

**UNIVERSIDADE PRESBITERIANA MACKENZIE**

Daneele Saraçol Tusnski

**Modelagem de Processos Nucleares de Alta Energia em  
Explosões Solares utilizando o Pacote FLUKA**

São Paulo  
2018

**UNIVERSIDADE PRESBITERIANA MACKENZIE  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM  
CIÊNCIAS E APLICAÇÕES GEOESPACIAS**

**Daneele Saraçol Tusnski**

**Modelagem de Processos Nucleares de Alta Energia em  
Explosões Solares utilizando o Pacote FLUKA**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências e Aplicações Geospaciais da Universidade Presbiteriana Mackenzie como parte dos requisitos para obtenção do título de doutora em Ciências e Aplicações Geospaciais.

**Orientador: Prof. Dr. Sérgio Szpigel**

São Paulo  
2018

T965m

Tusnski, Daneele Saracol

Modelagem de processos nucleares de alta energia em explosões solares utilizando o pacote FLUKA. / Daneele Saracol Tusnski – São Paulo, 2018.

108 f.: il.; 30 cm.

Tese (Doutorado em Ciências e Aplicações Geoespaciais) - Universidade Presbiteriana Mackenzie - São Paulo, 2018.

Orientador: Sérgio Szpigel

Bibliografia: f. 103-108.

1. Explosões solares. 2. Processos nucleares de alta energia. 3. FLUKA.  
I. Szpigel, Sérgio, *orientador*. II. Título.

CDD 523.72

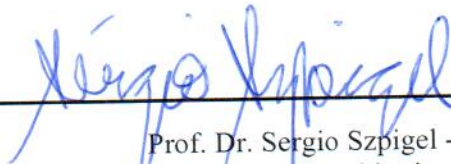
**Daneele Saraçol Tusnski**

**MODELAGEM DE PROCESSOS NUCLEARES DE ALTA ENERGIA EM  
EXPLOSÕES SOLARES UTILIZANDO O PACOTE FLUKA**

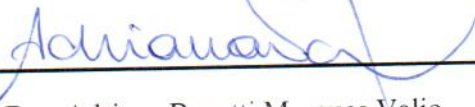
Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências e Aplicações Geoespaciais da Universidade Presbiteriana Mackenzie, como requisito parcial à obtenção do título de Doutorado em Ciências e Aplicações Geoespaciais.

Aprovada em

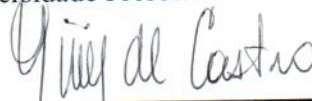
**BANCA EXAMINADORA**



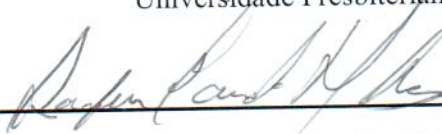
Prof. Dr. Sergio Szpigel - Orientador  
Universidade Presbiteriana Mackenzie



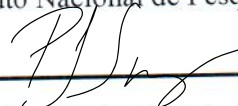
Profa. Dra. Adriana Benetti Marques Valio  
Universidade Presbiteriana Mackenzie



Prof. Dr. Carlos Guillermo Gimenez de Castro  
Universidade Presbiteriana Mackenzie



Prof. Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa  
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais



Prof. Dr. Paulo José de Aguiar Simões  
University of Glasgow (Reino Unido)

# Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Sérgio Szpigel pela orientação.

Ao Centro de Rádio Astronomia e Astrofísica Mackenzie (CRAAM) pelos recursos e apoio de todos os funcionários para a realização deste trabalho.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela bolsa de estudos de doutorado.

Ao Instituto Presbiteriano Mackenzie e ao Fundo Mackenzie de Pesquisa por financiamento de parte desse projeto.

Agradeço especialmente à minha família pela compreensão e suporte em todos os momentos.

