

CONTRIBUIÇÃO DE ELÉTRONS SECUNDÁRIOS KNOCK-ON PARA O ESPECTRO DE EMISSÃO DE MICRO-ONDAS EM EXPLOSÕES SOLARES

Fellipe Alves Elias Murteiro Cruz (IC) e Sérgio Szpigel (Orientador)

Apoio: PIBIC Mackenzie

RESUMO

As explosões solares são eventos transientes e intensos que ocorrem nas chamadas regiões ativas da atmosfera solar, constituídas por um plasma magneto-ativo caracterizado por intensos campos magnéticos estruturados em arcos magnéticos. De acordo com o modelo padrão geralmente adotado para descrever as explosões solares, a energia armazenada nos arcos magnéticos é liberada na coroa através do processo denominado reconexão magnética, aquecendo o plasma magneto-ativo e acelerando elétrons e íons até altas energias. Esse processo gera radiação em uma ampla faixa do espectro eletromagnético, desde ondas de rádio e micro-ondas até raios-gama. A componente espectral na faixa de micro-ondas é bem explicada pelo mecanismo de emissão de radiação girossincrotrônica/sincrotrônica por elétrons relativísticos acelerados obedecendo uma distribuição de energia do tipo lei de potência que espiralam em torno das linhas de um campo magnético. Elétrons e íons acelerados a altas energias são geralmente estudados através de suas várias assinaturas espectrais observadas em raios-X e raios-gama: emissão contínua por *bremsstrahlung*, linhas de desexcitação nuclear, linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV, linha de aniquilação de pósitrons em 511 keV e emissão contínua em energias ≥ 10 MeV devida ao processo de decaimento de píons. Íons acelerados em explosões solares também produzem elétrons secundários por ionização de átomos da atmosfera solar ambiente, denominados elétrons *knock-on* ou *delta-rays*. Neste trabalho, investigamos a contribuição da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica produzida por elétrons secundários *knock-on* para o espectro de emissão de micro-ondas em explosões solares.

Palavras-chave: Explosões Solares, Espectro de Micro-ondas, Elétrons *Knock-on*.



ABSTRACT

Solar flares are transient and intense events that occur in the so-called active regions of the solar atmosphere, constituted by a magneto-active plasma characterized by intense magnetic fields structured in magnetic arcs. According to the standard model generally adopted to describe the solar flares, the energy stored in the magnetic arcs is released into the corona through a process called magnetic reconnection, heating the magneto-active plasma and accelerating electrons and ions to high energies. This process generates radiation across a wide range of the electromagnetic spectrum, from radio waves and microwaves to gamma-rays. The spectral component in the microwave range is well explained by the mechanism of gyro-synchrotron/synchrotron radiation emission by accelerated relativistic electrons obeying a power-law energy distribution which spiral around the magnetic field lines. Electrons and ions accelerated to high-energies are usually studied through their various spectral signatures observed in X-rays and gamma-rays: continuous emission by bremsstrahlung, nuclear de-excitation lines, neutron capture line at 2.223 MeV, positron annihilation line at 511 keV, and continuous emission at energies ≥ 10 MeV due to the pion decay process. Ions accelerated in solar flares also produce secondary electrons through ionization of atoms in the ambient solar atmosphere, called knock-on electrons or delta-rays. In this work, we investigate the contribution of gyro-synchrotron/synchrotron radiation produced by knock-on secondary electrons to the microwave emission spectrum in solar flares.

Keywords: Solar Flares, Microwave Spectrum, Knock-on Electrons.

1. INTRODUÇÃO

As explosões solares são eventos transientes e intensos que ocorrem nas chamadas regiões ativas da atmosfera solar, localizadas acima das manchas solares e constituídas por um plasma magneto-ativo caracterizado por intensos campos magnéticos estruturados em arcos magnéticos. Esses eventos resultam em um brilho repentino observado no disco solar, envolvendo uma liberação de energia da ordem de 10^{27} a 10^{32} ergs tipicamente em poucas dezenas de segundos até dezenas de minutos (Tandberg-Hanssen; Emslie, 2009).

De acordo com o modelo padrão geralmente adotado para descrever as explosões solares, a energia armazenada nos arcos magnéticos é liberada na coroa através do processo denominado reconexão magnética (Priest; Forbes, 1992), aquecendo o plasma magneto-ativo e acelerando elétrons e íons (prótons, partículas-alfa e íons mais pesados) até altas energias. Esse processo resulta na emissão de radiação cobrindo praticamente todas as faixas do espectro eletromagnético, desde ondas de rádio e micro-ondas até raios-gama (Aschwanden, 2004). O plasma magneto-ativo aquecido produz emissão de radiação em comprimentos de onda no infravermelho, no visível e no ultravioleta (UV) e de raios-X moles por *bremsstrahlung* de elétrons térmicos. Os elétrons acelerados (não-térmicos) aprisionados nos arcos magnéticos coronais produzem emissão de radiação sincrotrônica na faixa de rádio e micro-ondas. Ao precipitarem da coroa para as regiões mais densas próximas aos pés dos arcos magnéticos, correspondentes à cromosfera e à fotosfera, esses elétrons produzem emissão contínua de raios-X duros e raios-gama por *bremsstrahlung*. Os íons acelerados a altas energias que precipitam da coroa para a cromosfera e fotosfera produzem emissão de raios-gama por interações nucleares com núcleos da atmosfera solar ambiente.

Elétrons e íons acelerados em explosões solares a altas energias são geralmente estudados através de suas várias assinaturas espectrais observadas em raios-X e raios-gama (Vilmer; MacKinnon; Hurford, 2011): emissão contínua por *bremsstrahlung*, linhas de desexcitação nuclear, linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV, linha de aniquilação de pósitrons em 511 keV e emissão contínua em energias ≥ 10 MeV devida ao processo de decaimento de píons. A análise dessas componentes espectrais fornece diagnósticos importantes tanto dos mecanismos de aceleração dos elétrons e íons quanto da estrutura e evolução do plasma ambiente. Íons acelerados em explosões solares também produzem elétrons secundários por ionização de átomos da atmosfera solar ambiente, denominados elétrons *knock-on* ou *delta-rays*. Conforme mostrado por Abraham *et al.* (1966) em estudos de raios cósmicos, os elétrons secundários *knock-on* podem gerar raios-X suficientemente intensos para serem observados por instrumentos existentes.



A componente espectral na faixa de micro-ondas (~1 a 100 GHz) observada em explosões solares é bem explicada pelo mecanismo de emissão de radiação girossincrotrônica/sincrotrônica por elétrons relativísticos acelerados obedecendo uma distribuição de energia do tipo lei de potência que espiralam em torno das linhas de um campo magnético (Dulk, 1985; Bastian; Benz; Gary, 1998). Um formalismo matemático detalhado para a teoria da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica em um plasma magneto-ativo com densidade homogênea foi desenvolvido por Ramaty (1969), incluindo o efeito da supressão devida ao meio ionizado, conhecido como Efeito Razin (Ramaty; Lingenfelter, 1967). Esse formalismo foi aplicado em cálculos do espectro de emissão de rádio e micro-ondas em explosões solares utilizando o chamado código Ramaty, baseado na solução numérica de equações integrais para os coeficientes de emissão e auto-absorção (Ramaty *et al.*, 1994).

Neste trabalho, estudamos a produção de radiação girossincrotrônica/sincrotrônica por elétrons secundários *knock-on* e sua contribuição para o espectro de emissão de micro-ondas em explosões solares. Para realizar esse estudo, modificamos e otimizamos o aplicativo GSyncPY (Souza, 2020) para possibilitar o cálculo de espectros de emissão de micro-ondas incluindo as contribuições da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica produzida por elétrons primários acelerados e por elétrons secundários *knock-on*.

2. REFERENCIAL TEÓRICO

2.1 Radiação giromagnética

A radiação eletromagnética emitida por elétrons acelerados que se deslocam em trajetórias helicoidais em torno das linhas de um campo magnético devido à força de Lorentz é denominada radiação giromagnética (Dulk, 1985). Essa radiação pode ser classificada de acordo com a energia total E_e dos elétrons utilizando-se o fator de Lorentz γ_e , dado por:

$$\gamma_e = \frac{E_e}{m_e c^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_e^2}} , \quad (1)$$

onde m_e é a massa do elétron, c é a velocidade da luz e $\beta_e = v_e/c$, sendo v_e o módulo da velocidade do elétron. Para $\gamma_e \approx 1$ os elétrons são não-relativísticos e a radiação é denominada ciclotrônica. Para $2 \leq \gamma_e \leq 5$ os elétrons são moderadamente relativísticos e a radiação é denominada girossincrotrônica. Para $\gamma_e > 5$ os elétrons são ultra-relativísticos e a radiação é denominada sincrotrônica. A giro-frequência de um elétron relativístico movendo-se em um campo magnético de intensidade B é dada por (Ginzburg; Syrovatskii, 1965):

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

onde e é a carga do elétron.



