

SIMULAÇÕES DO ESPECTRO DE EMISSÃO DE RAIOS-X DUROS POR ELÉTRONS ACELERADOS EM EXPLOSÕES SOLARES UTILIZANDO O PACOTE FLUKA

Gabriel Cancian Garcia (IC) e Sérgio Szpigel (Orientador)

Apoio: PIBIC Mackpesquisa

RESUMO

A emissão contínua de raios-X duros e raios-gama em explosões solares pelo processo de *bremsstrahlung* é resultante de colisões coulombianas de elétrons acelerados com íons ou elétrons do plasma magneto-ativo ambiente. As observações na faixa de raios-X duros e raios-gama em explosões solares são realizadas com instrumentos espaciais, uma vez que a maior parte da radiação emitida nessa faixa é fortemente absorvida pela atmosfera terrestre. As quantidades mensuráveis associadas à emissão de raios-X duros e raios-gama dependem fortemente das propriedades dos elétrons acelerados, bem como das características físicas da atmosfera solar ambiente e da estrutura dos arcos magnéticos. Nesse sentido, a análise dos espectros de emissão contínua de raios-X duros e raios-gama observados fornece diagnósticos importantes tanto dos mecanismos de aceleração e transporte de elétrons quanto da estrutura e evolução do plasma magneto-ativo ambiente. Trabalhos recentes têm demonstrado o potencial do pacote Monte-Carlo FLUKA 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. Neste trabalho, apresentamos os resultados de simulações realizadas com o FLUKA visando o estudo da emissão contínua de raios-X duros por elétrons acelerados em explosões solares, incluindo os efeitos devidos ao espalhamento Compton dos fótons durante o transporte através da atmosfera solar ambiente.

Palavras-chave: Explosões Solares. Espectros de Raios-X Duros. FLUKA.



ABSTRACT

The continuous emission of hard X-rays and gamma-rays in solar flares by the *bremsstrahlung* process is the result of Coulombian collisions of accelerated electrons with ions or electrons from the ambient magneto-active plasma. The observations in the hard X-ray and gamma-ray range in solar flares are carried out with spatial instruments, since most of the radiation emitted in this range is strongly absorbed by the Earth atmosphere. The measurable quantities associated to the emission of hard X-rays and gamma-rays strongly depend on the properties of the accelerated electrons, as well as on the physical characteristics of the ambient solar atmosphere and the structure of the magnetic arcs. In this sense, the analysis of the spectra of continuous emission of hard X-rays and gamma-ray provides important diagnostics both on the electron acceleration and transport mechanisms and on the structure and evolution of the ambient magneto-active plasma. Recent works have demonstrated the potential of the Monte Carlo package FLUKA as an effective tool for the simulation of nuclear processes in the context of solar flares, as well as its capability to implement a self-consistent treatment of all the typical components of the observed gamma-ray emission spectra. In this work, we present the results of simulations carried out with FLUKA aiming the study of the continuous emission of hard X-rays by electrons accelerated in solar flares, including the effects due to the Compton scattering of the photons during the transport through the ambient solar atmosphere.

Keywords: Solar Flares. Hard X-Ray Spectra. FLUKA

1. INTRODUÇÃO

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 que se estendem da fotosfera e cromosfera até a coroa (Tandberg-Hanssen; Emslie, 2009). Esses eventos envolvem a liberação de energias da ordem de 10^{27} a 10^{32} erg em uma escala de tempo de dezenas de segundos até dezenas de minutos, que resulta em um abrilhantamento intenso observado no disco solar, algumas vezes associado a ejeções de massa coronal.

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, de ondas de rádio até raios-gama (Aschwanden, 2004; Fletcher et al., 2011). 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 *bremssstrahlung* 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 *bremssstrahlung*. 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.

A emissão contínua de raios-X duros e raios-gama em explosões solares pelo processo de *bremssstrahlung* é resultante de colisões coulombianas de elétrons acelerados com íons ou elétrons (livres ou ligados) do plasma magneto-ativo ambiente (Brown, 1971; Holman, 2003; Holman et al., 2011; Kontar et al., 2011). As observações na faixa de raios-X duros e raios-gama em explosões solares são realizadas com instrumentos espaciais, uma vez que a maior parte da radiação emitida nessa faixa é fortemente absorvida pela atmosfera terrestre. Entre os principais instrumentos espaciais utilizados, podemos citar o *Gamma-ray Burst Monitor* (GBM) e o *Large Area Telescope* (LAT), ambos a bordo do satélite FERMI (Meegan et al., 2009), o *Reuven Ramaty High Energy Spectroscopic Imager* (RHESSI) (Lin et al., 2002) e o *Burst and Transient Source Experiment* (BATSE) (Fishman et al., 1989), a bordo do satélite *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO).

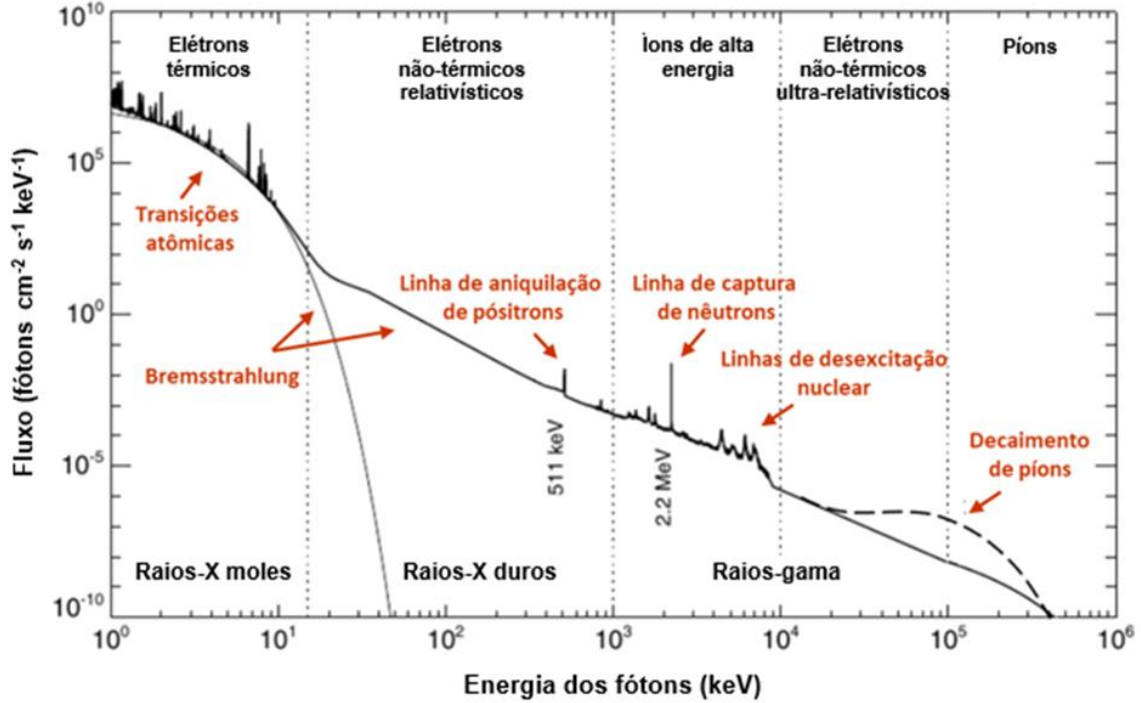
As quantidades mensuráveis associadas à emissão de raios-X duros e raios-gama dependem fortemente das propriedades dos elétrons acelerados, bem como das características físicas da atmosfera solar ambiente e da estrutura dos arcos magnéticos. Nesse sentido, a análise dos espectros de emissão contínua de raios-X duros e raios-gama observados fornece diagnósticos importantes tanto dos mecanismos de aceleração e transporte de elétrons quanto da estrutura e evolução do plasma magneto-ativo ambiente (Vilmer; MacKinnon, 2003; Murphy *et al.*, 2007; Vilmer *et al.*, 2011). A modelagem e interpretação de espectros de emissão de raios-X duros e 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 físicos relevantes (Vilmer *et al.*, 2011).

