



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-15777-TDI/1520

EFEITO DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DE ELÉTRONS NA EMISSÃO EM RÁDIO DAS EXPLOSÕES SOLARES

Paulo José Aguiar Simões

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Maria Virginia Alves e Joaquim Eduardo Rezende Costa, aprovada em 14 de abril de 2009.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2009/03.20.18.35>>

INPE
São José dos Campos
2009

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3945-6911/6923

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO:

Presidente:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Membros:

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Jefferson Andrade Ancelmo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Simone A. Del-Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Marilúcia Santos Melo Cid - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Viveca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
Ciência e Tecnologia



INPE-15777-TDI/1520

EFEITO DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DE ELÉTRONS NA EMISSÃO EM RÁDIO DAS EXPLOSÕES SOLARES

Paulo José Aguiar Simões

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Maria Virginia Alves e Joaquim Eduardo Rezende Costa, aprovada em 14 de abril de 2009.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2009/03.20.18.35>>

INPE
São José dos Campos
2009

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Simões, Paulo José de Aguiar.
S51e Efeito da distribuição espacial de elétrons na emissão em rádio das explosões solares / Paulo José Aguiar Simões. – São José dos Campos : INPE, 2009.
98p. ; (INPE-15777-TDI/1520)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2009.

Orientadores : Drs. Maria Virginia Alves e Joaquim Eduardo Rezende Costa.

1. Explosões solares. 2. Micro-ondas. 3. Campos magnéticos.
4. Dinâmica de elétrons. I.Título.

CDU 523.985

Copyright © 2009 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita da Editora, com exceção de qualquer material fornecido especificamente no propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2009 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming or otherwise, without written permission from the Publisher, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

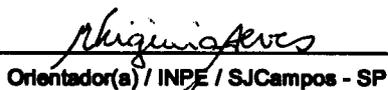
Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Doutor(a) em
Geofísica Especial

Dr. Polinaya Muralikrisna



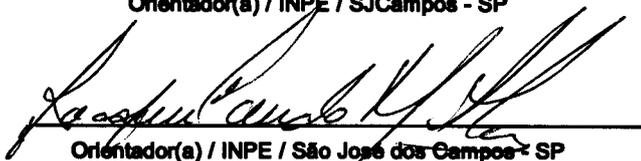
Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dra. Maria Virginia Alves



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa



Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. José Augusto Bittencourt



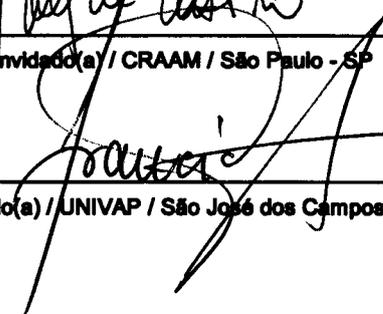
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Carlos Guillermo Giménez de Castro



Convidado(a) / CRAAM / São Paulo - SP

Dr. Francisco Carlos Rocha Fernandes



Convidado(a) / UNIVAP / São José dos Campos - SP

Aluno (a): Paulo José de Aguiar Simões

São José dos Campos, 14 de abril de 2009

A meu filho.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa e à Dra. Maria Virgínia Alves, pela orientação e apoio neste trabalho.

À Divisão de Geofísica Espacial (DGE) do INPE e ao Centro de Rádio Astronomia e Astrofísica Mackenzie (CRAAM) pelos recursos para a realização deste projeto.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), pelo suporte financeiro, sob o processo número 04/14248-5.

RESUMO

Apresentamos neste trabalho um estudo da dinâmica dos elétrons acelerados em explosões solares e da emissão em rádio produzida. Avaliamos a dinâmica dos elétrons a partir de um feixe injetado no topo de um arco magnético convergente, verificando as alterações temporais em energia, ângulo de passo e posição ao longo do arco. A evolução dinâmica dos elétrons foi obtida a partir de um código numérico que calcula soluções para a equação de Fokker-Planck, considerando os efeitos de colisões Coulombianas, espelhamento magnético e difusão de ângulo de passo. As soluções descrevem as funções de distribuição em energia e ângulo de passo das populações de elétrons para cada posição de espaço e instante de tempo, pré-definidas no código. Com estas funções, calculamos a emissão girossincrotrônica em rádio destes elétrons em um ambiente tridimensional, utilizando um código numérico que desenvolvemos neste trabalho. Com estas ferramentas, estudamos diversos casos de injeção e aprisionamento de elétrons, avaliando os efeitos nas características espaciais, espectrais e temporais da emissão. Apresentamos também uma interpretação da explosão solar observada em 24 de Agosto de 2002, com características do conhecido “evento Masuda”. Reproduzimos satisfatoriamente a evolução temporal da emissão opticamente fina, assim como as características espaciais gerais do evento, inclusive a fonte de emissão opticamente fina em 35 GHz no topo do arco.

EFFECTS OF ELECTRON SPATIAL DISTRIBUTION ON RADIO EMISSION OF SOLAR FLARES

ABSTRACT

We present a study of the dynamics of accelerated electrons in solar flares, and also of its radio emission. The electron dynamics is evaluated from a beam injected in the apex of a magnetic loop, evolving its energy and pitch-angle distributions in time and position along the loop. The dynamic evolution of the electrons was obtained using a numerical code for the solutions for the Fokker-Planck equation, considering the effects of Coulomb collisions, magnetic mirroring in the loop and pitch-angle diffusion. These solutions represent the distribution functions of the electrons in energy and pitch-angle, for each loop position and time step, defined within the code. From these functions we can calculate the gyrosynchrotron radio emission produced by the electrons in a three-dimensional environment, using a numerical code developed in this work. Using these tools, we investigated different scenarios of injection and trapping of electrons, and the spatial, spectral and temporal aspects of the radio emission produced. We also present an interpretation of the solar event occurred on August 24 2002, which presented characteristics of the Masuda event. We were able to reproduce the time evolution of the optically thin radio emission and the main spatial morphology observed, including the optically thin 35 GHz source at the loop top.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

LISTA DE SÍMBOLOS

1	INTRODUÇÃO	23
2	DINÂMICA DE UM FEIXE DE ELÉTRONS	27
2.1	Movimento de uma partícula	27
2.2	Aprisionamento magnético	27
2.2.1	Invariante adiabático orbital	27
2.2.2	Espelhamento magnético	29
2.3	Colisões entre partículas	31
2.4	Dinâmica de uma distribuição de elétrons	34
2.5	Dinâmica de elétrons em explosões solares	37
3	RADIAÇÃO GIROSSINCROTRÔNICA EM EXPLOSÕES SOLARES	39
3.1	Propagação de ondas eletromagnéticas em um plasma magneto-ativo	39
3.2	Emissão e auto-absorção da radiação girossincrotrônica	42
3.2.1	Transferência Radiativa	44
3.3	Características da radiação girossincrotrônica de explosões solares	45
4	DESCRIÇÃO DO MÉTODO	49
4.1	Solução da equação cinética para elétrons em plasma magnetizado	49
4.1.1	Código numérico <i>fkprlk</i>	49
4.1.1.1	Funções de injeção no tempo	50
4.1.1.2	Funções iniciais de distribuição de elétrons em ângulo de passo	50
4.1.1.3	Definição do arco magnético	52
4.1.1.4	Saídas do código	53
4.1.2	Testes do código numérico <i>fkprlk</i>	53
4.2	Cálculo da emissão em microondas	55
4.2.1	Transferência Radiativa	57
5	ESTUDO DA DINÂMICA E PRODUÇÃO DE RADIAÇÃO DOS ELÉTRONS	59

5.1	Análise da evolução da população de elétrons	59
5.2	Análise da emissão em microondas	68
5.2.1	Análise Morfológica	68
5.2.2	Análise Espectral	68
6	APLICAÇÃO DO MÉTODO NA ANÁLISE DE UM EVENTO	
	SOLAR	77
6.1	Observações	77
6.1.1	Estrutura espacial da fonte emissora	77
6.2	Evolução temporal	79
6.3	Interpretação do evento	81
6.3.1	Regime de opacidade óptica	81
6.3.2	Estimativas dos parâmetros da fonte	83
7	CONSIDERAÇÕES FINAIS	89
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	91

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1	29
2.2	30
2.3	32
3.1	46
4.1	51
4.2	54
4.3	55
4.4	56
4.5	57
4.6	58
5.1	60
5.2	61
5.3	63
5.4	64
5.5	65
5.6	66
5.7	66
5.8	67
5.9	69
5.10	70
5.11	71
5.12	73
5.13	74
6.1	78
6.2	79
6.3	80
6.4	82
6.5	84
6.6	86
6.7	87

6.8	Fluxo observado em 35 e 80 GHz normalizados.	87
6.9	Mapas da emissão em 35 GHz para os instantes do pico e do bump. . . .	88

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Mudanças sistemáticas de energia e ângulo de passo.	36
5.1 Definição dos parâmetros de cada caso estudado.	59
5.2 Parâmetros espectrais das simulações da emissão para fonte no limbo. . .	72
5.3 Parâmetros espectrais das simulações da emissão para fonte no disco solar.	75
6.1 Índices espectrais de eventos espacialmente resolvidos.	81
6.2 Parâmetros estimados pelo modelo de fonte homogênea.	83
6.3 Características geométricas do modelo de arco aplicado ao evento.	85
6.4 Parâmetros dos feixes de elétrons injetados no arco.	86

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CME	–	Coronal Mass Ejection
EIT	–	Extreme Ultraviolet Imaging Telescope
EUV	–	Extreme UltraViolet
GOES	–	Geostationary Operational Environmental Satellite
HXR	–	Hard X-Rays
MHD	–	Magneto-Hidro-Dinâmica
NOAA	–	National Oceanic and Atmospheric Administration
NoRH	–	Nobeyama Radio Heliograph
NoRP	–	Nobeyama Radio Polarimeter
OVSA	–	Owens Valley Solar Array
RHESSI	–	Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager
SEP	–	Solar Energetic Particles
SOHO	–	SOLar and Heliospheric Observatory
TRACE	–	Transition Region And Coronal Explorer

LISTA DE SÍMBOLOS

Latinos

a	–	aceleração da partícula
a_θ, a_k	–	coeficiente de polarização
A	–	área projetada da fonte
b	–	parâmetro de impacto
\mathbf{B}	–	campo magnético do ambiente
c	–	velocidade da luz no vácuo
D	–	coeficiente de difusão na eq. Fokker-Planck
e	–	carga elétrica do elétron
\mathbf{E}	–	campo elétrico da onda eletromagnética
E	–	energia cinética do elétron
F_ν	–	densidade de fluxo
h	–	constante de Planck
I_ν	–	intensidade de radiação
j_ν	–	coeficiente de emissão girossincrotrônico
J_s	–	função de Bessel de ordem s
k_ν	–	coeficiente de auto-absorção girossincrotrônico
\mathbf{k}	–	vetor da onda
k_b	–	constante de Boltzmann
K	–	energia cinética da partícula
L	–	dimensão da fonte na linha de visada
dL	–	dimensão de cada elemento da fonte
L_c	–	distância do topo ao pé do arco magnético
m_e	–	massa do elétron
n_p	–	densidade de plasma ambiente
N	–	densidade dos elétrons não-térmicos
N_{tot}	–	número de elétrons não-térmicos
p	–	momentum do elétron
q	–	carga elétrica da partícula
r_B	–	raio de Larmor
r	–	raio da secção transversal do arco do modelo
R	–	raio principal do arco do modelo
s	–	posição ao longo do arco magnético
t	–	tempo
t_c	–	escala de tempo de propagação de elétrons
t_d	–	escala de tempo de difusão por colisões
T	–	temperatura do plasma
V	–	volume da fonte emissora
v	–	velocidade da partícula
\mathbf{V}	–	velocidade de deriva
Z	–	número atômico

Gregos

α	–	índice espectral da emissão
α_R	–	parâmetro de Razin
β	–	velocidade dos elétrons
γ	–	fator de Lorentz
δ	–	índice espectral de energia dos elétrons

λ	–	comprimento de onda
ν	–	freqüência de ondas eletromagnéticas
ν_B	–	freqüência de giro do elétron
ν_p	–	freqüência de plasma
ν_c	–	freqüência de colisões elétron-íon
ν_R	–	freqüência de corte Razin
ν_x	–	freqüência de corte do modo extraordinário
ϵ	–	tensor dielétrico do plasma
θ	–	ângulo entre a direção do observador e \mathbf{B}
τ	–	opacidade óptica
μ	–	cosseno do ângulo de passo
μ_{\pm}	–	índice de refração nos modos ordinário e extraordinário
ϕ	–	ângulo de passo dos elétrons
Φ	–	fluxo magnético
ψ	–	ângulo de deflexão por colisão Coulomb
ω	–	freqüência angular de onda eletromagnética
Ω	–	ângulo sólido da fonte
η	–	emissividade do elétron
σ	–	razão de espelhamento magnético

1 INTRODUÇÃO

Explosões solares são emissões transientes e intensas de radiação eletromagnética que ocorrem nas regiões ativas da atmosfera solar. Estas regiões são constituídas por um plasma magnetizado com intensa indução magnética e estruturadas por complexos sistemas de arcos magnéticos como visto através de observações em raios X de baixa energia e ultra-violeta distante. As interpretações das observações da radiação emitida nestes eventos solares, principalmente nas faixas de rádio e raios-X do espectro eletromagnético, indicam que esta radiação é produzida por partículas aceleradas no plasma magnetizado (TANDBERG-HANSSSEN; EMSLIE, 1988).

A energia magnética, armazenada em configurações magnéticas complexas, é subitamente lançada na atmosfera solar, como consequência de reorganizações magnéticas (MELROSE, 1997) e transferida para partículas como elétrons, prótons e núcleos pesados, que são acelerados e aquecidos.

Tipicamente, três fases podem ser identificadas nas explosões solares:

- 1) fase precursora, onde a energia magnética é armazenada (com manifestações em raios-X de baixa energia);
- 2) fase impulsiva: onde as partículas são aceleradas, excedendo a energia de 1 MeV (detecção de ondas de rádio, linhas espectrais na faixa visível, raios-X de alta energia e raios- γ);
- 3) fase gradual: diminuição gradual da energia, podendo durar horas, com emissão em praticamente todo o espectro eletromagnético.

As explosões solares provavelmente estão associadas às ejeções de massa coronal, que têm fortes efeitos no clima espacial. Ambos eventos possivelmente compartilham dos mesmos processos de ativação, associados à liberação da energia magnética acumulada nas regiões ativas. Uma melhor compreensão dos mecanismos de erupção de explosões solares também levará a um melhor entendimento sobre as ejeções de massa.

A atividade solar produz também efeitos geofísicos mais diretos. As emissões em raios-X e ultra-violeta, dada sua alta energia, podem alterar a ionização dos componentes da atmosfera da Terra, podendo provocar distúrbios ionosféricos (PACINI; RAULIN, 2006, e. g.).

Um cenário típico utilizado na interpretação de explosões solares é constituído por arcos magnéticos onde uma fração das partículas aceleradas é aprisionada, espiralando ao redor das linhas de campo, emitindo radiação na banda rádio, enquanto que outra fração precipita até regiões mais baixas da atmosfera solar, colidindo com o plasma mais denso nesta região, emitindo raios-X com maior eficiência (BASTIAN et al., 1998).

As principais faixas de emissão no espectro eletromagnético produzidas durante a fase impulsiva de explosões solares são as faixas de rádio, $H\alpha$ e raios-X. A partir da observação desta radiação, pode-se inferir as características dos elétrons emissores e também alguns parâmetros do plasma local,

como densidade e temperatura (TANDBERG-HANSSSEN; EMSLIE, 1988). Conhecendo-se o espectro da emissão em rádio e raios-X é possível estimar a função de distribuição em energia dos elétrons acelerados na explosão. Estas características energéticas são importantes para estudar os processos de aceleração e liberação de energia nas regiões ativas solares. A partir da evolução temporal da emissão produzida por esta população de elétrons também é possível avaliar os processos de transporte desses elétrons no plasma solar.

A relação entre a emissão observada e as características dos elétrons é feita através de modelos dos processos radiativos: radiação giro-sincrotrônica para a faixa rádio e radiação bremsstrahlung para a faixa de raios-X. Assim, é fundamental um bom conhecimento dos mecanismos de emissão do feixe de partículas aceleradas e das características do plasma local (densidade, temperatura e campos magnéticos) para uma boa compreensão da origem e da dinâmica das explosões solares.

Para uma análise mais completa de explosões solares, são necessárias informações temporais, espaciais e espectrais simultâneas. Entretanto, grande parte das análises já realizadas contaram com dados em várias frequências, mas sem informações espaciais da emissão (STÄHLI *et al.*, 1989), ou quando estas informações estão disponíveis, há pobre resolução espectral (GARAIMOV; KUNDU, 2002). Esta falta de dados leva, geralmente, a análises qualitativas dos eventos observados, mas que ainda assim podem revelar os possíveis cenários nos quais as explosões solares acontecem. Wang *et al.* (1994) apresentaram um estudo que evidencia as diferentes morfologias da fonte emissora em diversas frequências entre 1 e 14 GHz, e também diferentes características espectrais em regiões distintas da fonte. Lim *et al.* (1994) encontraram resultados semelhantes para um evento relativamente fraco. Eles verificaram a existência de três fontes emissoras principais, cada uma com uma distinta assinatura espectral, sugerindo diferentes mecanismos de emissão. Lim *et al.* (1994) ainda revelam que o espectro integrado para toda a região explosiva não é representativo para nenhuma das três fontes, o que indica a necessidade de observações com resolução espacial para se obter uma melhor descrição dos fenômenos que ocorrem durante o evento explosivo. Notamos ainda que, mesmo quando os dados espaciais e espectrais, em rádio e raios-X estão disponíveis (KUNDU *et al.*, 2004), as análises são limitadas a uma descrição da morfologia das fontes e sua evolução, e apenas modelos simples de emissão são utilizados, indicando as ordens de grandeza das quantidades envolvidas na explosão, como densidade e temperatura do plasma. Estudos quantitativos sobre a distribuição espacial da emissão de eventos observados são mais raros. Ainda assim, são utilizados modelos mais simples para a descrição espacial (KARLICKÝ; HENOUX, 1994). Uma exceção a esses casos, é o estudo apresentado por Nindos *et al.* (2000), onde os mapas de emissão em 5 GHz e 15 GHz foram reproduzidos com sucesso, utilizando um modelo simples para descrever a estrutura do campo magnético, porém com uma distribuição homogênea dos elétrons acelerados ao longo deste arco magnético.

Parte da falta de aplicação de modelos aos eventos observados se justifica pela dificuldade de encontrar modelos que descrevem a região ativa, ou seja, o complexo sistema de arcos magnéticos e a distribuição de densidade do plasma local. A topologia dos campos magnéticos na atmosfera solar pode ser calculada a partir dos magnetogramas fotosféricos (distribuição espacial do campo magnético longitudinal na fotosfera), utilizando modelos de campo potencial, ou ainda campos livres de forças (*force-free*) (SAKURAI, 1981), ou também os modelos MHD (OFMAN, 2007). Entretanto,

no caso das explosões, tais modelos são, principalmente, usados para a localização mais provável das fontes emisoras (CRISTIANI *et al.*, 2007), e ainda não foram testados em cálculos na tentativa de reproduzir a radiação observada. Esta técnica de extrapolação do campo ainda não é capaz de reproduzir as estruturas magnéticas observadas em ultravioleta. Já os modelos para a descrição do perfil de densidade foram desenvolvidos apenas para regiões da atmosfera solar sem regiões ativas ou manchas solares (SELHORST *et al.*, 2005).

Contudo, os modelos dos mecanismos de transporte de elétrons, e a conseqüente produção de radiação, em plasmas magnetizados contam com bases mais sólidas. A teoria da radiação giro-sinrotônica, principal mecanismo de produção da emissão rádio em explosões solares, tem sido extensamente estudada. Estes estudos incluem a avaliação de casos de fontes homogêneas (sem variação nos parâmetros da fonte) (RAMATY, 1969; TAKAKURA, 1960a; TAKAKURA, 1960b; FLEISHMAN; MELNIKOV, 2003a; FLEISHMAN; MELNIKOV, 2003b; HOLMAN, 2003) e fontes não-homogêneas, ou seja, são consideradas fontes com campos magnéticos em forma de arco bidimensional (TAKAKURA, 1972; PETROSIAN, 1981; ALISSANDRAKIS; PREKA-PAPADEMA, 1984; KLEIN, 1984) ou tridimensional (SIMÕES; COSTA, 2006).

A análise da emissão na faixa rádio é interessante por ser uma ferramenta de diagnóstico da intensidade e estrutura do campo magnético envolvido na explosão (DULK, 1985). Já a emissão em raios-X é particularmente importante porque revela a energia dos elétrons acelerados e a temperatura e densidade do plasma aquecido no evento (TANDBERG-HANSEN; EMSLIE, 1988). Os raios-X são produzidos pelas colisões entre as partículas, conhecido como mecanismo bremsstrahlung (BROWN, 1971; BROWN; MCCLYMONT, 1975; EMSLIE, 1981; BROWN; MACKINNON, 1985). Dada a relação intrínseca dos raios-X com a energia dos elétrons, sua emissão é usualmente estudada juntamente com a dinâmica dos elétrons emissores (MELROSE; BROWN, 1976; MCCLEMENTS, 1990; FLETCHER; MARTENS, 1998; MCCLEMENTS; ALEXANDER, 2005).

Da mesma forma, os modelos que descrevem a dinâmica dos elétrons têm sido avaliados com o objetivo de compreender a evolução e dissipação da energia de uma explosão. De forma mais específica, tenta-se encontrar a relação entre os elétrons que produzem as emissões rádio e raios-X, os mecanismos de aceleração dos elétrons e a sua conexão com os processos de reconexão magnética. De uma maneira geral, estas questões são abordadas pela inversão do problema: a partir dos espectros típicos observados nos eventos, tenta-se obter uma estimativa da distribuição de energia dos elétrons (BROWN; MACKINNON, 1985; BROWN *et al.*, 1998; BROWN *et al.*, 1998; BROWN; KONTAR, 2005; BROWN *et al.*, 2006). Conhecendo-se as distribuições típicas de elétrons, pode-se avaliar sua dinâmica no plasma magnetizado (MELROSE; BROWN, 1976; LEACH; PETROSIAN, 1983; LU; PETROSIAN, 1988; HAMILTON *et al.*, 1990) e sua capacidade de produzir radiação com as características normalmente observadas (PETROSIAN, 1973; PETROSIAN, 1982; LU; PETROSIAN, 1989; LU; PETROSIAN, 1990). Enfim, pode-se avaliar quais os mecanismos de aceleração e liberação de energia capazes de acelerar e aquecer os elétrons com as características inferidas dos passos anteriores (MILLER; RAMATY, 1987; HAMILTON; PETROSIAN, 1992; MILLER *et al.*, 1996; PRYADKO; PETROSIAN, 1997; PRYADKO; PETROSIAN, 1998; PRYADKO; PETROSIAN, 1999).

A identificação e a compreensão dos processos de acúmulo da energia magnética, liberação desta

energia, a aceleração das partículas, e seus mecanismos de transporte e produção de radiação são fundamentais para previsão de explosões solares, e eventualmente identificar sua relação com as ejeções de massa coronal. A previsão destes eventos altamente energéticos é assunto de extrema importância para estudos de Clima e Tempo Espaciais.

Buscamos, neste trabalho, avaliar a distribuição espacial dos elétrons acelerados em explosões solares ao longo dos arcos magnéticos, e estudar como esta distribuição influi na emissão em rádio que estes elétrons produzem. Como mostraremos nos capítulos a seguir, esta distribuição espacial depende tanto de parâmetros da região explosiva quanto das características dos elétrons energéticos injetados. É interessante, portanto, identificar e comparar tais efeitos de forma que seja também possível aplicar estas informações na análise de explosões observadas, e obter melhores informações sobre as características tanto dos elétrons emissores quanto da região, e buscar os possíveis mecanismos que disparam esses eventos energéticos. No Capítulo 2 são apresentados os fundamentos teóricos para descrever o movimento de partículas carregadas e populações estatísticas dessas partículas em plasmas magnetizados. No Capítulo 3 definimos as bases para o cálculo da radiação girossincrotrônica de elétrons no plasma permeado por campos magnéticos. No Capítulo 4 apresentamos a metodologia que desenvolvemos neste estudo para calcular a dinâmica de feixes de elétrons em arcos magnéticos de regiões ativas solares e a radiação na faixa de microondas que os elétrons produzem. No Capítulo 5 mostramos os resultados da análise de diversas simulações de explosões solares, avaliando as características espectrais, temporais e morfológicas dos elétrons e da radiação. No Capítulo 6 discutimos a aplicação da metodologia desenvolvida na interpretação de um evento solar observado, e apresentamos nossas considerações finais no Capítulo 7.

2 DINÂMICA DE UM FEIXE DE ELÉTRONS

Neste capítulo, faremos uma revisão teórica dos princípios que regem o movimento de partículas carregadas em um meio magnetizado, no limite clássico. Iniciaremos com o tratamento dado a uma partícula simples, para posteriormente abordar o formalismo para distribuições de partículas, e revisamos alguns trabalhos que utilizaram esta abordagem para a interpretação de eventos.

2.1 Movimento de uma partícula

A força em uma partícula de carga q e velocidade \mathbf{v} movendo-se em uma região com um campo elétrico \mathbf{E} e um campo magnético \mathbf{B} é dada pela equação de Lorentz:

$$\mathbf{F} = q \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right). \quad (2.1)$$

O caso onde $\mathbf{B} = 0$ resulta em uma aceleração uniforme $\mathbf{a} = q\mathbf{E}/m$, enquanto que no caso de $\mathbf{E} = 0$, a partícula tem um movimento circular ao redor das linhas de campo. Separando a velocidade \mathbf{v} em componentes paralela v_{\parallel} e perpendicular v_{\perp} em relação ao campo \mathbf{B} , teremos:

$$ma_{\parallel} = 0, \quad ma_{\perp} = q \frac{v_{\perp}}{c} B$$

Então, a aceleração será perpendicular a \mathbf{v} e \mathbf{B} , produzindo um movimento circular da partícula ao redor da linha de campo magnético, com raio definido por

$$r_B = \frac{mv_{\perp}c}{qB} \quad (2.2)$$

chamado de raio de giro, ou raio de Larmor. A frequência orbital do movimento, ou *girofreqüência*, é dada por

$$\omega_B = \frac{qB}{mc} \quad (2.3)$$

A combinação dos movimentos paralelo e perpendicular da partícula em relação ao campo magnético forma o movimento helicoidal, e seu sentido depende da carga da partícula e do sentido de v_{\parallel} em relação a \mathbf{B} . A presença de um campo elétrico \mathbf{E} , além de uma aceleração uniforme, pode produzir uma deriva do centro de guia (centro da órbita da partícula ao redor de \mathbf{B}), na forma:

$$\mathbf{V} = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.4)$$

2.2 Aprisionamento magnético

2.2.1 Invariante adiabático orbital

Uma outra força importante está associada ao gradiente do campo magnético $\nabla \mathbf{B}$. De uma forma geral, esta força pode ser representada por (BITTENCOURT, 2004)

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\parallel} + \mathbf{F}_{\perp} = -|m|(\nabla B)_{\parallel} - |m|(\nabla B)_{\perp} = |m|\nabla B \quad (2.5)$$

onde $|m|$ é o momento magnético do movimento da partícula. Esta força faz com que a partícula desacelere na direção longitudinal do campo quando se aproxima de uma região onde há um aumento na intensidade do campo magnético. Durante este movimento, em regiões com variação na intensidade do campo magnético, seu movimento será continuamente alterado de acordo com a força de Lorentz (Eq. 2.1). Contudo, sob certas condições, certas quantidades são conservadas durante o movimento. Estes termos são conhecidos como *invariantes adiabáticos*.