A quantidade de interesse no caso da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica emitida em explosões solares para observações realizadas na Terra é a densidade de fluxo (potência por unidade de área por unidade de frequência), geralmente expressa em SFU (*Solar Flux Units*; $1 \text{ SFU} = 10^{-22} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$). Para uma fonte emissora homogênea com volume $V_s = A_s L_s$, onde L_s é a profundidade da fonte ao longo da linha visada e $A_s = \Omega_s R^2$ é a área efetiva, sendo Ω_s o ângulo sólido subentendido pela fonte conforme observada da Terra e $R = 1,496 \times 10^{13} \text{ cm} = 1 \text{ UA}$ (Unidade Astronômica) a distância Sol-Terra, a densidade de fluxo observada na Terra é dada por:

$$F_{\pm}(\nu, \theta) = I_{\pm}(\nu, \theta) \Omega_s = \Omega_s \frac{j_{\pm}(\nu, \theta)}{\kappa_{\pm}(\nu, \theta)} [1 - e^{-\kappa_{\pm}(\nu, \theta) L_s}] , \quad (3)$$

onde $j_{\pm}(\nu, \theta)$ e $\kappa_{\pm}(\nu, \theta)$ denotam, respectivamente, os coeficientes de emissão e absorção, como função da frequência ν e do ângulo de visada θ , para os modos ordinário (+) e extraordinário (-) (Ginzburg; Syrovatskii, 1965; Pacholczyk; Jordán, 1979). No caso de uma fonte cilíndrica, a área efetiva é dada por $A_s = \pi \phi_s^2 R^2 / 4$, onde ϕ_s é o tamanho angular da fonte (ângulo subentendido pela fonte conforme observado da Terra).

A profundidade óptica da fonte emissora, definida como $\tau_{\pm}(\nu, \theta) = \kappa_{\pm}(\nu, \theta) L_s$, determina o regime de opacidade (Rybicki; Lightman, 1979). Para $\tau_{\pm}(\nu, \theta) \gg 1$ a fonte é chamada opticamente espessa e para $\tau_{\pm}(\nu, \theta) \ll 1$ a fonte é chamada opticamente fina. No primeiro caso, fótons de frequência ν são absorvidos ao atravessar a fonte, enquanto no segundo caso fótons de frequência ν atravessam a fonte sem serem absorvidos.

2.2 Elétrons Knock-On

Os elétrons secundários produzidos por ionização de átomos da atmosfera solar ambiente devido a colisões elásticas com íons primários acelerados são denominados elétrons *knock-on* ou *delta-rays* (Abraham *et al.*, 1966).

Consideremos um feixe de prótons primários acelerados injetados em um alvo espesso constituído por várias espécies i de átomos com números atômicos Z_i e massas atômicas A_i (em g . mol⁻¹). A seção de choque diferencial por átomo para o espalhamento de um elétron *knock-on* com energia cinética $T_e = (\gamma_e - 1)m_e c^2$ por um próton primário acelerado injetado com energia cinética $E_p = (\gamma_p - 1)m_p c^2$ é dada por (Tanabashi *et al.*, 2018):

$$\frac{d\sigma(E_p, T_e)}{dT_e} = \langle Z \rangle \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2}{\beta_p^2} \frac{1}{T_e^2} \left[1 - \beta_p^2 \frac{T_e}{T_{e,max}} + \frac{T_e^2}{2(E_p + m_p c^2)^2} \right] , \quad (4)$$

onde $\langle Z \rangle$ é o número atômico médio das espécies de átomos e r_e é o raio clássico do elétron. A energia máxima $T_{e,max}$ que pode ser transferida para o elétron espalhado é dada por:

$$T_{e,max} = \frac{2m_e c^2 \beta_p^2 \gamma_p^2}{1 + 2\gamma_p s + s^2} , \quad (5)$$

onde $s = m_e/m_p$. Para um próton primário acelerado injetado com energia cinética $E_p = 1.0$ GeV, a energia máxima transferida para o elétron espalhado é $T_{e,max} = 3.3$ MeV. Uma consequência imediata da energia máxima transferida na colisão é a energia cinética mínima $\tilde{E}_{p,min}(T_e)$ do próton primário acelerado injetado necessária para produzir elétrons *knock-on* com uma dada energia cinética T_e .

A distribuição de energia de elétrons *knock-on* produzidos por um feixe de prótons primários acelerados com distribuição de energia $dN_p(E_p)/dE_p$ injetados em um alvo espesso é dada por:

$$\frac{dN_e(T_e)}{dT_e} = \frac{N_A}{\langle A \rangle} \int_{\tilde{E}_{p,min}}^{\infty} \frac{d\sigma(E_p, T_e)}{dT_e} \left(\frac{dE_p}{dx} \right)^{-1} \left[\int_{E_p}^{\infty} \frac{dN_p(E'_p)}{dE'_p} dE'_p \right] dE_p , \quad (6)$$

onde N_A é o número de Avogadro, $\langle A \rangle$ é a massa atômica média das espécies de átomos no alvo e (dE_p/dx) é a taxa média de perda de energia dos prótons primários acelerados injetados (geralmente expressa em unidades de MeV . cm² . g⁻¹), dada pela chamada equação de Bethe-Bloch (Bethe; Heitler, 1934), suplementada por termos de correção de densidade, de camada, de spin e de ordem mais alta (Tanabashi *et al.*, 2018).

3. METODOLOGIA

3.1 Modelo para simulação das distribuições de elétrons secundários knock-on

Neste trabalho, utilizamos distribuições de energia de elétrons *knock-on* obtidas por Moraca (2022) em simulações realizadas com o pacote FLUKA (Battistoni *et al.*, 2015; Ahdida *et al.*, 2022) considerando um modelo simples para a atmosfera solar ambiente e feixes de prótons e partículas-alfa primários acelerados.

O FLUKA é um pacote de rotinas integradas de uso geral para a simulação Monte Carlo do transporte e das interações de partículas na matéria. O FLUKA pode simular com alta precisão o transporte e as interações de aproximadamente 60 tipos diferentes de partículas, incluindo elétrons e múons com energias de 1 keV até 1000 TeV, fótons com energias de 100 eV até 10000 TeV, hádrons com energias de 1 keV até 10000 TeV e todas as anti-partículas correspondentes, bem como neutrinos, nêutrons de baixa energia (≤ 20 MeV) e íons pesados com energias até 10000 TeV/nucleon. As interações são implementadas utilizando-se modelos físicos robustos e modernos, continuamente verificados através de comparação com dados experimentais.



Os modelos utilizados no FLUKA para implementar o transporte e as interações de partículas eletromagnéticas (elétrons, pósitrons e fótons) e múons cobrem um amplo conjunto de processos físicos, incluindo *bremssstrahlung*, espalhamento Compton e Rayleigh, ionização, produção de pares elétron-pósitron, aniquilação de pósitrons, espalhamentos Bhabha e Moller, efeito fotoelétrico, interações foto-nucleares e foto-produção de múons.

No modelo implementado por Moraca (2022), considera-se um cenário em que os feixes de prótons e partículas-alfa primários acelerados são injetados em um alvo espesso com características similares às da atmosfera solar ambiente. Os feixes de prótons e partículas-alfa primários acelerados seguem uma distribuição de energia do tipo lei de potência em um dado intervalo de energia de $E_{p,min}$ até $E_{p,max}$:

$$\frac{dN_p(E_p)}{dE_p} = A E_p^{-\delta_p} H(E_p - E_{p,min}) H(E_{p,max} - E_p) , \quad (7)$$

onde δ_p é o índice espectral, H é a função de Heavyside e A é uma constante de normalização definida tal que:

$$\int_{E_{p,min}}^{E_{p,max}} \frac{dN_p(E_p)}{dE_p} dE_p = 1 . \quad (8)$$

Na Figura 1 são mostrados os espectros de energia de elétrons *knock-on* obtidos com o FLUKA para feixes de prótons e partículas-alfa primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência com índices espectrais $\delta_p = 2,0; 2,5; 3,0; 3,5$ no intervalo de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 5$ GeV e com índice espectral $\delta_p = 2,0$ nos intervalos de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 1; 2; 3; 5$ GeV. Conforme esperado, observa-se que distribuições de prótons e partículas-alfa primários com índices espectrais δ_p maiores resultam em espectros de elétrons *knock-on* menos intensos e com índices espectrais maiores (no intervalo de energia em que seguem uma lei de potência). Da mesma forma, observa-se que distribuições de prótons e partículas-alfa primários com energias $E_{p,max}$ maiores resultam em espectros de elétrons *knock-on* que caem a zero em energias $T_{e,max}$ maiores. Verifica-se também que os espectros de elétrons *knock-on* produzidos por partículas-alfa apresentam uma intensidade ~4 vezes maior que os espectros de elétrons *knock-on* produzidos por prótons, uma vez que as partículas-alfa são constituídas por 2 prótons e 2 nêutrons. Na Figura 2 são mostrados os espectros de energia de elétrons *knock-on* obtidos com o FLUKA para um feixe composto por prótons e partículas-alfa primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta_p = 2,0$ no intervalo de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 5$ GeV, considerando os valores $\alpha/p = 0,1$ e $\alpha/p = 0,5$ para a razão entre o número de partículas-alfa e o número de prótons.