Trabalhos recentes (Tuneu *et al.*, 2016; Tusnski *et al.*, 2019; MacKinnon *et al.*, 2020) têm 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. Neste trabalho, apresentamos os resultados de simulações realizadas com o FLUKA visando o estudo detalhado da emissão contínua de raios-X duros por elétrons acelerados em explosões solares, incluindo os efeitos devidos ao espalhamento Compton dos fótons durante o transporte através da atmosfera solar ambiente.

2. REFERENCIAL TEÓRICO

As interações de elétrons e íons 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). 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. Na faixa de raios-X moles o espectro é dominado pela emissão contínua de radiação produzida por *bremssstrahlung* de elétrons térmicos, apresentando também linhas de emissão produzidas por transições atômicas. Na faixa de raios-X duros o espectro é dominado pela emissão contínua de radiação produzida por *bremssstrahlung* de elétrons não-térmicos relativísticos. Nessa faixa nota-se também a linha de aniquilação elétron-pósitron em 511 keV. Na faixa de raios-gama o espectro apresenta uma componente de emissão contínua produzida por *bremssstrahlung* de elétrons não-térmicos ultra-relativísticos, linhas de desexcitação nuclear e a componente de emissão contínua devido ao decaimento de píons. Nessa faixa nota-se também a linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV.

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: Adaptado de Aschwanden (2004).

A emissão contínua de raios-X duros em explosões solares é predominantemente produzida pelo processo de *bremsstrahlung* elétron-íon. Dependendo das características do plasma ambiente em que os elétrons acelerados são injetados, dois cenários distintos podem ser considerados: alvo fino e alvo espesso (Aschwanden, 2004; Holman *et al.*, 2011).

Bremsstrahlung em alvo fino ocorre quando os elétrons acelerados são injetados e continuamente acelerados em um plasma ambiente sem perdas significativas de energia, tal que suas distribuições de energia ficam praticamente inalteradas. O cenário de alvo fino aplica-se a elétrons acelerados injetados em um plasma coronal ou confinados em uma armadilha magnética tênue. Assumindo emissão isotrópica e um plasma ambiente com densidade uniforme, o fluxo de fótons de energia E observado na Terra produzido por *bremsstrahlung* em alvo fino (em unidades de fótons . cm⁻² . s⁻¹ . keV⁻¹) é dado por:

$$I(E) = \frac{n_i V}{4\pi R^2} \int_E^\infty F_e(E_e) v(E_e) \sigma(E, E_e) dE_e, \quad (1)$$

onde n_i é a densidade de número de íons do plasma ambiente (íons . cm⁻³), V é o volume da fonte emissora (cm³), $R = 1 \text{ UA} = 1,496 \times 10^{13} \text{ cm}$ é a distância Sol-Terra, E_e é a energia cinética do elétron (keV), $F_e(E_e)$ é a distribuição de energia dos elétrons acelerados injetados (em unidades de elétrons . cm⁻³ . keV⁻¹), $v(E_e)$ é a velocidade do elétron (cm . s⁻¹) e $\sigma(E, E_e)$ é a seção de choque de *bremsstrahlung* diferencial em energia (cm² . keV⁻¹).

No caso de elétrons acelerados não-relativísticos ou moderadamente relativísticos, geralmente é utilizada a seção de choque de *bremsstrahlung* não-relativística de Bethe-Heitler (Koch; Motz, 1959). Quando elétrons relativísticos mais energéticos contribuem significativamente para a emissão de raios-X duros, deve-se utilizar a seção de choque de *bremsstrahlung* relativística de Bethe-Heitler (Koch; Motz, 1959) ou aproximações como a obtida por Haug (1997). Em geral, a seção de choque de *bremsstrahlung* é dada por:

$$\sigma(E, E_e) = \langle Z \rangle^2 \sigma_{e-A}(E, E_e) + \langle Z \rangle \sigma_{e-e}(E, E_e) \quad , \quad (2)$$

onde $\langle Z \rangle$ é o valor médio do número atômico das espécies de íons do plasma ambiente, $\sigma_{e-A}(E, E_e)$ é a seção de choque de *bremsstrahlung* elétron-íon e $\sigma_{e-e}(E, E_e)$ é a seção de choque de *bremsstrahlung* elétron-elétron. Para elétrons acelerados com energias de até ~300 keV, a emissão de raios-X duros é dominada pelo processo de *bremsstrahlung* elétron-íon, de modo que a contribuição devida ao processo de *bremsstrahlung* elétron-elétron pode ser desprezada. No entanto, conforme mostrado por Kontar *et al.* (2007), para elétrons acelerados com energias mais altas a contribuição devida ao processo de *bremsstrahlung* elétron-elétron torna-se mais significativa e deve ser levada em conta.

Bremsstrahlung em alvo espesso ocorre quando os elétrons acelerados são injetados em um plasma ambiente denso e perdem energia por colisões até termalizarem. O cenário de alvo espesso aplica-se a elétrons inicialmente acelerados em um plasma coronal sem colisões que precipitam para as regiões mais densas da cromosfera e fotosfera. O fluxo de fótons de energia E observado na Terra produzido por *bremsstrahlung* em alvo espesso é dado por (Brown, 1971; Holman, 2003; Holman *et al.*, 2011; Kontar *et al.*, 2011):

$$I(E) = \frac{n_i S}{4\pi R^2} \int_E^\infty F_e(E_0) v(E_0) \left[\int_E^{E_0} \sigma(E, E_e) v(E_e) (dE_e/dt)^{-1} dE_e \right] dE_0 \quad , \quad (3)$$

onde S é a área da fonte emissora (cm^2) e dE_e/dt é a taxa de perda de energia dos elétrons injetados ($\text{keV} \cdot \text{s}^{-1}$). No modelo básico utilizado para descrever a emissão de raios-X duros pelo processo de *bremsstrahlung* em alvo espesso, assume-se que os elétrons acelerados perdem toda sua energia por colisões coulombianas em um alvo constituído por um plasma ambiente frio totalmente ionizado. No entanto, elétrons acelerados de alta energia podem penetrar em regiões mais profundas da cromosfera e da fotosfera, onde o plasma ambiente é parcialmente ionizado ou neutro. Dessa forma, nos modelos de ionização não-uniforme utilizados para descrever a emissão de raios-X duros pelo processo de *bremsstrahlung* em alvo espesso assume-se que o plasma ambiente é totalmente ionizado na região acima de uma certa altitude e parcialmente ionizado ou neutro na região abaixo (Brown, 1973; Kontar *et al.*, 2002; Su *et al.*, 2009; Su *et al.*, 2011).

Devido ao efeito de blindagem, a taxa de perda de energia de elétrons acelerados injetados em um plasma parcialmente ionizado ou neutro é menor do que em um plasma totalmente ionizado (~3 vezes menor para um plasma de hidrogênio puro) (Su *et al.*, 2011), de modo que a emissão de raios-X duros é relativamente aumentada em comparação com a emissão por elétrons acelerados injetados em um plasma totalmente ionizado.

