

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

Vinicius Kiodi Moraca (IC) e Sérgio Szpigel (Orientador)

Apoio: PIBIC Mackpesquisa

RESUMO

Íons acelerados a altas energias em explosões solares são geralmente estudados através das assinaturas em raios-X e raios-gama que resultam de suas interações com os núcleos da atmosfera solar ambiente: linhas de desexcitação nuclear, linha de captura de nêutrons, linha de aniquilação de pósitrons e emissão contínua gerada por decaimento de píons neutros e por *bremsstrahlung* de elétrons e pósitrons secundários resultantes do decaimento de píons carregados. A análise dos espectros de emissão de raios-X e raios-gama observados fornece diagnósticos importantes sobre os mecanismos de aceleração dos íons, bem como sobre a estrutura e a evolução do plasma magneto-ativo ambiente. Os íons acelerados em explosões solares também podem produzir elétrons secundários energéticos em colisões elásticas com os núcleos da atmosfera solar ambiente. Esses elétrons, denominados elétrons *knock-on*, geram emissão contínua de raios-X duros e raios-gama por *bremsstrahlung*. Neste trabalho, apresentamos e discutimos os resultados de simulações realizadas com o pacote Monte Carlo FLUKA visando o estudo detalhado da produção de elétrons *knock-on* em explosões solares e sua contribuição para o espectro de emissão contínua de raios-X e raios-gama observado nesses eventos. A modelagem da emissão produzida pelos elétrons *knock-on* pode oferecer um novo diagnóstico sobre a distribuição de energia dos íons primários acelerados, particularmente no caso de eventos que ocorrem em regiões além do limbo solar ou de eventos em que as contribuições dos elétrons *knock-on* e dos elétrons primários acelerados claramente provem de locais distintos.

Palavras-chave: Explosões Solares. Espectro de Raios-Gama. Elétrons Knock-On.

ABSTRACT

Ions accelerated to high-energies in solar flares are generally studied through the signatures in X-rays and gamma-rays which result from their interactions with the nuclei of the ambient solar atmosphere: nuclear de-excitation lines, neutron capture line, positron annihilation line and continuum emission generated by the decay of neutral pions and by bremsstrahlung of secondary electrons and positrons resulting from the decay of charged pions. The analysis of observed X-ray and gamma-ray emission spectra provides important diagnostics on the mechanisms of ion acceleration, as well as on the structure and evolution of the ambient magneto-active plasma. The ions accelerated in solar flares can also produce secondary energetic electrons in elastic collisions with the nuclei of the ambient solar atmosphere. Those electrons, denominated knock-on electrons, generate continuum emission of hard X-rays and gamma-rays by bremsstrahlung. In this work, we present and discuss the results of simulations carried out with the Monte Carlo package FLUKA aiming the detailed study of the production of knock-on electrons in solar flares and their contribution to the X-ray and gamma-ray emission spectrum observed in those events. The modelling of the emission produced by the knock-on electrons can offer a new diagnostic on the energy distribution of primary accelerated ions, particularly in the case of events that occur in regions behind the solar limb or events in which the contributions from the knock-on electrons and the primary accelerated electrons clearly come from distinct locations.

Keywords: Solar Flares. Gamma-Ray Spectra. Knock-On Electrons.

1. INTRODUÇÃO

Fenômenos explosivos dinâmicos ocorrem em todo o universo, particularmente em plasmas astrofísicos magnetizados. Exemplos são encontrados na magnetosfera da Terra e de outros planetas, em explosões solares e outros fenômenos que ocorrem no Sol e em outras estrelas, em explosões de magnetares e em discos de acreção de objetos compactos.

As explosões solares fornecem um exemplo prototípico. Esses eventos intensos e transientes ocorrem nas regiões ativas da atmosfera solar, constituídas por um plasma magnetizado com intensos campos magnéticos estruturados em configurações complexas de arcos magnéticos, e envolvem a liberação de energias da ordem de 10^{27} a 10^{32} erg em poucas dezenas de segundos até dezenas de minutos (Tandberg-Hanssen; Emslie, 1988). Comparadas com fenômenos astrofísicos mais remotos, as explosões solares podem ser observadas em grande detalhe, fornecendo uma base sólida para o entendimento de processos energéticos mais dramáticos que ocorrem a distâncias muito maiores.

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 *bremssstrahlung* 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 *bremssstrahlung* 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 (MeV/nucleon a GeV/nucleon) que precipitam da coroa para a cromosfera e fotosfera produzem emissão de raios-gama através de reações nucleares.

Íons acelerados a altas energias em explosões solares são geralmente estudados através das assinaturas em raios-gama que resultam de suas interações com os núcleos da atmosfera solar ambiente: linhas de desexcitação nuclear na faixa de $\sim 0,5$ a 8 MeV, linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV, linha de aniquilação de pósitrons em 511 keV e emissão contínua em energias ≥ 10 MeV resultante do decaimento de píons (Vilmer; MacKinnon; Hurford, 2011). A análise dessas componentes espectrais fornece diagnósticos importantes tanto dos mecanismos de aceleração dos íons e sua relação com o processo primário de liberação de energia quanto da estrutura e evolução do plasma ambiente, mas apresenta