Figura 1 - Espectros de energia de elétrons *knock-on* obtidos com o FLUKA para feixes de prótons e partículas-alfa primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência com índices espectrais $\delta_p = 2,0; 2,5; 3,0; 3,5$ no intervalo de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 5$ GeV e com índice espectral $\delta_p = 2,0$ nos intervalos de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 1; 2; 3; 5$ GeV.

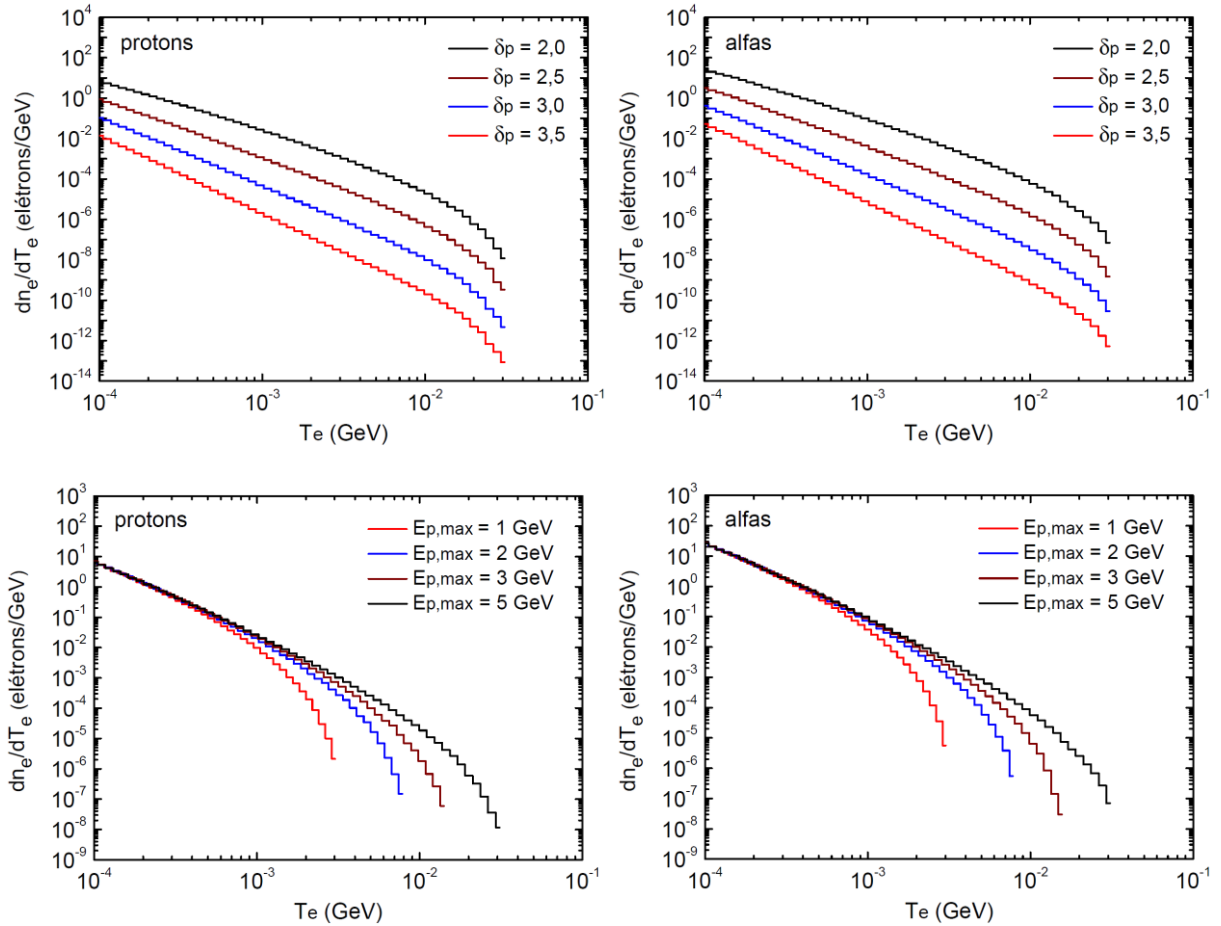
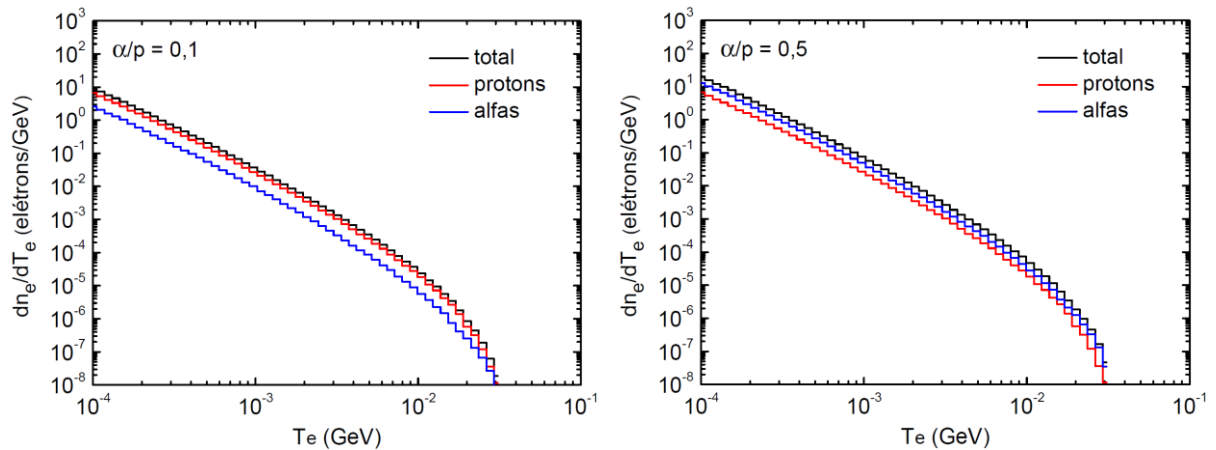


Figura 2 - Espectros de energia de elétrons *knock-on* obtidos com o FLUKA para um feixe composto por prótons e partículas-alfa primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta_p = 2,0$ no intervalo de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 5$ GeV; Painel esquerdo: $\alpha/p = 0,1$. Painel direito: $\alpha/p = 0,5$.





3.2 Modelagem e análise de espectros de emissão de micro-ondas

Neste trabalho, analisamos 8 eventos de explosão solar selecionados da lista de 10 eventos elaborada por Kawate *et al.* (2012), observados simultaneamente na faixa de micro-ondas pelos Nobeyama Radio-Polarimeters (NoRP) (Shimojo; Iwai, 2023) e na faixa de raios-X duros pelo Reuven Ramaty High Energy Spectroscopic Imager (RHESSI) (Lin *et al.*, 2002). Os eventos da lista apresentada em Kawate *et al.* (2012), por sua vez, foram selecionados entre os 29 eventos analisados por Shih *et al.* (2009). A Tabela 1 mostra a lista dos eventos selecionados, indicando os respectivos horários de início, pico de emissão e fim em UT (Universal Time), posição em coordenadas heliográficas e classificação GOES.

Tabela 1 - Lista de eventos de explosão solar selecionados para a análise.

