tanto em microondas como em raios X, apresentavam estruturas ultra-rápidas com durações de frações de segundo (Dröge, 1977; Slottje, 1978; Kaufmann et alii, 1980a; Kaufmann et alii, 1980b; Orwig et alii, 1981; Charikov et alii, 1981; Kaufmann et alii, 1983; Takakura et alii, 1983) superpostas a uma componente mais lenta (~10s) a qual poderia ser associada aos chamados "Elementary Flare Bursts" - EFB (Van Beek et alii, 1974). As estruturas ultra-rápidas apresentam, também, boa correlação entre as observações em microondas e raios X duros (Kaufmann et alii, 1983; Takakura et alii, 1983).

As estruturas ultra-rápidas talvez sejam uma indicação de que as explosões solares possam ser a superposição de eventos primários, os quais puderam ser resolvidos devido à grande sensibilidade e alta resolução temporal com que foram realizadas as observações.

Através da análise de dois eventos observados conjuntamente nas faixas de microondas e raios X duros com alta resolução temporal e sensibilidade e utilizando a condição de eventos primários pretende-se estimar a quantidade primária de energia  $\langle e \rangle_0$  para raios X duros em microondas e verificar se o valor está compatível com aquele estimado a partir da análise estatística.

Para cada estrutura primária a comparação entre as quantidades primárias obtidas estatisticamente e através de observações diretas servirá apenas para se verificar se as ordens de grandeza dos valores estão compatíveis, pois os dados utilizados para a análise não foram obtidos com muito rigor, em relação às quantidades primárias envolvidas. Os eventos em microondas foram observados em apenas uma polarização linear, ou seja, sua energia é menor do que a energia real emitida, pois não conta com a contribuição das outras polarizações. A análise estatística dos eventos em raios X duros utilizou qualquer tipo de explosão, sendo que as de interesse seriam apenas as relacionadas com a fase impulsiva, ou seja, aquelas referentes à liberação primária de energia (Lin and Hudson, 1971). O comportamento estatístico para explosões em microondas é mais problemático, pois utilizaram-se apenas eventos tipo "spike" produzidos na região McMath 15403 em julho de 1978, cujo tamanho da amostragem era reduzido (apenas 100), e portanto, pouco significativo estatisticamente, e também em apenas uma polarização linear.

As observações em microondas (evento I - 18/12/80, evento II - 04/11/81) foram feitas no Radiobservatório do Itapetinga com uma antena parabólica de 14 m operando em uma polarização linear nas frequências de 22 e 44 GHz com sensibilidade de 0,03 u.f.s. e resolução temporal de 1 ms (Kaufmann et alii, 1980a).

O evento de 18/12/80 foi observado em raios X duros com o experimento HXRBS do SMM, que possui alta sensibilidade e resolução temporal 128 ms, com uma área efetiva  $\sim 50 \text{ cm}^2$  (Orwig et alii, 1980). O evento 04/11/81 foi observado com o experimento HXM ("Hard X-ray Monitor") do satélite Hinotori, com alta sensibilidade e resolução temporal de 7,8 ms, com uma área efetiva  $\sim 50 \text{ cm}^2$  (Takakura et alii, 1980).

#### 6.1 - EVENTO I - 18/12/80

Este "super-spike" ocorreu às 1921:20TU e durou  $\sim 10$ s; foi observado nas frequências de 22 e 44 GHz com o radiotelescópio do Itapetinga e em raios X duros com o experimento HXRBS do SMM (30 - 400 keV) (Figura 6.1 e 6.2); com instrumentos de elevada sensibilidade e resolução temporal de milissegundos.

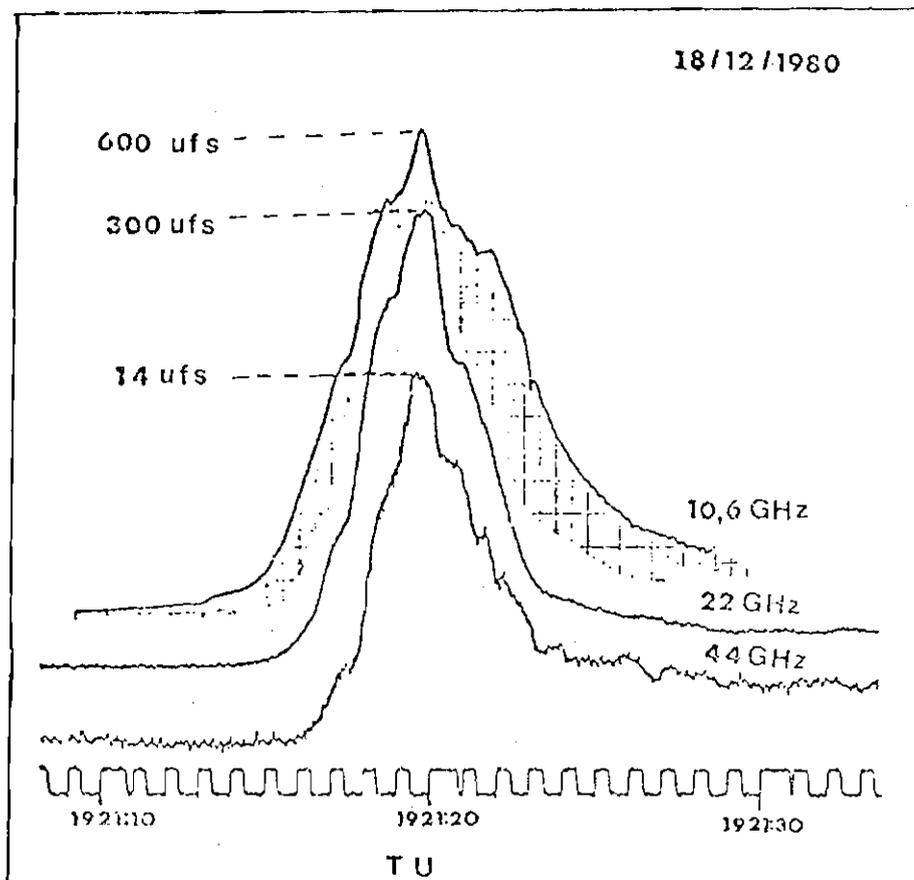


Fig. 6.1 - Perfil do evento de 18/12/80 em 3 frequências na faixa de microondas.

- 10,6 GHz (OVRO), 22 e 44 GHz (Itapetinga).

FORTE: Kaufmann et alii (1983).

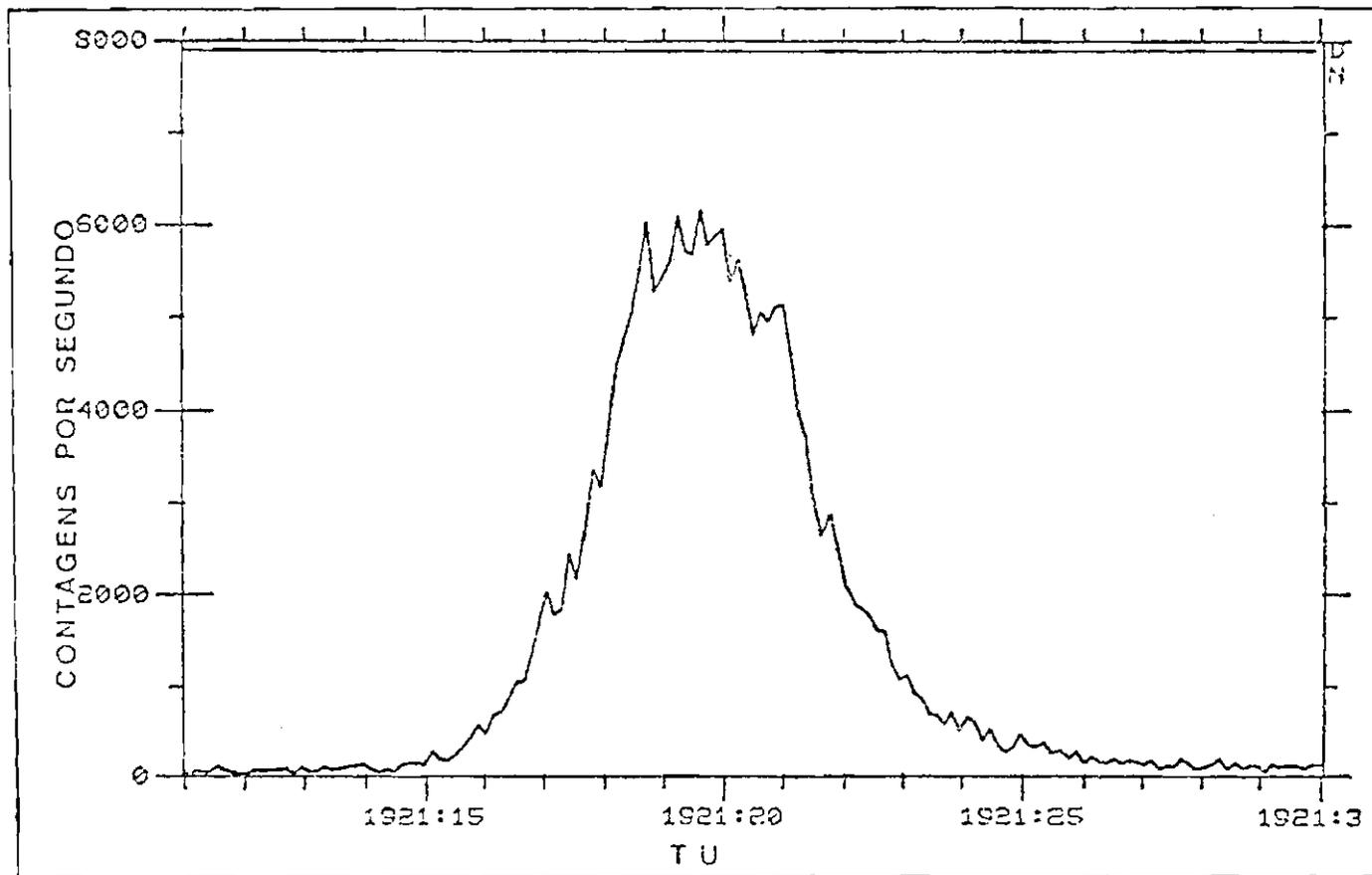


Fig. 6.2 - Perfil do evento de 18/12/80 em raios X duros, obtido com o experimento HXRBS-SMM.

Ao fazer a expansão temporal do trecho referente ao pico do evento, verificou-se que este apresentava estruturas ultra-rápidas, com duração de frações de segundos, superpostas a componente mais lenta (Figura 6.3).

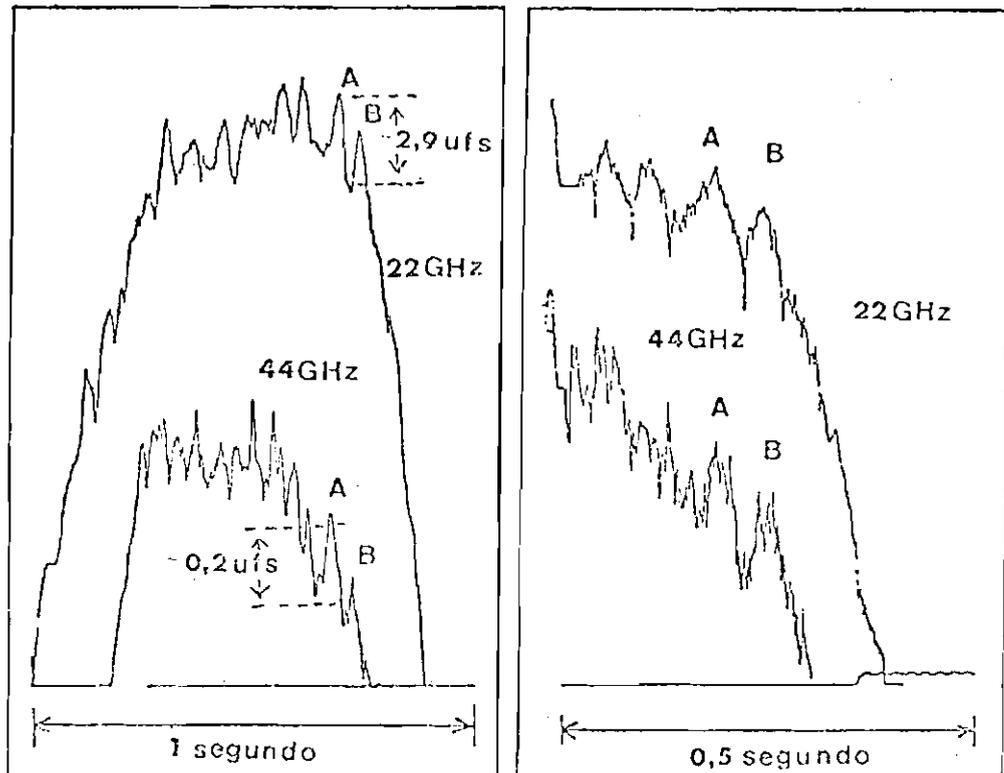


Fig. 6.3 - Expansão do pico do evento de 18/12/80.

FONTE: Kaufmann et alii (1983).

O fluxo pico-a-pico destas estruturas rápidas era ~1% do valor do fluxo de pico do evento ( $S_p$ ):

$$\Delta S \approx 0,01 \cdot S_p ;$$

o que resultava numa amplitude de ~2,9 e 0,2 u.f.s. nas frequências de 22 e 44 GHz, respectivamente. Estas, apesar de pequenas, foram bem detectadas, pois estavam bem acima da sensibilidade instrumental de ~0,03 u.f.s..

As estruturas ultra-rápidas estão mais bem definidas na faixa de microondas do que em raios X e apresentam taxa de repetição  $R \sim 1/60 \text{ (ms)}^{-1}$ , ou seja,  $R \sim 16\text{s}^{-1}$  (Figura 6.4) no máximo do evento.