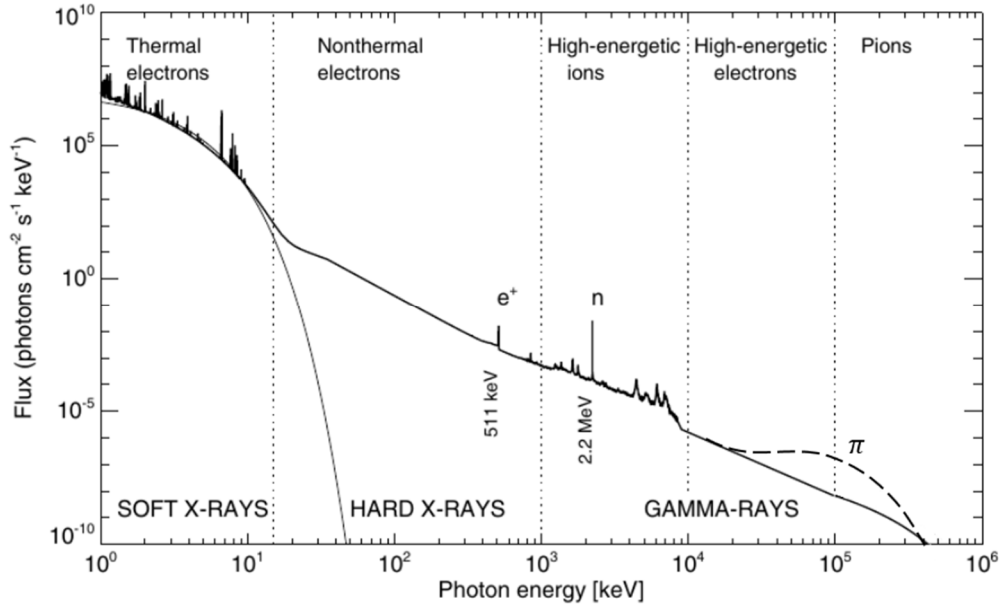
algumas limitações. Por exemplo, os fluxos de radiação observados nas linhas de desexcitação nuclear dependem da composição química da atmosfera solar ambiente, dificultando a discriminação das contribuições de prótons, partículas-alpha e íons mais pesados para o espectro de raios-gama. Nesse sentido, diagnósticos alternativos têm sido considerados, como por exemplo a emissão de radiação sincrotrônica na faixa de micro-ondas e sub-THz por elétrons e pósitrons secundários produzidos pelo decaimento de píons (Lingenfelter; Ramaty 1967; Tuneu, 2016).

Neste trabalho, apresentamos os resultados de simulações realizadas com o pacote Monte Carlo FLUKA (Ferrari et al., 2011; Battistoni et al., 2015; Ahdida et al, 2022) visando o estudo detalhado da produção dos assim chamados elétrons secundários *knock-on* em explosões solares, resultantes de colisões elásticas de íons primários acelerados com átomos da atmosfera solar ambiente, e sua contribuição para os espectros de emissão contínua de raios-X e raios-gama observados nesses eventos. Conforme mostrado por Abraham et al. (1966) em estudos de raios cósmicos, em baixas energias o número de elétrons secundários *knock-on* produzidos é muito maior do que o de elétrons secundários resultantes do decaimento de píons, podendo gerar raios-X e raios-gama suficientemente intensos para serem observados por instrumentos existentes.

2. REFERENCIAL TEÓRICO

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 (Ramaty; Murphy, 1987; Vilmer; MacKinnon; Hurford, 2011). Na Figura 1 é mostrado o esboço de um espectro de emissão típico de uma explosão solar 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 em 511 keV. Na faixa de raios-gama (1 MeV a 1 GeV) o espectro apresenta uma componente de emissão contínua produzida por *bremsstrahlung* de elétrons não-térmicos ultra-relativísticos, linhas de desexcitação nuclear no intervalo de $\sim 0,5$ a 8 MeV e uma componente de emissão contínua resultante do decaimento de píons em energias ≥ 10 MeV. Nessa faixa nota-se também a linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV. A modelagem e interpretação dos espectros de emissão de raios-X e raios-gama observados em explosões solares é geralmente realizada *via* melhor ajuste de dados utilizando-se um conjunto de *templates* e funções para as componentes produzidas pelos vários processos relevantes.

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 emissão de raios-X duros e raios-gama em explosões solares produzida por *bremsstrahlung* é devida a elétrons primários diretamente acelerados na explosão, elétrons e pósitrons secundários de alta energia resultantes do decaimento de píons e da produção de pares e elétrons secundários resultantes de colisões elásticas de íons primários acelerados com átomos da atmosfera solar ambiente, denominados elétrons *knock-on* ou *delta-rays*. Neste trabalho, focamos especificamente na contribuição dos elétrons secundários *knock-on*.

Consideremos um próton primário injetado em um alvo, constituído por um dado material, que colide com um elétron inicialmente em repouso. A energia total e o momento linear iniciais do próton no referencial do laboratório são dados por:

$$E = \gamma m_p c^2 \quad , \quad (1)$$

$$\vec{p} = \gamma m_p \vec{v} \quad , \quad (2)$$

onde m_p é a massa do próton, c é a velocidade da luz, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ é o fator de Lorentz e $v = \beta c$ é o módulo da velocidade do próton.

Aplicando a conservação da energia e do momento linear, obtemos a energia cinética do elétron espalhado no referencial do laboratório (Jackson, 1975):

$$T = \frac{m_e p^2 c^4}{W^2} (1 - \cos \theta') \quad , \quad (3)$$

onde m_e é a massa do elétron, θ' é o ângulo entre o próton incidente e o elétron espalhado no referencial do centro de massa e W é a energia total no referencial do centro de massa:

$$W = \sqrt{m_p^2 c^4 + m_e^2 c^4 + 2m_e c^2 E} \quad . \quad (4)$$

A energia máxima T_{max} transferida para o elétron espalhado é obtida para $\theta' = \pi$:

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

onde $s = m_e/m_p$. Assim, para um próton incidente com energia cinética no referencial do laboratório $E_k = (\gamma - 1)m_p c^2 = 1.0 \text{ GeV}$, a energia máxima transferida para o elétron espalhado é $T_{max} = 3.3 \text{ MeV}$. Uma consequência imediata da energia máxima transferida na colisão é a energia total mínima $E_{min} = \gamma_{min} (\gamma_e) m_p c^2$ do próton incidente necessária para produzir elétrons *knock-on* com uma dada energia total $E_e = \gamma_e m_e c^2$, definida por:

$$\gamma_{min} (\gamma_e) = \frac{s(\gamma_e - 1)}{2} + \left\{ 1 + \frac{s^2(\gamma_e - 1)^2}{4} + \frac{(s^2 + 1)(\gamma_e - 1)}{2} \right\}^{1/2} \quad . \quad (6)$$

A seção de choque diferencial para o espalhamento de um elétron por um próton incidente com energia total inicial $E = \gamma m_p c^2$, em função da energia cinética do elétron $T = (\gamma_e - 1)m_e c^2$, é dada por (Bhabha, 1938):

$$Q(E, T) = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} \frac{1}{T^2} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{max}} + \frac{T^2}{2E^2} \right) \quad , \quad (7)$$

onde r_e é o raio clássico do elétron. Para um alvo constituído por uma única espécie de átomo com número atômico Z , a seção de choque diferencial é dada por (Tanabashi et al., 2018):

$$\frac{d\sigma(E, T)}{dT} = Z Q(E, T) \quad . \quad (8)$$

Dois cenários distintos podem ser considerados em simulações do transporte e das interações de partículas aceleradas na atmosfera solar ambiente, dependendo da natureza do alvo em que são injetadas (Tandberg-Hanssen; Emslie, 2009):

- Alvo fino: aplica-se quando as partículas são injetadas em um plasma tênue, de modo que não ocorrem perdas significativas de energia;
- Alvo espesso: aplica-se quando as partículas aceleradas são injetadas em plasma de alta densidade, perdendo energia por colisões elásticas ou inelásticas até atingirem o repouso.