Tomando-se a componente paralela do movimento da partícula:

$$\mathbf{F}_{\parallel} = m \frac{dv_{\parallel}}{dt} = -|m| \frac{\partial B}{\partial z}, \quad (2.6)$$

e multiplicando ambos lados da equação por $v_{\parallel} = dz/dt$, e lembrando que $|m| = K_{\perp}/B$ (onde $K_{\perp} = mv_{\perp}^2/2$ é a energia cinética associada à velocidade perpendicular da partícula), temos:

$$mv_{\parallel} \frac{dv_{\parallel}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} mv_{\parallel}^2 \right) = -\frac{K_{\perp}}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \frac{dz}{dt}. \quad (2.7)$$

Como a energia cinética total da partícula é conservada durante seu movimento em um campo magnetostático, ou em um campo com variações muito lentas em relação ao movimento da partícula, ($K_{\perp} + K_{\parallel} = \text{constante}$) temos:

$$\frac{dK_{\perp}}{dt} = -\frac{dK_{\parallel}}{dt} = -\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} mv_{\parallel}^2 \right). \quad (2.8)$$

Então, das Eqs. 2.7 e 2.8:

$$\frac{dK_{\perp}}{dt} = \frac{K_{\perp}}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \frac{K_{\perp}}{B} \frac{dB}{dt}, \quad (2.9)$$

onde dB/dt representa a variação de B como vista pela partícula (no sistema de referência da partícula). Comparando esta equação com:

$$\frac{dK_{\perp}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{K_{\perp} B}{B} \right) = \frac{K_{\perp}}{B} \frac{dB}{dt} + B \frac{d}{dt} \left(\frac{K_{\perp}}{B} \right), \quad (2.10)$$

pode-se concluir que

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{K_{\perp}}{B} \right) = 0, \quad (2.11)$$

ou, de forma equivalente:

$$|m| = \frac{K_{\perp}}{B} = \text{constante}. \quad (2.12)$$

Dessa forma, enquanto a partícula move-se para regiões de campo magnético convergente (ou divergente), o raio de sua órbita ciclotrônica é alterado, mantendo o momento magnético m constante. Esta afirmação é válida apenas nos casos onde as variações espaciais de \mathbf{B} dentro do espaço de uma órbita da partícula são muito menores do que a magnitude de \mathbf{B} (como é o caso na coroa solar). Como consequência da conservação do momento magnético, o fluxo magnético através da área formada pela órbita da partícula, é também conservado, ou seja:

$$\Phi_m = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \frac{2\pi m}{q^2} \frac{K_{\perp}}{B}. \quad (2.13)$$

Portanto,

$$\frac{d\Phi_m}{dt} = \frac{2\pi m}{q^2} \frac{d|m|}{dt} = 0. \quad (2.14)$$

2.2.2 Espelhamento magnético

Como conseqüência do invariante adiabático orbital, quando a partícula move-se para regiões de campo convergente, sua energia cinética transversal K_{\perp} aumenta, enquanto a energia cinética paralela K_{\parallel} diminui, de forma a manter $|m|$ e a energia total constantes. Se a intensidade do campo \mathbf{B} for alta suficiente, a componente da velocidade da partícula na direção da convergência de \mathbf{B} pode chegar a zero e então, reverter seu sentido. Após a reversão, esta componente da velocidade aumenta na direção do campo divergente, e tem sua velocidade transversal diminuída. Logo, a partícula é refletida pela região de campo convergente, e tal fenômeno é conhecido como *espelhamento magnético*. Assim, considerando um sistema de campo magnético coaxial, com suas extremidades convergentes (Fig. 2.1), também chamado de *garrafa magnética*, as partículas carregadas são refletidas pelos espelhos magnéticos, viajando entre os dois extremos, mantendo-se aprisionadas na região. Esta configuração magnética pode ser considerada também nos arcos magnéticos da atmosfera solar, uma vez que o campo magnético é mais intenso na região dos “pés” do arco (regiões mais baixas da atmosfera), e torna-se mais fraco no topo, como visto na Fig. 2.2. As curvaturas destes arcos magnéticos podem ser desprezadas, para a análise do aprisionamento, já que a escala de variação espacial é muito maior do que as dimensões do movimento orbital das partículas aprisionadas. O aprisionamento das partículas, no entanto, não é perfeito. A eficiência

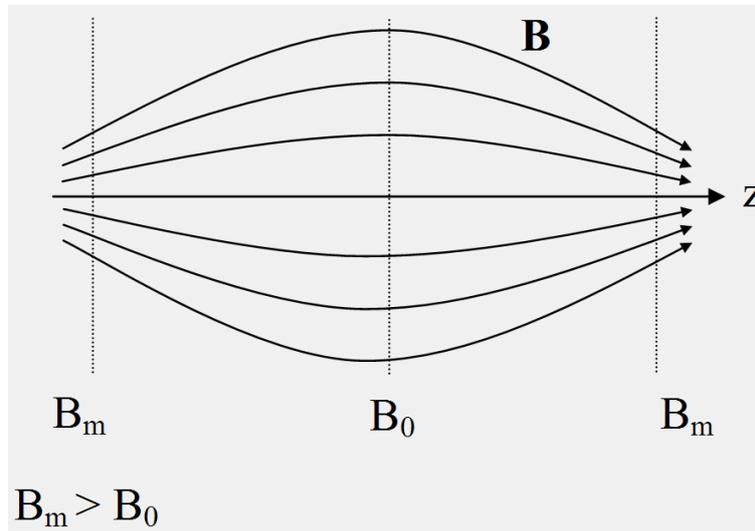


Figura 2.1 - Configuração das linhas de campo em uma garrafa magnética.

de aprisionamento do sistema magnético é normalmente avaliada através da *razão de espelhamento* σ (Eq. 2.15), onde B_m é a intensidade do campo no ponto de reflexão e B_0 é a intensidade no

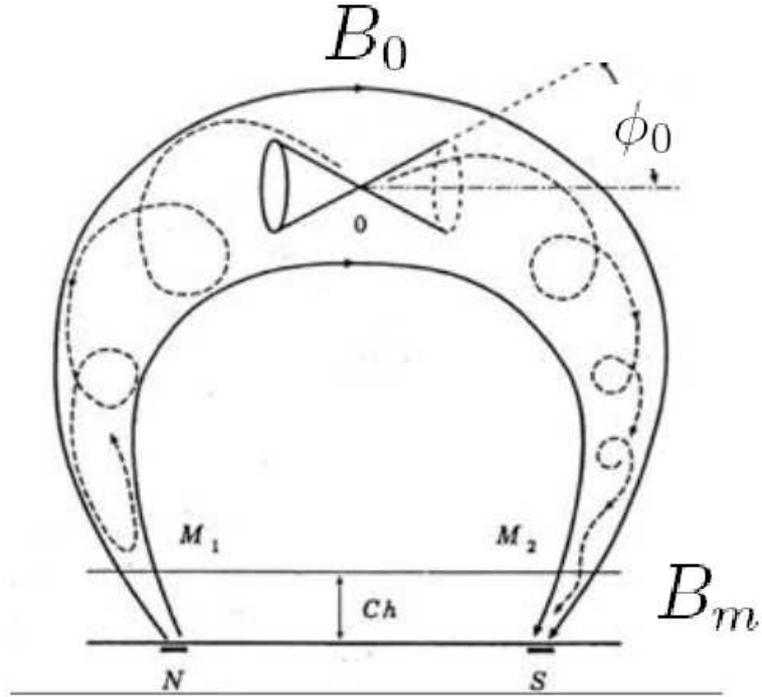


Figura 2.2 - Esquema de arco magnético com aprisionamento.
 FONTE: Bittencourt (2004)

centro do sistema.

$$\sigma = B_m/B_0. \quad (2.15)$$

No ponto de reflexão, o *ângulo de passo*, ou *ângulo de arremesso (pitch angle)*, que é o ângulo entre a velocidade total da partícula e sua componente perpendicular

$$\phi = \text{sen}^{-1} \left(\frac{v_{\perp}}{v} \right). \quad (2.16)$$

Considerando uma partícula com ângulo de passo ϕ_0 no centro da garrafa magnética, e lembrando da conservação de $|m|$ e da velocidade total v , podemos escrever:

$$\frac{1}{2}mv^2 \text{sen}^2\phi \frac{1}{B} = \frac{1}{2}mv^2 \text{sen}^2\phi_0 \frac{1}{B_0}, \quad (2.17)$$

onde ϕ é o ângulo de passo na região onde a intensidade do campo é B . Então, em qualquer região da garrafa magnética tem-se que

$$\frac{\text{sen}^2\phi(z)}{B(z)} = \frac{\text{sen}^2\phi_0}{B_0}. \quad (2.18)$$

E, considerando o ponto de reflexão, $B(z) = B_m$ e $\phi = \pi/2$, chegamos a:

$$\phi_0 = \text{sen}^{-1} \left(\frac{B_0}{B_m} \right)^{1/2}, \quad (2.19)$$

ou seja, as partículas com ângulo de passo ϕ_0 no centro da garrafa serão refletidas na região com intensidade de campo B_m . Assim, as partículas com ângulo de passo no centro $\phi > \phi_0$ serão refletidas antes do ponto de reflexão B_m . Por outro lado, as partículas com ângulo $\phi < \phi_0$ no centro do sistema, nunca atingirão $\phi = \pi/2$, o que significa que essas partículas terão uma componente v_{\parallel} não nula e continuarão seu movimento ao longo do campo, e logo, escaparão do aprisionamento. Define-se assim um *cone de perdas*, de abertura ϕ_0 , que determina as partículas que serão ou não aprisionadas em função de seu ângulo de passo (Fig. 2.2).

Entretanto, considerando-se apenas as condições de aprisionamento, as partículas com $\phi \geq \phi_0$ ficariam aprisionadas indefinidamente pelo campo convergente, o que não ocorre de fato. As condições de aprisionamento podem ser alteradas com mudanças relevantes na configuração geométrica do campo magnético, situação pouco provável nas escalas de tempo de explosões solares, ou então com mudanças na dinâmica das partículas, que alteram o ângulo de passo destas e assim sua relação com o cone de perdas. Portanto, para uma análise mais completa do cenário, é necessário considerar os processos de colisões entre partículas e suas interações com os diversos tipos de ondas que podem existir no plasma.

2.3 Colisões entre partículas

A propagação dos feixes de elétrons é controlada por forças eletromagnéticas de diversas origens. Como vimos anteriormente, campos elétricos e magnéticos externos alteram o movimento das partículas carregadas; contudo, este movimento pode ser perturbado também pela interação das partículas do feixe com partículas do plasma ambiente ou até do próprio feixe. A física envolvida na interação coletiva de um conjunto de partículas é bastante complexa, e portanto, iniciaremos esta análise avaliando a dinâmica da interação de partículas individuais.

Consideraremos uma colisão, no limite clássico, entre uma partícula de teste com carga ze , massa m , e velocidade v com uma partícula alvo de carga Ze e massa M . Define-se o *parâmetro de impacto* b da colisão como sendo a menor distância de aproximação das partículas sem que haja alteração no movimento. As equações do movimento, em coordenadas (r, θ) com a origem na partícula alvo, definidas na Fig. 2.3, são (TANDBERG-HANSEN; EMSLIE, 1988):

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = r \frac{d\theta^2}{dt} = \frac{Zze^2}{\mu_m r^2} \quad (2.20)$$

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = -bv = \text{constante} \quad (2.21)$$

onde $\mu_m = mM/(m + M)$ é a massa reduzida do sistema de dois corpos. Neste sistema, a energia total é positiva, de forma que a trajetória da partícula teste será uma hipérbole, como mostrado na Fig. 2.3. O ângulo de deflexão ψ sofrido pela partícula teste é encontrado após algumas

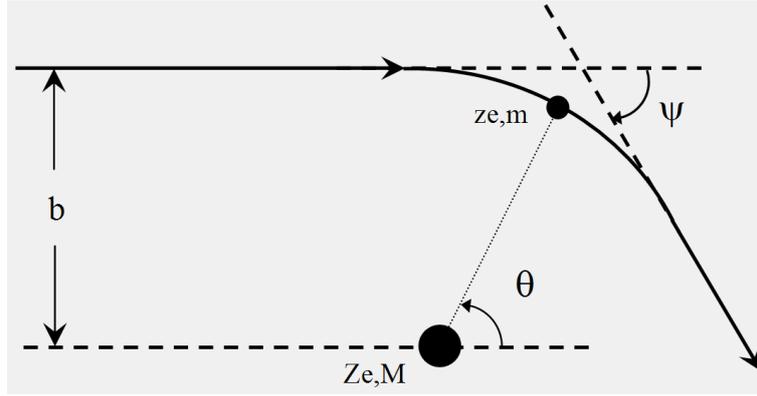


Figura 2.3 - Parâmetros de uma colisão binária entre a partícula teste de carga ze e massa m com a partícula alvo de carga Ze e massa M . b é o parâmetro de impacto da colisão, $r(\theta)$ descreve a órbita da partícula, que sofre um desvio na trajetória com ângulo ψ .

manipulações algébricas das Eqs. 2.20 e 2.21:

$$\tan \frac{\psi}{2} = \frac{Zze^2}{\mu_m b v^2}. \quad (2.22)$$

Para partículas de cargas opostas ψ será negativo; para partículas com cargas com mesmo sinal, ψ será positivo. De qualquer forma, o ângulo de deflexão da trajetória inicial é dado pela Eq. 2.22. A colisão é inelástica se medida no referencial do centro de massa, mas no referencial de laboratório (atmosfera solar), a partícula teste transfere energia e momentum para a partícula alvo. Assim, as componentes paralela e perpendicular das velocidades inicial e final da partícula teste, no referencial de laboratório serão:

$$\mathbf{v}_i = (v, 0) \quad (2.23)$$

$$\mathbf{v}_f = \frac{v}{M+m} (M \cos \psi + m, M \sin \psi), \quad (2.24)$$

correspondendo a uma mudança de energia dada por

$$\Delta E = \frac{1}{2} m v_f^2 - \frac{1}{2} m v_i^2 = \frac{-m^2 M}{(M+m)^2} (1 - \cos \psi), \quad (2.25)$$

e a uma mudança na velocidade paralela

$$\Delta v_{\parallel} = v_{f\parallel} - v_{i\parallel} = \frac{-M}{M+m} v (1 - \cos \psi). \quad (2.26)$$

Estas mudanças de energia e momentum dependem do parâmetro de impacto, através do ângulo de deflexão ψ . A evolução da partícula teste requer, portanto, o conhecimento do parâmetro de impacto associado a sucessivas colisões sofridas. Como o número de colisões pode ser muito grande, esta análise deve ser feita com abordagem estatística. Um método possível é a utilização da equa-

ção de Fokker-Planck, que trata o problema em termos da evolução da função de distribuição de velocidades dos elétrons (LEACH; PETROSIAN, 1981; HAMILTON et al., 1990). Outra técnica consiste na utilização do método Monte Carlo, tratando o parâmetro de impacto como uma variável aleatória com uma distribuição estatística previamente descrita (BAI, 1982). Trataremos da utilização da equação de Fokker-Planck na Seção 2.4. Entretanto, uma análise mais simples é possível, descrevendo as variações de energia e momentum em função de valores integrados do parâmetro de impacto (onde n é a densidade numérica de partículas no alvo):

$$\frac{dE}{dt} = 4\pi n \frac{m^2 M}{(m+M)^2} v^3 \Xi, \quad (2.27)$$

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -4\pi n \frac{M}{M+m} v^2 \Xi, \quad (2.28)$$

onde

$$\Xi = \int_0^{b_0} \frac{b db}{1 + \left(\frac{\mu_m b v^2}{Zze^2}\right)^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{Zze^2}{\mu_m v^2}\right)^2 \ln \left[1 + \left(\frac{\mu_m b_0 v^2}{Zze^2}\right)^2\right]. \quad (2.29)$$

Na Eq. 2.29, há um limite superior b_0 na faixa permitida de parâmetros de impacto. Uma das razões para este limite é a blindagem das forças Coulombianas em distâncias maiores que a distância de Debye ($\lambda_D^{-2} = 4\pi n e^2 / kT$), de forma que $b_0 = \lambda_D$. Entretanto, na presença de um campo magnético, a interação dos elétrons está restrita também a valores da ordem do raio de giro r_b , sendo este um segundo limite superior. Outro limite é dado pela frequência natural de oscilação dos elétrons do plasma $\omega_{pe} = (4\pi n e^2 / m_e)^{1/2}$, que restringe a análise a períodos de tempo $\tau < \omega_{pe}^{-1}$, de forma que $b_0 = v \omega_{pe}^{-1}$. A avaliação de qual destes limites é apropriado depende da temperatura, densidade e intensidade do campo magnético na região de impacto. Contudo, para valores típicos da atmosfera solar, o termo $\mu_m b_0 v^2 / Zze^2$ na Eq. 2.29 é sempre maior do que a unidade, de forma que

$$\ln \left[\left(\frac{\mu_m b_0 v^2}{Zze^2}\right)^2 \right] = 2 \ln \Lambda \quad (2.30)$$

é insensível ao valor preciso de b_0 . Valores típicos de $\ln \Lambda$ para as condições solares estão na faixa de 20-30, e para estes valores, um erro de fator 10 em b_0 acarreta um erro de apenas 10% em $\ln \Lambda$. Tratando então $\ln \Lambda$ como uma constante, as Eqs. 2.27 e 2.28 tornam-se

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2\pi Z^2 z^2 e^4 \ln \Lambda}{E} \left(\frac{m}{M}\right) nv, \quad e \quad (2.31)$$

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\frac{\pi Z^2 z^2 e^4 \ln \Lambda}{E^2} \left(1 + \frac{m}{M}\right) nv^2. \quad (2.32)$$

No caso de um elétron incidente em uma atmosfera de elétrons e prótons estacionários, de igual densidade n , teremos um elétron de $m = m_e$ e $z = -1$ colidindo com prótons ($M = m_p$ e $Z = +1$) e outros elétrons ($M = m_e$ e $Z = -1$). As expressões a seguir representam a soma dos efeitos de colisões com elétrons e prótons:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{-C}{E} nv, \quad (2.33)$$

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = \frac{-3C}{2E^2} nv^2, \quad (2.34)$$

onde os termos da ordem de m_e/m_p são desprezados e $C = 2\pi^4 \ln \Lambda$. As colisões elétron-elétron estão envolvidas em toda perda de energia e dois terços da perda de momentum, enquanto as colisões elétron-próton não causam alterações em energia, mas defletem o elétron elasticamente de sua trajetória. As Eqs. 2.33 e 2.34 podem ser expressas em função da *profundidade colunar*,

$$N = \int_0^z n(z') dz', \quad (2.35)$$

como variável independente, de forma que $(d/dt) = nv_z(d/dN)$. A Eq. 2.33 torna-se então

$$\frac{dE}{dN} = \frac{-C}{\mu E}, \quad (2.36)$$

onde $\mu = \cos \phi = v_z/v$, ou seja, é o cosseno do ângulo de passo de um elétron com velocidade v_z ao longo de uma linha de campo magnético (direção z). A Eq. 2.34 fica mais bem representada em termos da variação de μ , logo, através das relações

$$\frac{d\mu}{\mu} = \frac{dv_z}{v_z} - \frac{1}{2} \frac{dE}{E} \quad (2.37)$$

e $dv_z = \mu dv_{\parallel}$, temos

$$\frac{d\mu}{dN} = \frac{-C}{E^2}. \quad (2.38)$$

As Eqs. 2.36 e 2.38 têm as soluções:

$$E = E_0 \left(1 - \frac{3CN}{\mu_0 E_0^2}\right)^{1/3}, \quad (2.39)$$

$$\mu = \mu_0 \left(1 - \frac{3CN}{\mu_0 E_0^2}\right)^{1/3}, \quad (2.40)$$

onde E_0 e μ_0 são os valores em $N = 0$ (ponto de injeção na região alvo). Os elétrons param seu movimento na profundidade

$$N_{\text{stop}} = \frac{\mu_0}{3C} E_0^2 \approx 10^{17} \mu_0 [E_0(\text{keV})]^2 \quad (2.41)$$

e neste ponto eles terão um ângulo de passo médio de 90° (distribuição isotrópica). A energia perdida por unidade de profundidade colunar em função de N será:

$$\frac{dE}{dN} = -\frac{C}{\mu_0 E_0 \left(1 - \frac{2CN}{\mu_0 E_0^2}\right)^{2/3}}. \quad (2.42)$$

A Eq. 2.42, combinada a uma função de distribuição de energia inicial dá o aquecimento atmosférico em função de N causado pelo feixe de elétrons acelerados.

2.4 Dinâmica de uma distribuição de elétrons

O tratamento da interação de um conjunto de partículas com outro conjunto é consideravelmente mais complicada do que o tratamento de uma partícula única, devido à interação de partículas da

mesma população, conhecidos como efeitos coletivos. Em casos envolvendo muitas partículas, não é possível acompanhar o comportamento individual das partículas, sendo necessário um tratamento estatístico em termos da evolução de uma função de distribuição $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, que define o número de partículas por unidade de volume e por unidade do espaço de velocidades em função da posição, velocidade e tempo. A equação fundamental que descreve esta situação é a equação de Boltzmann:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{col}}, \quad (2.43)$$

onde o termo da esquerda indica a derivada total df/dt , e o termo da direita reflete a remoção de partículas da distribuição devido a colisões. O terceiro termo da esquerda é responsável pelo comportamento coletivo das partículas, já que a força \mathbf{F} tem sua origem principal nas forças eletromagnéticas $e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$, e \mathbf{E} e \mathbf{B} dependem de $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$.

Para a análise da dinâmica dos feixes de partículas durante explosões solares, onde considera-se o caso limite em que as mudanças no momentum da partícula são muito menores do que o momentum original, pode-se utilizar a expansão de Fokker-Planck do termo de colisão da equação de Boltzmann (LIFSHITZ; PITAEVSKII, 1981). A equação de Fokker-Planck pode então ser escrita na forma:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{col}} &= -\mu c \beta \frac{\partial f}{\partial s} - \frac{\partial}{\partial \mu} (\dot{\mu} f) - \frac{\partial}{\partial E} (\dot{E} f) + \frac{\partial}{\partial \mu} \left(D_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + \frac{\partial}{\partial E} \left(D_{EE} \frac{\partial f}{\partial E} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial E} \left(D_{E\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + \frac{\partial}{\partial \mu} \left(D_{E\mu} \frac{\partial f}{\partial E} \right) + S(E, \mu, s, t) \end{aligned} \quad (2.44)$$

onde $f(E, \mu, s, t)$ é a função de distribuição dos elétrons em função da energia cinética E , do cosseno do ângulo de passo μ ($\mu = \cos \phi$), da posição s ao longo da linha de campo magnético e do tempo t . $c\beta$ é a velocidade das partículas e $S(E, \mu, s, t)$ é a função de injeção. Os coeficientes \dot{E} e $\dot{\mu}$ são mudanças sistemáticas na energia e no ângulo de passo devido às forças externas, radiação e espalhamento, enquanto que os coeficientes de difusão (D_{EE} , $D_{\mu\mu}$, $D_{E\mu}$) implicam apenas processos de espalhamento. As expressões para estes coeficientes, para elétrons sob influência de colisões Coulombianas, espalhamento por ondas de plasma, radiação ciclotrônica, variações no campo magnético e forças externas estão apresentadas na Tabela 2.1. Para as expressões na Tabela 2.1, $r_0 = 2,82 \times 10^{-13}$ m, m é a massa da partícula, c é a velocidade da luz, γ é o fator de Lorentz, $\beta = v/c$ e v é a velocidade da partícula, $\ln \Lambda$ é o logaritmo de Coulomb. O único termo de difusão utilizado aqui é:

$$D_{\mu\mu} = \frac{4\pi n_p c r_0^2 \ln \Lambda}{\beta^3 \gamma^2} (1 - \mu^2). \quad (2.45)$$

Os demais coeficientes de difusão estão apresentados em Hamilton et al. (1990).

No caso específico de explosões solares, a evolução dos elétrons acelerados ocorre em arcos magnéticos na atmosfera solar, com densidade de plasma e campo magnético com variação espacial. Os processos dominantes são o espelhamento magnético e as colisões Coulombianas. Para elétrons de energia entre 10 keV e 1 MeV, sob condições típicas de explosões de campos magnéticos da ordem de 10^2 a 10^3 Gauss e densidades de plasma entre 10^9 e 10^{14} cm^{-3} , a Eq. 2.44 se reduz a

Tabela 2.1 - Mudanças sistemáticas de energia e ângulo de passo.

Processo	\dot{E}	$\dot{\mu}$
Colisões Coulomb	$-4\pi ncr_0^2 \ln \Lambda / \beta$	0
Perdas síncrotron	$-\frac{2}{3}r_0^2 B^2 \gamma^2 \beta^2 (1 - \mu^2) / mc$	$-\frac{2}{3}r_0^2 B^2 \mu (1 - \mu^2) / \gamma mc$
Força externa	$\mu \beta F_{\parallel} / mc$	$(1 - \mu^2) F_{\parallel} / \gamma \beta mc$
Espelhamento magnético	0	$-\frac{1}{2} \beta c (1 - \mu^2) (d \ln B / ds)$
Ondas Alfvén	$(1 / \gamma \beta^2) (1 + \beta^2) D_{EE}^{\text{Alfvén}}$	$(1 / \gamma \beta^2) (1 + \beta^2) D_{E\mu}^{\text{Alfvén}}$
Ondas Langmuir	$(1 / \gamma \beta^2) (1 + \beta^2) D_{EE}^{\text{Langmuir}}$	0

(HAMILTON et al., 1990):

$$\begin{aligned}
 \frac{\lambda_0}{c\beta} \frac{\partial f}{\partial t} &= -\lambda_0 \mu \frac{\partial f}{\partial s} + \lambda_0 \frac{d \ln B}{ds} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\frac{(1 - \mu^2)}{2} f \right] + \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{f}{\beta} \right) \\
 &+ \frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + \frac{\lambda_0}{c\beta} S(E, \mu, s, t),
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

onde $\lambda_0(s) = 10^{24} cm / n(s) \ln \Lambda$ está relacionado ao caminho livre médio de um elétron de energia E por $\lambda(E) = \lambda_0 E^2 / (E + 1)$, e $n(s)$ é a densidade numérica do plasma ambiente.

É válido ressaltar que a solução completa para a evolução dos elétrons requer o conhecimento da distribuição espacial e da variação temporal da densidade do plasma ambiente, da geometria e da intensidade e variação do campo magnético coronal. A variação temporal da densidade do plasma ambiente tem um papel importante, devido ao efeito de *evaporação cromosférica*. Com a colisão de partículas energéticas precipitadas nos pés do arco magnético, ocorre um aumento da temperatura nesta região cromosférica, levando a difusão e expansão do plasma pelo arco magnético, aumentando a densidade e a temperatura do plasma coronal. Este aumento de densidade proporciona um aumento na taxa de colisões das partículas aprisionadas, que podem ter sua energia e ângulo de passo alterados, modificando as condições de aprisionamento.

Outros processos podem tornar-se importantes, dependendo de certas condições. Perdas síncrotron são relevantes para elétrons de altíssima energia, o que, normalmente, corresponde a apenas uma pequena fração da população de elétrons. Interações de partículas com ondas íon-acústicas ou ondas íon-ciclôtronas podem ser importantes para a dissipação de energia do feixe na atmosfera. Com a propagação do feixe de elétrons, surge uma corrente de retorno, que pode tornar-se instável e produzir tais ondas. Estas ondas podem alterar a resistividade do plasma, aumentando as perdas

ohmicas do feixe (BROWN; HAYWARD, 1982).

2.5 Dinâmica de elétrons em explosões solares

Os arcos magnéticos podem ser representados como um garrafa magnética, que confina os elétrons não-térmicos pela força de Lorentz exercida pela convergência do campo nas duas extremidades do arco. Como as duas extremidades estão ancoradas na cromosfera, onde o campo magnético é mais intenso do que no topo, o aprisionamento das partículas é esperado. A eficiência deste aprisionamento é função da razão de espelhamento σ (Eq. 2.15) também relacionada com o cone de perdas (Eq. 2.19). A eficiência do aprisionamento controla a quantidade de radiação emitida pelas partículas aprisionadas, como a emissão girossincrotrônica em rádio, enquanto inversamente, o escape de partículas do aprisionamento, ou *precipitação*, controla a quantidade de radiação produzida nas regiões mais baixas e mais densas, como os raios-X duros de alvo espesso. Os princípios físicos básicos deste processo são bem conhecidos, como descrevemos anteriormente neste capítulo. Mas em contraste, não são muitos os trabalhos de análises observacionais que utilizam quantitativamente esta teoria de aprisionamento eletrônico.

Antes de sua importância ter sido reconhecida para as explosões solares, o aprisionamento magnético de elétrons e prótons foi inicialmente associado ao campo geomagnético (WALT; MACDONALD, 1964; KENNEL; PETSCHKE, 1966). Após as primeiras evidências da ocorrência de aprisionamento magnético em explosões solares, este conceito tem sido extensamente evocado nas análises qualitativas. Um breve histórico destas análises está apresentado por Aschwanden et al. (1997).

Os tempos de aprisionamento de elétrons foram estimados para vários mecanismos de difusão de ângulo de passo (ASCHWANDEN et al., 1997). A escala de tempo t_d de difusão por colisões Coulombianas entre elétrons e prótons é dada aproximadamente por

$$t_d(E) = 0,95 \times 10^8 \left(\frac{E^{3/2}}{n_p} \right) \left(\frac{20}{\ln \Lambda} \right), \quad (2.47)$$

com o logaritmo Coulombiano $\ln \Lambda$

$$\ln \Lambda = \ln[8 \times 10^6 (T_p n_p^{-1/2})], \quad T_p > 4,2 \times 10^5 K \quad (2.48)$$

é considerada um limite superior para o tempo de aprisionamento t_{apr} , enquanto o limite inferior é estimado pela escala de tempo de esvaziamento do cone de perdas $t_c = L/v$ (definido pelo ângulo ϕ_0 , ou pela razão de espelhamento $\sigma = B_0/B_m$). t_c é o tempo para um elétron de velocidade v percorrer a distância do arco L . De acordo com as escalas de tempo desses processos são caracterizados dois regimes de difusão de ângulo de passo (KENNEL; PETSCHKE, 1966; BESPALOV et al., 1987):

Difusão fraca: quando $t_c < t_d$, os elétrons podem sofrer várias reflexões no espelho magnético até ter seu ângulo de passo alterado por colisões com as partículas do plasma ambiente;

Difusão forte: quando $t_c > t_d$. Neste caso, os ângulos de passo são alterados mais rapidamente, modificando as condições do aprisionamento de forma mais intensa;

Segundo Bepalov et al. (1987), haveria ainda uma terceira condição, onde ondas podem ser exci-

tadas, e estas espalham as partículas, criando um espelhamento turbulento.

Um das principais evidências observacionais do aprisionamento de elétrons foi estabelecida com a detecção de atrasos nas diferentes bandas de energia de raios-X duros (*hard X-rays*, ou HXR), onde HXR de ≈ 200 keV e raios- γ foram observados vários segundos após a detecção de HXR de menor energia ≈ 20 keV (BAI; RAMATY, 1979; BAI et al., 1983; BAI; DENNIS, 1985; VILMER et al., 1985; SCHWARTZ, 1984). Esses atrasos são consistentes com a dependência em energia do tempo de difusão colisional no plasma coronal, e com a conseqüente precipitação dos elétrons na cromosfera. Medições da diferença temporal entre as emissões em rádio e HXR também mostraram atrasos da ordem de vários segundos, consistente com maiores tempos de aprisionamento dos elétrons que produzem a radiação girossincrotrônica em relação aos elétrons que produzem HXR de baixa energia (KANE et al., 1983; GARY; TANG, 1985). Estes conceitos foram reunidos por Melrose e Brown (1976) em um modelo chamado *aprisionamento e precipitação*, que considera então as populações aprisionadas e precipitadas, de forma que os dois modelos de emissão em raios-X (alvo fino e alvo espesso) fossem unidos em um único cenário.

Com o desenvolvimento dos modelos teóricos tornou-se possível calcular as distribuições de energia e ângulo de passo em arcos magnéticos com variação espacial e sob os efeitos de colisões e outros processos. Soluções analíticas e numéricas da equação de Fokker-Planck, focadas em explosões solares, foram propostas, considerando diversas simplificações. Leach e Petrosian (1981) resolveram a equação numericamente, incluindo os efeitos de colisões Coulombianas e espelhamento magnético, para um estudo dos elétrons acelerados, e McTiernan e Petrosian (1990) incluíram os efeitos de perdas sincrotrônicas. Em ambos trabalhos, o método de diferenças finitas foi utilizado. Bai (1982) utilizou-se do método Monte Carlo para encontrar uma solução independente do tempo, para estudar a perda de energia dos elétrons. Lu e Petrosian (1988) desenvolveram uma solução analítica, incluindo dependência temporal, para elétrons sob influência de colisões em um plasma magnetizado. Entretanto, estas soluções são válidas apenas para casos simplificados, como densidade de plasma e campos magnéticos espacialmente homogêneos, e elétrons com pequenos ângulos de passo em relação ao campo magnético. Outras soluções foram propostas (MCCLEMENTS, 1990; MACKINNON, 1991; MCCLEMENTS, 1992; MAUAS; GOMEZ, 1997). Uma solução numérica mais completa para a equação de Fokker-Planck foi proposta por Hamilton et al. (1990), com dependência temporal, variação espacial, e inclui os efeitos de colisões e aprisionamento magnético.

Lee e Gary (2000) desenvolveram uma solução semi-analítica da equação de Fokker-Planck para estudar a evolução de elétrons em um arco magnético assimétrico. Os autores buscaram reproduzir a evolução temporal do espectro opticamente fino da emissão microondas, e mostraram que a evolução do evento depende fortemente do tipo de distribuição em ângulo de passo dos elétrons injetada no arco magnético.

Fletcher e Martens (1998), utilizando o método Monte Carlo, mostram que uma fonte de HXR pode aparecer no topo de arcos magnéticos de baixa densidade, tanto na fase impulsiva quanto na fase gradual. Para tanto, os autores mostram que os efeitos de difusão de ângulos de passo pelas colisões Coulombianas e aprisionamento magnético devido à convergência do campo magnético são fundamentais.

3 RADIAÇÃO GIROSSINCROTRÔNICA EM EXPLOSÕES SOLARES

A radiação girossincrotrônica é a emissão eletromagnética gerada por elétrons levemente relativísticos que se movem em um campo magnético. No caso de elétrons ultra-relativísticos, onde a energia cinética é muito maior que a energia de repouso das partículas, a emissão é denominada de radiação sincrotrônica, enquanto que para partículas de baixa energia a denominação é radiação ciclotrônica, descrita pela teoria não-relativística. A radiação girossincrotrônica gerada por uma distribuição térmica (Maxwelliana) de partículas é conhecida como radiação girorressonante.

No caso de explosões solares, acredita-se que a emissão em microondas é gerada por elétrons não-térmicos espiralando no campo magnético. A teoria da emissão girossincrotrônica gerada por elétrons em órbitas circulares no vácuo foi apresentada e discutida por diversos autores (SCHOTT, 1912; TAKAKURA, 1960a; LANDAU; LIFSHITZ, 1962) e estendida para órbitas helicoidais por Takakura (1960b). Para o caso geral da radiação eletromagnética gerada por partículas carregadas em um plasma magnetizado existem diversos tratamentos na literatura, e. g. Mansfield (1967) e referências, com expressões para a distribuição espectral e angular da radiação, para ambos os modos de propagação (tratando-se o plasma como bi-refringente), e para um elétron com dada energia e ângulo de passo.

Ramaty (1969) apresentou um formalismo detalhado com equações integrais sem solução analítica para os parâmetros envolvidos no cálculo da radiação girossincrotrônica em um plasma magnetizado. Através de cálculos numéricos, Ramaty (1969) demonstrou que as equações da radiação sincrotrônica (GINZBURG; SYROVATSKII, 1964), aplicadas às explosões solares, levam a uma grande discrepância em relação ao formalismo da radiação girossincrotrônica, para elétrons com energia abaixo de 2 MeV. Discutiui ainda, que uma determinação mais precisa sobre o espectro girossincrotrônico deve conter um tratamento mais consistente sobre a auto-absorção e supressão do meio. Devido ao extenso tempo de processamento necessário para a solução das equações da radiação girossincrotrônica (principalmente nas décadas de 70 e 80), tornou-se comum encontrar na literatura expressões simplificadas (MATZLER, 1978; DULK et al., 1979; PETROSIAN, 1981; DULK; MARSH, 1982; DULK, 1985; ROBINSON, 1985; KLEIN, 1987; BELKORA, 1997; ZHOU et al., 1998; ZHOU et al., 1999), porém com limitações quanto às bandas de validade dos parâmetros envolvidos no cálculo.