## RESUMO

A emissão de raios- $\gamma$  em explosões solares é produzida por interações de elétrons e íons primários acelerados a altas energias com núcleos na atmosfera solar ambiente. A análise dos espectros de raios- $\gamma$  observados durante as explosões solares fornece diagnósticos importantes sobre os mecanismos de aceleração das partículas primárias e sobre a estrutura e evolução do plasma ambiente. Neste trabalho investigamos os processos nucleares de alta energia que ocorrem em explosões solares utilizando o FLUKA, um pacote de rotinas integradas de uso geral para o cálculo Monte Carlo do transporte e das interações de partículas na matéria. Nosso principal objetivo é validar o FLUKA como ferramenta efetiva para a modelagem de processos nucleares no contexto de explosões solares. Para tanto, realizamos simulações do espectro de raios- $\gamma$  considerando modelos realísticos para a atmosfera solar ambiente e feixes de íons acelerados (prótons, partículas- $\alpha$  e núcleos mais pesados) com diferentes distribuições energéticas e angulares. A partir dos resultados obtidos nas simulações com o FLUKA, construímos *templates* para o espectro de emissão de linhas de desexcitação nuclear e para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ , os quais foram incorporados ao programa OSPEX para o ajuste de espectros de eventos observados. Utilizando esses *templates* em combinação com funções-padrão disponíveis no programa OSPEX obtivemos ajustes estatisticamente razoáveis para os espectros de raios- $\gamma$  das explosões solares de 23 de julho de 2002 e 12 de junho de 2010, semelhantes aos ajustes obtidos com *templates* construídos a partir de espectros de emissão de linhas de desexcitação nuclear calculados com o código desenvolvido por Murphy et al. (2009). Até onde sabemos, os ajustes realizados com os *templates* FLUKA para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$  podem ser considerados como a primeira tentativa de utilizar um único código para implementar um tratamento auto-consistente das várias componentes espectrais na faixa de energia de  $\sim 100$ 's keV a  $\sim 100$ 's MeV.

**Palavras-chave:** *Explosões Solares, Processos Nucleares de Alta Energia, FLUKA*

## ABSTRACT

The emission of  $\gamma$ -rays in solar flares is produced by interactions of primary electrons and ions accelerated to high energies with nuclei in the ambient solar atmosphere. The analysis of the  $\gamma$ -ray spectra observed during solar flares provides important diagnostics on the mechanisms of primary particle acceleration and on the structure and evolution of the ambient plasma. In this work we investigate the high energy nuclear processes that occur in solar flares using FLUKA, a package of general purpose integrated routines for Monte Carlo calculations of particle transport and interactions in matter. Our main aim is to validate FLUKA as an effective tool for the modeling of nuclear processes in the context of solar flares. In order to accomplish that, we have performed simulations of the  $\gamma$ -ray spectrum considering realistic models for the ambient solar atmosphere and beams of accelerated ions (protons,  $\alpha$ -particles and heavier nuclei) with different energy and angular distributions. From the results obtained in the simulations with FLUKA, we have built templates for the nuclear de-excitation lines emission spectrum and for the full  $\gamma$ -ray emission spectrum, which were incorporated to the program OSPEX for the fitting of spectra from observed events. Using these templates in combination with standard-functions available in the program OSPEX we have obtained statistically reasonable fittings for the  $\gamma$ -ray spectra of the July 23, 2002 and June 12, 2010 solar flares, similar to the fittings obtained with templates built from nuclear de-excitation lines emission spectra calculated with the code developed by Murphy et al. (2009). To the best of our knowledge, the fittings carried out with the FLUKA templates for the full  $\gamma$ -ray emission spectrum can be regarded as the first attempt to use a single code to implement a self-consistent treatment of the several spectral components in the energy range from  $\sim 100$ 's keV to  $\sim 100$ 's MeV.