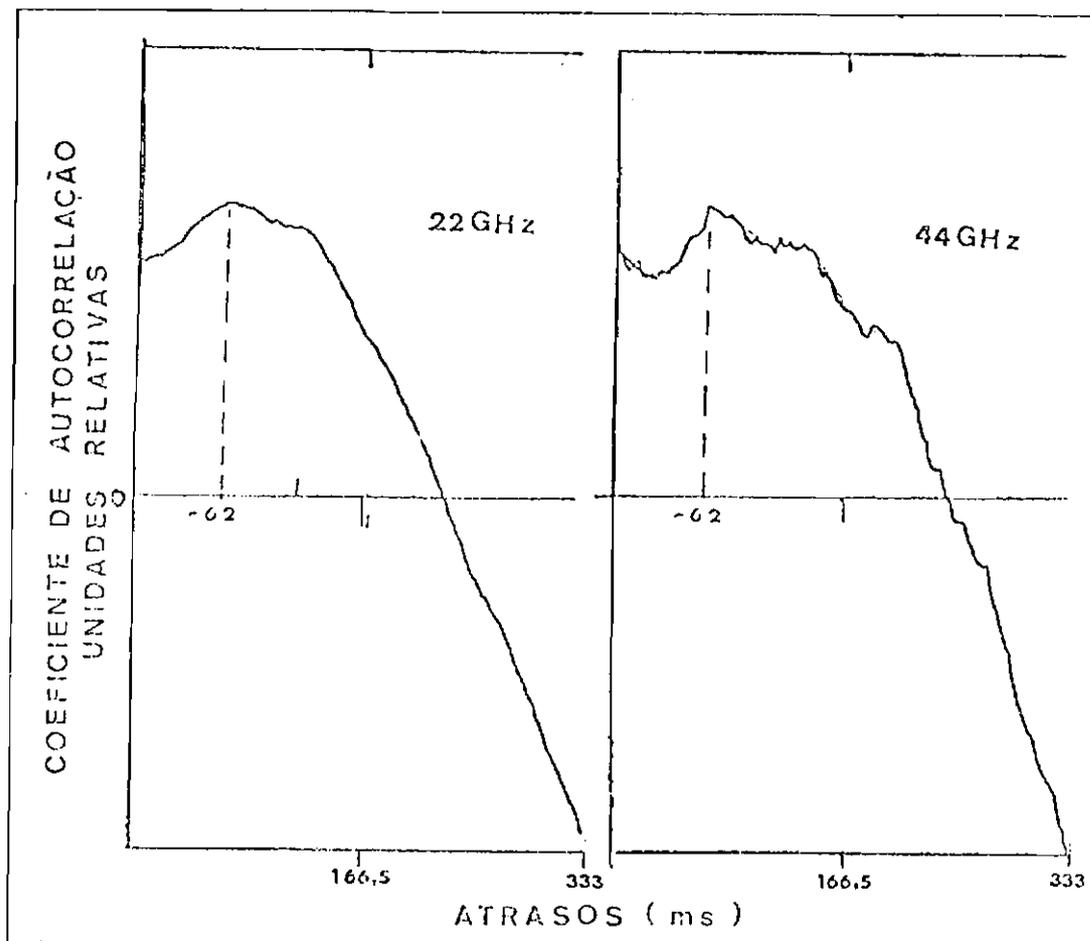


Fig. 6.4 - Autocorrelação das estruturas ultra-rápidas do pico do evento de 18/12/80.

$$- R(t) = 1/t \sim 16\text{s}^{-1}.$$

FONTE: Kaufmann et alii (1983).

Utilizando o fluxo de pico observado em 22 GHz,  $S_{p22} \sim 300$  u.f.s. e considerando que a duração das estruturas seja  $t = 1/R \sim 60\text{ms}$ , estima-se a quantidade de energia liberada em cada estrutura:

$$\langle e \rangle (22 \text{ GHz}) \sim S_{p22} \times t ,$$

onde  $\langle e \rangle$  é a energia liberada em cada evento primário, observada aqui na Terra. Para obter a energia de cada evento primário liberada na atmosfera solar -  $\langle e \rangle_0$ , basta multiplicar  $\langle e \rangle$  por  $4\pi R^2$ , onde  $R$  é a distância Sol-Terra. O valor de energia obtido foi:

$$\langle e \rangle_0 (22 \text{ GHz}) \sim 2 \times 10^{18} \text{ ergs}$$

para uma banda passante  $\Delta f \sim 800 \times 10^6 \text{ Hz}$  e  $1 \text{ u.f.s.} \equiv 10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ .

Com um desenvolvimento análogo obtém-se que para a frequência de 44 GHz:

$$\langle e \rangle_0 (44 \text{ GHz}) \sim 2 \times 10^{17} \text{ ergs} .$$

Na faixa de raios X duros (30 - 400 keV) o evento I apresentou um fluxo de pico  $I_p \sim 5600 \text{ cont s}^{-1}$  para fótons com  $\varepsilon \geq 30 \text{ keV}$ . Considerando o comportamento das estruturas ultra-rápidas em raios X duros similar ao das estruturas em microondas (Charikov et alii, 1981) utilizou-se a taxa de repetição  $R \sim 16 \text{ s}^{-1}$  obtida para o máximo do evento na faixa de microondas e estimou-se o número de contagens produzido em cada evento primário:

$$\langle e \rangle \sim I_p \times t$$

obtendo-se:

$$\langle e \rangle \sim 350 \text{ cont}$$

para fótons com  $\varepsilon \geq 30 \text{ keV}$ .

Do espectro em raios X duros para a fase de máximo do evento (Figura 6.5) verificou-se que este possuía um índice espectral  $\gamma \sim 3 (I = E^{-\gamma})$ , significando que a quase totalidade dos fótons emitidos (~80%) possuíam energia  $\varepsilon \sim 30 \text{ keV}$ . Considerando apenas os fótons com esta energia:

$$I_p(30 \text{ keV}) \sim 600 \text{ f\u00f4tons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} ,$$

onde  $I_p \equiv$  intensidade do pico do evento; e que  $R \sim 16 \text{ s}^{-1}$  obteve-se que:

$$\langle e \rangle (30 \text{ keV}) \approx 38 \text{ f\u00f4tons cm}^{-2} ,$$

onde  $\langle e \rangle (30 \text{ keV}) \equiv$  n\u00famero de f\u00f4tons com  $\epsilon = 30 \text{ keV}$  recebidos no detector proveniente de cada libera\u00e7\u00e3o prim\u00e1ria e que resulta numa energia prim\u00e1ria:

$$\langle e \rangle_0 (30 \text{ keV}) \approx 4 \times 10^{21} \text{ ergs}$$

produzida na atmosfera solar considerando-se os  $10^{29}$  f\u00f4tons emitidos com  $\epsilon \sim 30 \text{ keV}$ .

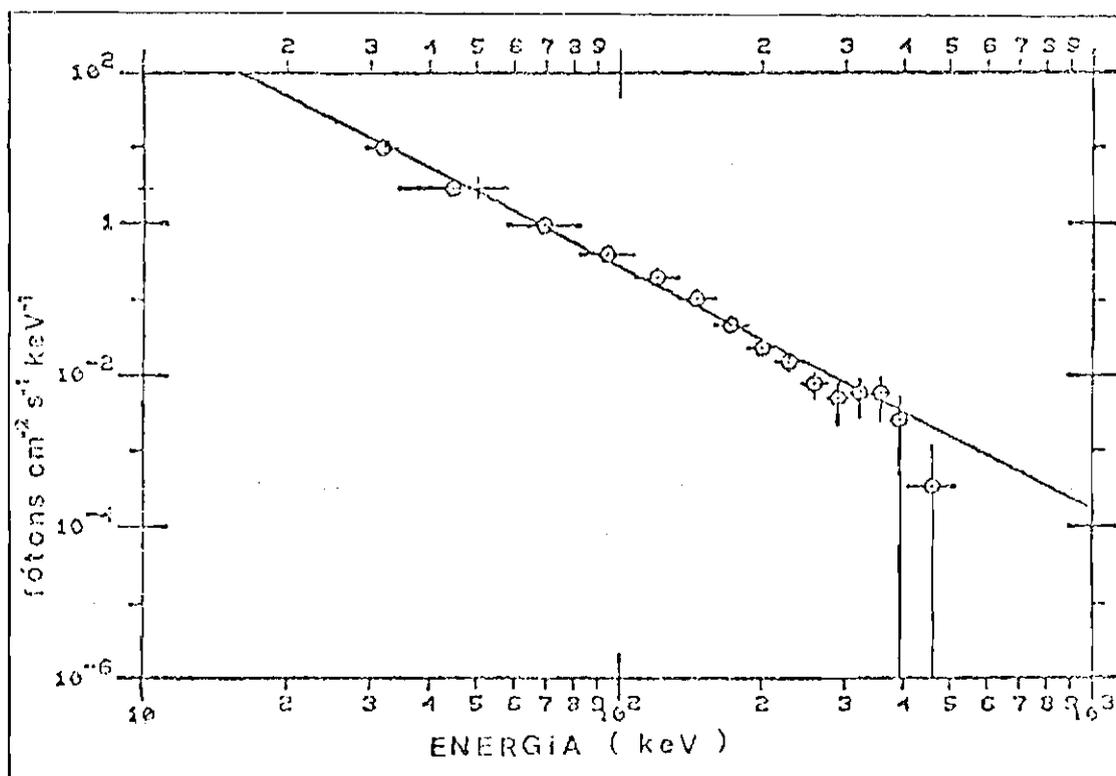


Fig. 6.5 - Espectro de pot\u00eancias referente ao pico do evento de 18/12/80 na faixa de raios X duros ( $\epsilon > 30 \text{ keV}$ ).

FORTE: Kaufmann et alii (1983).

Ao considerar que o valor acima é devido a apenas 80% do número de fótons total produzido com  $\epsilon \geq 30$  keV obtêm-se que:

$$\langle e \rangle_0 (\epsilon \geq 30 \text{ keV}) \approx 5 \times 10^{21} \text{ ergs} .$$

## 6.2 - EVENTO II - 04/11/81

Ocorreu às 1828:20TU, durou ~50s, sendo classificado como pertencente à classe SB. Foi observado nas frequências de 22 e 44 GHz com o radiotelescópio do Itapetinga e em raios X duros com o experimento HXM do Hinotori na faixa de 30-40 keV, com alta sensibilidade e resolução temporal de milissegundos (Figura 6.6).

Verificou-se a presença de estruturas ultra-rápidas as quais apresentavam uma taxa de repetição  $R \sim 3\text{-}4\text{s}^{-1}$  superpostas a componente mais lenta (~s) (Figura 6.7). As estruturas ultra-rápidas apresentavam um fluxo de pico-a-pico ~1% do fluxo de pico,  $I_p$  do evento, onde  $I_p \sim 200$  e 15 u.f.s. para as frequências de 22 e 44 GHz respectivamente; portanto acima do limite de detecção ~0,03 u.f.s..

As estruturas ultra-rápidas apresentavam uma boa correlação nas faixas de microondas e raios X duros (30-40 keV) (Takakura et alii, 1983).

Para fazer uma estimativa da quantidade de energia liberada em cada pulso faz-se um procedimento análogo ao do evento anterior considerando  $R \sim 4\text{s}^{-1}$  no pico do evento, obtendo-se no Sol:

$$\langle e \rangle_0 (22 \text{ GHz}) \sim 10^{19} \text{ ergs} ,$$

$$\langle e \rangle_0 (44 \text{ GHz}) \sim 8 \times 10^{17} \text{ ergs} ,$$

para a faixa de microondas.

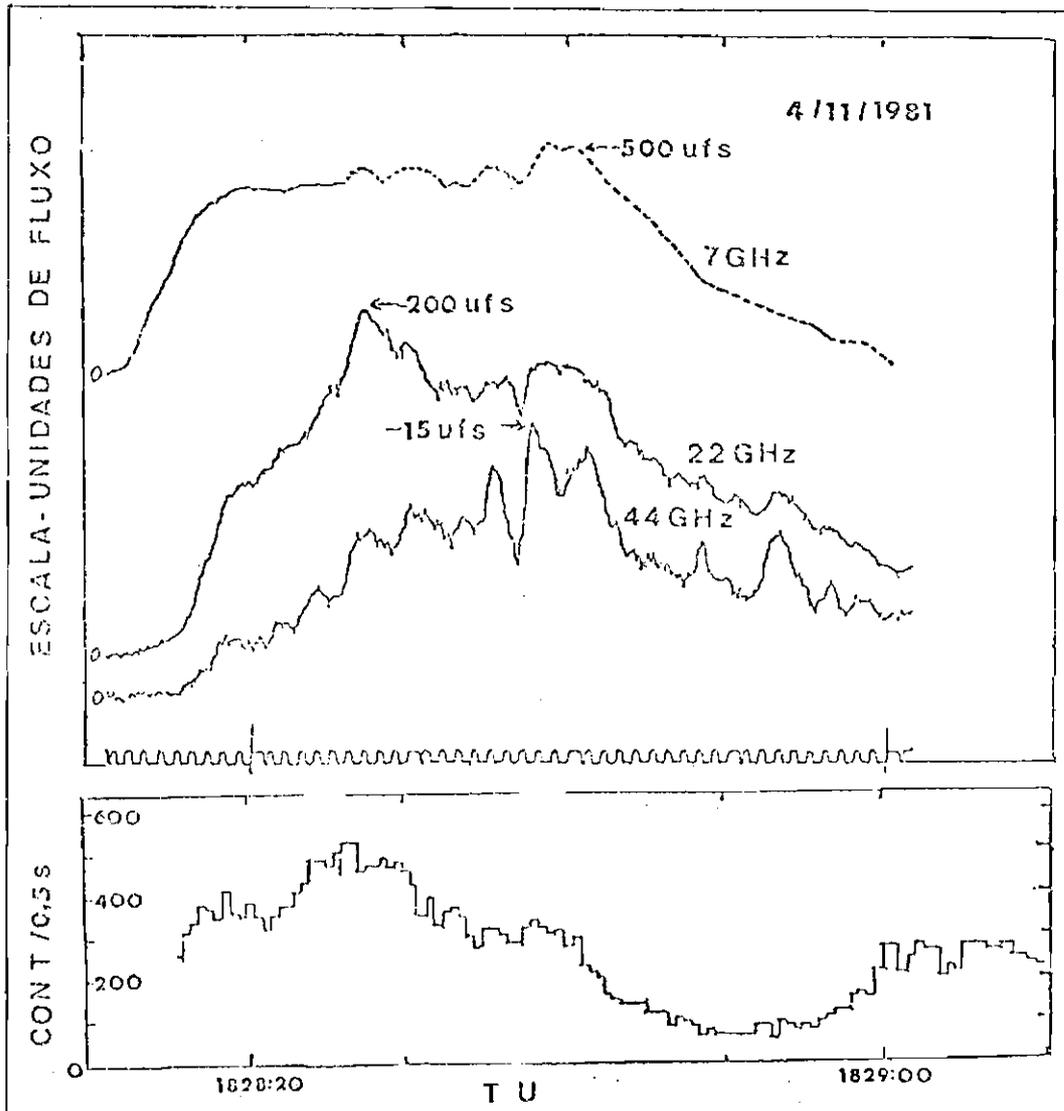


Fig. 6.6 - Perfil do evento de 04/11/81 observado em 7, 22 e 44 GHz (Itapetinga) e em raios X duros (30-40keV) (HXM-Hinotori).

