

SIMULAÇÕES DA CONTRIBUIÇÃO DE PÍONS PARA O ESPECTRO DE EMISSÃO DE RAIOS-GAMA EM EXPLOSÕES SOLARES UTILIZANDO O PACOTE FLUKA

Bárbara Rios Souza (IC) e Sérgio Szpigel (Orientador)

Apoio: PIBIC Mackenzie

RESUMO

A modelagem e interpretação de espectros de emissão de raios-gama observados em explosões solares é geralmente realizada *via* melhor ajuste de dados utilizando-se um conjunto de *templates* e funções independentes para as componentes espectrais produzidas pelos vários processos relevantes: *bremsstrahlung* de elétrons e pósitrons, desexcitação nuclear, captura de nêutrons, aniquilação de pósitrons e decaimento de píons. Em particular, a análise da componente espectral de emissão contínua de raios-gama em energias ≥ 10 MeV fornece informações sobre os íons primários acelerados mais energéticos. Os espectros de raios-gama observados frequentemente exibem um *flattening* pronunciado em energias ~ 70 MeV, resultante da emissão contínua produzida pelo decaimento de píons gerados por íons primários acelerados com energias maiores que $\sim 200 - 300$ MeV/nucleon. Neste trabalho, apresentamos e discutimos os resultados de simulações realizadas com o pacote Monte Carlo FLUKA com o objetivo de estudar os processos nucleares que produzem píons em explosões solares e sua contribuição para o espectro de emissão de raios-gama observado nesses eventos, considerando um modelo simples para a atmosfera solar ambiente e feixes de íons primários acelerados com diferentes distribuições energéticas e angulares. A modelagem detalhada da componente espectral de emissão contínua de raios-gama devida ao decaimento de píons pode fornecer vínculos importantes para as distribuições energéticas e angulares dos íons primários acelerados e para as propriedades da atmosfera solar ambiente onde interagem, contribuindo assim para um melhor entendimento dos mecanismos de aceleração de partículas em explosões solares.

Palavras-chave: Explosões Solares. Decaimento de Píons. FLUKA

ABSTRACT

The modelling and interpretation of gamma-ray emission spectra observed in solar flares is generally carried out via the best-fit of data using a set of independent templates and functions for the spectral components produced by the several relevant processes: bremsstrahlung of electrons and positrons, nuclear de-excitation, neutron capture, positron annihilation and pion decay. In particular, the analysis of the spectral component of gamma-ray continuum emission in energies ≥ 10 MeV provides informations about the most energetic primary accelerated ions. The observed gamma-ray spectra frequently exhibit a pronounced flattening in energies ~ 70 MeV, resulting from the continuum emission produced by the decay of pions generated by primary accelerated ions with energies greater than $\sim 200 - 300$ MeV/nucleon. In this work, we present and discuss the results of simulations carried out with the Monte Carlo package FLUKA aiming to study the nuclear processes which produce pions in solar flares and their contribution to the gamma-ray emission spectrum observed in those events, considering a simple model for the ambient solar atmosphere and beams of primary accelerated ions with different energetic and angular distributions. The detailed modelling of the spectral component of gamma-ray continuum emission due to the decay of pions can provide important constraints on the energetic and angular distributions of the primary accelerated ions and the properties of the ambient solar atmosphere where they interact, thus contributing to a better understanding of the mechanisms of particle acceleration in solar flares.

Keywords: Solar Flares. Pion Decay. FLUKA.

1. INTRODUÇÃO

Explosões solares são eventos transientes e intensos que ocorrem nas chamadas regiões ativas da atmosfera solar, constituídas por um plasma magnetizado com intensos campos magnéticos estruturados em configurações complexas de arcos magnéticos (Tandberg-Hanssen; Emslie, 2009). Esses eventos envolvem a liberação de energias da ordem de 10^{27} a 10^{32} ergs em poucas dezenas de segundos até dezenas de minutos, resultando em um abrilhantamento repentino observado no disco solar.

De acordo com o modelo padrão geralmente adotado para descrever as explosões solares, a energia inicialmente armazenada nos campos 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 que cobre praticamente todas as faixas do espectro eletromagnético, de ondas de rádio até raios-gama. O plasma magneto-ativo aquecido produz emissão de radiação ultravioleta (UV) e raios-X moles por *bremsstrahlung* de elétrons térmicos (emissão *free-free*). Os elétrons acelerados (não-térmicos) aprisionados nos arcos magnéticos coronais produzem emissão de radiação sincrotrônica na faixa de rádio e micro-ondas, bem como emissão contínua de raios-X duros e raios-gama por *bremsstrahlung* quando precipitam da coroa para as regiões mais densas da cromosfera e fotosfera próximas aos pés dos arcos magnéticos. Os íons acelerados a altas energias que precipitam da coroa para a cromosfera e fotosfera produzem emissão de raios-gama através de reações nucleares.

As quantidades mensuráveis associadas às emissões de raios-gama observadas em explosões solares dependem fortemente das propriedades dos elétrons e íons primários acelerados, bem como das características físicas da atmosfera solar ambiente e da estrutura dos arcos magnéticos. Nesse sentido, a análise dos espectros de emissão de raios-gama fornece diagnósticos importantes tanto dos mecanismos de aceleração de elétrons e íons primários quanto da estrutura e evolução do plasma ambiente (Murphy et al., 2007).

Desde o trabalho seminal de Lingenfelter e Ramaty (1967), vários modelos têm sido desenvolvidos para analisar os espectros de emissão de raios-gama observados em explosões solares (Vilmer, MacKinnon e Hurford, 2011). Esses modelos envolvem cálculos complexos de aceleração, transporte e interações de partículas primárias e secundárias para a determinação das componentes espectrais de emissão de raios-gama em explosões solares produzidas pelos vários processos relevantes: *bremsstrahlung*, desexcitação nuclear, captura de nêutrons, aniquilação de pósitrons e decaimento de píons.

Em algumas explosões solares a emissão de linhas de raios-gama, bem como de nêutrons energéticos detectados no espaço, indica que íons foram acelerados a energias no intervalo de $\sim$ MeV/nucleon até $\sim$ GeV/nucleon. Acredita-se que essas partículas energéticas transportam a energia da região coronal, onde é liberada pelo processo de reconexão magnética, até as camadas mais profundas da atmosfera solar. Assim, o problema de explicar a liberação de energia em uma explosão solar está intimamente ligado aos problemas relacionados ao mecanismo de aceleração das partículas.

As maiores energias atingidas por íons primários acelerados em explosões solares apresentam um desafio que demanda grande atenção teórica. Íons primários acelerados com energias ≥ 10 GeV/nucleon certamente chegam à Terra após grandes explosões solares, como por exemplo o famoso evento de raios cósmicos de 23 de fevereiro de 1956 (*Ground Level Enhancement Event*) no qual foram detectados íons com energias de até 17 GeV (Rishbeth; Shea; Smart, 2009). Particularmente intrigantes são os eventos de longa duração, que podem persistir por várias horas, cujo espectro de emissão de raios-gama pode se estender a energias na faixa de GeV (Ajello et al., 2014).

A análise da componente espectral de emissão contínua de raios-gama em energias ≥ 10 MeV fornece informações sobre os íons mais energéticos acelerados em explosões solares (Vilmer, MacKinnon e Hurford, 2011). Em particular, os espectros de raios-gama observados frequentemente exibem um *flattening* pronunciado em energias ~ 70 MeV que é inconsistente com a emissão contínua por *bremstrahlung* de elétrons primários não-térmicos. De fato, esse *flattening* é resultante da emissão contínua produzida pelo decaimento de píons gerados por íons primários acelerados com energias maiores que $\sim 200 - 300$ MeV/nucleon. Observações realizadas com o Large Area Telescope (LAT) do satélite Fermi têm mostrado que isso ocorre com mais frequência do que anteriormente esperado, mesmo em explosões solares classe-M menos intensas (Ackermann et al., 2014).

Trabalhos recentes (Tusnski et al., 2019; Mackinnon et al., 2020) tem demonstrado o potencial do pacote Monte Carlo FLUKA (Ferrari et al., 2011; Battistoni et al., 2015; Ahdida et al, 2022) como ferramenta efetiva para a simulação de processos nucleares no contexto de explosões solares, bem como sua capacidade de implementar um tratamento auto-consistente de todas as componentes típicas dos espectros de emissão de raios-gama observados na faixa de energia de 100's keV a 100's MeV. Neste trabalho, utilizamos o FLUKA para realizar simulações dos processos nucleares que produzem píons em explosões solares e sua contribuição para o espectro de emissão de raios-gama observado nesses eventos, considerando um modelo simples para a atmosfera solar ambiente e feixes de íons primários acelerados com diferentes distribuições energéticas e angulares.