A taxa de perda de energia por colisões coulombianas para elétrons acelerados injetados em um alvo espesso constituído por um plasma ambiente com ionização não-uniforme é dada por (Brown, 1973; Kontar *et al.*, 2002; Su *et al.*, 2009; Su *et al.*, 2011):

$$\frac{dE_e}{dt} = -4\pi r_0^2 (m_e c^2) \frac{n_i c}{\beta} \Lambda[\lambda + x(h)] \quad , \quad (4)$$

onde $r_0 = e^2/(m_e c^2)$ é o raio clássico do elétron, e é carga do elétron, m_e é a massa de repouso do elétron, c é a velocidade da luz, $\beta = v/c$, $\Lambda = \Lambda_{ee} - \Lambda_{eA}$, onde Λ_{ee} e Λ_{eA} são os logaritmos de Coulomb para colisões de elétrons acelerados respectivamente com elétrons livres e átomos neutros do plasma ambiente, $\lambda = \Lambda_{eA}/\Lambda$ e $x(h)$ é o grau de ionização do plasma ambiente ao longo do caminho percorrido pelos elétrons acelerados através do alvo espesso, com h sendo a densidade de coluna. No modelo utilizado por Kontar *et al.* (2002) e Su *et al.* (2009), assume-se que o plasma ambiente é totalmente ionizado na região acima de uma dada densidade de coluna h_* e neutro na região abaixo, isto é, $x(h) = 1$ para $h < h_*$ e $x(h) = 0$ para $h > h_*$.

Para feixes de elétrons acelerados com distribuição de energia lei de potência simples $F_e(E_e) \propto E_e^{-\delta}$, o fluxo de fótons produzido por *bremsstrahlung* também será dado por uma lei de potência simples $I(E) \propto E^{-\gamma}$ (Holman *et al.*, 2011; Kontar *et al.*, 2011). A relação entre os índices espectrais δ e γ para os casos de um alvo fino e de um alvo espesso pode ser obtida respectivamente a partir das Eqs. (1) e (3). Utilizando a seção de choque de *bremsstrahlung* não-relativística de Bethe-Heitler (Koch; Motz, 1959), obtém-se $\gamma = \delta + 0,5$ no caso de um alvo fino e $\gamma = \delta - 1,5$ no caso de um alvo espesso.

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 das interações de partículas na matéria, cobrindo uma ampla faixa de aplicações tais como física experimental de altas energias, raios cósmicos, design de telescópios e detectores, física de neutrinos, calorimetria, dosimetria, radiologia e física médica.

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 com energias < 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.

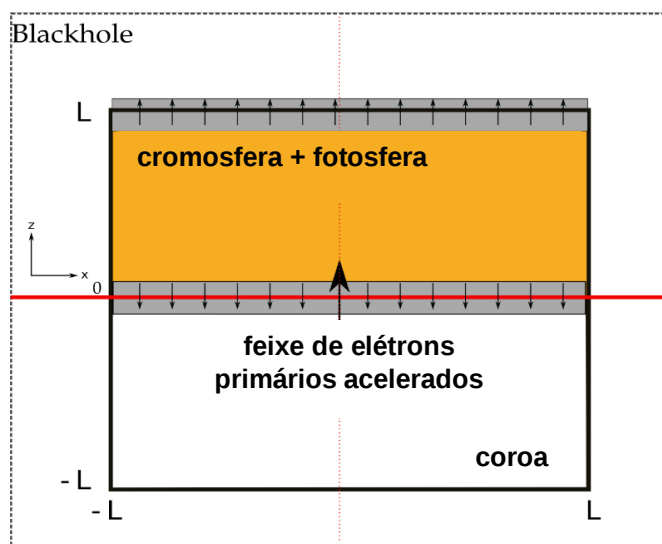
Os modelos utilizados no FLUKA para implementar o transporte e as interações de partículas eletromagnéticas (elétrons, pósitrons e fótons) e múons, particularmente importantes para as simulações realizadas neste trabalho, cobrem um amplo conjunto de processos físicos, incluindo *bremssstrahlung*, espalhamento 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 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 Molière, 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.

3.2 Modelo para a simulação

Para simular os espectros de emissão de raios-X duros produzidos por *bremssstrahlung* de elétrons acelerados em explosões solares utilizando o pacote FLUKA, consideramos um modelo simples em que feixes de elétrons primários acelerados são injetados em um alvo espesso com características similares às da atmosfera solar ambiente. 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 encontrada por fótons que escapam da região fotosférica/cromosférica para a região coronal e deve ser substituída por uma geometria esférica, que pode ser facilmente implementada no FLUKA.

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 (O_x , O_y , O_z) com arestas de comprimento $2L = 2,0 \times 10^8$ cm e faces perpendiculares 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 do espectro de emissão de raios-X duros em explosões solares utilizando o pacote FLUKA.



Por simplicidade, assumimos que o hemisfério inferior (região coronal) é preenchido com vácuo (densidade nula), uma vez que as densidades coronais são extremamente baixas ($< 10^{-10}$ g/cm³), 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 $\rho = 3,19 \times 10^{-5}$ g/cm³ e composição típica da atmosfera solar com abundâncias de núcleos 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 elétrons 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 elétrons primários acelerados com distribuição de energia do tipo lei de potência simples em um dado intervalo de energia de E_{min} até E_{max} :

$$F_e(E_e) = \frac{N_e}{V} \frac{df_e(E_e)}{dE_e} = \frac{N_e}{V} A E_e^{-\delta} , \quad (5)$$

onde N_e é o número total de elétrons primários acelerados e A é uma constante de normalização definida tal que:

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{df_e(E_e)}{dE_e} dE_e = 1 . \quad (6)$$

Para gerar as distribuições de energia do tipo lei de potência simples, utilizamos uma versão modificada da sub-rotina *source.f* distribuída com o pacote FLUKA, desenvolvida em trabalhos anteriores (Tuneu *et al.*, 2016; Tusnski *et al.*, 2019; MacKinnon *et al.*, 2020). A sub-rotina também fornece opções para gerar feixes de elétrons primários acelerados com diferentes tipos de distribuição angular: feixe unidirecional paralelo ao eixo O_z , feixe semi-isotrópico no hemisfério superior, feixe moderadamente colimado na direção do eixo O_z e feixe moderadamente concentrado na direção perpendicular ao eixo O_z (*pancake*).

O FLUKA fornece várias ferramentas de estimativa, denominadas *detectores*. Neste trabalho, utilizamos o detector denominado USRBDX para determinar o espectro de energia dos fótons produzidos por *bremsstrahlung* em alvo espesso que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal. Esse tipo de detector permite estimar a distribuição diferencial dupla do fluxo de fótons integrado no tempo (*photon yield*) que atravessam o plano (xy) em $z = 0$ por intervalo de energia e de ângulo sólido, $d^2N/dEd\Omega$, em unidades de fótons. $\text{GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ por elétron primário acelerado. Integrando o fluxo de fótons através do plano (xy) em $z = 0$ em ângulo sólido, obtemos o espectro de energia, dN/dE em unidades de fótons $\cdot \text{GeV}^{-1}$ por elétron primário acelerado.