FONTE: Takakura et alii (1983).

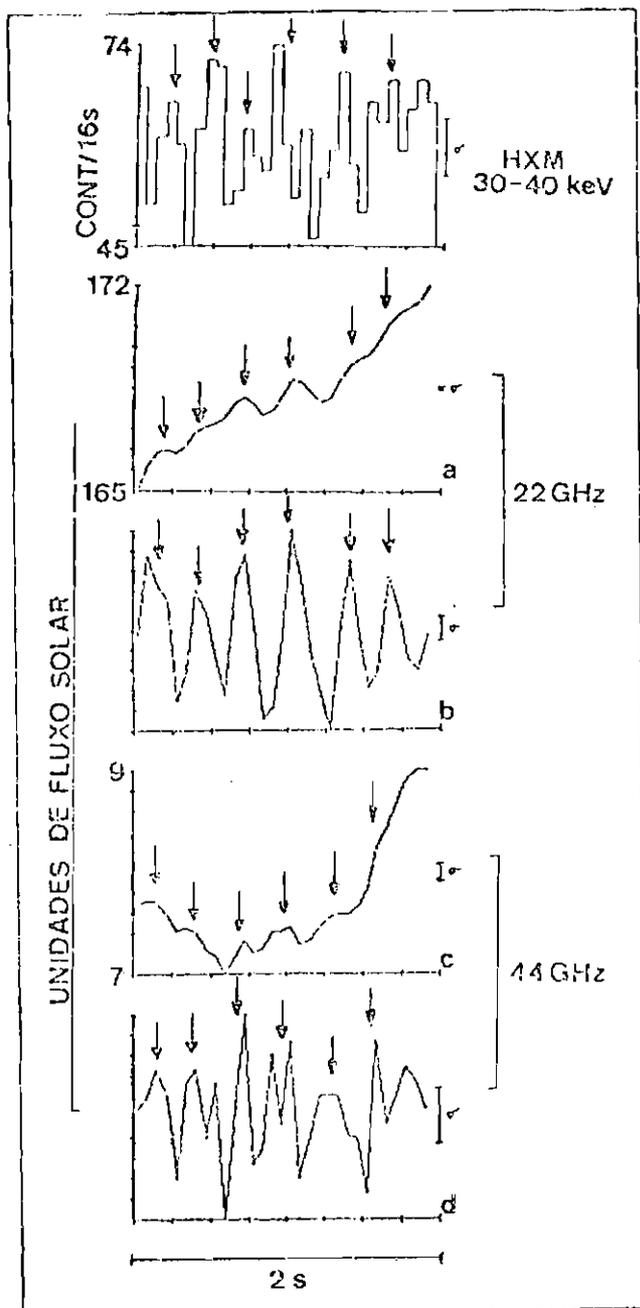


Fig. 6.7 - Taxa de repetição das estruturas ultra-rápidas do evento de 04/11/81.

- Os trechos (b) e (d) correspondem aos (a) e (c) respectivamente ao se subtrair a componente lenta (1828:24,212 - :26,212 TU).

FONTE: Takakura et alii, (1983).

Na faixa de raios X (30-40 keV) o fluxo de pico observado foi  $I_p \sim 900 \text{ cont s}^{-1}$ ; ao considerar  $R \sim 4\text{s}^{-1}$  obteve-se que o número de contagens produzidos em cada pulso era:

$$\langle e \rangle \sim 230 \text{ cont} ,$$

para fótons com energia entre 30-40 keV. Não foi possível estimar a quantidade de energia primária, pois não se tinha o espectro do evento.

### 6.3 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Na Tabela 6.1 encontram-se as estimativas das quantidades primárias.

TABELA 6.1

QUANTIDADES PRIMÁRIAS OBTIDAS DE EVIDÊNCIAS OBSERVACIONAIS DIRETAS

	RAIOS X 30 keV	MICROONDAS 22 GHz	MICROONDAS 44 GHz
EVENTO I	$\langle e \rangle \sim 350 \text{ cont}$ $\langle e \rangle \sim 5 \times 10^{21} \text{ ergs}$	$\langle e \rangle \sim 4 \times 10^{18} \text{ ergs}$	$\langle e \rangle \sim 2 \times 10^{17} \text{ ergs}$
EVENTO II	$\langle e \rangle \sim 300 \text{ cont}$	$\langle e \rangle \sim 10^{19} \text{ ergs}$	$\langle e \rangle \sim 8 \times 10^{17} \text{ ergs}$
ESTATÍSTICA	...	$\langle e \rangle \sim 10^{18} \text{ ergs}$ (Kaufmann et alii, 1980a)	...
	$\langle e \rangle \sim 150 \text{ cont}$	$\langle e \rangle \sim 2 \times 10^{16} \text{ ergs}$	...

a) Raios X

Os valores das quantidades de energia primária encontrados na faixa de raios X:

$$\langle e \rangle_I (\epsilon = 30-400 \text{ keV}) \sim 350 \text{ cont} ,$$

$$\langle e \rangle_{II} (\epsilon = 30-40 \text{ keV}) \sim 230 \text{ cont} ,$$

obtidos para os eventos I e II, respectivamente, podem ser comparados diretamente, pois ambos os satélites possuíam áreas efetivas  $\sim 50 \text{ cm}^2$ . As duas quantidades estimadas são bem compatíveis entre si e entre a quantidade estimada a partir do comportamento estatístico:

$$\langle e \rangle_{es} (\epsilon = 30-400 \text{ keV}) \sim 150 \text{ cont} ,$$

pelo menos em ordem de grandeza.

Este resultado já é satisfatório devido às imprecisões envolvidas nas duas análises.

As quantidades primárias foram estimadas a partir de eventos observados em faixas de energia diferentes. O experimento HXRBS operava na faixa 30-400 keV, enquanto o HXM na faixa 30-40 keV. Adotando o índice espectral típico  $\gamma \sim 2-4$  (Hoyng et alii, 1976; Brown et alii, 1980) tem-se que  $\sim 80\%$  das contagens produzidas são provenientes de fótons na faixa de 30-40 keV, portanto pode-se estimar qual seria o número equivalente de contagem produzido pelo evento II, na faixa de 30-400 keV. Este número é:

$$\langle e \rangle_{II} (\epsilon = 30-400 \text{ keV}) \sim 300 \text{ cont} ,$$

o qual é comparável ao estimado para o evento I na mesma faixa de energia.

O evento I apresentou uma taxa de contagens de pico  $I_{p_I} \sim 5600 \text{ cont s}^{-1}$  para fôtons com  $\epsilon = 30-400 \text{ keV}$ , com uma taxa de repetição no pico  $R \sim 16 \text{ s}^{-1}$ ; o evento II possuía  $I_{p_{II}} \sim 900 \text{ cont s}^{-1}$  para fôtons com  $\epsilon = 30-40 \text{ keV}$ , o qual equivaleria a um  $I_{p_{II}} \sim 1200 \text{ cont s}^{-1}$  na faixa  $\epsilon = 30-400 \text{ keV}$ , este evento apresentou uma taxa de repetição  $R \sim 4 \text{ s}^{-1}$  em seu pico.

Verifica-se portanto que os dois eventos apresentam praticamente a mesma quantidade de energia para as estruturas primárias, e que a taxa de pico e a taxa de repetição do evento I são 4 vezes maiores que os valores encontrados para o evento II, sendo sugerida a relação:

$$I_p \propto R \langle \epsilon \rangle, \quad (6.1)$$

obtida para a faixa de microondas (Kaufmann et alii, 1980a), também para a faixa de raios X, e conforme sugestão apresentada por Charikov et alii (1981).

Estimou-se a energia emitida pelos dois eventos na faixa de raios X em termos do número total de contagens através da área abaixo do perfil temporal para a faixa de energia  $\epsilon = 30-400 \text{ keV}$ :

$$E_I \sim 56000 \text{ cont},$$

$$E_{II} \sim 50000 \text{ cont},$$

as quais são também comparáveis, apesar dos eventos possuírem taxas de repetição e duração diferentes.

#### b) Microondas

As quantidades estimadas para as energias dos eventos primários em 22 e 44 GHz são muito aproximadas. Vários fatores de imprecisão influenciam a determinação do fluxo de pico dos eventos, o valor utilizado certamente está subestimado pois as observações foram feitas em

apenas uma polarização linear e sabe-se entretanto que as estruturas ultra-rápidas também apresentam polarização circular; além do mais as correções devido a influências da atmosfera e redoma não são muito precisas. Os cálculos foram feitos para se ter estimativa das ordens de grandeza envolvidas.

Os valores encontrados para as quantidades primárias de energia liberadas na superfície solar para as frequências de 22 e 44 GHz (Tabela 6.1) estão compatíveis segundo a ordem de grandeza em cada frequência e estes também concordam com o valor obtido por Kaufmann et alii (1980a) (Tabela 6.1) através da suposição da quase-quantização das explosões solares para 22 GHz. Verificou-se uma certa discrepância entre as encontradas através do tratamento estatístico. Esta discrepância pode ser devida à reduzida significação do estudo estatístico, pois este foi feito com uma amostragem muito pequena, apenas ~100 "spikes", os quais foram produzidos numa única região.

Para obter um melhor estudo estatístico, ou seja, estimativas de quantidades primárias mais viáveis para comparação, seria necessário estudar um número muito maior de eventos produzidos em várias regiões ativas na atmosfera solar, e, desta forma, obter informação sobre as tendências estatísticas globais e não as tendências de uma região específica apenas, as quais não são necessariamente generalizáveis.

#### 6.4 - CONCLUSÃO

Verificou-se portanto que ao estabelecer a condição de contorno referente à superposição de eventos primários para o fenômeno das explosões solares, obtiveram-se valores para a quantidade de energia primária a partir de tendências estatísticas bem como de eventos individuais, os quais são bem compatíveis levando-se em conta as imprecisões e incertezas envolvidas.

Devido aos resultados obtidos parece que a suposição de que as explosões solares são na verdade uma superposição de eventos primários pode ser uma explicação viável. Para obter uma resposta definitiva

va seria necessário que se realizassem observações com alta resolução espacial, combinada com a alta resolução temporal e sensibilidade existentes atualmente. Isto é difícil de conseguir no momento devido às restrições de tecnologia envolvidas para reunir os três requisitos acima, simultaneamente.

O que se está fazendo para se obter uma resolução espacial razoável é utilizar técnicas de interferometria (Marsh et alii, 1981), as quais requerem uma análise computacional muito complexa para a deconvolução dos dados obtidos. Assim, ao conseguir resoluções espaciais de frações de segundo de arco pelo VLA ("Very Large Array"), cada dado interferométrico é obtido apenas em cada 10s, o que é muito grande para as solicitações desta pesquisa.

#### 6.5 - RELAÇÃO ENTRE OS EVENTOS PRIMÁRIOS E O MODELO DOS "MÚLTIPLOS NÓS"

A suposição da existência de eventos primários talvez possa ser conciliada ao modelo térmico de Brown et alii (1980) para raios X. Eles admitiram que a emissão global de uma explosão era o resultado da produção contínua de pequenos "nós" aquecidos impulsivamente e resfriados por condução anômala, cujas características foram descritas por Brown et alii (1979).

Considerando que a idéia dos múltiplos "nós" possa ser aplicada em qualquer modelo de interpretação para as explosões solares, pode-se escrever o fluxo observado de cada evento, em analogia ao trabalho de Brown et alii (1980), como:

$$I(\epsilon, t) = \int_n Q_n(t) U_n(t) dn, \quad (6.2)$$

onde

$I(\epsilon, t)$  ≡ convolução espacial e temporal dos múltiplos "nós", expressa em unidades de fluxo;

$Q_n(t)(s^{-1})$  ≡ taxa de produção de "nós";

$U_n(t)$   $\equiv$  energia ou número de fótons provenientes de cada "nô", expressa em unidades de energia;

$n$   $\equiv$  conjunto de parâmetros que caracterizam cada "nô" (temperatura, densidade e intensidade do campo magnético).

A quantidade  $U_n(t)$  corresponderia à energia emitida pelos eventos primários

$$U_n(t) \equiv \langle e \rangle ; \quad (6.3)$$

este valor para um dado evento pode ser considerado praticamente invariante, pois dentro de uma região ativa as condições físicas envolvidas nas produções dos "nôs" não devem variar muito.

Considerando que para um dado evento, ou seja, para uma determinada região ativa, as condições físicas são semelhantes em toda sua extensão, pode-se supor que os "nôs" produzidos apresentam também características semelhantes e desta forma escrever a Expressão 6.2 utilizando a Expressão 6.3 como:

$$I(\epsilon, t) \approx \langle e \rangle \int_n Q_n(t) dn ,$$

onde  $\int_n Q_n(t) dn$  equivaleria à taxa de repetição  $R(t)$  das estruturas ultra-rápidas observadas:

$$\int_n Q_n(t) dn \approx R(t) ,$$

portanto obtendo-se:

$$I(\epsilon, t) \approx R(t) \langle e \rangle . \quad (6.4)$$

A Expressão 6.4 sugere que a intensidade de um evento é diretamente proporcional à taxa de repetição das estruturas ultra-rápidas e conseqüentemente à taxa de produção de "nôs". A Expressão 6.4 já havia

sido sugerida para eventos observados na faixa de microondas por Kaufmann et alii (1980a), na faixa de raios X duros por Charikov et alii (1981) e Kaufmann et alii (1983) e na Seção 6.3 através da Expressão 6.1, na faixa de raios X moles por Kaufmann et alii (1978) e simultaneamente em raios X duros UV e 22 GHz por Tandberg-Hansen et alii (1983).

A boa correlação encontrada para as estruturas ultra-rápidas observadas em microondas e raios X (Takakura et alii, 1983) talvez seja uma evidência de que as emissões observadas nas duas faixas de energia sejam produzidas pela mesma população de elétrons energéticos.