Consideremos uma partícula injetada em um alvo com densidade ρ . A chamada densidade de coluna (*column-density*) do alvo é dada por:

$$h_{col} = \rho z_{max} \quad , \quad (9)$$

onde z_{max} é a dimensão do alvo na direção do eixo Oz. A taxa média de perda de energia da partícula injetada por unidade de distância percorrida ao longo do eixo Oz, $-dE/dz$, é denominada *linear stopping-power*, sendo geralmente expressa em MeV/cm (Tanabashi et al., 2018). Dividindo o *stopping-power* pela densidade ρ obtemos o chamado *mass stopping-power*, $S = -\rho^{-1} dE/dz$, geralmente expresso em MeV.cm²/g.

A distância média percorrida pela partícula ao longo do eixo Oz até atingir o repouso (geralmente expressa em g/cm) é denominada *stopping-depth* ou *range*. Na aproximação de perda contínua de energia (*Continuous Slowing-Down Approximation* - CSDA), o *range* $R(E_0)$ de uma partícula injetada no alvo com energia inicial E_0 é dado por (Getachew, 2007):

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{dE}{S} \quad (10)$$

Para simular o transporte de partículas aceleradas em um cenário de alvo espesso, z_{max} deve ser dimensionado de modo que $h_{col} \geq R(E_0^{max})$, onde $R(E_0^{max})$ corresponde ao *range*-CSDA das partículas injetadas de maior energia, de modo que todas as partículas atravessando o alvo atingem o repouso. A condição para se obter um cenário de alvo fino, por outro lado, é dada por $h_{col} \ll R(E_0^{max})$ tal que as partículas atravessam o alvo praticamente sem perder energia.

A taxa média de perda de energia para uma partícula relativística é bem descrita pela chamada equação de Bethe-Bloch (Bethe; Heitler, 1934), suplementada por termos de correção de densidade, de camada, de spin (para partículas de spin não-nulo) e de ordem mais alta (Ahlen, 1980; Tanabashi et al., 2018). Para um próton injetado em um alvo constituído por uma única espécie de átomo com número atômico Z e massa atômica A , o *mass stopping-power* é dado por:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dz} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 N_A Z}{\beta^2 A} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - \frac{2C_e}{Z} + \frac{T_{max}^2}{4E^2} + F \right] \quad (11)$$

onde N_A é o número de Avogadro, I é a energia média de excitação dos átomos do alvo, δ é o termo de correção de efeitos de densidade, C_e/Z é o termo de correção de camada e F denota os termos de correção de ordem mais alta:

$$F = G - S + 2(L_1 + L_2) \quad (12)$$

onde G , S , L_1 e L_2 são respectivamente os termos de correção de Mott, de tamanho finito, de Barkas e de Bloch. Para um alvo composto, constituído por várias espécies i de átomos com números atômicos Z_i e massas atômicas A_i (em g/mol), o *mass stopping-power* pode ser calculado utilizando-se a regra de aditividade de Bragg (Tanabashi et al., 2018):

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dz} = \sum_i w_i \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dz} \right)_i \quad (13)$$

onde $(-\rho^{-1} dE/dz)_i$ é o *mass stopping-power* devido aos átomos da espécie i com fração de massa w_i dada por:

$$w_i = \frac{n_i A_i}{\sum_j n_j A_j} \quad (14)$$

onde n_i é a densidade de número dos átomos da espécie i no alvo.

A seção de choque diferencial por átomo para o espalhamento de um elétron por um próton injetado em um alvo composto é dada por:

$$\frac{d\sigma(E, T)}{dT} = \langle Z \rangle Q(E, T) \quad , \quad (15)$$

onde $\langle Z \rangle$ é o número atômico médio no alvo, dado por:

$$\langle Z \rangle = \frac{\sum_i n_i Z_i}{\sum_i n_i} \quad . \quad (16)$$

Consideremos um feixe de prótons primários com distribuição de energia $dN_p(E)/dE$ injetado em um alvo espesso composto. A distribuição de energia de elétrons *knock-on* produzidos por colisões elásticas dos prótons injetados com os átomos do alvo é dada por:

$$\frac{dN_e(T)}{dT} = \frac{N_A}{\langle A \rangle} \int_{E_{min}(T)}^{\infty} \frac{d\sigma(E, T)}{dT} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dz} \right)^{-1} \left[\int_E^{\infty} \frac{dN_p(E')}{dE'} dE' \right] dE \quad , \quad (17)$$

onde $\langle A \rangle$ é a massa atômica média no alvo, dada por:

$$\langle A \rangle = \frac{\sum_i n_i A_i}{\sum_i n_i} \quad . \quad (18)$$

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, particularmente importantes para as simulações realizadas neste trabalho, 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 e as perdas de energia por ionização são implementados através de uma abordagem comum a todas as partículas carregadas. O transporte é implementado por um algoritmo original para o cálculo de espalhamentos múltiplos baseado na teoria de Moliere, suplementado por um algoritmo para o cálculo de espalhamento simples baseado na fórmula de Rutherford. O tratamento das perdas de energia por ionização é baseado na teoria de Bethe-Block (Bethe; Heitler, 1934), suplementada com potenciais de ionização e parâmetros de efeitos de densidade determinados por Sternheimer et al. (1984) e com os termos de correção de camada, de spin e de ordem mais alta. As flutuações de ionização são implementadas através de uma abordagem original que utiliza propriedades estatísticas gerais dos cumulantes de uma distribuição (Fasso et al., 1997). Essa abordagem permite combinar a produção e transporte explícito de *delta-rays* com as flutuações de ionização e também incluir correções devidas a colisões distantes.

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).