3.1 Propagação de ondas eletromagnéticas em um plasma magneto-ativo

A propagação de ondas eletromagnéticas, descritas pelos vetores campo elétrico \mathbf{E} e campo magnético \mathbf{B} , em um plasma, é descrita através das equações de Maxwell, das quais podemos obter a equação de onda (no domínio da frequência):

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \tilde{\epsilon} \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (3.1)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, $\omega = 2\pi\nu$ é a frequência angular da onda eletromagnética. $\tilde{\epsilon}$ é o tensor dielétrico, onde $\tilde{\epsilon} = \epsilon_r \epsilon_0$, sendo ϵ_0 a permissividade do espaço livre e ϵ_r a permissividade relativa do meio. A propagação das ondas é governada pelas características do meio, representadas

pelo tensor $\tilde{\epsilon}$, que é determinado pelo movimento das partículas no campo eletromagnético da onda e no campo magnético externo estático, pela agitação térmica e por colisões. Estes parâmetros podem ser representados pelas frequências características do plasma,

- a frequência de giro do elétron:

$$\nu_B = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_e c}, \quad (3.2)$$

- a frequência de plasma:

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e^2 n_p}{\pi m_e}}, \quad (3.3)$$

- a frequência de colisões elétron-íon:

$$\nu_c = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi m_e} \frac{n_p e^4}{(k_b T)^{3/2}} \ln \left(\frac{4k_b T}{1,78 h\nu} \right). \quad (3.4)$$

Nestas equações, ν é a frequência da onda eletromagnética, B é o campo magnético externo, n_p é a densidade numérica de elétrons térmicos (do ambiente), T é a temperatura, k_b é a constante de Boltzmann, h é a constante de Planck, e e m são a carga e a massa do elétron.

Em um plasma sem um campo magnético externo, o tensor dielétrico é expresso como:

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \epsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \epsilon_0 \end{bmatrix}. \quad (3.5)$$

E, dessa forma o índice de refração μ é:

$$\mu = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_p^2/\omega^2)}. \quad (3.6)$$

No caso da coroa solar, a frequência de colisões elétron-íon ω_c é muito pequena em relação às outras frequências características, e pode ser desprezada, quando avaliando a emissão girossincrotrônica. Considerando então um sistema de elétrons energéticos movendo-se em um plasma com densidade homogênea, frio (as partículas do plasma são consideradas fixas em posições estáveis na ausência de uma perturbação externa), sem colisões e permeado por um campo magnético externo estático (que causa uma anisotropia no meio), a propagação de ondas neste meio é regida somente pelas características deste meio, se a densidade de elétrons do plasma é muito maior que a densidade dos elétrons energéticos. Estas características do plasma se refletem no tensor dielétrico $\tilde{\epsilon}$ dado por:

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \left(1 + \frac{\omega_p}{\omega_B^2 - \omega^2}\right) \epsilon_0 & \frac{-j\omega_p^2 \omega_B}{\omega(\omega_B^2 - \omega^2)} \epsilon_0 & 0 \\ \frac{j\omega_p^2 \omega_B}{\omega(\omega_B^2 - \omega^2)} \epsilon_0 & \left(1 + \frac{\omega_p}{\omega_B^2 - \omega^2}\right) \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \epsilon_0 \end{bmatrix}. \quad (3.7)$$

Pela teoria magneto-iônica (RATCLIFFE, 1959), a relação de dispersão em tal plasma é biquadrática para o índice de refração μ_{\pm} , o que leva a dois modos de propagação ($\mu_{\pm}^2 > 0$), chamados ordinário e extraordinário, ou dois modos evanescentes ($\mu_{\pm}^2 < 0$). O índice de refração neste caso é dado pela equação de Appleton-Hartree (RATCLIFFE, 1959; STIX, 1962):

$$\mu_{\pm}^2(\theta) = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y^2 \sin^2\theta \pm \sqrt{Y^4 \sin^4\theta + 4(1-X)^2 Y^2 \cos^2\theta}}, \quad (3.8)$$

onde:

$$X = \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2, \quad (3.9)$$

$$Y = \frac{\nu_B}{\nu}. \quad (3.10)$$

Os índices subscritos + e - indicam os modos ordinário e extraordinário, respectivamente.

Em termos da equação (3.8), os coeficientes de polarização a_{θ} (transversal) e a_k (longitudinal) são:

$$a_{\theta\pm} = \frac{2(1-X) \cos\theta}{-Y \sin^2\theta \pm \sqrt{Y^2 \sin^4\theta + 4(1-X)^2 \cos^2\theta}} \quad e \quad (3.11)$$

$$a_{k\pm} = \frac{(a_{\theta\pm} Y \cos\theta - 1) X Y \sin\theta}{1 - Y^2 - (1 - Y^2 \cos^2\theta) X}. \quad (3.12)$$

O índice de refração apresenta ainda cortes ($\mu_{\pm} = 0$) e ressonâncias ($\mu_{\pm} = \infty$) para as frequências características do plasma, em certas regiões de um plasma não-homogêneo. Uma onda que se propaga nessas regiões será refletida ou absorvida, respectivamente. Dessa forma, uma onda com frequência ν , nos modos ordinário e extraordinário, não escapará da fonte a não ser que ν seja maior que ν_p ou ν_x , respectivamente, onde (PAWSEY; BRACEWELL, 1955; RAMATY, 1969)

$$\nu_x = \sqrt{\nu_p^2 + \frac{\nu_B^2}{4}} + \frac{\nu_B}{2}. \quad (3.13)$$

O campo elétrico da onda possui as componente longitudinal e transversal. No entanto, a energia associada a componente longitudinal não se propaga, a não ser que sejam considerados mecanismos de conversão, entre oscilações longitudinais e/ou ondas eletromagnéticas transversais (MCLEAN; LABRUM, 1985). Portanto para o plasma solar, podemos considerar $a_k = 0$ (RAMATY, 1969).

3.2 Emissão e auto-absorção da radiação girossincrotrônica

A emissividade de um elétron, em função da frequência e distribuição angular, para os modos ordinário e extraordinário, é dada pela equação (RAMATY, 1969):

$$\begin{aligned} \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) &= \frac{2\pi e^2}{c} \nu^2 \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\mu_{\pm}}{1 + a_{\theta\pm}^2} \\ &\times \left\{ -\beta \operatorname{sen}\phi J'_s(x_s) + \left[a_{\theta\pm} \left(\frac{\cot\theta}{\mu_{\pm}} - \beta \frac{\cos\phi}{\operatorname{sen}\theta} \right) J_s(x_s) \right] \right\}^2 \\ &\times \delta \left(\nu - \frac{s\nu_B}{\gamma} - \mu_{\pm} \nu \beta \cos\phi \cos\theta \right), \end{aligned} \quad (3.14)$$

onde:

$$x_s = \frac{s\mu_{\pm}\beta \operatorname{sen}\phi \operatorname{sen}\theta}{1 - \mu_{\pm}\beta \cos\phi \cos\theta}, \quad (3.15)$$

β é a velocidade do elétron em unidades de c , $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, ϕ é o ângulo de passo do elétron em relação à \mathbf{B} e J_s é a função de Bessel de ordem s .

A equação (3.14) é válida para todas as frequências nas quais $\mu_{\pm}^2 > 0$, e é referente à emissividade volumétrica de uma distribuição mono-energética de elétrons com um único ângulo de passo, normalizada para um elétron com fator de Lorentz γ e ângulo de passo ϕ . Os coeficientes de emissão j_{\pm} e absorção κ_{\pm} para distribuições arbitrárias de energia e ângulo de passo podem ser obtidas a partir das expressões gerais (BEKEFI, 1966; MELROSE, 1968):

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = \int \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) f(p') d^3 p, \quad (3.16)$$

$$\kappa_{\pm}(\nu, \theta) = (c^2/n^2\nu^2) \int \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) \frac{1}{h\nu} [f(p) - f(p')] d^3 p', \quad (3.17)$$

onde $f(p)d^3 p$ é o número de elétrons no espaço de momento, e o sinal de k é definido de modo que, emitindo um fóton, o momento do elétron passa de p' para p . Como a energia do fóton $h\nu$ é muito menor que a energia do elétron $\gamma m_e c^2$, $f(p) - f(p')$ pode ser reduzido a:

$$f(p) - f(p') = -\frac{h\nu}{pc} \beta \gamma \frac{\partial f}{\partial \gamma} + \tan \Delta\phi \frac{\partial f}{\partial \phi}, \quad (3.18)$$

sendo $\Delta\phi$ a mudança do ângulo de passo do elétron resultante da emissão de um fóton com energia

$h\nu$ na direção θ :

$$\tan \Delta\phi = \frac{h\nu \mu_{\pm}\beta \cos \theta - \cos \phi}{pc \beta \sin \gamma}. \quad (3.19)$$

Ressaltamos que a energia cinética dos elétrons, $(\gamma - 1)$, é dada aqui em unidades da energia de repouso $m_e c^2$. As equações nesta seção serão escritas em função do fator de Lorentz γ . Considerando uma fonte com volume total V , contendo um número N de elétrons com energia acima de um valor mínimo dado, e supondo que a função de distribuição $f(p)$ pode ser separada em uma parte dependente da energia $u(\gamma)$ e outra do ângulo de passo $g(\phi)$, podemos escrever (RAMATY, 1969):

$$f(p) = \frac{N}{V} \frac{1}{p^2} \frac{\partial \gamma}{\partial p} u(\gamma) g(\phi). \quad (3.20)$$

Em termos das funções (3.14) e (3.20), as expressões para os coeficientes de emissão j_{\pm} e absorção κ_{\pm} são (RAMATY, 1969):

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = 2\pi \frac{N}{V} \int_1^{\infty} \int_{-1}^1 u(\gamma) g(\phi) \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) d \cos \phi d\gamma \quad e \quad (3.21)$$

$$k_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{2\pi}{m_e \nu^2 \mu_{\pm}^2} \frac{N}{V} \int_1^{\infty} \int_{-1}^1 u(\gamma) g(\phi) \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) \times \left[-\frac{\beta \gamma^2}{u(\gamma)} \frac{d}{d\gamma} \frac{u(\gamma)}{\beta \gamma^2} + \frac{\mu_{\pm} \beta \cos \theta - \cos \phi}{\gamma \beta \sin \phi} \frac{1}{g(\phi)} \frac{dg(\phi)}{d\phi} \right] d \cos \phi d\gamma. \quad (3.22)$$

As integrais duplas $d \cos \phi d\gamma$ nas equações (3.21) e (3.22) podem ser reduzidas a uma integral simples, avaliando a função δ de Dirac na equação (3.14). Para $\theta \neq \pi/2$, esta operação elimina a integral sobre $d \cos \phi$, e obtém-se:

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{BN}{V} \frac{e^3}{m_e c^2} \frac{\nu}{\nu_B} G_{\pm} \left(\frac{\nu}{\nu_B}, \theta \right) \quad e \quad (3.23)$$

$$k_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{N}{BV} 4\pi^2 e \frac{\nu_B}{\nu} H_{\pm} \left(\frac{\nu}{\nu_B}, \theta \right). \quad (3.24)$$

Para $\theta \neq \pi/2$, as funções G e H são dadas por:

$$\begin{pmatrix} G_{\pm} \\ H_{\pm} \end{pmatrix} = \frac{2\pi}{\cos \theta} \frac{1}{1 + a_{\theta_{\pm}}^2} \int_1^{\infty} \sum_{s=s_1}^{s_2} \frac{u(\gamma)}{\beta} g(\phi_s) Z_s^2 \left(\frac{1}{\mathcal{K}_s} \right) d\gamma, \quad (3.25)$$

onde:

$$\mathcal{K}_s = \frac{-\beta \gamma^2}{u(\gamma)} \frac{d}{d\gamma} \left[\frac{u(\gamma)}{\beta \gamma^2} \right] + \frac{\mu_{\pm} \beta \cos \theta - \cos \phi_s}{\gamma \beta \sin \phi_s} \frac{1}{g(\phi_s)} \frac{dg(\phi_s)}{d\phi}, \quad (3.26)$$

$$Z_s = a_{\theta_{\pm}} \left(\frac{\cot \theta}{\mu_{\pm}} - \frac{\beta \cos \phi_s}{\sin \theta} \right) J_s(x_s) - \beta \sin \phi_s J'_s(x_s), \quad (3.27)$$

$$x_s = \frac{s \mu_{\pm} \beta \sin \theta \sin \phi_s}{1 - \mu_{\pm} \beta \cos \theta \cos \phi_s} \quad e \quad (3.28)$$

$$\cos \phi_s = \frac{1 - s\nu_B/\nu\gamma}{\mu_{\pm}\beta \cos \theta}. \quad (3.29)$$

Para cada valor de s , a integral em $d\gamma$ deve ser resolvida para os limites γ_1 e γ_2 :

$$\gamma_{1,2} = \frac{s\nu_B/\nu \mp \mu_{\pm} \cos \theta \sqrt{(s\nu_B/\nu)^2 + \mu_{\pm}^2 \cos^2 \theta - 1}}{1 - \mu_{\pm}^2 \cos^2 \theta}. \quad (3.30)$$

Na prática, os limites de integração em $d\gamma$, ou em energia uma vez que $E = (\gamma - 1)mc^2$, utilizados são estabelecidos dentro de um intervalo de energia inferior E_1 e superior E_2 .

Na ausência de interações entre a partícula emissora e o plasma ambiente, este atua apenas como o portador das ondas eletromagnéticas. No entanto, como ressalta Klein (1984), uma partícula de certa energia tem eficiência de emissão menor em um plasma do que no vácuo. Este efeito de supressão da emissão pelo plasma ambiente é conhecido como efeito Razin (RAMATY, 1969). Uma expressão empírica para se conhecer onde este efeito é maior é a frequência de Razin:

$$\nu_R = \frac{2}{3} \frac{\nu_p^2}{\nu_B \sin \theta} \simeq 20 \frac{N}{B \sin \theta}, \quad (3.31)$$

onde, frequências abaixo deste limite serão rapidamente mais afetadas pela supressão do meio. Em Ramaty e Lingenfelter (1968), Ramaty (1969) foi introduzido o parâmetro α_R , definido como

$$\alpha_R = \frac{3 \nu_B}{2 \nu_p}, \quad (3.32)$$

que no cálculo da emissão girossincrotrônica de um elétron com fator de Lorentz γ controla a supressão Razin. Em baixas frequências, a supressão é forte se $\alpha_R \gamma < 1$, e não é afetada se $\alpha_R \gamma > 1$; a radiação pode ser ainda totalmente suprimida se $\alpha_R \gamma \ll 1$. O parâmetro α_R , relacionado ao efeito Razin, equação (3.32), evidencia que este efeito é maior em plasmas fracamente magnetizados e de alta densidade.

3.2.1 Transferência Radiativa

Devido às características do plasma na coroa solar, o meio pode ser opticamente fino (transparente) ou espesso (opaco) para a radiação na faixa rádio. Também devido às condições do plasma coronal, de acordo com a teoria magneto-iônica (RATCLIFFE, 1959), a radiação I propaga-se como duas ondas independentes, o modo ordinário (indicado pelo índice “+”) e o modo extraordinário (índice “-”), de forma que $I = I_+ + I_-$. Assim, a intensidade de radiação I_{\pm} deve ser analisada através da equação de transferência radiativa:

$$\mu_{\pm}^2 \frac{d I_{\pm}}{dL} = j_{\pm} - k_{\pm} I_{\pm}, \quad (3.33)$$

onde j_{\pm} é o coeficiente de emissão do plasma e k_{\pm} é o coeficiente de absorção do plasma. A Eq. 3.33 descreve a trajetória da radiação, que pode ser modificada de acordo com o índice de refração do meio μ_{\pm} . No entanto, no caso de um meio homogêneo, o fluxo F_{\pm} emitido de uma região de

área Ω e profundidade L pode ser obtido através da solução da Eq. 3.33 para um meio homogêneo:

$$F_{\pm} = \frac{j_{\pm}}{k_{\pm}}(1 - e^{-\tau_{\pm}})\Omega, \quad (3.34)$$

onde $\tau_{\pm} = k_{\pm}L$ é a profundidade óptica do meio, que define o regime de opacidade. Para $\tau_{\pm} \gg 1$, o meio é opticamente espesso, e a Eq. 3.34 se reduz a $F_{\pm} = (j_{\pm}/k_{\pm})\Omega$; para $\tau_{\pm} \ll 1$, o meio é opticamente fino, reduzindo a Eq.3.34 a $F_{\pm} = j_{\pm}L$, através da expansão em série do termo $e^{-\tau_{\pm}}$. Uma forma emírica de estimar os regimes de opacidade óptica é através do índice espectral, que indica a inclinação do espectro pela equação:

$$\alpha = \frac{\log(F_2/F_1)}{\log(\nu_2/\nu_1)}. \quad (3.35)$$

É importante ressaltar que esta descrição da transferência radiativa é válida para qualquer processo radiativo. Estes mecanismos definem a capacidade do plasma de produzir radiação e de absorver radiação, através dos coeficientes de emissão j e auto-absorção k , respectivamente. Estes coeficientes podem também ser dados, em uma primeira aproximação, pela soma de coeficientes de diversos mecanismos diferentes que produzem radiação na faixa de interesse do espectro eletromagnético.

3.3 Características da radiação girossincrotrônica de explosões solares

A influência dos diversos parâmetros que regulam a radiação girossincrotrônica produzida por uma distribuição não-térmica de elétrons foi estudada inicialmente sob a suposição de uma fonte homogênea: os parâmetros da distribuição de partículas e do meio ambiente são considerados espacialmente constantes. A grande maioria das análises de eventos observados foi feita através de cálculos da radiação girossincrotrônica com uma fonte homogênea. Apesar de suas limitações, esta técnica permite estimar a intensidade do campo magnético efetivo da região emissora (COSTA; ROSAL, 2005) e também avaliar o espectro de energia dos elétrons.

Os efeitos da auto-absorção e do meio, através do efeito Razin, têm um papel importante no espectro da radiação girossincrotrônica, principalmente em baixas frequências (RAMATY, 1969; HOLT; RAMATY, 1969; DULK, 1973), alterando significativamente a forma do espectro. A região de altas frequências do espectro girossincrotrônico é determinada pela distribuição de partículas energéticas, e. g. Dulk e Marsh (1982). A distribuição de elétrons em energia é normalmente descrita pela expressão:

$$u(E) = A_{\text{nor}} \int_{E_1}^{E_2} E^{-\delta} dE. \quad (3.36)$$

A inclinação do espectro de fótons, também denominada de índice espectral α (Eq. 3.35), pode ser relacionada com o espectro de energia dos elétrons, através da relação empírica (DULK; MARSH, 1982):

$$\alpha = 0,90\delta - 1,22. \quad (3.37)$$

Dulk e Marsh (1982), utilizando também as equações apresentadas por Ginzburg e Syrovatskii

(1965) para distribuições relativísticas, apresentaram os espectros típicos esperados da emissão produzida em fonte homogêneas (Fig. 3.1). Entretanto, valores para os índices espectrais diferentes dos apresentados já foram observados, evidenciando a necessidade de considerar as variações espaciais das fontes emissores.

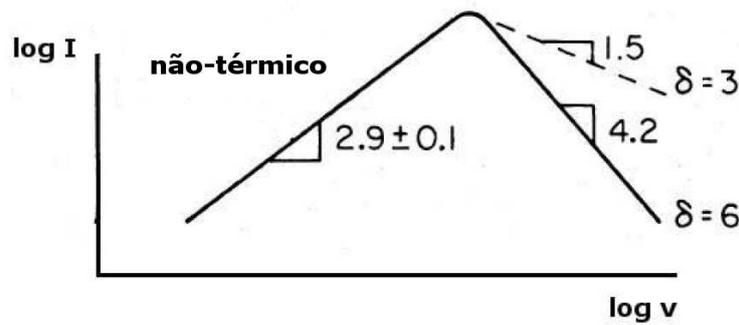


Figura 3.1 - Espectros da emissão girossincrotrônica de fontes homogêneas, para os casos relativístico e levemente relativístico.
 FONTE: Dulk e Marsh (1982).

Observações com resolução espacial das emissões na faixa visível, ultravioleta, raios-X e rádio evidenciaram as características inomogêneas da atmosfera solar, contrariando as simplificações realizadas nos trabalhos citados acima. A atmosfera solar, principalmente nas regiões ativas, é estruturada por complexos campos magnéticos. Durante uma explosão solar, acredita-se que os elétrons sejam aprisionados pelos arcos magnéticos, onde a indução magnética e a densidade variam espacialmente, e logo, o espectro girossincrotrônico deve ser formado pela superposição das contribuições de regiões com diferentes parâmetros físicos e vistos sob diferentes ângulos por um observador. A partir destes conceitos, diversos autores, interessados, além das características espectrais, nas características espaciais da emissão, desenvolveram modelos de radiação girossincrotrônica, nos quais tanto a densidade quanto o campo magnético variam espacialmente.

O espectro girossincrotrônico de elétrons não-térmicos foi numericamente calculado por Takakura e Scalise (1970), Takakura (1972) e Boehme et al. (1977) utilizando um modelo de dipolo para o campo magnético, mas com densidade espacialmente homogênea. Takakura e Scalise (1970), Takakura (1972) encontraram um alargamento espectral devido à inomogeneidade do campo magnético. Ramaty e Petrosian (1972) discutiram a possibilidade do alargamento e achatamento espectral, observado em microondas por Hachenberg e Wallis (1961), ser causado pela absorção livre-livre de elétrons não-térmicos, utilizando um modelo de fonte homogênea. No entanto, notaram que este mecanismo não é suficiente para explicar os altos fluxos observados ($\approx 10^3$ sfu, sendo que $1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$), sendo o mecanismo girossincrotrônico não-térmico o mais provável para a radiação observada. Lee et al. (1994) obtiveram bons resultados na análise de espectros planos observados com o *Owens Valley Solar Array* (OVSA), na faixa de 1-18 GHz, utilizando um

modelo de radiação girossincrotrônico em uma fonte com campo magnético com configuração de dipolo simples.

Em uma análise estatística, [Schoechlin e Magun \(1979\)](#) encontraram os índices espectrais nas baixas frequências (região opticamente espessa do espectro) e concluíram que são menores (espectros mais planos) em relação aos valores previstos por qualquer modelo de fonte homogênea. [Klein e Trotter \(1984\)](#), [Alissandrakis e Preka-Papadema \(1984\)](#), [Preka-Papadema e Alissandrakis \(1988\)](#) calcularam a morfologia espacial da emissão e o espectro integrado para uma fonte inhomogênea bidimensional, baseada em uma estrutura dipolar simples. Estes trabalhos tiveram seu principal foco na dependência espectral e espacial da geometria da fonte, mostrando as diferentes contribuições da emissão dos pés e do topo do arco magnético, além da dependência da radiação observada com o ângulo de observação.

Os modelos de radiação girossincrotrônica de explosões solares são importantes métodos para a dedução de informações sobre a estrutura física das fontes em rádio e a distribuição das partículas aceleradas. Diversas características destes processos já foram estudadas, no entanto, separadamente. Nenhuma análise foi realizada considerando a complexidade das estruturas magnéticas coronais, recentemente observadas em raios-X e ultravioleta distante.

Recentemente, [Simões e Costa \(2006\)](#) apresentaram um trabalho considerando fontes emissoras tridimensionais, estruturadas por campos magnéticos em forma de arcos e com variação espacial de suas características. Os resultados mostram espectros mais largos (índices espectrais menores na região opticamente espessa do espectro), concordando com os resultados estatísticos de [Schoechlin e Magun \(1979\)](#). Neste trabalho também foram apresentados mapas da emissão que mostram, em geral, grandes fontes de baixas frequências associadas ao topo dos arcos e fontes compactas em altas frequências, associadas aos pés dos arcos magnéticos. Estes resultados mostram as características tipicamente observadas em eventos detectados por instrumentos com resolução espacial, ressaltando a importância da geometria e da variação espacial de intensidade dos campos magnéticos para a emissão.

4 DESCRIÇÃO DO MÉTODO

Neste capítulo descrevemos os procedimentos utilizados para obter a distribuição espacial de uma população de elétrons em um arco magnético, assim como para obter a radiação na banda de microondas produzida por esta população. De maneira geral, o método consiste em: definir o arco magnético (densidade de plasma, indução magnética e comprimento); definir a função de injeção dos elétrons (distribuição inicial em energia e ângulo de passo, e perfil temporal); resolver a equação cinética para elétrons no plasma magnetizado; calcular a radiação produzida por estes elétrons. Descrevemos a seguir cada etapa deste processo.

4.1 Solução da equação cinética para elétrons em plasma magnetizado

Neste estudo, investigamos a distribuição espacial dos elétrons não-térmicos ao longo de arcos magnéticos utilizando o código numérico *fkrplk* (HOLMAN et al., 2001), baseado no método de Hamilton et al. (1990). Não discutiremos aqui os métodos numéricos para a solução da equação de Fokker-Planck, extensamente detalhados em Hamilton et al. (1990); Porém apresentamos uma descrição do funcionamento do programa.

4.1.1 Código numérico *fkrplk*

O código *fkrplk*, escrito em linguagem FORTRAN, permite encontrar as soluções para a função de distribuição de elétrons com dependência em energia, ângulo de passo, posição e tempo, ou seja, para cada intervalo de tempo e posição definidos, temos uma distribuição de elétrons em energia e ângulo de passo. A variação espacial do campo magnético pode ser definida por um função arbitrária, enquanto que a densidade de plasma ambiente é mantida constante no arco. Além das rotinas de inicialização, o código consiste em cinco subrotinas, que avaliam os termos da Eq. 2.46, referentes à posição dos elétrons, variação de energia por colisões, alterações sistemáticas do ângulo de passo pelo espelhamento magnético, difusão dos ângulos de passo pelas colisões, e injeção de elétrons, a cada iteração no tempo.

Neste código, os termos da Eq. 2.46 são integrados separadamente a cada passo de tempo, modificando a função $f(E, \mu, s, t)$. A estabilidade numérica é garantida através da escolha do passo de tempo. Dados os processos físicos envolvidos, as escalas de tempo são avaliadas, e a menor delas é usada como passo de tempo. O tamanho das grades de simulação de posição, energia e ângulo de passo foram escolhidos de acordo com os critérios definidos por Hamilton et al. (1990).

O código *fkrplk* considera um arco simétrico em relação ao topo, de forma que a evolução dos elétrons é avaliada apenas para metade do arco, reduzindo o consumo computacional. Assim, os elétrons que chegam ao final da grade espacial e não são refletidos de volta devido ao espelhamento são retirados da simulação. Já os elétrons que retornam ao topo são refletidos de volta, como se estivessem indo em direção ao outro extremo do arco.

4.1.1.1 Funções de injeção no tempo

Modificamos o código original para permitir maior flexibilidade de parâmetros no perfil temporal da função de injeção. Incluímos três possíveis funções de injeção, com controle também sobre sua duração (τ) e instante do pico (t_0), utilizadas na literatura: uma função parabólica, uma função triangular e uma função exponencial (LEE; GARY, 2000), dadas por:

$$q_1(|t - t_0| \leq \tau_1) = (t - t_0 + \tau_1)(\tau_1 - t + t_0)/\tau_1^2, \quad (4.1)$$

$$q_2(|t - t_0| \leq \tau_2) = 1 - |t - t_0|/\tau_2 \quad e \quad (4.2)$$

$$q_3(t) = \exp(-|t - t_0|/\tau). \quad (4.3)$$

Para normalizar as escalas de tempo das três funções, faz-se $\tau_1 = 1,5\tau$ e $\tau_2 = 2\tau$. As três funções são simétricas em relação ao instante de máxima injeção t_0 . Embora sejam funções arbitrárias sem um mecanismo específico de aceleração associado, lembramos que a avaliação de tais mecanismos está fora do escopo deste trabalho. Na Fig. 4.1 apresentamos as três funções de injeção e o número de elétrons resultante destas injeções. Esta figura é uma reprodução da Fig. 4 de Lee e Gary (2000). Na figura original, os autores apresentam a emissividade resultante em 10 GHz, contudo esta é diretamente proporcional ao número de elétrons, e logo os resultados são equivalentes.

É interessante notar que para as três funções de injeção a diminuição gradual do número de elétrons converge para a mesma amplitude e escala de tempo. Isto porque esta diminuição está associada às colisões Coulomb e à razão de espelhamento (neste caso, com um cone de perdas $\mu_L = 0,6$), que definem as condições de aprisionamento.

Estas funções de injeção não necessariamente precisam representar a escala de injeção associada a algum mecanismo de aceleração. Warren (2006) obteve bons resultados ao analisar o “evento Masuda” (MASUDA et al., 1994) considerando o modelo de *multi-thread*. Esta hipótese supõe não uma função de injeção contínua, mas diversas e pequenas regiões de reconexão magnética, que produzem pequenos feixes de partículas aceleradas/aquecidas. Portanto, estas funções podem representar apenas o envelope total das pequenas e múltiplas injeções.

4.1.1.2 Funções iniciais de distribuição de elétrons em ângulo de passo

A quantidade de elétrons que é injetada no arco é definida pela função de injeção e pela função de distribuição inicial $S_0(E, \mu)$

$$S(E, \mu, s_0, t) = q(t)S_0(E, \mu). \quad (4.4)$$

Os elétrons são injetados no topo do arco s_0 , local mais provável considerando que a ocorrência de reconexões magnéticas e liberação de energia com a aceleração de partículas deve acontecer acima do arco (ASCHWANDEN et al., 1996).

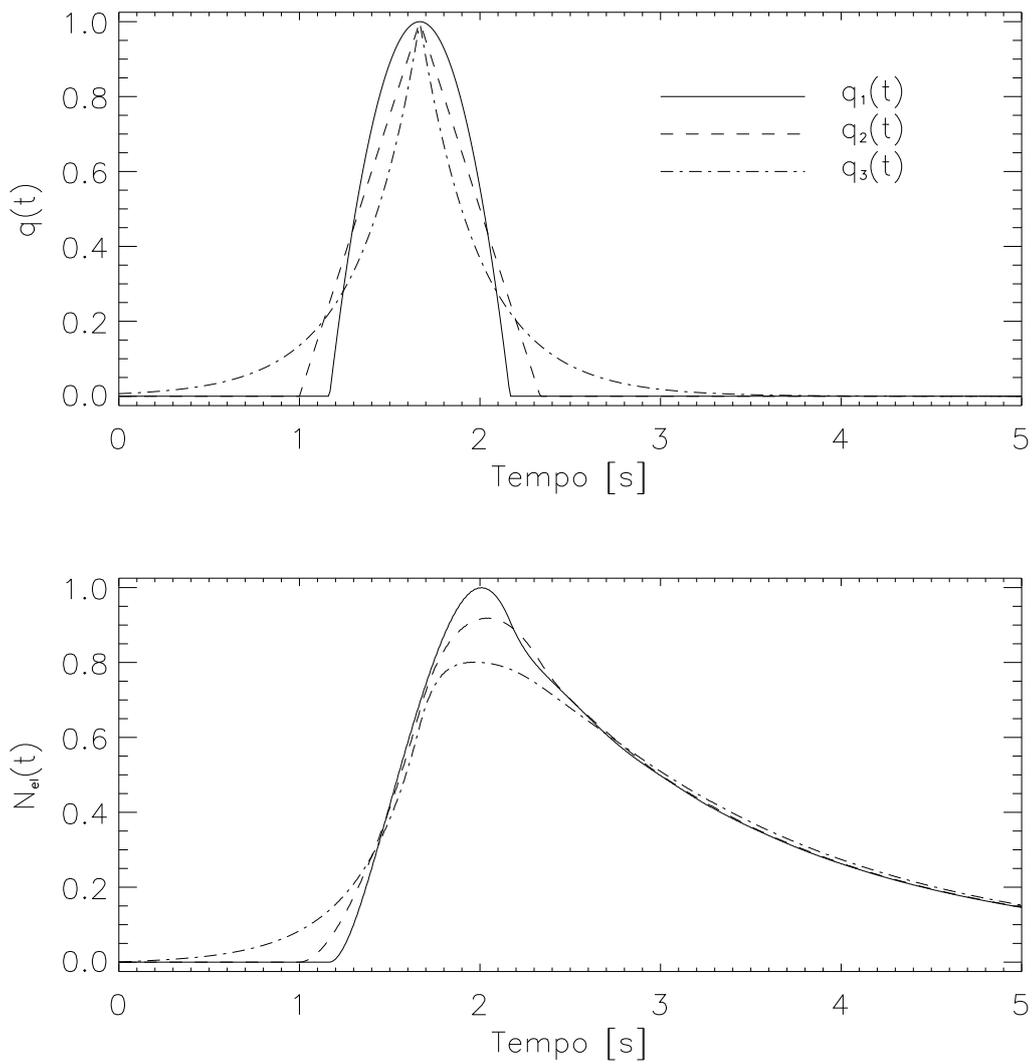


Figura 4.1 - Relação entre os perfis de injeção (acima) e o número de elétrons aprisionados (abaixo). q_1 , q_2 e q_3 representam respectivamente as injeções parabólica, triangular e exponencial.