Evento	Início (UT)	Pico (UT)	Fim (UT)	Posição	GOES
SOL2002-05-31	00:06:38	00:07:25	00:08:59	S31E90	M2.4
SOL2002-07-23	00:21:37	00:30:53	00:49:25	S13E71	X4.3
SOL2003-05-27	22:59:29	23:02:00	23:07:02	S07W16	X1.3
SOL2003-06-17	22:44:59	22:53:24	23:10:14	S08E58	M6.8
SOL2004-01-06	06:18:47	06:22:39	06:30:23	N05E89	M5.8
SOL2004-07-15	01:23:01	01:38:13	02:08:37	S10E54	X1.8
SOL2005-08-25	04:35:31	04:38:15	04:43:43	N09E78	M6.4
SOL2005-09-10	22:45:00	23:02:10	23:36:30	S10E45	X2.1

Os espectros de emissão de micro-ondas dos eventos selecionados são obtidos a partir dos dados calibrados observados pelos NoRP, disponibilizados em formato FITS (<https://solar.nro.nao.ac.jp/norp/fits>), que fornecem as densidades de fluxo nas frequências de 1, 2, 3,75, 9,4, 17, 35 e 80 GHz com resolução temporal de 0,1 s. Para processar os arquivos de dados em formato FITS dos eventos selecionados e obter as respectivas curvas de luz e os espectros com *background* subtraído, utilizamos um código em Python desenvolvido por Moura (2022) com base nas funções da biblioteca `norp_fits.py` disponibilizada no website dos NoRP (https://solar.nro.nao.ac.jp/norp/Python/norp_fits.py).

A modelagem e análise dos espectros de emissão de micro-ondas dos eventos selecionados é realizada utilizando-se uma versão modificada do aplicativo GSyncPY, desenvolvido por Souza (2020), que integra os pacotes F2PY da biblioteca NUMPY (<https://numpy.org/doc/stable/f2py>) e LMFIT (<https://lmfit.github.io/lmfit-py/index.html>) para Python e um código em Fortran para o cálculo de espectros de emissão de micro-ondas incluindo as contribuições da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica produzida por elétrons primários acelerados e por elétrons secundários *knock-on*.

O pacote F2PY implementa a conexão entre o código em Python e as rotinas compiladas do código em Fortran. O pacote LMFIT fornece um conjunto de ferramentas para o ajuste de dados pelo método dos mínimos quadrados. O código em Fortran para o cálculo dos espectros de emissão de micro-ondas utiliza duas sub-rotinas baseadas no código Ramaty (Ramaty, 1969), desenvolvidas por Tuneu (2016):

- *Gyroprim.f* - calcula a densidade de fluxo da radiação produzida por elétrons primários acelerados com distribuições de energia do tipo lei de potência;
- *Gyrosec.f* - calcula a densidade de fluxo da radiação produzida por elétrons *knock-on* com distribuições de energia obtidas em simulações realizadas com o pacote FLUKA.

O aplicativo GSyncPY implementa o ajuste dos espectros de emissão de micro-ondas utilizando a classe Model do pacote LMFIT. Inicialmente, são especificados os valores dos parâmetros que permanecem fixos. Em seguida, é definido o modelo utilizado para o ajuste, através de uma função que retorna os valores da densidade de fluxo para cada frequência, e são especificados os valores iniciais e os intervalos de variação (valores mínimos e máximos) dos parâmetros variáveis. Por fim, o ajuste do espectro é executado e são extraídos os resultados obtidos para os valores dos parâmetros correspondentes ao melhor ajuste.

Os parâmetros do modelo definidos na versão modificada do GSyncPY são:

- N_p : número total de prótons/partículas-alfa primários;
- δ_p : índice espectral da distribuição de energia dos prótons/partículas-alfa primários;
- $E_{p,min}$: energia cinética mínima dos prótons/partículas-alfa primários;
- $E_{p,max}$: energia cinética máxima dos prótons/partículas-alfa primários;
- N_e : número total de elétrons primários;
- δ_e : índice espectral da distribuição de energia dos elétrons primários;
- B_e : intensidade do campo magnético na região de emissão dos elétrons primários;
- ϕ_e : tamanho angular da fonte de elétrons primários (observada da Terra);
- n_e : densidade do plasma na região de emissão dos elétrons primários;
- j_1 e j_2 : índices para as energias mínima $E_{e,min}$ e máxima $E_{e,max}$ dos elétrons primários;
- B_k : intensidade do campo magnético na região de emissão dos elétrons *knock-on*;
- ϕ_k : tamanho angular da fonte de elétrons *knock-on* (observada da Terra);
- n_k : densidade do plasma na região de emissão dos elétrons *knock-on*;
- L_s : dimensão das fontes de elétrons primários e *knock-on* ao longo da linha de visada;
- θ : ângulo de visada;
- E_0 : limiar de energia para cálculo da emissão girossincrotrônica e sincrotrônica.

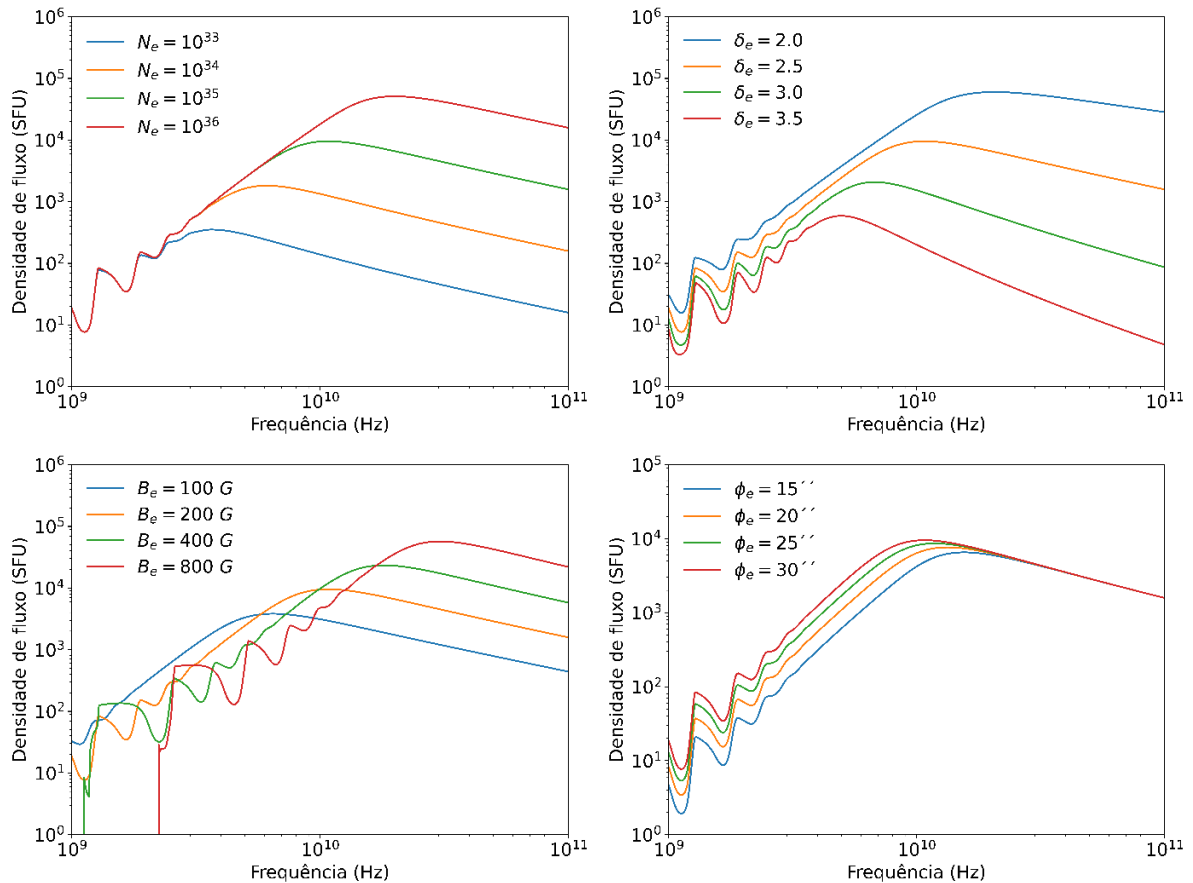
4. RESULTADO E DISCUSSÃO

4.1 Estudo do espaço de parâmetros

Nesta seção apresentamos os resultados de simulações realizadas com a versão modificada do aplicativo GSyncPY considerando cenários típicos de explosões solares, visando compreender como os parâmetros do modelo afetam o espectro de emissão de radiação girossincrotrônica/sincrotrônica. Analisamos o comportamento do espectro com respeito à variação dos parâmetros N_p , δ_p , $E_{p,max}$, N_e , δ_e , B_e , ϕ_e , B_k e ϕ_k , mantendo-se fixos os valores dos demais parâmetros: $E_{p,min} = 1$ MeV, $E_{e,min} = 10$ keV, $E_{e,max} = 100$ MeV, $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $n_k = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $L_s = 10^9 \text{ cm}$, $\theta = 60^\circ$ e $E_0 = 2,5$ MeV.