2. REFERENCIAL TEÓRICO

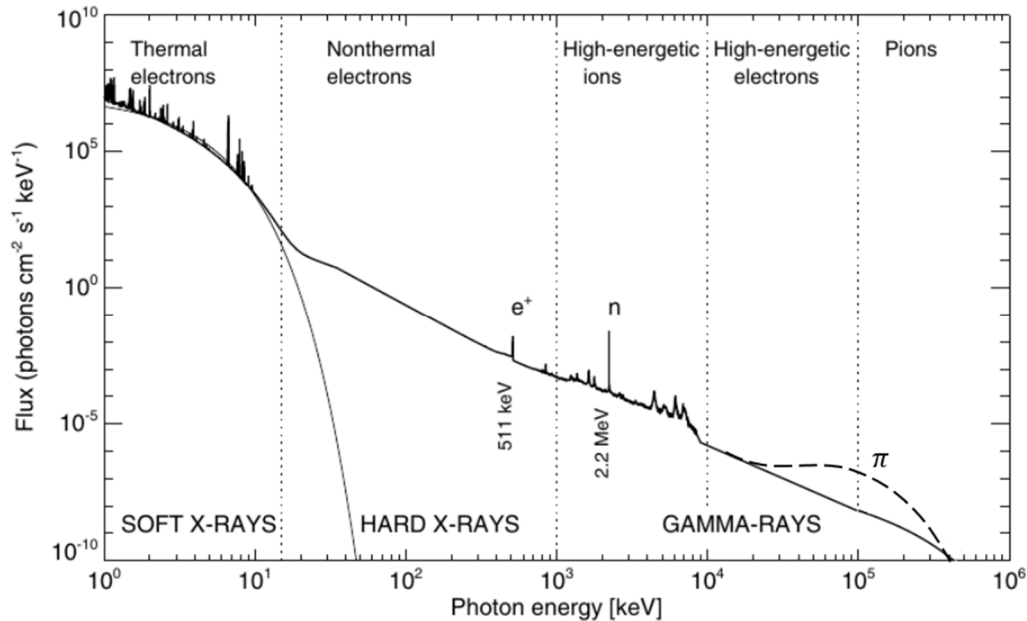
2.1 Espectros de emissão de raios-X e raios-gama em explosões solares

As bases teóricas para o cálculo do espectro de emissão de raios-gama em explosões solares foram estabelecidas no trabalho seminal de Lingenfelter e Ramaty (1967). Desde a publicação desse trabalho pioneiro, a teoria para o tratamento da emissão de raios-gama em explosões solares tem sido significativamente refinada. Uma revisão detalhada sobre esse tema pode ser encontrada em Vilmer, MacKinnon e Hurford (2011).

As interações de elétrons e íons primários acelerados em explosões solares com os núcleos da atmosfera solar ambiente produzem fótons com energias na faixa de raios-X e raios-gama (Murphy; Dermer; Ramaty, 1987). Os elétrons primários acelerados produzem emissão contínua de raios-X e raios-gama por *bremsstrahlung*. Os íons primários acelerados com energias no intervalo de ~ 2 a 100 MeV/nucleon produzem núcleos excitados e radioativos, cuja desexcitação ou decaimento produz emissão de linhas de raios-gama na faixa de $\sim 0,5$ a 8 MeV. Os íons primários acelerados com energias maiores que $\sim 200 - 300$ MeV/nucleon podem produzir píons secundários que contribuem para a emissão contínua de raios-gama através de processos de decaimento. Pósitrons resultantes dos processos de decaimento de píons e produção de pares elétron-pósitron também produzem emissão contínua de raios-gama pelo processo de aniquilação em voo, bem como a linha de 511 keV pelo processo de aniquilação em repouso após termalização. As interações dos íons primários acelerados também podem produzir nêutrons, cuja captura por átomos de hidrogênio na fotosfera resulta na linha de 2,223 MeV.

Na Figura 1 é mostrado o esboço de um espectro de emissão típico de uma explosão solar intensa na faixa de energias que se estende de raios-X moles até raios-gama (Aschwanden, 2004). Na faixa de raios-X moles (1 a 10 keV) o espectro é dominado pela emissão contínua de radiação produzida por *bremsstrahlung* de elétrons térmicos, apresentando também linhas de emissão produzidas por transições atômicas. Na faixa de raios-X duros (10 keV a 1 MeV) o espectro é dominado pela emissão contínua de radiação produzida por *bremsstrahlung* de elétrons não-térmicos relativísticos. Nessa faixa nota-se também a linha de aniquilação de pósitrons. Na faixa de raios-gama (1 MeV a 1 GeV) o espectro apresenta a componente de emissão contínua produzida por *bremsstrahlung* de elétrons não-térmicos ultra-relativísticos, linhas de desexcitação nuclear e a componente de emissão contínua devida ao decaimento de píons para energias ≥ 10 MeV. Nessa faixa nota-se também a linha de captura de nêutrons.

Figura 1 - Esboço de um espectro de emissão típico de uma explosão solar na faixa de energia que se estende de raios-X moles até raios-gama.



Fonte: Aschwanden, 2004.

A modelagem e interpretação de espectros de emissão de raios-gama observados é geralmente realizada *via* melhor ajuste de dados utilizando-se um conjunto de *templates* e funções independentes para as componentes espectrais produzidas pelos vários processos físicos relevantes. *Templates* para a componente devida às linhas de desexcitação nuclear, gerados a partir de cálculos com um código desenvolvido com base nos trabalhos de Ramaty, Kozlovsky e Lingenfelter (1979), Kozlovsky, Murphy e Ramaty (2002) e Murphy *et al.* (2009), estão disponíveis no pacote Objective Spectral Executive (OSPEX) (Freeland; Handy, 1998). Funções para a componente devida à linha de aniquilação de pósitrons em 511 keV, construídas com base nos trabalhos de Kozlovsky, Lingenfelter e Ramaty (1987) e Murphy *et al.* (2005), e *templates* para a componente devida ao decaimento de píons, gerados a partir de cálculos realizados por Murphy, Dermer e Ramaty (1987) e Mandzhavidze e Ramaty (1992) também estão disponíveis no OSPEX. *Templates* para a componente devida à linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV foram gerados a partir de cálculos com códigos desenvolvidos por Hua *et al.* (2002), mas não estão disponíveis no OSPEX.

2.2 Componente espectral devida ao decaimento de píons

Colisões de íons primários acelerados com núcleos da atmosfera solar ambiente podem produzir píons secundários que contribuem para a emissão contínua de raios-gama através de processos de decaimento (Murphy; Dermer; Ramaty, 1987). A massa de repouso do pión neutro (π^0) é de 134,96 MeV e a dos píons carregados ($\pi^\pm$) é de 139,57 MeV. Assim, o limiar de energia para a produção de píons em colisões próton - próton ($p - p$) é de ~ 280 MeV/nucleon e em colisões próton - alfa ($p - \alpha$) é de ~ 200 MeV/nucleon.

Na Tabela 1 são listadas as reações nucleares mais relevantes para a produção de píons em explosões solares, onde X denota todas as outras partículas no estado final.

Tabela 1 - Reações mais relevantes para a produção de píons em explosões solares.