A função de distribuição inicial é definida como:

$$S_0(E, \mu) = f(E)g(\mu) = E^{-\delta}g(\mu), \quad (4.5)$$

onde a distribuição de elétrons é definida como uma lei de potência, com índice espectral δ , e para a distribuição em ângulo de passo definimos três funções: isotrópica, feixe alinhado com o campo magnético (*beam*), e feixe perpendicular à direção do campo (*pancake*). Representamos estas três formas através da equação:

$$g(\mu) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\mu - a_1}{a_0} \right)^2 \right], \quad (4.6)$$

onde os parâmetros a_0 e a_1 definem, respectivamente, a largura do feixe e a direção do feixe. Assim, o feixe tipo *beam* tem $a_1 = 1$, enquanto o feixe tipo *pancake* tem $a_1 = 0$. A distribuição isotrópica é definida como $g(\mu) = 1$.

4.1.1.3 Definição do arco magnético

No caso da coroa solar, o raio de giro das partículas ao redor das linhas de campo magnético é muitas ordens de grandeza menor que outras escalas espaciais do problema. Assim, as partículas carregadas estão presas às linhas de campo de forma que apenas sua posição s ao longo destas linhas é necessária para descrever a distribuição espacial.

Portanto, definimos a variação espacial da indução do campo magnético B em função da razão de espelhamento σ , do comprimento do arco do topo ao pé L_c e da indução magnética no topo B_0 através da equação:

$$B(s) = B_0 \left[1 + (\sigma - 1) \frac{s^2}{L_c^2} \right]. \quad (4.7)$$

Entretanto, os valores absolutos da indução magnética não são importantes para definir a posição das partículas, mas sim sua variação espacial:

$$\frac{dB}{ds} = \frac{2s(\sigma - 1)}{L_c^2 + (\sigma - 1)s^2}. \quad (4.8)$$

Os valores absolutos do campo magnético serão relevantes para o cálculo da radiação produzida nesta fonte. A densidade de plasma ambiente n_p é suposta espacialmente homogênea.

4.1.1.4 Saídas do código

Ao fim da simulação, temos como resultado a função de distribuição $f(E, \mu, s, t)$, ou seja, a função de distribuição dos elétrons em energia E e ângulo de passo μ em cada posição do arco s para cada instante de tempo t . Apesar da função de distribuição inicial ser separável em funções da energia e do ângulo de passo (ver Eq. 4.5), com a atuação dos processos físicos considerados, a função $f(E, \mu, s, t)$ deixa de ser separável. Ainda assim é possível encontrar para cada s e t o espectro de energia dos elétrons (Eq. 4.9) e o número de elétrons (Eq. 4.10)

$$u(E, s, t) = \int_{-1}^1 f(E, \mu, s, t) d\mu, \quad (4.9)$$

$$N(s, t) = \int_{E_1}^{E_2} u(E, s, t) dE. \quad (4.10)$$

A partir destas informações, é possível calcular a radiação produzida pela população de elétrons.

4.1.2 Testes do código numérico *fkrrplk*

Após as alterações necessárias no código, verificamos se sua integridade original foi mantida realizando alguns testes. Reproduzimos com sucesso as Figuras 2, 3 e 4 de (HAMILTON et al., 1990). A Fig. 4.2 avalia as rotinas de cálculo dos termos de variação de energia e difusão de ângulo de passo dos elétrons em uma fonte homogênea. A dependência da densidade de plasma está relacionada com o tempo t pela variável y ($dy = cdt/\lambda_0$). A função de injeção neste caso é $S = E^{-3}(2\mu^4 - \mu^2 + 1/8)\delta(t)$, onde $\delta(t)$ é a função delta de Dirac. O quadro superior mostra a evolução do espectro de energia (integrado em ângulo de passo) e no quadro inferior temos a evolução da distribuição em ângulo de passo para elétrons com $E = 111$ keV e $E = 1038$ keV. Os elétrons de menor energia são isotropizados mais rapidamente e perdem mais energia do que os elétrons de alta energia ($D_{\mu\mu} \propto \beta^{-3}\gamma^{-2}$ e $\dot{E} \propto \beta^{-1}$).

Com a convergência do campo, o ângulo de passo dos elétrons aumenta conforme se aproximam dos pontos de convergência, ou seja, dos pés do arco. Elétrons com ângulos de passo suficientemente altos ficam aprisionados até perderem sua energia por colisões, ou sofrerem difusão para ângulos de passo menores, de modo que alcancem os pés do arco e precipitem na cromosfera. Na Fig. 4.3 apresentamos a reprodução das Figs. 3 e 4 de Hamilton et al. (1990), para o caso de convergência de campo magnético, mas sem o plasma de fundo, para avaliar as rotinas de posição e espelhamento magnético. A função de injeção neste caso é $S = \delta(E - E_0)\delta(t) \exp(-s^2/s_t^2) \exp[-(\mu - \mu_1)^2/\mu_0^2]$, com $E_0 = 1$ MeV, $s_t = 5 \times 10^7$ cm, $\mu_1 = \cos(40^\circ)$ e $\mu_0 = \cos(10^\circ)$. A Fig. 4.3a mostra a propagação dos elétrons injetados instantaneamente no topo do arco. Elétrons com diferentes ângulos de passo viajam em diferentes velocidades ($v = \mu\beta c$) de maneira que a distribuição inicial se alarga no espaço com o tempo. A Fig. 4.3b mostra a distribuição em ângulos de passo (integrada no espaço) e evidencia como o feixe inicial se aproxima de $\mu = 0$ (reflexão pelo espelho magnético) e é então refletido de volta (μ negativos).

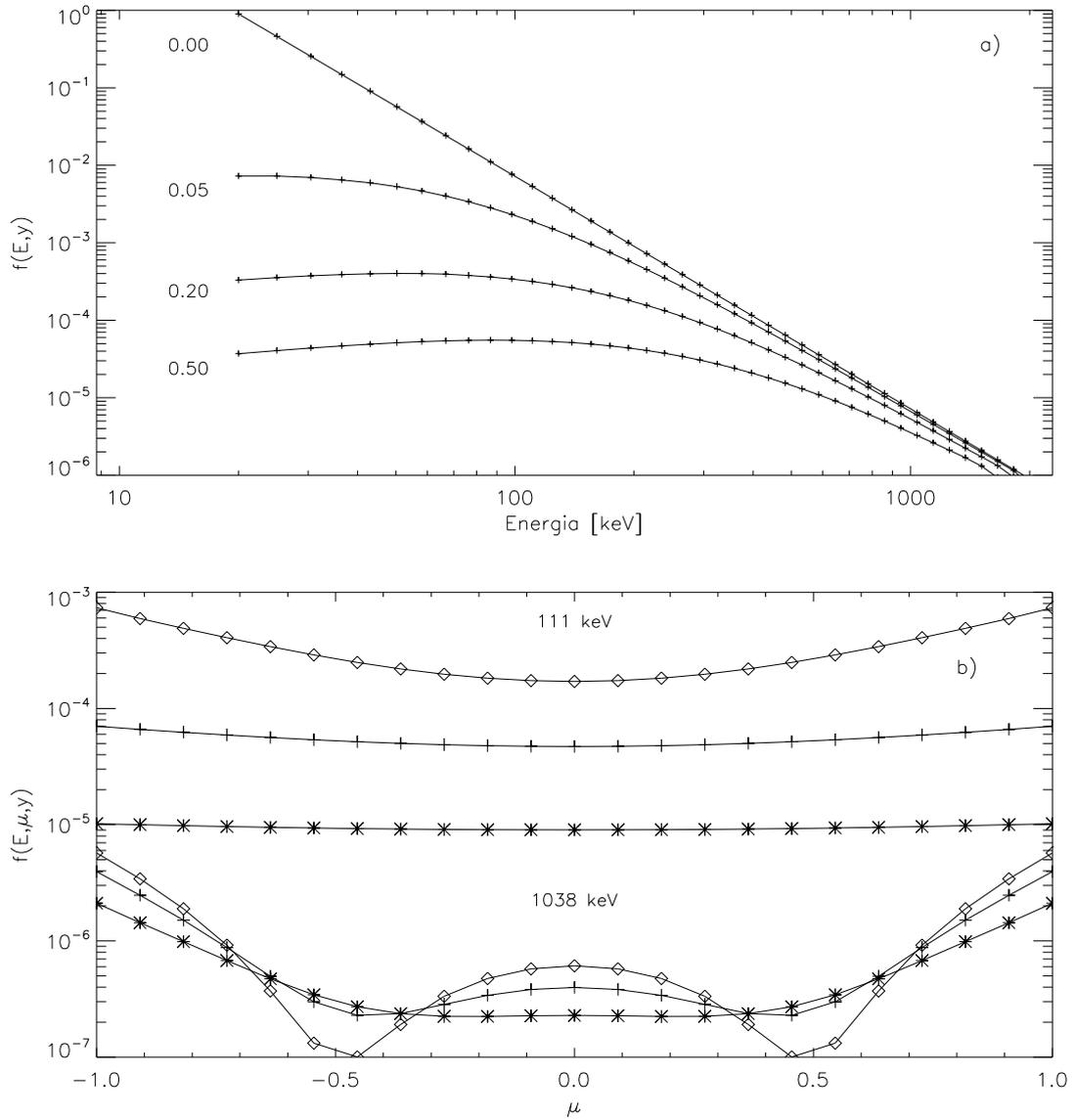


Figura 4.2 - Reprodução da Fig. 2 de [Hamilton et al. \(1990\)](#), mostrando (a) a evolução do espectro de energia e (b) da distribuição em ângulo de passo de elétrons de 111 keV e 1039 keV, em uma fonte espacialmente homogênea. No segundo quadro, os instantes $y = 0; 0,05; 0,2$ e $0,5$ estão representados pelos símbolos \diamond , $+$ e $*$, respectivamente.

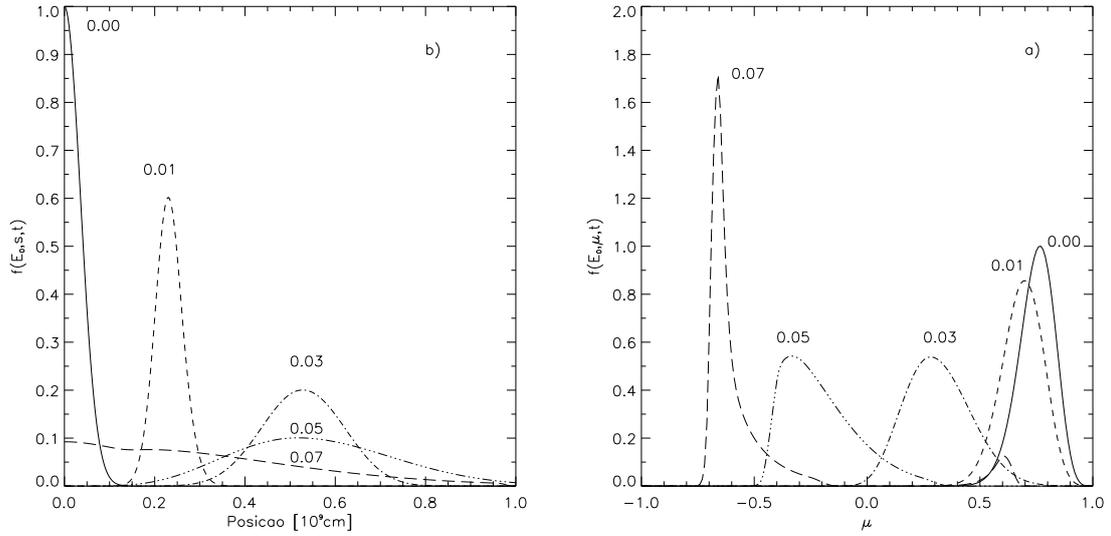


Figura 4.3 - Reprodução das Figs. 3 e 4 de [Hamilton et al. \(1990\)](#). a) deslocamento e alargamento da população de elétrons devido à suas diferentes velocidades $\mu\beta c$, nos instantes $t = 0; 0,01; 0,03; 0,05$ e $0,07$; b) Evolução da distribuição em ângulo de passo dos elétrons devido ao espelhamento magnético.

4.2 Cálculo da emissão em microondas

Em trabalhos anteriores ([SIMÕES; COSTA, 2006](#)) desenvolvemos uma nova versão do chamado *código Ramaty* ([RAMATY, 1969; RAMATY et al., 1994](#)), incluindo os termos que permitem a avaliação de distribuições anisotrópicas em ângulo de passo e alterando o método de integração numérica para o método Gauss-Legendre, mais robusto e preciso. Para diferenciar do código Ramaty, chamaremos esta nova versão de código *gyrosync*.

O código *gyrosync* obtém os coeficientes de emissão (Eq. 3.21) e auto-absorção (Eq. 3.22) da radiação girossincrotrônica através da integração numérica da Eq. 3.25. Os parâmetros de entrada são as funções de distribuição dos elétrons em energia $u(\gamma)$ e ângulo de passo $g(\phi)$, e a definição dos parâmetros da fonte, intensidade do campo magnético B , ângulo de visada do observador θ e a densidade de plasma n_p , relevante para a avaliação da supressão Razin (Eq. 3.31).

O formalismo apresentado por [Ramaty \(1969\)](#) é baseado na suposição desta separação das componentes do momentum dos elétrons em uma função de distribuição em energia e uma função de distribuição em ângulos de passo

$$f(E, \mu) = u(E)g(\mu). \quad (4.11)$$

Como comentamos anteriormente, as distribuições $f(E, \mu, s, t)$ não são separáveis em duas funções, uma com dependência em energia e outra em ângulo de passo. Para poder calcular a radiação

produzida pela $f(E, \mu, s, t)$, utilizando o formalismo completo (e portanto supondo a separação da dependências das componentes do momentum), optamos por calcular os coeficientes de emissão e auto-absorção para bandas estreitas de energia, e utilizando a distribuição em ângulo de passo correta para cada banda. Os coeficientes de cada frequência são então somados. Dessa maneira, a função de distribuição em energia é considerada como uma composição de funções em lei de potência, definidas pelos pontos de energia na grade. Exemplificando, ao invés do cálculo ser feito para toda a banda de energia (50 keV a 2 MeV), com apenas uma distribuição em ângulo de passo para todos os elétrons, calculamos os coeficientes para bandas de, por exemplo, 50 a 55 keV, utilizando a distribuição de ângulo de passo desta banda de energia. O cálculo continua seguindo bandas estreitas de energia (55 a 60 keV, 60 a 65 keV, etc) e os coeficientes girossincrotrônicos de cada frequência são somados no final, completando toda a banda de energia da distribuição.

Outra modificação necessária no código *gyrosync* veio da dificuldade de se encontrar funções matemáticas simples que representassem bem as distribuições. Apesar de as funções injetadas terem formas conhecidas (lei de potência e gaussiana, para energia e ângulo de passo, respectivamente), a evolução da distribuição f sob os efeitos de colisões Coulomb e espelhamento magnético, ao longo das iterações temporais, as modifica de maneira que não podem ser representadas por funções matemáticas simples que se apliquem a todos os casos. Utilizamos então os valores numéricos para estas distribuições e métodos numéricos para encontrar as derivadas destas onde necessário, por exemplo na Eq. 3.25.

Comparamos os resultados do nosso código original com os do novo código e erros maiores que 2% aparecem apenas em $\nu/\nu_b < 2$, com $\theta = 10^\circ$ (Fig. 4.4a). Para valores de θ maiores, os erros são desprezíveis (Fig.4.4b).

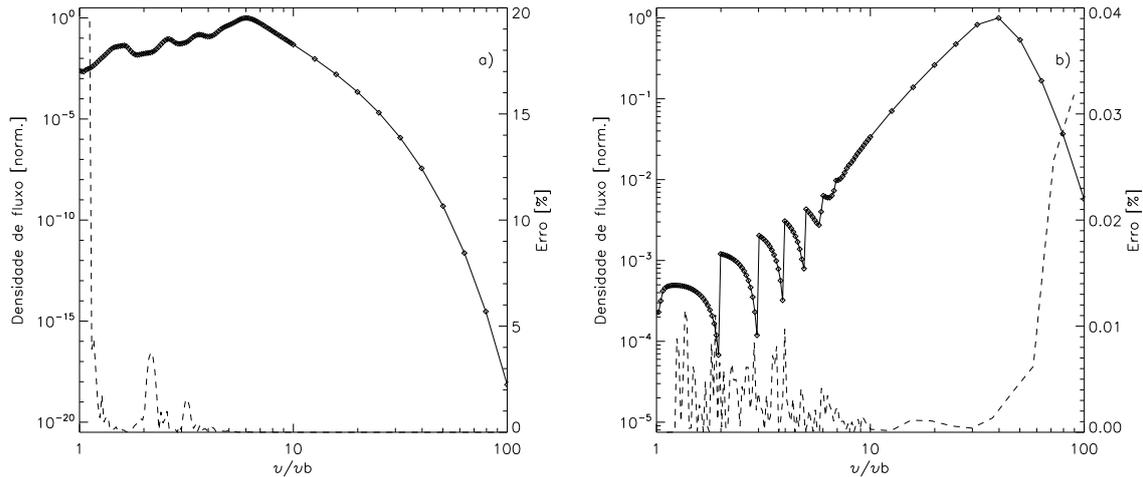


Figura 4.4 - Comparação entre o código original (linha contínua) e o novo código modificado (\diamond), para (a) $\theta = 10^\circ$ e (b) $\theta = 85^\circ$. O erro (linha tracejada) mostra-se praticamente desprezível.

O novo código permite que se avalie qualquer tipo de distribuição em energia e ângulo de passo sem um aumento significativo no custo em tempo computacional.

4.2.1 Transferência Radiativa

Desenvolvemos um novo método para caracterizar a estrutura magnética tridimensional, que permite calcular a transferência radiativa e obter os mapas de emissão em microondas.

O arco magnético é descrito utilizando uma geometria semi-circular e pode ser posicionado em latitude e longitude heliográficas, além do que chamamos de ângulo de inclinação (em relação à normal ao plano onde estão os pés do arco) e ângulo de azimute (rotação do arco em relação ao equador solar). Dada a posição, calculam-se os ângulos entre a direção de cada setor do arco e a direção do observador. Este ângulo de visada é usado no cálculo da radiação microondas. Estes elementos estão representados na Fig. 4.5.

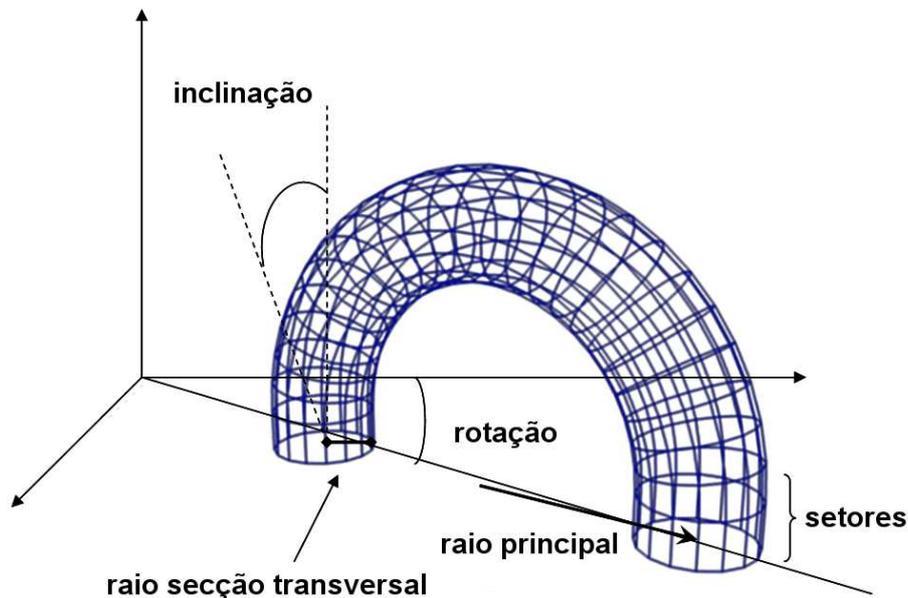


Figura 4.5 - Representação do modelo de arco magnético e seus parâmetros geométricos.

Com o arco definido e posicionado, definem-se seu raio principal e o raio da secção transversal. Utilizamos então um volume de $L_x \times L_y \times L_z$ voxels (elementos de volume) que será preenchido de acordo com a geometria definida, e obtemos a posição (x, y, z) de cada voxel de cada setor do arco. O valor $L_x = L_y = L_z = 64$ para a definição do volume foi a melhor escolha por ter a melhor relação em uso de recursos computacionais e resolução espacial.

Com a definição da geometria e calculada a evolução da função de elétrons $f(E, \mu, s, t)$, calculam-se os coeficientes de emissão $j_\nu(s, t)$ e auto-absorção $k_\nu(s, t)$ da radiação girossincrotrônica para

cada frequência ν escolhida através do código *gyrosync*. Cada setor do arco com dimensão ΔL é preenchido com os coeficientes de acordo com as coordenadas (x, y, z) . Então, para cada frequência ν e para cada instante de tempo t calcula-se a transferência radiativa na fonte tridimensional, através da equação

$$I_\nu(x, y) = \sum_{L_z}^{z=0} \frac{j_\nu(x, y, z)}{k_\nu(x, y, z)} \{1 - e^{-k_\nu(x, y, z)\Delta L}\} + I_\nu(x, y, z - 1)e^{-k_\nu(x, y, z)\Delta L}. \quad (4.12)$$

A Eq. 4.12 representa a transferência radiativa através da dimensão z , orientada em direção ao observador, resultando em um mapa da intensidade de radiação $I_\nu(x, y, t)$. A densidade de fluxo $F_\nu(x, y, t)$ é obtida multiplicando cada pixel da imagem pelo seu ângulo sólido Ω (Eq. 4.13), e para obter a densidade de fluxo total basta somar todos os pontos do mapa, ou seja,

$$F_\nu(x, y, t) = I_\nu(x, y, t)\Omega. \quad (4.13)$$

Um diagrama representativo da geometria do cálculo da transferência radiativa pode ser visto na Fig. 4.6.

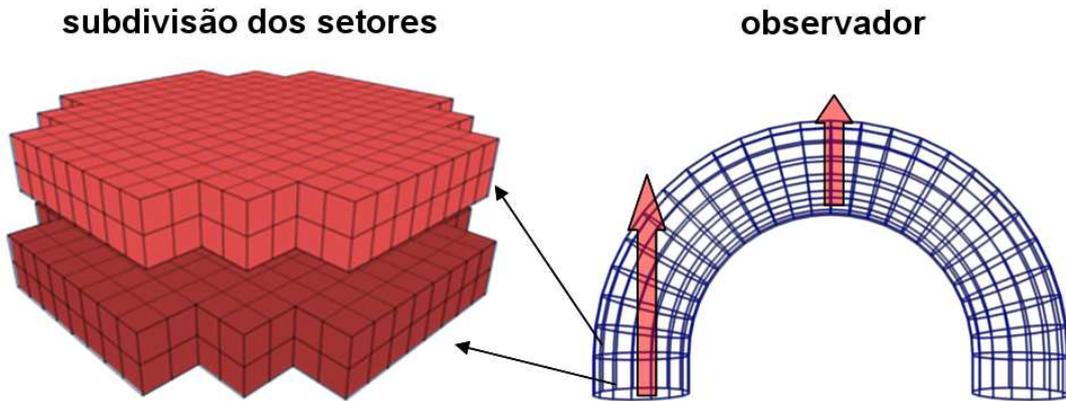


Figura 4.6 - Representação do cálculo da transferência radiativa através do arco magnético.

5 ESTUDO DA DINÂMICA E PRODUÇÃO DE RADIAÇÃO DOS ELÉTRONS

Neste Capítulo, apresentamos a aplicação do método descrito anteriormente em diversos casos com diferentes injeções e parâmetros da fonte. Apresentamos os resultados e a avaliação da dependência da evolução dos elétrons em função da razão de espelhamento σ do arco, da densidade de plasma local e da função de distribuição em ângulos de passo injetada (Tabela 5.1). Realizamos os cálculos para o arco localizado em duas posições heliográficas, no limbo ($07^\circ\text{S } 89^\circ\text{W}$) e no disco solar ($20^\circ\text{S } 45^\circ\text{W}$) para verificar os efeitos da geometria. O arco foi posicionado com um ângulo de inclinação de 20° em relação à vertical local e 50° de rotação em relação ao equador solar.

5.1 Análise da evolução da população de elétrons

Na Fig. 5.1 mostramos o total de elétrons aprisionados, com valores normalizados pelo número total de elétrons injetados, para cada um dos casos da Tabela 5.1. A linha tracejada indica o número de elétrons injetados enquanto as curvas azul, preta e vermelha indicam respectivamente as injeções beam, isotrópica e pancake. Em todos os casos a injeção isotrópica mostra-se como a situação intermediária de aprisionamento eletrônico entre a injeção alinhada ao campo (beam) e a injeção ortogonal ao campo magnético (pancake).

O efeito do aprisionamento magnético é evidente quando observamos as Fig. 5.1a (campo magnético constante) e Fig. 5.1b ($\sigma=2$). Nestes casos, a densidade de plasma n_p não é suficientemente alta para afetar a distribuição. O tempo de difusão $t_d(10\text{keV}) \approx 3$ s é maior que o tempo de deslocamento dos elétrons no arco ($t < 1$ s), ou seja, temos o caso de difusão fraca. Assim, os elétrons com ângulos de passo iniciais dentro do cone de perdas precipitam quase imediatamente, enquanto o restante dos elétrons é lentamente desviado para o cone de perdas. Para $\sigma = 2$, o cone de perdas é $\phi_0 = 45^\circ$ e como apenas os elétrons com $\phi > \phi_0$ ficam aprisionados, o feixe beam perde cerca

Tabela 5.1 - Definição dos parâmetros de cada caso estudado.

Caso	razão de espelhamento σ	densidade de plasma n_p	feixe injetado
a	1	10^9cm^{-3}	beam
b	1	10^9cm^{-3}	pancake
c	1	10^9cm^{-3}	isotrópico
d	2	10^9cm^{-3}	beam
e	2	10^9cm^{-3}	pancake
f	2	10^9cm^{-3}	isotrópico
g	1	10^{10}cm^{-3}	beam
h	1	10^{10}cm^{-3}	pancake
i	1	10^{10}cm^{-3}	isotrópico
j	2	10^{10}cm^{-3}	beam
k	2	10^{10}cm^{-3}	pancake
l	2	10^{10}cm^{-3}	isotrópico

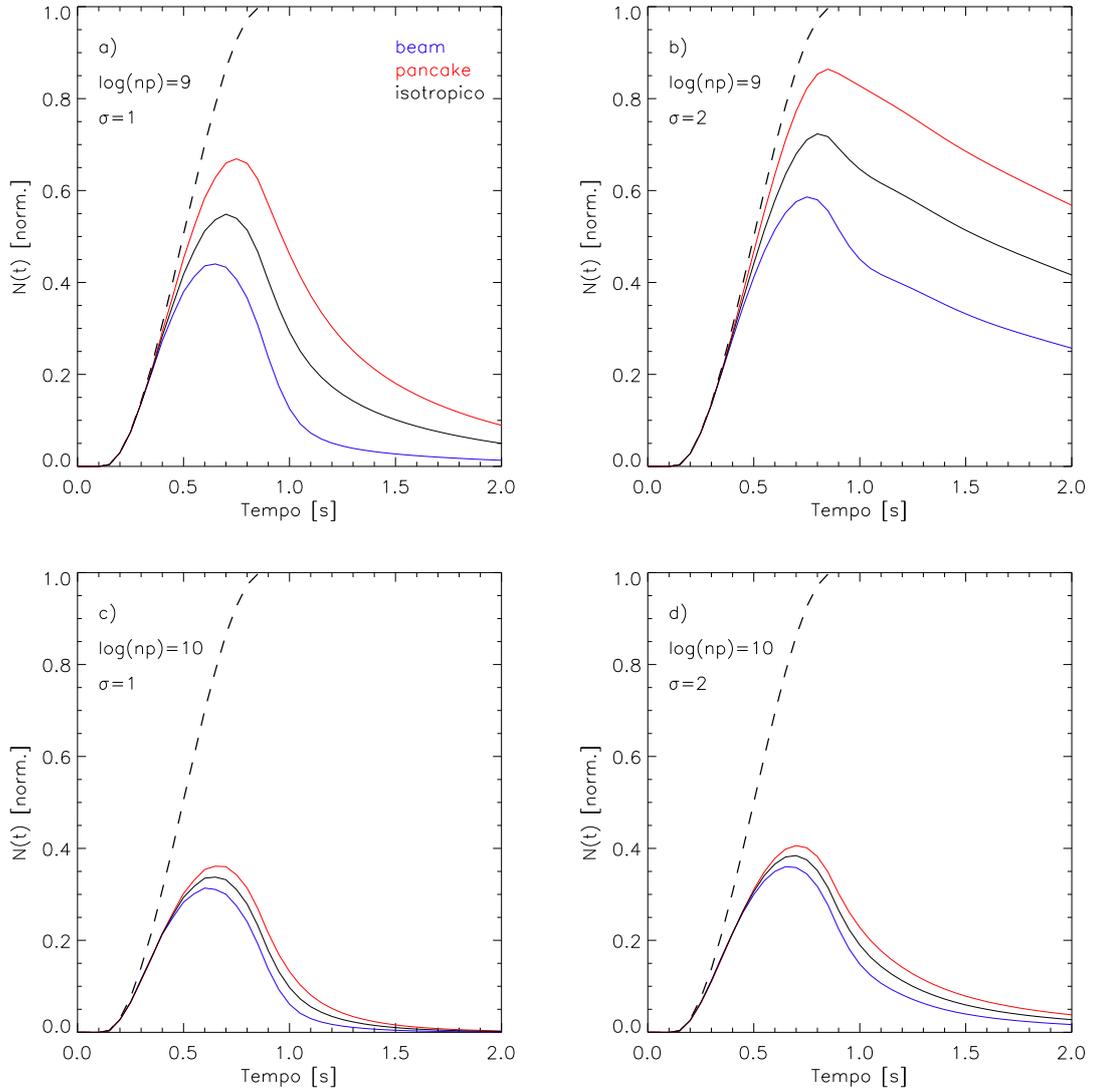


Figura 5.1 - Número total de elétrons aprisionados para diferentes configurações da fonte e do feixe injetado (beam, em azul; pancake, em vermelho; isotrópico, em preto). O número de elétrons injetados é indicado pela linha tracejada. (a) Razão de aprisionamento $\sigma = 1$ e densidade de plasma $n_p = 10^9 \text{cm}^{-3}$, (b) $\sigma = 2$ e $n_p = 10^9 \text{cm}^{-3}$, (c) $\sigma = 1$ e $n_p = 10^{10} \text{cm}^{-3}$ e (d) $\sigma = 2$ e $n_p = 10^{10} \text{cm}^{-3}$.

de 75% dos elétrons, enquanto o feixe pancake perde apenas 22%, logo o feixe pancake acumula mais elétrons. Sem o aprisionamento magnético (Fig. 5.1a) a evolução do número de elétrons no arco segue a função de injeção, e a redução do número de elétrons no arco depende da componente da velocidade dos elétrons $\mu\beta c$ na direção do campo. Esta velocidade é menor no caso pancake, permitindo maior acúmulo de partículas e o arco se esvazia mais lentamente. Esta situação pode ser verificada através da evolução da distribuição em ângulo de passo dos elétrons. Na Fig. 5.2 temos essas distribuições (normalizadas) para elétrons de 10 keV no topo do arco, em três instantes da simulação. Na Fig. 5.2a, a distribuição inicialmente alinhada com o campo ($\mu = 1$) perde grande parte dos elétrons, restando apenas os elétrons com baixas velocidades longitudinais ($\mu = 1$). No caso do feixe pancake (Fig. 5.2b), os pouco elétrons alinhados com o campo se perdem e o restante dos elétrons se mantém no arco por mais tempo. No caso com aprisionamento magnético (Fig. 5.2c), os elétrons aprisionados no arco após a injeção tendem a uma distribuição mais larga, com “cortes” no ângulo do cone de perdas. Pela difusão dos ângulos de passo, essa distribuição vai se aproximando de uma distribuição isotrópica, perdendo elétrons no cone de perdas e esvaziando o arco.

