

1. Publicação nº <i>INPE-2842-TDL/140</i>	2. Versão	3. Data <i>Agosto, 1983</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DRH-CAS</i>	Programa <i>FRH/CEA</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>SOL, EXPLOSÕES SOLARES, EMISSÃO EXPLOSIVA CM-MM E RAIOS-X, ATRASOS TEMPORAIS DA EMISSÃO EXPLOSIVA.</i>			
7. C.D.U.: <i>523.745</i>			
8. Título <i>INFLUÊNCIA DO CAMPO MAGNÉTICO NA EVOLUÇÃO TEMPORAL DA RADIAÇÃO DE EXPLOSÕES SOLARES EM RAIOS X E MICROONDAS</i>		10. Páginas: <i>75</i>	
		11. Última página: <i>58</i>	
9. Autoria <i>Joaquim Eduardo Rezende Costa</i>		12. Revisada por <i>Pierre Kaufmann</i>	
Assinatura responsável <i>Joaquim Eduardo Rezende Costa</i>		13. Autorizada por <i>Nelson de Jesus Parada</i> Diretor Geral	
14. Resumo/Notas <p><i>Neste trabalho, foi realizado um desenvolvimento teórico, autoconsistente com modelos recentes de fonte explosiva, aplicado aos atrasos temporais no máximo de emissão entre frequências na faixa de microondas e também destas com a emissão de raios-X duros. A hipótese de trabalho consistiu na adoção de um campo magnético crescente no decorrer da explosão solar, o qual contribuiu para um crescimento, diferencial em frequência, na emissão de microondas e retardou o tempo de maximização da exploração em baixas frequências com relação às altas e de microondas com relação a raios-X duros. Foi encontrado que estes atrasos são compatíveis com um crescimento no campo magnético de aproximadamente 14%, supondo modelos térmicos ou não-térmicos. Associando esta variação do campo magnético a deslocamentos descendentes de fontes térmicas na atmosfera solar foi encontrada compatibilidade na velocidade de deslocamento calculada com velocidade características de frentes de condução anômalas de modelos térmicos.</i></p>			
15. Observações <i>Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial, aprovada em 04 de outubro de 1982.</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



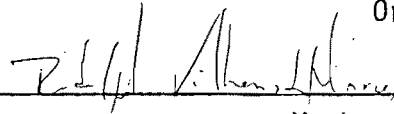
Presidente

Prof. Pierre Kaufmann



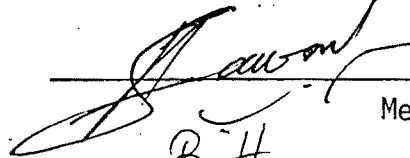
Orientador

Dr. Rodolpho Vilhena de Moraes



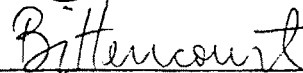
Membro da Banca  
-convidado-

Dr. Hanumant Shankar Sawant



Membro da Banca

Dr. José Augusto Bittencourt



Membro da Banca

Candidato: Joaquim Eduardo Resende Costa

São José dos Campos, 04 de outubro de 1982

PÁGINA ORIGINALMENTE EM BRANCO

Aos meus pais e esposa.

PÁGINA ORIGINALMENTE EM BRANCO

### AGRADECIMENTOS

Minha gratidão aos mestres, amigos e colegas de profissão que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho. É com prazer que agradeço aos amigos Prof. Pierre Kaufmann (orientador), Dr. Frederico M. Strauss (in memoriam), Dra. Zulema Abraham, Dr. Hanumant S. Sawant e demais colegas.

Sou também grato à minha esposa pela compreensão da intensa dedicação que por vezes este trabalho me conduziu.

Meus agradecimentos à FAPESP pela bolsa concedida no período de março de 1979 à janeiro de 1981 e ao INPE, os quais deram condições à realização deste trabalho de mestrado.

PÁGINA ORIGINALMENTE EM BRANCO

### ABSTRACT

*It has been made a theoretical development, self-consistent with recent models for the explosive source, applied to time delays of peak emission at different microwave frequencies, and between microwaves and hard X-ray emission. A working hypothesis has been assumed with the adoption of a growing magnetic field during the solar flare explosion, and therefore contributing to a growth in microwave emission, differential in frequency, producing delays of maximum emission towards lower microwave frequencies, and delays of microwave maximum emission with respect to hard X-rays. It has been found that these delays are consistent with a growth in the magnetic field of about 14% by assuming both thermal and non-thermal models. This variation in magnetic field has been associated to movements of thermal sources downwards in the solar atmosphere, and it has been found that the estimated velocities of displacement were consistent compared to characteristic velocities of anomalous conduction fronts of thermal models.*



PÁGINA ORIGINALMENTE EM BRANCO

## SUMÁRIO

	PÁG.
LISTA DE FIGURAS .....	<i>xi</i>
LISTA DE SÍMBOLOS .....	<i>xiii</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u> .....	1
1.1 - O rádio espectro observado na região cm-mm .....	4
1.2 - Modelo térmico da rádio fonte explosiva .....	12
1.3 - Primeiros modelos prevendo atrasos temporais .....	16
<u>CAPÍTULO 2 - ESPECTRO COMPOSTO DE MÚLTIPLAS FONTES</u> .....	23
2.1 - Apresentação teórica .....	24
2.1.1 - Espectro de energia do tipo lei de potência .....	25
2.1.2 - Espectro de energia térmico .....	25
2.2 - Características espectrais .....	26
2.2.1 - Caso não-térmico .....	26
2.2.2 - Caso térmico .....	28
<u>CAPÍTULO 3 - ATRASOS NOS MÁXIMOS DE EMISSÃO EM DIFERENTES FREQUÊNCIAS (cm-mm)</u> .....	31
3.1 - Caso não-térmico .....	32
3.2 - Caso térmico .....	37
<u>CAPÍTULO 4 - APLICAÇÃO NUMÉRICA</u> .....	41
<u>CAPÍTULO 5 - DISCUSSÃO FINAL</u> .....	49
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	55

PÁGINA ORIGINALMENTE EM BRANCO

## LISTA DE FIGURAS

	PÁG.
1.1 - Espectro de frequências esquematizado de explosões solares na região de comprimento de ondas cm-mm .....	8
1.2 - Variação da densidade total de hidrogênio, com a altura.	9
1.3 - Perfil espacial da temperatura na cromosfera e baixa coroa solar em condições de sol calmo .....	10
1.4 - Variação espacial do campo magnético de um dipolo .....	11
1.5 - Absorções calculadas a partir dos perfis espaciais de densidade, temperatura e campo magnético .....	13
1.6 - Arco magnético esquematizado .....	14
1.7 - Explosão solar de múltiplas estruturas de 8 de maio de 1980, às 19:37UT .....	18
1.8 - Ampliação do pico de emissão da explosão solar de 8 de maio de 1980, às 19:37 UT .....	19
1.9 - Explosão solar de 12 de dezembro de 1980, às 20:33UT ...	20
1.10- Espectros dinâmicos .....	21
4.1 - Velocidade de deslocamento de uma fonte térmica em função de $B_0$ .....	47
5.1 - Espectro de frequência no máximo de emissão da explosão de 8 de maio de 1980, às 19:37UT .....	51

PÁGINA ORIGINALMENTE EM BRANCO

## LISTA DE SÍMBOLOS

- a - Variável auxiliar relacionada ao mecanismo primário de liberação de energia na fonte (gauss/GHz)<sup>3</sup>.
- B - Intensidade do campo magnético, gauss.
- B<sub>0</sub> - Intensidade do campo magnético no início da explosão, gauss.
- B\* - Constante adimensional definida na Equação 2.13.
- B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub> - Intensidade do campo magnético nas pernas 1 e 2 do arco magnético, gauss.
- B<sub>d</sub>, B<sub>K</sub> - Perfil espacial do campo magnético de um dipolo e de Kovalev e Korolev (1976) respectivamente, gauss.
- B<sub>min</sub> B<sub>max</sub> - Intensidade do campo magnético no topo e pé do arco magnético respectivamente, gauss.
- C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub> - Variáveis auxiliares proporcionais ao número de elétrons emissores na fonte, definidas nas Equações 3.1 e 3.2 respectivamente, watts Hz<sup>-1</sup> m<sup>-1</sup>.
- E - Percentagem da energia cinética dos elétrons confinados pela frente de condução anômala.
- Ē - Percentagem da energia cinética dos elétrons que escapam da frente de condução anômala.
- e - e: neperiano, número irracional igual a 2,718281828 ..., adimensional.
- f<sub>cg</sub> - Frequência de corte para giro-absorção, GHz.
- f<sub>cll</sub> - Frequência de corte para absorção livre-livre, GHz.
- f<sub>cp</sub> - Frequência de corte para supressão por efeito Razin, GHz.
- f<sub>He</sub> - Frequência de ciclotron do elétron, GHz.
- f<sub>pe</sub> - Frequência de plasma do elétron, GHz.
- g(t) - Variação relativa do campo magnético, adimensional.
- h - Altura na atmosfera solar a partir da fotosfera, km.

$h_0$	- Altura onde o campo magnético é igual a $B_{\min}$ , km.
$h_T$	- Altura do topo do arco magnético, que neste trabalho é igual a $h_0$ , km.
$I_\nu$	- Intensidade ou radiância na frequência de observação, $\nu$ , watts $\text{Hz}^{-1}$ .
$J_{\nu}$	- Emissividade de uma fonte singular não-térmica na frequência $\nu$ , watts $\text{Hz}^{-1}\text{m}^{-1}$ .
$J_{\nu T}$	- Emissividade de uma fonte singular térmica na frequência $\nu$ , watts $\text{Hz}^{-1}\text{m}^{-1}$ .
$J_{0\nu}$	- Emissividade de uma fonte singular não-térmica na frequência $\nu$ , e um campo magnético inicial e constante $B_0$ , watts $\text{Hz}^{-1}\text{m}^{-1}$ .
$J_{0\nu T}$	- Emissividade de uma fonte singular térmica na frequência $\nu$ , e um campo magnético inicial e constante $B_0$ , watts $\text{Hz}^{-1}\text{m}^{-1}$ .
$K$	- Variável auxiliar definida na Equação 2.9, adimensional.
$k_B$	- Constante de Boltzmann igual a $1.38 \times 10^{-16}$ erg $\text{k}^{-1}$ .
$z$	- Variação em altura na direção da linha de visada da fonte emissora, km.
$L$	- Profundidade da fonte emissora, km.
$M$	- Constante adimensional definida na Equação 4.11.
$m_e, m_i$	- Massa de repouso do elétron e próton respectivamente, g.
$N$	- Percentagem de elétrons aprisionados por uma frente de condução anômala.
$N_0$	- Número total de elétrons numa distribuição maxwelliana, $\text{cm}^{-3}$ .
$N_{V_x}$	- Número de elétrons com velocidade $V_x$ , $\text{cm}^{-3}$ .
$\bar{N}$	- Percentagem de elétrons livres que escapam da frente de condução anômala.
$N_e$	- Densidade eletrônica, $\text{cm}^{-3}$ .

$Q$	- Variável auxiliar adimensional definida para o modelo não-térmico na Equação 3.6.
$Q_{vT}$	- Variável auxiliar adimensional definida para o modelo térmico na Equação 3.19.
$t$	- Tempo transcorrido a partir do início da explosão, s.
$t_0$	- Tempo de subida do fluxo da explosão, s.
$t_1$	- Instante do máximo da emissão em 22 GHz, s.
$t_2$	- Instante do máximo da emissão em 7 GHz, s.
$T_e$	- Temperatura eletrônica, K.
$T_e^*$	- Temperatura eletrônica mínima para ocorrer um confinamento térmico, K.
$T_i$	- Temperatura iônica, K.
$V_D$	- Velocidade de deslocamento de uma frente de condução anômala, $\text{km s}^{-1}$ .
$V_{Te}$	- Velocidade térmica do elétron, $\text{km s}^{-1}$ .
$V_x$	- Velocidade de elétrons na direção x, $\text{km s}^{-1}$ .
$\alpha$	- Índice espectral de um espectro do tipo lei de potência, adimensional.
$\alpha_1 \alpha_2$	- Índices espectrais associados à emissão da perna 1 e 2, respectivamente, de um arco magnético, adimensional.
$\alpha_T$	- Índice espectral, de um espectro térmico, adimensional.
$\alpha_{\nu_1 T}, \alpha_{\nu_2 T}$	- Índice espectral térmico nas frequências $\nu_1$ e $\nu_2$ respectivamente, adimensionais.
$\alpha_{0T}$	- Índice espectral da lei de potência observado, adimensional.
$\delta$	- Índice de potência de uma distribuição de energia de elétrons do tipo lei de potência, adimensional.
$\epsilon$	- Energia cinética de elétrons com velocidades na direção x, erg.
$\kappa$	- Constante adimensional definida na Equação 4.11.



- $\nu$  - Frequência, GHz.
- $\nu_1$  - Frequência mais baixa, GHz.
- $\nu_2$  - Frequência mais alta, GHz.
- $\tau_\nu$  - Profundidade ótica na frequência , adimensional.
- $\pi$  - Número irracional, igual a 3,1415 ..., adimensional.

## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO

A atividade solar de principal interesse na atualidade certamente refere-se às explosões, com súbitos excessos de emissão eletromagnética e de partículas energéticas, ocorrendo em zonas ativas, associadas às manchas solares.

A abordagem deste problema atem-se a duas regiões do espectro eletromagnético para o trato dos dados experimentais, a saber: microondas mm-cm e raios-X duros.

Inicialmente pode-se propor um reconhecimento da atmosfera solar, a qual tem sido intensivamente sondada por instrumentação a bordo de satélites, foguetes e observações de solo. Veja por exemplo, relatório da campanha do satélite Skylab (Sturrock, 1980).

Os resultados existentes permitem adiantar certos conhecimentos do problema. Assim sendo, entende-se que um bom referencial seria o campo magnético, o qual define três macro-estruturas relacionadas à sua intensidade e configuração; são elas: as regiões ativas, os buracos coronais e as regiões calmas.

Os buracos coronais e as regiões de sol calmo fogem do assunto deste trabalho e, portanto, não serão discutidos.

Por sua vez, as regiões ativas são tidas como locais onde o campo magnético é mais intenso do que nas vizinhanças, e possuem uma configuração de linhas de campo fechada (p.ex. Withbroe and Noyes, 1977). Em rádio e raios-X de baixa energia, as regiões ativas são vistas como locais de emissão mais intensa sobre a superfície solar. A radiação-X dura, portanto, é observada unicamente no curso de eventos e, assim, tomam-se como níveis de produção de emissão aqueles que no decurso da explosão são tidos como aceitáveis para a produção da radia

ção-X mais energética. Adotando um modelo de atmosfera com níveis de densidade plano-paralelos e decrescente com a altura (p.ex. Kundu, 1965; Kaufmann, 1975; Brown and Mc Clymont, 1975), pode-se estabelecer estes níveis conjuntamente com microondas e raios-X duros. Estes definem regiões que vão desde as grandes densidades da média e alta cromosfera, onde se acredita que sejam produzidos os raios-X duros até as densidades mais baixas e os campos fracos da baixa coroa, onde a radiação microondas é suprimida pelo efeito Razin (Takakura, 1960; Kundu and Vlahos, 1979).

A atmosfera solar é constituída de um plasma advindo basicamente de hidrogênio ionizado, composto por dois fluídos, de prótons e de elétrons. Desta forma o volume emissor, delimitado acima, é constituído por uma nuvem de elétrons e prótons contidos pela pressão magnética numa estrutura fechada. Esta, geralmente, apresenta-se em forma de arco, constituído por linhas de força do campo magnético, que conectam manchas ou grupo de manchas de polaridades magnéticas opostas. As manchas são estruturas ópticamente mais escuras, situadas na fotosfera, enquanto os arcos estendem-se pela atmosfera acima até a baixa coroa solar (p.ex. Vlahos, 1979).