Colisões $p - p$	Colisões $p - \alpha$
$p + p \rightarrow \pi^0 + X$	$p + \alpha \rightarrow \pi^0 + X$
$p + p \rightarrow \pi^+ + X$	$p + \alpha \rightarrow \pi^+ + X$
$p + p \rightarrow \pi^- + X$	$p + \alpha \rightarrow \pi^- + X$

Os π^0 decaem diretamente em dois fótons com energia de 67,5 MeV:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad . \quad (1)$$

Um modo de decaimento mais raro do π^0 , com razão de ramificação $\sim 1,2\%$, é o chamado decaimento Dalitz (Tanabashi et al., 2018):

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma \quad . \quad (2)$$

Os $\pi^\pm$ decaem em múons positivos/negativos ($\mu^\pm$) e neutrinos/anti-neutrinos correspondentes ($\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$). Os $\mu^\pm$, por sua vez, decaem em pósitrons/elétrons ($e^\pm$) e neutrinos/anti-neutrinos de $e^\pm$ e $\mu^\pm$ correspondentes ($\nu_e/\bar{\nu}_e$) e ($\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$):

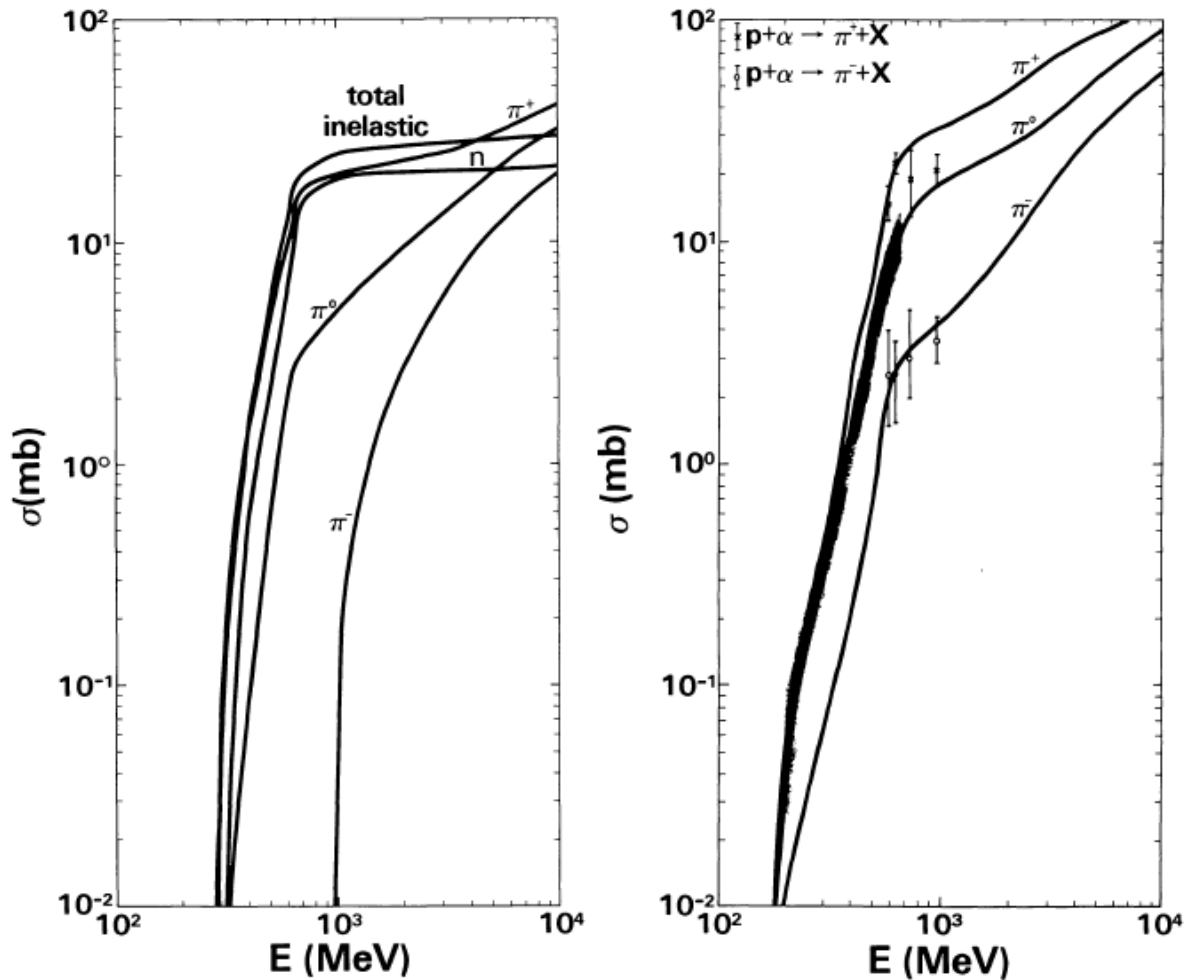
$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu \quad , \quad (3)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e/\bar{\nu}_e + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu \quad . \quad (4)$$

O tempo de vida média dos π^0 é $\tau_{\pi^0} = 8,5 \times 10^{-17}$ s e o dos $\pi^\pm$ é $\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \times 10^{-8}$ s, de modo que o decaimento ocorre praticamente no mesmo local em que foram produzidos. Os $\mu^\pm$, por sua vez, possuem um tempo de vida média maior, $\tau_{\mu^\pm} = 2,2 \times 10^{-6}$ s, de modo que podem eventualmente percorrer uma certa distância antes do decaimento. Os elétrons e pósitrons secundários resultantes desses processos de decaimento produzem emissão contínua de raios-gama por *bremstrahlung*.

Na Figura 2 são mostradas as seções de choque para a produção de píons em colisões $p - p$ e $p - \alpha$ em função da energia cinética dos prótons incidentes no referencial do laboratório (Murphy; Dermer; Ramaty, 1987). No caso das colisões $p - p$ também são mostradas a seção de choque inelástica total e a seção de choque para produção de nêutrons. Nota-se que as seções de choque para a produção de π^+ , favorecida pela conservação de carga nas colisões, são maiores que a as seções de choque para a produção de π^0 e π^- .

Figura 2 - Seções de choque em mb ($1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$) para a produção de píons em colisões $p - p$ (painel esquerdo) e $p - \alpha$ (painel direito) em função da energia cinética dos prótons incidentes.



Fonte: Murphy; Dermer; Ramaty, 1987.

3. METODOLOGIA

3.1 Pacote FLUKA

O FLUKA (Ferrari et al., 2011; Battistoni et al., 2015; Ahdida et al, 2022) é um pacote de rotinas integradas de uso geral para a simulação Monte Carlo do transporte e interações de partículas em materiais arbitrários. O pacote tem sido utilizado no desenvolvimento de aplicações em diversas áreas de pesquisa, tais como física experimental de altas energias, raios cósmicos, design de telescópios e detectores, dosimetria, calorimetria e radiologia.

As simulações realizadas com o FLUKA são configuradas por meio de um arquivo de *input* no formato ASCII criado pelo usuário, que consiste em uma sequência de linhas de comando chamadas “cartões” por razões históricas. Um arquivo de *input* típico do FLUKA contém cartões através dos quais são definidos os parâmetros e configurações gerais da simulação, as propriedades da fonte de partículas, a geometria, os materiais e as ferramentas de estimativa, denominadas *detectores*, que permitem calcular as quantidades de interesse.

O pacote 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 e otimizados 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 *bremsstrahlung*, espalhamento Compton e Rayleigh, ionização, produção de pares elétron-pósitron, aniquilação de pósitrons em voo e em repouso, espalhamento Bhabha e Möller e efeito fotoelétrico, bem como interações foto-nucleares e foto-produção de múons. O transporte e as interações de nêutrons de baixa energia, incluindo o tratamento da linha de captura em 2,223 MeV, são implementados no FLUKA através de um algoritmo baseado no método de multigrupos (Ferrari et al., 2011).

O transporte de partículas carregadas é implementando por um algoritmo original para o cálculo de espalhamentos múltiplos e simples, baseado na teoria de Moliere e na fórmula de Rutherford. O tratamento das perdas de energia por ionização é baseado na teoria de Bethe-Block (Bethe; Heitler, 1934), suplementada com termos de correção de densidade, de camada, de spin e de ordem mais alta (Tanabashi et al., 2018).

O tratamento das interações hadrônicas e nucleares no FLUKA é baseado em uma abordagem microscópica em que são utilizados vários modelos ajustados aos diferentes intervalos de energia das partículas envolvidas (Ferrari; Sala, 1998; Battistoni et al., 2006; Battistoni et al., 2015): Pre-Equilibrium Approach to Nuclear Thermalization (PEANUT), Boltzmann Master Equation (BME), Relativistic Quantum Molecular Dynamics (RQMD) e Dual Parton Model and JETs (DPMJET-III).

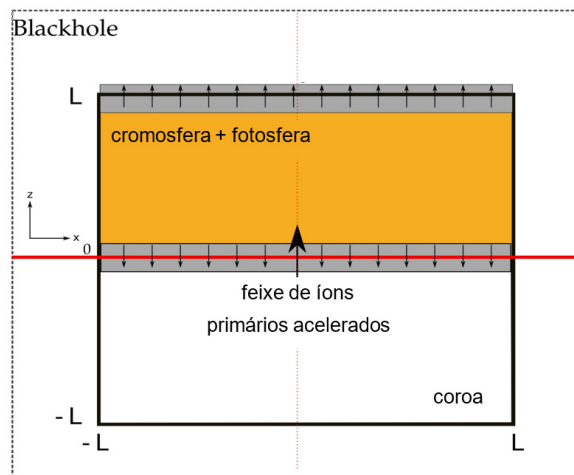
3.2 Modelo para a simulação

Para simular os processos nucleares de alta energia em explosões solares utilizando o pacote FLUKA, consideramos um modelo simples em que feixes de íons primários acelerados são injetados em um alvo com características similares às da atmosfera solar ambiente. O algoritmo implementado pelo FLUKA segue individualmente a evolução das partículas primárias aceleradas e das partículas secundárias geradas, rastreando suas interações com o meio até saírem da região do alvo, atingirem o repouso ou apresentarem uma energia abaixo de um limiar definido para o transporte.