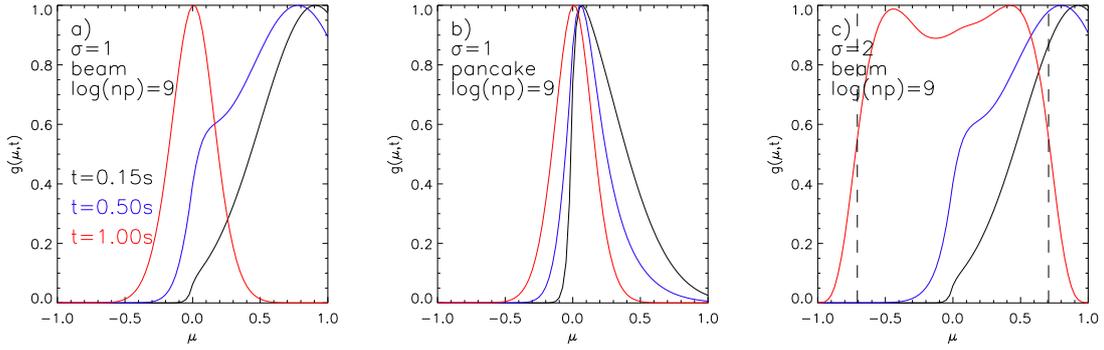


Figura 5.2 - Evolução da distribuição em ângulo de passo (normalizada), para elétrons de 10 keV no topo do arco, nos instantes $t = 0, 15, 0, 50$ e $1, 00$ segundos. Os parâmetros da fonte e o tipo de injeção estão indicados nos quadros. As linhas tracejadas em (c) indicam o ângulo limite do cone de perdas para $\sigma = 2$.

Sob o forte efeito de colisões, os elétrons são termalizados e/ou precipitam rapidamente, de modo que o número total aprisionado seja menor que 40% do total injetado nestas simulações. Mesmo com os diferentes feixes injetados, a evolução do número de elétrons aprisionados é muito semelhante em todos os casos com densidade de plasma $n_p = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (Fig. 5.1c e 5.1d).

Os regimes de difusão de ângulos de passo podem ser estendidos para avaliar a perda de energia dos elétrons devido às colisões com o plasma. Pelas Eqs. 2.31 e 2.32 (variação de energia e direção), tem-se que a escala de tempo da variação de energia é duas vezes maior do que a escala de difusão ($t_d = 0.5t_E$) (MELROSE; BROWN, 1976). Isso porque enquanto a difusão ocorre com colisões com prótons e elétrons do ambiente, variações de energia relevantes apenas ocorrem em colisões elétron-

elétron (supondo um plasma de hidrogênio totalmente ionizado). Portanto, no regime de difusão fraca, também não haverá perda substancial de energia. Entretanto, como o regime de difusão depende da energia dos elétrons, e da sua direção (que define o tempo de vôo do elétrons até o ponto de espelhamento/precipitação) ambos regimes de difusão podem estar presentes. Na Fig. 5.3 temos a escala de tempo de aprisionamento em função da energia dos elétrons, além das escalas de tempo de difusão t_d e de deslocamento t_c . Para uma baixa densidade de plasma ($\log(n_p) = 9$), elétrons com $E < 50$ keV e velocidade longitudinal baixa ($\mu \approx 0$) têm $t_c > t_d$, ou seja, regime de difusão forte, e sofrem variação significativa de energia e direção. O restante dos elétrons estão sob o regime de difusão fraca, e sofrem poucas alterações devido às colisões. Para $\log(n_p) = 10$, o limite de energia para a difusão forte sobe para $E < 200$ keV. Parte desses elétrons pode perder energia suficiente de forma que são perdidos para o plasma ambiente, ou “termalizados”, antes de alcançar os pés do arco. Usando a Eq. 2.41, e considerando a densidade de plasma homogênea, chega-se a seguinte equação

$$L_{\text{stop}} = \frac{\mu_0}{3C} E_0^2 \approx \frac{10^{17} \mu_0 E_0^2}{n_p}, \quad (5.1)$$

que é uma estimativa da distância percorrida por um elétron de energia e direção iniciais E_0 e μ_0 até ser efetivamente “parado” ou termalizado. A partir desta equação, vemos que para $\log(n_p) = 9$ apenas elétrons com $E \approx 10$ keV e $\mu \approx 0$ são termalizados ainda no arco. Para $\log(n_p) = 10$, mostramos a distância percorrida pelos elétrons até sua termalização na Fig. 5.4. Os contornos mostram as posições do arco onde os elétrons são termalizados, para um arco com distância do topo ao pé de $L = 10^9$ cm.

Apenas os elétrons de baixa energia são termalizados e o número de partículas nessa faixa de energia é mantido pelos elétrons de energias médias, que têm sua energia reduzida pelas colisões com o plasma, mas sem ocorrer termalização. Os elétrons de alta energia (principais emissores de microondas) estão no regime de difusão fraca, portanto não sofrem perda de energia substancial e são lentamente desviados para o cone de perdas. Na Fig. 5.5 temos a distribuição de ângulos de passo de elétrons no topo do arco (normalizada), com energias de $E = 10, 90$ e 830 keV, para injeção beam e pancake no caso de $\log(n_p) = 10$ e $\sigma = 2$, em $t = 1, 0$ seg. Enquanto os elétrons de 10 keV são difundidos para dentro do cone de perdas ($|\mu| > 0, 7$), elétrons com energias maiores permanecem aprisionados, com $|\mu| > 0, 7$. Logo, estes elétrons têm uma baixa taxa de precipitação, proporcional à taxa de difusão, de forma que a emissão HXR é pequena, possivelmente abaixo do limite de detecção dos instrumentos de observação atuais.

Como se pode observar na Fig. 5.6, o espectro de energia dos elétrons praticamente não é alterado em nenhum dos casos simulados. Apenas com densidade de plasma $n_p = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, após o término da injeção, o espectro apresenta um “endurecimento” na faixa $E < 50 \text{ keV}$, como mostrado na Fig. 5.6b. Os elétrons são termalizados ou são rapidamente desviados para o cone de perdas, e escapam do aprisionamento magnético, causando a modificação no espectro. Evidentemente, isto é um efeito direto da taxa de colisões, que é dependente da energia ($t_d \propto E^{-3/2}$). Com o aumento da densidade de plasma, a energia de transição, onde o espectro de elétrons é endurecido pelas colisões, também aumentará. Este efeito fica ainda mais evidente quando avaliamos o número de elétrons aprisionados em diferentes energias. Na Fig. 5.7 mostramos a evolução do número total de elétrons no arco com $E = 10, 47$ e 533 keV, para o caso com $\sigma = 2$, $n_p = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, para

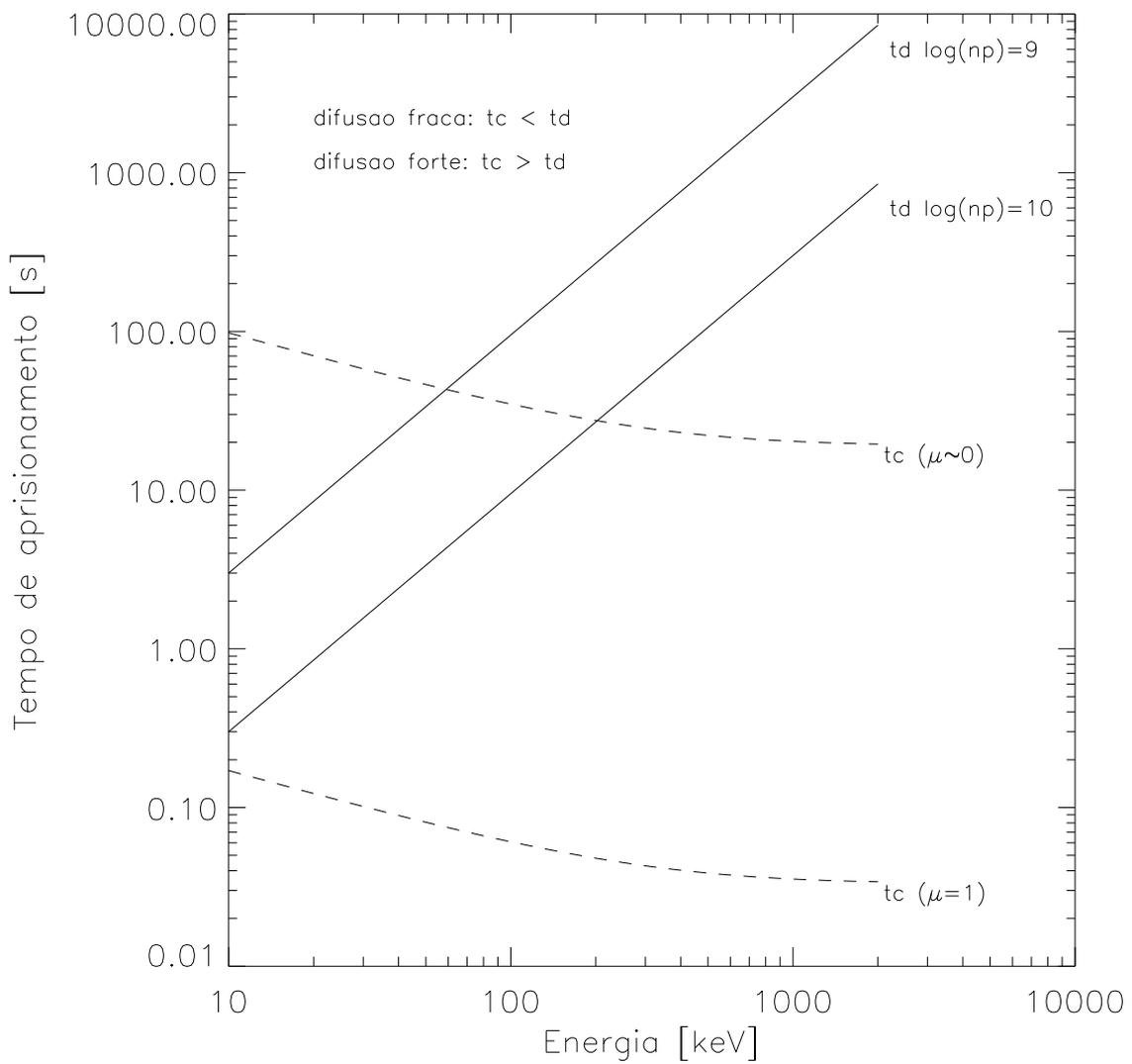


Figura 5.3 - Escalas de tempo de aprisionamento de elétrons, em função de colisões com o plasma ambiente. Onde $t_c < t_d$ há difusão fraca, e onde $t_c > t_d$ há difusão forte.

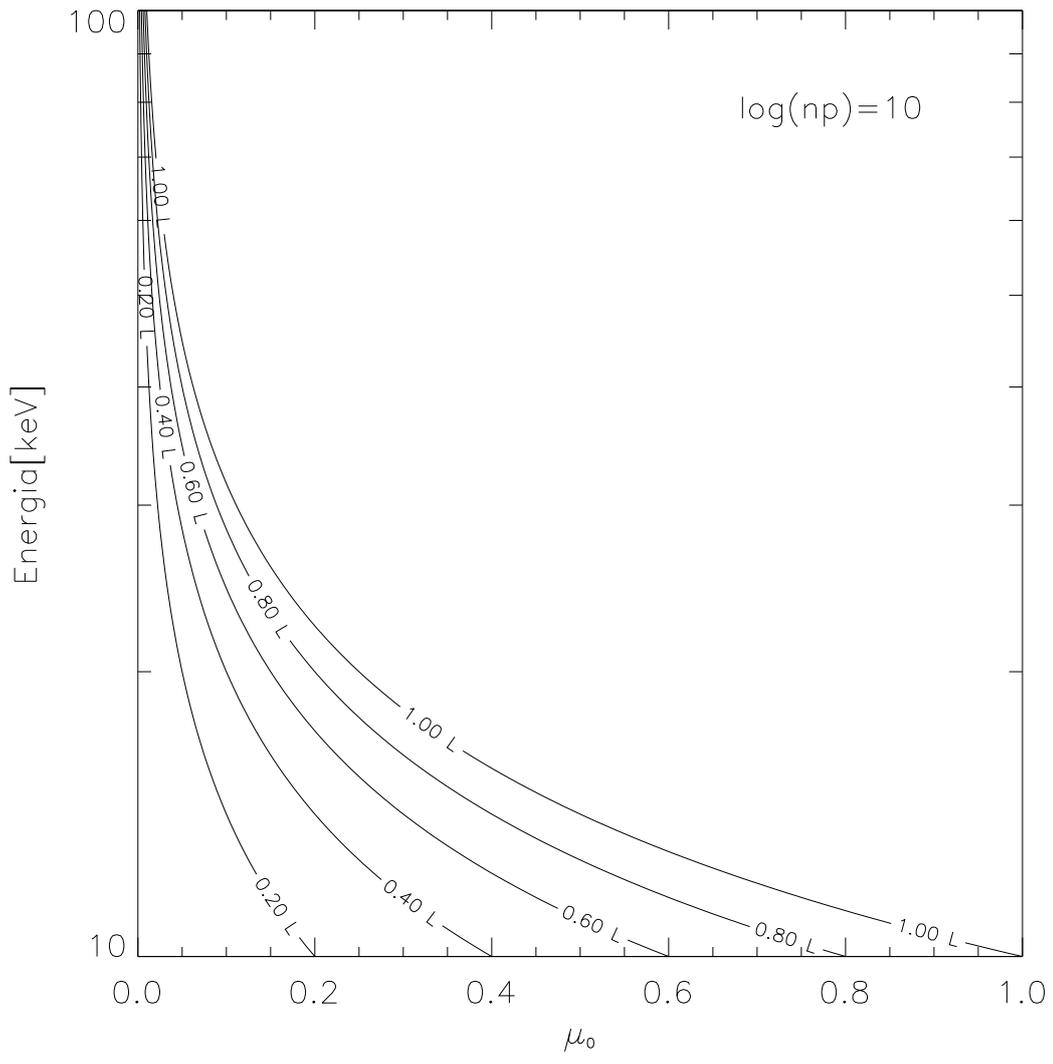


Figura 5.4 - Distância percorrida por elétrons até a termalização, para um arco com $L_c = 10^9$ cm.

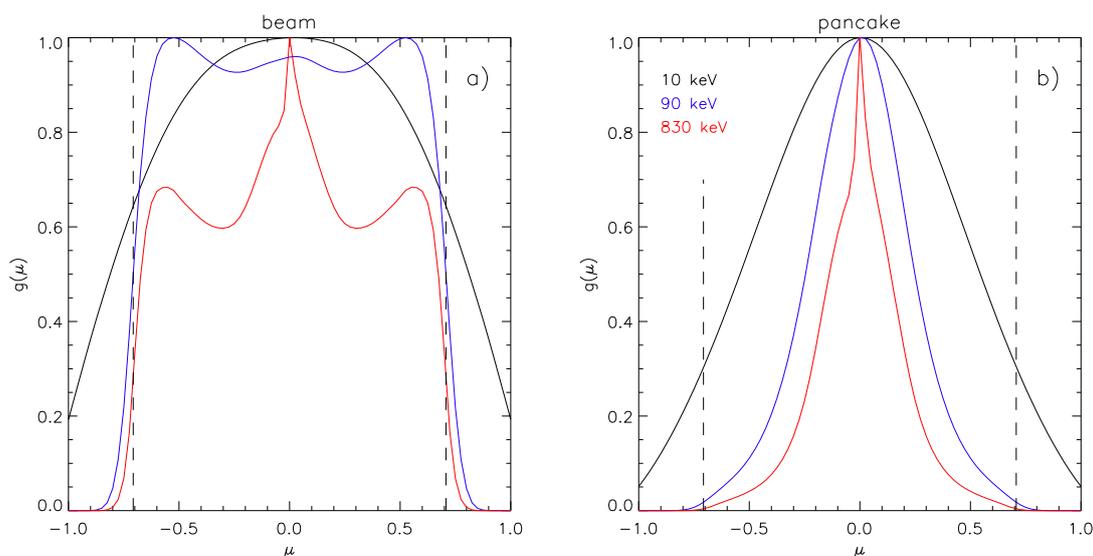


Figura 5.5 - Distribuição em ângulo de passo para elétrons de $E = 10, 90$ e 830 keV, no topo do arco, $t = 1,00$ s, para a fonte de $\sigma = 2$ e $n_p = 10^{10} \text{cm}^{-3}$, com injeção beam (a) e pancake (b). Os elétrons de menor energia são desviados para dentro do cone de perdas (linha tracejada), enquanto os elétrons de maior energia ficam aprisionados por mais tempo.

os três tipos de injeção em ângulo de passo. Enquanto os elétrons de 10 keV são rapidamente precipitados/termalizados, os elétrons de maiores energias ficam aprisionados por mais tempo, e o número de elétrons com $E > 533$ keV quase não é alterado. Nota-se que o tipo de anisotropia de ângulo de passo da injeção praticamente não altera a evolução destes números.

Como podemos ver na Fig. 5.8, durante a injeção ($t = 0,5$ s), a distribuição espacial é semelhante em todos os casos. Isso porque a injeção comanda a distribuição, colocando sempre novos elétrons no topo do arco. Entretanto, a forma da distribuição dos ângulos de passo tem um papel importante na distribuição espacial. Com uma injeção ortogonal ao campo, os elétrons terão baixas velocidades longitudinais, e se mantêm no topo do arco por mais tempo. Por outro lado, com uma injeção alinhada ao campo, os elétrons se distribuem rapidamente pelo arco.

A densidade de plasma também é um fator importante, já que as colisões tendem a isotropizar os ângulos de passo, modificando as condições de aprisionamento. Pode-se notar que com uma densidade mais alta (Fig. 5.8c e 5.8d), a distribuição espacial torna-se mais homogênea do que com uma menor densidade ambiente (Fig. 5.8b).

Como esperado, um aprisionamento magnético com $\sigma = 2$ é suficiente para criar um gradiente na distribuição espacial (Fig. 5.8a e 5.8b). Essa distribuição não-homogênea pode manter-se após o término da injeção se a taxa de difusão for baixa, porém, de modo geral, a distribuição espacial tende a tornar-se homogênea.

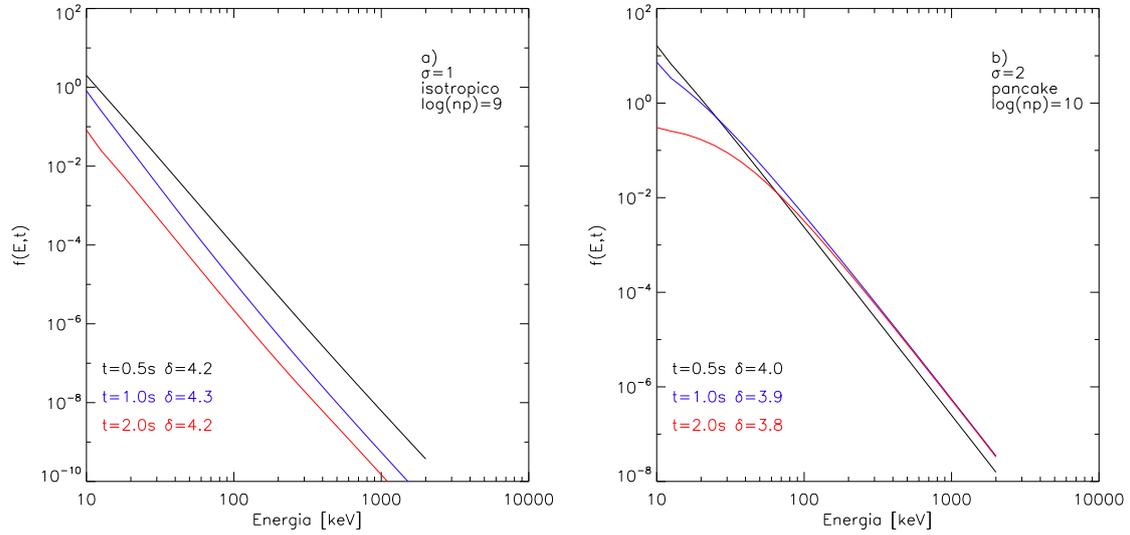


Figura 5.6 - Evolução do espectro de energia dos elétrons aprisionados (integrados em ângulo de passo e no espaço), nos casos de densidade de plasma baixa (a) e alta (b). O espectro é modificado pelas colisões apenas abaixo de 50 keV (os valores de δ foram obtidos para $E > 50$ keV).

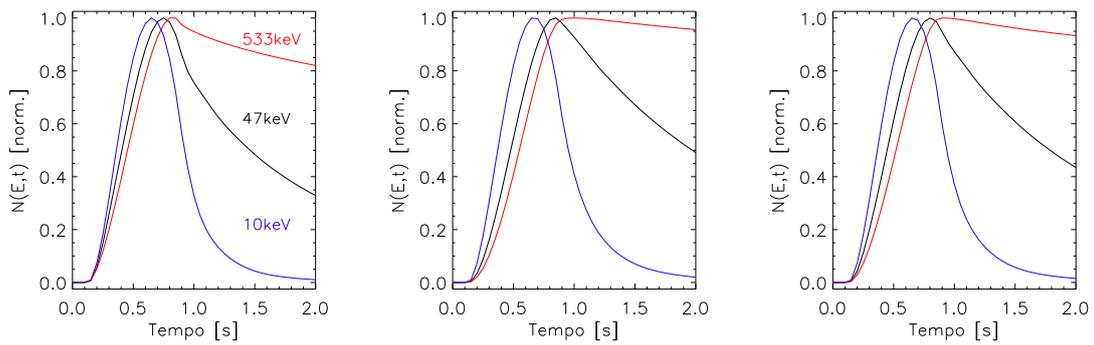


Figura 5.7 - Evolução do número de elétrons no arco em diferentes energias, para o caso com $\sigma = 2$, $n_p = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, para os três tipos de injeção em ângulo de passo: beam (à esquerda), pancake (centro), isotrópico (à direita).

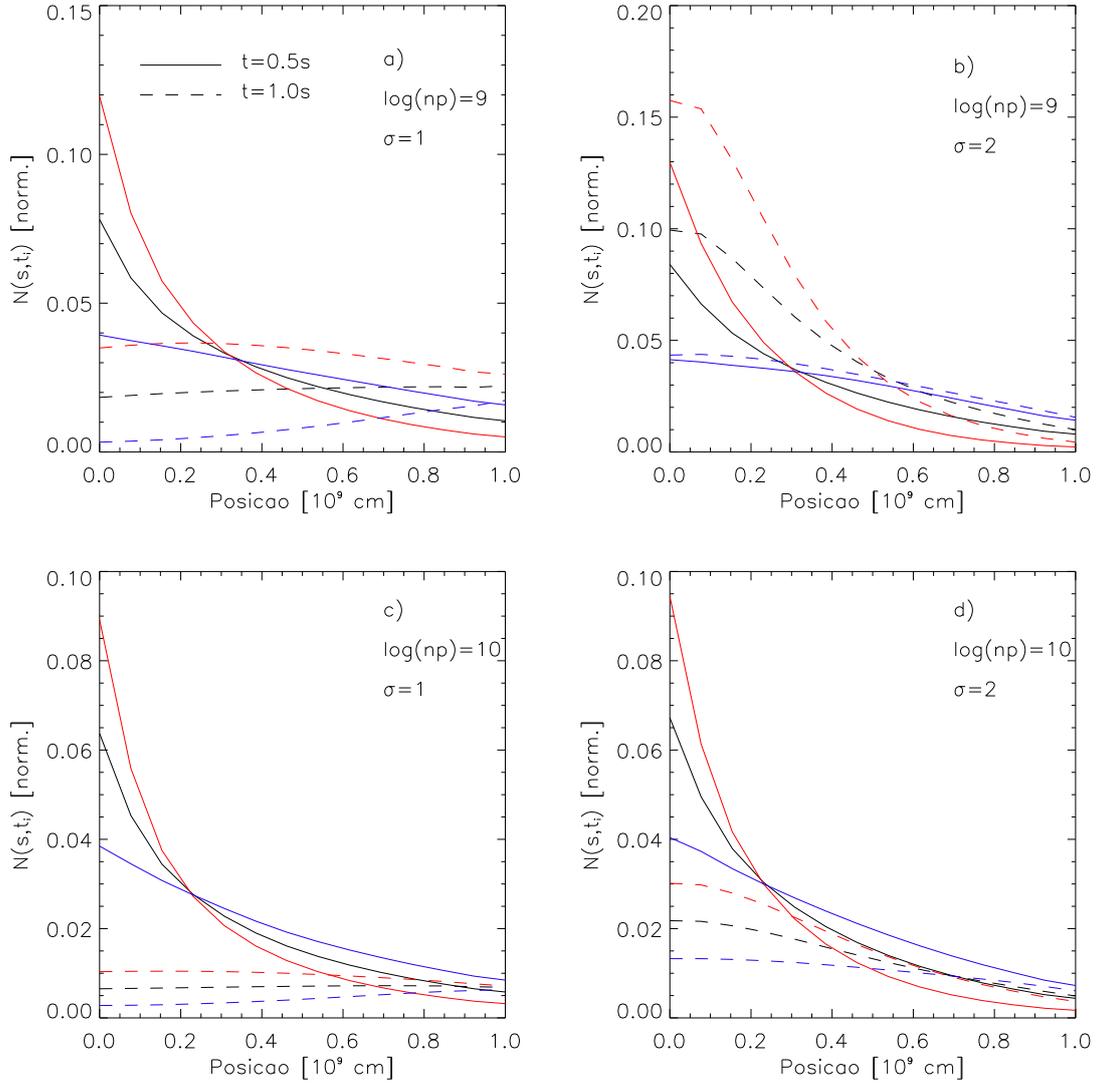


Figura 5.8 - Distribuição espacial dos elétrons no arco magnético, normalizada pelo número total injetado, em $t = 0,5$ s (linhas contínuas) e $t = 1,0$ s (linhas tracejadas), para injeções tipo beam (azul), pancake (vermelho) e isotrópica (preto). Os parâmetros da fonte estão indicados nos quadros.

5.2 Análise da emissão em microondas

5.2.1 Análise Morfológica

Nas Figs. 5.9 e 5.10 mostramos os mapas de emissão, para o instante de máxima emissão de cada caso, obtidos para a fonte posicionada no limbo e disco solar, respectivamente. A escala de cores mostra a emissão em 9,4 GHz, enquanto os contornos (a 30, 50, 70 e 90% do máximo) mostram a emissão em 35 GHz. A emissão em 17 GHz é espacialmente semelhante à emissão em 35 GHz em todos os casos analisados. Na Fig. 5.11 apresentamos a distribuição espacial dos elétrons ao longo do arco nos instantes de máximo em cada caso. Os efeitos do aprisionamento magnético e da direção do feixe injetado ficam evidentes verificando-se o número total de elétrons em cada setor do arco. Nos casos com $\sigma = 2$, a emissão em 9,4 GHz apresenta-se no topo do arco por dois motivos principalmente: há maior concentração eletrônica e a emissão nesta frequência é mais eficiente para o valor de campo magnético no topo do arco ($B = 500$ G, $\nu/\nu_B \approx 6$) do que nos pés do arco ($B = 1000$ G, $\nu/\nu_B \approx 3$). Já nos casos $\sigma = 1$, o local de maior emissão depende principalmente da região de maior concentração de elétrons, em nossas simulações, o topo do arco, onde os elétrons são injetados. A emissão em maiores frequências (representadas nas Figs. 5.9 e 5.10 pela emissão em 35 GHz) tem uma variação espacial maior, uma vez que os pés do arco têm maior eficiência de emissão ($6 \leq \nu/\nu_B \leq 30$) do que o topo ($12 \leq \nu/\nu_B \leq 60$), mas os elétrons se concentram mais no topo do arco. Com a injeção beam, os elétrons preenchem o arco de forma um pouco mais homogênea do que com as injeções pancake e isotrópica, e podemos ver que a emissão vinda dos pés do arco (Fig. 5.9d e 5.9j). Nos outros casos, a emissão concentra-se no topo do arco, dada a maior densidade eletrônica nesta região do arco. Para a fonte no disco solar (Fig. 5.10d e 5.10j) apenas vemos o brilho no pé mais a leste devido ao ângulo de visada ser maior nesta região do que no pé oeste.

5.2.2 Análise Espectral

Avaliamos nesta seção as características espectrais dos casos simulados. Os parâmetros espectrais encontrados estão nas Tabelas 5.2 e 5.3, para as fontes no limbo e no disco solar, respectivamente. Todos os casos têm seu máximo de emissão um pouco após o instante de injeção máxima ($t = 0, 5$ s). Os casos com aprisionamento magnético têm seu pico em $\approx 0, 3$ s após o máximo de injeção devido ao seu efeito acumulativo. Apesar do alto número total de elétrons injetados ($N_{\text{tot}} = 10^{34}$) e da intensidade do campo magnético ($B = 500$ G), nos casos com $\sigma = 1$ não há acúmulo suficiente de elétrons para produzir um alto fluxo, não passando de 100 sfu.

A frequência de pico claramente reflete o número total de elétrons no arco e o valor do campo magnético médio da fonte. Nos casos com B constante, não há aprisionamento de elétrons, e assim a frequência de pico não passa de 9,4 GHz. Dado o nosso modelo simplificado para a estrutura geométrica, a evolução da frequência de pico comporta-se como nos modelos homogêneos, ou seja, esta varia proporcionalmente com o número de elétrons presentes no arco.

O índice espectral opticamente fino α_{fino} , tomado aqui entre 35 e 80 GHz, pode ser bem correlacionado com o índice espectral de energia δ dos elétrons pela equação de Dulk e Marsh (Eq. 3.37).