Na Figura 3 são mostrados os espectros de emissão girossincrotrônica/sincrotrônica produzidos por elétrons primários acelerados com distribuição angular isotrópica e distribuição de energia lei de potência no intervalo de $E_{e,min} = 10$ keV a $E_{e,max} = 100$ MeV para diferentes valores de N_e ($B_e = 200$ G; $\phi_e = 30''$; $\delta_e = 2,5$), δ_e ($N_e = 10^{35}$; $B_e = 200$ G; $\phi_e = 30''$), B_e ($N_e = 10^{35}$; $\phi_e = 30''$; $\delta_e = 2,5$) e ϕ_e ($N_e = 10^{35}$; $B_e = 200$ G; $\delta_e = 2,5$).

Figura 3 - Espectros de emissão girossincrotrônica/sincrotrônica produzidos por elétrons primários acelerados com distribuição angular isotrópica e distribuição de energia lei de potência no intervalo de $E_{k,min} = 10$ keV a $E_{k,max} = 100$ MeV para diferentes valores dos parâmetros N_e , δ_e , B_e e ϕ_e .





No painel superior esquerdo, observa-se que a densidade de fluxo na parte opticamente fina do espectro aumenta com o número de elétrons primários acelerados N_e . Observa-se também que o pico de emissão se desloca para frequências mais altas, conforme esperado devido ao aumento da densidade de elétrons primários acelerados N_e/V_e . Para frequências menores que ~ 2 GHz, a densidade de fluxo não varia significativamente com o número de elétrons primários acelerados N_e .

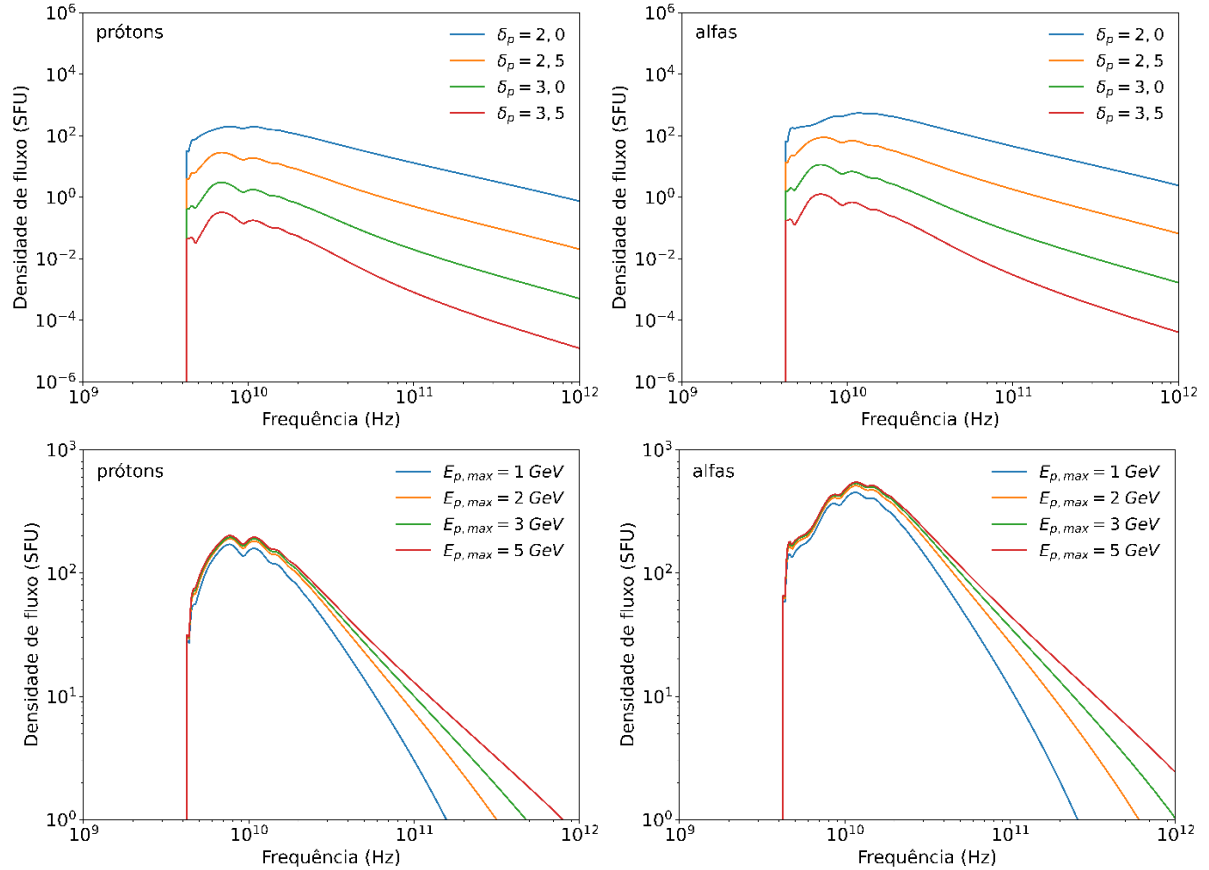
No painel superior direito, observa-se que à medida que a distribuição de energia dos elétrons primários acelerados se torna mais mole (*soft*), ou seja, aumenta o valor do índice espectral δ_e , a densidade de fluxo na parte opticamente fina do espectro também se torna mais mole, diminuindo significativamente. Observa-se também que o pico de emissão se desloca para frequências mais baixas. A densidade de fluxo na parte opticamente espessa do espectro diminui à medida que a distribuição de energia dos elétrons primários acelerados se torna mais mole, embora de forma menos acentuada.

No painel inferior esquerdo, observa-se que a densidade de fluxo na parte opticamente fina do espectro aumenta com a intensidade do campo magnético B_e . Observa-se também que o pico de emissão se desloca para frequências mais altas. A densidade de fluxo na parte opticamente espessa do espectro varia significativamente com a intensidade do campo magnético B_e , em particular com respeito ao padrão resultante da soma das contribuições dos harmônicos da giro-frequência $\nu_n = n \nu_B$. Conforme esperado, os espectros obtidos para os campos magnéticos com intensidades $B_e = 400$ G e $B_e = 800$ G apresentam um corte respectivamente nas frequências correspondentes às giro-frequências não-relativísticas $\nu_B(400 \text{ G}) \cong 1,1$ GHz e $\nu_B(800 \text{ G}) \cong 2,2$ GHz.

No painel inferior direito, observa-se que a densidade de fluxo na parte opticamente espessa do espectro aumenta com o tamanho da fonte ϕ_e . Observa-se também que o pico de emissão se desloca para frequências mais baixas, uma vez que a densidade de elétrons primários acelerados N_e/V diminui. A densidade de fluxo na parte opticamente fina do espectro praticamente não varia com o tamanho da fonte ϕ_e .

Na Figura 4 são mostrados os espectros de emissão girossincrotrônica/sincrotrônica produzidos por elétrons secundários *knock-on* obtidos para feixes de prótons/partículas-alfa primários acelerados com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência com índices espectrais $\delta_p = 2,0; 2,5; 3,0; 3,5$ no intervalo de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 5$ GeV e com índice espectral $\delta_p = 2,0$ nos intervalos de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 1; 2; 3; 5$ GeV ($N_p = 10^{33}$; $B_k = 1500$ G; $\phi_k = 20''$).