Adotamos uma geometria plano-paralela simples para a estrutura vertical da atmosfera solar ambiente, uma vez que em geral as dimensões da região de interação e emissão são sempre muito menores que o raio solar. A utilização de uma geometria plano-paralela é adequada para a maior parte das regiões do disco solar. Para explosões solares muito próximas do limbo essa geometria subestima a densidade de coluna atravessada por fótons que escapam da região fotosférica/cromosférica para a região coronal e deve ser substituída por uma geometria esférica.

Na Figura 3 é mostrada uma representação em duas dimensões da geometria utilizada nas simulações, na qual a região de interação e emissão da atmosfera solar ambiente é aproximada por uma caixa cúbica centrada na origem de um sistema de coordenadas cartesianas (Ox , Oy , Oz) com aresta de comprimento $2L$ e faces orientadas perpendicularmente aos eixos coordenados. A coordenada z corresponde à profundidade vertical na atmosfera solar ambiente. Um plano (xy) em $z = 0$ divide a caixa cúbica em dois hemisférios. O hemisfério superior ($z > 0$) corresponde à região cromosférica/fotosférica e o hemisfério inferior ($z < 0$) corresponde à região coronal. A caixa cúbica é inserida no interior de uma outra caixa cúbica com aresta maior, definindo a região denominada no FLUKA como *blackhole* em que as partículas não são mais rastreadas.

Figura 3 - Representação em duas dimensões da geometria utilizada nas simulações.



Fonte: Elaborado pelos autores.

Por simplicidade, assumimos que o hemisfério inferior (região coronal) é preenchido com vácuo (densidade nula), uma vez que as densidades coronais são extremamente baixas ($< 10^{-10} \text{ g/cm}^3$), de modo que as partículas são transportadas mas não interagem. O hemisfério superior (região cromosférica/fotosférica) é preenchido com um material neutro, para o qual assumimos uma densidade uniforme ρ e composição típica da atmosfera solar com as abundâncias $a_{amb,i}$ de átomos de ^4He , C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ca e Fe relativas ao H dadas pelo modelo de Asplund et al. (2009).

Conforme indicado na Figura 3, os feixes de íons primários acelerados são injetados na região cromosférica/fotosférica ($z > 0$) a partir de um ponto ($x = 0, y = 0, z = z_0$) situado na região coronal ($z < 0$) a uma distância z_0 muito próxima do plano (xy) em $z = 0$, evitando artefatos numéricos que poderiam ocorrer se a fonte fosse colocada exatamente na interface entre as duas regiões. Consideramos feixes de íons primários acelerados com distribuição de energia do tipo lei de potência:

$$\frac{dN_p(E)}{dE} = NE_k^{-\delta} H(E_k - E_{k,min}) H(E_{k,max} - E_k) \quad , \quad (5)$$

onde E_k é a energia cinética por nucleon do íon primário acelerado em um dado intervalo de energia de $E_{k,min}$ até $E_{k,max}$, δ é o índice espectral, H é a função de Heavyside e N é uma constante de normalização definida tal que:

$$N \int_{E_{k,min}}^{E_{k,max}} E_k^{-\delta} dE_k = 1 \quad . \quad (6)$$

Para gerar as distribuições de energia lei de potência dos íons primários acelerados, utilizamos uma versão modificada da sub-rotina *source.f* distribuída com o FLUKA, desenvolvida para realizar simulações em trabalhos anteriores (Tusnski et al., 2019; MacKinnon et al., 2020). A sub-rotina também fornece opções para gerar feixes de íons primários acelerados com diferentes tipos de distribuição angular: unidirecional paralelo ao eixo Oz, semi-isotrópico no hemisfério superior, moderadamente colimado na direção do eixo Oz e moderadamente concentrado na direção perpendicular ao eixo Oz (*pancake*).

Neste trabalho utilizamos dois tipos de detectores disponíveis no FLUKA, denominados USRBDX e USRBIN. O detector USRBDX é utilizado para determinar o espectro de energia de fótons que escapam da cromosfera/fotosfera para a coroa. Esse tipo de detector permite estimar o fluxo de fótons que atravessam o plano (xy) em $z = 0$ por intervalo de energia e de ângulo sólido, $d^2\phi/dEd\Omega$, em unidades de fótons. $\text{GeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ por íon primário acelerado. Integrando-se o fluxo de fótons através do plano (xy) em $z = 0$ em ângulo sólido, obtemos o espectro de energia, $d\phi/dE$, em unidades de fótons. GeV^{-1} por íon primário acelerado. Para analisar a dependência do espectro de fótons com o ângulo de observação, pode-se dividir o hemisfério inferior em intervalos iguais de ângulo sólido especificados pelo ângulo polar θ . O detector USRBIN é utilizado para analisar qualitativamente as distribuições espaciais das partículas primárias e secundárias por meio de gráficos de contorno. Para obter espectros de raios-gama incluindo apenas a componente de emissão produzida pelo processo de decaimento de píons, consideramos prótons primários com energias $\geq 0,2$ GeV e utilizamos as funcionalidades do FLUKA que permitem desativar os processos de desexcitação nuclear, produção de pares elétron-pósitron, aniquilação de pósitrons e captura de nêutrons.

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nas simulações realizadas neste trabalho consideramos feixes de prótons primários que são injetados em um alvo espesso com características similares às da atmosfera solar ambiente, tal que os prótons primários perdem toda sua energia por colisões elásticas ou inelásticas. Para obter um alvo espesso no modelo descrito anteriormente, utilizamos os valores $2L = 2,0 \times 10^8$ cm e $\rho = 2,25 \times 10^{-5}$ g/cm³, tal que $h_{col} = 2250$ g/cm², valor que corresponde ao *range*-CSDA para prótons injetados com energia cinética $E_k = 10$ GeV em um alvo de hidrogênio (Berger et al., 2005). Assim, o hemisfério superior satisfaz a condição de alvo espesso para prótons primários acelerados com energias cinéticas de até 10 GeV.

Na Figura 4 são mostrados o espectro de energia total de fótons produzidos pelo decaimento de píons e os espectros das contribuições individuais de π^0 e $\pi^\pm$, obtidos para um feixe de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV. O espectro da contribuição de π^0 apresenta o formato característico da componente devida ao decaimento direto em dois fótons ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) em energias $E > 20$ MeV, com máximo em ~ 70 MeV, e uma cauda em energias $E \leq 10$ MeV devida ao espalhamento Compton de fótons de alta energia e ao *bremsstrahlung* de elétrons e pósitrons secundários resultantes do decaimento Dalitz ($\pi^0 \rightarrow e^\pm$). Os espectros das contribuições de $\pi^\pm$, produzidas pelas componentes devidas ao *bremsstrahlung* de pósitrons e elétrons secundários resultantes dos processos de decaimento correspondentes ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$), seguem aproximadamente uma lei de potência $E^{-\delta_f}$ com o mesmo índice espectral δ_f , modificada em energias $E > 20$ MeV pelo *cutoff* $E_{k,max}$ na energia máxima dos prótons primários. Nota-se que a contribuição de π^- é cerca de duas ordens de grandeza menos intensa que a de π^+ , conforme esperado das seções de choque para a produção de π^+ e π^- mostradas na Figura 2. O espectro de energia total é dominado pela contribuição de π^+ em energias $E \leq 20$ MeV e pela contribuição de π^0 em energias $E > 20$ MeV.

Na Figura 5 são mostrados os espectros de energia da contribuição individual de π^0 incluindo todos os processos físicos, desativando o espalhamento Compton e desativando o espalhamento Compton e o *bremsstrahlung*. Conforme esperado, suprimindo-se o espalhamento Compton ocorre um pequeno aumento da intensidade do espectro em altas energias, associado a uma diminuição significativa da intensidade da cauda em baixas energias. Suprimindo-se o espalhamento Compton e o *bremsstrahlung* o espectro apresenta apenas a componente devida ao decaimento direto em dois fótons, modificada em energias $E \leq 10$ MeV pela componente devida ao decaimento Dalitz.

Figura 4 - Espectro de energia total de fótons produzidos pelo decaimento de píons e espectros de energia das contribuições individuais de π^0 e $\pi^\pm$, obtidos para um feixe de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV.