**Keys-Words** *Solar flares, High Energy Nuclear Processes, FLUKA*

# Sumário

<b>Lista de ilustrações</b> . . . . .	<b>8</b>
<b>Lista de tabelas</b> . . . . .	<b>13</b>
<b>Sumário</b> . . . . .	<b>14</b>
<b>1 Introdução</b> . . . . .	<b>15</b>
<b>2 Espectros de raios-<math>\gamma</math> em explosões solares</b> . . . . .	<b>20</b>
2.1 Mecanismos de produção . . . . .	20
2.1.1 Bremsstrahlung . . . . .	21
2.1.2 Linhas de desexcitação nuclear . . . . .	23
2.1.3 Decaimento de píons . . . . .	29
2.1.4 Decaimento de núcleos radioativos $\beta$ -emissores . . . . .	33
2.1.5 Linha de aniquilação de pósitrons . . . . .	35
2.1.6 Linha de captura de nêutrons . . . . .	37
2.2 Características gerais . . . . .	38
<b>3 Descrição dos métodos computacionais</b> . . . . .	<b>40</b>
3.1 Pacote FLUKA . . . . .	40
3.2 Modelos para simulação de processos nucleares em explosões solares . . . . .	43
3.2.1 Modelo Uniforme . . . . .	47
3.2.2 Modelo Exponencial . . . . .	48
3.2.3 Modelo Semi-Empírico . . . . .	50
3.3 Programa OSPEX . . . . .	53
<b>4 Simulações com o Modelo Uniforme e o Modelo Exponencial</b> . . . . .	<b>54</b>
4.1 Alvo espesso versus alvo fino . . . . .	54
4.2 Feixe colimado versus feixe com distribuição semi-isotrópica. . . . .	58
4.3 Feixe monoenergético versus feixe com distribuição do tipo lei de potência. . . . .	61
4.4 Efeitos de processos eletromagnéticos e decaimento de píons . . . . .	64
4.5 Modelo Uniforme versus Modelo Exponencial . . . . .	67
<b>5 Simulações com o Modelo Semi-Empírico</b> . . . . .	<b>70</b>
5.1 Espectro de emissão de linhas de desexcitação nuclear . . . . .	70
5.2 Espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . . . . .	77
<b>6 Ajuste de espectros de emissão de raios-<math>\gamma</math> de eventos observados</b> . . . . .	<b>79</b>
6.1 Explosão solar de 23 de julho de 2002 . . . . .	80
6.2 Explosão solar de 12 de junho de 2010 . . . . .	87
<b>7 Conclusões</b> . . . . .	<b>100</b>
<b>Referências</b> . . . . .	<b>103</b>



# Lista de ilustrações

Figura 1 – Seções de choque para a produção das linhas de desexcitação nuclear do $^{12}\text{C}$ em 4,438 e 15,1 MeV. . . . .	26
Figura 2 – Seções de choque para a produção das linhas de desexcitação nuclear do $^{16}\text{O}$ em 6,916 e 7,115 MeV. . . . .	26
Figura 3 – Espectro de linhas de desexcitação nuclear obtido com o código desenvolvido por Ramaty, Kozlovsky e Lingenfelter (1979) . . . . .	27
Figura 4 – Espectros de linhas de desexcitação nuclear obtidos para a explosão solar de 23 de Julho de 2002, observada pelo RHESSI. . . . .	28
Figura 5 – Seções de choque para a produção de píons e nêutrons. . . . .	30
Figura 6 – Espectros de energia de pósitrons e elétrons secundários produzidos por decaimento de píons. . . . .	31
Figura 7 – Espectro de energia de fótons produzidos por decaimento de píons. . . . .	32
Figura 8 – Seções de choque para a produção de núcleos radioativos $\beta^+$ -emissores por isótopos de C. . . . .	34
Figura 9 – Seções de choque para a produção de núcleos radioativos $\beta^+$ -emissores por isótopos de N. . . . .	34
Figura 10 – Seções de choque para a produção de núcleos radioativos $\beta^+$ -emissores por isótopos de O. . . . .	35
Figura 11 – Espectro da linha de aniquilação de pósitrons em 511 keV obtido para a explosão solar de 23 de Julho de 2002 observada pelo RHESSI (figura retirada de Share et al. (2003)). . . . .	36
Figura 12 – Espectro da linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV obtido para a explosão solar de 23 de Julho de 2002 observada pelo RHESSI (figura retirada de Murphy et al. (2003)). . . . .	37
Figura 13 – Espectro teórico de emissão de uma explosão solar intensa na faixa de energia que se estende de raios X moles e raios X duros até raios- $\gamma$ . . . . .	38
Figura 14 – Espectro de raios- $\gamma$ da explosão de 4 de junho de 1991 observado pelo OSSE/CGRO (MURPHY et al., 1997) . . . . .	39
Figura 15 – Representação em duas dimensões da geometria dos modelos utilizados para simular os processos de alta energia em explosões solares com o FLUKA (TUNEU, 2016). . . . .	44
Figura 16 – CSDA-range em função da energia para prótons atravessando um alvo de hidrogênio, obtido com o programa PSTAR (BERGER et al., 2005) . . . . .	46
Figura 17 – Perfil de densidade da atmosfera solar ambiente do Modelo Exponencial. . . . .	49