Assim, o espectro de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* em alvo espesso obtido nas simulações com o FLUKA para um feixe de elétrons primários acelerados com distribuição de energia lei de potência $df(E_e)/dE_e$ é dado por:

$$\frac{dN(E)}{dE} = n_i \int_E^\infty \frac{df_e(E_0)}{dE_0} \left[\int_E^{E_0} \sigma_{SB}(E, E_e) v(E_e) (dE_e/dt)^{-1} dE_e \right] dE_0 , \quad (7)$$

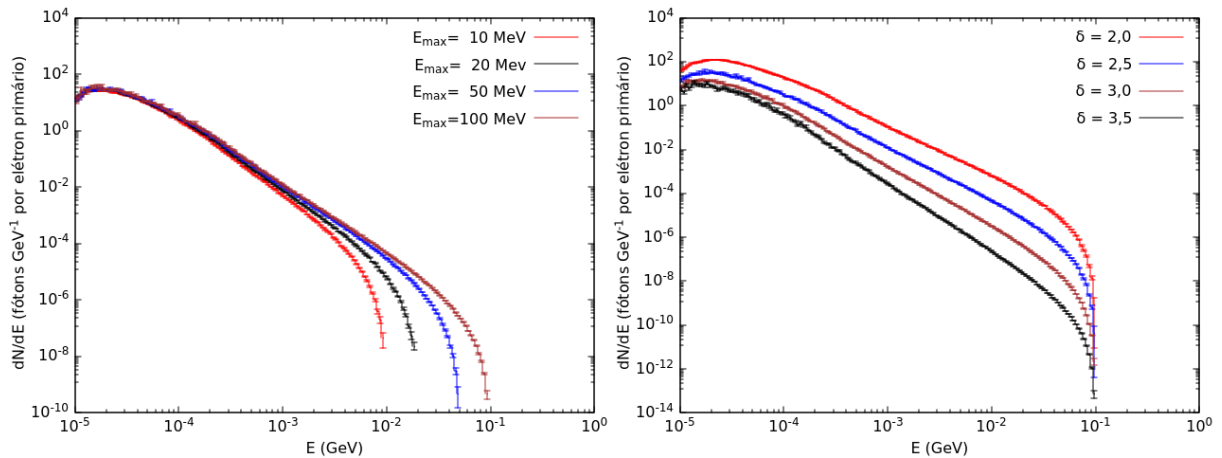
onde $\sigma_{SB}(E, E_e)$ é a seção de choque de *bremsstrahlung* de Seltzer e Berger (1985), utilizada pelo FLUKA. É importante notar que utilizando a seção de choque de *bremsstrahlung* não-relativística de Bethe-Heitler (Koch; Motz, 1959) para calcular o espectro de fótons a partir da Eq. (7), a relação entre os índices espectrais δ e γ obtida é dada por $\gamma = \delta - 1$, uma vez que não incluindo a velocidade $v(E_0)$ na integral em E_0 supprime-se um fator $E_0^{0.5}$.

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

No modelo descrito na seção 3.2, a densidade de coluna do hemisfério superior é $h = \rho L = 3190 \text{ g/cm}^2$. Assim, o hemisfério superior satisfaz a condição de alvo espesso, uma vez que, para elétrons com a maior energia considerada ($E_{max} = 100 \text{ MeV}$) injetados em um alvo de hidrogênio puro, o *range* na aproximação de perda contínua de energia (*Continuous Slowing-Down Approximation* - CSDA) é $18,31 \text{ g/cm}^2$ (Berger et al., 2017).

Na Figura 3 são mostrados os espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung*, integrados em ângulo sólido, obtidos para feixes de elétrons primários acelerados com distribuição angular semi-isotrópica no hemisfério superior e distribuições de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 2,5$ nos intervalos de $E_{min} = 100 \text{ keV}$ a $E_{max} = 10; 20; 50; 100 \text{ MeV}$ (painel esquerdo) e com índices espectrais $\delta = 2,0; 2,5; 3,0; 3,5$ no intervalo de $E_{min} = 100 \text{ keV}$ a $E_{max} = 100 \text{ MeV}$ (painel direito).

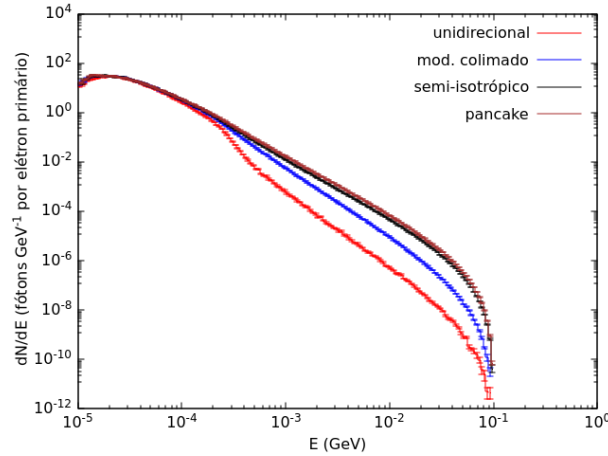
Figura 3 - Espectros de energia de fótons, integrados em ângulo sólido, obtidos para feixes de elétrons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuições de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 2,5$ nos intervalos de $E_{min} = 100 \text{ keV}$ a $E_{max} = 10; 20; 50; 100 \text{ MeV}$ e com índices espectrais $\delta = 2,0; 2,5; 3,0; 3,5$ no intervalo de $E_{min} = 100 \text{ keV}$ a $E_{max} = 100 \text{ MeV}$.



Conforme esperado, as distribuições de elétrons primários acelerados com energias E_{max} maiores resultam em espectros de fótons que caem a zero em energias maiores. Da mesma forma, as distribuições de elétrons primários acelerados mais moles (*soft*), isto é, com índices espectrais δ maiores, resultam em espectros de fótons menos intensos e mais moles no intervalo de energia em que são bem descritos por uma lei de potência $E^{-\gamma}$.

Na Figura 4 são mostrados os espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung*, integrados em ângulo sólido, obtidos para feixes de elétrons primários acelerados com distribuição de energia de lei de potência com índice espectral $\delta = 2,5$ no intervalo de $E_{min} = 100 \text{ keV}$ a $E_{max} = 100 \text{ MeV}$ e diferentes distribuições angulares.

Figura 4 - Espectros de energia de fótons, integrados em ângulo sólido, obtidos para feixes de elétrons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 2,5$ no intervalo de $E_{min} = 100$ keV a $E_{max} = 100$ MeV e diferentes distribuições angulares.