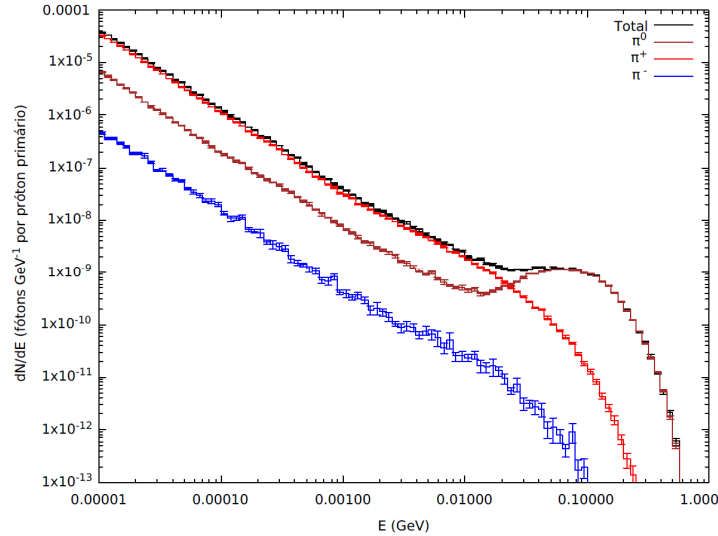
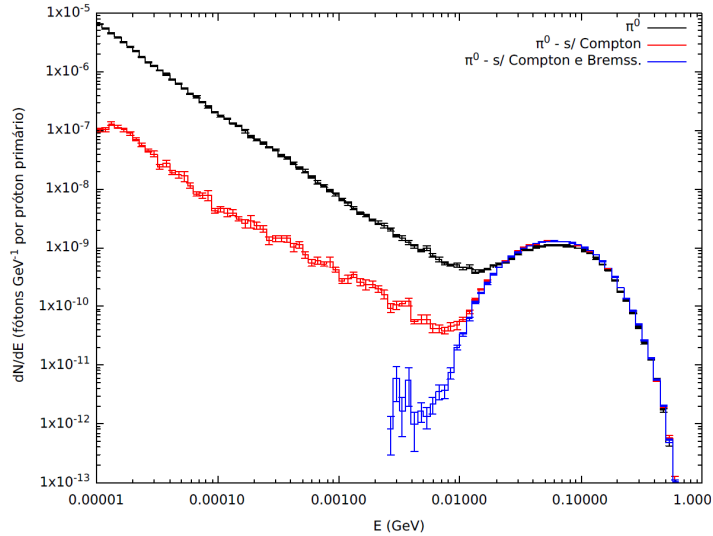
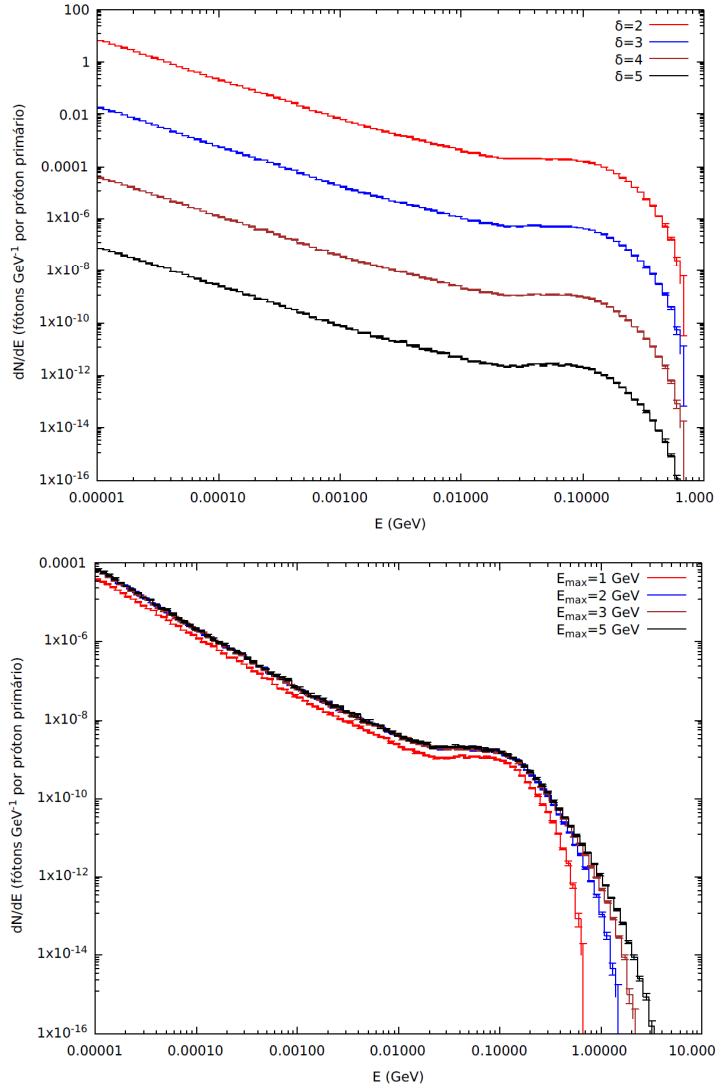


Figura 5 - Espectros de energia da contribuição individual de π^0 incluindo todos os processos físicos, desativando espalhamento Compton e desativando efeito Compton e *bremssstrahlung*, obtidos para um feixe de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV.



Na Figura 6 são mostrados os espectros de energia de fótons produzidos pelo decaimento de píons obtidos para feixes de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência respectivamente com índices espectrais $\delta = 2; 3; 4; 5$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV (painel superior) e com índice espectral $\delta = 4$ nos intervalos de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1; 2; 3; 5$ GeV (painel inferior). Observa-se que o espectro aumenta de intensidade com o índice espectral δ da distribuição de prótons primários, mas seu formato praticamente não varia. À medida que aumenta o *cutoff* $E_{k,max}$ da distribuição de prótons primários, o espectro estende-se até energias mais altas, mas em baixas energias seu formato não varia significativamente

Figura 6 - Espectros de energia de fótons produzidos pelo decaimento de píons obtidos para feixes de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência com índices espectrais $\delta = 2; 3; 4; 5$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV (painel superior) e com índice espectral $\delta = 4$ nos intervalos de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1; 2; 3; 5$ GeV (painel inferior).



Nas Figuras 7, 8, 9, 10 e 11 são mostrados os gráficos de contorno que representam qualitativamente as distribuições espaciais, projetadas no plano (xz), respectivamente de prótons primários, π^0 , π^+ , π^- e fótons, obtidas para feixes de prótons primários acelerados com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV e diferentes distribuições angulares: unidirecional, semi-isotrópico, moderadamente colimado e *pancake*. A escala de cores de 0 a 1 indica a densidade de partículas relativa ao valor máximo. Conforme esperado para um alvo espesso, em todos os casos observa-se que os prótons primários perdem toda a energia ao atravessarem o hemisfério superior (região cromosférica/fotosférica) devido às colisões com os átomos da atmosfera densa. Da mesma forma, em todos os casos observa-se que as distribuições espaciais de π^0 , π^+ , π^- e fótons no hemisfério superior seguem um padrão semelhante ao das distribuições espaciais de prótons primários.

Figura 7 - Distribuições espaciais de prótons primários, projetadas no plano (xz), obtidas para feixes de prótons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV e diferentes distribuições angulares.