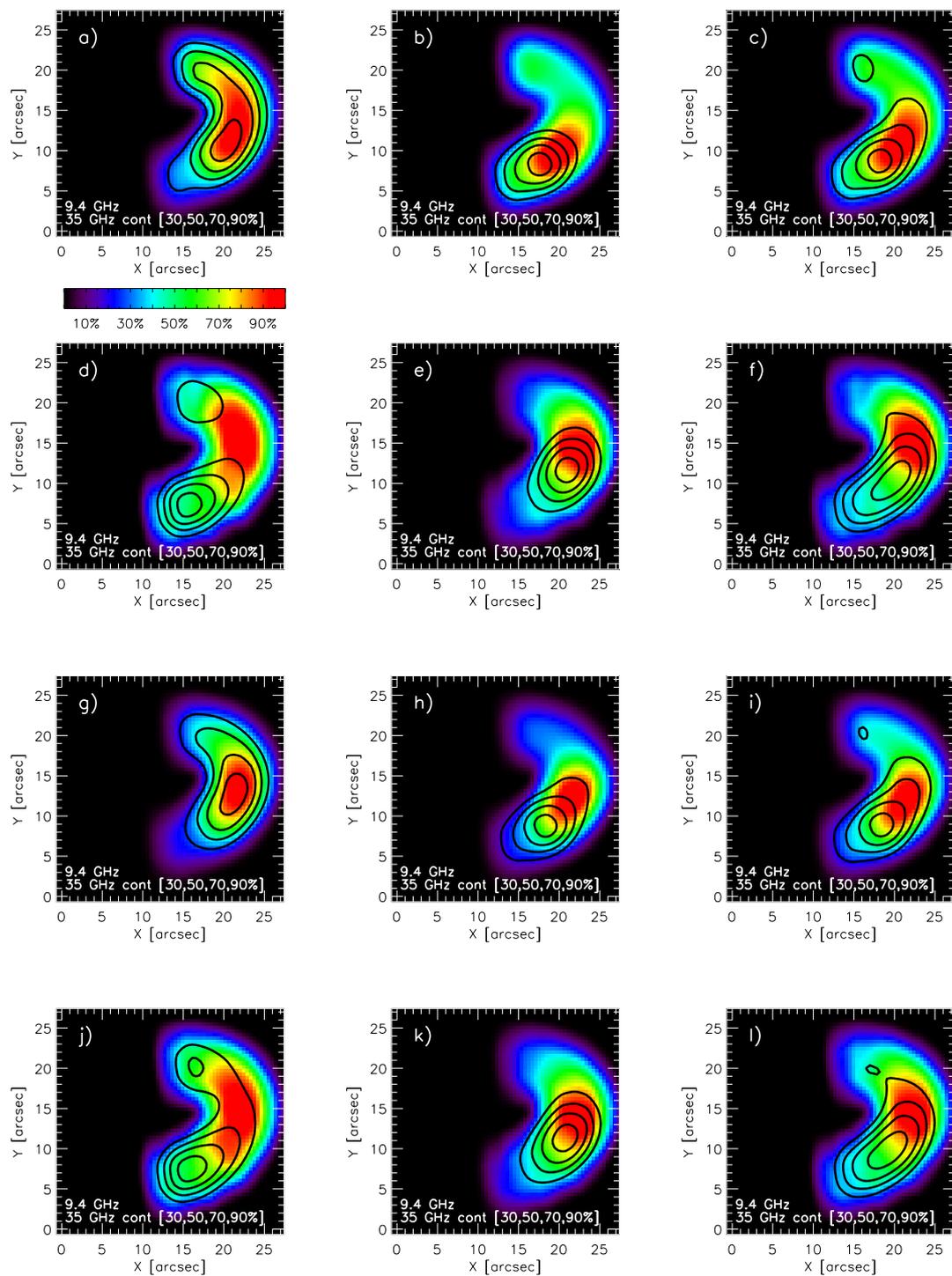


Figura 5.9 - Mapas de emissão alculada da fonte no limbo, no instante de máximo de cada caso.

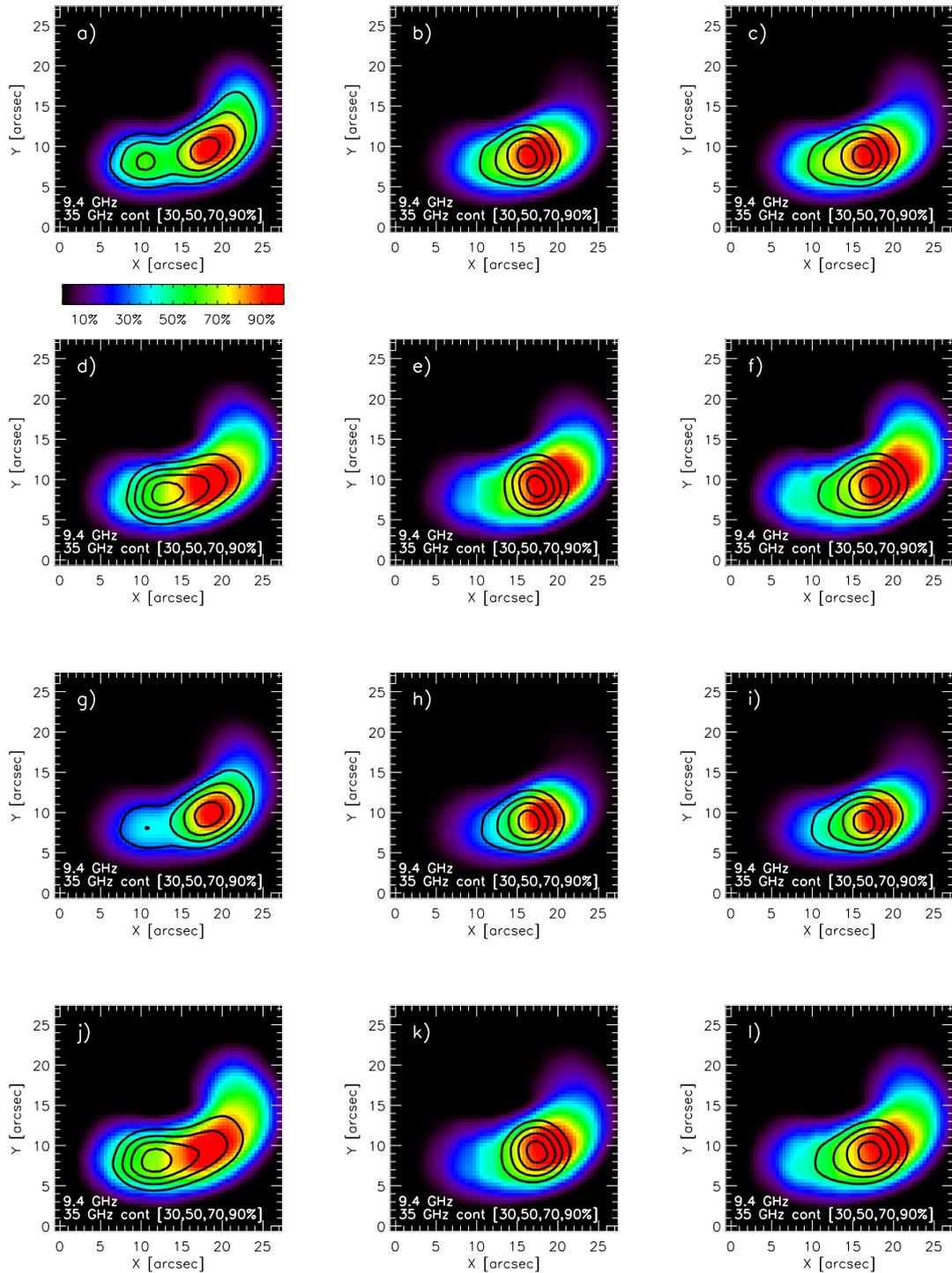


Figura 5.10 - Mapas de emissão calculada da fonte no disco solar, no instante de máximo de cada caso.

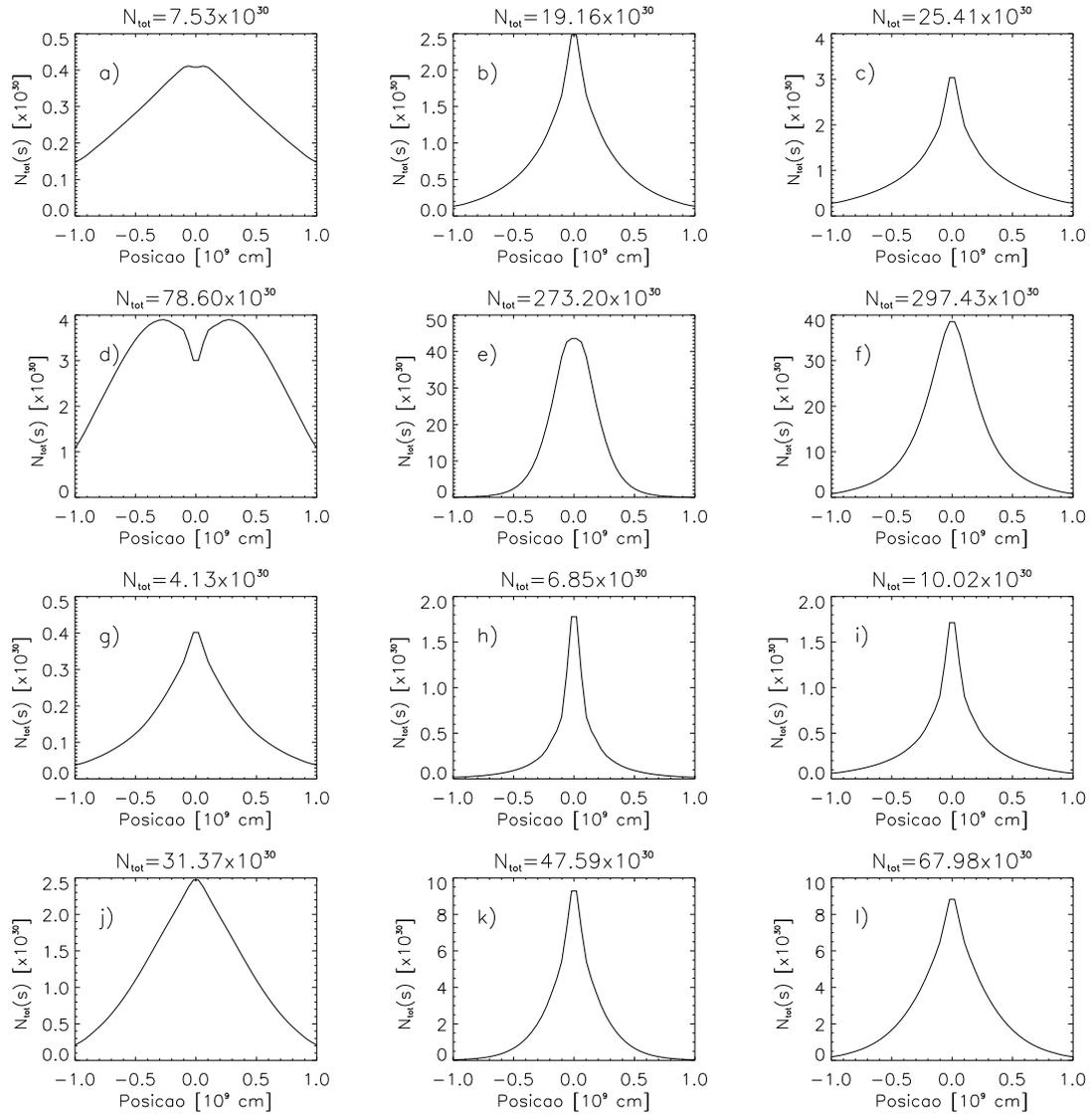


Figura 5.11 - Distribuição espacial de elétrons ao longo do arco no instante do máximo da emissão.

Tabela 5.2 - Parâmetros espectrais das simulações da emissão para fonte no limbo.

caso	t_{peak} [s]	ν_{peak} [GHz]	α_{esp}	α_{fino}	F_{peak} [sfu]	$N_{\text{tot}} \times 10^{30}$
a	0,58	< 9,4	–	3,5	38	7,53
b	0,74	9,4	0,97	3,0	101	19,16
c	0,70	9,4	1,00	2,9	108	25,41
d	0,81	17	1,69	2,6	322	78,60
e	0,89	17	1,71	2,9	286	273,20
f	0,81	17	1,79	2,7	547	297,43
g	0,58	< 9,4	–	3,5	31	4,13
h	0,70	9,4	0,49	3,0	58	6,85
i	0,66	9,4	0,63	2,9	68	10,01
j	0,74	9,4	1,70	2,6	231	31,37
k	0,81	9,4	1,73	2,8	209	47,59
l	0,78	17	1,84	2,7	296	67,98

Simões e Costa (2006) demonstraram que a estrutura tridimensional da fonte de fato não altera esta relação. Em todos os casos, utilizamos o valor $\delta = 4$ para definir a injeção, e este valor mantém-se aproximadamente constante durante a evolução dos elétrons pelo arco (para $E > 50$ keV). A comparação entre os valores de δ da distribuição de elétrons e o valor inferido pela equação de Dulk e Marsh, resulta em valores com erros menores que 20%. Nas Figs. 5.12 e 5.13 apresentamos os espectros da emissão no instante de máximo de cada caso.

O índice espectral opticamente espesso α_{esp} mostra-se, em todos os casos, menor do que o valor esperado para fontes homogêneas ($\alpha_{\text{homog}} \approx 2,9 \pm 0,1$, ou ver Fig. 3.1). Isto se deve à variação espacial da fonte emissora (TAKAKURA; SCALISE, 1970; TAKAKURA, 1972; SCHOECHLIN; MAGUN, 1979; KLEIN, 1984; SIMÕES; COSTA, 2006).

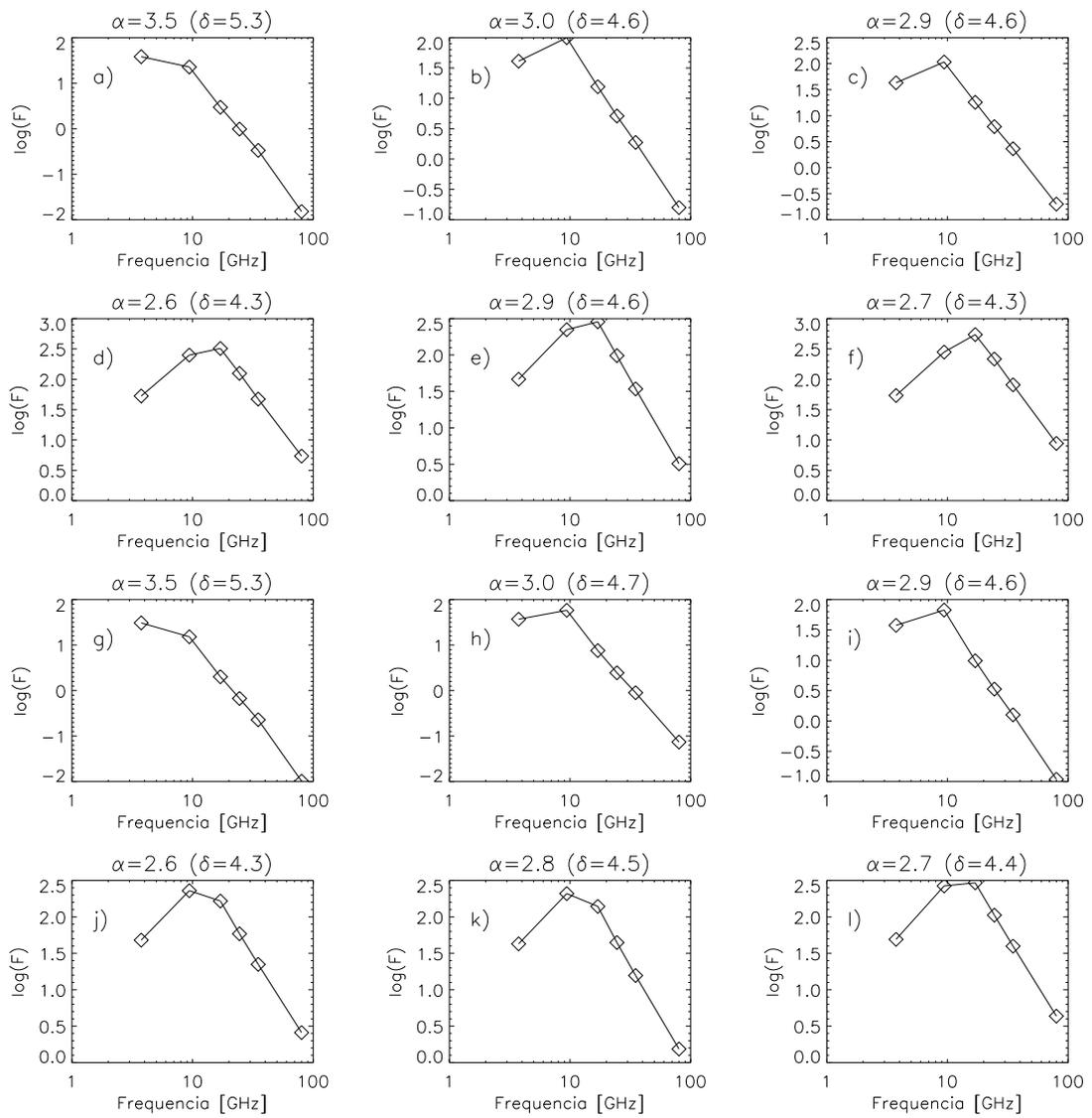


Figura 5.12 - Espectro da emissão calculada no pico da fonte no limbo solar.

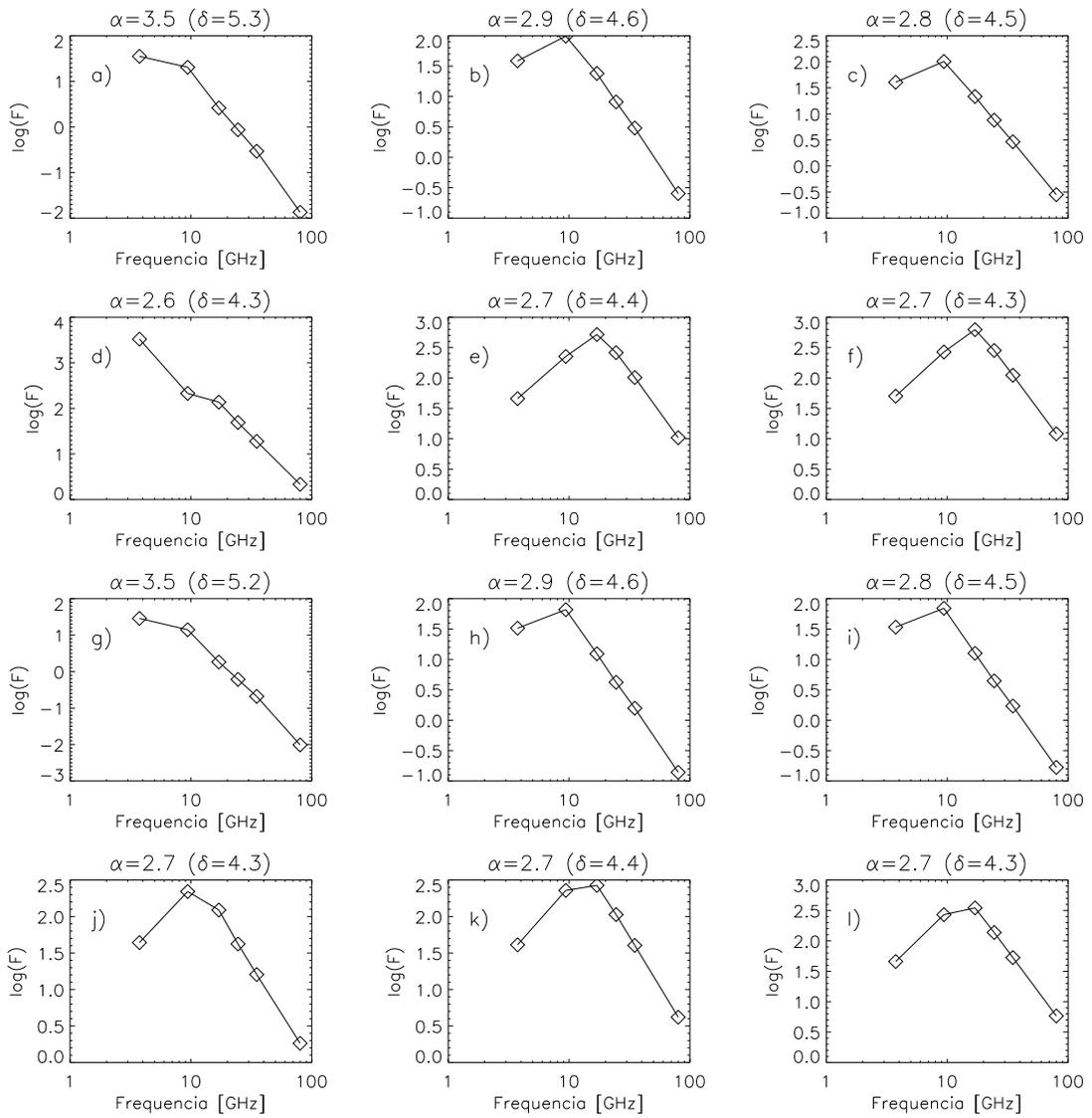


Figura 5.13 - Espectro da emissão calculada no pico da fonte no disco solar.

Tabela 5.3 - Parâmetros espectrais das simulações da emissão para fonte no disco solar.

caso	t_{peak} [s]	ν_{peak} [GHz]	α_{esp}	α_{fino}	F_{peak} [sfu]	$N_{\text{tot}} \times 10^{30}$
a	0,62	< 9,4	–	3,5	35	7,53
b	0,74	9,4	1,02	2,9	99	19,16
c	0,70	9,4	1,00	2,8	101	25,41
d	–	–	–	2,6	–	78,60
e	0,89	17	1,74	2,7	518	273,20
f	0,81	17	1,82	2,7	628	297,43
g	0,62	< 9,4	–	3,5	29	4,13
h	0,66	9,4	0,76	2,9	66	6,85
i	0,66	9,4	0,78	2,8	71	10,01
j	0,74	9,4	1,75	2,7	221	31,37
k	0,78	17	1,87	2,7	268	47,59
l	0,78	17	1,93	2,7	352	67,98

6 APLICAÇÃO DO MÉTODO NA ANÁLISE DE UM EVENTO SOLAR

6.1 Observações

Analizamos a explosão solar que ocorreu em 24 de Agosto de 2002, com início às 00:57 UT. O evento ocorreu no limbo solar, na região ativa NOAA 0069, na posição heliográfica $02^{\circ}S81^{\circ}W$. Sua classificação GOES (*Geostationary Operational Environmental Satellite*) pelo fluxo de raios-X moles atingiu a marca X3.1, e produziu posteriormente eventos rádio Tipo II e Tipo IV, além de uma CME (RAYMOND et al., 2003) que produziu um evento SEP (*Solar Energetic Particles*) (TYLKA et al., 2005).

A emissão em microondas foi detectada pelos instrumentos japoneses NoRP, que observa o fluxo total e a polarização circular da emissão em sete frequências de 1 a 80 GHz, e NoRH, capaz de mapear a emissão espacial em 17 e 34 GHz. Na Fig. 6.1 mostramos o fluxo detectado pelo NoRP, onde se observa uma boa correlação entre as estruturas temporais nas frequências acima de 3,8 GHz, indicando que a mesma população eletrônica é responsável por esta radiação. Não consideraremos as emissões em 1, 2 e 3,8 GHz. Apesar de existir alguma correlação nas estruturas temporais com as frequências mais altas, outros mecanismos de radiação devem estar presentes, e estamos interessados em avaliar a radiação girossincrotrônica dos elétrons não-térmicos.

A emissão inicial em HXR foi detectada pelo RHESSI (até 00:58 UT). Entretanto, durante o resto do evento, o campo de visão do satélite foi obstruído pela Terra. Apesar disso, foi possível sintetizar os mapas de emissão nas bandas de energia de fótons 6–12, 12–25 e 25–50 keV, através do algoritmo PIXON, na fase inicial do evento. A emissão nestas bandas de energia mostra uma configuração semelhante ao “evento Masuda”, com brilhos nos pés do arco e no topo (Fig. 6.2).

6.1.1 Estrutura espacial da fonte emissora

A morfologia das fontes obtidas pelo NoRH mostram uma estrutura em arco bem definida, especialmente em 34 GHz, como podemos identificar na Fig. 6.3. Os contornos em linha contínua indicam a emissão em 17 GHz e os contornos em linha tracejada indicam a emissão em 34 GHz, a 30%, 50% e 70% do máximo da emissão no momento. Este evento apresenta características espaciais similares às do “evento Masuda” (MASUDA et al., 1994), onde são identificadas emissões distintas nos pés e no topo do arco. Os modelos de emissão girossincrotrônica de elétrons em um arco magnético (ALISSANDRAKIS; PREKA-PAPADEMA, 1984; KLEIN, 1984; SIMÕES; COSTA, 2006) mostram que a emissão opticamente fina aparece apenas nos pés do arco. Estes modelos não levam em conta a distribuição espacial dos elétrons ao longo do arco magnético, portanto a emissão mais intensa se dá nas regiões onde o campo magnético é mais intenso. Entretanto, as observações do NoRH de eventos com fontes extensas, onde estruturas de arco são identificadas, têm mostrado contradições com esses modelos (MELNIKOV et al., 2002b; MELNIKOV et al., 2002a; MELNIKOV et al., 2002c; MELNIKOV et al., 2005). Melnikov et al. (2002c) analisaram quatro eventos, dos quais três localizados no disco solar e um no limbo leste, e todos apresentaram uma fonte opticamente fina no topo do arco em 17 e 34 GHz. Incluindo o evento que analisaremos aqui, localizado no limbo oeste,

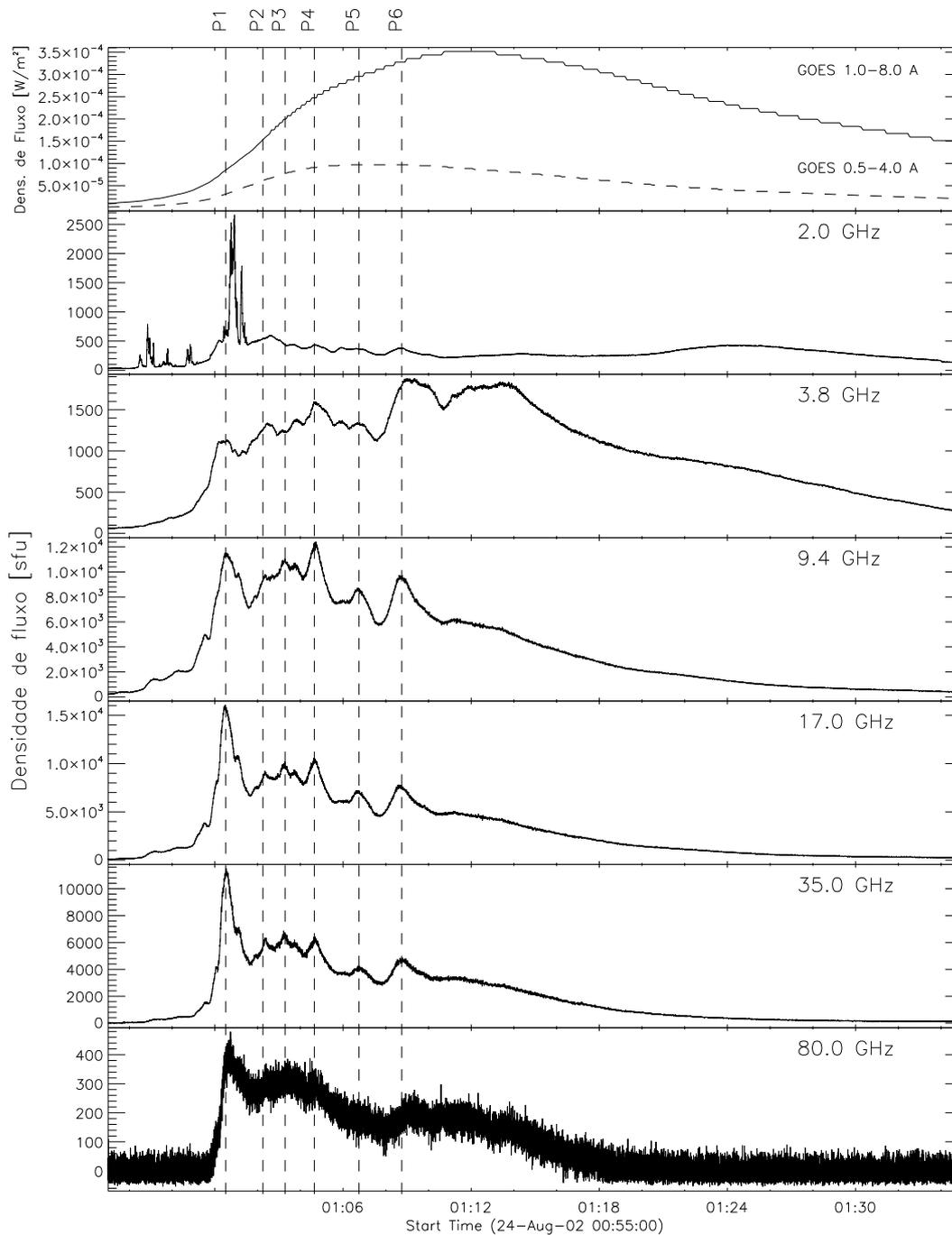


Figura 6.1 - Perfis temporais da emissão em rádio nas frequências do NoRP e em raios-X observado pelo GOES do evento ocorrido em 24 de Agosto de 2002. As linhas verticais indicam os seis picos principais que ocorrem durante o evento, indicados por P1, P2, P3, P4, P5 e P6. Possivelmente, cada pico indica uma nova injeção de partículas na fonte.

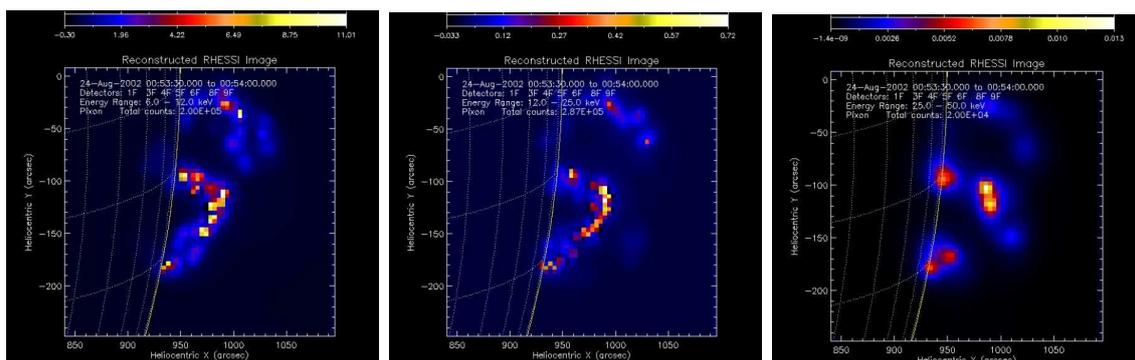


Figura 6.2 - Mapas de emissão em raios-X no início do evento (00:53:30 a 00:54:00 UT) nas bandas de 6–12, 12–25 e 25–50 keV de raios-X, detectados pelo satélite RHESSI.

podemos excluir efeitos de projeção geométrica como causa da fonte no topo do arco. Melnikov e colaboradores ainda mostram que, no momento do máximo do evento, a fonte no topo é mais intensa do que as fontes nos pés do arco.

A estrutura se mantém durante todo o evento, ocorrendo uma pequena diminuição no raio deste arco entre 00:53 e 01:02 UT, e uma expansão do arco após este instante (LI; GAN, 2005). A contração do arco, também já observada em raios-X em outros eventos (SUI; HOLMAN, 2003; SUI et al., 2004), pode estar relacionada com processos de reconexão magnética (CHEN et al., 1999b; CHEN et al., 1999a). Apesar da emissão mais intensa terminar após às 01:30 UT, os arcos em 17 e 34 GHz ainda podem ser identificados até às 04:30 UT. Estes arcos pós-evento e sua emissão remanescente foram estudados por Karlický (2004).

Os arcos observados em microondas coincidem com um arco detectado em EUV pelo TRACE, próximo ao instante do máximo do evento (Fig. 6.3). Por estar muito próxima ao limbo solar, os dados de magnetogramas fotosféricos não são úteis para verificar a distribuição magnética da região ativa.

6.2 Evolução temporal

A emissão em microondas tem uma duração total de aproximadamente trinta minutos, mas as estruturas temporais impulsivas aparecem apenas nos dez primeiros minutos do evento. Neste intervalo, identificamos seis picos impulsivos principais que compõem a fase impulsiva completa do evento, mostrados na Fig. 6.1. Estes picos estão presentes na emissão de 9,4, 17 e 35 GHz, embora alguma correlação pode ser vista na emissão em 1 e 3,8 GHz. A sensibilidade na detecção em 80 GHz não permite identificar as seis estruturas, mas o envelope gradual da emissão é semelhante às outras frequências. Possivelmente, cada pico indica uma nova injeção de partículas na fonte.