Da Tabela 6.1 vê-se que o valor da quantidade de energia elementar para raios X duros ( $\epsilon > 30$  keV),  $\langle e \rangle$  obtido para as várias situações, em termos de contagens, apresenta a mesma ordem de grandeza. Considerando que a energia de fótons correspondentes também apresente a mesma ordem de grandeza pode-se estimar a quantidade elementar  $\langle e \rangle$  para raios X como:

$$\langle e \rangle_0(\text{raio X}) \approx 10^{21} - 10^{22} \text{ ergs} .$$

Para a faixa de microondas os valores estimados são:

$$\langle e \rangle_0(22 \text{ GHz}) \approx 10^{18} - 10^{19} \text{ ergs} ,$$

$$\langle e \rangle_0(44 \text{ GHz}) \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ ergs} .$$

## 6.6 - SÍNTESE

Verificou-se que apesar das incertezas e imprecisões envolvidas as quantidades de energia dos eventos primários estão consistentes em ordem de grandeza para as diversas faixas de energia, tendo sido feita uma estimativa destas quantidades.

Através de uma generalização do modelo de Brown et alii (1980) onde se supunha a produção contínua de pequenos "nões" emissores e da associação destes "nões" com os eventos primários, obteve-se a Equação 6.4 que sugere a proporcionalidade entre os fluxos de pico do evento e a taxa de repetição das estruturas ultra-rápidas superpostas, admitindo-se serem estas representativas da taxa de produção de "nões".



## CAPÍTULO 7

### CARACTERÍSTICAS DOS LOCAIS DE LIBERAÇÃO PRIMÁRIA DE ENERGIA

Das estimativas feitas para a determinação das quantidades primárias de energia para a emissão em raios X do evento I, obteve-se que em cada evento primário eram produzidos  $\sim 10^{29}$  fótons,  $\sim 80\%$  destes com energia  $\epsilon \sim 30$  keV, equivalendo a  $\sim 10^{21}$  erg, com uma taxa de repetição  $R(t)$ .

A partir destas informações pretende-se determinar as condições físicas das regiões-fontes (densidade eletrônica (N), intensidade do campo magnético (B) e temperatura (T)), para isto utilizar-se-ão os modelos de interpretação não-têrmicos - "thick target" e/ou têrmicos.

A determinação do número total de elétrons, bem como sua energia, responsável pela suposta produção através de "bremsstrahlung" colisional de  $10^{29}$  fótons, é fortemente dependente do modelo de interpretação, variando com as condições físicas da região-fonte e em particular com o grau de relaxamento dos elétrons emissores em relação ao plasma como um todo. Não se tem informação precisa sobre a duração de cada evento primário, o que se conhece apenas é a taxa de repetição  $R(t)$  das estruturas ultra-rápidas. Para o evento I, o intervalo de tempo entre duas injeções sucessivas é  $1/R(t) \sim 60$ ms, valor este que não precisa ser, necessariamente, correspondente à duração de cada evento primário. Se as explosões solares são realmente uma superposição de eventos primários, a duração destes poderá ser bem superior ao intervalo de tempo entre as estruturas ultra-rápidas sucessivas.

Em princípio poder-se-ia utilizar o modelo têrmico como o mais apropriado para explicar as emissões em raios X duros. Ele é considerado mais eficiente do que o "thick target" (não-têrmico), pois neste último há maior perda de energia pelos elétrons durante o processo de relaxamento (Brown et alii, 1979). Uma decisão objetiva a favor do modelo têrmico não pode ser tomada, pois, na prática, as perdas devidas à condução e convecção da fonte em raios X duros têrmica, também provocam uma redução na eficiência do modelo (Emslie, 1980).

Já que ainda não se pode estabelecer qual o modelo que melhor descreve as emissões observadas, far-se-á uma análise considerando as duas interpretações para se estimarem as condições físicas das regiões-fontes.

### 7.1 - MODELO "THICK TARGET"

Neste modelo tem-se que a liberação de energia magnética ocorre no topo do arco magnético, e esta é transferida aos elétrons sob a forma de energia cinética. Ao serem acelerados os elétrons deslocam-se em direção aos pés da estrutura magnética através da cromosfera densa onde ocorre a maior emissão de raios X duros através de "bremsstrahlung" colisional (Brown, 1971).

Considerando que as perdas de energia através da corrente reversa (Knight and Sturrock, 1977; Emslie, 1980; Brown and Hayward, 1982), bem como da produção de ondas (Hoing et alii, 1978; Smith and Emslie, 1982), sejam pequenas em comparação com a energia liberada, tem-se que as únicas perdas são sob a forma de radiação.

Dos resultados e conclusões obtidos dos capítulos anteriores, onde se obteve que um evento solar talvez seja a convolução espacial e temporal de eventos discretos primários, atribuir-se-á a produção de  $n_{25}$  fótons ( $\epsilon > 25$  keV) que possuem um índice espectral  $\gamma$  à injeção de  $N_{25}$  elétrons com energia  $\epsilon_e > 25$  keV cujo índice espectral é  $\delta = \gamma + 1/2$ . Os fótons são produzidos nas regiões mais densas da cromosfera através de "bremsstrahlung" colisional. A energia do feixe de elétrons é colisionalmente absorvida em escalas de tempo muito curtas (Brown, 1973), pois os elétrons penetram numa região mais densa, portanto o perfil temporal do evento resultante será governado pela taxa de injeção dos elétrons acelerados produzidos na região de liberação primária de energia (Brown, 1975).

Utilizando a expressão obtida por Kaufmann et alii (1983) a partir da seção de choque de Kramers (Brown et alii, 1980):

$$n_{25} = \frac{1,1 \times 10^{-5} N_{25}}{[\gamma(\gamma - 1)]^2} \quad (7.1)$$

tem-se a relação entre o número de elétrons ( $N_{25}$ ) responsável pela produção de  $n_{25}$  fótons com índice espectral  $\gamma$  produzidos por um evento primário.

Considerando o número de fótons obtidos para cada pulso  $n_{25} \sim 10^{29}$  fótons e o índice espectral  $\gamma = 3,25$ , obtém-se que o número de elétrons responsável por esta emissão foi de:

$$N_{25} \approx 5 \times 10^{35} \text{ elétrons} ,$$

correspondendo a  $\sim 2 \times 10^{28}$  ergs.

Supondo que a duração do evento primário seja  $\sim 1/R(t)$  e sendo  $R(t) \sim 16s^{-1}$  para o evento I, obtém-se uma taxa de injeção de elétrons  $\sim 8 \times 10^{36}s^{-1}$ , valor este superior ao encontrado por Brown et alii (1981) ( $\sim 3 \times 10^{35}s^{-1}$ ) para elétrons com  $\epsilon_e > 16$  keV, utilizando-se o modelo "thick target". Se, por outro lado, a duração do evento primário for de  $\sim 1s$  obtém-se uma taxa de injeção de elétrons que está mais compatível com o valor encontrado por Brown et alii (1981).

Da análise acima, verificou-se que talvez a duração de cada evento primário seja realmente maior que o intervalo de tempo entre estruturas ultra-rápidas sucessivas e superpostas ao evento I, ou seja,  $> 1/R(t)$ . Supondo que a duração dos eventos primários seja  $> 1/R(t)$  tem-se que estes se superpoem, o que talvez venha reforçar a tendência qualitativa estabelecida através da expressão:

$$S_p \propto R \langle e \rangle ,$$

de onde se infere que o fluxo de pico do evento seja diretamente proporcional à taxa de repetição das estruturas superpostas.

A seguir far-se-á uma análise sobre as características das regiões-fontes, considerando as escalas de tempo estabelecidas pelas estruturas ultra-rápidas ( $1/R(t)$ ).

Considerando que o local de liberação de energia, ou seja, onde os elétrons são acelerados ("nô"), possua uma densidade de plasma  $n_e = 10^{10} n_{10} (\text{cm}^{-3})$ , um comprimento  $L = 10^8 L_8 (\text{cm})$  e que apenas uma fração  $\psi$  dos elétrons é acelerada, ou melhor, apenas  $N_{25}$  elétrons são acelerados, obtêm-se:

$$n_e L^3 = \frac{N_{25}}{\psi} \quad , \quad (7.2)$$

onde  $n_e L^3$  é o número total de elétrons presentes na região de liberação de energia, e  $\psi$  é a fração dos elétrons acelerados.

Utilizando as unidades estabelecidas e o valor  $N_{25}$  estimado, a Expressão 7.2 resulta em:

$$n_{10} L_8^3 = \frac{50}{\psi} \quad . \quad (7.3)$$

Supondo que a aceleração dos elétrons através da dissipação do campo magnético na escala de tempo de Alfvén  $t_A = L / V_A$  ( $V_A = B / (4\pi n m_p)^{1/2} \equiv$  velocidade de Alfvén) e que  $t_A \sim 1/R(t)$ , obtém-se considerando  $R(t) \sim 16 \text{s}^{-1}$ :

$$\frac{n_{10}^{1/2} L_8}{B_2} \sim 0,13 \quad ,$$

onde  $B = 10^2 B_2$  (Gauss) é a intensidade do campo magnético.

Se as estruturas ultra-rápidas, ou seja, os eventos primários, são respostas às emissões dos "nós" individuais, tem-se que estes devem constituir um número razoável, e devido às dimensões estimadas para o arco magnético supôs-se que  $L_B \leq 1$ . Se  $L_B \leq 1$ , pela Expressão 7.3 obtém-se que a densidade do "nó"  $n_e > 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , considerando uma eficiência do mecanismo de aceleração  $\psi \sim 50\%$ . A densidade  $n_e > 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , sendo muito elevada, provoca uma queda na eficiência do modelo porque o tempo colisional de um elétron não-térmico é uma função decrescente da densidade envolvida (Emslie, 1980).

Utilizando as Expressões 7.3 e 7.4, elimina-se a dependência da densidade do "nó", e obtém-se uma relação entre o campo magnético e dimensão dos "nós".

$$B_2 L_B^{1/2} \sim \frac{1}{0,02 \psi^{1/2}} \quad (7.5)$$

Supondo que  $L_B \leq 1$ , obtém-se que  $B \geq 7000$  Gauss para a região de liberação de energia, ou seja, no topo do arco magnético, valor este muito alto para as condições da atmosfera solar.

Chegou-se à estimativa do campo magnético  $B \geq 7000$  Gauss na região de liberação através da suposição de que a dissipação de energia processa-se na escala de tempo Alfvén, o qual supôs-se ser  $t_A \sim 1/R(t)$ , ou seja, da ordem de duração das estruturas ultra-rápidas. Mas ao se supor que o tempo de dissipação  $t_A$  é maior que  $(1/R)$ , sendo por exemplo  $\sim 1s$  ao invés do atribuído anteriormente, mesmo mantendo-se as condições  $L_B \leq 1$  e  $\psi \sim 50\%$  obtém-se que  $B \geq 500$  Gauss; valor este bem mais consistente com os campos geralmente admitidos pelos modelos de explosão solar (Spicer, 1977b).

Neste modelo, a região-fonte da emissão em microondas não coincide necessariamente com o local da aceleração dos elétrons mas pode estar onde a emissividade dos elétrons em microondas maximiza-se para os crescentes ângulos de "passo". Já que não se tem um modelo deta

lhado para a precipitação dos elétrons e da estrutura magnética (Petrosian, 1982), não é possível estabelecer condições para os parâmetros de densidade e campo magnético a partir dos dados em microondas.

## 7.2 - MODELO TÉRMICO

O modelo térmico utilizado para a análise foi o proposto por Brown et alii (1980) o qual pressupõe uma produção contínua de "nós", aquecidos impulsivamente e resfriados por condução anômala (Brown et alii, 1979). Estes "nós" são considerados fontes térmicas onde os elétrons energéticos distribuem-se segundo uma maxwelliana que pode ou não ser truncada para elétrons com  $\epsilon_e \geq \alpha kT$ , onde  $\alpha = 1/2(m_p/m_e)^{1/4} = 3,27$ . O truncamento da maxwelliana ocorreria quando os elétrons com energia  $\epsilon_e > \alpha kT$  conseguissem escapar da frente acolisional e formariam a "cauda" que se precipitaria na cromosfera; levando consigo ~16% do conteúdo de energia de cada "nó" (Brown and Hayward, 1981).

No Capítulo 2, Seção 2.2, viu-se que o modelo térmico atinge sua maior eficiência quando os elétrons da cauda maxwelliana não conseguem escapar da frente acolisional (Brown and Hayward, 1981), ou seja, quando a distribuição dos elétrons no "nó" é uma maxwelliana não-truncada. Neste caso, o principal processo de resfriamento envolvido no local de dissipação de energia seria através da condução anômala à velocidade íon-acústica  $v_s = (kT/m_p)^{1/2}$  (Brown et alii, 1979; Smith and Auer, 1980).

Utilizar-se-á o pulso de fótons produzidos em cada "nó" segundo o modelo de Brown et alii (1980) para uma discussão qualitativa que corresponde à forma expressa na sua Relação 34:

$$n(\epsilon) = \frac{3}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\sigma_0}{R^2} \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{1/2} \frac{n_e^2 v_L}{T^2} \left(\frac{T}{\epsilon}\right) e^{-\epsilon/T} \left(2 + \frac{2\epsilon}{T} + \frac{\epsilon^2}{T^2}\right), \quad (7.6)$$

onde

- $n(\epsilon)$   $\equiv$  número de fótons  $\text{cm}^{-2}$  produzidos com energia  $\epsilon$ ,  
 $\sigma_o$   $\equiv$  seção de choque,  
 $R$   $\equiv$  1UA,  
 $m_p$  e  $m_e$   $\equiv$  massa próton e elétron respectivamente,  
 $n_e$   $\equiv$  densidade eletrônica,  
 $V$   $\equiv$  volume da região de liberação,  
 $L$   $\equiv$  comprimento da região,  
 $T$   $\equiv$  temperatura.

A dissipação de energia processa-se por condução anômala à velocidade íon-acústica  $v_s$ .

Integrando a Expressão 7.6 para energias  $\epsilon > 25$  keV e considerando que o "nô" possua densidade  $n_e = 10^{10} n_{10}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), comprimento  $L = 10^8 L_8$  (cm) e temperatura  $T \approx 3 \times 10^8 \text{K}$ , Kaufmann et alii (1983) obtiveram que:

$$n_{25} \approx 2 \times 10^{28} n_{10}^2 L_8^4, \quad (7.7)$$

onde  $n_{25}$  corresponde ao número de fótons produzidos pelo "nô".

O período de emissão do "nô" impõe restrições ao seu tamanho, ou seja, as dimensões da região de liberação de energia. Supondo que a duração do "nô" esteja relacionada com o tempo de propagação das ondas íon-acústicas ( $t = L/v_s$ ) obtêm-se a relação:

$$t \sim 640 L_8 \text{ ms} \quad (7.8)$$

para  $t = 1/R(t)$ ; se este estiver relacionado com a duração das estruturas ultra-rápidas ( $\sim 60$  ms) tem-se a condição de que  $L_8 \leq 0,1$ .