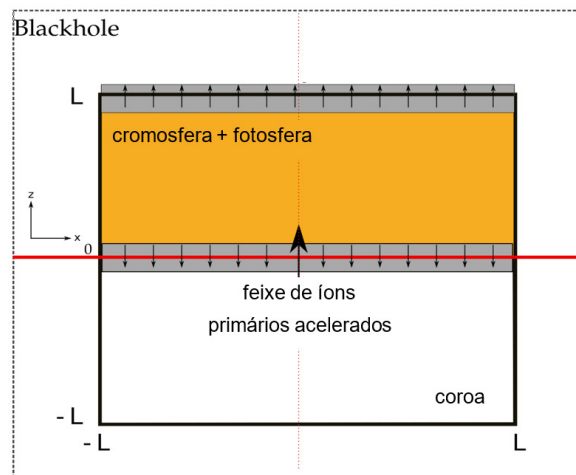
3.2 Modelo para a simulação

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 2 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 2 - 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 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 2, 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:

$$\frac{dN_p(E)}{dE} = N E_k^{-\delta} H(E_k - E_{k,min}) H(E_{k,max} - E_k) \quad , \quad (19)$$

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:

$$N \int_{E_{k,min}}^{E_{k,max}} E_k^{-\delta} dE_k = 1 \quad . \quad (20)$$

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 (Tuneu, 2016; 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-X e raios-gama incluindo apenas a componente de emissão produzida pelo processo de *bremsstrahlung* de elétrons *knock-on*, utilizamos as funcionalidades do FLUKA que permitem desativar os processos de produção de pares elétron-pósitron, aniquilação de pósitrons, captura de nêutrons, desexcitação nuclear e decaimento de píons.

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. 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 3 mostramos uma comparação entre o espectro de energia de elétrons *knock-on* obtido com o FLUKA e o calculado na aproximação CSDA 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. Os dois espectros apresentam um comportamento semelhante, seguindo aproximadamente uma lei de potência $E^{-\delta_e}$ com índice espectral δ_e modificada em altas energias pelo *cutoff* na energia cinética máxima da distribuição de prótons primários. Conforme esperado da Eq. (5), para distribuições de prótons primários com energia cinética máxima $E_{k,max} = 1$ GeV o espectro de energia de elétrons *knock-on* é forçado a cair a zero em $E \cong T_{max}(1.0 \text{ GeV}) = 3.3$ MeV. Observa-se que o espectro obtido com o FLUKA exibe uma queda mais acentuada que a do calculado na aproximação CSDA. Essa discrepância, que aumenta com a energia, é devida aos efeitos de processos incluídos no tratamento das perdas de energia dos prótons primários implementado no FLUKA, que não são considerados na aproximação CSDA utilizando a Eq. (13): colisões elásticas e inelásticas discretas, *bremsstrahlung* de prótons primários, espalhamento Coulomb múltiplo e flutuações de ionização. Dessa forma, a intensidade do espectro calculado na aproximação CSDA utilizando a Eq. (17) é superestimada.

Na Figura 4 são mostrados os espectros de energia de elétrons *knock-on* obtidos com o FLUKA 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). Conforme esperado, observa-se que distribuições de prótons primários com índices espectrais δ maiores resultam em espectros de elétrons *knock-on* menos intensos e com índices espectrais δ_e maiores (no intervalo de energia em que seguem uma lei de potência). Da mesma forma, observa-se que distribuições de prótons primários com energias $E_{k,max}$ maiores resultam em espectros de elétrons *knock-on* que caem a zero em energias T_{max} maiores.

Figura 3 - Espectro de energia de elétrons *knock-on* obtido com o FLUKA e calculado na aproximação CSDA 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.