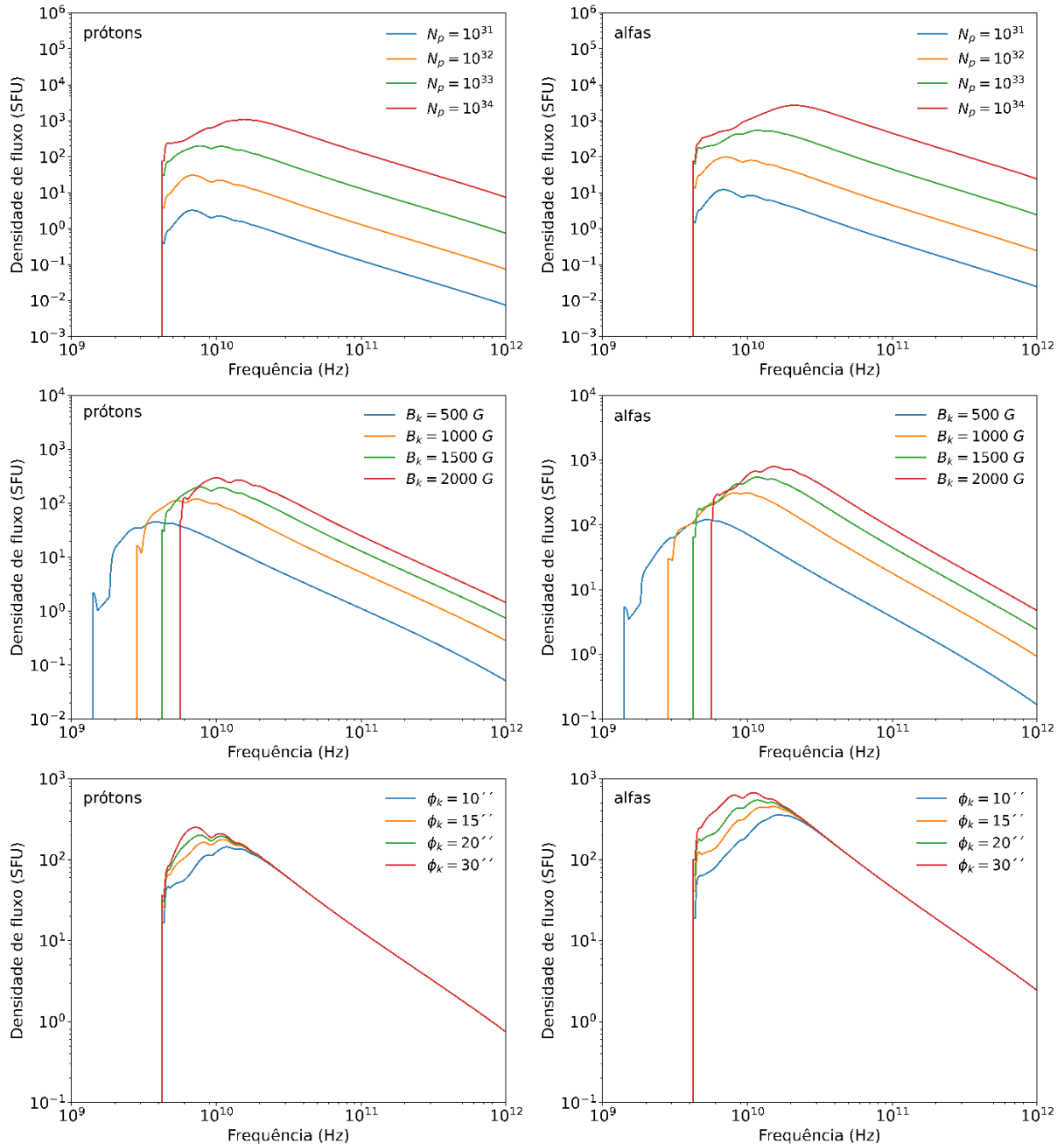
Figura 4 - Espectros de emissão girossincrotrônica/sincrotrônica produzidos por elétrons secundários *knock-on* obtidos para feixes de prótons/partículas-alfa primários acelerados com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência com índices espectrais $\delta_p = 2,0; 2,5; 3,0; 3,5$ no intervalo de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 5$ GeV e com índice espectral $\delta_p = 2,0$ nos intervalos de $E_{p,min} = 1,0$ MeV a $E_{p,max} = 1; 2; 3; 5$ GeV.



Nos painéis superiores, observa-se que à medida que a distribuição de energia dos prótons/partículas-alfa primários acelerados se torna mais mole, ou seja, aumenta o valor do índice espectral δ_p , a densidade de fluxo na parte opticamente fina do espectro também se torna mais mole. A densidade de fluxo na parte opticamente espessa do espectro diminui à medida que a distribuição de energia dos prótons/partículas-alfa primários acelerados se torna mais mole. Nos painéis inferiores, observa-se que à medida que a energia máxima $E_{p,max}$ dos prótons/partículas-alfa primários acelerados aumenta, a densidade de fluxo na parte opticamente fina do espectro torna-se mais mole. A densidade de fluxo na parte opticamente espessa do espectro não varia significativamente com a energia máxima $E_{p,max}$. Conforme esperado, os espectros obtidos apresentam um corte na frequência correspondente à giro-frequência não-relativística $\nu_B(1500 \text{ G}) \cong 4,2 \text{ GHz}$. Observa-se também que os espectros de emissão girossincrotrônica/sincrotrônica produzidos por elétrons secundários *knock-on* obtidos para feixes de partículas-alfa primárias são aproximadamente 4 vezes mais intensos do que os obtidos para feixes de prótons primários.

Na Figura 5 são mostrados os espectros de emissão girossincrotrônica/sincrotrônica produzidos por elétrons secundários *knock-on* obtidos para feixes de prótons/partículas-alfa primários acelerados com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência com índice espectral $\delta_p = 2,0$ no intervalo de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 5$ GeV para diferentes valores de N_p ($B_k = 1500$ G; $\phi_k = 20''$), B_k ($N_p = 10^{33}$; $\phi_k = 20''$) e ϕ_k ($N_p = 10^{33}$; $B_k = 1500$ G).

Figura 5 - Espectros de emissão girossincrotrônica/sincrotrônica produzidos por elétrons secundários *knock-on* obtidos para feixes de prótons/partículas-alfa primários acelerados com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência com índice espectral $\delta_p = 2,0$ no intervalo de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 5$ GeV para diferentes valores dos parâmetros N_p , B_k e ϕ_k .





Nos painéis superiores, observa-se que a densidade de fluxo aumenta com o número de prótons/partículas-alfa primários acelerados N_p . Para $N_p \geq 10^{33}$, observa-se que o pico de emissão se desloca para frequências mais altas. Para $N_p < 10^{33}$, o formato geral dos espectros na parte opticamente espessa não varia significativamente. Nos painéis intermediários, observa-se que a densidade de fluxo na parte opticamente fina do espectro aumenta com a intensidade do campo magnético B_k e que o pico de emissão se desloca para frequências mais altas. Observa-se também que os espectros obtidos para cada valor da intensidade do campo magnético B_k apresentam um corte respectivamente nas frequências correspondentes às giro-frequências não-relativísticas $\nu_B(500 \text{ G}) \cong 1,4 \text{ GHz}$, $\nu_B(1000 \text{ G}) \cong 2,8 \text{ GHz}$, $\nu_R(1500 \text{ G}) \cong 4,2 \text{ GHz}$ e $\nu_B(2000 \text{ G}) \cong 5,6 \text{ GHz}$. Nos painéis inferiores, observa-se que a densidade de fluxo na parte opticamente espessa do espectro aumenta com o tamanho da fonte ϕ_k e que o pico de emissão se desloca para frequências mais baixas. A densidade de fluxo na parte opticamente fina do espectro praticamente não varia com ϕ_k .

4.2 Ajuste de espectros de emissão em microondas

Nesta seção apresentamos os resultados obtidos com a versão modificada do aplicativo GSyncPY para os ajustes dos espectros de emissão de micro-ondas dos 8 eventos de explosão solar observados pelos NoRP listados na Tabela 1. Na Figura 6 são mostradas as curvas de luz com *background* subtraído observadas pelos NoRP nas frequências consideradas na análise dos eventos. Foram excluídos os dados em 1 GHz, que claramente apresentavam contaminação devido à emissão pelo plasma térmico, e os dados em 80 GHz, com exceção do evento SOL2005-08-25, que apresentavam uma estatística pobre.

Conforme descrito na seção 3.2, o modelo definido para implementar o ajuste dos espectros utilizando a classe Model do pacote LMFIT inclui as contribuições da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica produzida por *bremssstrahlung* de elétrons primários acelerados e por elétrons secundários *knock-on*. A componente devida aos elétrons primários acelerados é calculada considerando uma distribuição lei de potência com índice espectral δ_e no intervalo de energia de $E_{e,min} = 10 \text{ keV}$ a $E_{e,max} = 100 \text{ MeV}$. A componente devida aos elétrons secundários *knock-on* é calculada utilizando uma distribuição de energia obtida com o pacote FLUKA para um feixe composto por prótons e partículas-alfa primários com $\alpha/p = 0,5$, distribuição angular semi-isotrópica e distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta_p = 2,0$ no intervalo de $E_{p,min} = 1 \text{ MeV}$ a $E_{p,max} = 5 \text{ GeV}$. Assumimos um cenário em que as emissões produzidas pelos elétrons primários acelerados e pelos elétrons secundários *knock-on* são provenientes de fontes localizadas respectivamente na região coronal e na região cromosférica/fotosférica.