Figura 18	–Distribuições espaciais de prótons primários, projetadas nos planos (xy) e (xz), obtidas para um alvo espesso e um alvo fino. . . . .	55
Figura 19	–Distribuições espaciais de fótons produzidos, projetadas nos planos (xy) e (xz), obtidas para um alvo espesso e um alvo fino. . . . .	56
Figura 20	–Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em $z = 0$ obtidos para um alvo espesso e um alvo fino. . . . .	57
Figura 21	–Distribuições espaciais de prótons primários, projetadas nos planos (xy) e (xz), obtidas para um feixe colimado e um feixe com distribuição angular semi-isotrópica. . . . .	58
Figura 22	–Distribuições espaciais de fótons produzidos, projetadas nos planos (xy) e (xz), obtidas nos casos de um feixe de prótons primários colimado e um feixe com distribuição angular semi-isotrópica. . . . .	59
Figura 23	–Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em $z = 0$ obtidos nos casos de feixe de prótons primários colimado e com distribuição angular semi-isotrópica.. . . .	60
Figura 24	–Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em $z = 0$ obtidos para um feixe de prótons primários monoenergéticos e um feixe com distribuição de energia do tipo lei de potência. . . . .	61
Figura 25	–Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em $z = 0$ obtidos para um feixe de prótons primários com distribuição de energia do tipo lei de potência com diferentes valores da energia máxima. . . .	62
Figura 26	–Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em $z = 0$ obtidos para um feixe de prótons primários com distribuição de energia do tipo lei de potência com diferentes valores de índice espectral. . . .	63
Figura 27	–Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em $z = 0$ obtidos suprimindo-se os processos de aniquilação e de produção de pares elétron-pósitron. . . . .	64
Figura 28	–Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em $z = 0$ obtidos suprimindo-se os processos de <i>bremstrahlung</i> e de espalhamento Compton. . . . .	65