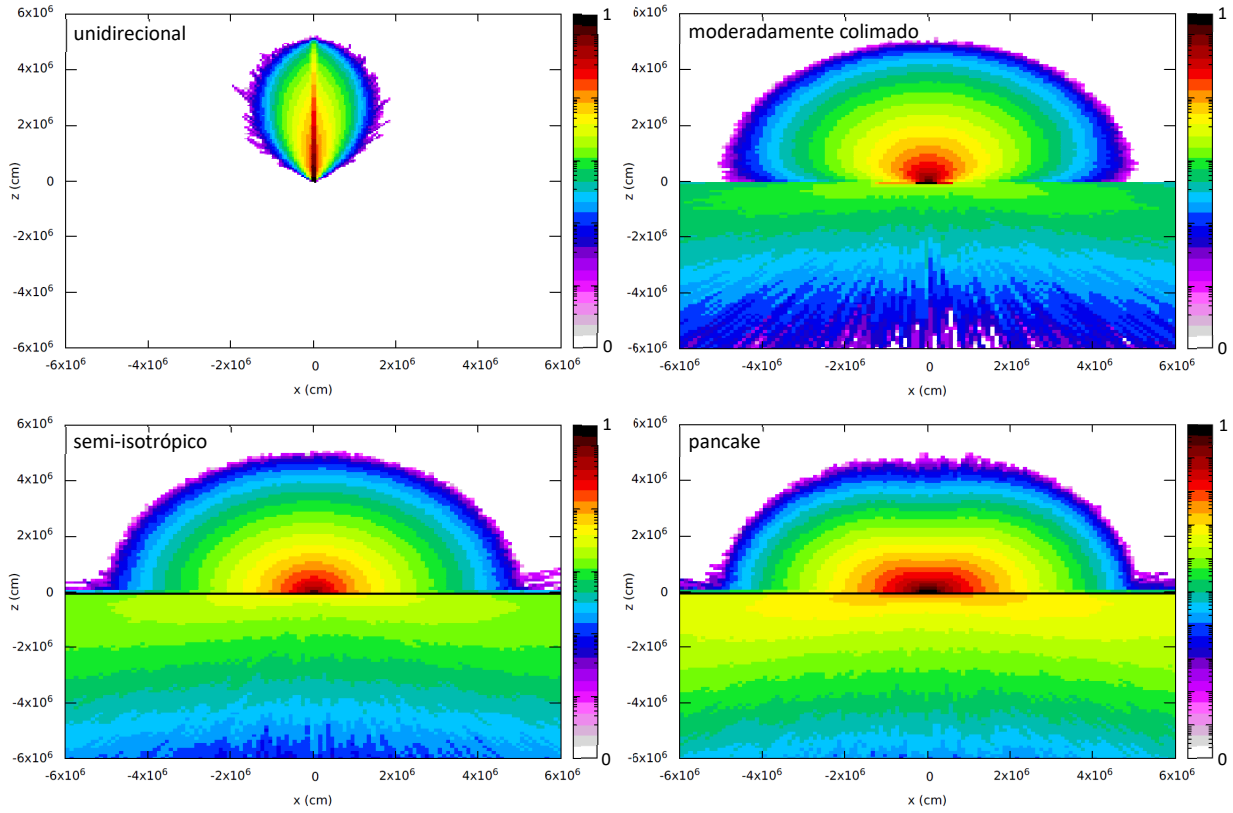


Figura 8 - Distribuições espaciais de π^0 , projetadas no plano (xz), obtidas para feixes de prótons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV e diferentes distribuições angulares.

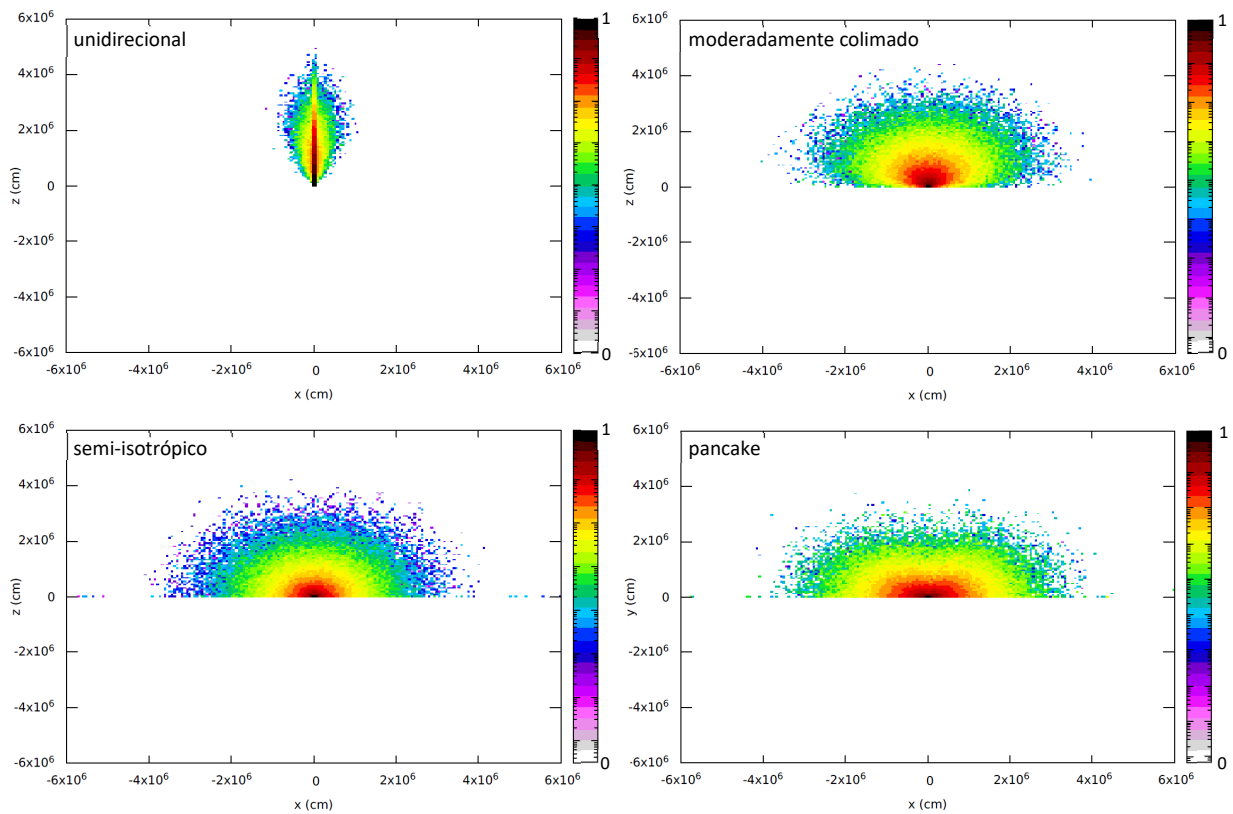


Figura 9 - Distribuições espaciais de π^+ , projetadas no plano (xz), obtidas para feixes de prótons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV e diferentes distribuições angulares.

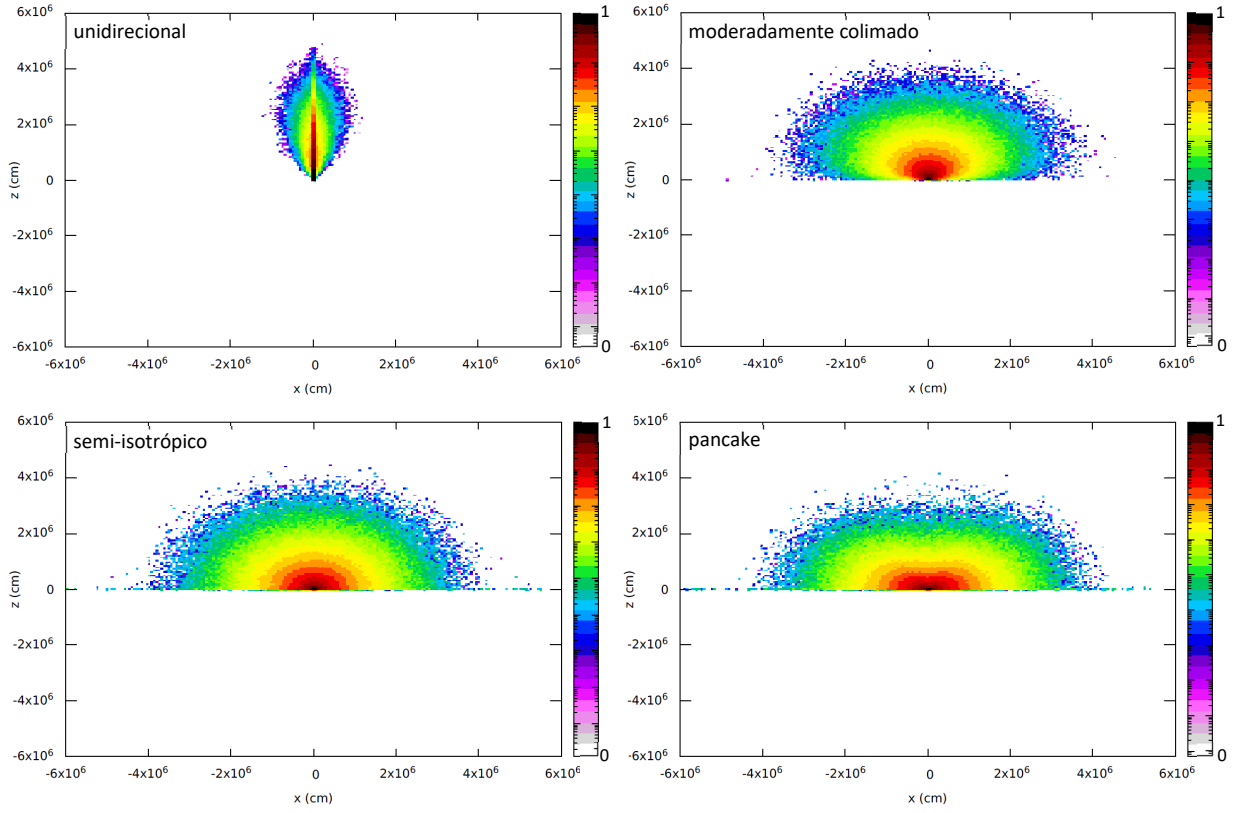


Figura 10 - Distribuições espaciais de π^- , projetadas no plano (xz), obtidas para feixes de prótons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV e diferentes distribuições angulares.