A evolução morfológica da fonte mostra uma boa correlação com os picos P1 a P6 indicados na Fig. 6.1. Na Fig. 6.4 apresentamos os mapas de brilho observados em 17 GHz (contornos) e 34 GHz

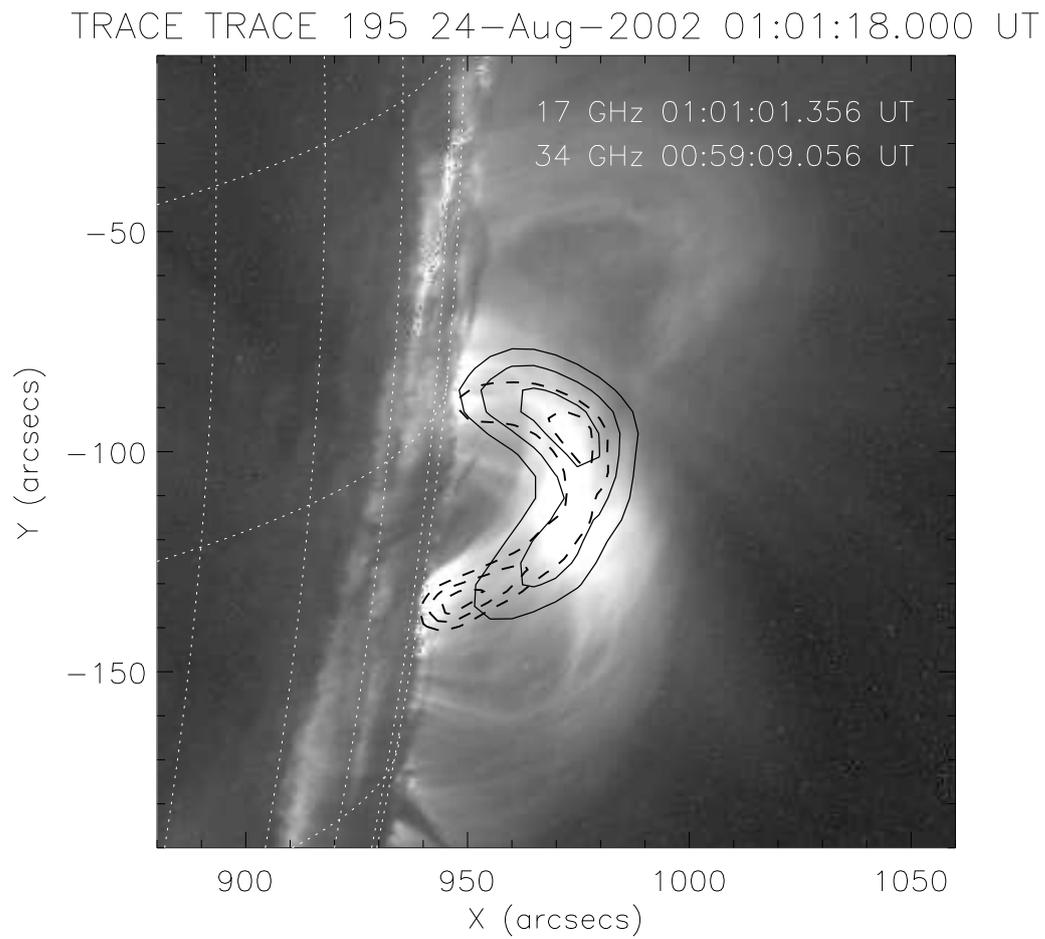


Figura 6.3 - Posição e geometria do arco da região emissora detectado em ultravioleta pelo TRACE, e sua emissão em 17 (linha contínua) e 34 GHz (linha tracejada), no instante próximo ao máximo do evento.

(escala de cinza), para os instantes anteriores de cada pico (a) e no instante do pico (b). Em quase todo o evento, a fonte apresenta uma forte emissão em 17 GHz na parte mais alta do arco e apenas em P5 e P6 aparece uma emissão associada diretamente ao pé sul do arco. No quadro P1a ainda podemos identificar a emissão girorressonante em 17 GHz no pé sul. Para 34 GHz, notamos um padrão diferente. Nos instantes antes do máximo de cada pico, a fonte principal aparece no topo do arco, e com o aumento do fluxo, aparece também uma fonte no pé sul. Este padrão se repete a cada pico do evento.

6.3 Interpretação do evento

6.3.1 Regime de opacidade óptica

O índice espectral entre 17 e 34 GHz durante todo o evento é próximo de zero, enquanto um índice mais mole (mais inclinado) é observado entre 34 e 80 GHz. Levantamos outros eventos onde é possível identificar a estrutura em arco nos mapas do NoRH, ou seja, com fontes extensas resolvidas. Conseguimos identificar mais 6 eventos com essa característica, e na maior parte deles, o espectro também mostra as mesmas características do evento de 24 de Agosto de 2002. Os índices espectrais destes eventos estão apresentados na Tabela 6.1, onde α_{esp} é o índice espectral opticamente espesso, α_1 é o índice espectral opticamente entre 17 e 35 GHz, e α_2 é o índice espectral opticamente fino, entre 35 e 80 GHz.

Dos seis eventos que encontramos, todos apresentam um índice espectral “duro” entre 17 e 35 GHz (α_1). Em três desses eventos (eventos 2, 3 e 6), onde também é detectada emissão em 80 GHz, o índice espectral entre 35 e 80 GHz (α_2) é efetivamente mais “mole” ($\alpha_1 > \alpha_2$), como ocorre no evento que analisamos aqui. Tipicamente, considera-se que as frequências onde o índice espectral é menor do que zero tenham emissão opticamente fina. Simões e Costa (2006) mostraram que devido à não-homogeneidade de uma fonte, o espectro torna-se mais largo e não apresenta uma frequência de pico bem definida. Portanto, diante da impossibilidade de garantir que a emissão em 17 GHz esteja no regime opticamente fino, consideraremos então que este regime de opacidade ocorra acima de 35 GHz. Descartamos a hipótese da emissão 17 GHz ser produzida por bremsstrahlung (que prediz um índice espectral $\alpha \approx 0$ no regime opticamente fino) uma vez que a temperatura de plasma inferida pelo GOES ($T > 10^7$ K) torna este mecanismo de emissão extremamente ineficiente e incapaz de

Tabela 6.1 - Índices espectrais de eventos espacialmente resolvidos.

No.	Evento	$\alpha_1(17/35\text{GHz})$	$\alpha_2(35/80\text{GHz})$	α_{esp}
1	2000-03-13 05:03 UT	-1,87	<i>n/a</i>	4,53
2	2001-04-10 05:32 UT	-0,53	-2,77	0,64
3	2003-10-24 02:46 UT	-0,50	-4,73	1,79
4	2003-10-27 01:35 UT	-0,71	<i>n/a</i>	<i>n/a</i>
5	2003-11-04 05:49 UT	-1,79	<i>n/a</i>	2,69
6	2004-11-03 03:30 UT	-0,77	-3,71	0,95

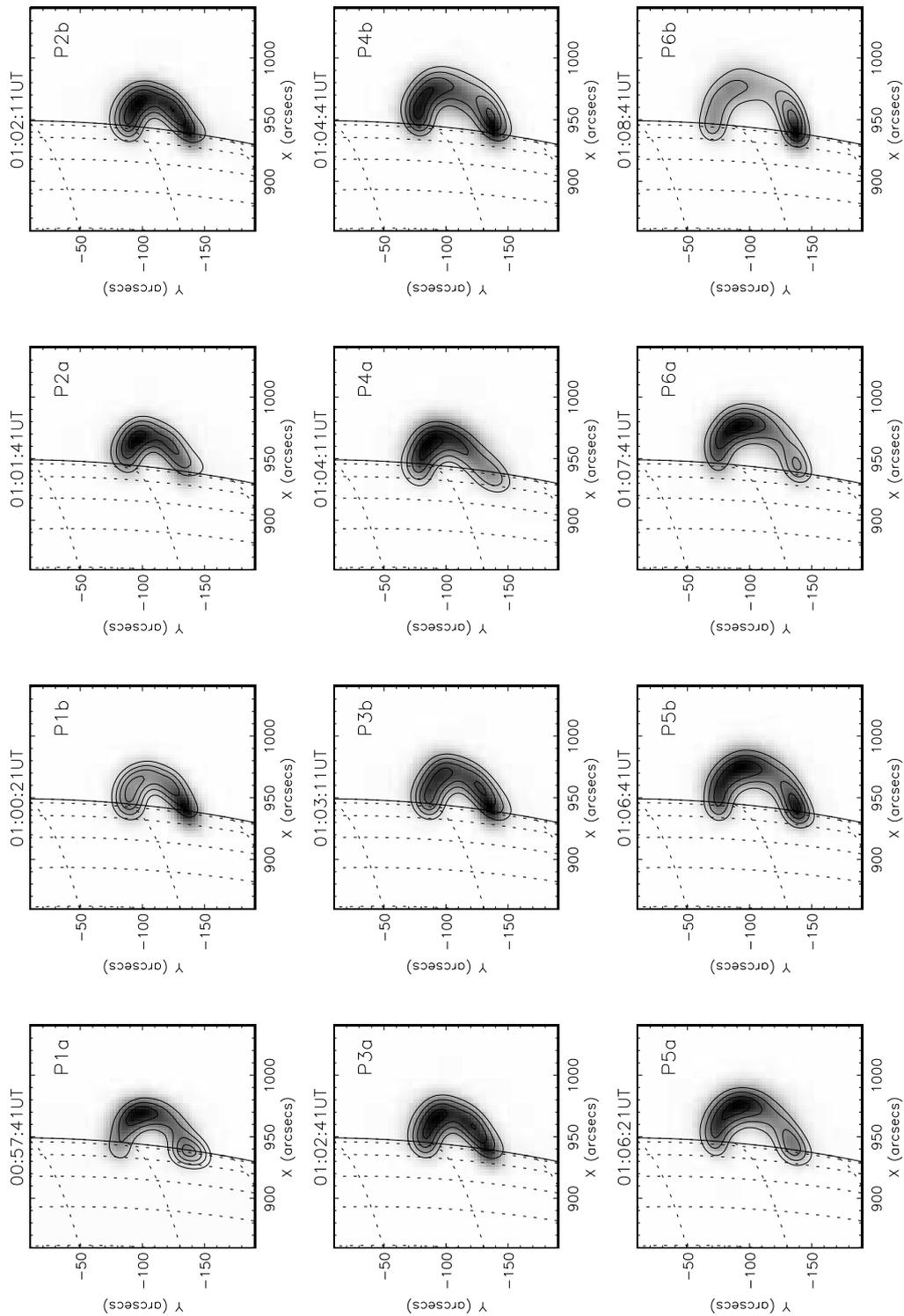


Figura 6.4 - Mapas de emissão em 17 GHz (contornos a 30, 50, 70 e 90% da emissão no momento) e 34 GHz (escala de cinza) observados pelo NoRH nos instantes dos picos indicados na Fig. 6.1.

Tabela 6.2 - Parâmetros estimados pelo modelo de fonte homogênea.

Parâmetros observados	P1	P2	P3	P4	P5	P6
α_{fino}	4,1	3,7	3,8	3,5	3,8	3,0
δ	5,91	5,46	5,53	5,21	5,54	4,71
$F_{\text{topo}}/F_{\text{pé}}$	2,24	0,91	1,21	1,29	0,98	2,49
Parâmetros obtidos						
$N_{\text{topo}} \times 10^7 \text{cm}^{-3}$	22,0	7,5	7,4	4,8	5,0	0,6
$N_{\text{pé}} \times 10^5 \text{cm}^{-3}$	69,0	7,5	9,5	6,5	5,2	5,5
$N_{\text{topo}}/N_{\text{pé}}$	31,9	100	77,9	73,9	96,2	10,9

produzir os níveis de fluxo observados em microondas.

6.3.2 Estimativas dos parâmetros da fonte

Antes de aplicarmos o método completo de cálculo e análise da evolução dos elétrons e sua emissão desenvolvidos neste trabalho, usamos um modelo de fonte homogênea para obter estimativas dos parâmetros da fonte e dos elétrons emissores, mais especificamente a intensidade do campo magnético e a densidade de elétrons não-térmicos. Consideramos duas fontes homogêneas para compor a emissão: uma fonte *topo do arco* e outra *pé do arco*. Os demais parâmetros foram determinados do seguinte modo: o índice espectral δ de energia dos elétrons foi inferido do índice espectral da emissão entre 35 e 80 GHz, através da equação de Dulk e Marsh (Eq. 3.37); os parâmetros geométricos (ângulo de visada θ , diâmetro angular da fonte Ω e profundidade da fonte L) foram estimados do nosso modelo de arco 3D aplicado às observações. Separamos o fluxo total de 35 GHz em duas componentes, de acordo com a relação proporcional da emissão do topo e do pé sul do arco das imagens em 35 GHz do NoRH. Com estes parâmetros definidos, ajustamos o espectro no instante do máximo de cada um dos seis picos do evento.

Os parâmetros utilizados no ajuste e os resultados estão na Tabela 6.2. Dos ajustes, obtivemos os valores de campo magnético $B_{\text{topo}} = 800\text{G}$, $B_{\text{pé}} = 2000\text{G}$, e logo uma razão de espelhamento $\sigma = 2,50$, e volume total $V \approx 9,8 \times 10^{27}\text{cm}^3$. O alto valor $B_{\text{pe}} = 2000\text{G}$ para a intensidade do campo magnético no pé sul também é reforçado pelo fato de que a região ativa apresentava uma forte emissão em 17 GHz anterior ao início do evento e associada ao pé sul. Esta emissão, provavelmente de natureza ciclotrônica, permite estimar também um valor mínimo para o campo magnético, através da relação (DULK, 1985):

$$B \approx \frac{3570}{\lambda_c} \quad (6.1)$$

sendo λ_c o comprimento de onda da mais alta frequência observada, e considerando que a emissão vem do terceiro harmônico da girofrequência. Para 17 GHz, o valor de B mínimo que produz esta giroemissão é $B \approx 2000\text{G}$.

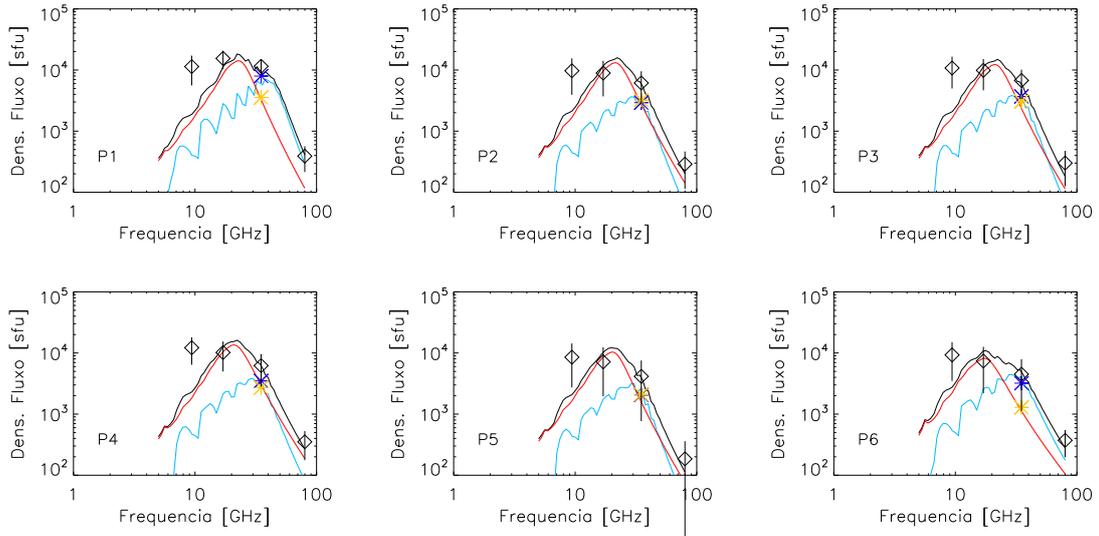


Figura 6.5 - Estimativa de parâmetros utilizando o modelo de fonte homogênea. O espectro total (preto) é a soma dos espectros da fonte de topo (vermelho) e da fonte do pé (azul). Os símbolos * mostram as componentes do fluxo proporcionais à razão da emissão do topo e do pé sul do arco em 35 GHz do NoRH.

A partir destas estimativas, procuramos reproduzir alguns dos parâmetros observados, mas com o foco principal na morfologia espacial observada em 35 GHz e na evolução temporal da emissão em 35 e 80 GHz. A morfologia em 17 GHz, igualmente interessante por apresentar brilho tanto no topo quanto nos pés do arco, provavelmente está sujeita a efeitos mais importantes da geometria do campo magnético (SIMÕES; COSTA, 2006). Como esta frequência está mais próxima do pico do espectro, sua emissão não pode ser considerada totalmente opticamente fina, e portanto um modelo mais preciso da geometria da região emissora se faz necessário. Um modelo que considera múltiplas linhas de campo, semelhantes às observadas pelo TRACE em EUV, e utilizado por Simões e Costa (2006), unificado com o modelo de *multi-thread* (WARREN, 2006) pode tornar-se uma solução interessante para esta questão. A aplicação de tal modelo requer um consumo computacional enorme, uma vez que a solução da dinâmica dos elétrons deve ser encontrada para cada linha de campo, relacionada às múltiplas injeções, além do cálculo dos coeficientes de emissão para os diversos segmentos do conjunto de linhas de campo, e ainda um bom conhecimento da estrutura magnética da região emissora.

Ajustamos nosso modelo de arco para a geometria observada em 35 GHz. Os parâmetros mais satisfatórios foram: um arco semi-circular, com raio principal $R = 2,15 \times 10^9$ cm e raio da secção transversal de $r = 7,25 \times 10^8$ cm, posicionado na latitude $6,84^\circ$ S, longitude $89,91^\circ$ W, com uma inclinação em relação à base do arco de 20° e um ângulo de rotação azimutal (ângulo em relação ao equador solar) de 50° . Demais características do modelo geométrico estão na Tabela 6.3.

Das estimativas feitas por soluções de fontes homogêneas, definimos os valores de campo magnético

Tabela 6.3 - Características geométricas do modelo de arco aplicado ao evento.

Raio principal R	$2,15 \times 10^9 \text{cm}$
Raio secção transversal r	$7,25 \times 10^8 \text{cm}$
Comprimento L	$3,384 \times 10^9 \text{cm}$
Volume V	$1,30 \times 10^{28} \text{cm}^3$
Latitude	$6,84^\circ \text{S}$
Longitude	$89,91^\circ \text{W}$
Inclinação	20°
Rotação	50°

$B_0 = 800 \text{ G}$ para o topo e $B_m = 2125 \text{ G}$ para os pés do arco, definindo, portanto, uma razão de espelhamento de $\sigma = 2,65625$. O índice espectral de energia δ do feixe injetado é definido pela aplicação da equação de Dulk e Marsh aos valores de α_{fino} observados, aplicado a elétrons na faixa entre $50 \text{ keV} - 2 \text{ MeV}$.

Os parâmetros livres que serão ajustados são o tipo de anisotropia de injeção (beam, pancake ou isotrópica), a densidade do plasma ambiente n_p , o número total de elétrons no máximo (N_{tot}) da emissão.

Concentramos nossos esforços para reproduzir o primeiro e principal pico do evento (P1). Partimos da hipótese que cada um dos seis picos identificados representa uma nova injeção de partículas, e seus efeitos se sobrepõem, dificultando a interpretação de cada injeção posterior. Apesar do evento apresentar emissão significativa mesmo antes da subida do pico P1, consideramos, para efeitos de interpretação, que o pico P1 inicia-se às 00:59:30 UT, quando a emissão torna-se impulsiva e muito mais intensa.

Procuramos ajustar os parâmetros para reproduzir a emissão temporal das curvas de 35 e 80 GHz (frequências opticamente finas), buscando também um melhor ajuste da emissão espacial em 35 GHz. Após o máximo do pico P1, durante seu decréscimo, nota-se um pequeno *bump* na emissão temporal às 01:01 UT, coincidente com a aparição da fonte no topo do arco em 35 GHz. Buscamos reproduzir este bump através de uma segunda injeção de elétrons.

Conseguimos reproduzir satisfatoriamente a emissão observada utilizando uma injeção beam para o pico principal, seguido de uma injeção pancake para produzir o bump. Os parâmetros das duas injeções estão apresentados na Tabela 6.4. Não foi possível reproduzir o bump sem a hipótese de uma segunda injeção. Os resultados para a evolução temporal em 35 e 80 GHz estão apresentados na Fig. 6.6, onde nota-se uma boa concordância entre os dados observados e nossos resultados. Na Fig. 6.7 apresentamos os espectros resultantes para os instantes do pico e do bump, comparando-os com os espectros observados. Enquanto a região opticamente fina do espectro está bem ajustada, a região opticamente espessa ($\nu < 17 \text{ GHz}$) apresenta um índice espectral menor, ou seja, há um alargamento espectral. Como comentamos anteriormente, este alargamento deve-se a complexidade geométrica do arco magnético, que não pode ser reproduzido com o modelo que utilizamos de um

Tabela 6.4 - Parâmetros dos feixes de elétrons injetados no arco.

Parâmetros	Injeção principal	Injeção secundária
Índice espectral de energia δ	5,85	4,60
Tipo de injeção	beam	pancake
Largura do feixe	73,83°	21,07°
Número de elétrons	$1,15 \times 10^{34}$	$8,63 \times 10^{33}$

único tubo de fluxo para representar todo o arco.

Uma densidade de plasma local relativamente alta, $n_p = 4,5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$, foi necessária para obter o perfil aproximadamente simétrico entre a subida e a descida da emissão. Com a razão de espelhamento encontrada e usando valores menores para a densidade de plasma, a emissão torna-se muito menos impulsiva. Esta alta densidade presente no início do evento pode ser explicada pela ocorrência de evaporação cromosférica explosiva (MILLIGAN et al., 2006), onde o plasma cromosférico, aquecido pela precipitação inicial dos elétrons acelerados, não consegue irradiar a energia a uma taxa suficiente e se expande em alta velocidade para dentro do arco magnético. Valores mais baixos para a densidade de plasma não são suficientes para causar a difusão e precipitação dos elétrons, resultando em perfis graduais da evolução temporal da emissão.

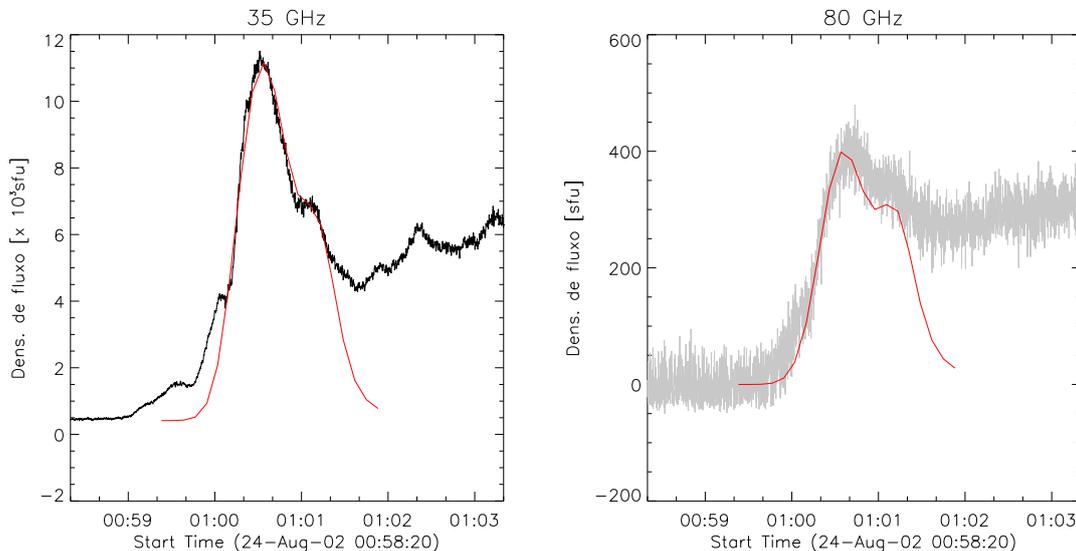


Figura 6.6 - Resultados para a evolução temporal da emissão em 35 e 80 GHz (em vermelho), reproduzindo satisfatoriamente o pico principal do evento observado (em preto).

O efeito das colisões pode ser verificado pela evolução do fluxo em 35 e 80 GHz. Na Fig. 6.8 estão os fluxos nestas frequências, normalizadas pelo seu máximo. No vale após o primeiro pico (P1), a

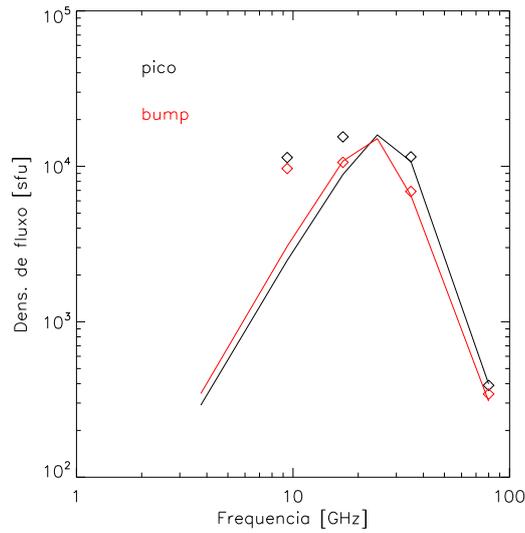


Figura 6.7 - Espectro em rádio observado nas frequências do NoRP, indicados pelo símbolo \diamond , nos instantes do pico e do bump, e os espectros calculados, indicados pelas linhas contínuas.

emissão em 35 GHz cai a 38% do máximo, enquanto a emissão em 80 GHz mantém-se mais intensa, a 69%. Isto se reflete em um pequeno endurecimento espectral entre o pico e o mínimo após o pico. Para a mesma fonte, ou seja, para o mesmo campo magnético considerado, a emissão em 80 GHz será produzida por elétrons mais energéticos do que os que produzem a emissão em 35 GHz. A emissão em 80 GHz é mantida mais gradual pelos elétrons de mais energia, enquanto a emissão em 35 GHz diminui mais rapidamente, devido à precipitação dos seus principais elétrons emissores. Estes efeitos indicam a predominância das colisões coulombianas sobre outros mecanismos de perda de energia e difusão dos elétrons.

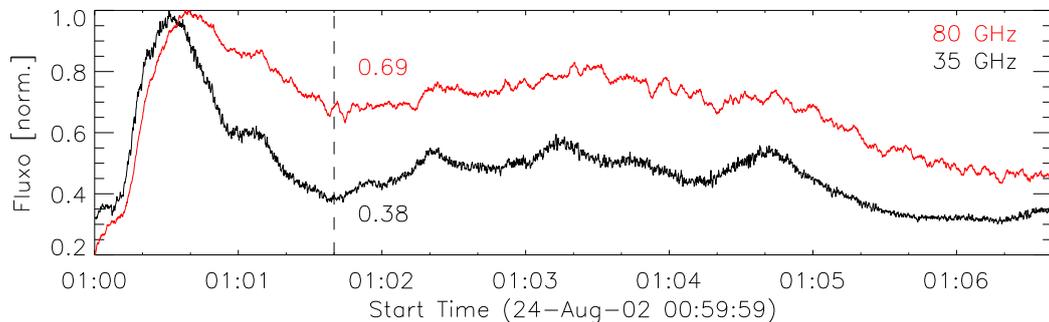


Figura 6.8 - Fluxo observado em 35 e 80 GHz normalizados, evidenciando o endurecimento no espectro na diminuição do pico P1.

Existe um atraso de aproximadamente 8 segundos entre os máximos da emissão de 35 e 80 GHz, o qual não foi possível reproduzir em nosso estudo, o que pode indicar um segundo estágio de aceleração dos elétrons mais energéticos (BAI *et al.*, 1983). Segundo (LU; PETROSIAN, 1990), um atraso desta ordem não pode ser causado pelos efeitos de transporte eletrônico na fonte, reforçando a hipótese de um segundo passo de aceleração.

Também conseguimos reproduzir qualitativamente a morfologia espacial da emissão em 35 GHz. No instante do máximo a emissão principal vem dos pés do arco, e no momento do surgimento do bump, uma nova fonte aparece na região no topo do arco (Fig. 6.9). Apesar da hipótese ser aparentemente simples (injeção beam para criar a fonte nos pés e uma segunda injeção pancake para reforçar o brilho no topo do arco), ela não é suficiente para gerar tal morfologia; outros aspectos como a geometria do arco, densidade de plasma, número de elétrons em cada injeção, etc. também são importantes para obter nosso resultado. Dada a simplicidade do nosso modelo para a estrutura geométrica do campo magnético, a fonte do topo do arco não coincide espacialmente com a fonte observada pelo NoRH. Acreditamos que com um modelo com múltiplas linhas de campo e utilizando uma variação espacial da intensidade seguindo uma hipótese mais detalhada, como extrapolação de linhas de campo a partir de magnetogramas fotosféricos, seja possível encontrar soluções mais refinadas.

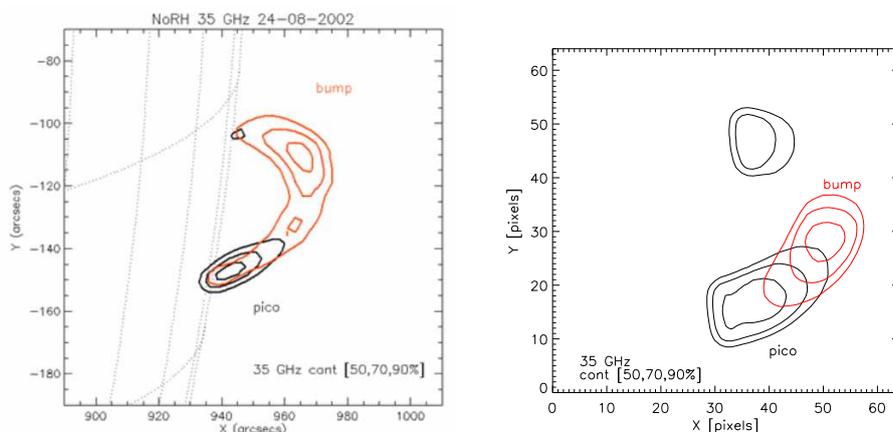


Figura 6.9 - Mapas da emissão observados (esquerda) e calculada (direita) em 35 GHz para os instantes do pico e do bump. As características morfológicas principais observadas nos mapas do NoRH são reproduzidas satisfatoriamente.

Mostramos que é possível explicar o brilho no topo do arco nas altas frequências, mesmo em regime opticamente fino, sem evocar outros mecanismos para a concentração de elétrons na região, como turbulência causada por ondas Alfvén, por exemplo. Durante a injeção, e supondo que esta ocorra próxima ao topo do arco, esta região tem condições de produzir mais emissão do que o resto do arco. Este é um resultado inédito na literatura, uma vez que tipicamente as fontes de emissão em rádio no topo de arcos são interpretadas exclusivamente como emissão opticamente espessa.

7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Apresentamos neste trabalho um estudo da dinâmica e distribuição espacial de elétrons, e de como estas características moldam a emissão em microondas em explosões solares. Verificamos que todos os parâmetros envolvidos afetam significativamente a evolução da emissão, assim como suas características espaciais e espectrais. A direção do feixe de elétrons injetado no arco, em relação à direção das linhas do campo magnético, é um fator muito importante, já que determina a distribuição espacial dos elétrons, sua taxa de precipitação, e portanto, a duração e a intensidade do evento. Assim, ajustando-se as características de injeção e da população de elétrons, configuração da fonte (campo magnético e plasma ambiente) é possível reproduzir explosões impulsivas e graduais.