Figura 29	– Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em $z = 0$ obtidos suprimindo-se os processos de decaimento de píons neutros e de píons carregados. . . . .	66
Figura 30	– Distribuições espaciais de prótons primários obtidas nas simulações com os Modelos Uniforme e Exponencial. . . . .	68
Figura 31	– Distribuições espaciais de fótons produzidos obtidas nas simulações com os Modelos Uniforme e Exponencial. . . . .	68
Figura 32	– Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em $z = 0$ obtidos em simulações realizadas com os Modelo Uniforme e Exponencial. . . . .	69
Figura 33	– Componentes <i>explícitas</i> de linhas estreitas e largas e componente <i>unresolved</i> do espectro de linhas de desexcitação nuclear calculadas com o código RMK. . . . .	71
Figura 34	– Espectros de linhas de desexcitação nuclear calculados com o código RMK para diferentes valores do índice espectral. . . . .	72
Figura 35	– Espectros de linhas de desexcitação nuclear calculados com o código RMK para diferentes valores da razão $\alpha$ /próton. . . . .	73
Figura 36	– Espectros de linhas de desexcitação nuclear calculados com o código RMK considerando feixes com composições para explosão gradual e explosão impulsiva. . . . .	74
Figura 37	– Espectros de linhas de desexcitação nuclear obtidos em simulações com o FLUKA e em cálculos com o código RMK considerando feixes de íons primários acelerados com composição para explosão gradual. . . . .	75
Figura 38	– Espectros de linhas de desexcitação nuclear obtidos em simulações com o FLUKA e em cálculos com o código RMK considerando feixes de íons primários acelerados com composição para explosão impulsiva. . . . .	76
Figura 39	– Espectros completos de emissão de raios- $\gamma$ obtidos em simulações com o FLUKA considerando feixes de íons primários acelerados com composições para explosão gradual e explosão impulsiva. . . . .	78
Figura 40	– Ajuste do espectro RHESSI com <i>background</i> subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 23 de julho de 2002, acumulado entre 00:27:20 e 00:43:20 UT, obtido com os <i>templates</i> RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Painel superior: espectro de contagens; Painel central: espectro de fótons; Painel inferior: resíduos normalizados. . . . .	81

Figura 41	–Ajuste do espectro RHESSI com <i>background</i> subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 23 de julho de 2002, acumulado entre 00:27:20 e 00:43:20 UT, obtido com os <i>templates</i> FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Painel superior: espectro de contagens; Painel central: espectro de fótons; Painel inferior: resíduos normalizados. . . . .	82
Figura 42	–Ajuste do espectro RHESSI com <i>background</i> subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 23 de julho de 2002, acumulado entre 00:27:20 e 00:43:20 UT, obtido com os <i>templates</i> FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . Painel superior: espectro de contagens; Painel central: espectro de fótons; Painel inferior: resíduos normalizados. . . . .	84
Figura 43	–Ajuste da linha de captura de nêutrons do espectro RHESSI com para a explosão solar de 23 de julho de 2002. Painel a esquerda: <i>templates</i> RMK; Painel central: <i>templates</i> FLUKA para as linhas de desexcitação nuclear; Painel a direita: <i>templates</i> FLUKA para o espectro completo. . . . .	86
Figura 44	–Ajuste do espectro GBM com <i>background</i> subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os <i>templates</i> RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Painel superior: espectro de contagens; Painel central: espectro de fótons; Painel inferior: resíduos normalizados. . . . .	89
Figura 45	–Ajuste do espectro LAT com <i>background</i> subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os <i>templates</i> RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Painel superior: espectro de contagens; Painel central: espectro de fótons; Painel inferior: resíduos normalizados. . . . .	90
Figura 46	–Espectro de fótons GBM/LAT da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os <i>templates</i> RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. . . . .	91
Figura 47	–Ajuste do espectro GBM com <i>background</i> subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os <i>templates</i> FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Painel superior: espectro de contagens; Painel central: espectro de fótons; Painel inferior: resíduos normalizados. . . . .	92

Figura 48	–Ajuste do espectro LAT com <i>background</i> subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os <i>templates</i> FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Painel superior: espectro de contagens; Painel central: espectro de fótons; Painel inferior: resíduos normalizados. . . . .	93
Figura 49	–Espectro de fótons GBM/LAT da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os <i>templates</i> FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. . . . .	94
Figura 50	–Ajuste do espectro GBM com <i>background</i> subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os <i>templates</i> FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . Painel superior: espectro de contagens; Painel central: espectro de fótons; Painel inferior: resíduos normalizados. . . . .	95
Figura 51	–Ajuste do espectro LAT com <i>background</i> subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os <i>templates</i> FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . Painel superior: espectro de contagens; Painel central: espectro de fótons; Painel inferior: resíduos normalizados. . . . .	96
Figura 52	–Espectro de fótons GBM/LAT da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os <i>templates</i> FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . . . . .	97