PROGRAMA INSTITUCIONAL DE
INICIAÇÃO CIENTÍFICA

Na Figura 7 são mostrados os resultados obtidos para os ajustes dos espectros de emissão de micro-ondas dos eventos selecionados. Na Tabela 2 são mostrados os valores obtidos nos ajustes para os parâmetros livres do modelo, N_e , δ_e , B_e , ϕ_e e B_k , mantendo-se fixos os valores dos demais parâmetros: $E_{e,min} = 10$ keV, $E_{e,max} = 100$ MeV, $n_e = 10^9$ cm⁻³, $\phi_k = 20''$, $n_k = 10^{10}$ cm⁻³, $L_s = 10^9$ cm, $\theta = 60^\circ$ e $E_0 = 2,5$ MeV. Na última coluna da tabela são mostrados os valores obtidos para a fração f_k da densidade de fluxo total, integrada em frequência na parte opticamente fina do espectro, devida aos elétrons secundários *knock-on* (expressa em porcentagem). Os valores do número de prótons primários acelerados N_p no intervalo de $E_{p,min} = 1$ MeV a $E_{p,max} = 5$ GeV para cada evento são determinados a partir dos valores correspondentes dados na Tabela 1 de Shih et al. (2009) para número de prótons com energias maiores que 30 MeV, $N_p(> 30$ MeV), utilizando a expressão:

$$N_p = \left(\frac{A_{30}}{A} \right) N_p(> 30 \text{ MeV}) , \quad (9)$$

onde,

$$A_{30} = \left[\int_{30 \text{ MeV}}^{\infty} E^{-\delta_p} dE \right]^{-1} , \quad (10)$$

$$A = \left[\int_{1 \text{ MeV}}^{5 \text{ GeV}} E^{-\delta_p} dE \right]^{-1} . \quad (11)$$

Os resultados mostram que o modelo utilizado, incluindo as contribuições de elétrons primários acelerados e elétrons secundários *knock-on*, fornece ajustes muito bons para os espectros de emissão de micro-ondas dos eventos selecionados, com valores dos parâmetros fisicamente razoáveis. Observa-se que para os eventos com um número de prótons primários acelerados $N_p > 10^{32}$ a contribuição dos elétrons secundários *knock-on* é mais significativa.

Tabela 2 - Parâmetros do modelo obtidos nos ajustes dos espectros de emissão de micro-ondas dos eventos selecionados.

Evento	N_p	N_e	δ_e	B_e (G)	ϕ_e (")	B_k (G)	f_k (%)
SOL2002-05-31	$1,68 \times 10^{32}$	$1,12 \times 10^{33}$	2,6	269	15,9	1520	28,7
SOL2002-07-23	$6,00 \times 10^{33}$	$5,83 \times 10^{33}$	2,1	313	47,6	1444	7,3
SOL2003-05-27	$2,87 \times 10^{31}$	$8,21 \times 10^{33}$	2,5	312	43,0	1842	0,7
SOL2003-06-17	$9,96 \times 10^{32}$	$1,05 \times 10^{33}$	2,0	313	53,3	1986	8,9
SOL2004-01-06	$4,51 \times 10^{32}$	$1,00 \times 10^{34}$	2,5	317	33,9	2303	11,0
SOL2004-07-15	$1,78 \times 10^{30}$	$5,52 \times 10^{32}$	2,1	305	17,2	1823	0,1
SOL2005-08-25	$1,54 \times 10^{32}$	$1,29 \times 10^{33}$	2,0	571	13,5	4390	3,0
SOL2005-09-10	$5,10 \times 10^{30}$	$2,65 \times 10^{33}$	2,0	310	32,0	2291	0,03

Figura 6 - Curvas de luz com *background* subtraído observadas pelos NoRP nas frequências consideradas na análise dos eventos de explosão solar seleccionados.

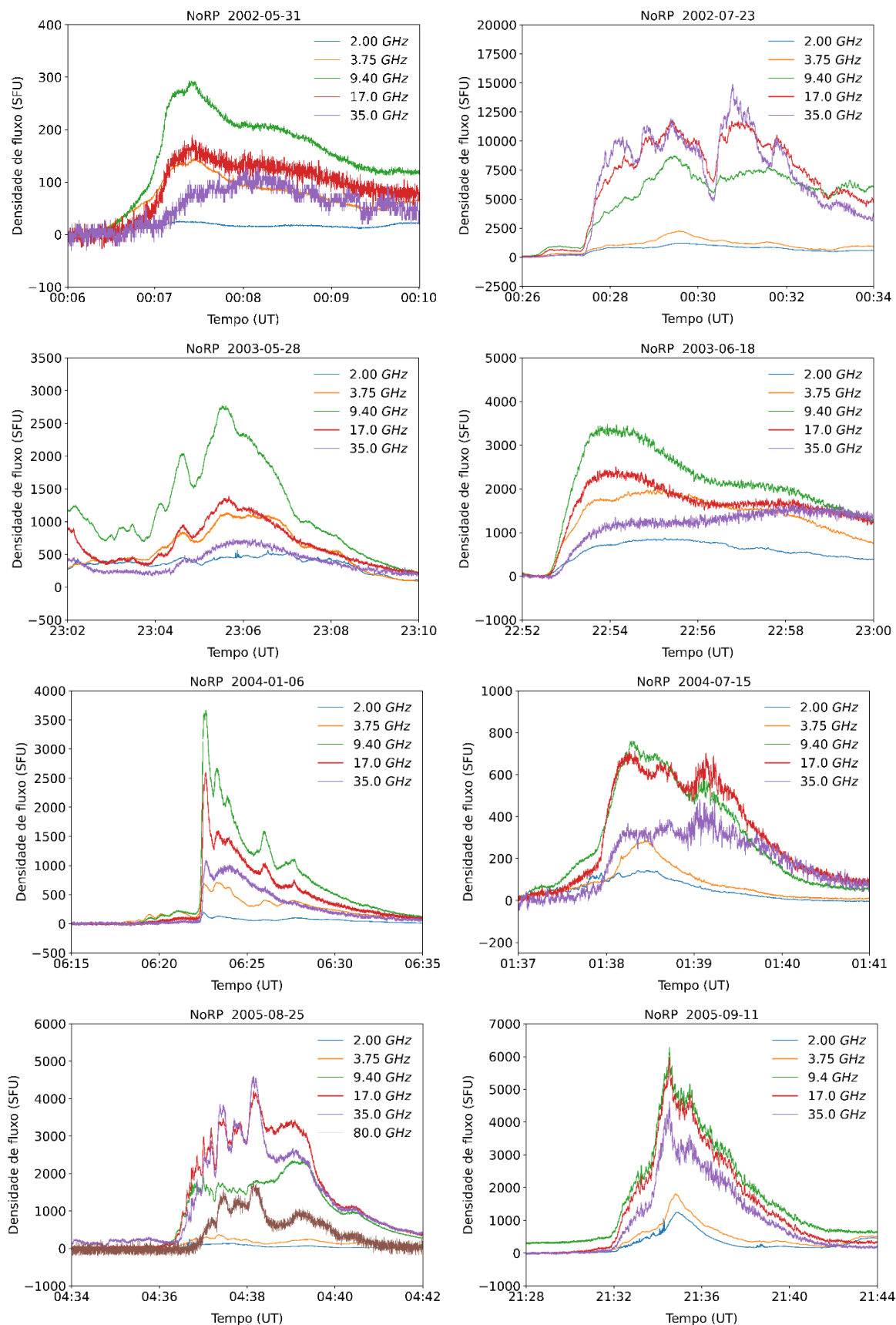
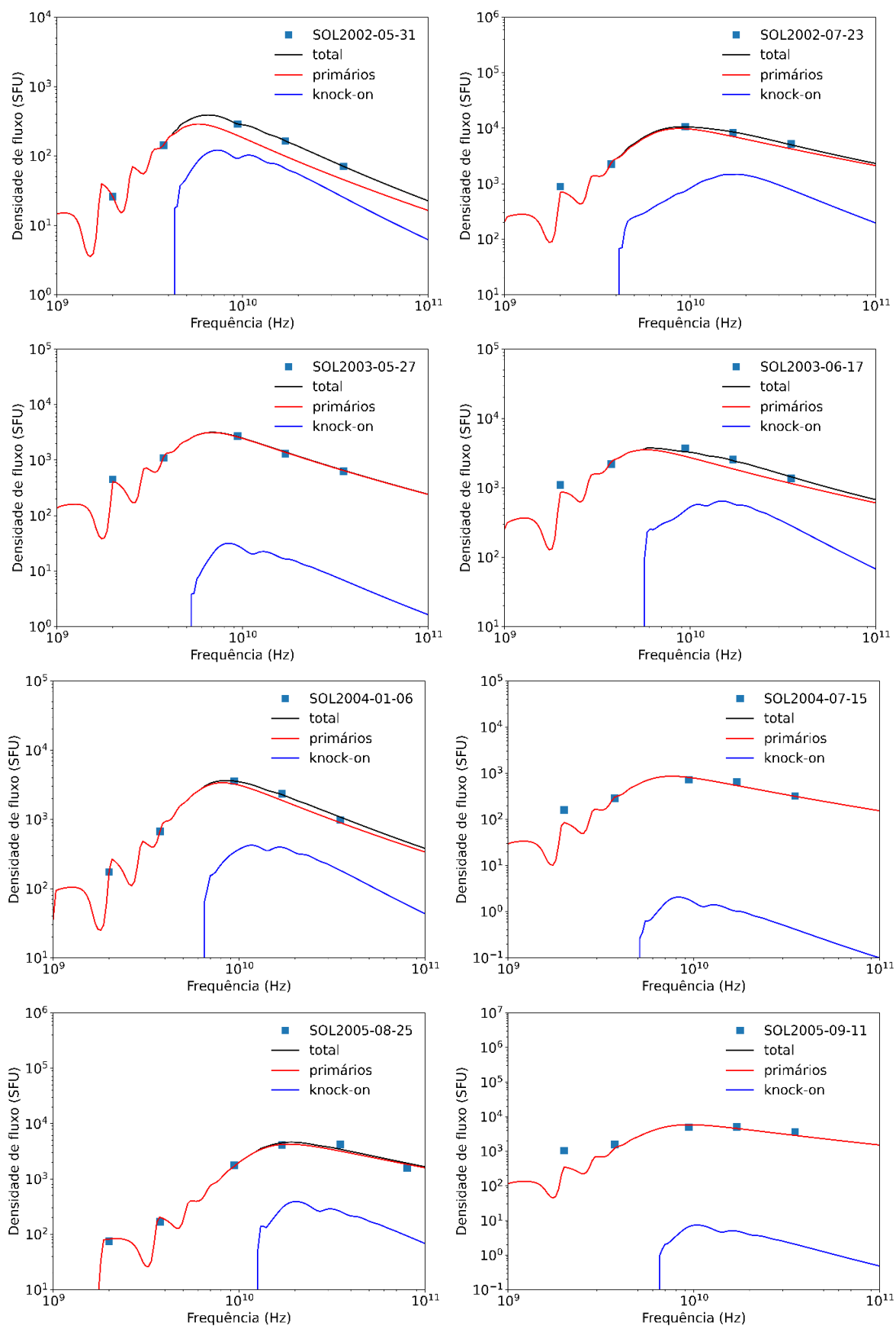