Feixes de elétrons injetados alinhados à direção do campo magnético tendem a evoluir para uma distribuição espacial mais homogênea ao longo do arco, e estão sujeitos a uma maior taxa de precipitação, dado o maior preenchimento do cone de perdas. Nessas condições, os elétrons chegam em número suficientemente alto nos pés do arco para produzir uma emissão em altas frequências mais efetiva nesta região do que no topo do arco, resultando na morfologia típica de emissão nos pés do arco. Injeções isotrópicas também tendem para este cenário, porém com maior emissão nas pernas do arco, dada a maior concentração eletrônica na metade superior do arco. A emissão opticamente fina no topo do arco só pode ser explicada pela injeção ortogonal ao campo, que concentra os elétrons no topo do arco, pelo menos para casos com razão de espelhamento $\sigma \approx 2$. Notamos, no entanto, que esta situação depende também de um campo magnético mais intenso, ou elétrons muito energéticos, e que a posição do arco em relação ao observador favoreça a observação da emissão, uma vez que a emissão girossincrontrônica é emitida na direção da velocidade dos elétrons e o cone de emissão é menor quanto maior a energia. Tal cenário foi observado em rádio para grandes eventos (MELNIKOV et al., 2002c), mas é possível que este fenômeno também ocorra em eventos de menor escala, ou seja, em um arco magnético menor com intensidade de campo também menor. Evidências observacionais recentes mostram fontes no topo de arcos produzindo emissão em raios-X até 50 keV (VERONIG; BROWN, 2004) e raios- γ (KRUCKER et al., 2008), mostrando a presença de elétrons de alta energia no topo do arco, porém, dada a resolução espacial atual dos instrumentos de observação em rádio não é possível verificar se houve emissão opticamente fina nestas regiões.

As colisões Coulombianas, além de modificar as condições de aprisionamento e a precipitação, também interferem na distribuição espacial dos elétrons ao longo do arco, embora de maneira menos significativa que a direção de injeção. No evento estudado, estimamos o valor mínimo de $4,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ para a densidade de plasma do ambiente, necessário para causar o esvaziamento do arco e obter a diminuição na emissão observada. Embora este valor possa ser considerado alto para a alta coroa, Aschwanden et al. (1997) estimaram valores de até 10^{11} cm^{-3} analisando uma série de eventos em raios-X. A densidade do plasma térmico também define o limite entre os regimes de difusão colisional e perda de energia dos elétrons enquanto transitam pelo arco. Uma densidade de ordem de 10^{10} cm^{-3} é suficiente para que elétrons de até 50 keV sejam termalizados ainda no arco, possibilitando a produção de raios-X em setores mais altos do arco e não apenas nos pés devido à precipitação dos elétrons.

O limite em energia dos regimes de difusão fraca e forte aparece como uma variação brusca no índice espectral no espectro de energia dos elétrons. A difusão forte nos elétrons de baixa energia faz com que estes elétrons sejam termalizados ou precipitam mais rapidamente do que os elétrons de maior energia, já no limite de difusão fraca, causando um endurecimento espectral nas baixas energias. Esta quebra no espectro pode trazer conseqüências diretas no espectro de raios-X de baixa energia. Já o índice espectral de energia dos elétrons no regime de difusão fraca não parece sofrer grandes variações do espectro injetado sob os efeitos das colisões Coulomb. Esta invariância parece ser independente da direção de injeção do feixe ou de outros fatores como o aprisionamento magnético.

Ainda devido à difusão colisional, notamos que apesar das diferentes direções de injeção testadas, os elétrons evoluem para uma distribuição anisotrópica em ângulo de passo, centrada em 90° (perpendicular às linhas de campo), e a largura desta distribuição está relacionada com o cone de perdas que define o aprisionamento magnético.

Na análise do evento, mostramos que considerando apenas os efeitos de aprisionamento magnético e colisões Coulombianas foi possível explicar a evolução temporal do fluxo em microondas opticamente fino (35 e 80 GHz), com um bom ajuste espectral e também reproduzindo as características gerais da morfologia espacial em 35 GHz. Para tanto, foi necessário considerar duas injeções de elétrons com características energéticas e direções diferentes, de forma a reproduzir o pico principal do evento e uma estrutura temporal secundária que ocorre durante a parte gradual do pico principal. A primeira injeção, direcionada ao longo da direção do campo magnético, produz a emissão principal vinda principalmente do pé sul do arco, enquanto a segunda injeção, ortogonal ao campo, produz o bump gerado no topo do arco. A injeção pancake foi necessária para manter os elétrons aprisionados no topo do arco para que a emissão nesta região fosse produzida e também evitando que os elétrons chegassem aos pés em quantidade suficiente, onde certamente produziriam uma emissão muito mais forte, ofuscando o brilho no topo.

O espectro em rádio observado apresenta um pico largo, compreendendo as frequências 9,4, 17 e 35 GHz. Neste trabalho não buscamos o ajuste espectral abaixo de 35 GHz, onde o regime opticamente fino não pode ser garantido. Contudo, podemos especular que com um modelo para a geometria do arco com divergência de campo no topo, e portanto, um aumento do raio de sua seção transversal nesta região, o aumento da área emissora das frequências produzidas no topo também aumentaria o fluxo, ajustando melhor o espectro observado nestas frequências.

A metodologia que utilizamos é capaz de reproduzir as características típicas de explosões solares, e pode ser usada para a análise desses eventos, trazendo maior riqueza de informações sobre as características e a dinâmica dos elétrons acelerados, assim como informações sobre a injeção e também para verificação da configuração magnética da fonte. Esta metodologia pode ser enriquecida com a utilização do modelo multi-thread, onde o campo magnético é descrito por múltiplas linhas de campo, permitindo uma avaliação melhor da emissão opticamente espessa de explosões, que depende fortemente da geometria do arco magnético. Com uma melhor compreensão destes fenômenos pode ser possível compreender melhor também os mecanismos de liberação de energia e aceleração de partículas na atmosfera solar.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALISSANDRAKIS, C. E.; PREKA-PAPADEMA, P. Microwave emission and polarization of a flaring loop. **Astronomy & Astrophysics**, v. 139, p. 507–511, Oct. 1984. [25](#), [47](#), [77](#)
- ASCHWANDEN, M. J.; BYNUM, R. M.; KOSUGI, T.; HUDSON, H. S.; SCHWARTZ, R. A. Electron trapping times and trap densities in solar flare loops measured with Compton and YOHKOH. **Astrophysical Journal**, v. 487, p. 936–955, Oct. 1997. [37](#), [89](#)
- ASCHWANDEN, M. J.; WILLS, M. J.; HUDSON, H. S.; KOSUGI, T.; SCHWARTZ, R. A. Electron time-of-flight distances and flare loop geometries ompared from CGRO and YOHKOH observations. **Astrophysical Journal**, v. 468, p. 398–417, Sep. 1996. [50](#)
- BAI, T. Transport of energetic electrons in a fully ionized hydrogen plasma. **Astrophysical Journal**, v. 259, p. 341–349, Aug. 1982. [33](#), [38](#)
- BAI, T.; DENNIS, B. Characteristics of gamma-ray line flares. **Astrophysical Journal**, v. 292, p. 699–715, May 1985. [38](#)
- BAI, T.; HUDSON, H. S.; PELLING, R. M.; LIN, R. P.; SCHWARTZ, R. A.; ROSENVINGE, T. T. von. First-order Fermi acceleration in solar flares as a mechanism for the second-step acceleration of prompt protons and relativistic electrons. **Astrophysical Journal**, v. 267, p. 433–441, Apr. 1983. [38](#), [88](#)
- BAI, T.; RAMATY, R. Hard X-ray time profiles and acceleration processes in large solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 227, p. 1072–1081, Feb. 1979. [38](#)
- BASTIAN, T. S.; BENZ, A. O.; GARY, D. E. Radio emission from solar flares. **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 36, p. 131–188, Dec. 1998. [23](#)
- BEKEFI, G. **Radiation processes in plasmas**. New York: John Wiley and Sons, 1966. [42](#)
- BELKORA, L. Time evolution of solar microwave bursts. **Astrophysical Journal**, v. 481, p. 532–544, May 1997. [39](#)
- BESPALOV, P. A.; ZAITSEV, V. V.; STEPANOV, A. V. On the origin of time delays in hard X-ray and gamma-ray emission of solar flares. **Solar Physics**, v. 114, p. 127–140, 1987. [37](#)
- BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. New York: Springer-Verlag, 2004. [27](#), [30](#)
- BOEHME, A.; FUERSTENBERG, F.; HILDEBRANDT, J.; SAAL, O.; KRUEGER, A.; HOYNG, P.; STEVENS, G. A. A two-component model of impulsive microwave burst emission consistent with soft and hard X-rays. **Solar Physics**, v. 53, p. 139–155, Jul. 1977. [46](#)
- BROWN, J. C. The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectra of hard X-ray bursts. **Solar Physics**, v. 18, p. 489–502, 1971. [25](#)
- BROWN, J. C.; CONWAY, A. J.; ASCHWANDEN, M. J. The electron injection function and energy-dependent delays in thick-target hard X-rays. **Astrophysical Journal**, v. 509, p. 911–917, Dec. 1998. [25](#)

- BROWN, J. C.; EMSLIE, A. G.; HOLMAN, G. D.; JOHNS-KRULL, C. M.; KONTAR, E. P.; LIN, R. P.; MASSONE, A. M.; PIANA, M. Evaluation of algorithms for reconstructing electron spectra from their bremsstrahlung hard X-ray spectra. **Astrophysical Journal**, v. 643, p. 523–531, May 2006. [25](#)
- BROWN, J. C.; HAYWARD, J. Dissipation and stability of return currents in solar flares. **Solar Physics**, v. 80, p. 129–141, Sep. 1982. [37](#)
- BROWN, J. C.; KARLICKÝ, M.; CONWAY, A. J.; MARTLAND, S. Electrostatic effects during neutral beam propagation through plasmas. **Astronomy & Astrophysics**, v. 331, p. 1147–1156, Mar. 1998. [25](#)
- BROWN, J. C.; KONTAR, E. P. Problems and progress in flare fast particle diagnostics. **Advances in Space Research**, v. 35, p. 1675–1682, 2005. [25](#)
- BROWN, J. C.; MACKINNON, A. L. Bremsstrahlung spectra from thick-target electron beams with noncollisional energy losses. **Astrophysical Journal Letters**, v. 292, p. L31–L34, May 1985. [25](#)
- BROWN, J. C.; MCCLYMONT, A. N. The height distribution of flare hard X-rays in thick and thin target models. **Solar Physics**, v. 41, p. 135–151, Mar. 1975. [25](#)
- CHEN, P. F.; FANG, C.; DING, M. D.; TANG, Y. H. Flaring loop motion and a unified model for solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 520, p. 853–858, Aug. 1999. [79](#)
- CHEN, P. F.; FANG, C.; TANG, Y. H.; DING, M. D. Simulation of magnetic reconnection with heat conduction. **Astrophysical Journal**, v. 513, p. 516–523, Mar. 1999. [79](#)
- COSTA, J. E. R.; ROSAL, A. C. Microwave emission from the trapped and precipitated electrons in solar bursts. **Astronomy & Astrophysics**, v. 436, p. 347–353, Jun. 2005. [45](#)
- CRISTIANI, G.; MARTINEZ, G.; MANDRINI, C. H.; CASTRO, C. G. Giménez de; SILVA, C. W. da; ROVIRA, M. G.; KAUFMANN, P. Spatial characterization of a flare using radio observations and magnetic field topology. **Solar Physics**, p. 271–281, Mar. 2007. [25](#)
- DULK, G. A. The gyro-synchrotron radiation from moving type IV sources in the solar corona. **Solar Physics**, v. 32, p. 491–503, 1973. [45](#)
- _____. Radio emission from the sun and stars. **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 23, p. 169–224, Dec. 1985. [25](#), [39](#), [83](#)
- DULK, G. A.; MARSH, K. A. Simplified expressions for the gyrosynchrotron radiation from mildly relativistic, nonthermal and thermal electrons. **Astrophysical Journal**, v. 259, p. 350–358, Aug. 1982. [39](#), [45](#), [46](#)
- DULK, G. A.; MELROSE, D. B.; WHITE, S. M. The gyrosynchrotron emission from quasi-thermal electrons and applications to solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 234, p. 1137–1147, Dec. 1979. [39](#)
- EMSLIE, A. G. A comparison of the height distributions of solar flare hard X-rays in thick target and thermal models. **Astrophysical Journal**, v. 245, p. 711–720, Apr. 1981. [25](#)

- FLEISHMAN, G. D.; MELNIKOV, V. F. Gyrosynchrotron emission from anisotropic electron distributions. **Astrophysical Journal**, v. 587, p. 823–835, Apr. 2003. [25](#)
- _____. Optically thick gyrosynchrotron emission from anisotropic electron distributions. **Astrophysical Journal**, v. 584, p. 1071–1083, Feb. 2003. [25](#)
- FLETCHER, L.; MARTENS, P. C. H. A model for hard X-ray emission from the top of flaring loops. **Astrophysical Journal**, v. 505, p. 418–431, Sep. 1998. [25](#), [38](#)
- GARAIMOV, V. I.; KUNDU, M. R. Multiple-loop structure of a solar flare from Microwave, EUV and X-ray imaging data. **Solar Physics**, v. 207, p. 355–367, Jun. 2002. [24](#)
- GARY, D. E.; TANG, F. An impulsive solar burst observed in H-alpha, microwaves, and hard X-rays. **Astrophysical Journal**, v. 288, p. 385–395, Jan. 1985. [38](#)
- GINZBURG, V. L.; SYROVATSKII, S. I. **The origin of cosmic rays**. New York: Macmillan, 1964. [39](#)
- _____. Cosmic magnetobremstrahlung (synchrotron radiation). **Annual Review of Astronomy & Astrophysics**, v. 3, p. 297–350, 1965. [46](#)
- HACHENBERG, O.; WALLIS, G. Das spektrum der bursts der radiofrequenzstrahlung der sonne im cm-wellenbereich. mit 21 textabbildungen. **Zeitschrift fur Astrophysics**, v. 52, p. 42–72, 1961. [46](#)
- HAMILTON, R. J.; LU, E. T.; PETROSIAN, V. Numerical solution of the time-dependent kinetic equation for electrons in magnetized plasma. **Astrophysical Journal**, v. 354, p. 726–734, May 1990. [15](#), [25](#), [33](#), [35](#), [36](#), [38](#), [49](#), [53](#), [54](#), [55](#)
- HAMILTON, R. J.; PETROSIAN, V. Stochastic acceleration of electrons. I - Effects of collisions in solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 398, p. 350–358, Oct. 1992. [25](#)
- HOLMAN, G. D. The effects of low- and high-energy cutoffs on solar flare microwave and hard X-ray spectra. **Astrophysical Journal**, v. 586, p. 606–616, Mar. 2003. [25](#)
- HOLMAN, G. D.; MARISKA, J. T.; MCTIERNAN, J. M.; OFMAN, L.; PETROSIAN, V.; RAMATY, R. Publicly available numerical codes for modeling the X-ray and microwave emissions from solar and stellar activity. In: **Bulletin of the American Astronomical Society**. [S.l.: s.n.], 2001. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 33), p. 1444–1445. [49](#)
- HOLT, S. S.; RAMATY, R. Microwave and hard X-ray bursts from solar flares. **Solar Physics**, v. 8, p. 119–141, 1969. [45](#)
- KANE, S. R.; KAI, K.; KOSUGI, T.; ENOME, S.; LANDECKER, P. B.; MCKENZIE, D. L. Acceleration and confinement of energetic particles in the 1980 June 7 solar flare. **Astrophysical Journal**, v. 271, p. 376–387, Aug. 1983. [38](#)
- KARLICKÝ, M. Loop-top gyro-synchrotron source in post-maximum phase of the August 24, 2002 flare. **New Astronomy**, v. 9, p. 383–389, Jun. 2004. [79](#)
- KARLICKÝ, M.; HENOUX, J.-C. Space and time distribution of hard X-ray emission in a loop at the beginning of a flare. **Astronomy & Astrophysics**, v. 283, p. 202–214, Mar. 1994. [24](#)

- KENNEL, C. F.; PETSCHKE, H. E. Limit on stably trapped particle fluxes. **Journal of Geophysical Research**, v. 71, p. 1–28, 1966. [37](#)
- KLEIN, K.-L. **Gyrosynchrotron radiation in an inhomogeneous medium**. Tese (Doutorado) — Universidade de Bonn, 1984. [25](#), [44](#), [72](#), [77](#)
- KLEIN, K.-L. Microwave radiation from a dense magneto-active plasma. **Astronomy & Astrophysics**, v. 183, p. 341–350, Sep. 1987. [39](#)
- KLEIN, K.-L.; TROTTE, G. Gyrosynchrotron radiation from a source with spatially varying field and density. **Astronomy & Astrophysics**, v. 141, p. 67–76, Dec. 1984. [47](#)
- KRUCKER, S.; HURFORD, G. J.; MACKINNON, A. L.; SHIH, A. Y.; LIN, R. P. Coronal γ -ray bremsstrahlung from solar flare-accelerated electrons. **Astrophysical Journal Letters**, v. 678, p. L63–L66, May 2008. [89](#)
- KUNDU, M. R.; GARAIMOV, V. I.; WHITE, S. M.; KRUCKER, S. Nobeyama radioheliograph and RHESSI observations of the X1.5 flare of 2002 April 21. **Astrophysical Journal**, v. 600, p. 1052–1060, Jan. 2004. [24](#)
- LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. **The classical theory of fields**. Oxford: Pergamon Press, 1962. [39](#)
- LEACH, J.; PETROSIAN, V. Impulsive phase of solar flares. I - Characteristics of high energy electrons. **Astrophysical Journal**, v. 251, p. 781–791, Dec. 1981. [33](#), [38](#)
- _____. The impulsive phase of solar flares. II - Characteristics of the hard X-rays. **Astrophysical Journal**, v. 269, p. 715–727, Jun. 1983. [25](#)
- LEE, J.; GARY, D. E. Solar microwave bursts and injection pitch-angle distribution of flare electrons. **Astrophysical Journal**, v. 543, p. 457–471, Nov. 2000. [38](#), [50](#)
- LEE, J. W.; GARY, D. E.; ZIRIN, H. Flat microwave spectra seen at X-class flares. **Solar Physics**, v. 152, p. 409–428, Jul. 1994. [46](#)
- LI, Y. P.; GAN, W. Q. The shrinkage of flare radio loops. **Astrophysical Journal Letters**, v. 629, p. L137–L139, Aug. 2005. [79](#)
- LIFSHITZ, E. M.; PITAEVSKII, L. P. **Physical kinetics**. Oxford: Pergamon Press, 1981. [35](#)
- LIM, J.; GARY, D. E.; HURFORD, G. J.; LEMEN, J. R. Imaging spectroscopy of solar microwave radiation. 1: Flaring emission. **Astrophysical Journal**, v. 430, p. 425–434, Jul. 1994. [24](#)
- LU, E. T.; PETROSIAN, V. Rapid temporal evolution of radiation from nonthermal electrons in solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 327, p. 405–416, Apr. 1988. [25](#), [38](#)
- _____. The ratio of microwaves to X-rays in solar flares - The case for the thick-target model. **Astrophysical Journal**, v. 338, p. 1122–1130, Mar. 1989. [25](#)
- _____. The relative timing of microwaves and X-rays from solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 354, p. 735–744, May 1990. [25](#), [88](#)

- MACKINNON, A. L. Collisional scattering of fast electrons in a coronal magnetic bottle. **Astronomy & Astrophysics**, v. 242, p. 256–270, Feb. 1991. [38](#)
- MANSFIELD, V. N. Radiation from a charged particle spiraling in a cold magnetoplasma. **Astrophysical Journal**, v. 147, p. 672–680, Feb. 1967. [39](#)
- MASUDA, S.; KOSUGI, T.; HARA, H.; TSUNETTA, S.; OGAWARA, Y. A Loop-top hard X-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection. **Nature**, v. 371, p. 495–497, Oct. 1994. [50](#), [77](#)
- MATZLER, C. Microwave radiation from thermal, hard X-ray sources. **Astronomy & Astrophysics**, v. 70, p. 181–188, Nov. 1978. [39](#)
- MAUAS, P. J. D.; GOMEZ, D. O. Fokker-Planck description of electron beams in the solar chromosphere. **Astrophysical Journal**, v. 483, p. 496–506, Jul. 1997. [38](#)
- MCCLEMENTS, K. G. The trap-plus-precipitation model of hard X-ray emission in solar flares. **Astronomy & Astrophysics**, v. 230, p. 213–219, Apr. 1990. [25](#), [38](#)
- _____. The simultaneous effects of collisions, reverse currents and magnetic trapping on the temporal evolution of energetic electrons in a flaring coronal loop. **Astronomy & Astrophysics**, v. 258, p. 542–548, May 1992. [38](#)
- MCCLEMENTS, K. G.; ALEXANDER, D. Fokker-Planck modeling of asymmetric footpoint hard X-ray emission in solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 619, p. 1153–1159, Feb. 2005. [25](#)
- MCLEAN, D. J.; LABRUM, N. R. **Solar radiophysics**: studies of emission from the sun at metre wavelengths. Cambridge: Cambridge University Press, 1985. [41](#)
- MCTIERNAN, J. M.; PETROSIAN, V. The behavior of beams of relativistic nonthermal electrons under the influence of collisions and synchrotron losses. **Astrophysical Journal**, v. 359, p. 524–540, Aug. 1990. [38](#)
- MELNIKOV, V. F.; GORBIKOV, S. P.; REZNIKOVA, V. E.; SHIBASAKI, K. Dynamics of electron spatial distribution in microwave flaring loops. In: **The dynamic sun**: challenges for theory and observations. Louvren: ESA, 2005. (ESA Special Publication, v. 600). [77](#)
- MELNIKOV, V. F.; REZNIKOVA, V. E.; YOKOYAMA, T.; SHIBASAKI, K. Spectral dynamics of mildly relativistic electrons in extended flaring loops. In: Kuijpers, J. (Ed.). **Solar variability**: from core to outer frontiers. Noordwijk, Netherlands: ESA, 2002. (ESA Special Publication, v. 506), p. 339–342. [77](#)
- MELNIKOV, V. F.; SHIBASAKI, K.; REZNIKOVA, V. E. Constraints on electron acceleration/injection from NoRH observations. In: Kuijpers, J. (Ed.). **Solar variability**: from core to outer frontiers. Noordwijk, Netherlands: ESA, 2002. (ESA Special Publication, v. 506), p. 257–260. [77](#)
- _____. Loop-top nonthermal microwave source in extended solar flaring loops. **Astrophysical Journal Letters**, v. 580, p. L185–L188, Dec. 2002. [77](#), [89](#)
- MELROSE, D. B. The emission and absorption of waves by charged particles in magnetized plasmas. **Astrophysics and Space Science**, v. 2, p. 171–235, Apr. 1968. [42](#)

- _____. A solar flare model based on magnetic reconnection between current-carrying loops. **Astrophysical Journal**, v. 486, p. 521–533, Sep. 1997. [23](#)
- MELROSE, D. B.; BROWN, J. C. Precipitation in trap models for solar hard X-ray bursts. **Monthly Notices Royal Astronomical Society**, v. 176, p. 15–30, Jul. 1976. [25](#), [38](#), [61](#)
- MILLER, J. A.; LAROSA, T. N.; MOORE, R. L. Stochastic electron acceleration by cascading fast mode waves in impulsive solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 461, p. 445–453, Apr. 1996. [25](#)
- MILLER, J. A.; RAMATY, R. Ion and relativistic electron acceleration by Alfvén and whistler turbulence in solar flares. **Solar Physics**, v. 113, p. 195–200, 1987. [25](#)
- MILLIGAN, R. O.; GALLAGHER, P. T.; MATHIOUDAKIS, M.; BLOOMFIELD, D. S.; KEENAN, F. P.; SCHWARTZ, R. A. RHESSI and SOHO CDS observations of explosive chromospheric evaporation. **Astrophysical Journal Letters**, v. 638, p. L117–L120, Feb. 2006. [86](#)
- NINDOS, A.; WHITE, S. M.; KUNDU, M. R.; GARY, D. E. Observations and models of a flaring loop. **Astrophysical Journal**, v. 533, p. 1053–1062, Apr. 2000. [24](#)
- OFMAN, L. Three-dimensional MHD model of wave activity in a coronal active region. **Astrophysical Journal**, v. 655, p. 1134–1141, Feb. 2007. [24](#)
- PACINI, A. A.; RAULIN, J.-P. Solar X-ray flares and ionospheric sudden phase anomalies relationship: A solar cycle phase dependence. **Journal of Geophysical Research (Space Physics)**, v. 111, n. 10, p. 9301–+, Sep. 2006. [23](#)
- PAWSEY, J. L.; BRACEWELL, R. N. **Radio astronomy**. Oxford: Clarendon Press, 1955. [41](#)
- PETROSIAN, V. Impulsive solar X-ray bursts: bremsstrahlung radiation from a beam of electrons in the solar chromosphere and the total energy of solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 186, p. 291–304, Nov. 1973. [25](#)
- _____. Synchrotron emissivity from mildly relativistic particles. **Astrophysical Journal**, v. 251, p. 727–738, Dec. 1981. [25](#), [39](#)
- _____. Structure of the impulsive phase of solar flares from microwave observations. **Astrophysical Journal Letters**, v. 255, p. L85–L89, Apr. 1982. [25](#)
- PREKA-PAPADEMA, P.; ALISSANDRAKIS, C. E. Spatial and spectral structure of a solar flaring loop at centimeter wavelengths. **Astronomy & Astrophysics**, v. 191, p. 365–373, Feb. 1988. [47](#)
- PRYADKO, J. M.; PETROSIAN, V. Stochastic acceleration of low-energy electrons in cold plasmas. **Astrophysical Journal**, v. 482, p. 774–781, Jun. 1997. [25](#)
- _____. Stochastic acceleration of low-energy electrons in plasmas with finite temperature. **Astrophysical Journal**, v. 495, p. 377–384, Mar. 1998. [25](#)
- _____. Stochastic acceleration of electrons by plasma waves. III. Waves propagating perpendicular to the magnetic field. **Astrophysical Journal**, v. 515, p. 873–881, Apr. 1999. [25](#)

- RAMATY, R. Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma. **Astrophysical Journal**, v. 158, p. 753–770, Nov. 1969. [25](#), [39](#), [41](#), [42](#), [43](#), [44](#), [45](#), [55](#)
- RAMATY, R.; LINGENFELTER, R. E. Determination of the coronal magnetic field and the radio-emitting electron energy from a type IV solar radio burst. **Solar Physics**, v. 5, p. 531–545, 1968. [44](#)
- RAMATY, R.; PETROSIAN, V. Free-free absorption of gyrosynchrotron radiation in solar microwave bursts. **Astrophysical Journal**, v. 178, p. 241–250, Nov. 1972. [46](#)
- RAMATY, R.; SCHWARTZ, R. A.; ENOME, S.; NAKAJIMA, H. Gamma-ray and millimeter-wave emissions from the 1991 June X-class solar flares. **Astrophysical Journal**, v. 436, p. 941–949, Dec. 1994. [55](#)
- RATCLIFFE, J. A. **The Magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere**. London: Cambridge University Press, 1959. [41](#), [44](#)
- RAYMOND, J. C.; CIARAVELLA, A.; DOBRZYCKA, D.; STRACHAN, L.; KO, Y.-K.; UZZO, M.; RAOUAFI, N.-E. Far-ultraviolet spectra of fast coronal mass ejections associated with X-class flares. **Astrophysical Journal**, v. 597, p. 1106–1117, Nov. 2003. [77](#)
- ROBINSON, P. A. Gyrosynchrotron emission - generalizations of Petrosian's method. **Astrophysical Journal**, v. 298, p. 161–169, Nov. 1985. [39](#)
- SAKURAI, T. Calculation of force-free magnetic field with non constant alpha. **Solar Physics**, v. 69, p. 343–359, Feb. 1981. [24](#)
- SCHOECHLIN, W.; MAGUN, A. A statistical investigation of microwave burst spectra for the determination of source inhomogeneities. **Solar Physics**, v. 64, p. 349–357, Dec. 1979. [47](#), [72](#)
- SCHOTT, G. A. **Electromagnetic radiation**. London: Cambridge University Press, 1912. [39](#)
- SCHWARTZ, R. A. **High resolution hard X-ray spectra of solar and cosmic sources**. Tese (Doutorado) — AA(California Univ., Berkeley.), Sep. 1984. [38](#)
- SELHORST, C. L.; SILVA, A. V. R.; COSTA, J. E. R. Solar atmospheric model with spicules applied to radio observation. **Astronomy & Astrophysics**, v. 433, p. 365–374, Apr. 2005. [25](#)
- SIMÕES, P. J. A.; COSTA, J. E. R. Solar bursts gyrosynchrotron emission from three-dimensional sources. **Astronomy & Astrophysics**, v. 453, p. 729–736, Jul. 2006. [25](#), [47](#), [55](#), [72](#), [77](#), [81](#), [84](#)
- STÄHLI, M.; GARY, D. E.; HURFORD, G. J. High-resolution microwave spectra of solar bursts. **Solar Physics**, v. 120, p. 351–368, 1989. [24](#)
- STIX, T. H. **The theory of plasma waves**. New York: McGraw-Hill, 1962. [41](#)
- SUI, L.; HOLMAN, G. D. Evidence for the formation of a large-scale current sheet in a solar flare. **Astrophysical Journal Letters**, v. 596, p. L251–L254, Oct. 2003. [79](#)
- SUI, L.; HOLMAN, G. D.; DENNIS, B. R. Evidence for magnetic reconnection in three homologous solar flares observed by RHESSI. **Astrophysical Journal**, v. 612, p. 546–556, Sep. 2004. [79](#)

- TAKAKURA, T. Synchrotron radiation from intermediate energy electrons and solar radio outbursts at microwave frequencies. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 12, p. 325–351, Jan. 1960. [25](#), [39](#)
- _____. Synchrotron radiation from intermediate energy electrons in helical orbits and solar radio bursts at microwave frequencies. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 12, p. 352–375, Jan. 1960. [25](#), [39](#)
- _____. The self absorption of gyro-synchrotron emission in a magnetic dipole field: Microwave impulsive burst and hard X-ray burst. **Solar Physics**, v. 26, p. 151–175, 1972. [25](#), [46](#), [72](#)
- TAKAKURA, T.; SCALISE, E. Gyro-synchrotron emission in a magnetic dipole field for the application to the center-to-limb variation of microwave impulsive bursts. **Solar Physics**, v. 11, p. 434–455, 1970. [46](#), [72](#)
- TANDBERG-HANSEN, E.; EMSLIE, A. G. **The physics of solar flares**. Cambridge: Cambridge University Press, 1988. [23](#), [24](#), [25](#), [31](#)
- TYLKA, A. J.; COHEN, C. M. S.; DIETRICH, W. F.; LEE, M. A.; MACLENNAN, C. G.; MEWALDT, R. A.; NG, C. K.; REAMES, D. V. Shock geometry, seed populations, and the origin of variable elemental composition at high energies in large gradual solar particle events. **Astrophysical Journal**, v. 625, p. 474–495, May 2005. [77](#)
- VERONIG, A. M.; BROWN, J. C. A coronal thick-target interpretation of two hard X-ray loop events. **Astrophysical Journal Letters**, v. 603, p. L117–L120, Mar. 2004. [89](#)
- VILMER, N.; MACKINNON, A. L.; TROTTEY, G. Temporal evolution of an energetic electron population in an inhomogeneous medium: Application to solar hard X-ray bursts. In: Jones, F. C. (Ed.). **International Cosmic Ray Conference**. [S.l.: s.n.], 1985. (International Cosmic Ray Conference, v. 4), p. 42–45. [38](#)
- WALT, M.; MACDONALD, W. M. The influence of the Earth's atmosphere on geomagnetically trapped particles. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 2, p. 543–577, 1964. [37](#)
- WANG, H.; GARY, D. E.; LIM, J.; SCHWARTZ, R. A. Microwave spectral imaging, H-alpha and hard X-ray observations of a solar limb flare. **Astrophysical Journal**, v. 433, p. 379–388, Sep. 1994. [24](#)
- WARREN, H. P. Multithread hydrodynamic modeling of a solar flare. **Astrophysical Journal**, v. 637, p. 522–530, Jan. 2006. [50](#), [84](#)
- ZHOU, A.; HUANG, G.; WANG, X. Approximate expressions for gyrosynchrotron radiation in transverse propagation. **Solar Physics**, v. 189, p. 345–356, Nov. 1999. [39](#)
- ZHOU, A.; MA, C.; ZHANG, J.; WANG, X.; ZHANG, H. Two sets of improved approximate expressions of the gyrosynchrotron radiation. **Solar Physics**, v. 177, p. 427–437, 1998. [39](#)