# Lista de tabelas

Tabela 1 – Mecanismos de produção de raios- $\gamma$ em explosões solares. . . . .	20
Tabela 2 – Principais linhas de desexcitação nuclear. . . . .	25
Tabela 3 – Reações nucleares mais relevantes para a produção de píons em explosões solares. . . . .	29
Tabela 4 – Principais processos de produção de núcleos radioativos $\beta^+$ -emissores em explosões solares. . . . .	33
Tabela 5 – Composição da atmosfera solar ambiente nos Modelos Uniforme e Exponencial. . . . .	48
Tabela 6 – Composições da atmosfera solar ambiente e dos feixes de íons primários acelerados no Modelo Semi-empírico. . . . .	50
Tabela 7 – Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 23 de julho de 2002 obtido com os <i>templates</i> RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. . . . .	83
Tabela 8 – Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 23 de julho de 2002 obtido com os <i>templates</i> FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. . . . .	83
Tabela 9 – Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 23 de julho de 2002 obtido com os <i>templates</i> FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . . . . .	85
Tabela 10 – Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os <i>templates</i> RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. . . . .	91
Tabela 11 – Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os <i>templates</i> FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. . . . .	94
Tabela 12 – Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os <i>templates</i> FLUKA para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . . . . .	97

# 1 Introdução

A primeira observação registrada de uma explosão solar foi realizada em 1859 independentemente por Richard Hodgson e Richard Christopher Carrington (CARRINGTON, 1859), que notaram um brilhantamento intenso em regiões de um grupo complexo de manchas solares com duração de apenas alguns minutos. O evento observado foi um exemplo de uma grande explosão em luz branca, um tipo de explosão solar relativamente raro em que o brilhantamento no contínuo óptico com relação à emissão fotosférica de fundo é suficientemente intenso para ser visualizado em contraste, nesse caso com instrumentos rudimentares (TANDBERG-HANSEN; EMSLIE, 2009).

As 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, e que resultam em um brilhantamento repentino observado no disco solar ou no limbo (TANDBERG-HANSEN; 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.

Segundo o modelo padrão geralmente adotado para descrever as explosões solares (DULK; MARSH, 1982; BASTIAN; BENZ; GARY, 1998), a energia armazenada nos campos magnéticos é liberada através do processo de reconexão magnética, aquecendo o plasma magneto-ativo e acelerando elétrons e íons (prótons, partículas- $\alpha$  e núcleos mais pesados). Esse processo resulta na emissão de radiação praticamente em todas as faixas do espectro eletromagnético, de ondas de rádio até raios- $\gamma$ . O plasma magneto-ativo aquecido produz emissão de radiação ultravioleta e raios X moles por *bremstrahlung* de elétrons térmicos (emissão *free-free*). Os elétrons acelerados (não-térmicos) produzem emissão de radiação giro-sincrotrônica/sincrotrônica na faixa de rádio e micro-ondas e emissão contínua de raios X duros e raios- $\gamma$  por *bremstrahlung* (DULK; MARSH, 1982). Os íons acelerados a altas energias ( $\sim MeV$  até  $GeV$ ) que precipitam da coroa para as regiões mais densas da cromosfera e fotosfera próximas aos pés dos arcos magnéticos produzem emissão de raios- $\gamma$  através de reações nucleares.