Em resumo, para uma região ativa quiescente (ausente da produção de explosões) o plasma está confinado em estruturas, tais como tubos que podem guiar correntes (como ocorre nas explosões). Espera-se em condições quiescentes um aproximado equilíbrio termodinâmico local com  $T_e \simeq T_i$  (temperatura eletrônica e iônica respectivamente). Estas variam de  $10^3$  a  $10^6$  K desde a cromosfera até a coroa solar. Os campos magnéticos vão de  $10^3$  a 10 gauss, e a densidade de partículas de  $10^{17}$  a  $10^7$   $\text{cm}^{-3}$  também da cromosfera para a coroa (p.ex. Kundu, 1965; Kaufmann, 1975; Brown and Mc Clymont, 1975; Withbroe and Noyes, 1977). Para a região em questão pode-se simplificar ainda mais, admitindo troncos destes arcos, que atravessam radialmente a atmosfera desde a baixa cromosfera até a baixa coroa, e podendo todavia incluir também o topo (região mais externa deste arco). A vida média destas regiões é de

aproximadamente 50 dias (tanberg-Hanseen, 1967), cuja variabilidade, em geral, é bastante lenta ou mesmo desprezível se comparada com as escalas de tempo das explosões.

A explosão solar é um fenômeno que pode ser observado em praticamente todo o espectro eletromagnético, dependendo quase que unicamente da energia envolvida no processo para tornar possível a emissão nesta ou naquela frequência. Usualmente, para o contínuo de ondas cm-mm e raios-X duros da fase impulsiva do evento solar, são propostos dois principais mecanismos para a produção destas radiações, o girosincrotrônico e o bremsstrahlung, respectivamente. Além disso, para uma fase posterior é possível também, com certa eficiência, produzir emissão rádio por bremsstrahlung (p.ex. Brown, 1976).

A associação da fase impulsiva da explosão com as emissões cm-mm e raios-X duros deve-se certamente à grande demanda energêtica destas radiações, exigindo muita eficiência do mecanismo de aceleração de partículas, intimamente relacionado ao processo primário de liberação de energia. Por seu lado, este processo continua sendo um problema a ser resolvido, sendo atualmente entendido como resultado de uma reconexão de linhas de campo, numa geometria comumente chamada "folha neutra", que estabelece planos de correntes nas proximidades de manchas solares.

A seguir, neste mesmo capítulo, discute-se o espectro observável em rádio, na região de frequências de interesse neste estudo. Discutem-se as absorções, às quais o espectro está sujeito, e sua importância para a explicação dos atrasos temporais observados em microondas, segundo os primeiros modelos (Uralov and Nefed'ev, 1976; Wiehl et alii, 1980). No Capítulo 2 discute-se o espectro teórico esperado de uma fonte singular, ou de uma composição de mini-fontes que emitem térmica ou não-térmicamente em comparação ao que é observável. O desenvolvimento da solução proposta para os atrasos temporais nas emissões microonda-microonda e microonda-raios-X duros são apresentados no Capítulo 3 e uma análise numérica pode ser vista no Capítulo 4.

## 1.1 - O RÁDIO ESPECTRO OBSERVADO NA REGIÃO CM-MM

A análise espectral de eventos solares, assim como outros fenômenos tem contribuído para o entendimento da física associada aos processos de emissão. No caso das explosões solares observadas em rádio-frequências, o espectro tem sido medido de duas formas distintas, uma para um instante definido do transiente (usualmente no máximo da emissão), outra de uma forma dinâmica (espectro dinâmico) constituída de um diagrama que relaciona a banda de emissão com o tempo decorrido após início do transiente.

O espectro dinâmico, além de outras informações, serviu para evidenciar movimentos das partículas responsáveis pela rádio-emissão solar de explosões, através da excitação de ondas de plasma, por exemplo, na frequência de plasma ( $f_{pe}$ ) métricas e decamétricas em diferentes alturas na atmosfera solar.

Até pouco tempo, para a região cm-mm do espectro rádio, devido às baixas resoluções temporais ( $\geq 1$  seg), acreditava-se numa simultaneidade das estruturas temporais das explosões em microondas.

Nesta região de frequências, a classificação mais geral para os eventos solares os situam em três tipos básicos: explosão gradual, explosão impulsiva e do tipo IV $\mu$  (Wild et alii, 1963). Para o tipo impulsivo, o processo geralmente aceito como responsável pela emissão é o girossíncrotrônico de elétrons acelerados na injeição inicial de energia (Wild et alii, 1963; Krüger, 1979; Brown and Smith, 1980, etc).

Portanto, o espectro de explosões solares para o máximo do fluxo na região cm-mm tem sido estudado, admitindo-se fontes com limites estacionários em um cilindro de linhas de força magnética, cujos limites superior e inferior das frequências emitidas podem ser dados, por exemplo (Takakura and Scalise, 1970; Kundu and Vlahos, 1979) no alto da fonte pela supressão de baixas frequências pelo efeito Razin

( $f_{cR}$ ) e em baixo da fonte pelo corte de frequências abaixo da frequência de plasma ( $f_{cp}$ ).

Através de observações Guidice e Castelli (1975) encontraram três tipos básicos de rádio espectros para a região cm-mm. O tipo mais frequente (75%) foi chamado por eles tipo C, o qual consiste em um máximo de fluxo na região cm, que decresce em ambos os lados deste máximo. 80% dos espectros dos tipos C apresentaram um fluxo abaixo de 50 s.f.u., maximizados em uma frequência próxima a 5 GHz (Figura 1.1).

Guidice e Castelli (1975) estudaram ainda estatisticamente o corte de baixas frequências ( $f_{qc}$ ) destes espectros do tipo C, cujos fluxos máximos ( $S_{max}$ ) estiveram abaixo de 500 s.f.u., encontrando  $f_{qc} \sim 0,3 f_{max}$  (Figura 1.1).

Do ponto de vista de fontes com limites estáticos na atmosfera solar, existem quatro possíveis mecanismos de absorção que podem explicar o corte de baixas frequências do espectro tipo C, a saber: auto-absorção girossincrotrônica, absorção livre-livre, absorção por giro-ressonância e efeito Razin (Ramaty, 1969; Ramaty and Petrosian, 1972, Guidice and Castelli, 1975).

A dependência do fluxo com a frequência na região de baixas frequências (opticamente espessa), de acordo com cada processo de absorção, pode ser assim resumida:

- Auto-absorção girorressonante: apresenta uma relação de fluxo com frequência do tipo  $S \sim f^{5/2}$  (Kellermann, 1966; Guidice and Castelli, 1975).
- Absorção livre-livre: mostra uma relação do tipo  $S \sim f^2$  (Ramaty and Petrosian, 1972; Guidice and Castelli, 1975).
- Absorção por giro-ressonância: não permite encontrar uma relação geral entre o fluxo e a frequência, devido à necessidade da computação de muitos parâmetros no cálculo dos coeficientes de

absorção dos baixos harmônicos, embora uma análise por Guidice e Castelli (1975) informe que é possível obter índices espectrais similares aos encontrados observacionalmente.

- Absorção por efeito Razin: similar ao caso anterior, não apresenta uma relação definida, embora seja um candidato para explicar os índices espectrais encontrados na região opticamente espessa dos espectros do tipo C (Guidice and Castelli, 1975).

Desta forma, todos os processos de absorção citados acima podem justificar o corte de baixas frequências isoladamente ou não, dado que as absorções são somativas (Wild et alii, 1963). O índice espectral encontrado por Guidice e Castelli (1975), para a região de 50 500 s.f.u., foi de  $\alpha \approx 2,4$  (ou ainda, de acordo com a formulação daqueles autores  $S_{me}/S_{qc} \approx 20$  e  $f_{max}/f_{qc} = 3,4$ ).

Adotando uma frequência de corte para quando a profundidade óptica de um certo coeficiente de absorção é da ordem da unidade ou similar a isto, pode-se comparar a emissão nestas frequências para entender melhor a propagação das ondas de rádio na atmosfera solar. Isto foi feito para um período de sol calmo, supondo-se alguns perfis clássicos de densidade e temperatura eletrônica com altura (Withbroe and Noyes, 1977) e um campo magnético de um dipolo colocado abaixo da fotosfera, como em Takakura e Scalise (1970). Estes perfis podem serem vistos nas Figuras 1.2, 1.3 e 1.4, respectivamente.

As relações para as frequências de corte adotadas foram (Ramaty and Petrosian, 1972):

- Absorção de plasma:

$$f_{cp} \approx f_{pe} = \left[ \frac{n_e e^2}{\pi m_e} \right]^{1/2} \approx 8,98 \times 10^3 \sqrt{n_e} \quad (1.1)$$

- Absorção por giro-ressonância:

$$f_{cg} \approx 4 f_{He} \approx 4 \frac{eB}{2\pi m_e c} \approx 2,80 \times 10^6 B. \quad (1.2)$$

- Supressão pelo efeito Razin:

$$f_{cR} \approx 20. \frac{n_e}{B} \quad (1.3)$$

- Absorção livre-livre que foi calculada resolvendo-se a equação integral:

$$\tau_{\ell\ell} \approx 1 = \int_h^{\infty} \left\{ 17,7 + 1n(T_e^{3/2} / f_{c\ell\ell}) \right\} 10^{-2} n_e^2 / f_{c\ell\ell} T_e^{3/2} dh, \quad (1.4)$$

onde as frequências  $f_{cp}$ ,  $f_{cg}$ ,  $f_{cR}$  e  $f_{c\ell\ell}$  são, respectivamente, as frequências de corte por absorção de plasma, giro-ressonância, efeito Razin e absorção livre-livre, expressas em Hz. Os demais parâmetros estão no sistema internacional, o campo magnético (B), em gauss,  $n_e$  é a densidade eletrônica,  $T_e$  a temperatura eletrônica,  $e$  a carga elétrica do elétron, e  $m_e$  a sua massa;  $f_{pe}$  e  $f_{He}$  são, respectivamente, a frequência de plasma e a girofrequência do elétron.



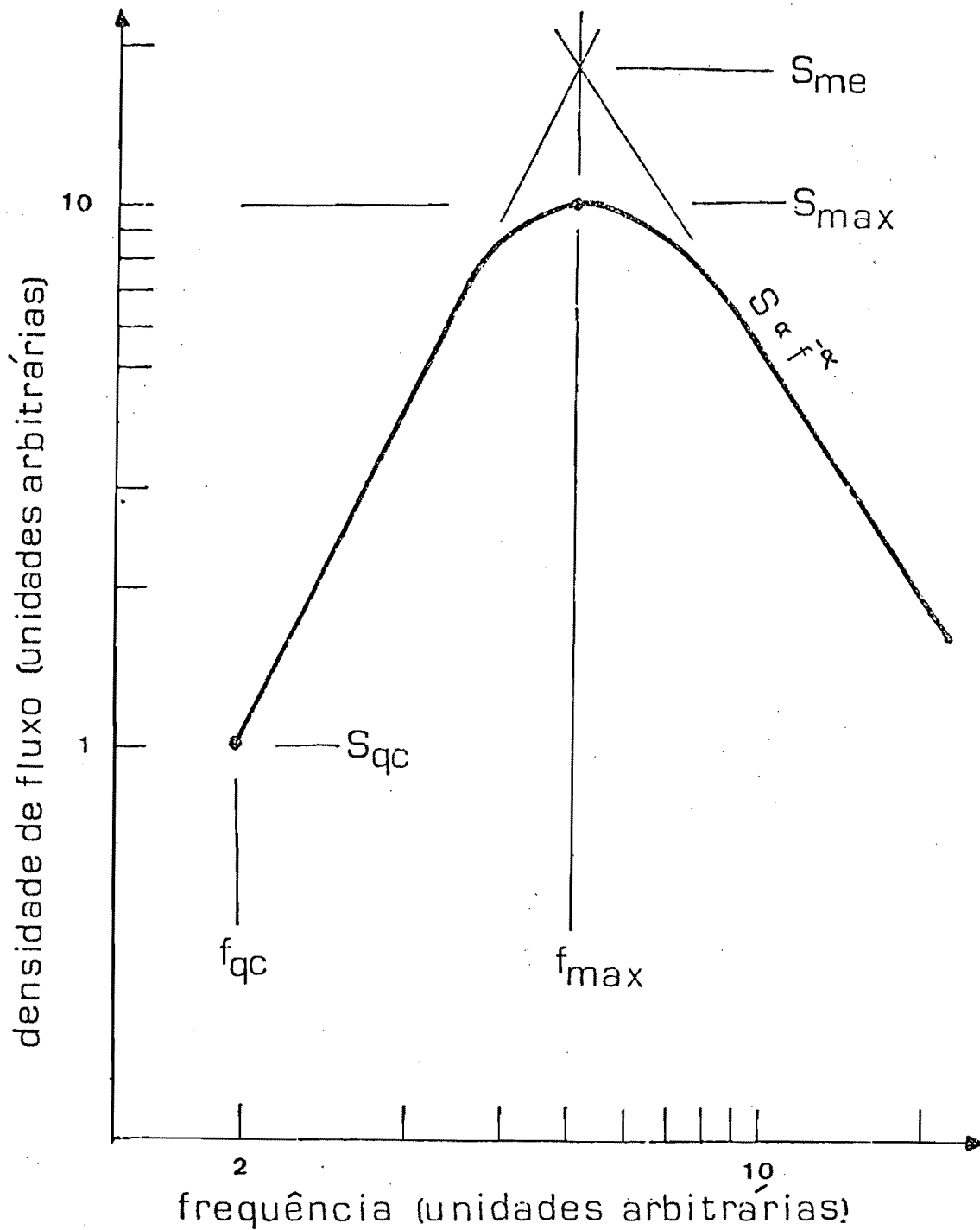


Fig. 1.1 - Espectro de frequências esquematizado de explosões solares na região de comprimentos de ondas cm-mm. Espectro do tipo C.

FONTE: Guidice and Castelli (1975), p. 166.

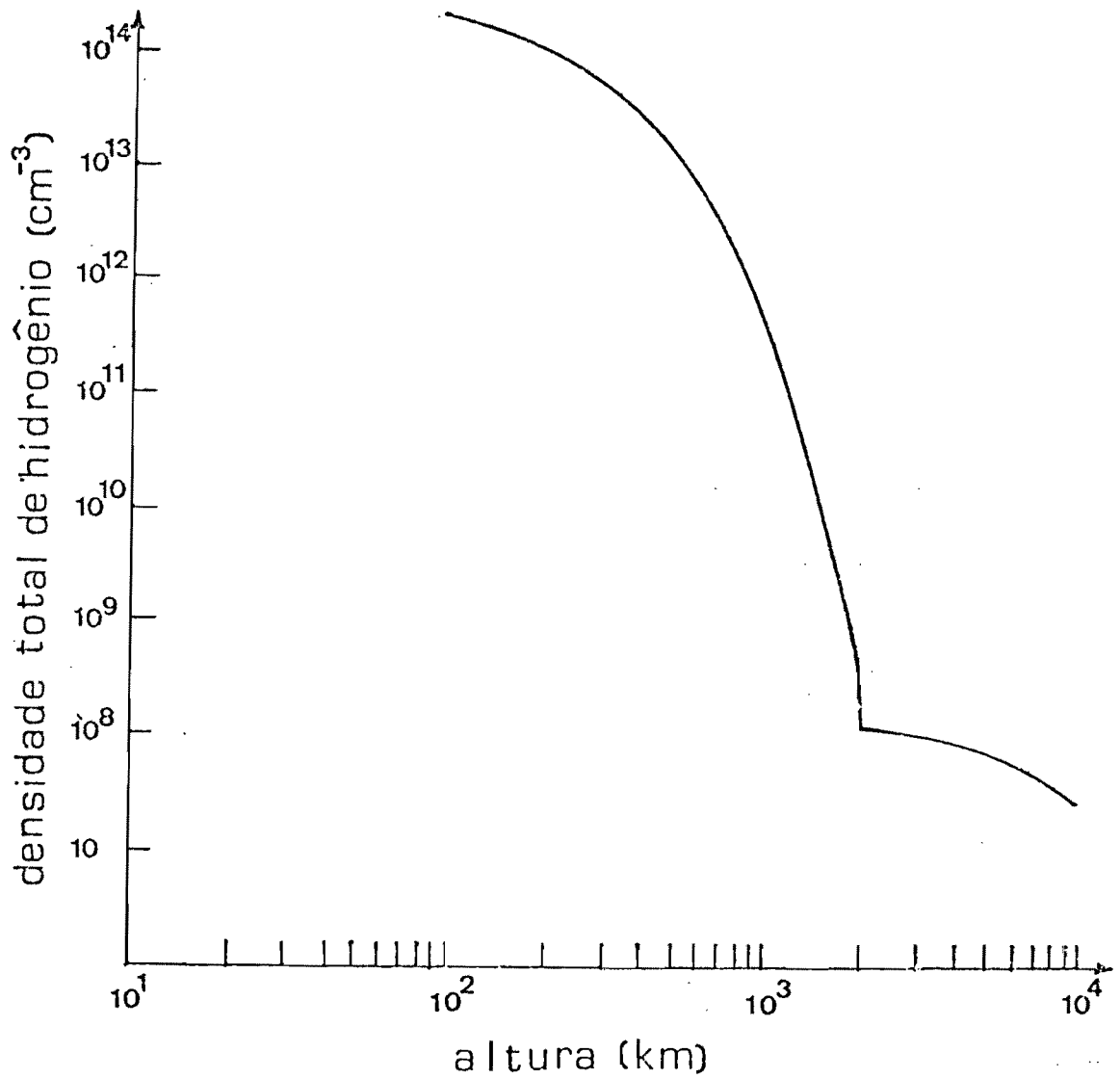


Fig. 1.2 - Variação da densidade total de hidrogênio, com a altura acima da fotosfera para a região da cromosfera e baixa coroa solar em regime de sol calmo.