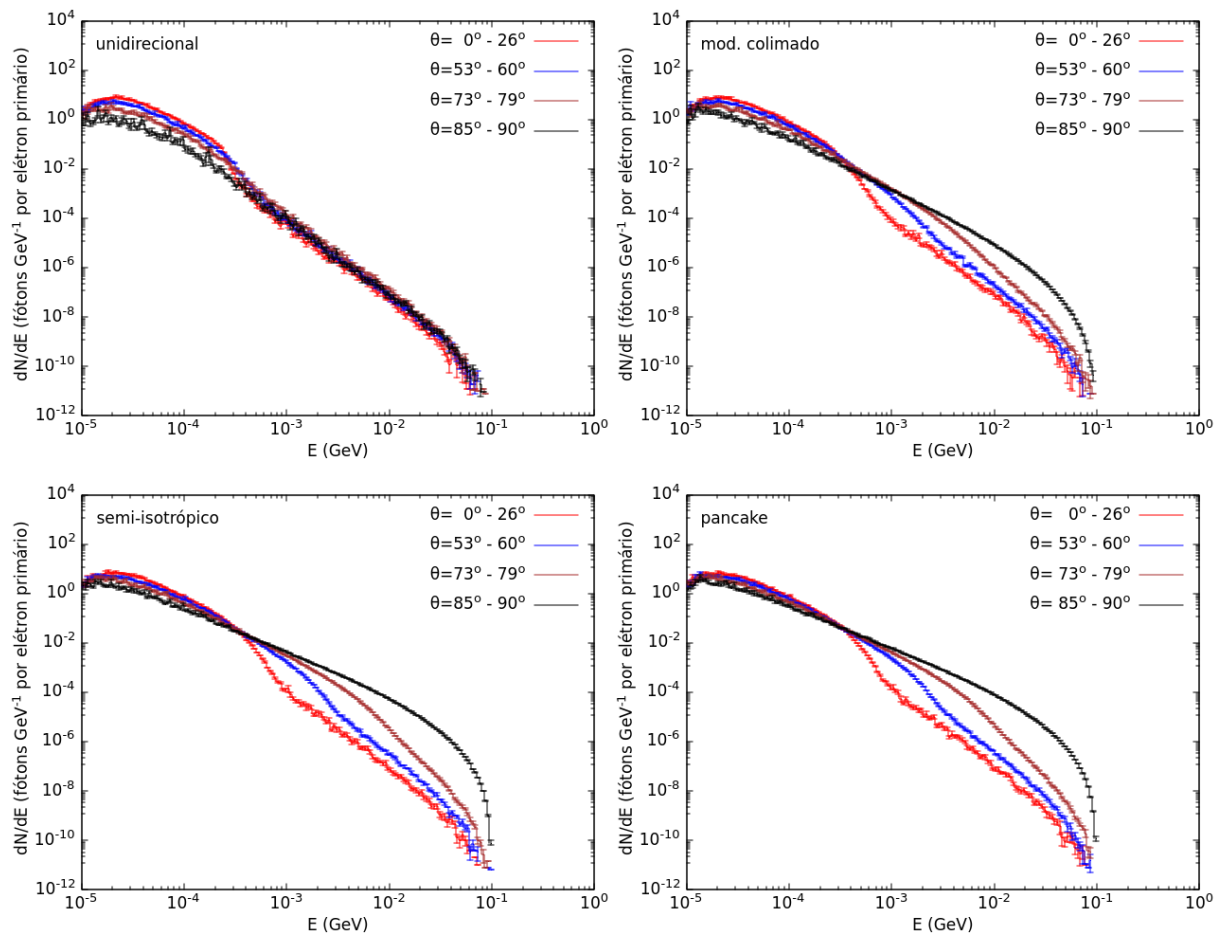
Para energias $E \leq 200$ keV, vemos que os espectros de fótons obtidos não dependem significativamente da distribuição angular dos elétrons primários acelerados. Para energias $E > 200$ keV, os feixes de elétrons primários acelerados com distribuição angular mais concentrada na direção do eixo O_z resultam em espectros de fótons menos intensos e mais moles no intervalo de energia em que são bem descritos por uma lei de potência $E^{-\gamma}$.

O espectro de fótons obtido para o feixe de elétrons primários acelerados com distribuição angular semi-isotrópica é muito semelhante ao obtido para o feixe de elétrons primários acelerados com distribuição angular *pancake*, apresentando apenas uma intensidade ligeiramente menor. Os espectros de fótons obtidos para os feixes de elétrons primários acelerados com distribuição angular unidirecional (paralelo ao eixo O_z) e moderadamente colimada (na direção do eixo O_z), por sua vez, são significativamente menos intensos e mais moles do que os espectros de fótons obtidos para os feixes de elétrons primários acelerados com distribuição angular semi-isotrópica e *pancake*. Esse resultado mostra que a maioria dos fótons com energias $E > 200$ keV que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal é produzida por *bremsstrahlung* de elétrons primários em colisões coulombianas que ocorrem próximas do plano (xy) em $z = 0$. Esses fótons atravessam uma densidade de coluna menor, de modo que são menos atenuados.

Na Figura 5 são mostrados os espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* obtidos para feixes de elétrons primários acelerados com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 2,5$ no intervalo de $E_{min} = 100$ keV a $E_{max} = 100$ MeV, considerando diferentes distribuições angulares e ângulos de observação.

Para analisar a dependência do espectro de energia de fótons com relação ao ângulo de observação, especificado pelo ângulo polar θ , o hemisfério inferior ($\theta = 0^\circ - 90^\circ$) é dividido em 10 intervalos iguais de ângulo sólido $\Delta\Omega = 2\pi \Delta(\cos \theta)$. Assumindo que o campo magnético é normal ao plano (xy) em $z = 0$, os fluxos de fótons nos intervalos de ângulo de observação nas direções paralela ($\theta = 0^\circ - 26^\circ$) e perpendicular ($\theta = 85^\circ - 90^\circ$) ao eixo O_z correspondem, respectivamente, às contribuições do centro do disco e do limbo.

Figura 5 - Espectros de energia de fótons obtidos para feixes de elétrons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 2,5$ no intervalo de $E_{min} = 100$ keV a $E_{max} = 100$ MeV, considerando diferentes distribuições angulares e ângulos de observação.



Para energias $E \leq 400$ keV, vemos que os espectros das contribuições devidas aos fluxos de fótons em diferentes intervalos de ângulo de observação obtidos para todas as distribuições angulares do feixe de elétrons primários acelerados tornam-se menos intensos à medida que aumenta o ângulo de observação. Para energias $E > 400$ keV, os espectros não variam significativamente com o ângulo de observação no caso do feixe de elétrons primários acelerados com distribuição angular unidirecional, enquanto nos demais casos os espectros tornam-se mais intensos à medida que aumenta o ângulo de observação.

Nas Figuras 6 e 7 comparamos os espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* obtidos com e sem a inclusão dos efeitos devidos ao espalhamento Compton. Na Figura 6 são mostrados os espectros, integrados em ângulo sólido, obtidos para feixes de elétrons primários acelerados com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 2,5$ no intervalo de $E_{min} = 100$ keV a $E_{max} = 100$ MeV e diferentes distribuições angulares. Vemos que os espectros obtidos com a inclusão do espalhamento Compton exibem um degrau em uma energia $E \sim 400$ keV – 1 MeV resultante do aumento do fluxo de fótons com energias mais baixas, acompanhado da consequente diminuição do fluxo de fótons com energias mais altas. Esse efeito é relativamente mais significativo no caso dos espectros obtidos para os feixes de elétrons primários acelerados com distribuições angulares unidirecional e moderadamente colimada. Na Figura 7 são mostrados os espectros das contribuições devidas aos fluxos de fótons nos intervalos de ângulo de observação $\theta = 0^\circ - 26^\circ$ (centro do disco) e $\theta = 85^\circ - 90^\circ$ (limbo). Vemos que para o espectro da contribuição devida ao fluxo de fótons no limbo o degrau praticamente desaparece, observando-se apenas uma ligeira diminuição do fluxo de fótons com energias mais altas.

Figura 6 - Efeitos devidos ao espalhamento Compton sobre o espectro de energia de fótons, integrado em ângulo sólido, obtido para um feixe de elétrons primários com distribuição de energia lei de potência com índice espectral $\delta = 2,5$ no intervalo de $E_{min} = 100$ keV a $E_{max} = 100$ MeV e diferentes distribuições angulares.