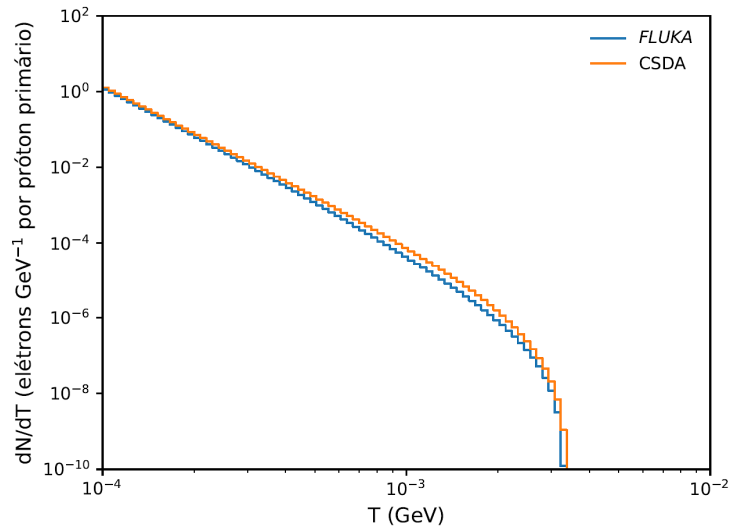
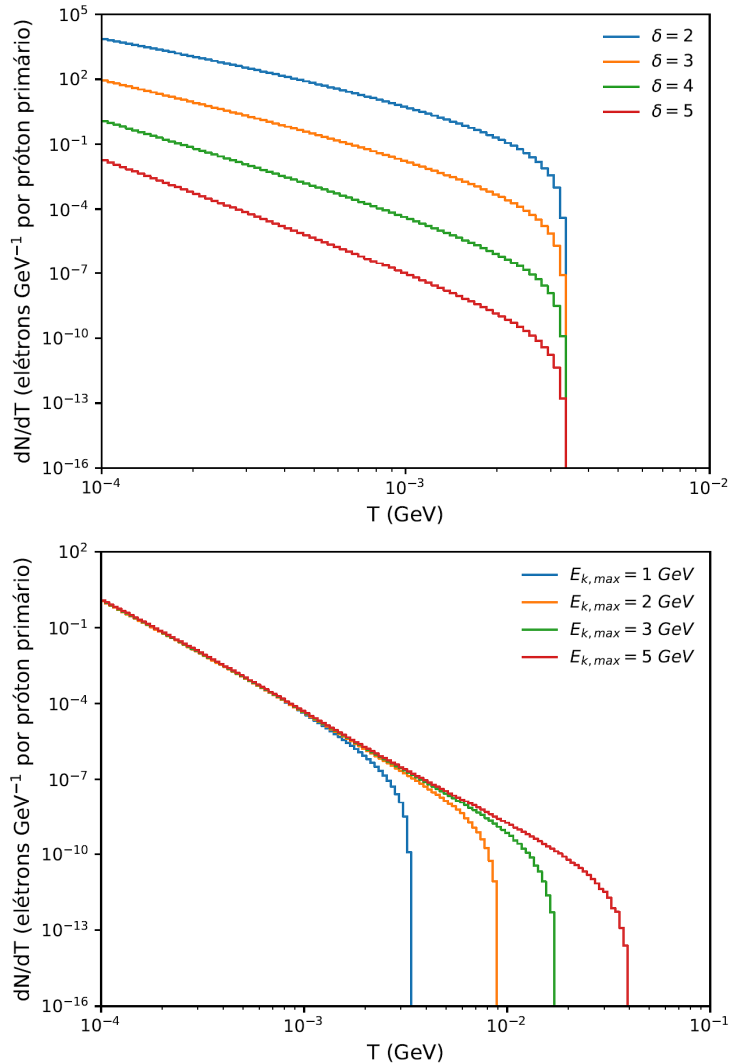
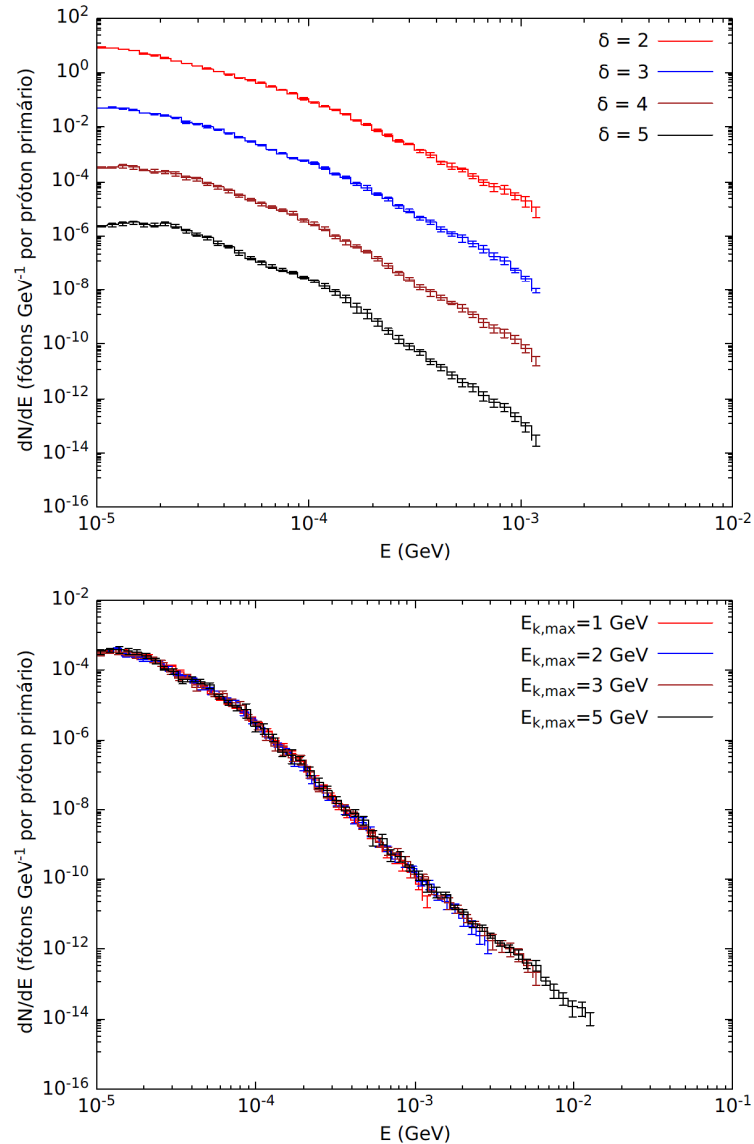


Figura 4 - Espectros de energia de elétrons *knock-on* obtidos com o FLUKA para feixes de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência com índices espectrais $\delta = 2; 3; 4; 5$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV (painel 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).



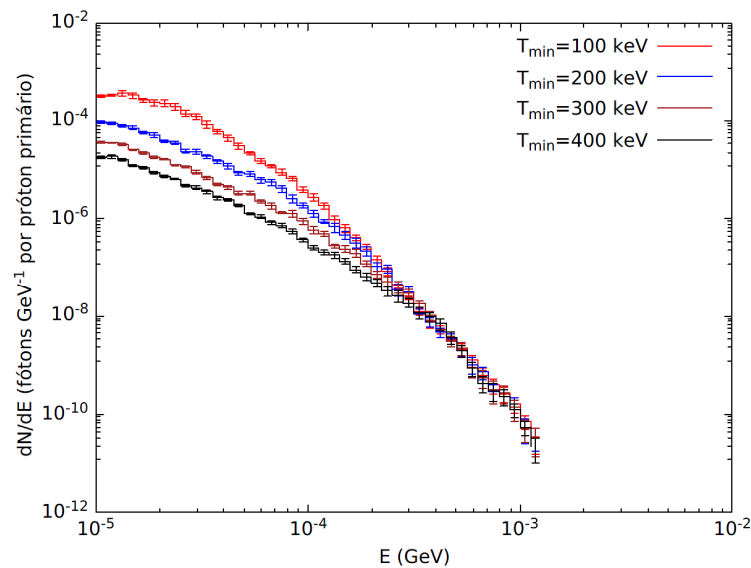
Na Figura 5 são mostrados os espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* de elétrons *knock-on* obtidos para feixes de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência com índices espectrais $\delta = 2; 3; 4; 5$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ 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). Consideramos um *cutoff* $T_{min} = 100$ keV na energia mínima dos elétrons *knock-on*. Os espectros apresentam um comportamento semelhante ao dos espectros dos elétrons *knock-on* com relação ao índice espectral e ao intervalo de energia da distribuição de prótons primários, seguindo aproximadamente uma lei de potência $E^{-\delta_f}$ com índice espectral δ_f modificada em baixas e altas energias respectivamente pelos *cutoffs* T_{min} e $E_{k,max}$.

Figura 5 - Espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* de elétrons *knock-on* 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.