FONTE: Withbroe and Noyes (1977), p. 371.

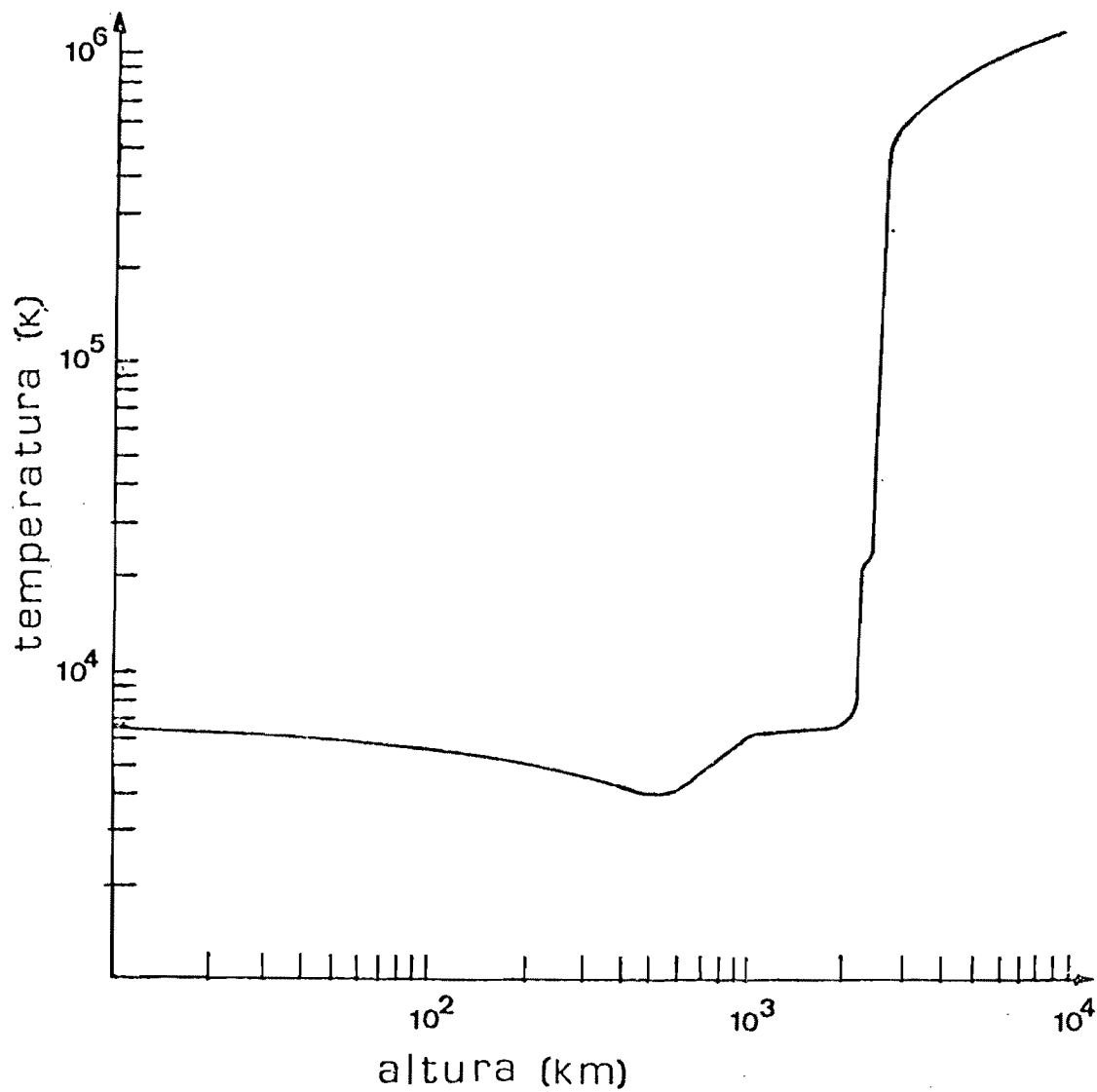


Fig. 1.3 - Perfil espacial da temperatura na cromosfera e baixa coroa solar em condições de sol calmo. A altura é medida em km a partir da fotosfera.

FONTE: Withbroe and Noyes (1977), p. 371.

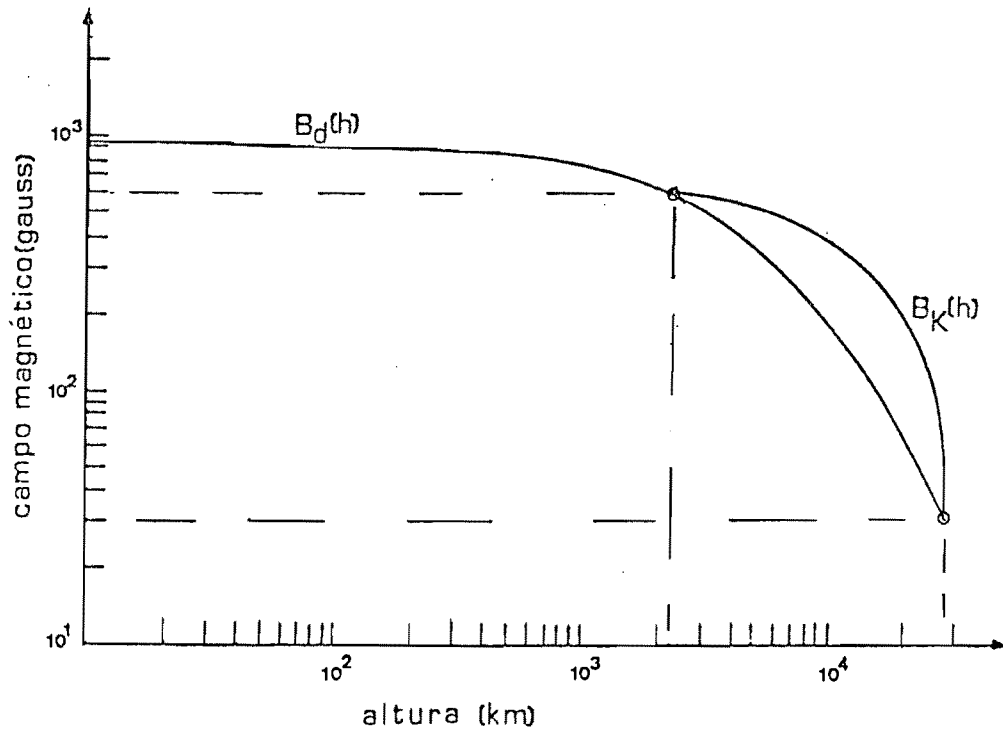


Fig. 1.4 - Variação espacial do campo magnético de um dipolo  $B_d(h)$ , ajustado a um campo de 600 gauss na região de transição (2200 km), e 30 gauss no topo do arco magnético ( $3 \times 10^4$  km) de acordo com Kundu and Vlahos (1979).  $B_k(h)$  é a variação espacial do campo magnético da região de transição ao topo do arco magnético, dado por Kovalev and Korolev (1976).

Com os perfis de densidade, temperatura e campo magnético das Figuras 1.2, 1.3 e 1.4, e as relações anteriores, encontram-se os resultados mostrados na Figura 1.5. Os pontos A e B foram assinalados para evidenciar a troca de prioridade dos mecanismos de absorção com a altura na atmosfera solar.

Obtêm-se, como via de regra, um decréscimo da frequência de corte com o crescimento da altura, salvo para o efeito Razin numa determinada região de frequências que pode ser vista na Figura 1.5. É bom lembrar que as curvas da Figura 1.5 são fortemente dependentes dos perfis adotados, os quais, excetuado o perfil do campo magnético, podem variar de algumas ordens de grandeza, em diferentes condições de atividade solar. Desta forma, os valores absolutos da Figura 1.5 não são muito significativos, embora sejam de importância fundamental para a interpretação de movimentos ascendentes e descendentes de fontes na atmosfera solar. Deve-se notar o comportamento geral decrescente das frequências de corte com o crescimento da altura, com exceção do efeito Razin para uma certa região da atmosfera. Com efeito, este decréscimo das frequências de corte com o crescimento da altura sugere a proposta de fontes ascendentes para explicar a maximização da emissão em certos eventos, mais tardiamente nas frequências menores, tal como em eventos do tipo II (ondas métricas, decamétricas) no caso particular de excitação de ondas de plasma próximas à frequência de plasma do elétron.

## 1.2 - MODELO TÉRMICO DA RÁDIO FONTE EXPLOSIVA

Seja um modelo térmico para a produção dos eventos nos arcos magnéticos sobre as manchas solares, com uma injeção inicial de energia preferencial nos elétrons no topo do arco, ou próximo a ele, como em Vlahos (1979), Kundu e Vlahos (1979), Rust e Emslie (1979), Emslie e Vlahos (1980), Emslie (1980) etc. (Figura 1.6).

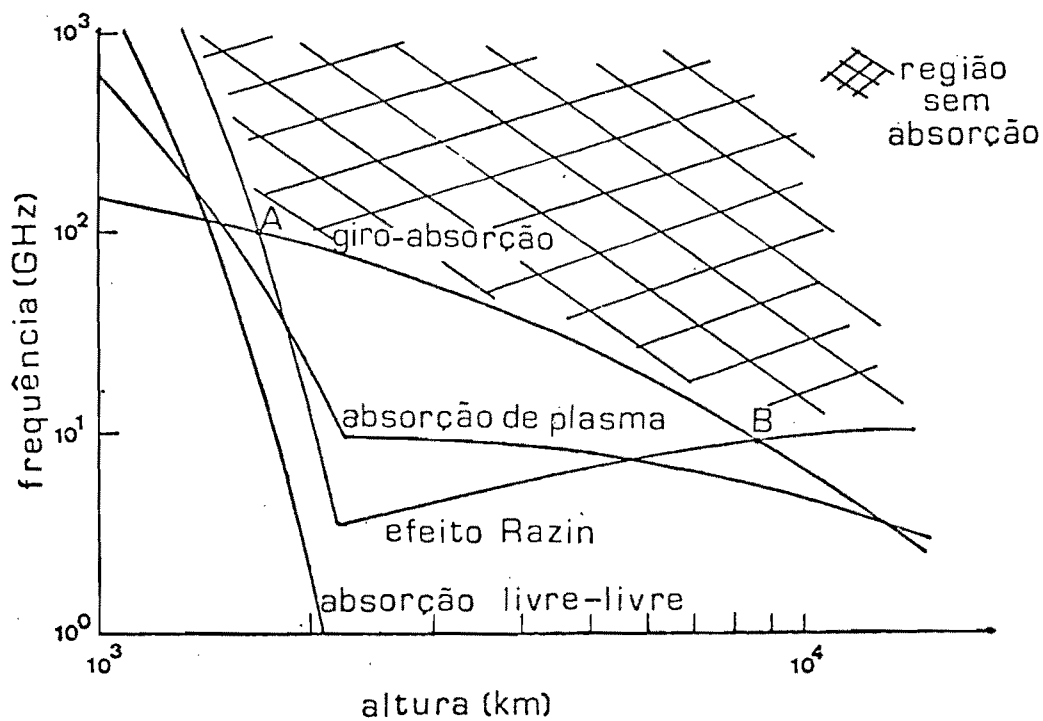


Fig. 1.5 - Absorções calculadas a partir dos perfis espaciais de densidade, temperatura e campo magnético ( $B_d(h)$ ) das Figuras 1.2, 1.3 e 1.4.

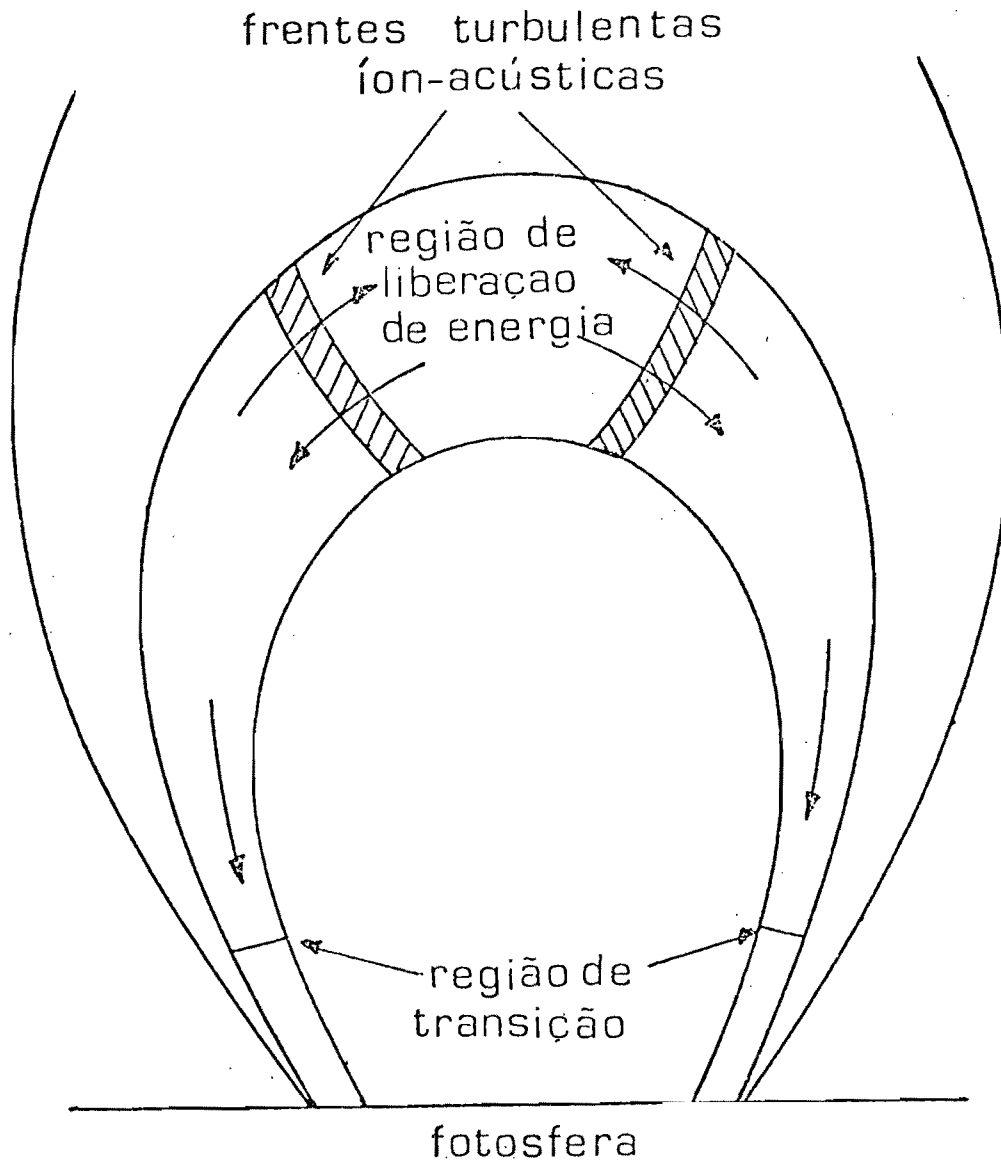


Fig. 1.6 - Arco magnético esquematizado das linhas de força do campo magnético da região ativa, mostrando um esquema de liberação de energia e formação de um confinamento térmico.