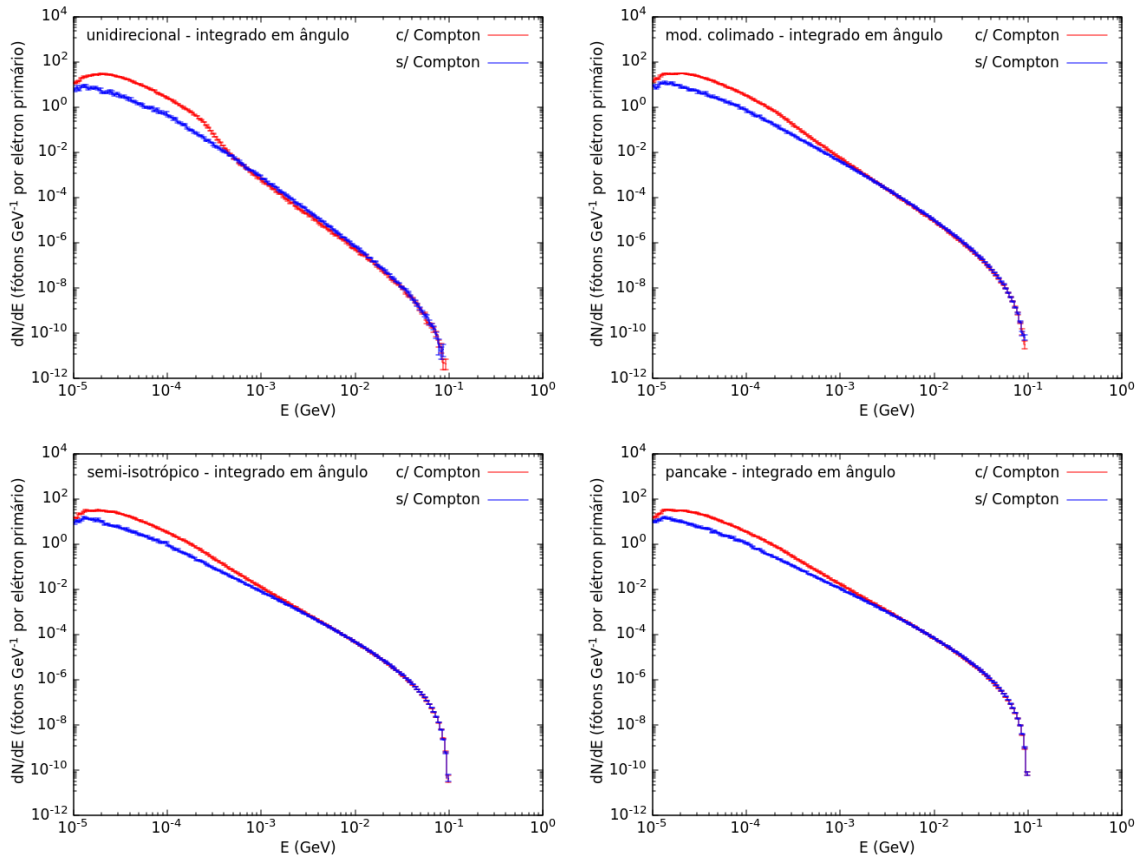
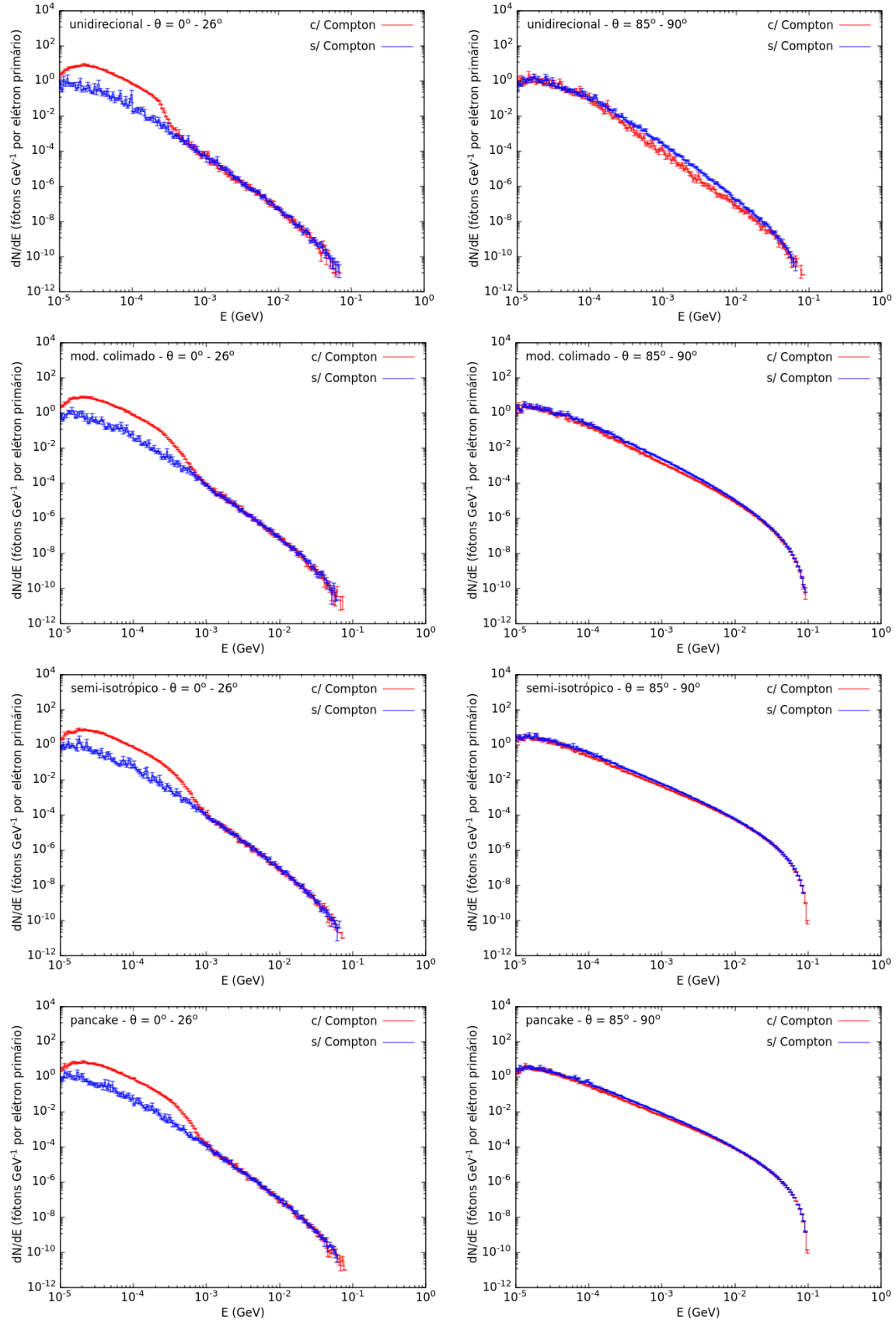


Figura 7 - Efeitos devido ao espalhamento Compton sobre os espectros das contribuições devidas aos fluxos de fótons no centro do disco e no limbo.