Na Figura 6 são mostrados os espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* de elétrons *knock-on* 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, considerando diferentes valores do *cutoff* $T_{min} = (100; 200; 300; 400)$ keV. Observa-se que a modificação do espectro em baixas energias torna-se mais significativa à medida que aumenta o valor do *cutoff* T_{min} .

Figura 6 - Espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* de elétrons *knock-on* 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, considerando diferentes valores do *cutoff* $T_{min} = (100; 200; 300; 400)$ keV.



Nas Figuras 7, 8 e 9 são mostrados os gráficos de contorno que representam qualitativamente as distribuições espaciais, projetadas no plano (xz), respectivamente de prótons primários, elétrons *knock-on* 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 e os elétrons *knock-on* perdem toda a energia ao atravessarem o hemisfério superior (região cromosférica/fotosférica) devido às colisões com os átomos da atmosfera densa. O mesmo ocorre com os fótons devido ao espalhamento Compton. Para os feixes semi-isotrópico, moderadamente colimado e *pancake*, observa-se que um número significativo de prótons primários e elétrons *knock-on* é espalhado de volta ao hemisfério inferior (região coronal) devido a colisões que ocorrem próximas do plano (xy) em $z=0$. Conforme esperado, em todos os casos, observa-se que as distribuições espaciais de elétrons *knock-on* 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.

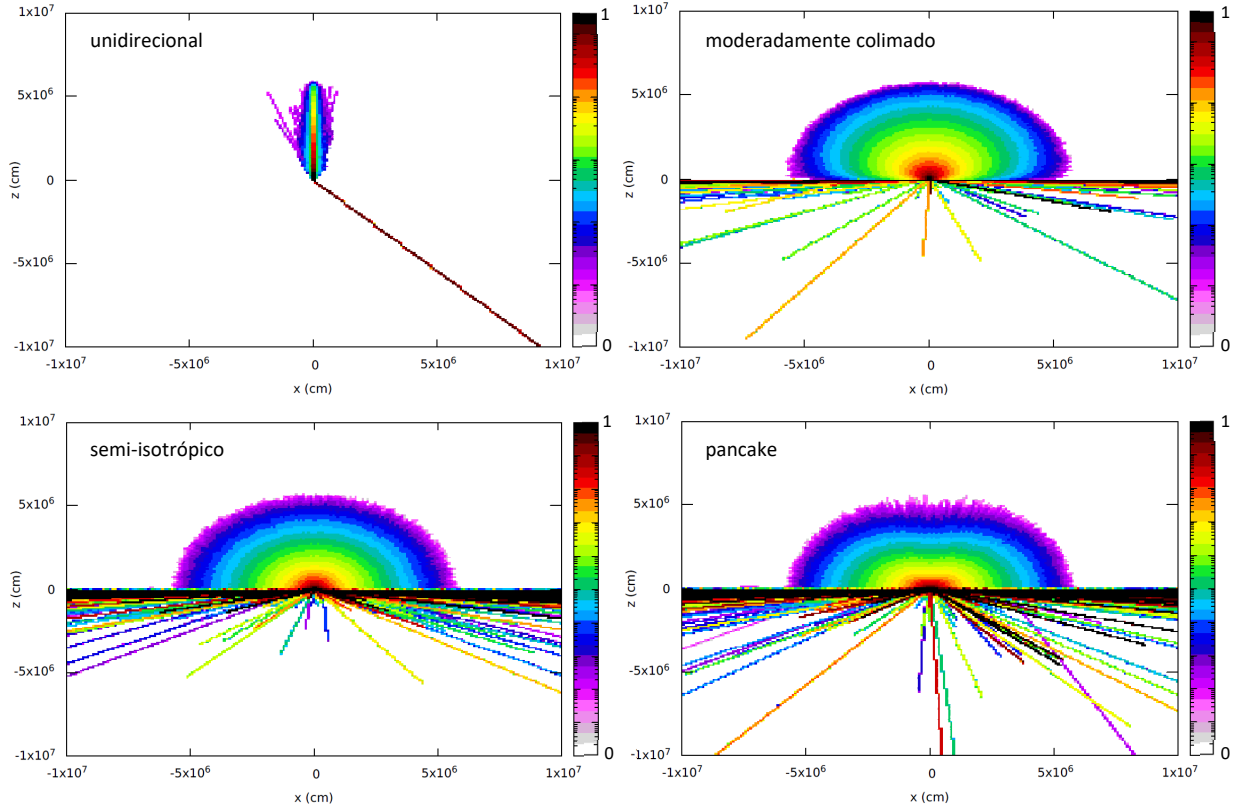


Figura 8 - Distribuições espaciais de elétrons *knock-on*, projetadas no plano (xz), obtidas para feixes de prótons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV e diferentes distribuições angulares.