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

Para uma variação impulsiva de temperatura na região de liberação de energia ( $\Delta T_e / \Delta t > 10^4 \text{ sec}^{-1}$ ; Vlahos, 1979), espera-se a formação de uma corrente de retorno induzida nos elétrons frios, os quais provocam uma frente de condução anômala, baseada numa instabilidade marginal para a produção de ondas ion-acústicas (Vlahos, 1979; Smith and Lilliequist, 1979; Brown et alii, 1979).

Esta situação provoca um aumento de frequência de colisão local, tendo como resultado um confinamento dos elétrons que venham a sofrer mais de um espalhamento ao tentar atravessar esta região. Este limite foi calculado como  $V \leq 2,6 - 3,0 V_{Te}$  (Brown et alii, 1979; Vlahos, 1979; Kundu and Vlahos, 1979), ou em termos de energia  $\epsilon \leq 3,2 - 4,5 \epsilon_T$  ( $V_{Te} \equiv$  velocidade térmica do elétron,  $\epsilon_T = k_B T_e$ ) para uma distribuição maxwelliana de velocidade, em uma dimensão,

$$dN_{V_x} = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{V_x}{V_{Te}} \right)^2 \right] \frac{dV_x}{V_{Te}}, \quad (1.5)$$

representa o número de elétrons numa lâmina infinitesimal no espaço de velocidades perpendicular à direção  $V_x$ , onde  $N_0$  é o número total de elétrons na distribuição e  $V_{Te} = (k_B T_e / m_e)^{1/2}$  é a velocidade térmica dos elétrons. A energia cinética destes elétrons é:

$$d\epsilon = \frac{1}{2} m_e V_x^2 dN_{V_x}, \quad (1.6)$$

onde  $m_e$  é a massa dos elétrons. Integrada as Relações 1.5 e 1.6 para o limite de velocidades dado anteriormente, encontra-se os resultados da Tabela 1.1. Nesta tabela,  $N$  e  $E$  correspondem ao número de elétrons e a sua energia, respectivamente, dados em porcentagem em relação ao número total de elétrons e correspondente energia da distribuição maxwelliana;  $\bar{N}$  e  $\bar{E}$  são o complemento de  $N$  e  $E$ , isto é, são relativos aos elétrons que escapam ao confinamento.



TABELA 1.1

VALORES PARA N,  $\bar{N}$ , E,  $\bar{E}$  EM FUNÇÃO DE  $V/V_{Te}$

$V/V_{Te}$	N(%)	E(%)	N(%)	E(%)
2,6	99	92	1	8
2,7	99	94	1	6
2,8	99	95	1	5
2,9	100	96	0	4
3,0	100	97	0	3

Em suma, supõe-se que os coeficientes de absorção e de emissão para a fonte do evento são dominados por partículas com uma distribuição aproximada de Maxwell em energia ( $N(\epsilon) \propto \exp(-\epsilon/\epsilon_0)$ ) (Mätzler, 1978; Dulk et alii, 1979; Petrosian, 1981a). Está-se sugerindo também que as ondas cm-mm provêm de uma fonte emissora giro-magnética confinada por uma frente acolisional em expansão. Espera-se que a maior parte da emissão surja de elétrons próximos à frente acolisional. Pode-se supor também que várias injeções similares possam ser superpostas a taxas de crescimento variáveis no tempo e no espaço (Brown et alii, 1980).

### 1.3 - PRIMEIROS MODELOS PREVENDO ATRASOS TEMPORAIS

Reconheceu-se recentemente que o máximo das estruturas temporais da emissão de explosões solares em comprimento de ondas mm cm não são coincidentes no tempo (Uralov and Nefed'ev, 1976; Kaufmann et alii, 1980a; Wiehl et alii, 1980; Kaufmann et alii, 1982a). Estes autores estudaram casos onde o máximo da emissão é atrasado em direção

às baixas frequências. Resultados mais recentes, todavia, mostraram que a situação reversa, ou mesmo a coincidência no tempo, também pode ocorrer (Kaufmann et alii, 1982b).

Explosões solares com máximos de emissão e atrasos em direção às baixas frequências foram melhor estudadas até aqui (Figuras 1.7, 1.8 e 1.9). Este tipo de "espectro dinâmico", todavia, apresenta alguns problemas de interpretação à geometria do movimento da fonte de explosão na atmosfera solar, de acordo com modelos recentemente propostos (Uralov and Nefed'ev, 1976; Wiehl et alii, 1980). Segundo estes modelos, seria necessário admitir uma geometria contrária à direção de movimento inferida para a fonte no estudo de Kane e Raoult (1981) (i.e., fonte emissora movendo-se do topo de um arco magnético para baixo, em direção aos pés do arco).

Apresenta-se na Figura 1.10 um espectro dinâmico para o evento analisado por Wiehl et alii, 1980. Os máximos aparecem primeiro nas altas frequências e depois, nas baixas frequências. Ainda na Figura 1.10 um outro espectro dinâmico foi inferido para uma explosão analisada por Kaufmann et alii (1982a), em raios-X duros, 22 GHz e 7 GHz (Figura 1.7). O instante do máximo em 2,8 GHz foi reportado por Solar Geophysical Data (1980). O atraso temporal de 22 GHz e 44 GHz foi suportado inferior ou igual a 40 ms, referente a um estudo separado (Kaufmann et alii, 1980b).

As diferenças de tempo relativamente grandes impossibilitam qualquer dinâmica na fonte com velocidades relativísticas. Frentes de choque MHD, tais como frentes de condução anômala, possuem velocidades de expansão mais lentas e reconciliáveis com os atrasos temporais em altas frequências de rádio (Uralov and Nefed'ev, 1975; Wiehl et alii, 1980). Estes autores situaram a fonte profundamente na cromosfera, com deslocamentos emergentes. Esta geometria, porém como já mencionado, não é a mais comumente aceita, i.e., fonte primária no topo do arco magnético com as frentes movendo-se para baixo (Rust and Emslie, 1979; Vlahos, 1979; Emslie and Vlahos, 1980; Kane and Raoult, 1981).

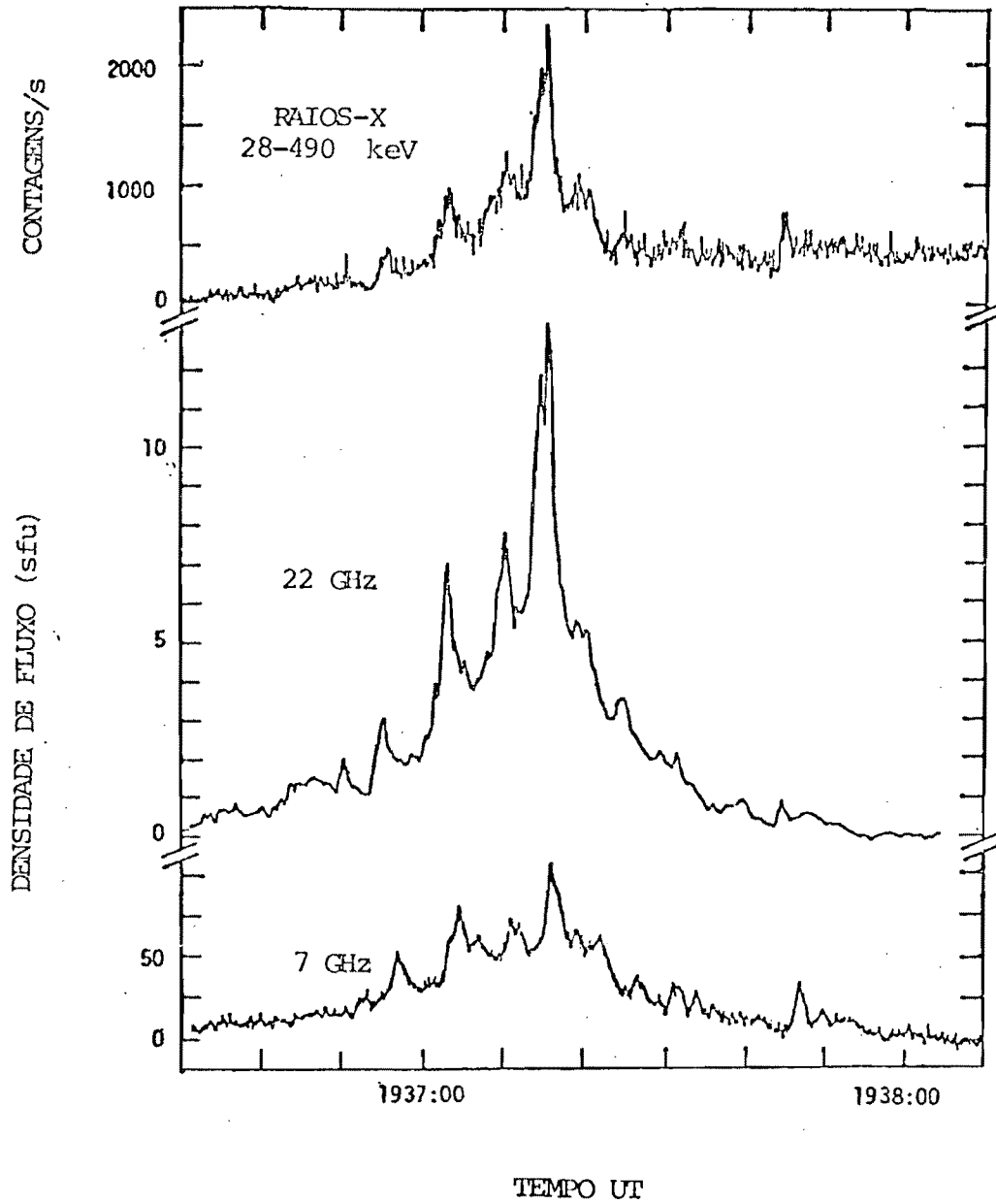


Fig. 1.7 - Explosão solar de múltiplas estruturas de 8 de maio de 1980, às 19:37UT como medida pelo experimento HXRBS a bordo do satélite SMM (28-489 keV), e pelo Observatório do Itapetinga, em 22 GHz e 7 GHz.

FONTE: Kaufmann et alii (1982a), no prelo.

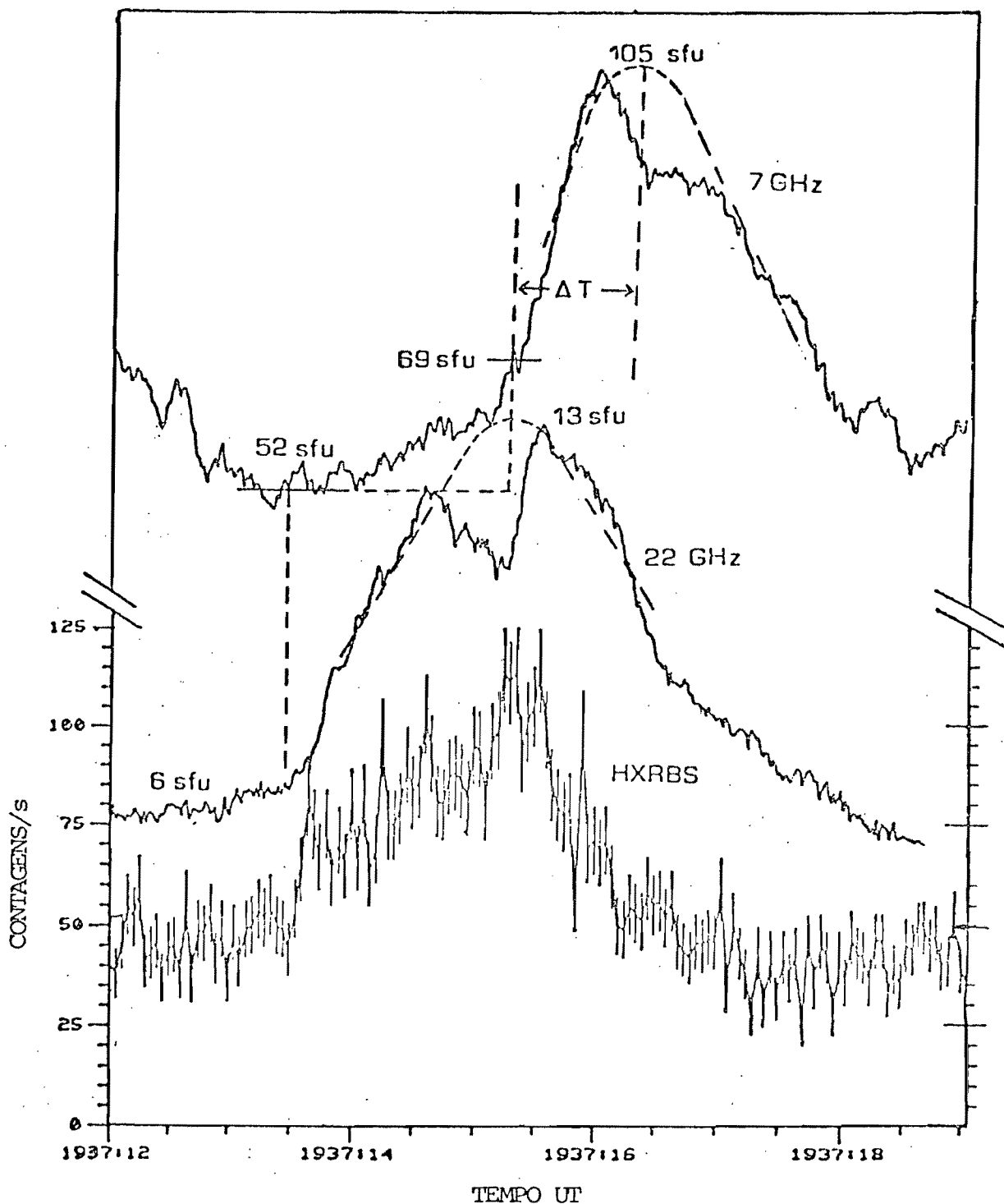


Fig. 1.8 - Ampliação do pico de emissão da explosão solar de 8 de maio de 1980, às 19:37UT. A emissão máxima é atrasada de 1,4 s em 7 GHz com respeito à 22 GHz e 0,24 s em 22 GHz com respeito à raios-X. HXRBS é o instrumento a bordo do satélite SMM, medindo raios-X duros para energias  $> 26$  keV.

FONTE: Kaufmann et alii (1982a), no prelo.