A primeira previsão teórica de que reações nucleares que ocorrem em explosões solares poderiam produzir raios- $\gamma$  detectáveis da Terra foi publicada por Morrison (1958). Os fundamentos teóricos para o tratamento da emissão de raios- $\gamma$  em explosões solares foram estabelecidos no trabalho seminal de Lingenfelter e Ramaty (1967). Desde então, a estrutura teórica para analisar os dados de observações de raios- $\gamma$  em explosões solares tem sido significativamente refinada. Uma revisão detalhada sobre os processos nucleares em explosões solares pode ser encontrada em Vilmer, MacKinnon e Hurford (2011).

As interações entre íons acelerados com energias na faixa de  $\sim 1$  a  $100$   $MeV/nucleon$  e núcleos na atmosfera solar ambiente podem produzir núcleos excitados cuja desexcitação produz emissão de linhas estreitas e largas de raios- $\gamma$  na faixa de  $\sim 0.5$  a  $10$   $MeV$  (RAMATY; KOZLOVSKY; LINGENFELTER, 1979). As linhas estreitas são produzidas por colisões de prótons e partículas- $\alpha$  acelerados com núcleos na atmosfera solar ambiente, enquanto as linhas largas são produzidas por reações inversas em que núcleos mais pesados acelerados colidem com núcleos de H e  $^4\text{He}$  na atmosfera solar ambiente. Os íons acelerados com energias na faixa de  $\sim 1$  a  $100$   $MeV/nucleon$  também podem produzir núcleos radioativos  $\beta$ -emissores, cujo decaimento produz elétrons e pósitrons secundários com energias típicas de  $\sim 1$  MeV (KOZLOVSKY; LINGENFELTER; RAMATY, 1987).

Íons acelerados com energias maiores que  $\sim 200 - 300$   $MeV/nucleon$  podem produzir píons secundários que contribuem para a emissão contínua de raios- $\gamma$  através de processos de decaimento (STECKER, 1970; MURPHY; DERMER; RAMATY, 1987). Píons neutros ( $\pi^0$ ) decaem diretamente em dois fótons com energia de  $67,5$   $MeV$  ou, mais raramente ( $\sim 1,2$  % dos decaimentos), em um fóton e um par elétron-pósitron através do chamado decaimento Dalitz (OLIVE; Particle Data Group, 2014). Píons carregados ( $\pi^\pm$ ) decaem em múons ( $\mu^\pm$ ), cujo decaimento subsequente produz elétrons e pósitrons secundários que emitem radiação  $\gamma$  contínua através de *bremstrahlung*. Pósitrons secundários também produzem emissão contínua de raios- $\gamma$  através de aniquilação em voo e a emissão da linha em  $511$   $keV$  através de aniquilação em repouso (MURPHY et al., 2005).

As interações dos íons acelerados com núcleos na atmosfera solar ambiente também podem produzir nêutrons secundários, que se propagam para fora do Sol ou precipitam na fotosfera. Uma parcela dos nêutrons que precipitam na fotosfera é capturada por átomos de hidrogênio (após termalização) produzindo deutério, processo que resulta na emissão da linha em  $2,223$   $MeV$  (HUA et al., 2002).



Uma análise abrangente dos dados de observações de raios- $\gamma$  em explosões solares requer a modelagem dos espectros de emissão, a qual envolve cálculos complexos de aceleração, transporte e interações das partículas envolvidas (HUA; RAMATY; LINGENFELTER, 1989; RAMATY, 1995; SHARE; MURPHY, 2004; MURPHY et al., 2007; SHIH; LIN; SMITH, 2009). As quantidades mensuráveis associadas à emissão de raios- $\gamma$  em explosões solares fornecem informações sobre os elétrons e íons acelerados que as produzem, descritas pelos parâmetros de aceleração do modelo considerado. Por exemplo, a medida das intensidades absolutas e relativas das linhas de desexcitação nuclear permite estimar o número de prótons e partículas- $\alpha$  primários acelerados e, em teoria, as características de suas distribuições de energia, bem como a abundância relativa de íons mais pesados acelerados. No entanto, as partículas aceleradas são transportadas ao longo dos arcos magnéticos desde o local de aceleração até a região de interação e emissão. Desse modo, as quantidades mensuráveis também dependem fortemente das condições físicas da atmosfera solar ambiente e da estrutura dos arcos magnéticos, descritas por parâmetros do modelo tais como a localização da explosão, a composição e os perfis de densidade e temperatura da atmosfera solar ambiente durante a explosão, o comprimento do arco magnético e o grau de convergência do campo magnético nos pés do arco. Assim, a modelagem dos espectros de emissão de raios- $\gamma$  em explosões solares fornece diagnósticos importantes tanto dos mecanismos de aceleração das partículas quanto da estrutura e evolução do plasma magneto-ativo ambiente.