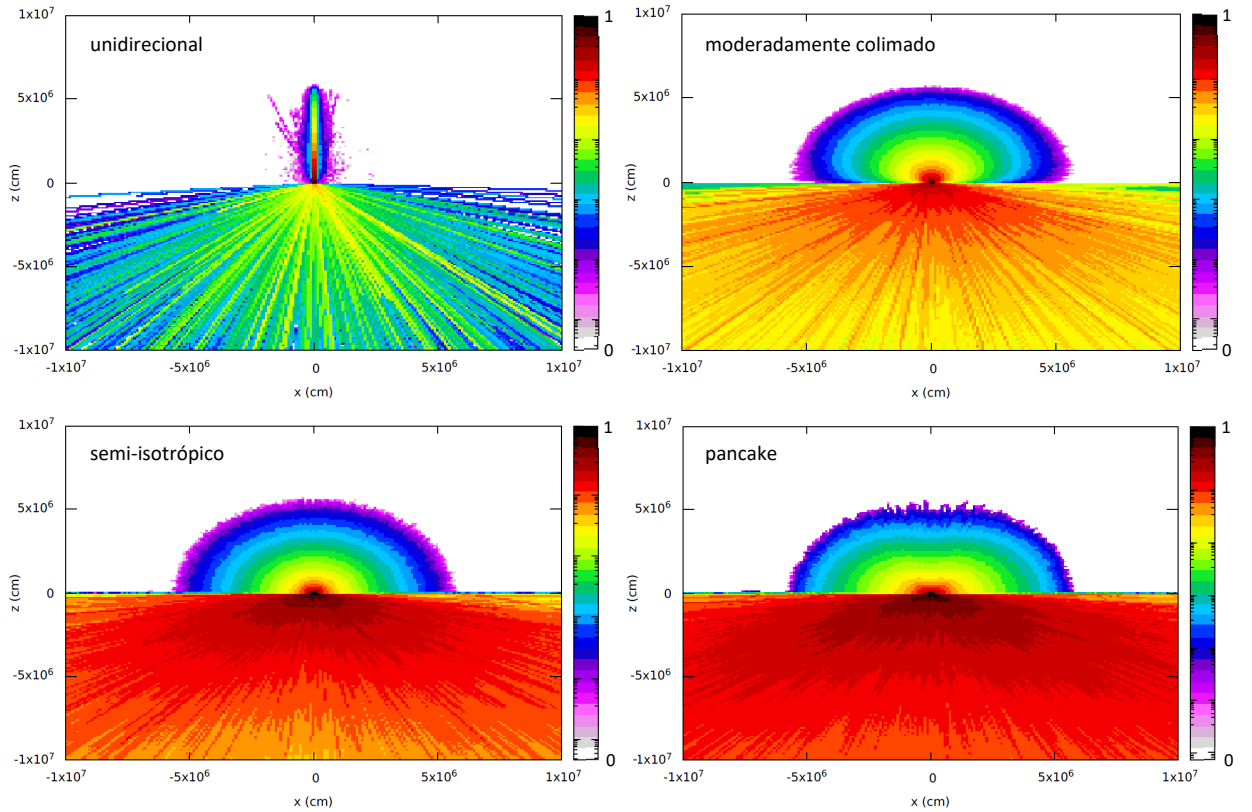
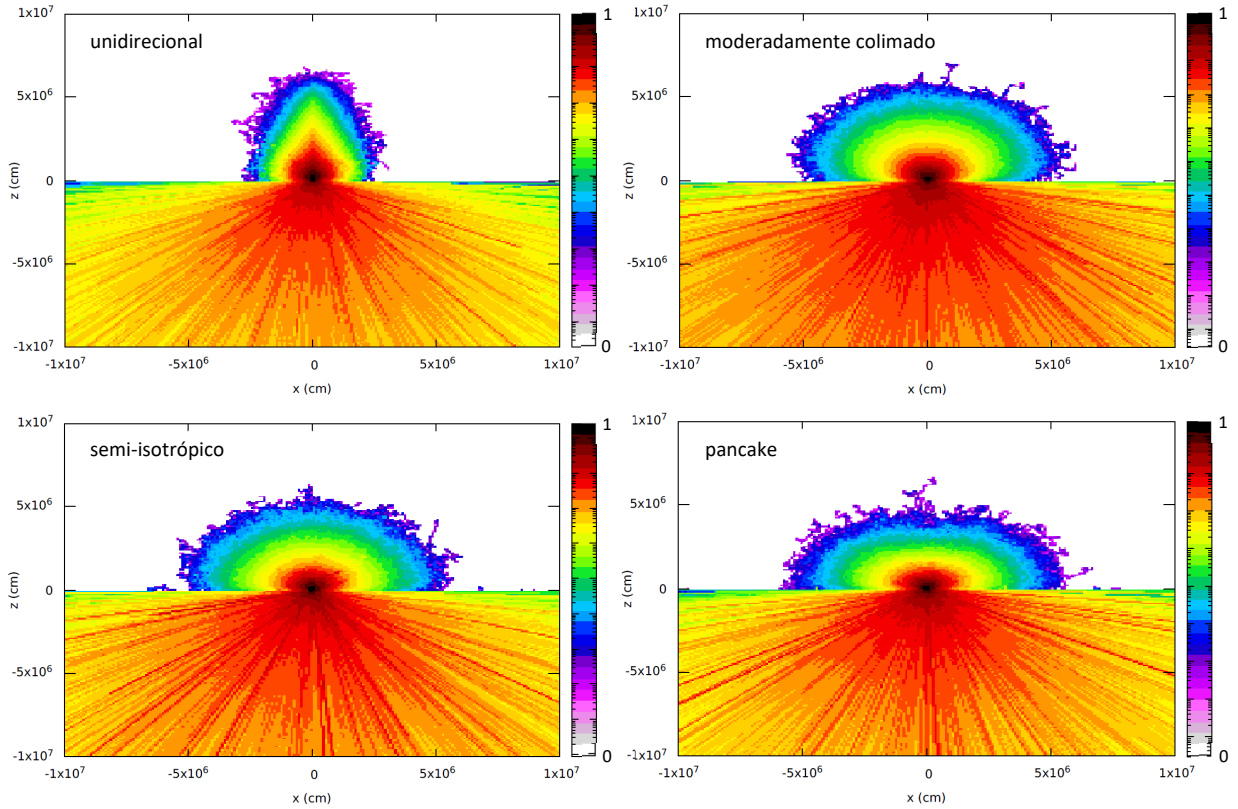
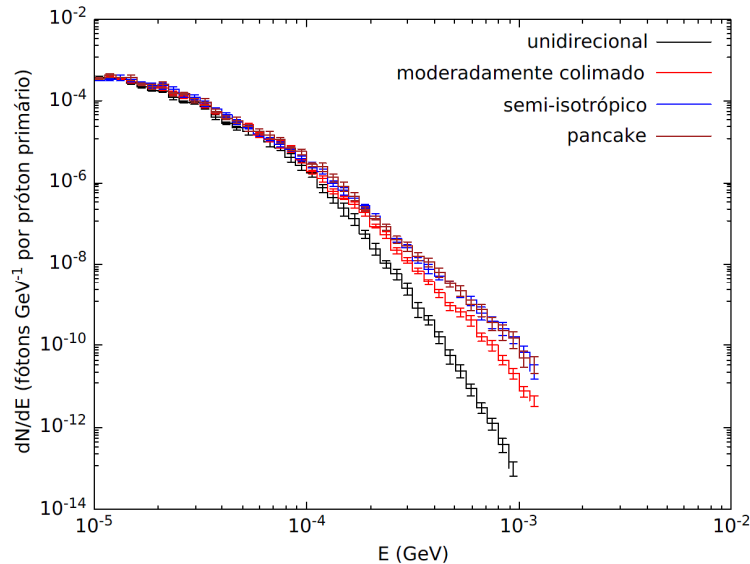


Figura 9 - Distribuições espaciais de fótons, projetadas no plano (xz), obtidas para feixes de prótons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV e diferentes distribuições angulares.