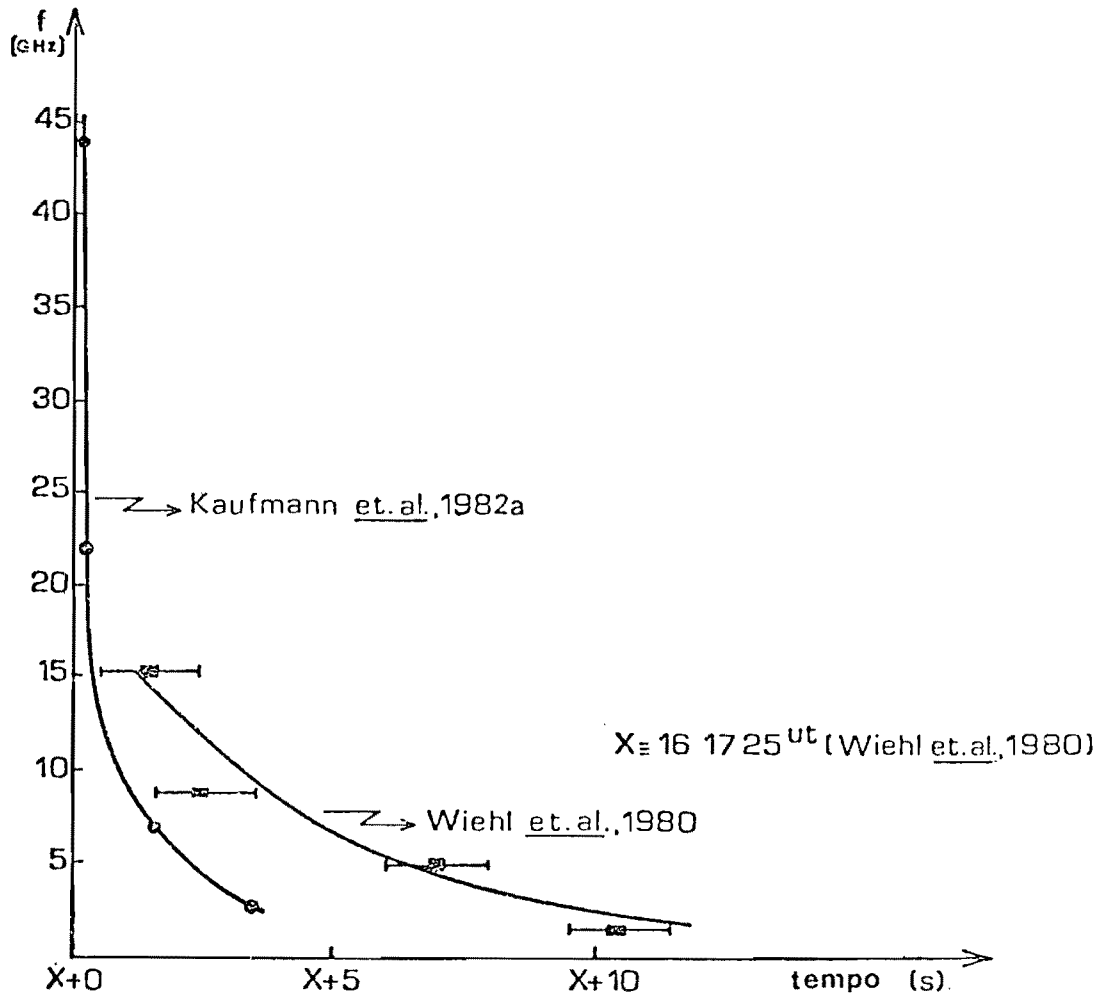


Fig. 1.10 - Espectro dinâmico para a explosão analisada por Wiehl et alii (1980), com os atrasos referidos ao tempo absoluto  $X$ . O espectro derivado por Kaufmann et alii (1982a), foi referido ao instante da máxima emissão de raios-X.

FORTE: Kaufmann et alii (1982a), no prelo.

Outros problemas surgem com a suposição de frentes emergentes. Podem-se esperar atrasos similares no início da explosão. Isto não aparece na determinação temporal em 22/44 GHz (Kaufmann et alii, 1982b), nem na maior estrutura temporal analisada por Kaufmann et alii, 1982a) (Figura 1.8).

Finalmente, o extremo atraso temporal de 50 segundos entre um alto e um baixo comprimento de onda mm-cm (Wiehl et alii, 1980), com uma fonte emergindo a  $900 \text{ km s}^{-1}$  num perfil de densidade eletrônica exponencial e com uma temperatura do plasma confinado de  $1.5 \times 10^8 \text{ K}$ , implicaria em um irreal deslocamento, pela formulação destes autores.

Propõe-se uma possível interpretação alternativa dos efeitos dinâmicos observados, estudando as variações temporais dos parâmetros que regulam a fonte de emissão. Considera-se como fator importante a variação do campo magnético, a qual, a partir dos efeitos dinâmicos sugeridos, por apresentar grandes variações (da ordem de  $10^2$  gauss ou mais).

A sugestão apresentada para explicar as diferenças temporais nos máximos de emissão em microondas, a partir de um campo magnético,  $B$ , crescente, está vinculada à contribuição em emissividade que um  $dB/dt > 0$  pode dar a cada frequência na região mm-cm do espectro.

A seguir, na derivação das relações temporais necessárias para este estudo, admitem-se fontes de emissão não-térmicas e térmicas. Mesmo que a suposição inicial, para a variação de  $V$ , esteja relacionada à dinâmica de uma fonte térmica descendente num arco, pode-se deixar em aberto qualquer outra possibilidade de variação em  $B$  numa fonte não térmica. Pode-se estar analisando uma fonte de emissão complexa, composta de múltiplas regiões de liberação de energia e/ou múltiplos arcos magnéticos, tendo como efeito líquido um  $dB/dt > 0$ . Assim, para as fontes explosivas, admitem-se coeficientes de emissão, dominados por distribuição de energia das partículas em lei de potência e/ou aproximadamente maxwellianas (térmicas-confinadas por frentes de condução anômalas) para uma ou muitas regiões emissoras (Brown et alii, 1979 e 1980).

## CAPÍTULO 2

### ESPECTRO COMPOSTO DE MÚLTIPLAS FONTES

Recentemente, a evidência de multiplicidade de fontes na produção de explosões solares impulsivas em microondas recebeu a atenção em estudos das características de polarização de altas frequências em rádio (Kundu and Vlahos, 1979; Kaufmann et alii, 1980c e 1982c). Também em raios-X duros a mesma proposta foi utilizada na confecção de modelos térmicos (Brown et alii, 1980), com o propósito de explicar as características da radiação-X dura em eventos impulsivos. Uma outra situação de multiplicidade de informação espectral foi sugerida por Emslie (1981), como a possibilidade da contribuição das partículas térmicas e não-térmicas na produção do espectro resultante.

Para a emissão giro-sincrotrônica de elétrons levemente relativísticos, uma análise espectral em microondas mm-cm requer o conhecimento da distribuição de partículas no espaço de fase, além de parâmetros como densidade de partículas, direção e magnitude do campo magnético.

Pode-se reduzir a dois os tipos de distribuição de partículas em energia, comumente empregados em modelos de explosões solares: o espectro de energia do tipo lei de potência e o espectro de energia maxwelliano, ambos podem apresentar uma variação que seria uma possível dependência com os ângulos de passo dos elétrons.

No caso de uma distribuição de elétrons em energia em lei de potência, denomina-se  $\delta$  o índice de potência desta lei. Este índice  $\delta$  propriedade do mecanismo de deposição de energia nos elétrons, e a devida variação temporal para o caso de injeção instantânea de energia é dada principalmente por relaxação energética em colisões elásticas e/ou radiação (Strauss, 1972), ou ainda por perdas no aprisionamento destes elétrons. Para a situação em que se necessita de uma multiplicidade de regiões de liberação de energia (múltiplos nós ou "kernels"),



espera-se que as características dos processos de aceleração de cada região não difiram muito entre si em condições similares de plasma.

Da mesma forma, no caso particular do confinamento de elétrons por uma frente de condução anômala (como em Brown et alii, 1979; Smith and Lilliequist, 1979, etc), a distribuição quase térmica de cada  $n_0$  deve contribuir com um espectro de frequência, cuja dependência do índice espectral em frequência não deve diferir muito de  $n_0$  para  $n_0$  nas mesmas condições de plasma e de campo magnético.

A interpretação das características espectrais foi realizada com base teórica no recente artigo de Petrosian (1981a).

Para a análise das variações em  $\delta$  e campo magnético,  $B$ , tomou-se como invariante (ou, então, levemente variante) o ângulo entre a direção do sinal e as linhas de campo para todas as fontes.

## 2.1 - APRESENTAÇÃO TEÓRICA

Considerando-se a análise das características espectrais somente na parte ópticamente fina do espectro ( $\tau_\nu \ll 1$  é a profundidade de ótica na frequência  $\nu$ ), a intensidade observada pode ser escrita como:

$$I_\nu = \int_L J_\nu dl = J_\nu L, \quad (2.1)$$

onde  $J_\nu$  é o coeficiente de emissão e  $L$ , a profundidade da fonte, a qual é admitida constante, com  $J_\nu$  invariante em toda extensão  $L$ . Pode-se assim conhecer os espectros para cada caso de interesse, analisando diretamente a dependência em frequência de  $J_\nu$  através do respectivo índice espectral, a saber:

$$\alpha = - \frac{d[\log I_\nu]}{d[\log \nu]} = - \frac{\nu}{I_\nu} \frac{d I_\nu}{d\nu}, \quad (2.2)$$

onde, a partir desta definição, tem-se  $\alpha \geq 0$  pelo menos para os espectros do tipo C (Guidice and Castelli, 1975) de interesse neste trabalho (i.e. espectros em forma de U invertido).

### 2.1.1 - ESPECTRO DE ENERGIA DO TIPO LEI DE POTÊNCIA

Para uma distribuição isotrópica nos ângulos de passo (Petrosian, 1981a):

$$J_\nu \propto B \frac{(\delta-1)}{2} + 1 \nu^{-\frac{(\delta-1)}{2}}, \quad (2.3)$$

onde, pela Equação 2.2, o índice espectral  $\bar{\alpha}$ :

$$\alpha = \frac{\delta-1}{2}, \quad (2.4)$$

ou seja,  $\alpha$  apresenta o mesmo comportamento temporal de  $\delta$ .

### 2.1.2 - ESPECTRO DE ENERGIA TÉRMICO

Para uma distribuição isotrópica nos ângulos de passo, as dependências em  $\nu$  e B do coeficiente de emissão para uma fonte singular  $\bar{\alpha}$  (Petrosian, 1981a):

$$J_{\nu T} \propto \nu \exp \left[ -a(\nu/B)^{1/3} \right], \quad (2.5)$$

onde  $a$  é função do tempo, similarmente a  $\delta$  (para a lei de potência). O índice espectral neste caso, de acordo com a Equação 2.2,  $\bar{\alpha}$ :

$$\alpha_T = \frac{a}{3} (v/B)^{1/3} - 1, \quad (2.6)$$

onde  $\alpha_T > 0$  e dependente de  $v$  e  $B$ .

## 2.2 - CARACTERÍSTICAS ESPECTRAIS

Dada a complexidade das possíveis combinações de múltiplos espectros, há conveniência de restringir o estudo ao que é observável em termos de espectro para a região de frequências em questão. Assim, para o estudo que se segue, admite-se uma aproximação segundo a qual os espectros de frequência resultantes possam ser representados aproximadamente por leis de potência. Esta aproximação é certamente cabível dentro do ruído das medidas.

Quanto à combinação de muitas informações espectrais, tanto para populações térmicas quanto para não-térmicas, ou mesmo em ambas simultaneamente, necessita-se conhecer a distribuição das características das fontes, isto é, dos parâmetros envolvidos nas Equações 2.3 ou 2.5 para cada fonte. Inicialmente, pode-se dividir uma fonte em somente dois grandes volumes como associados às pernas de um arco magnético assimétrico similarmente à aproximação de Kundu e Vlahos (1979) e Kosugi (1981).

### 2.2.1 - CASO NÃO-TÉRMICO

Para  $B$  crescente obtém-se um  $J_\nu$  crescente, como pode ser visto na Expressão 2.3, ou seja:

$$\frac{\partial}{\partial B} J_\nu \propto B^\alpha \nu^{-\alpha} > 0. \quad (2.7)$$

A partir das Expressões 2.3 e 2.4 pode-se ver que para um arco assimétrico com campos  $B_1(h) \neq B_2(h)$  (1 e 2 referem-se às pernas do arco), o espectro resultante ainda continua a ser uma lei de potência, pois

o índice espectral neste caso não depende do campo magnético. Por outro lado, se for admitido que o índice espectral é diferente para cada perna do arco, o índice espectral resultante tornar-se-á dependente da frequência. Por exemplo, se as únicas diferenças nos espectros são  $B$  e  $\alpha$ , isto é  $B_1$ ,  $B_2$  e  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$ , respectivamente, das Expressões 2.2 e 2.3, obtêm-se:

$$\alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} + \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} \frac{K - \nu}{K + \nu} \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)}{(\alpha_1 - \alpha_2)}, \quad (2.8)$$

onde:

$$K = B_1^{\alpha_1 + 1} / B_2^{\alpha_2 + 1}. \quad (2.9)$$

A Expressão 2.8 mostra que o índice  $\alpha$  é uma composição do valor médio entre  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$ , mais um termo com dependência em frequência, em campo magnético e na diferença de  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$ . Pode-se notar ainda que  $\alpha$ , na Expressão 2.8, apresenta um leve decréscimo com a frequência como mostra a sua derivada:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \nu} = -K(\alpha_1 - \alpha_2)^2 \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) - 1}{K + \nu} \frac{\nu}{(\alpha_1 - \alpha_2)^2} \leq 0, \quad (2.10)$$

sabendo que  $K > 0$  pela definição.

Além desta subdivisão da fonte em duas partes, pode-se pensar em incluir em cada uma destas pernas várias regiões de liberação de energia distribuídas no espaço e tempo (como em Brown et alii, 1980), as quais poderiam justificar índices espectrais diferentes, resultantes para cada perna do arco, como suposto anteriormente. Estas

extrapolações não serão feitas aqui, pois implicariam em um número excessivo de especulações, com insuficientes justificativas associadas.

### 2.2.2 - CASO TÉRMICO

Tem-se uma dependência em B de  $J_{vT}$  diferente do caso anterior, embora para B crescente,  $J_{vT}$  também seja crescente, isto é:

$$\frac{\partial}{\partial B} J_{vT} \propto (v/B)^{4/3} \exp \left[ -a(v/B)^{1/3} \right] > 0 . \quad (2.11)$$

Neste caso para um arco assimétrico, com campos  $B_1$  e  $B_2$  em cada lado, pode-se produzir um espectro composto, com uma dependência em frequência diferente dos espectros componentes, como pode ser visto a partir da Equação 2.5. Supondo-se que a única diferença que exista entre as duas pernas do arco magnético seja o campo, então, a partir das Expressões 2.2 e 2.5 tem-se:

$$\alpha_T = \frac{\alpha_1}{1 + \exp \left[ -a(v/B^*)^{1/3} \right]} + \frac{\alpha_2}{1 + \exp \left[ a(v/B^*)^{1/3} \right]} , \quad (2.12)$$

onde:

$$B^{*1/3} = \frac{B_1^{1/3} B_2^{1/3}}{B_1^{1/3} - B_2^{1/3}} \quad (2.13)$$

Tomando, por exemplo,  $B_1 > B_2$ , tem-se a partir da Equação 2.6 que  $\partial \alpha_1 / \partial v < \partial \alpha_2 / \partial v$ . No entanto, para  $\alpha_T$  a Expressão 2.12 não fornece uma visão tão direta da sua dependência em frequências. Cálculo

los numéricos foram efetuados para eventos impulsivos com  $1 < \alpha_{1,2} < 5$ ,  $10^2 < B < 10^3$  gauss e  $5 < \nu < 50$  GHz. Estes cálculos mostraram que  $\partial\alpha_T/\partial\nu$  é menor do que  $\partial\alpha_1/\partial\nu$  e  $\partial\alpha_2/\partial\nu$ , isto é:

$$\frac{\partial\alpha_T}{\partial\nu} < \frac{\partial\alpha_1}{\partial\nu} < \frac{\partial\alpha_2}{\partial\nu} \quad (2.14)$$

Desta forma, a assimetria do campo magnético no arco reduz o caráter exponencial do espectro térmico, o qual pode ser observacionalmente associado, como aproximação, a uma lei de potência, embora o índice espectral resultante ainda continue a ser crescente com a frequência, a saber:

$$\frac{\partial\alpha_T}{\partial\nu} > 0 \quad (2.15)$$

Também neste caso, similarmente ao caso anterior, supondo-se uma multiplicidade de fontes no interior do arco magnético, se não acrescentados mais termos na Equação 2.12, o que torna a interpretação dos resultados cada vez mais complicada.