Figura 7 - Ajustes dos espectros de emissão de micro-ondas dos eventos selecionados obtidos com a versão modificada do aplicativo GSyncPY.



5. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho, estudamos detalhadamente a produção de radiação girossincrotrônica/sincrotrônica por elétrons secundários *knock-on* e sua possível contribuição para o espectro de emissão de micro-ondas em explosões solares. Modificamos o aplicativo GSyncPY desenvolvido por Souza (2020) para calcular espectros de emissão de micro-ondas incluindo as contribuições da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica produzida por elétrons primários acelerados e por elétrons secundários *knock-on*. Utilizando a versão modificada do aplicativo GSyncPY, modelamos espectros de emissão de micro-ondas observados em eventos de explosão solar selecionados e analisamos comparativamente as contribuições dos elétrons primários acelerados e dos elétrons secundários *knock-on*.

A análise teórica e computacional abordada neste estudo possibilitou uma compreensão mais profunda sobre a emissão de radiação girossincrotrônica/sincrotrônica por elétrons secundários *knock-on*, explorando a relevância desse processo no contexto das explosões solares e suas implicações para os espectros de micro-ondas observados. A adaptação do aplicativo GSyncPY e a modelagem dos espectros demandaram uma revisão bibliográfica aprofundada e um considerável esforço para ajustar os parâmetros de simulação. Esse trabalho minucioso foi essencial para selecionar os eventos solares mais representativos e para entender de forma precisa a contribuição dos elétrons secundários *knock-on*, que constituiu o principal objetivo do presente estudo.

6. REFERÊNCIAS

- Abraham, P. B.; Brunstein, K. A.; Cline, T. L. Production of low-energy cosmic-ray electrons. *Physical Review*, 150: 1088, 1966.
- Ahdida C. *et al.* New capabilities of the FLUKA multi-purpose code. *Frontiers in Physics*, 9: 788253, 2022.
- Aschwanden, M. J. *Physics of the solar corona - an introduction*. Praxis Publishing Ltd, Chichester, 2004.
- Bastian, T.; Benz, A.; Gary, D. Radio emission from solar flares. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 36 (1): 131, 1998.
- Battistoni, G. *et al.* Overview of the FLUKA code. *Annals of Nuclear Energy*, 82: 10, 2015.
- Bethe, H. A.; Heitler, W. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 146: 83, 1934.
- Dulk, G. A. Radio emission from the sun and stars. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 23: 169, 1985.
- Ginzburg, V.; Syrovatskii, S. Cosmic magnetobremssstrahlung (synchrotron radiation). *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 3: 297, 1965.

Kawate, T. *et al.* Hard x-ray and microwave emissions from solar flares with hard spectral indices. *The Astrophysical Journal*, 747 (2): 131, 2012.

Lin, R. P. *et al.* The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI). *Solar Physics*, 210 (1): 3 - 32, 2002.

Moraca, V. K. Simulações da contribuição de elétrons knock-on para o espectro de emissão de raios-X e raios-gama em explosões solares utilizando o pacote FLUKA. XVIII Jornada de Iniciação Científica, 2022

Moura, R. F. A. Modelagem e análise de espectros de emissão de micro-ondas em explosões solares utilizando o aplicativo GSyncPY. Trabalho de Conclusão de Curso - Graduação em Engenharia Elétrica, Universidade Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, 2022.

Pacholczyk, A.; Jordán, F. Radioastrofísica: procesos no térmicos en fuentes galácticas y extragalácticas. Reverté, 1979.

Priest, E. R.; Forbes, T. G. Does fast magnetic reconnection exist? *Plasma Physics*, 97: 16, 1992.

Ramaty, R.; Lingenfelter, R. E. The influence of the ionized medium on synchrotron emission spectra in the solar corona. *Journal of Geophysical Research*, 72 (3): 879, 1967.

Ramaty, R. Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma. *Astrophysical Journal*, 158: 753, 1969.

Ramaty, R. *et al.* Gamma-ray and millimeter-wave emissions from the 1991 June X-class solar flares. *Astrophysical Journal*, 436: 941, 1994.

Rybicki, G. B.; Lightman, A. P. Radiative processes in astrophysics. Cambridge: Wiley, 1979.

Shih, A. Y. RHESSI observations of the proportional acceleration of relativistic > 0.3 MeV electrons and > 30 MeV protons in solar flares. *The Astrophysical Journal Letters*, 698 (2), L152-L157, 2009.

Shimojo, M.; Iwai, K. Over seven decades of solar microwave data obtained with Toyokawa and Nobeyama Radio Polarimeters. *Geoscience Data Journal*, 10: 114–129, 2023.

Souza, M. S. GSyncPY: um aplicativo em Python para modelagem e análise do duplo espectro de emissão girossincrotrônica em explosões solares. Trabalho de Conclusão de Curso - Graduação em Engenharia Elétrica, Universidade Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, 2020.

Tanabashi, M. *et al.* Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 98: 030001, 2018.

Tandberg-Hanssen, E.; Emslie, A. G. The physics of solar flares. Cambridge University Press, New-York, 2009.

Tuneu, J., Contribuição de pósitrons e elétrons secundários de alta energia para o espectro em rádio de explosões solares, Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Ciências e Aplicações Geo-Espaciais, Universidade Presbiteriana Mackenzie, 2016.

Vilmer, N.; MacKinnon, A. L.; Hurford, G. J. Properties of energetic ions in the solar atmosphere from γ -ray and neutron observations. *Space Science Reviews*, 159: 167, 2011.