No que se segue, comparamos espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* em alvo espesso obtidos com o FLUKA e com o código em Fortran desenvolvido por Holman (2003), uma das ferramentas mais utilizadas para a modelagem da emissão de raios-X duros em explosões solares. O código original de Holman (2003) calcula o fluxo de fótons observado na Terra, em unidades de fótons . cm⁻². s⁻¹. keV⁻¹, utilizando a seção de choque de *bremsstrahlung* elétron-íon relativística de Haug (1997) e a taxa de perda de energia por colisões coulombianas de Leach e Petrosian (1981). Para realizar uma comparação consistente, modificamos o código de Holman (2003) de modo a fornecer o espectro de energia de fótons (*photon yield*), em unidades de fótons . keV⁻¹, ao invés do fluxo observado na Terra, e implementar a mesma taxa de perda de energia utilizada pelo FLUKA.

Conforme descrito na seção 3.1, o algoritmo utilizado pelo FLUKA para implementar as perdas de energia de partículas carregadas é baseado na teoria de Bethe-Block (Bethe; Heitler, 1934), suplementada com vários termos de correção. A taxa de perda de energia por colisões coulombianas para elétrons acelerados injetados em um alvo espesso é calculada assumindo um meio eletricamente neutro, tal que:

$$\frac{dE_e}{dt} = -4\pi r_0^2 (m_e c^2) \frac{n_i c}{\beta} [\Lambda_{eA} - \beta^2 - \Delta_s/2] \quad , \quad (8)$$

onde Δ_s é a correção de spin. O logaritmo de Coulomb para colisões de elétrons acelerados com átomos neutros do meio, considerado na forma totalmente relativística, é dado por:

$$\Lambda_{eA} = \ln \left[\frac{m_e c^2 (\gamma_e - 1) (\gamma_e + 1)^{1/2}}{2I_A} \right] \quad , \quad (9)$$

onde $\gamma_e = 1 + E_e/(m_e c^2)$ é o fator de Lorentz para os elétrons e I_A é o potencial de ionização médio dos átomos neutros do meio. Para as simulações realizadas neste trabalho, o potencial de ionização para o modelo utilizado (determinado pelo algoritmo do FLUKA) é $I_A = 21,8$ eV.

No código desenvolvido por Holman (2003), a taxa de perda de energia é calculada assumindo um meio totalmente ionizado, tal que:

$$\frac{dE_e}{dt} = -4\pi r_0^2 (m_e c^2) \frac{n_i c}{\beta} \Lambda_{ee} \quad . \quad (10)$$

O logaritmo de Coulomb para colisões de elétrons acelerados com elétrons livres do meio, considerado na forma moderadamente relativística, é dado por:

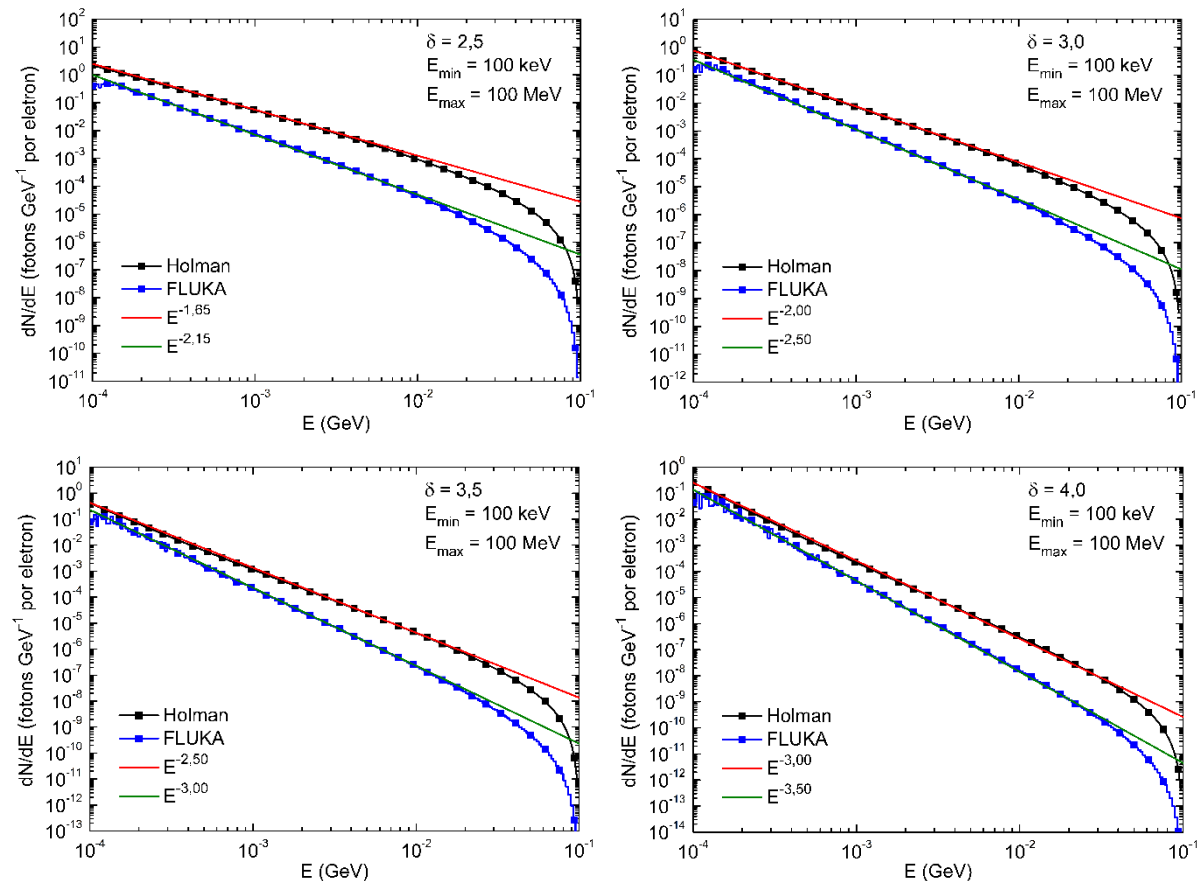
$$\Lambda_{ee} = \ln \left[\frac{m_e c^2 (\gamma_e - 1) 2^{1/2}}{2I_p} \right] \quad , \quad (11)$$

onde $I_p = h \nu_p$ é a energia do *plasmon* para o meio ionizado, sendo h a constante de Planck e ν_p a frequência de plasma, cujo valor utilizado no código de Holman é $I_p = 1,02 \times 10^{-7}$ eV.

Assim, para realizar uma comparação mais apropriada entre os espectros de energia de fótons obtidos com os dois códigos, modificamos o código de Holman (2003) para implementar a mesma taxa de perda de energia utilizada pelo FLUKA. Da mesma forma, nas simulações com o FLUKA desativamos o espalhamento Compton, uma vez que não é levado em conta no cálculo dos espectros com o código de Holman (2003).

Na Figura 8 comparamos os espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung*, integrados em ângulo sólido, obtidos com o FLUKA e com a versão modificada do código desenvolvido por Holman (2003) para feixes de elétrons primários acelerados com distribuições de energia lei de potência com índices espectrais $\delta = 2,5; 3,0; 3,5; 4,0$ no intervalo de $E_{min} = 100$ keV a $E_{max} = 100$ MeV.

Figura 8 - Espectros de energia de fótons, integrados em ângulo sólido, obtidos com o FLUKA e com o código de Holman (2003) para feixes de elétrons primários com distribuições de energia lei de potência com índices espectrais $\delta = 2,5; 3,0; 3,5; 4,0$ no intervalo de $E_{min} = 100$ keV a $E_{max} = 100$ MeV.