PÁGINA ORIGINALMENTE EM BRANCO

### CAPITULO 3

#### ·ATRASOS NOS MÁXIMOS DE EMISSÃO EM DIFERENTES FREQUÊNCIAS (cm-mm)

A contribuição do aumento do campo magnético nas emissividades em microondas, na região óticamente fina do espectro, é dominante em baixas frequências. Isto pode ser observado tanto na emissividade não-térmica quanto na térmica. A partir da Equação 2.7, obtém-se, para o caso não-térmico:

$$\frac{\partial^2}{\partial \nu \partial B} J_{\nu} = -\alpha C_1 B^2 \nu^{-(\alpha+1)} \quad (3.1)$$

e para o caso térmico:

$$\frac{\partial^2}{\partial \nu \partial B} J_{\nu T} = \frac{C_2}{3B} \left(\frac{\nu}{B}\right)^{1/3} e^{-a(\nu/B)^{1/3}} \left[4 - a(\nu/B)^{1/3}\right] < 0, \quad (3.2)$$

onde  $C_{1,2}$  são parâmetros proporcionais ao número de elétrons os quais estão efetivamente emitindo radiação na frequência  $\nu$ . Nesta expressão segundo a Equação 2.6, para  $\alpha_T > 0,5$ , tem-se  $a.(\nu/B)^{1/3} > 4$ .

Assim, procura-se descrever a explosão solar e os efeitos acumulados nos picos de emissão em diferentes frequências, a partir das Equações 3.1 e 3.2, realizando um estudo da contribuição em emissividade, com um campo magnético crescente.

A justificativa para a proposição da variação do campo magnético sobre a região emissora fundamenta-se na importância do seu movimento nos arcos magnéticos. No caso de modelos térmicos, as re



giões de emissão podem movimentar-se a velocidades ion-sônicas, percorrendo diferentes alturas na extensão do arco magnético ao longo de uma explosão impulsiva. Procura-se estender esta variação de campo também para a emissão não-térmica, uma vez que se desconhece a dinâmica e a real distribuição geométrica das múltiplas injeções no volume emissor total contido por um único ou por múltiplos arcos magnéticos.

### 3.1. CASO NÃO-TÉRMICO

Para analisar os atrasos nos máximos de emissão em diferentes frequências de microondas, admite-se primeiramente a produção de elétrons acelerados com uma distribuição de energias do tipo lei de potência. Tomando a variação temporal do índice do espectro de energia dos elétrons, supõe-se que este, no início da emissão explosiva, assumam um determinado valor que passa a decrescer no decorrer do tempo de subida de emissão até o máximo observado. Isto é, admite-se um endurecimento do espectro até o máximo, seguido de um progressivo amolecimento (na fase de decaimento). Desta forma espera-se que, num dado instante,  $t_0$ , o índice do espectro de energia,  $\delta$ , tenha uma derivada temporal nula, a saber:

$$\left. \frac{d\delta}{dt} \right|_{t=t_0} = 0, \quad \left. \frac{d\delta}{dt} \right|_{t < t_0} < 0 \quad \text{e} \quad \left. \frac{d\delta}{dt} \right|_{t > t_0} > 0, \quad (3.3)$$

Lembrando que, da Equação 2.4, tem-se  $d\alpha/dt = \frac{1}{2} d\delta/dt$ .

Pode-se então isolar a dependência temporal de B da expressão 2.3, tomando  $B_0$  como o valor do campo magnético bem no início da explosão, e  $g(t)$  como a variação temporal relativa ao campo a partir daí, a saber:

$$g(t) = B(t) / B_0, \quad (3.4)$$

onde, para campos crescentes adotados neste estudo:

$$\frac{dg}{dt} > 0 . \quad (3.5)$$

Desta forma a Equação 2.3 pode ser reescrita através das Equações 2.4 e 3.4 como:

$$J_{\nu} = g^{\alpha+1} C_1 B_0^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} = Q J_{0\nu} , \quad (3.6)$$

onde:

$$Q = g^{\alpha+1} \quad e \quad J_{0\nu} = C_1 B_0^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} , \quad (3.7)$$

onde  $C_1$  foi definido na Equação 3.1.

Por simplicidade de condições físicas, admite-se que este número de e létrons seja máximo no instante  $t_0$  para qualquer energia. Assim, a v a riação temporal de  $J_{0\nu}$  pode ser descrita como:

$$\frac{d}{dt} J_{0\nu} = \frac{d}{dt} \left[ C_1 B_0^{\alpha+1} \right] \nu^{-\alpha} - C_1 B_0^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \ln(\nu) \frac{d\alpha}{dt} . \quad (3.8)$$

Observe-se que o primeiro termo do lado direito da Equação 3.8 a nula-se também em  $t = t_0$ , pois  $dC_1/dt = 0$ , em  $t = t_0$ , como discutido a cima. Conseqüentemente toda a Expressão 3.8 a nula-se neste instante, a sim:

$$\left. \frac{d}{dt} J_{0v} \right|_{t=t_0} = 0, \left. \frac{d}{dt} J_{0v} \right|_{t < t_0} > 0 \text{ e } \left. \frac{d}{dt} J_{0v} \right|_{t > t_0} < 0 \quad (3.9)$$

onde para  $t < t_0$  ou  $t > t_0$  o parâmetro  $C_1$  cresce e decresce, respectivamente, acompanhando o crescimento e o decrescimento da emissão explosiva. Deve-se notar que  $dJ_{0v}/dt$  se anula no mesmo instante  $t = t_0$  para todas as frequências. Da mesma forma  $dJ_v/dt$  da Expressão 3.6 será nulo no mesmo instante,  $t_0$ , caso a variação temporal de  $Q$  seja devida unicamente a variações de  $\alpha$ ; este não é o caso, no entanto. A variação de  $Q$  pode ser escrita:

$$\frac{d}{dt} Q = (\alpha+1) g^\alpha \frac{d}{dt} g + Q \ln(g) \frac{d\alpha}{dt}, \quad (3.10)$$

a qual não se anulará em  $t = t_0$  dada a hipótese inicial de trabalho, segundo a qual  $dg/dt > 0$  em qualquer tempo no decorrer do evento; assim sendo, obtêm-se para a Equação 3.10, a partir das Expressões 3.3 e 3.5:

$$\left. \frac{dQ}{dt} \right|_{t=t_0} > 0, \left. \frac{dQ}{dt} \right|_{t < t_0} \geq 0 \text{ e } \left. \frac{dQ}{dt} \right|_{t > t_0} > 0. \quad (3.11)$$

A solução  $dQ/dt < 0$  para  $t = t_0$  é válida desde que  $d \log(J_0) / dt > -d \log(Q) / dt$ , caso contrário  $dJ_v/dt < 0$ , o que é inconsistente para o período de crescimento da intensidade da explosão,  $t < t_0$ . A relação entre as derivas temporais de  $J_v$  e  $J_{0v}$  pode ser encontrada a partir da Expressão 3.6, a saber:

$$\frac{d}{dt} J_v = J_{0v} \frac{dQ}{dt} + \frac{d}{dt} J_{0v}, \quad (3.12)$$

a qual, a partir das Expressões 3.9 e 3.11 excluindo a solução  $dQ/dt < 0$  para  $t < t_0$ , provê:

$$\left. \frac{d}{dt} J_\nu \right|_{t=t_0} > 0, \quad \left. \frac{d}{dt} J_\nu \right|_{t < t_0} > 0 \text{ e } \left. \frac{d}{dt} J_\nu \right|_{t > t_0} \leq 0. \quad (3.13)$$

Das Relações 3.13 pode-se concluir que a emissão em uma frequência qualquer  $\nu$  terá um máximo na região de tempo  $t > t_0$ . Por outro lado, na discussão acima,  $t_0$  foi escolhido para ser o instante em que  $J_{0\nu}$  é máximo. A este instante,  $t_0$ , pode-se associar o máximo de emissão em raios-X duros, dada a independência desta emissão do campo magnético.

Resta ainda derivar as relações que informam a respeito de possíveis atrasos entre diferentes frequências na região de microondas. Podem-se relacionar duas frequências quaisquer  $\nu_1 < \nu_2$  através da Expressão 3.7, ou seja:

$$J_{0\nu_1} = (\nu_1/\nu_2)^{-\alpha} J_{0\nu_2}, \quad (3.14)$$

cuja derivada temporal é:

$$\frac{d}{dt} \ln(J_{0\nu_2}) - \frac{d}{dt} \ln(J_{0\nu_1}) = \ln(\nu_1/\nu_2) \frac{d\alpha}{dt}. \quad (3.15)$$

Por outro lado, da mesma forma que na Expressão 3.15, pode-se tomar a relação para duas frequências das derivadas temporais da Equação 3.6, a saber:

$$\frac{d}{dt} [\ln(J_{v_2})] - \frac{d}{dt} [\ln(J_{v_1})] = \frac{d}{dt} [\ln(J_{0v_2})] - \frac{d}{dt} [\ln(J_{0v_1})] \quad (3.16)$$

substituindo a Expressão 3.15 na Equação 3.16 e rearranjando-a obtêm-se:

$$\frac{d}{dt} J_{v_1} = \frac{J_{v_1}}{J_{v_2}} \frac{d}{dt} J_{v_2} + J_{v_1} \ln(v_2/v_1) \frac{d\alpha}{dt}, \quad (3.17)$$

a qual, a partir da Equação 3.3, especificamente para o instante  $t_0$ , resulta em  $dJ_{v_1}/dt \neq dJ_{v_2}/dt$ , ou ambos iguais a zero. Porém, a solução nula é descartada uma vez que  $dJ_v/dt$  é positivo no instante  $t=t_0$ , como foi visto na Equação 3.13. Deve-se também notar que a aparente independência de  $Q$  (parâmetro que envolve a variação temporal de  $B$ ) da Expressão 3.17 fica eliminada a partir da Expressão 3.12, isto é, se  $dQ/dt=0$  tem-se  $dJ_v/dt = 0$  para  $t=t_0$ . Assim, pode-se afirmar que para um instante posterior a  $t_0$ , por exemplo, o instante  $t_1$ , onde  $J_{v_2}$  é máximo (lembrando que  $v_1 < v_2$ ), a Relação 3.17, a partir da Equação 3.3, recai em:

$$\left. \frac{d}{dt} J_{v_1} \right|_{t=t_1 > t_0} > 0, \quad (3.18)$$

a qual indica um atraso no pico de emissão da frequência mais baixa  $v_1$ , com relação à mais alta  $v_2$ .

Para a avaliação de  $dJ_{v_1}/dt$  no instante  $t_1$  bastaria conhecer  $d\alpha/dt$  no mesmo instante. O parâmetro  $\alpha$  é o índice espectral que relaciona  $J_{0v_1}$  e  $J_{0v_2}$ ; como pode ser visto na Equação 3.14, e tem o seu valor mínimo no instante  $t_0$ , como discutido na Equação 3.3. Entretanto o índice espectral observado, isto é, o que relaciona as quanti

dades  $J_{\nu_1}$  e  $J_{\nu_2}$  somente será igual a  $\alpha$ , de  $dQ/d\nu = 0$ . Isto não acontece, no entanto, para uma fonte composta de múltiplas estruturas (múltiplos "nós"), onde provavelmente  $Q$  passa a ser função da frequência. Neste caso, certamente, o índice espectral observado não apresentará derivada temporal nula no instante  $t = t_0$ . Por exemplo, a partir da Expressão 3.6, se  $Q$  apresentar uma dependência em frequência, tal que possa ser representado por  $a^2 \log Q / \partial t \partial \log \nu > 0$ , então  $\alpha$  observado terá derivada nula num instante posterior a  $t_0$ .

### 3.2. CASO TÉRMICO

Para o caso térmico, um desenvolvimento análogo pode ser realizado aplicando-se uma transformação similar à Expressão 3.6 na Expressão 2.5, a saber:

$$J_{\nu T} = Q \nu_T J_{0\nu T}, \quad (3.19)$$

onde:

$$J_{0\nu T} = C_2 \nu \exp \left[ - a(\nu/B_0)^{1/3} \right], \quad (3.20)$$

e  $C_2$  foi definido na Equação 3.2, e

$$Q_{\nu T} = \exp \left[ -a(\nu/B_0)^{1/3} (g^{-1/3} - 1) \right]. \quad (3.21)$$

A variação relativa da energia dos elétrons inicialmente acelerados, no caso térmico, está relacionada à variação do parâmetro  $\underline{a}$  na Equação 3.20.

Assim,  $da/dt$  será menor que zero, nula e maior que zero em torno do instante  $t_0$ , analogamente à discussão de  $\delta$  na Equação 3.3 para o caso não-térmico. Neste caso:

$$\left. \frac{da}{dt} \right|_{t=t_0} = 0, \quad \left. \frac{da}{dt} \right|_{t < t_0} < 0 \quad \text{e} \quad \left. \frac{da}{dt} \right|_{t > t_0} > 0; \quad (3.22)$$

porém, a variação temporal do índice espectral não acompanha a variação de  $\underline{a}$  como pode ser visto a partir da Equação 2.6. Para escrever a relação entre o índice  $\underline{a}$  e o índice espectral observado,  $\alpha_{0T}$ , faz-se com que este seja o índice de uma lei de potência ajustada em  $J_{v_1T}$  e  $J_{v_2T}$ , que em função de  $\alpha_{v_1T}$  e  $\alpha_{v_2T}$  dá:

$$\alpha_{0T} = \frac{3(\alpha_{v_2T} - \alpha_{v_1T})}{\ln(v_2/v_1)} - 1 \quad (3.23)$$

A variação temporal de  $\alpha_{0T}$  pode ser escrita:

$$\frac{d}{dt} \alpha_{0T} = \frac{3}{\ln(v_2/v_1)} \left[ \frac{d}{dt} \alpha_{v_2T} - \frac{d}{dt} \alpha_{v_1T} \right], \quad (3.24)$$

onde, a partir das Equações 2.6 e 3.4,

$$\frac{d}{dt} \alpha_{vT} = \frac{a}{3} (v/B)^{1/3} \left[ \frac{d}{dt} [\ln(a)] - \frac{1}{3} \frac{d}{dt} [\ln(g)] \right] . \quad (3.25)$$

Pode-se verificar que, a partir das Expressões 3.24, 3.25 com a Expressão 3.22 e lembrando que de  $\ln(g) / dt > 0$  a qualquer tempo, tanto  $d\alpha_0/dt$  quando  $d\alpha_{vT}/dt$  vão se anular simultaneamente, e num instante posterior a  $t_0$ .

A partir da Expressão 3.20 similarmente ao procedimento não-térmico usado, pode-se obter, com os mesmos argumentos, relações idênticas às aquelas expressas na Equação 3.9. Da mesma forma, neste caso, obtêm-se também uma equação similar à Equação 3.12 que, combinada com a Equação 3.21, dá soluções similares à Equação 3.13, as quais indicam um atraso em microondas com respeito a  $t_0$ .