Na Figura 10 são mostrados os espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* de elétrons *knock-on* obtidos 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.

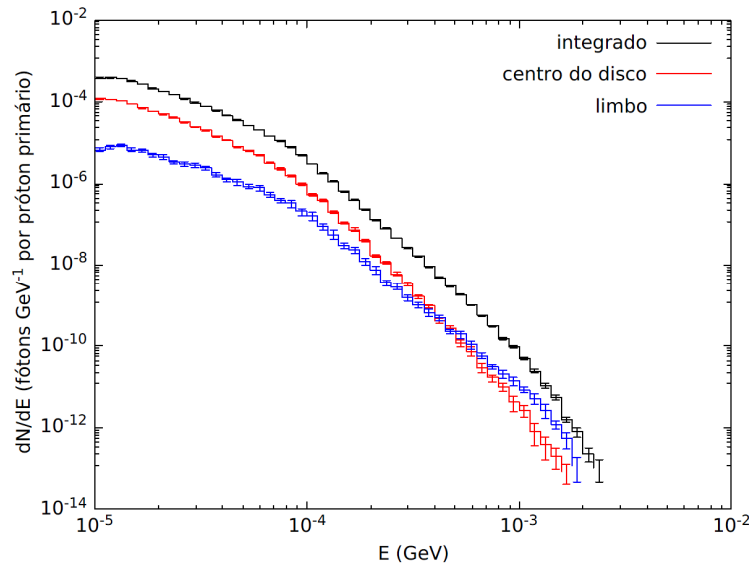
Figura 10 - Espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* de elétrons *knock-on* obtidos para feixes de prótons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 4$ no intervalo de $E_{k,min} = 1$ MeV a $E_{k,max} = 1$ GeV e diferentes distribuições angulares.



Para energias $E \leq 100$ keV, observa-se que os espectros de fótons obtidos não dependem da distribuição angular dos prótons primários. Para energias $E > 100$ keV, os espectros obtidos para os feixes de prótons primários semi-isotrópico e *pancake* são praticamente idênticos e exibem uma queda ligeiramente menos acentuada que a do espectro obtido para o feixe moderadamente colimado. O espectro obtido para o feixe unidirecional, por sua vez, exibe uma queda significativamente mais acentuada que a dos demais. Esse resultado mostra que a maioria dos fótons com energias $E > 100$ keV que escapam da cromosfera/fotosfera para a coroa é produzida por elétrons *knock-on* gerados por colisões de prótons primários que ocorrem próximas do plano (xy) em $z = 0$. Esses fótons atravessam uma densidade de coluna menor, de modo que são menos atenuados por espalhamento Compton. Dessa forma, feixes de prótons primários menos concentrados na direção do eixo Oz resultam em espectros de fótons mais intensos para energias $E > 100$ keV.

Na Figura 11 são mostrados o espectro de energia total de fótons produzidos por *bremsstrahlung* de elétrons *knock-on* 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 $E \ll 500$ keV, observa-se que a contribuição do limbo é menos intensa que a do centro do disco. Para energias $E \geq 500$ keV, a contribuição do limbo torna-se mais intensa.

Figura 11 - Espectro de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* de elétrons *knock-on* (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, estudamos detalhadamente a produção de elétrons secundários *knock-on* em explosões solares e sua contribuição para o espectro de emissão de raios-X e raios-gama na faixa de 10 keV a 100 MeV. Para tanto, realizamos simulações com o pacote Monte Carlo FLUKA considerando um modelo simples para a atmosfera solar ambiente.

Analizamos os espectros de energia de elétrons *knock-on* e de fótons resultantes 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, elétrons *knock-on* e fótons para as diferentes distribuições angulares. Também analisamos as contribuições do centro do disco e do limbo para o espectro de fótons total (integrado em ângulo sólido).

Em situações em que possa ser discriminada nos dados, a emissão de raios-X e raios-gama pelos elétrons *knock-on* pode fornecer um novo diagnóstico sobre o número de íons primários acelerados em explosões solares e sua distribuição de energia, como no caso de eventos que ocorrem em regiões além do limbo solar (Ackermann et al., 2017), nos quais íons acelerados no lado distante do Sol precipitam no lado observado da Terra, de modo que a maior parte da radiação emitida é invisível, ou de eventos em que as contribuições dos elétrons *knock-on* e dos elétrons primários acelerados claramente provem de locais distintos.

6. REFERÊNCIAS

- Abraham, P. B.; Brunstein, K. A.; Cline, T. L. Production of Low-Energy Cosmic-Ray Electrons. *Physical Review*, 150: 1088, 1966.
- Ackermann, M. et al. Fermi-LAT Observations of High-energy Behind-the-limb Solar Flares. *Astrophysical Journal*, 835: 219, 2017.
- Ahdida C. et al., New Capabilities of the FLUKA Multi-Purpose Code. *Frontiers in Physics*, 9: 788253, 2022.
- Ahlen, S. P. Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles. *Reviews of Modern Physics*, 52 (1): 121, 1980.
- 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.
- Bhabha, H. J. On the Theory of Heavy Electrons and Nuclear Forces. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 166 (927): 501, 1938.
- 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.

Fasso, A. et al. New developments in FLUKA modelling of hadronic and EM interactions. In: Hirayama, H. (Ed.). *Proc. of the 3rd Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments (SARE 3)*: 32, 1997.

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.

Geatchew, A., Stopping-power and range of protons of various energies in different materials. *Dissertação (Mestrado)*, Addis Ababa University, 2007.

Jackson, J. D., *Classical Electrodynamics*, New York, London; John Wiley and Sons, 1975.

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.

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

Ramaty, R.; Murphy, R. J. Nuclear processes and accelerated particles in solar flares. *Space Science Reviews*, 45: 213, 1987.

Sternheimer, R.; Berger, M.; Seltzer, S. Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 30 (2): 261, 1984.

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 Ciência e Aplicações Geo-Espaciais, Universidade Presbiteriana Mackenzie, 2016.

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: vinicius.moraca@mackenzista.com.br e szpigel@mackenzie.br