A condição  $L_8 \leq 0,1$  implica um  $n_{10} \sim 2 \times 10^2$  a partir da Expressão 7.7, portanto uma densidade  $n_e \sim 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , para o "nô" e conseqüentemente um  $N_{25} \sim 2 \times 10^{33}$  elétrons responsáveis pela produção dos  $n_{25} \sim 10^{29}$  fótons pelo "nô".

Verifica-se portanto que o modelo térmico apresenta maior eficiência pois necessita uma quantidade de elétrons que é -2 ordens de grandeza inferior à necessária pelo modelo "trick target" ( $N_{25} \sim 5 \times 10^{35}$  elétrons) para a produção dos  $10^{29}$  fótons observados.

O modelo térmico seria o mais indicado para interpretar os eventos solares se as escalas de tempo envolvidas não implicassem em densidades tão elevadas ( $n_e \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) e em dimensões tão pequenas para os "nôs" ( $L \sim 10^7 \text{ cm}$ ). Estes valores para a densidade e o tamanho do "nô" implicariam uma concentração de energia aparentemente impossível de ser estabelecida na atmosfera solar.

Considerando a topologia magnética na forma de arco, tem-se que na situação de equilíbrio (quando as pressões magnética e do plasma igualam-se):

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{3}{2} n_e kT \quad , \quad (7.9)$$

onde

$n_e \equiv$  densidade,

$k \equiv$  constante de Boltzman,

$T \equiv$  temperatura do "nô",

$B \equiv$  campo magnético.

Supondo que apenas 50% de energia magnética é aniquilada utilizando os valores de  $n_e$  e  $T$  estabelecidos acima para o "nô", obtém-se que esta situação necessita de  $B > 2500$  Gauss; valor este impossível de ser encontrado no local de liberação de energia.

Portanto, verificou-se que ao se considerar o caso em que a distribuição dos elétrons no "nô" é uma maxwelliana não-truncada, obtem-se valores para a densidade e campo magnético muito elevados, os quais não conseguem explicar o espectro observado na faixa de microondas. Por outro lado, caso seja considerado o modelo no qual os elétrons da cauda maxwelliana ( $v > 2,6 v_e$  - Brown et alii, 1980) conseguem escapar da frente acolisional, deslocando-se por volumes maiores, estes podem ser os responsáveis pela emissão em microondas observada.

A formação deste feixe de elétrons que consegue escapar do "nô" aumenta a taxa de resfriamento de ~2 ordens de grandeza (Brown and Hayward, 1981). A descrição do modelo térmico considerando uma maxwelliana truncada, com respeito aos elétrons do feixe, é essencialmente equivalente ao modelo "thick target".

Em resumo, o modelo térmico que talvez seja mais adaptável às observações é aquele em que os elétrons se distribuem segundo uma maxwelliana truncada dentro do "nô". A emissão em raios X seria proveniente dos elétrons que estivessem aprisionados pela frente acolisional e a emissão em microondas seria produzida pelos elétrons da cauda maxwelliana que conseguiram escapar da frente acolisional. Neste caso, as emissões de raios X e microondas seriam produzidas por elétrons cuja origem é comum, mesmo "nô", mas em diferentes regiões de topologia magnética.

Da análise acima, verificou-se que ao se utilizar a escala de tempo de dissipação de energia ~60ms, ou seja, da ordem do intervalo de tempo entre duas estruturas ultra-rápidas (evento I), obtiveram-se valores para densidade  $n_e$  e campo magnético B, os quais são muito elevados para as condições atmosféricas solares. No entanto, caso se considere que a dissipação do campo magnético processa-se durante um tempo  $t > (1/R)$ , tal como ~1s, obtêm-se valores para  $n_e$  e B bem mais plausíveis.

Supondo que o tempo de dissipação seja  $\sim 1s$ , obtêm-se através da Expressão 7.8 que  $L_B \sim 1$ . Considerando os  $n_{25} \sim 10^{29}$  fótons observados estima-se, a partir da Expressão 7.7, uma densidade  $n_e \sim 10^{10} \text{cm}^{-3}$ , e da Expressão 7.9 um campo magnético  $B \sim 36$  Gauss. Os valores de  $n_e$  e  $B$  considerando o tempo de dissipação de energia  $\sim 1s$  tornam-se plausíveis as condições atmosféricas solares obtidas.

### 7.3 - DISCUSSÕES

Das análises feitas nas seções anteriores através dos modelos de interpretação, verificou-se que ao se considerar a duração de eventos primários relacionados com o tempo entre duas estruturas ultra-rápidas sucessivas, ou seja,  $t \sim 60ms$  (evento I), obtiveram-se valores para os parâmetros  $n_e$  e  $B$ , para as regiões de liberação de energias incompatíveis com as condições físicas na atmosfera solar. Entretanto, ao se supor um tempo de dissipação  $> 1/R(t)$ , tal como  $\sim 1s$ , obtiveram-se valores para  $n_e$  e  $B$  plausíveis.

Considerando portanto que a duração dos eventos primários seja superior a  $(1/R)$  das estruturas ultra-rápidas, tem-se a confirmação da condição de contorno na qual se supunha que os eventos solares eram a superposição de eventos primários, os quais se concluíram no tempo e no espaço.

Valores plausíveis de  $n_e$  e  $B$  foram obtidos para as interpretações quando se supôs que o tempo de dissipação da energia do "nô" era  $\sim 1s$ . Utilizando o espectro para o "nô" proposto por Brown et alii (1980), onde os valores de  $ME$  e  $T$  foram estimados usando o artigo de Crannel et alii (1978) no qual se fez um estudo sobre parâmetros das regiões-fontes utilizando 22 eventos tipo "spike" simples, pretende-se estimar o tempo de duração de cada "nô":

$$n(\epsilon) = CME \frac{e^{-\epsilon/T}}{\tau^{1/2}} t \quad , \quad (7.10)$$

onde

$n(\epsilon) \equiv$  número de fótons emitido pelo "nô" com energia  $\epsilon$  (fótons  $\text{cm}^{-2}$ );

$C \equiv$  constante  $\equiv 2,4 \times 10^{-42}$  para  $\epsilon$  e  $T$  em keV;

$ME \equiv n_e^2 V \sim 10^{44} \text{ cm}^{-3}$ ;

$T \equiv$  temperatura do "nô"  $\sim 4 \times 10^8 \text{ k} \sim 30 \text{ keV}$ ;

$t \equiv$  duração do "nô", a ser determinada.

Considerando fótons com  $\epsilon \sim 30 \text{ keV}$  e  $n_{25} \sim 38 \text{ fótons cm}^{-2}$  (número recebido aqui na Terra  $\sim 10^{29}/4\pi R^2$ ) obtêm-se  $t \sim 2\text{s}$  a partir da Expressão 7.10.

Viu-se portanto que valores plausíveis para a densidade  $n_e$  e campos magnéticos  $B$  relativos aos "nôs" só eram obtidos ao se considerar o tempo de dissipação de energia  $t \sim 1$  ( $et > (1/R)$ ). Ao se estimar o tempo de dissipação através do modelo proposto por Brown et alii (1980), obteve-se que este devia ser  $t \sim 2\text{s}$ . Portanto, é razoável admitir que um evento discreto primário tenha uma duração  $\sim 2\text{s}$ ; tempo este relacionado com a dissipação de energia do "nô".



## CAPÍTULO 8

### MECANISMOS DE LIBERAÇÃO PRIMÁRIA DE ENERGIA

A análise das distribuições estatísticas sugeriu a possibilidade de inferir condições de contorno as quais regulam os mecanismos primários de liberação de energia nas explosões solares. Pode-se conceber que os dados das explosões solares, integrados no tempo, sejam resultado da convolução de eventos primários, os quais possuem valores de energia e duração típicos e que pouco variam de evento para evento. A estes elementos explosivos primários talvez possa ser atribuída característica de quase-quantização em energia, idéia esta sugerida por Kaufmann et alii (1978) e Kaufmann et alii (1980a).

As quantidades primárias de energia estimadas para os eventos primários, segundo o tratamento estatístico, parecem estar compatíveis com aquelas inferidas a partir das observações diretas de dois eventos, feitas com instrumentos de alta sensibilidade e resolução temporal de milissegundos.

Tendo em vista os resultados obtidos pretende-se, a seguir, discutir possíveis mecanismos de liberação primária de energia e sua conciliação com a condição de contorno inferida das distribuições.

Para obter as características observadas, admitindo-se a procedência da condição de contorno, seria necessário que a liberação primária de energia ocorresse em locais isolados da topologia magnética ou num mesmo local em instantes diferentes. A segunda alternativa parece ser menos viável devido à alta taxa de repetição das estruturas ultrarrápidas, observada em alguns eventos ( $R \sim 16s^{-1}$ ), o que implicaria ajustamentos do campo magnético em escalas de tempo muito curtas ( $\sim ms$ ) e portanto improváveis de ocorrer.

Os mecanismos propostos já existentes para liberação primária de energia, e que parecem ser fortes candidatos para as condições

presentes, são os que envolvem a geração de instabilidades "tearing-mode" segundo o modelo proposto por Spicer (1977b), as quais provocam liberação de energia nos locais onde  $\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$  (onde  $\vec{k} \equiv$  vetor de onda da perturbação,  $\vec{B} \equiv$  campo magnético).

Outro possível mecanismo é o proposto por Sturrock et alii (1982), onde se considera que a região ativa é constituída por "Elementary Flux Tubes" - EFT, os quais seriam responsáveis pelos eventos primários, ao liberarem energia quando instáveis.

### 8.1 - MECANISMOS DE LIBERAÇÃO

Considerar-se-á que a energia liberada nas explosões solares está armazenada sob forma magnética, em campos "tensos", devido aos movimentos das manchas solares na fotosfera, de onde afloram as linhas do campo magnético (Svestka, 1976; Van Hoven et alii, 1980); talvez a configuração magnética responsável pela liberação primária de energia seja do tipo "force-free", a qual evoluiria a partir de uma configuração de campo potencial que estivesse sofrendo torção em suas linhas de campo (Barnes and Sturrock, 1972; Spicer, 1976, 1977b).

Durante a torção das linhas do campo magnético, tem-se que a intensidade do campo varia e conseqüentemente aparecem campos elétricos, os quais são responsáveis pela formação de correntes. A medida que a torção vai se acentuando a velocidade dos elétrons aumenta, e quando atinge a velocidade ion-acústica o plasma torna-se turbulento provocando o aparecimento de instabilidades "tearing-mode".

As instabilidades "tearing-mode" permitem a reconexão do campo magnético nos locais onde  $\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$ , e conseqüentemente estes são também os locais de liberação primária de energia (Spicer, 1976). A energia liberada nos locais onde  $\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$  talvez esteja associada com as estruturas ultra-rápidas resolvidas temporalmente e deste modo com os eventos primários. Assim, a energia liberada durante a reconexão do campo em cada "nó" deve estar correlacionada com a energia emitida em cada evento primário.

Spicer (1976), em seu modelo, estabeleceu que a taxa de termalização da energia magnética, em cada nó, seria:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \sim \frac{\delta B_p^2 \Delta V}{4\pi}, \quad (8.1)$$

onde

$\frac{d\varepsilon}{dt}$   $\equiv$  taxa de liberação de energia;

$B_p$   $\equiv$  campo magnético poloidal;

$\delta$   $\equiv$  taxa de crescimento das instabilidades, proporcional ao número de "nós" formados;

$\Delta V$   $\equiv$  volume da região de liberação primária.

Utilizando as características obtidas para os eventos primários a partir do evento I, analisado no Capítulo 6, e as discussões do Capítulo 7 de onde se estimou que num evento primário a energia  $\sim 2 \times 10^{28}$  ergs seria liberada durante  $\sim 2$ s, obtém-se que  $d\varepsilon/dt \sim 10^{28}$  ergs, valor compatível com o obtido por Spicer (1981). Considerando que  $\delta$  esteja relacionada com a taxa de repetição das estruturas ultra-rápidas então, para o evento I,  $\delta \sim 16 \text{ s}^{-1}$ ; e se  $B_p \sim 100$  G, obtém-se da Expressão 8.1 que:

$$\Delta V \sim 10^{24} \text{ cm}^3.$$

Considerando os valores típicos para as dimensões de um arco magnético:  $L \sim 10^9$  cm e  $r \sim 10^8$  cm, obtém-se que o volume do arco  $V = \pi r^2 L \sim 3 \times 10^{25} \text{ cm}^3$ , o que implica um  $\Delta V/V \sim 0,03$ , o qual permite a existência de vários "nós" dentro da estrutura magnética e portanto um resultado plausível com a condição de contorno.

Deste modo ter-se-ia que a emissão total produzida por um arco magnético, a qual corresponde a um EFB (Van Beek et alii, 1974), consistiria de uma convolução espacial e temporal dos eventos primários ocorridos nos locais onde  $\bar{\mathbf{k}} \cdot \bar{\mathbf{B}} = 0$ .

Verificou-se que o volume da liberação primária de energia envolvido neste processo é plausível sob o ponto de vista de ser pequeno comparado às dimensões totais dos arcos magnéticos. Deve-se portanto verificar se a quantidade de energia armazenada, devido à torção das linhas de campo, é suficiente para explicar a quantidade de energia liberada numa explosão solar.

Sturrock e Uchida (1981), resolvendo a expressão de campo "force-free"  $\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$ , onde  $\alpha$  é um parâmetro que depende da posição, obtiveram a relação:

$$\Delta W = \frac{\phi^2 (\Delta \chi)^2}{16\pi^2 L}, \quad (8.2)$$

que estima a quantidade de energia ( $\Delta W$ ) armazenada num campo magnético quando um arco de comprimento  $L$ , o qual possui um fluxo magnético  $\phi$ , sofre uma torção  $\Delta \chi$  (radianos).

Sendo  $\phi = \pi r^2 B$  ( $r$  = raio do arco magnético) e estimando-se  $B \sim 500$  G com  $r \sim 10^8$  cm, obtêm-se que  $\phi \sim 2 \times 10^{19}$  G cm<sup>2</sup>; se  $\Delta \chi = 2\pi$  (Sturrock et alii, 1982), e  $L \sim 10^9$  cm, então a energia armazenada é:

$$\Delta W \sim 10^{29} \text{ ergs} .$$

Esta quantidade de energia armazenada está compatível com os valores observados para eventos pequenos; se a região ativa for complexa, possuindo vários arcos magnéticos com campos mais intensos, a energia armazenada será maior e conseguirá explicar a energia de  $\sim 10^{32}$  ergs liberada em grandes eventos solares.