Por outro lado, a partir da Equação 3.20 para duas frequências  $v_1 < v_2$ , pode-se obter:

$$\frac{d}{dt} [\ln(J_{0v_1T})] - \frac{d}{dt} [\ln(J_{0v_2T})] = \frac{(v_2^{1/3} - v_1^{1/3})}{B_0^{1/3}} \frac{da}{dt} , \quad (3.26)$$

e ainda a partir das Equações: 3.19, 3.21, 3.24, 3.25 e 3.26 obtêm-se:

$$\frac{d}{dt} J_{v_1T} = \frac{J_{v_1T}}{J_{v_2T}} \frac{d}{dt} J_{v_2T} + J_{v_1T} \ln(v_2/v_1) \frac{d}{dt} \alpha_{0T} . \quad (3.27)$$



A Expressão 3.27 é equivalente à Expressão 3.17 do caso não-térmico, o que indica atrasos no máximo de emissão das baixas com relação às altas frequências. Para tal, no entanto, deve-se levar em conta que o excesso de emissão devido à explosão é dominado pela energização dos elétrons (variação relativa ao parâmetro  $a$ ) em comparação à influência de variação do campo magnético (variação relativa ao parâmetro  $g$ ). Durante praticamente toda a explosão tem-se  $|d[\ln(a)]/dt| > d[\ln(g)]/dt$ , exceto no entorno de  $t_0$ , quando há anulação de  $d\ln(a)/dt$  na Equação 3.25. Deve-se supor, portanto, que o instante  $t^*$ , em que as duas derivadas das Equações 3.24 e 3.25 se anulam, é muito próximo a  $t_0$ , ou seja,  $t^* - t_0 > 0$  é muito menor do que os atrasos observados entre os máximos de emissão em microondas. Assim, para o instante  $t_1 > t_0$ , em que a emissão na frequência maior  $\nu_2$  apresenta o máximo, ou  $dJ_{\nu_2 T}/dt = 0$ , obtém-se a partir da Relação 3.25,  $dJ_{\nu_1 T}/dt > 0$ .

Recapitulando, para um campo magnético crescente pode-se obter, a partir das relações na Equação 3.13 (e de formas equivalentes para o caso térmico), atrasos nos máximos de emissão microondas com respeito a raios-X. A partir das Relações 3.17 e 3.27, obtém-se atrasos dos máximos de emissão nas baixas com relação às altas frequências. Frentes acolisionais com movimentos ascendentes, ou ainda com campos magnéticos decrescentes ( $dB/dt < 0$ ), não foram analisados neste capítulo, uma vez que se admitiu que a região de liberação de energia está realmente no topo do arco magnético. Outrossim, para um  $dB/dt < 0$  ter-se-ia a emissão de raios-X duros maximizando posteriormente a emissão rádio, para o que não existem evidências.

## CAPÍTULO 4

### APLICAÇÃO NUMÉRICA

Com o propósito de uma aplicação numérica, propõe-se analisar uma explosão a 8 de maio de 1980, 1937UT, a qual foi observada em raios-X duros (HXRBS no satélite SMM), em 22 GHz e 7 GHz no Itapeitinga, e a 2,8 GHz por Ottawa NRC (Solar Geophysical Data, 1980) (Figuras 1.7, 1.8 e 1.9). Esta explosão foi investigada com alta resolução temporal por Kaufmann et alii (1981a). Ela consiste em várias estruturas temporais, com "rise-times" de 2-4 segundos, cada um suposto como um evento independente superposto. Grande atenção foi dada à maior estrutura temporal (Figura 1.8). Os fluxos no máximo foram de 5,6 s.f.u. em 2,8 GHz, reportado por Ottawa NRC (Solar Geophysical Data, 1980), 105 s.f.u. em 7 GHz e 13 s.f.u. em 22 GHz. Pode-se supor qualitativamente que a frequência de transição  $f_{\max}$ , ( $\tau_v \approx 1$ ) do espectro deste evento está situada em algum lugar entre 2,8 GHz e 7 GHz. Os dados da explosão em 22 GHz e 7 GHz estão na região ópticamente fina do espectro com um índice espectral da lei de potência ajustada  $\alpha \approx 1,8$ . Supõe-se que a emissão em 2,8 GHz esteja situada na parte ópticamente espessa do espectro, com um índice espectral adotado de 2,0 (Kovalev and Korolev, 1976) e, assim, pode-se estimar que  $f_{\max} \approx 5$  GHz (i.e. no cruzamento das duas leis de potência, para as partes ópticamente fina e espessa do espectro de frequência).

Neste exemplo, tem-se um atraso nos picos de emissão, determinado entre 7 GHz e 22 GHz, de 1,4 segundos e entre 22 GHz e raios-X, de 0,24 segundos (Kaufmann et alii, 1982a). Para resolver a Equação 3.17 ou a 3.27 no instante  $t_1$ , isto é, no instante do máximo de emissão de 22 GHz, precisa-se conhecer  $J_7(t)$  e  $d\alpha/dt$  observados em  $t = t_1$ . Este último é de difícil determinação e um tanto impreciso. Neste caso, estima-se o valor de  $dJ_7/dt$  no instante  $t_1$ , uma vez que este praticamente não mudou até o instante,  $t_2$ , do máximo de emissão em 7 GHz, ou seja:

$$\left. \frac{d}{dt} J_7 \right|_{t=t_1} \approx \frac{J_7(t_2) - J_7(t_1)}{t_2 - t_1}, \quad (4.1)$$

a qual, para  $J_7(t_2) = 105$  s.f.u.,  $J_7(t_1) \approx 69$  s.f.u. e  $t_2 - t_1 = 1,4$ s (Figura 1.8), tem-se  $dJ_7/dt \approx 26$  s.f.u.  $s^{-1}$  em  $t = t_1$ . Assim, a partir da Equação 3.17 ou da 3.27 tem-se:

$$\left. \frac{d}{dt} \alpha \right|_{t=t_1} = \left. \frac{d}{dt} J_{\nu_1} \right|_{t=t_1} / \left[ J_{\nu_1}(t_1) \ln(\nu_2 / \nu_1) \right], \quad (4.2)$$

que avaliada para os valores acima dá  $d\alpha/dt \approx 0,33$   $s^{-1}$  em  $t = t_1$ , o qual é um valor bastante razoável (i.e., comparável a Wiehl et alii, (1980))

Por outro lado, pode-se fazer uma estimativa da variação do campo magnético, necessária para produzir o atraso observado na emissão em 22 GHz com relação a raios-X. Da mesma forma que no caso anterior, estima-se  $dJ_{22}/dt$  no instante  $t_0$ , supondo-o constante até o instante  $t_1$ , a saber:

$$\left. \frac{d}{dt} J_{22} \right|_{t=t_0} = \frac{J_{22}(t_1) - J_{22}(t_0)}{t_1 - t_0}, \quad (4.3)$$

a qual, para  $J_{22}(t_1) - J_{22}(t_0) \approx 0,3$  s.f.u. e  $t_1 - t_0 = 0,24$ s (Figura 1.8), resulta:

$$\left. \frac{d}{dt} J_{22} \right|_{t=t_0} \approx 1,25 \text{ s.f.u. s}^{-1} . \quad (4.4)$$

A partir da Equação 3.12, para os casos não-térmicos e térmicos da Equação 3.6 ou da 3.19, respectivamente, para uma fonte singular tem se em  $t_0$ :

$$\left. \frac{d}{dt} [\ln(Q)] \right|_{t=t_0} = \frac{1}{J_{22}(t_0)} \left. \frac{d}{dt} J_{22} \right|_{t=t_0} , \quad (4.5)$$

sendo  $J_{22}(t_0) = 12,7 \text{ s.f.u.}$  (Figura 1.8), resulta:

$$\left. \frac{d}{dt} [\ln(Q)] \right|_{t=t_0} \approx 0,1 \quad (4.6)$$

No instante  $t_0$ , a partir da Equação 3.7 ( $Q = g^{\alpha+1}$ ), tem-se para o caso não-térmico:

$$\left. \frac{d}{dt} [\ln(B)] \right|_{t=t_0} = \frac{1}{(\alpha+1)} \left. \frac{d}{dt} [\ln(Q)] \right|_{t=t_0} , \quad (4.7)$$

onde  $\alpha = 1,3$  (Figura 1.8) em  $t_0$ ; portanto:

$$\left. \frac{d}{dt} [\ln(B)] \right|_{t=t_0} = 0,04 \text{ s}^{-1} . \quad (4.8)$$

Por outro lado, no instante  $t_0$ , das Equações 3.21, 3.23, tem-se para o caso térmico:

$$\left. \frac{d}{dt} [\ln(B)] \right|_{t=t_0} = \frac{3}{\alpha_{0T}+1} \frac{[1-(v_1/v_2)^{1/3}]}{\ln(v_2/v_1)} \left. \frac{d}{dt} [\ln(Q_{v_2T})] \right|_{t=t_0} \quad (4.9)$$

onde  $v_1$  e  $v_2$  referem-se às frequências em que foi calculado  $\alpha_{0T}$ , e  $d \ln(Q_{v_2})/dt$  é a derivada de  $Q$  para a frequência mais alta, justamente como na Equação 4.6, onde para  $\alpha_{0T} = 1,3$ ,  $v_1 = 7$  GHz,  $v_2 = 22$  GHz e a Equação 4.6 resulta:

$$\left. \frac{d}{dt} \ln(B) \right|_{t=t_0} = 0,04 \text{ s}^{-1} \quad (4.10)$$

A partir das derivadas temporais do campo magnético no instante  $t_0$ , encontrados acima, pode-se estimar a variação de  $B$  desde o início da explosão. Fazendo  $t_0 = 3$  s e supondo que a variação temporal de  $B$  seja da forma  $B = B_0 t^c$  ou  $B = B_0 e^{ct}$ , onde  $t$  é o tempo transcorrido a partir do início da explosão,  $B_0$  é o campo inicial e  $c$  é uma constante a determinar, pode-se calcular sua variação relativa percentual. Para ambos os casos, não-térmico e térmico, i.e., dos resultados apresentados nas Expressões 4.8 e 4.10, verifica-se que o campo varia em 14% ou 13%, respectivamente.

Em particular, para o caso térmico, pode-se associar a variação temporal de  $B$  como dada por um deslocamento em altura no interior do arco magnético, comentado inicialmente. Uma vez obtida a variação do campo magnético, com a altura pode-se calcular a velocidade de deslocamento,  $V_D$ , com a qual a fonte deve variar em altura para obter o resultado da Expressão 4.10 no instante  $t_0$ . Pode-se adotar a varia

ção de B com a altura do campo de um dipolo magnético,  $B_d(h)$ , como a adotada por Takakura e Scalise (1970), ou uma variação mais suave como a  $B_k(h)$ , proposta por Kovalev e Korolev (1976) e utilizada por Kundu e Vlahos (1979) (Figura 1.4). Em ambos os casos, ajusta-se B(h) aos valores de campo dados por Kundu e Vlahos (1979), isto é,  $B_{\min} = 30$  gauss e  $B_{\max} = 600$  gauss, onde  $B_{\min} = B(h_T)$ , e  $h_T$  é a altura acima da fotosfera do topo do arco magnético igual a  $3 \times 10^4$  km. Para  $B_{\max}$  adota-se  $h = 2200$  km acima da fotosfera (Withbroe and Noyes, 1977).

Os campos podem ser representados numa forma simples, diferenciados apenas por uma constante  $\kappa$ , a qual é  $1/3$  para  $B_d(h)$  e  $1/2$  para  $B_k(h)$ , a saber:

$$B(h) = B_{\max} \left[ 1 - (1-M^\kappa) h/h_0 \right]^{1/\kappa} \quad (4.11)$$

onde  $M = B_{\min}/B_{\max}$ . A variação em altura deve seguir a equação de movimento:

$$h = h_0 - V_D t \quad , \quad (4.12)$$

onde  $h_0$  é a altura inicial da fonte, a qual pode ser relacionada a  $B_0$  (campo inicial) através da Equação 4.11.

A velocidade de deslocamento  $V_D$  está associada à velocidade ion-acústica de expansão de fontes térmicas (Brown et alii, 1979; Smith and Lilliequist, 1979).  $T_e \gg T_i$  ou  $T_e/T_i > 8$  (Smith and Lilliequist, 1979), para as quais os sufixos e, i são para elétrons e íons, respectivamente. Desta forma, pode-se limitar as soluções de velocidade de deslocamento em  $V_D > (k_B T_e^*/m_i)^{1/2}$  (onde  $k_B$  é constante de Boltzman e  $m_i$  a massa de próton para  $T_e^* > 10^7$  K, como um mínimo para ocorrer um confinamento térmico, i.e.,  $V_D \geq 290$  km/s). Os cálculos de  $V_D$  em função do campo inicial  $B_0$  para  $t_0 = 3$  s são mostrados na Figura 4.1, onde as regiões hachuradas são as soluções para  $V_D \geq 290$  km/s.

Para o campo de dipolo,  $B_d$ , têm-se soluções desde o topo do arco magnético (30 gauss) até aproximadamente 280 gauss, e para  $B_k$  têm-se soluções para campos maiores que  $\sim 77$  gauss, i.e. em direção à região de transição (600 gauss). Os resultados encontrados para a velocidade de deslocamento na Figura 4.1 são compatíveis com o que era esperado. O intervalo de soluções para velocidade de fase de Ondas Íon-acústicas na região em questão, durante explosões solares, no extremo inferior, é dado pelo limite comentado acima de  $V_D = 290$  km/s e, no extremo superior, por  $V_D \sim 10^3$  km/s (p.ex. Smith and Lilliequist, 1979).

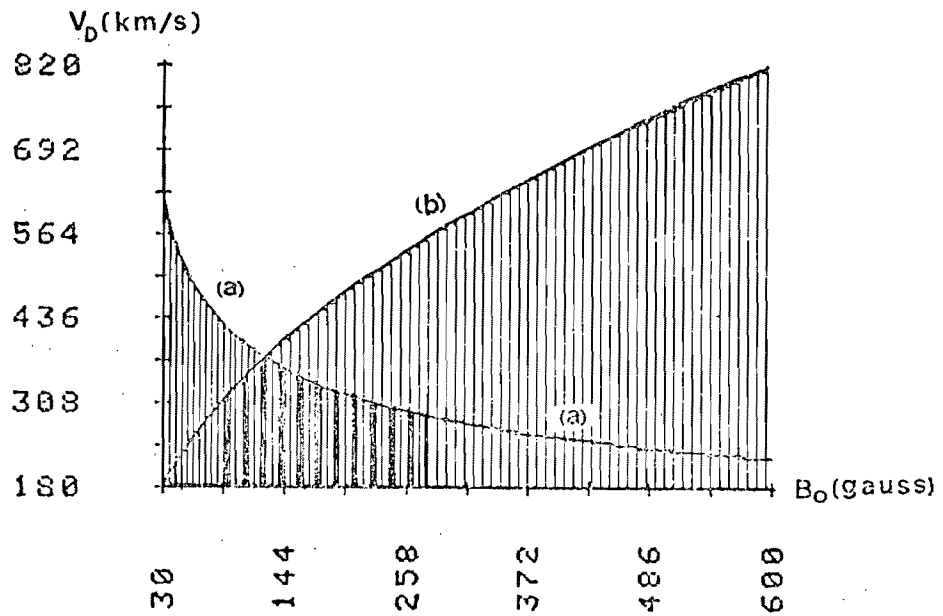


Fig. 4.1 - Velocidade de deslocamento de uma fonte térmica,  $V_D$  ( $\text{km s}^{-1}$ ) calculada para um atraso do máximo de 22 GHz com relação à emissão de raios-X duros de 0,23 s, e um tempo de subida de 22 GHz de  $t_0=3$  s, em função do campo magnético inicial  $B$  (gauss).

A curva (a) foi calculada a partir do campo de um dipolo magnético e a curva (b) para um campo de acordo com Kovalev and Korolev (1976). A região hachurada corresponde às soluções  $V_D=(K_B T_e^*/m_i)^{1/2} > 290 \text{ km s}^{-1}$  ou  $T_e^* > 10^7 \text{ K}$ .