No intervalo de energia em que são bem descritos por uma lei de potência $E^{-\gamma}$, vemos que os espectros de energia de fótons obtidos com o código de Holman (2003) para $\delta = 3,0; 3,5; 4,0$ seguem muito bem a relação $\gamma = \delta - 1$ que se obtém para um alvo espesso utilizando a seção de choque não-relativística de Bethe-Heitler (Koch; Motz, 1959), embora tenham sido calculados utilizando a seção de choque relativística de Haug (1997).

O espectro obtido para $\delta = 2,5$, por sua vez, apresenta um índice espectral $\gamma = 1,65$, ou seja, 10 % maior do que o valor $\gamma = 1,5$ previsto pela referida relação. Esse resultado pode ser entendido considerando que os feixes de elétrons primários acelerados com distribuições de energia lei de potência com índices espectrais δ maiores (isto é, mais moles) contêm menos elétrons ultra-relativísticos, de modo que os espectros obtidos para os mesmos são menos afetados pelas diferenças entre as seções de choque não-relativística e relativística. Vemos que os espectros obtidos com o FLUKA seguem a relação $\gamma = \delta - 1,5$, ou seja, são mais moles por um fator 0,5 em comparação com os espectros obtidos com o código de Holman (2003). Esse resultado pode ser atribuído a efeitos devidos à direcionalidade dos elétrons primários acelerados, uma vez que os espectros obtidos com o FLUKA e com o código de Holman (2003) são calculados assumindo respectivamente uma distribuição angular semi-isotrópica e uma distribuição angular isotrópica.

5. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho, estudamos detalhadamente a emissão de raios-X duros por elétrons acelerados em explosões solares. 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 fótons produzidos por *bremsstrahlung* obtidos para feixes de elétrons primários acelerados com distribuições de energia do tipo lei de potência com diferentes índices espectrais e intervalos de energia e quatro tipos de distribuição angular: feixe unidirecional paralelo ao eixo O_z , feixe semi-isotrópico no hemisfério superior, feixe moderadamente colimado na direção do eixo O_z e feixe moderadamente concentrado na direção perpendicular ao eixo O_z (*pancake*). Com o objetivo de investigar a diretividade da emissão de raios-X duros, analisamos as contribuições para o espectro total (integrado em ângulo sólido) devidas aos fluxos de fótons em diferentes intervalos de ângulo de observação e os efeitos devidos ao espalhamento Compton dos fótons durante o transporte através da atmosfera solar ambiente.

Também realizamos uma comparação entre espectros de energia de fótons produzidos por *bremsstrahlung* obtidos com o FLUKA e com uma versão modificada do código de Holman (2003) que implementa a mesma taxa de perda de energia. Observamos que os espectros obtidos com o FLUKA são mais moles por um fator 0,5 em comparação com os obtidos com o código de Holman (2003). Essa diferença pode ser atribuída a efeitos devidos à direcionalidade dos elétrons primários acelerados. Em trabalhos futuros, pretendemos investigar esses efeitos de forma mais detalhada, bem como os efeitos devidos ao espalhamento Compton dos fótons e à ionização não-uniforme do plasma ambiente.

6. REFERÊNCIAS

- 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.
- Asplund, M. *et al.* The Chemical Composition of the Sun. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47: 481–522, 2009.
- Battistoni, G. *et al.* Overview of the FLUKA Code. *Annals of Nuclear Energy*, 82: 10–18, 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. 2017. Disponível em: < <http://physics.nist.gov/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.
- Brown, J. C. The Deduction of Energy Spectra of Non-thermal Electrons in Flares from the Observed Dynamic Spectra of Hard X-ray Bursts. *Solar Physics*, 18: 489–502, 1971.
- Brown, J. C. Thick Target X-ray Bremsstrahlung from Partially Ionised Targets in Solar Flares. *Solar Physics*, 28: 151 - 158, 1973.
- Ferrari, A. *et al.* FLUKA: A multi-particle transport code. Technical Report CERN-2005-10, CERN, 2011.
- Fishman, G. J. *et al.* BATSE: The Burst and Transient Source Experiment on the Compton Gamma Ray Observatory. In *Proc. of the GRO Science Workshop*, ed. W. N. Johnson (Greenbelt: NASA/GSFC), v. 2, 39-50; v. 3, 47-62, 1989.
- Fletcher, L., Dennis, B.R., Hudson, H.S. *et al.* An Observational Overview of Solar Flares. *Space Sci Rev*, 159: 19-106, 2011.
- Haug, E. On the Use of Nonrelativistic Bremsstrahlung Cross Sections in Astrophysics. *Astronomy and Astrophysics*, 326: 417–418, 1997.
- Holman, G. D. The effects of low- and high-energy cutoffs on solar flare microwave and hard x-ray spectra. *The Astrophysical Journal*, 586 (1): 606 - 616, 2003.
- Holman, G. D.; Aschwanden, M. J.; Aurass, H.; Battaglia, M.; Grigis, P. C.; Kontar, E. P.; Liu, W.; Saint-Hilaire, P.; Zharkova, V. V. Implications of X-ray Observations for Electron Acceleration and Propagation in Solar Flares. *Space Sci. Rev.*, 159: 107, 2011.
- Koch, H. W.; Motz, J. W. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data. *Rev. Mod. Phys.*, 31: 920, 1959.
- Kontar, E. P. *et al.* Nonuniform Target Ionization and Fitting Thick Target Electron Injection Spectra to RHESSI Data. *Solar Physics*, 210: 419 - 429, 2002.
- Kontar, E. P. *et al.* Electron-Electron Bremsstrahlung Emission and the Inference of Electron Flux Spectra in Solar Flares. *The Astrophysical Journal*, 670: 857-861, 2007.



Kontar, E.P., Brown, J.C., Emslie, A.G. *et al.* Deducing Electron Properties from Hard X-ray Observations. *Space Sci. Rev.*, 159: 301, 2011.

Leach, J.; Petrosian, V. Impulsive phase of solar flares. I - Characteristics of high energy electrons. *The Astrophysical Journal*, 251: 781, 1981.

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

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

Meegan, C. *et al.* The Fermi Gamma-ray Burst Monitor, *The Astrophysical Journal*, 702 (1): 791, 2009.

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. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 168: 167–194, 2007.

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

Ramaty, R.; Murphy, R. J. Nuclear Processes and Accelerated Particles in Solar Flares. *Space Science Reviews*, 45: 213–268, 1987.

Seltzer, S. M.; Berger, M. J. Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened nuclei and orbital electrons, *Nuclear Instruments Methods*, B12: 95-134, 1985.

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.

Su, Y. *et al.* A test of Thick-Target Nonuniform Ionization as an Explanation for Breaks in Solar Flare Hard X-ray Spectra. *The Astrophysical Journal*, 705 (2): 1584 - 1593, 2009.

Su, Y. *et al.* Evidence for the Full Hard X-ray Spectral Signature of Nonuniform Ionization in a Solar Flare. *The Astrophysical Journal*, 731 (2): 106 - 122, 2011.

Tandberg-Hanssen, E.; Emslie, A. G. *The Physics of Solar Flares*. Cambridge University Press, New-York, 2009.

Tuneu, J. *et al.*, Contribution of Energetic Ion Secondary Particles to Solar Flare Radio Spectra. *Proceedings of the International Astronomical Union*: 12 (S328), 120-123, 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. What Can Be Learned About Competing Acceleration Models from Multiwavelength Observations? *Lecture Notes in Physics*, v. 612, 127-160. Springer, Berlin, Heidelberg, 2003.

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: gabcg69@gmail.com e szpigel@mackenzie.br