Um outro mecanismo de liberação primária que poderia explicar a possível existência de eventos primários é o proposto por Sturrock et alii (1982) onde se supõe a existência dos "Elementary Flux Tubes" - EFT. Em seu modelo Sturrock et alii (1982) consideraram que os campos magnéticos da fotosfera estão concentrados em "nós" e que possuem fluxos de  $\sim 10^{18,4}$  Mx, sugerindo a quantização do fluxo magnético. Utili

zando a Expressão 8.2, Sturrock et alii (1982) estimaram que a energia armazenada em cada arco magnético é  $\Delta W \sim 10^{27,2}$  ergs ao sofrer uma torção de  $-2\pi$ . Portanto, neste modelo, cada evento primário seria produzido por um arco magnético diferente do conjunto, e a explosão solar observada seria a ativação sucessiva dos diferentes arcos, dos diferentes conjuntos ou agregações constituintes da região ativa complexa.

## 8.2 - DISCUSSÕES

Verificou-se que ambos os mecanismos de liberação primária de energia citados acima podem ser os responsáveis pelas características das explosões solares observadas em raios X duros e microondas. A diferença básica entre os mecanismos está no fato de que o primeiro proposto por Spicer (1977b) considera que as liberações primárias responsáveis pelos eventos primários ocorrem em vários locais dentro do arco magnético, onde  $\bar{\mathbf{k}} \cdot \bar{\mathbf{B}} = 0$ ; enquanto o modelo proposto por Sturrock et alii (1982) considera a existência de um conjunto de arcos pertencentes ao mesmo para de manchas, com fluxos "quantizados" e que cada um destes EFT seria responsável pelo evento primário.

A explosão solar, conforme observada, é constituída de estruturas com duração ~10s, associadas aos EFB (Van Beek et alii, 1974), correspondendo à ativação sucessiva dos diferentes arcos magnéticos (Spicer, 1977b; Vorpahl, 1977) ou dos diferentes conjuntos de arcos magnéticos os quais unem regiões de polaridades opostas (Sturrock et alii, 1982). Um possível processo de ativação foi proposto por Emslie (1981b) que, em seu modelo, supões a deposição de energia nos pés do arco magnético, provocando sua expansão e conseqüente interação com os arcos vizinhos. Os EFBs consistiriam da convolução espacial e temporal dos eventos primários ocorridos nos locais onde se processou a liberação primária de energia onde  $\bar{\mathbf{k}} \cdot \bar{\mathbf{B}} = 0$  (Spicer, 1977b) ou nos diferentes EFTs (Sturrock et alii, 1982).

A distinção entre as diferentes estruturas observadas nas explosões solares vai se dificultando a medida que estas ocorrem em regiões ativas com elevado grau de complexidade, onde o efeito de superposição dos EFBs também se acentua em adição à superposição dos eventos primários; portanto, apenas em eventos mais simples é que será possível verificar as condições estabelecidas neste estudo. Para haver uma definição sobre qual modelo é o melhor seriam necessárias observações com alta sensibilidade, resolução temporal e resolução espacial associada com magnetogramas da região ativa.

## CAPÍTULO 9

### SIMULAÇÃO DE EXPLOSÕES SOLARES

Dos resultados obtidos a partir da análise do comportamento estatístico, infere-se uma condição de contorno onde se estabelece que a energia integrada das explosões solares é a somatória da energia emitida em cada evento primário, os quais podem ser os responsáveis pelos perfis observados (Capítulo 5), ao se convolucionarem no tempo e espaço. Esta interpretação parece estar consistente com os resultados obtidos através dos dois eventos analisados no Capítulo 6, observados em raios X duros e microondas.

No Capítulo 6 verificou-se que as explosões solares podem ser constituídas de estruturas com duração ~10s, correspondendo aos EFBs (Van Beek et alii, 1974), os quais apresentam estruturas superpostas ultra-rápidas com duração de frações de segundo, atribuídas aos eventos primários resolvidos temporalmente. Como em geral as regiões ativas apresentam morfologia complexa, ou seja, são constituídas por várias estruturas magnéticas sob a forma de arcos (Sturrock, 1980), supôs-se que cada estrutura seja responsável pelos EFBs individuais, os quais apresentam estruturas ultra-rápidas superpostas, com diferentes taxas de repetição. Verificou-se que os dois eventos analisados no Capítulo 6 obedecem à relação:

$$I_p(t) \approx R(t) \langle e \rangle ,$$

ou seja, o fluxo de pico é proporcional à taxa de repetição das estruturas ultra-rápidas, o que evidencia a possível veracidade da superposição dos eventos primários.

Admitindo-se as considerações acima como hipótese de trabalho a seguir pretende-se simular uma explosão solar. Devido às imprecisões envolvidas nas estimativas das quantidades primárias de energia e ao elevado grau de complexidade das explosões solares, pretende-se no

momento apenas tentar obter as características dos eventos observados considerando a superposição de eventos primários. O primeiro passo é encontrar uma forma para o pulso de energia, o qual consiga reproduzir, por exemplo, a razão  $\Delta S/S_p \sim 0,01$  observada nos eventos analisados no Capítulo 6, a qual relaciona a amplitude das estruturas ultra-rápidas ( $\Delta S$ ) e o fluxo de pico ( $S_p$ ).

As estruturas ultra-rápidas podem ser interpretadas como injeções impulsivas com duração  $t \sim 1/R(t)$ , sobressaindo-se sobre um componente lenta produzida pelo aquecimento do plasma. O perfil das explosões, neste caso, seria composto por duas componentes distintas, a lenta ( $\sim 10s$ ) devida ao aquecimento do plasma, e a impulsiva ( $t \sim (1/R(t)) \sim$  frações de segundo) sobreposta à componente lenta produzida por injeções discretas de energia. Por outro lado, estas estruturas podem ser o resultado da superposição de eventos primários com duração  $t > 1/R(t)$ ; neste caso o perfil do evento seria apenas constituído pela componente impulsiva.

Para a simulação utilizar-se-á como referência o evento I do Capítulo 6, baseando-se na hipótese de que o perfil do evento é apenas constituído pela componente impulsiva ( $t > 1/R(t)$ ) e, deste modo, tentar-se-á obter a relação  $\Delta S/S_p \sim 0,01$  encontrada.

Considerar-se-á a duração do pulso  $\sim 2s$ , segundo as estimativas feitas no Capítulo 7.

O primeiro passo para estabelecer a forma do pulso foi escolher um que fosse simétrico devido à simetria encontrada no pico do evento I (Figura 6.3). A primeira forma adotada foi a de um triângulo cuja base correspondia a  $t \sim 2s$ , só que ao se fazer a superposição segundo a taxa  $R(t) \sim 16s^{-1}$  não se conseguiu obter a relação  $\Delta S/S_p \sim 0,01$  observada. O que se precisava era uma forma simétrica que fosse mais íngreme em seu ápice, deste modo chegou-se à forma cuja subida e descida fossem exponenciais, possibilitando a obtenção de  $\Delta S/S_p \sim 0,01$ , mesmo com alta taxa de repetição ( $\sim 16s^{-1}$ ).

A forma de pulso utilizada, a qual melhor satisfaz a simulação,  $\bar{\epsilon}$  do tipo:

$$F(\epsilon, t) = A(\epsilon)e^{-a\sqrt{|t|}}.$$

Considerando que o corpo da emissão seja  $\sim 2s$  (Capítulo 7) e que a energia liberada está associada à energia dos eventos primários  $\langle e \rangle$  obtém-se que a forma de pulso resulta em:

$$F(\epsilon, t) = \frac{a^2}{2} \langle e \rangle e^{-a\sqrt{|t|}}, \quad (9.1)$$

esboçado na Figura 9.1, onde  $a = \sqrt{2}$  e  $\langle e \rangle = 1$ . Este pulso será utilizado para se obterem características semelhantes ao evento I em seu máximo.

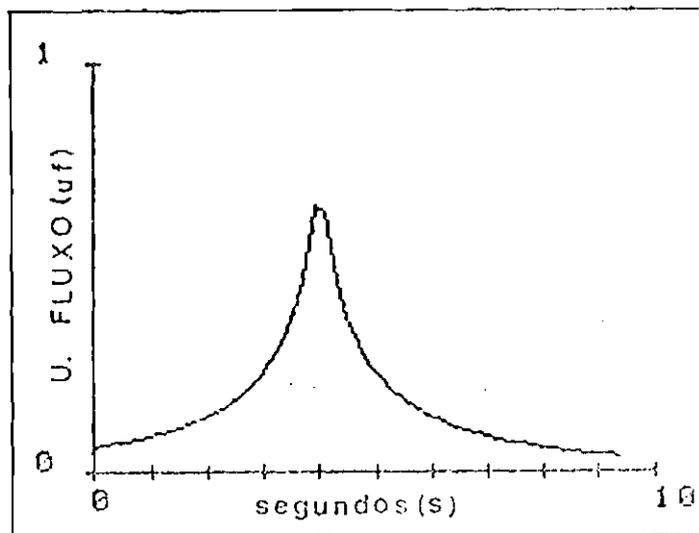


Fig. 9.1 - Esboço do pulso representado pela Expressão 9.1.

-  $a = \sqrt{2}$ ,  $\langle e \rangle = 1$  e o fluxo cai de  $2/e$  quando  $t = 1s$ .

Para fazer uma simulação bem próxima da realidade do evento I seria necessário primeiro fazer uma distinção entre os diferentes EFBS que o constituem e obter as taxas de repetição de cada um, só assim conseguir-se-ia obter um perfil mais próximo ao observado. Este trabalho será feito em outra oportunidade, no momento far-se-á apenas uma simulação grosseira com o objetivo de obter a característica observada no pico do evento, onde  $R(t) \sim 16s^{-1}$ .

Na simulação do evento I (Figura 9.2) utilizaram-se 20 pulsos na fase do máximo com  $R(t) = 16s^{-1}$ , segundo o pulso esboçado na Figura 9.1. Na Figura 9.3 tem-se a expansão do pico nos intervalos de 0,5 e 1 segundos, onde se podem visualizar as estruturas ultra-rápidas, as quais possuem  $\Delta S/S_p \sim 0,01$  como resultado da superposição dos eventos primários. Comparando as Figuras 6.3 e 9.3, ou seja, observação e simulação, verifica-se uma grande semelhança entre os dois perfis.

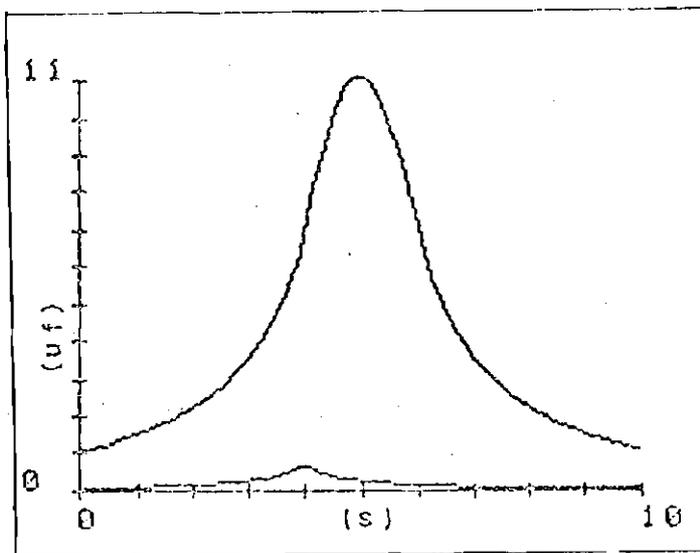


Fig. 9.2 - Simulação de um evento.

- Utilizou-se a superposição de pulsos iguais ao esboçado na Figura 9.1, apresentando taxas de repetição  $R(t) \sim 16s^{-1}$  no pico do evento. Características semelhantes ao evento 18/12/80.

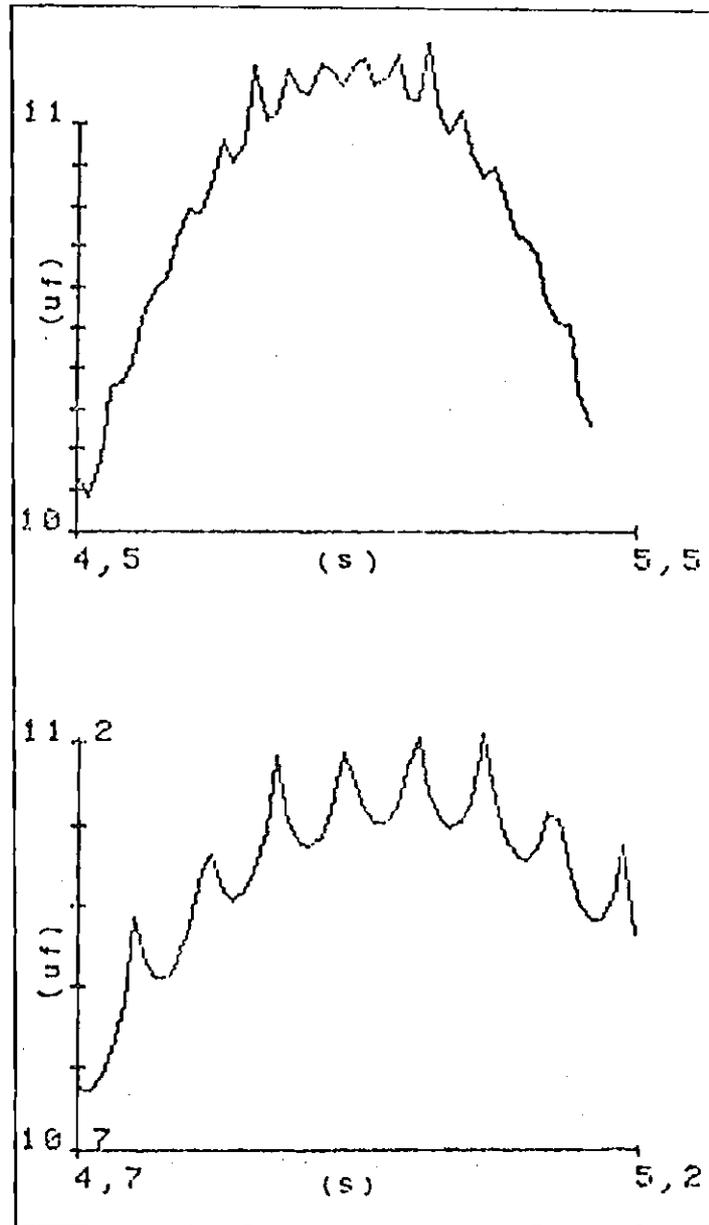


Fig. 9.3 - Expansões do pico do evento simulado na Figura 9.2.