PÁGINA ORIGINALMENTE EM BRANCO

## CAPÍTULO 5

### DISCUSSÃO FINAL

Este estudo propõe uma explicação possível para os atrasos temporais na emissão explosiva de eventos solar em comprimentos de onda cm-mm, para quando os máximos das emissões em altas frequências precedem os de mais baixas frequências. Esta proposição resumiu-se na análise dos efeitos de um campo magnético crescente aplicado à fonte emissora. No caso de uma fonte térmica, o campo crescente foi associado a uma frente de condução anômala em movimento descendente da coroa para a cromosfera solar. Existem, de fato, outras evidências correlacionando o tempo de crescimento do fluxo explosivo com o crescimento no campo magnético (Karpen et alii, 1979). Quanto ao comportamento espacial dos campos magnéticos, as formas de campo apresentadas,  $B_k$  e  $B_d$ , não diferem muito na magnitude do campo, embora as suas derivadas espaciais apresentem comportamentos bastante adversos. Esta diferença ficou bem determinada nas soluções apresentadas na Figura 4.1. As soluções para  $B_d$  delimitam uma região no topo do arco magnético coincidente com a região de liberação de energia, ao passo que as soluções para  $B_k$  delimitam uma região a partir de um certo valor de campo até campos maiores.

A inobservância de espectros térmicos pode ser subproduto da ausência de fontes singulares, que implica em espectros compostos. Por exemplo, o espectro de frequência no instante do máximo de emissão, para o exemplo do Capítulo 4, pode ser ajustado por uma lei de potência na parte ópticamente fina, que passa pelos dois únicos pontos que se dispõe para considerar neste espectro. No entanto, é possível também ajustar um espectro térmico de uma fonte singular (Equação 2.5) pelo método dos mínimos quadrados, entre 5 GHz e 50 GHz, como foi feito na Figura 5.1. Pode-se ver nesta figura que o caráter exponencial deste espectro, se fosse o caso, somente seria determinado através de outras medidas, noutras frequências, com uma precisão absoluta maior do que 20%, como foi calculado para o espectro da Figura 5.1. Além dis

so, este espectro térmico pode apresentar redução no caráter exponencial a partir de uma combinação de espectros de fontes térmicas, como comentado no Capítulo 2, reduzindo ainda mais a possibilidade de distinção não-ambígua entre uma forma térmica e uma não-térmica do espectro, levando-se em conta as imprecisões das medidas dos dados disponíveis atualmente.

A suposição adotada para várias injeções de energia associadas a cada estrutura do evento não é inédita, tendo sido sugerida em outros trabalhos (p.ex. Brown and Newkirk, 1974; Brown et alii, 1980, etc). A interpretação de uma explosão com múltiplas estruturas a partir de uma fonte singular, aparentemente, não concorda com a ausência de continuidade dos atrasos temporais dentro de um mesmo evento crescendo ou decrescendo progressivamente. Existem evidências de aleatoriedade destes atrasos temporais dentre as múltiplas estruturas de um mesmo evento solar, como pode ser visto em Kaufmann et alii (1982b).

O problema dos atrasos temporais foi estudado com a introdução de um parâmetro  $Q$ , proporcional ao campo magnético. Sua derivada temporal não se anula simultaneamente às derivadas temporais de outros parâmetros que regulam a fonte. Similarmente a dependência do parâmetro  $Q$  no campo magnético, pode-se propor alternativamente uma dependência de  $Q$  no ângulo  $\theta$ , entre a direção do sinal e as linhas do campo magnético. Mudanças em  $\theta$  também produzirão variações na emissividade dos casos não-térmico e térmico (Petrosian, 1981b). Os resultados serão inteiramente similares aos apresentados aqui, com variações que dependerão da emissividade ser crescente ou decrescente, com  $\theta$  no modelo adotado (Petrosian, 1981b).

Quanto ao processo físico real de produção da radiação microonda observada, este deve ser uma combinação dos mecanismos térmicos e não-térmicos, como proposto para a emissão de raios-X duros por Emslie et alii (1981). Entretanto, as características dos atrasos temporais serão aditivas e qualitativa e quantitativamente similares.

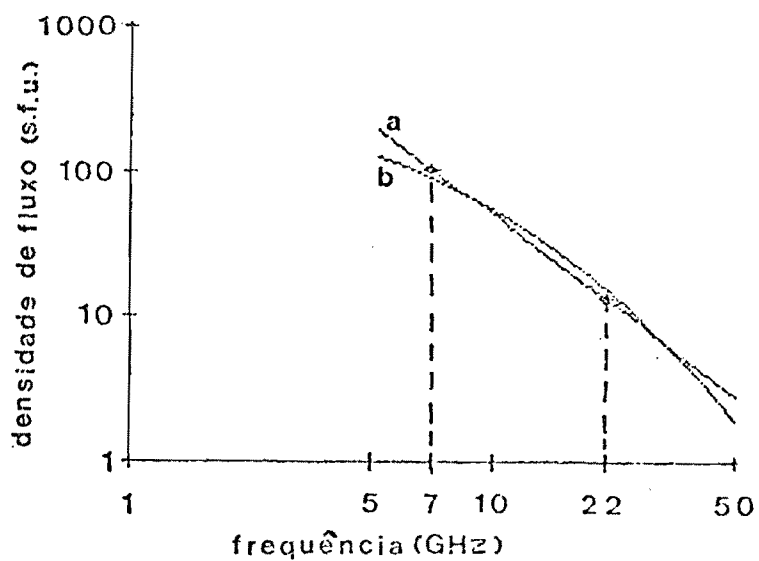


Fig. 5.1 - Espectro de frequência no máximo de emissão da explosão de 8 de maio de 1980, às 19:37UT.

(a) ajuste de uma lei de potência. (b) espectro térmico ajustado à lei de potência pelo método dos mínimos quadrados na região de 5 GHz a 50 GHz.

Na presente análise foi desprezada a adiação de outras possíveis causas físicas para a produção de atrasos nos máximos de emissão de baixas frequências em microondas. Como por exemplo, poder-se-ia dizer que os atrasos seriam função do próprio mecanismo de liberação de energia, de dependências na relaxação energética dos elétrons, e de perdas no confinamento dos elétrons. Outra alternativa seria a exploração da possibilidade de extensão do "fenômeno-zebra" para regiões de densidades mais altas no volume que produz a radiação da explosão (Zaitsev e Stepanov, 1982). Pode-se lembrar que no Capítulo 3 tomou-se  $J_{0v}$  máximo em todas as frequências simultaneamente no instante  $t_0$ , fazendo com que os parâmetros relacionados à variação da energia do elétrons na fonte tivessem derivadas temporais nulas no instante  $t_0$ . As causas acima citadas poderiam relamente prover explicações alternativas ao problema dos atrasos temporais, embora não existam evidências observacionais à disposição para sua consideração, tais como atrasos similares aos observados em microondas na emissão de raios-X duros. O desenvolvimento teórico, por outro lado, dependeria de inúmeras suposições arbitrárias.

Finalmente, para explosões que mostram coincidência nos picos de emissão entre diferentes frequências em microondas, o presente modelo é aplicável simplesmente supondo-se que  $dB/dt \approx 0$ . Atrasos temporais de altas frequências com relação às baixas poderiam também ser investigados através da presente interpretação considerando-se  $dB/dt < 0$  e ressaltando a necessidade de admitir a fonte expandindo-se de baixo para cima, ou ainda de encontrar atrasos de raios-X com relação a microondas. Alternativamente, os atrasos em direção a altas frequências podem ser interpretados através de hipóteses bem conhecidas e mais simples, tais como efeitos de absorção livre-livre crescentes à densidade de plasma progressivamente maiores (tal como em Wiehl et alii, 1980), lembrando-se que estes efeitos serão aditivos e contrários ao analisado neste trabalho. Portanto, não é difícil admitir a primazia de um mecanismo com relação a outro para alguma condição de plasma. Pode-se considerar ainda, no caso de modelos não-térmicos, tais atrasos como subproduto da relaxação colisional dos elétrons, responsáveis pe

la emissão explosiva, nas altas densidades da cromosfera, i.e., supondo modelos onde a vida média dos elétrons mais energéticos fossem maiores do que a dos menos energéticos. Os efeitos de absorção na radiação emitida também foram desprezados no presente estudo.

PÁGINA ORIGINALMENTE EM BRANCO

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BROWN, J.C. The interpretation of hard and soft X-ray from solar flares. *Philosophical Transactions of Royal Society of London*, A 281(s.f.):473-490, May 1976.
- 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.; MELROSE, D.B.; SPICER, D.S. Production of a collisionless conduction front rapid coronal heating and its role in solar hard X-ray bursts. *Astrophysical Journal*, 228:592-597, Mar. 1979.
- BROWN, J.C.; Mc CLYMONT, A.N. The height distribution of flare hard X-ray in thick and thin target models. *Solar Physics*, 41(1):135-151, Mar. 1975.
- BROWN, J.C.; NEWKIRK, G.A. On the thermal interpretation of hard X-ray bursts from solar flares. In: INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION (IAU) *Coronal Disturbances*. Symposium nº 57. Dordrecht, D. Reidel, 395-412, Sept. 1974.
- BROWN, J.C.; SMITH, D.F. Solar flares. *Reports on Progress in Physics*, 43(s.f.):125-197, 1980.
- DULK, G.A.; MELROSE, D.B.; WHITE, S.M. The synchrotron emission from quasi-thermal electrons and applications to solar flares. *Astronomical Journal*, 234:1137-1147, Dec. 1979.
- EMSLIE, A.G. A comparison of the height distribution of solar flare hard X-rays in thick target and thermal models. *Astrophysical Journal*, 245:711-720, Apr. 1981.
- EMSLIE, A.G. Observational signatures of thermal and non thermal models of hard X-ray emission in solar flares. In: EMSLIE, A.G.; GAIZAUSKAS, S.T., ed. *Crimean solar maximum year workshop*. Stanford, CA, Institute for Plasma Research-Stanford University, May 1980. (SUIPR. report, 841).
- EMSLIE, A.G.; VLAHOS, L. Radiation signatures from a locally energized flaring, loops. *Astrophysical Journal*, 242:359-373, Nov. 1980.



- GUIDICE, D.A.; CASTELLI, J.P. Spectral distributions of microwave bursts, *Solar Physics*, 44(1):155-172, Sept. 1975.
- KANE, S.R.; RAOULT, A. Downward shift of the acceleration/injection region during solar flares. *Astrophysical Journal*, 248:L77-L82, Sept. 1981.
- KARPEN, J.T.; CRANNEL, C.J.; FROST, K.J. Spectral evolution of multiply impulsive solar bursts. *Astrophysical Journal*, 234:370-377, Nov. 1979.
- KAUFMANN, P. *La atmosfera solar y su investigacion a través de ondas radioeléctricas*. San Miguel, Observatório Nacional de Física Cōsmica, 1975.
- KAUFMANN, P.; COSTA, J.E.R.; STRAUSS, F.M. Time delays in solar bursts measured in the mm-cm range of wavelength. *Solar Physics*, 1982b, no prelo.
- KAUFMANN, P.; COSTA, J.E.R.; STRAUSS, F.M.; DENNIS, B.R. Solar burst primary magnetic transient effects and fast polarization time structures leading mm-microwaves and hard X-rays. Submitted to *Astrophysical Journal*, 1982c.
- KAUFMANN, P.; STRAUSS, F.M.; COSTA, J.E.R.; DENNIS, B.R.; KIPLINGER, A.; FROST, K.J.; ORWIG, L.E. Mm-cm microwaves and hard X-ray observations of a solar flare with a time resolution better than 100 ms. *Solar Physics*, 1982a, no prelo.
- KAUFMANN, P.; STRAUSS, F.M.; OPPER, R. Some characteristics of ultra fast time structures superimposed on impulsive mm-wave bursts. In: KUNDU, M.R.; GERGELY, T.E. *Radio physics of the sun*. Dordrecht, D. Reidel, 1980b. p.205-208.
- 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 1980c.
- KAUFMANN, P.; STRAUSS, F.M.; RAFFAELLI, J.C.; OPPER, R. New aspects of solar activity found with high time resolution and high sensitivity observations at cm-and-mm wavelengths. *Solar Terrestrial Predictions Proceedings*, 3:C-115-C-130, 1980a.

- KELLERMANN, K.I. On the interpretation of radio-source spectra and the evolution of radio galaxies and quasi-stellar sources. *Astrophysical Journal*, 146:621-633, Dec. 1966.
- KOSUGI, T. Radio and X-ray observations of a multiple solar burst with high time resolution. *Solar Physics*, 71(1):91-105, May 1981.
- KOVALEV, V.A.; KOROLEV, O.S. Interpretation of spectra of solar microwave bursts. *Soviet Astronomy*, 20(1):69-74, Jan./Feb. 1976.
- KRÜGER, A. *Introduction to solar radio astronomy and radio physics*. Dordrecht, D.Reidel, 1979.
- KUNDU, M.R. *Solar astronomy*. New York, NY, John Wiley, 1965.
- KUNDU, M.R.; VLAHOS, L. An interpretation of the polarization structures of microwave bursts. *Astrophysical Journal*, 232:595-602, Sept. 1979.
- MÄTZLER, C. Microwave radiation from thermal, hard X-ray sources. *Astronomy and Astrophysics*, 70:181-188, Oct. 1978.
- PETROSIAN, V. Structure of impulsive phase of solar flares from microwave observations. Stanford, CA., Stanford University, Institute for Plasma Research, July 1981b.
- PETROSIAN, V. Synchrotron emissivity from mildly relativistic particles. *Astrophysical Journal*, 251:727-738, Dec. 1981a.
- RAMATY, R. Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma. *Astrophysical Journal*, 158:753-770, Nov. 1969.
- RAMATY, R.; PETROSIAN, V. Free-Free absorption of gyrosynchrotron radiation in solar micro-wave bursts. *Astrophysical Journal*, 178:241-249, Nov. 1972.
- RUST, D.M.; EMSLIE, A.G. *Energy release in solar flares*; proceedings of the workshop on energy release in flares, Cambridge, MA, Feb. 26 - Mar. 1, 1979. Boulder, CO, NOAA, World Data Center A for Solar - Terrestrial Physics, July 1979. (Report UAG, 72).
- SOLAR GEOPHYSICAL DATA. Boulder, n° 430, part 1, June 1980.
- SMITH, D.F.; LILLIEQUIST, C.G. Confinement of hot, hard X-ray producing electrons in solar flares. *Astrophysical Journal*, 232:582-599, Sept. 1979.

- STRAUSS, F.M. *A dynamic model of solar flares*. Doctoral thesis in philosophy. Boston, MA, University of Boston, 1972.
- STURROCK, P.A. Historical Background. In: ——— ed. *Solar flares*. Boulder, CO, Associated University Press, 1980, cap. 1, seř. 1.1, 1-2.
- TAKAKURA, T. Synchrotron radiation from intermediate energy electrons. *Publication of Astronomical Society of Japan*, 12:325-351, Apr. 1960.
- TAKAKURA, T.; SCALISE JR., E. Gyro-synchrotron emission in a magnetic dipole field for the application to the center-to-limb variation of microwave impulsive bursts. *Solar Physics*, 11(3):434-455, Mar. 1970.
- TANDBERG-HANSSSEN, E. *Solar Activity*. Waltham, MA, Blaesdell, 1967.
- URALOV, A.M.; NEFED'EV, V.P. Pulsed solar microwave bursts with a quasithermal spectrum. *Soviet Astronomy*, 20(5):590-592, Sept./Oct. 1976.
- VLAHOS, L. *Plasma properties and radiation signatures of current driver active region loops on the sun*. Doctoral thesis in philosophy. University of Maryland, 1979.
- WIEHL, H.J.; SCHÖCHLIN, W.A.; MAGUN, A. Microwave time delays as evidence for a collisionless conduction front. *Astronomy and Astrophysics*, 92:260-266, Dec. 1980.
- WILD, J.P.; SMERD, S.F.; WEISS, A.A. Solar bursts. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1:291-366, 1963.
- WITHBROE, G.L.; NOYES, R.W. Mass and energy flow in the solar chromosphere and corona. *Annual Review Astronomy Astrophysics*, 15:363-387, 1977.
- ZAITSEV, V.V.; STEPANOV, A.V. The plasma radiation of flare kernels. Submitted to *Solar Physics*, 1982.