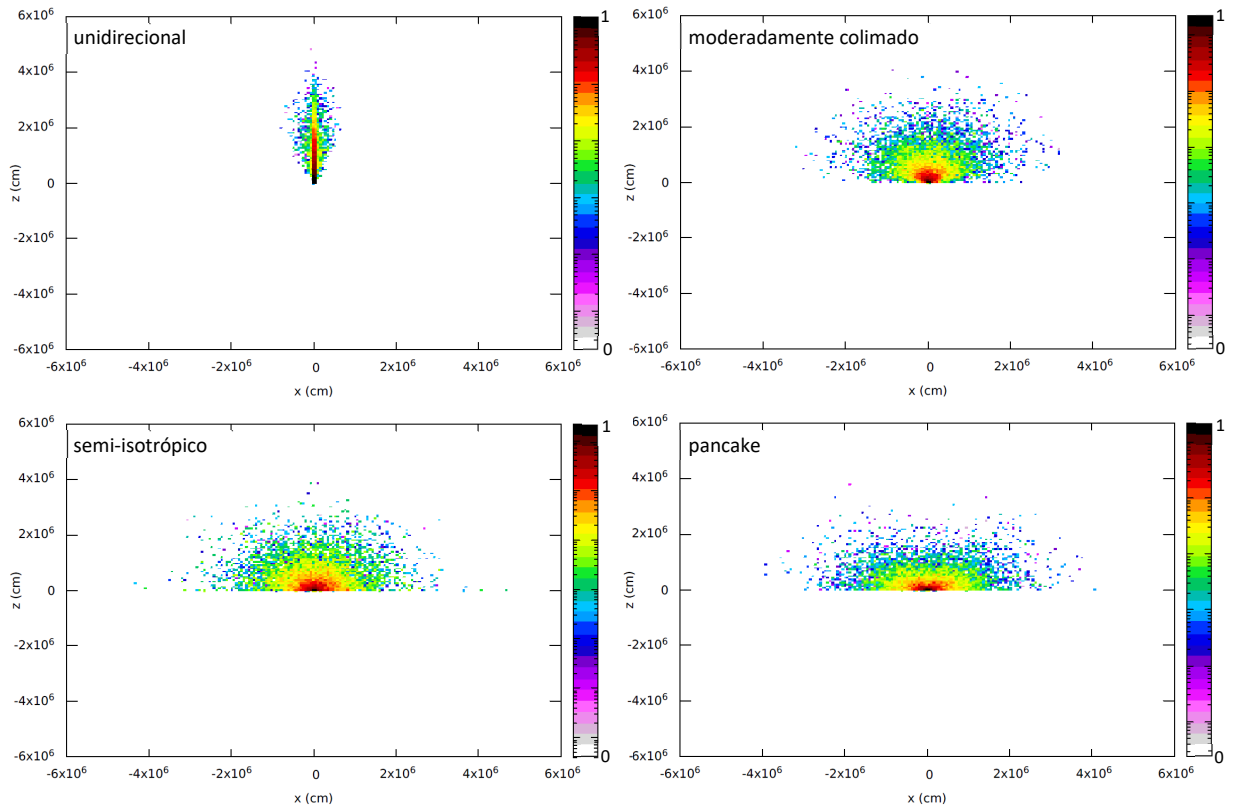
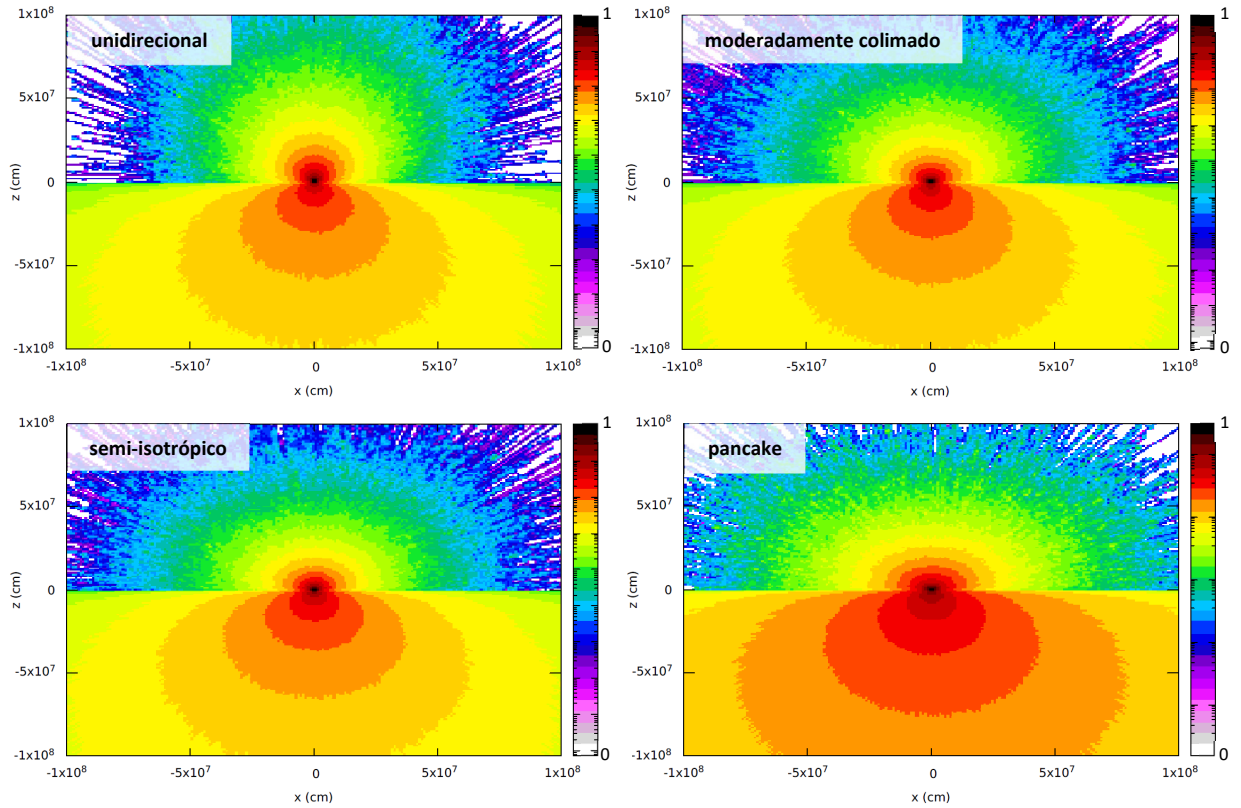
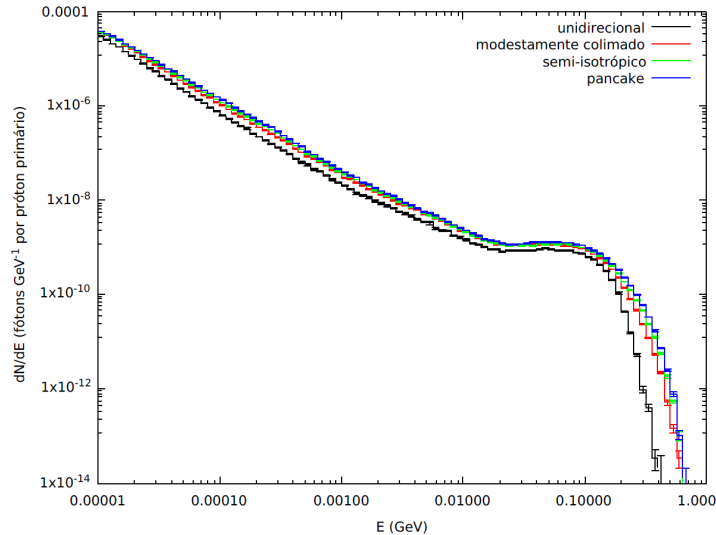


Figura 11 - Distribuições espaciais de fótons, projetadas no plano (xz), obtidas para feixes de prótons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV e diferentes distribuições angulares.