- 1s (acima) e 0.5s (abaixo). As estruturas ultra rāpidas apresentam  $\Delta S/S_p \sim 0,01$ , compatível com as características do evento de 18/12/80. Ver Figura 6.3.

A forma escolhida para o pulso de energia referente ao evento primário é semelhante à forma do pulso de aquecimento do plasma encontrada por Giachetti e Pallavicini (1976) ao considerar a resposta do plasma a injeções discretas de elétrons não-térmicos acelerados, a partir de uma função fonte associada à fase impulsiva das explosões solares.

Segundo Spicer (1977b) tem-se que quando a densidade de energia armazenada é grande esta será liberada segundo uma maior taxa, ou seja,  $dE_e/dt = E_a$ , a energia liberada  $E_e$  será proporcional à densidade de energia armazenada  $E_a$ ; se esta for grande a taxa será grande. Como a energia liberada em cada evento primário é praticamente constante, isto implica um tempo de liberação mais curto e, conseqüentemente, uma variação na forma do pulso. Deste modo, um evento com fluxo de pico elevado implica uma densidade de energia alta, uma alta taxa de repetição e uma forma de pulso mais abrupta pois a taxa de liberação será elevada. Portanto, a forma do pulso irá depender da taxa de liberação de energia, ou seja, da taxa de repetição das estruturas ultra-rápidas observadas; quanto maior a taxa de repetição mais abrupta será a forma do pulso.

A variação da forma do pulso parece estar de acordo com os mecanismos físicos envolvidos na liberação de energia. No evento II, onde se tem  $R(t) \sim 4s^{-1}$ , a relação  $\Delta S/S_p \sim 0,01$  seria obtida com uma forma de pulso menos abrupta do que o necessário para simular o evento I, também coerente com o resultado do trabalho de Giachetti e Pallavicini (1976).

## CAPÍTULO 10

### CONCLUSÃO

#### 10.1 - SÍNTESE

Do estudo do comportamento estatístico de um conjunto de explosões solares observadas com instrumento de alta sensibilidade e resolução temporal de milissegundos na faixa de microondas e raios X duros, verificou-se que as distribuições referentes aos parâmetros de energia e duração apresentavam máximos, os quais parecem refletir características intrínsecas às regiões-fontes.

Admitindo que os máximos encontrados nas distribuições sejam reais não tendo sofrido portanto efeitos de seleção, estabeleceram-se condições de contorno para o fenômeno das explosões solares:

##### a) Características das regiões ativas

Esta condição refere-se à presença dos máximos nas distribuições; os máximos refletem a concentração dos parâmetros de energia e duração das explosões em torno de certos valores,  $E \sim 140$  cont e  $t \sim 58$ s na faixa de raios X duros. A concentração dos parâmetros talvez signifique de um modo geral as condições físicas das regiões ativas são semelhantes entre si, e qualquer desvio destes valores preferenciais dos parâmetros seria provocado devido a região ativa possuir características diferentes da maioria.

##### b) Superposição de eventos primários

A presença do máximo nas distribuições, bem como sua forma, levou ao ajuste de poissonianas. Sendo o máximo real, existe uma energia mínima a partir da qual não se observa nenhum evento. Admitindo estas duas conclusões como viáveis e a partir de evidências diretas da

existência das estruturas ultra-rápidas, considerou-se que a energia das explosões solares é a somatória da energia liberada por uma série de eventos primários os quais se convolucionaram no tempo e no espaço.

A energia dos eventos primários foi estimada a partir do ajuste de poissonianas, considerando-se sua normalização e a condição de superposição de eventos primários. O valor obtido para faixa de raios X duros (SMM) parece estar compatível segundo a ordem de grandeza com aquela estimada a partir de observações diretas (Capítulo 6). O resultado foi satisfatório levando-se em conta as imprecisões envolvidas nas duas estimativas.

As características do local de liberação de energia foram obtidas utilizando os dois modelos, térmicos e não-térmicos ("thick target"), vigentes no momento. Valores plausíveis para os parâmetros do local de liberação primária foram obtidos ao considerar que a duração do evento primário fosse  $\sim 2$ s, valor estimado utilizando o modelo proposto por Brown et alii (1980).

Os possíveis mecanismos de liberação primária de energia, os quais podem resultar na produção dos eventos primários utilizados nesta análise são os propostos por Spicer (1976) e Sturrock et alii (1982), onde as liberações ocorrem em diversos locais da topologia magnética. Estes mecanismos consideram o armazenamento de energia sob forma magnética, processando-se a medida que as linhas do campo vão se torcendo devido ao movimento fotosférico das manchas solares. Durante o armazenamento de energia, o plasma tem seu grau de turbulência aumentado até que se já atingido um estado instável quando surgem as instabilidades "tearing-mode" responsáveis pela liberação primária de energia.

A duração e forma do pulso de energia responsável pelo evento primário irá depender das características da topologia magnética. Se a densidade da energia armazenada é elevada esta será liberada segundo uma taxa alta também e, deste modo, a duração do evento primário será menor do que aquele produzido numa estrutura com densidade de energia

menor (Spicer, 1977b). Esta conclusão também pode ser obtida utilizando a relação Brown et alii (1980), para o pulso de fótons (Relação 7.10); verifica-se que se o volume do local de liberação diminui tem-se que a duração do evento primário também diminuirá, pois ME aumenta devido à dependência quadrática com a densidade  $n_e$ , de modo a se manter o mesmo número de fótons produzidos pelo "nó".

Em resumo, uma explosão solar pode ser concebida como constituída por estruturas com duração  $\sim 10$ s, valor obtido através da análise estatística sobre as durações dos eventos, correspondendo aos chamados EFBs (Van Beek et alii, 1974), cuja duração típica é  $\sim 10$ s, mas pode variar  $1 - 10$ s nos perfis dos eventos, dependendo de seu grau de superposição. Superpostas aos EFBs estão as estruturas ultra-rápidas, as quais apresentam taxas de repetição de  $3 - 30$ s<sup>-1</sup>, correspondendo à superposição de eventos primários cuja duração  $t \gg 1/R(t)$ , ou a uma componente impulsiva cuja  $t \sim 1/R(t)$ , superposta a uma componente mais lenta.

A energia estimada para estes eventos primários a partir da análise estatística talvez possa ser considerada praticamente constante, pois de um modo geral as regiões ativas apresentam seus parâmetros em torno de valores típicos, os quais indicam a semelhança entre as características de cada região.

Fazendo uma análise mais crítica ter-se-ia que apenas os eventos primários constituintes do mesmo EFB apresentariam energias consideravelmente próximas, e estas também seriam "iguais" para diversos EFBs, se estes fossem produzidos em estruturas magnéticas semelhantes entre si.

Da distribuição de durações verificou-se que esta apresenta um máximo em  $t \sim 5$ s. Considerando o ajuste da poissoniana e a condição de superposição em analogia ao estudo das energias, obteve-se uma duração elementar  $\sim 8$ s, que talvez esteja relacionada à duração dos EFBs individuais. Se a duração típica dos EFBs é  $\sim 8$ s, e estas forem associadas aos arcos magnéticos individuais, tem-se que as regiões ativas ge

ralmente são constituídas por ~7 arcos magnéticos, já que a duração mais provável das explosões ~58s. Este resultado está compatível com o estudo feito por De Jager e De Jonge (1978), onde se inferiu que o número mais provável de estruturas magnéticas constituintes da região ativa é ~6.

## 10.2 - CONCLUSÃO FINAL

O resultado primordial deste trabalho foi o estabelecimento da condição de contorno a qual sugere que as explosões solares são uma superposição de eventos primários. Esta idéia está compatível com a relação inferida por Kaufmann et alii (1980b):

$$S_p \propto R(t) \langle e \rangle$$

para a faixa de microondas, e sugerida a partir da análise do Capítulo 6 para a faixa de raios X duros. A quantidade de energia liberada em cada evento primário parece ser praticamente constante, sugerindo a viabilidade da idéia da "quase-quantização" proposta por Kaufmann et alii (1980a); o que variaria, segundo as condições físicas da região de liberação, seria a forma do pulso de energia, o qual possuiria durações inversamente proporcionais à densidade de energia armazenada (Spicer, 1977b).

O perfil das explosões solares irá depender do grau de complexidade das regiões ativas; quanto mais complexa, maior será a densidade de energia armazenada e conseqüentemente ocorrerá uma superposição dos EFBs, dificultando sua identificação e por conseguinte ados eventos primários.

### 10.3 - PERSPECTIVAS DO TRABALHO

O que será feito em prosseguimento a este trabalho é fazer uma análise do comportamento estatístico apenas sobre os eventos impulsivos, os quais estão diretamente relacionados com os mecanismos de liberação primária de energia. A seleção dos eventos será nas faixas de raios X duros (SMM) e de microondas (Rádiodbservatório do Itapetinga).

Os valores dos parâmetros das explosões solares serão obtidos com maior rigor de modo a se estimarem valores para as quantidades primárias mais precisos, não apenas em ordem de grandeza.

Além da análise nas faixas de microondas e raios X duros, pretende-se também estudar o comportamento estatístico das explosões na faixa de raios  $\gamma$ , obtidos com o experimento GRS (espectrômetro de raios  $\gamma$ ) a bordo do SMM, e verificar seu relacionamento com as já analisadas.

Através de convoluções estatísticas das distribuições referentes a fluxo de pico, durações e energias pretende-se analisar o efeito da sensibilidade instrumental e provar a consistência entre as estatísticas.

Fazendo uso das melhores estimativas para as quantidades primárias serão pesquisados modelos de liberação primária de energias, baseados em instabilidades de plasma, que melhor se adaptem às condições de contorno estabelecidas.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALTSCHULER, M.D. Source of the solar flare energy. *Solar Physics*, 47(1):183-192, Jan. 1976.
- ARNOLDY, R.L.; KANE, S.R.; WINCKLER, J.R. Energetic solar flare X-rays observed by satellite and their correlation with solar radio and energetic particle emission. *The Astrophysical Journal*, 151(2):711-736, Feb. 1968.
- BARNES, C.W.; STURROCK, P.A. Force-free magnetic-field structures and their role in solar activity. *The American Astronomical Society*, 174(3):659-669,
- BOHLIN, J.D.; FROST, K.J.; BURR, P.T.; GUHA, A.K.; WITHBROE, G.L. Solar maximum mission. *Solar Physics*, 65(1):5-13, Feb. 1980.
- BROWN, J.C. The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectro of hard X-ray bursts. *Solar Physics*, 18(3):489-502, Dec. 1971.
- BROWN, J.C. The temperature structure of cromospheric flares heated by non-thermal electrons. *Solar Physics*, 31(1):143-169, Apr. 1973.
- BROWN, J.C. The interpretation of spectra, polarization and directivity of solar hard X-rays. In: INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION (IAU). *Solar gamma -, X -, and EUV radiation*, Symposium held in Buenos Aires, 11-14 June, 1974. Dordrecht, D. Reidel, 1975, p. 245-282. (IAU Symposium, 68).
- BROWN, J.C.; HAYWARD, J. Height structure of thermal hard X-rays sources on the sun. *Solar Physics*, 73(1):121-132, Sept. 1981.
- BROWN, J.C.; HAYWARD, J. Dissipation and stability of return currents in solar flares. *Solar Physics*, 80(1):129-141, Sept. 1982.
- BROWN, J.C.; MELROSE, D.B. Collective plasma effects and the electron member problem in solar hard X-ray bursts. *Solar Physics*, 52(1): 117-131, Apr. 1977.
- BROWN, J.C.; SMITH, D.F. Solar flares. *Reports on Progress in Physics*, 43(1):125-197, Jan. 1980.

- BROWN, J.C.; CANFIELD, R.C.; ROBERTSON, M.N. H $\alpha$  profiles from electron-heated solar flares. *Solar Physics*, 57(3):399-408, June 1978.
- BROWN, J.C.; CRAIG, I.J.D.; KARPEN, J.T. Dynamic spectral characteristics of thermal models for solar hard X-ray bursts. *Solar Physics*, 67(1):143-162, Aug. 1980.
- BROWN, J.C.; HAYWARD, J.; SPICER, D.S. Thick target beam interpretation of stereo observations of a solar hard X-ray burst. *Astrophysical Journal Letters*, 245(2):L91-L95, Apr. 1981.
- BROWN, J.C.; MELROSE, D.B.; SPICER, D.S. Production of a collisionless conduction front by rapid coronal heating and its role in solar hard X-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, 288(2):592-597, Mar. 1979.
- CHARIKOV, Y.E.; KOCHAROV, F.E.; LAZUTOV, V.P. Fine temporal structure of the solar flares. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE 17th., Paris, July 1981.
- CHENG, C.C.; WIDING, K.G. Spatial distribution of XUV emission in solar flares. *The Astrophysical Journal*, 20(3):735-739, Nov. 1975.
- CHIUDERE, C.; EINAUDI, G. Current confinement in solar coronal loops. *Solar Physics*, 73(1):89-103, Sept. 1981.
- COLGATE, S.A. A phenomenological model of solar flares. *The Astrophysical Journal*, 221(3):1068-1087, May 1978.
- CRANNEL, C.J.; FROST, K.J.; MÄTZLER, C.; OHKI, K.; SABA, J.L. Impulsive solar X-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, 223(2):620-637, July 1978.
- DAS GUPTA, M.K.; SARKAR, S.K. A comparative study of the different aspects of impulsive and gradual rise and fall types of solar microwave bursts. *Journal of Royal Astronomy Society of Canada*, 65(6):284-294, Dec. 1971.
- DE JAGER, C. On the seats of elementary flare bursts. *Solar Physics*, 64(1):135-141, Nov. 1979.
- DE JAGER, C.; DE JONGE, G. Properties of elementary flare bursts. *Solar Physics*, 58(1):127-137, Mar. 1978.

- DE JAGER, C.; KUPERUS, M.; ROSENBERG, H. Solar flares. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A.*, 281:507-513, 1976.
- DENNIS, B.R.; FROST, K.J.; ORWIG, L.E.; KIPLINGER, A.; CHEWNING, T.O.; DENNIS, H.E.; GIBSON, B.R.; KENNARD, G.S.; TOLBERT, A.K. The hard X-ray burst spectrometer event listing 1980 and 1981. Washington, DC, NASA, 1982. (NASA - Technical Memorandum 83925).
- DONNELLY, R.F.; KANE, S.R. Impulsive extreme - ultraviolet and hard X-ray emission during solar flares. *The Astrophysical Journal*, 222(3):1043-1053, June 1978.
- DRAKE, J.F. Characteristics of soft solar X-ray bursts. *Solar Physics*, 16(1):152-185, Jan. 1971.
- DRÖGE, F. Millisecond fine - structures of solar bursts radiation in the range 0.2-1,4 GHz. *Astronomy and Astrophysics*, 57:285-290, Dec. 1977.
- EMSLIE, A.G. Observational signatures of thermal and non-thermal models of hard X-ray emission in solar flares. In: EMSLIE, A.G.; GAIZAUKAS, S.T. et. Crimean solar maximum year workshop, Institute for Plasma Research - Stanford University, Stanford, California, May 1980. (SUIPR - Report no. 841).
- EMSLIE, A.G. Adiabatic and nonadiabatic processes in thermal models of solar hard X-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, 244(2):653-658, Mar. 1981a.
- EMSLIE, A.G. An interacting loop model for solar flares bursts. *Astrophysical Letters*, 22:171-177, Oct. 1981b.
- EMSLIE, A.G.; VLAHOS, L. Radiation signatures from a locally energized flaring loops. *The Astrophysical Journal*, 242(1):359-373, Nov. 1980.
- EMSLIE, A.G.; BROWN, J.C.; DONNELLY, R.F. The inter-relationship of hard X-ray and EUV bursts during solar flares. *Solar Physics*, 57(1):175-190, Apr. 1978.
- FOKKER, A.D. On the distribution of magnitudes of solar microwave events. *Solar Physics*, 67(1):101-108, Aug. 1980.

- FROST, K.J. Rapid fine structure in a burst of hard solar X-rays observed by O50-5. *The Astrophysical Journal*, 158(3):L159-L163, Dec. 1969.
- FÜRTH, H.P.; KILLEN, J.; ROSENBLUTH, M. Physics of fluids, 6:459, 1963. Apud Spicer (1977a).
- GIACHETTI, R.; PALLAVICINI, R. Non-stationary heating of solar flare plasma by non-thermal electrons. *Astronomy and Astrophysics*, 53:347-354, Dec. 1976.
- GOLD, T.; HOYLE, F. Monthly Notices Royal Astronomical Society, 120:7, 1960. Apud Barnes e Sturrock (1972).
- HEYVAERTS, J.; PRIEST, E.R. Thermal evolution of current sheets and flash phase of solar flares. *Solar Physics*, 47(1):223-231, Jan. 1976.
- HOYNG, P.; BROWN, J.C.; VAN BEEK, H.F. High time resolution analysis of solar hard X-ray flares observed on board the ESROTD-1A satellite. *Solar Physics*, 48(1):197-254, Apr. 1976.
- HOYNG, P.; KNIGHT, J.W.; SPICER, D.S. Diagnostics of solar flare hard X-ray sources. *Solar Physics*, 58(1):139-148, Apr. 1978.
- KAHLER, S.W. The dependence of solar flare energetics on flare volumes. *Solar Physics*, 59(1):87-104, July 1978.
- KANE, S.R.; ANDERSON, K.A. Spectral characteristics of impulsive solar flare X-rays  $\geq 10$  keV. *The Astrophysical Journal*, 162(3):1003-1018, Dec. 1970.
- KANE, S.R.; ANDERSON, K.A.; EVANS, W.D.; KLEBESADEL, R.W.; LAROS, J. Observation of an impulsive solar X-ray burst from a coronal source. *The Astrophysical Journal*, 233(3):L151-L155, Nov. 1979.
- KAPLAN, S.A.; PIKEL'NER, S.B.; TSYTOVICH, V.N. Physics reports. *Physics Letters*; section C, 15:C1-C82, 1974. Apud Kuperus (1976).
- KARPEN, J.T.; CRANNELL, C.J.; FROST, K.J. Spectral evolution of multiply impulsive solar bursts. *The Astrophysical Journal*, 234(1):370-377, Nov. 1979.

- KAUFMANN, P. Fast time structures superimposed to impulsive solar microwave bursts with slowly varying or stationary polarization degree. *Solar Physics*, 60(2):367-381, Oct. 1978.
- 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, 1983, in preparation.
- KAUFMANN, P.; IACOMO Jr., P.; KOPPE, E.H.; MARQUES DOS SANTOS, P.; SCHALL, R.E.; BLAKEY, J.R. The July 1974 solar events: a possible lower limit for microwave activity. *Solar Physics*, 45(1):189-197, Nov. 1975.
- KAUFMANN, P.; RIZZO PIAZZA, L.; SCHALL, R.E. Statistical distribution of solar soft X-ray bursts. *Revista Brasileira de Física*, 9(1):37-43, 1979.
- KAUFMANN, P.; STRAUSS, F.M.; OPPER, R.; LAPORTE, C. Evidence for quasi-quantization of solar flare mm-wave radiation. *Astronomy and Astrophysics*, 87:58-62, July 1980a.
- KAUFMANN, P.; STRAUSS, F.M.; RAFFAELLI, J.C.; OPPER, R. New aspects of solar activity found with high time resolution and high sensitivity observation at cm - and mm-wavelengths. In: DONNELLY, R.F., ed. - *International Solar-Terrestrial Predictions Proceedings and Workshop Program*, held at Boulder, Co., Apr. 23-27, 1979. NOAA Space Environment Laboratory, Washington, 1980, v. 3, p. 115-130.
- KNIGHT, J.W.; STURROCK, P.A. Reverse current in solar flares. *Astrophysical Journal*, 218(1):306-310, Nov. 1977.
- KRUGER, A. Morphology of solar radio bursts in the cm and lower dm range. *Zeitschrift für Astrophysik*, 55: p. 137. 1962. (in German). Apud Wefer (1973).
- KUPERUS, M. The role of plasma turbulence in the development of solar flares. *Solar Physics*, 47(1):79-90, Jan. 1976.
- LIN, R.P.; HUDSON, H.S. 10-100 keV electron acceleration and emission from solar flares. *Solar Physics*, 17(2):412-435, June 1971.

- LIN, R.P.; HUDSON, H.S. Non-thermal processes in large solar flares. *Solar Physics*, 50(1):153-178, Oct. 1976.
- MARSH, K.A.; HURFORD, G.J.; ZIRIN, H.; DULK, G.A.; DENNIS, B.R.; FROST, K.J.; ORWIG, L.E. Properties of solar flare electrons, deduced from hard X-ray and spatially resolved microwave observation. *The Astrophysical Journal*, 251(2):797-804, Dec. 1981.
- MÄTZLER, C. Microwave radiation from thermal hard X-ray sources. *Astronomy and Astrophysics*, 70:181-188, Nov. 1978.
- MÄTZLER, C.; BAI, T.; CRANNELL, C.J.; FROST, K.J. Adiabatic heating in impulsive solar flares. *The Astrophysical Journal*, 223(3):1058-1071, Aug. 1978.
- MAYFIELD, E.B.; WHITE III, K.P. Pre-flare association of magnetic fields and millimeter-wave radio emission. *Solar Physics*, 47(1):277-284, Jan. 1976.
- MELROSE, D.B.; BROWN, J.C. Precipitation in traps models for solar hard X-ray bursts. *Monthly Notices of The Royal Astronomical Society*, 176(1):15-30, July 1976.
- ORWIG, L.E.; FROST, K.J.; DENNIS, B.R. The hard X-ray burst spectrometer on the solar maximum mission. *Solar Physics*, 65(1):25-37, Feb. 1980.
- ORWIG, L.E.; FROST, K.J.; DENNIS, B.R. Observation of solar flares on 1980 April 30 and June 7 with the hard X-ray burst spectrometer. *The Astrophysical Journal*, 244(3):L163-L166, Mar. 1981.
- PALLAVICINI, R.; SERIO, S.; VAIANA, G.S. A survey of soft X-ray limb flare images: the relation between their structure in the corona and other physical parameters. *The Astrophysical Journal*, 216(1):108,122, Aug. 1977.
- PARKS, G.K.; WINCKLER, J.R. Sixteen-second periodic pulsations observed in the correlated microwave and energetic X-ray emission from a solar flare. *The Astrophysical Journal*, 155:L117-L120, Feb. 1969.
- PETROSIAN, V. Structure of the impulsive phase of solar flares from microwave observations. *Astrophysical Journal Letters*, 255:L85-L89, Apr. 1982.

- PRIEST, E.R. Current sheet models of solar flares. *Solar Physics*, 47(1):41-75, Jan. 1976.
- ROSNER, R.; VAIANA, G.S. Cosmic flare transients constraints upon models for energy storage and release derived from the event frequency distribution. *The Astrophysical Journal*, 222(3):1104-1108, June 1978.
- SAKURAI, K. Motion of sunspot magnetic fields and its relation to solar flares. *Solar Physics*, 47(1):261-266, Jan. 1976.
- SCALISE Jr., E. Statistical analysis of the center-limb variation of microwave impulsive bursts. *Publications of Astronomical Society of Japan*, 22(4):483-493, Apr. 1970.
- SEEHAFER, N. Determination of constant force-free solar magnetic fields from magnetograph data. *Solar Physics*, 58(2):215-223, June 1978.
- SHEELEY Jr., N.R. Energy released by the interaction of coronal magnetic fields. *Solar Physics*, 47(1):173-180, Jan. 1976.
- SLOTTJE, C. Millesecond microwave spikes in a solar flare. *Nature*, 275:520-521, Oct. 1978.
- SMITH, D.F. Criteria for plasma-wave losses for electrons streaming from an acceleration region. *The Astrophysical Journal*, 201(2): 521-525, Oct. 1975.
- SMITH, D.F.; AUER, L. Thermal models for solar hard X-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, 238(3):1126-1133, June 1980.
- SMITH, D.F.; EMSLIE, A.G. 1982, preprint. Apud Kaufmann et alii (1983).
- SMITH, D.F.; LILLIEQUIST, C.G. Confinement of hot, hard X-ray producing electrons in solar flares. *The Astrophysical Journal*, 232(2): 582-589, Sept. 1979.
- SPICER, D.S. N.R.L. Formal Report 8036, 1976. Apud Spicer (1976).
- SPICER, D.S. The thermal and non-thermal flare. *Solar Physics*, 53(1):249-254, Apr. 1977a.

- SPICER, D.S. An unstable arch model of a solar flare. *Solar Physics*, 53(2):305-354, May 1976b.
- SPICER, D.S. Electrostatically unstable heat flow during solar flares and its consequences. *Solar Physics*, 54(2):379-385, Aug. 1977c.
- SPICER, D.S. Loop models of solar flares: revisions and comparisons. *Solar Physics*, 70(1):149-172, Mar. 1981.
- STURROCK, P.A. *Solar Flares*. Boulder, Colorado, Colorado Associated University Press, 1980.
- STURROCK, P.A.; UCHIDA, Y. Coronal heating by stochastic magnetic pumping. *The Astrophysical Journal*, 246(1):331-336, May 1981.
- STURROCK, P.A.; KAUFMANN, P.; SMITH, D.F. Energy release in solar flares. California, NASA, Oct. 1982. (SUIPR Report no. 933).
- SVETKA, Z. *Solar Flares*. Dordrecht, D. Reidel, 1976.
- SWEET, P.A. IAU - Simpósio nº 6, 123, 1958. Apud Kuperus (1976).
- SYROVATSKÛ, J.I. On the time evolution of force-free fields. *Solar Physics*, 58(1):89-94, May 1978.
- TAKAKURA, T.; KAUFMANN, P.; COSTA, J.E.R.; DEGAONKAR, S.S.; OHKI, K.; NITTA, N. The discovery of simultaneous microwave and hard X-ray sub-second time structures in a solar bursts. *Nature*, 302:317-319, Mar. 1983.
- TAKAKURA, T.; OHKI, K.; ODA, M.; OGAWARA, Y.; MURAKAMI, T.; MAKISHIMA, S.; MIYAMOTO, S. *Astro-A for observations of solar flares*. Tokyo, Japan. Institute of Space and Aeronautical Sciences University of Tokyo, 1980.
- TANDBERG-HANSEN, E.; KAUFMANN, P.; REICHMANN, E.J.; TEUBER, D.L.; MOORE, R.O.; ORWIG, L.E.; ZIRIN, H. 1982, in preparation. Abstract in Bulletin American Astronomical Society, 15(2):697, 1983.
- TARBELL, T.D.; TITLE, A.M. Measurements of magnetic fluxes and field strengths in the photospheric network. *Solar Physics*, 52(1):13-25, Mar. 1977.

- TUCKER, W.H. Heating of solar active regions by magnetic energy dissipation the steady-state case. *The Astrophysical Journal*, 186(1):285-289, Nov. 1973.
- 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*, Verlag, Berlin, Akademie, 1976, p. 447-452. (Space Research, 16).
- VAN HOVEN, G. Solar flares and plasma instabilities: observations, mechanisms and experiments. *Solar Physics*, 49(1):95-116, July 1976.
- VAN HOVEN, G. The energetics of resistive magnetic tearing. *The Astrophysical Journal*, 232(2):572-581, Sept. 1979.
- VAN HOVEN, G.; ANZER, U.; BARBOSA, D.D.; BIRN, J.; CHENG, C.C.; HANSEN, R.T.; JACKSON, B.V.; MARTIN, S.F.; McINTOSH, P.S.; NAKAGAWA, Y.; PRIEST, E.R.; REEVES, E.M.; REICHMANN, E.J.; SCHMAHL, E.J.; SMITH, J.B.; SOLODYNA, C.V.; THOMAS, R.J.; UCHIDA, Y.; WALKER, A.B.C. The preflare state. In: STURROCK, P.A. ed. *Solar Flares*. Boulder, Colorado Associated University Press, 1980, Cap. 2, p. 17-81.
- VLAHOS, L.; PAPADOPOULOS, K. Collective plasma effects associated with the continuous injection model of solar flare particle streams. *The Astrophysical Journal*, 233(2):717-1726, Oct. 1979.
- VORPAHL, J.A. Energy storage and deposition in a solar flare. *Solar Physics*, 47(1):147-156, Jan. 1976.
- VORPAHL, J.A. Comments regarding energy release and transfer in solar flares. *Solar Physics*, 53(1):271-275, May 1977.
- WEFER, F.L. *A statistical study of 5480 microwave solar radio events*. Pennsylvania Radio Astronomy Observatory, Apr. 1973. (Scientific Report n<sup>o</sup> 26).
- ZIRIN, H.; TANAKA, K. The flares of August 1972. *Solar Physics*, 32(1):173-207, July 1973.