Na Figura 12 são mostrados os espectros de energia de fótons produzidos pelo decaimento de píons obtidos para feixes de prótons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV e diferentes distribuições angulares.

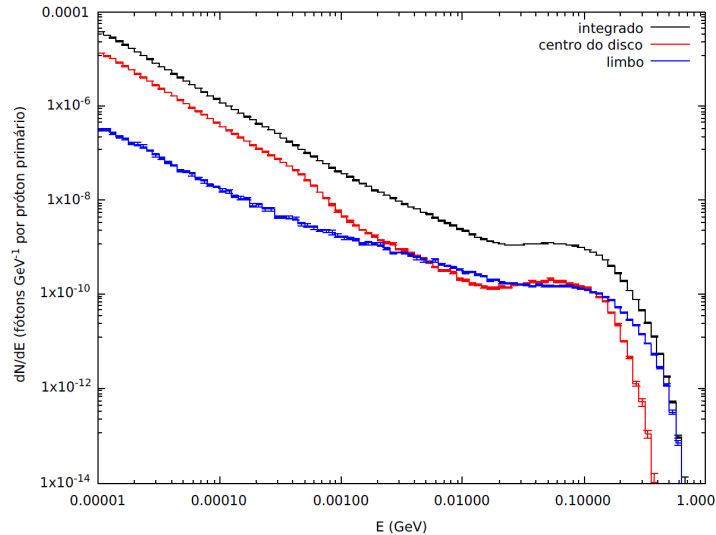
Figura 12 - Espectros de energia de fótons produzidos pelo decaimento de píons obtidos para feixes de prótons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV e diferentes distribuições angulares.



Observa-se que distribuições angulares de prótons primários com maior proporção de prótons injetados em direções mais próximas do eixo Oz resultam em espectros de fótons menos intensos em energias $E \leq 100$ MeV e que exibem queda mais acentuada em energias $E > 100$ MeV. No caso da distribuição unidirecional, o espectro de fótons resultante exibe uma queda significativamente mais acentuada em altas energias.

Na Figura 13 são mostrados o espectro de energia total de fótons produzidos pelo decaimento de píons e os espectros das contribuições do centro do disco e do limbo, obtidos para um feixe de prótons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV. Conforme descrito na seção 3.2, o espectro de energia total é dado pelo fluxo de fótons através do plano (xy) integrado em ângulo sólido. Os espectros das contribuições do centro do disco e do limbo são dados pelos fluxos de fótons respectivamente nos intervalos de ângulo sólido nas direções paralela ($\theta = 0^\circ - 26^\circ$) e perpendicular ($\theta = 84^\circ - 90^\circ$) ao eixo Oz. Para energias $E < 1$ MeV a contribuição do limbo é menos intensa que a do centro do disco e para energias no intervalo ~ 1 a 100 MeV as contribuições são comparáveis. Para energias $E > 100$ MeV a contribuição do limbo estende-se até energias mais altas.

Figura 13 - Espectro de energia total de fótons produzidos pelo decaimento de píons (fluxo integrado em ângulo sólido) e espectros das contribuições do centro do disco e do limbo, obtidos para um feixe de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV.



5. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho, utilizamos o pacote Monte Carlo FLUKA para realizar simulações dos processos nucleares que produzem píons em explosões solares e sua contribuição para o espectro de emissão de raios-gama observado nesses eventos. Com esse objetivo, consideramos um modelo simples que incorpora características típicas da atmosfera solar ambiente e dos feixes de íons primários acelerados.

Calculamos e analisamos os espectros de energia de fótons produzidos pelos processos de decaimento de π^0 , π^+ , π^- obtidos para feixes de prótons primários com distribuições de energia lei de potência com diferentes índices espectrais e intervalos de energia e quatro tipos de distribuição angular: unidirecional, semi-isotrópico, moderadamente colimado e *pancake*. Utilizando gráficos de contorno, analisamos as distribuições espaciais de prótons primários, π^0 , π^+ , π^- e fótons para as diferentes distribuições angulares. Também analisamos as contribuições do centro do disco e do limbo para o espectro de energia total de fótons (integrado em ângulo sólido).

A modelagem detalhada da componente espectral de emissão de raios-gama devida ao decaimento de píons pode fornecer vínculos importantes para as distribuições energéticas e angulares de íons primários acelerados e para as propriedades da atmosfera solar ambiente onde interagem, contribuindo assim para um melhor entendimento dos mecanismos de aceleração de partículas em explosões solares.

6. REFERÊNCIAS

- Ackermann, M. et al. High-energy gamma-ray emission from solar flares: summary of Fermi large area telescope detections and analysis of two M-class flares. *Astrophysical Journal*, 787: 15, 2014.
- Ahdida C. et al., New Capabilities of the FLUKA Multi-Purpose Code. *Frontiers in Physics*, 9: 788253, 2022.
- Ajello, M. et al. Impulsive and long duration high-energy gamma-ray emission from the very bright 2012 March 7 solar flares. *Astrophysical Journal*, 789: 20, 2014.
- Aschwanden, M. J. *Physics of the solar corona - an introduction*. Praxis Publishing Ltd, Chichester, 2004.
- Asplund, M. et al. The chemical composition of the sun. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47: 481, 2009.
- Battistoni, G. et al. Recent developments in the FLUKA nuclear reaction models. In: Gadioli, E. (Ed.). *Proc. of the 11th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms*: 483, 2006.
- Battistoni, G. et al. Overview of the FLUKA code. *Annals of Nuclear Energy*, 82: 10, 2015.
- Berger, M. J. et al. ESTAR, PSTAR and ASTAR: computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons and helium ions. 2005. Disponível em: <<http://www.nist.gov/pml/data/star/>>.
- 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.
- Ferrari, A.; Sala, P. The physics of high energy reactions. In: Gandini, A.; Reffo, G. (Ed.). *Proc. of the Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors Physics*: 424, 1998.
- Ferrari, A. et al. FLUKA: A multi-particle transport code. Technical Report CERN-2005-10, CERN, 2011.

Freeland, S. L.; Handy, B. N. Data Analysis with the SolarSoft System. *Solar Physics*, 182: 497, 1998.

Hua, X.-M. et al. Angular and energy-dependent neutron emission from solar flare magnetic loops. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 140 (2): 563, 2002.

Kozlovsky, B.; Lingenfelter, R. E.; Ramaty, R. Positrons from accelerated particle interactions. *Astrophysical Journal*, 316: 801, 1987.

Kozlovsky, B.; Murphy, R. J.; Ramaty, R. Nuclear deexcitation gamma-ray lines from accelerated particle interactions. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 141: 523, 2002.

Lingenfelter, R. E.; Ramaty, R. High-energy nuclear reactions in astrophysics. In: B. S. P. Shen (ed.). W. A. Benjamin Inc., New York, 1967.

MacKinnon, A. et al. FLUKA Simulations of Pion Decay Gamma-Radiation from Energetic Flare Ions. *Solar Physics*, 295 (12): 174, 2020.

Mandzhavidze, N.; Ramaty, R. High-energy gamma-ray emission from pion decay in a solar flare magnetic loop. *Astrophysical Journal*, 389: 739, 1992.

Murphy, R.; Dermer, C. D.; Ramaty, R. High-energy processes in solar flares. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 63: 721, 1987.

Murphy, R. J. et al. The Physics of Positron Annihilation in the Solar Atmosphere. *Astrophysical Journal Letters*, 161 (2): 495, 2005.

Murphy, R. J. et al. Using gamma-ray and neutron emission to determine solar flare accelerated particle spectra and composition and the conditions within the flare magnetic loop. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 168: 167, 2007.

Murphy, R. J. et al. Nuclear gamma-ray de-excitation lines and continuum from accelerated-particle interactions in solar flares. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 183: 142, 2009.

Priest, E. R.; Forbes, T. G. Does fast magnetic reconnection exist? *Plasma Physics*, 97 (A11): 16757, 1992.

Ramaty, R.; Kozlovsky; Lingenfelter, R. E. Nuclear gamma-rays from energetic particle interactions. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 40: 487, 1979.

Rishbeth, H.; Shea, M. A.; Smart, D. F. The solar-terrestrial event of 23 February 1956. *Advances in Space Research*, 44: 1096, 2009.

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.

Tusnski, D. S. et al. Self-consistent modeling of gamma-ray spectra from solar flares with the Monte Carlo simulation package Fluka. *Solar Physics*, 294 (8): 103, 2019.

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.

Contatos: barbara.rios99@gmail.com e szpigel@mackenzie.br