A detecção de raios- $\gamma$  emitidos nas explosões solares deve ser realizada com instrumentos em voo instalados em balões a grandes altitudes ou em satélites, uma vez que a atmosfera terrestre absorve fortemente a radiação emitida nessa faixa (VILMER; MACKINNON; HURFORD, 2011). A primeira evidência observacional da emissão de raios- $\gamma$  em explosões solares ocorreu em 1972, a partir de dados da explosão solar SOL1972-08-04 obtidos com o Gamma-Ray Monitor (GRM) a bordo do satélite Orbiting Solar Observatory-7 (OSO-7) (CHUPP et al., 1973). Neste evento foram detectadas as linhas de raios- $\gamma$  em 2,223; 0,511; 4,438 e 6,129  $MeV$  e a emissão contínua de raios- $\gamma$  com energias até 10  $MeV$ . Observações pioneiras também foram realizadas com o espectrômetro PROGNOZ-6 (TALON G. VEDRENNE; LIKIN, 1975) e com o Oriented Scintillation Spectrometer Experiment (OSSE) a bordo do High Energy Astrophysical Observatory 1 (HEAO-1) (HUDSON et al., 1980) e do HEAO-3 (PRINCE et al., 1982). Essas observações confirmaram as previsões teóricas de Morrison (1958) e Lingenfelter e Ramaty (1967).

Posteriormente, no período de 1980 a 1989, foram lançados e estiveram em operação o Gamma-Ray Spectrometer (GRS) a bordo do satélite Solar Maximum Mission (SMM) (CHUPP et al., 1982; FORREST et al., 1985; VESTRAND et al., 1999) e o espectrômetro a bordo do satélite HINOTORI (YOSHIMORI, 1989), realizando observações dos espectros de raios X duros e raios- $\gamma$  na faixa de energia de 0.1 a 100  $MeV$ . No período de 1990 à 2002 foram lançados e estiveram em operação o espectrômetro PHEBUS e o telescópio SIGMA a bordo do satélite GRANAT (BARAT et al., 1994; PELAEZ et al., 1992; TALON et al., 1993), o Burst and Transient Source Experiment (BATSE) (FISHMAN et al., 1989), o OSSE (KURFESS et al., 1989), o Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) (KANBACH et al., 1993) e o Compton Telescope (COMPTEL) (RANK et al., 2001) a bordo do Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO), o Wide-Band Spectrometer (WBS) a bordo do satélite YOHKOH (YOSHIMORI et al., 1992) e o telescópio GAMMA-1 a bordo do satélite Gamma (AKIMOV et al., 1992). Com esses instrumentos foram realizadas observações de raios- $\gamma$  até energias da ordem de  $GeV$  e nêutrons.

Em 2001 foi lançado o espectrômetro Solar Neutron and Gamma-Ray (SONG) a bordo do satélite CORONAS-F, dedicado à observação de raios X e raios- $\gamma$  na faixa de energia de 40  $keV$  a 300  $MeV$  e nêutrons com energia acima de 20  $MeV$  (KUZNETSOV et al., 2006). Em 2002 foi lançado o satélite Reuven Ramaty High Energy Spectroscopic Imager (RHESSI) com detetores de alta resolução espectral (1 - 2  $keV$ ) operando na faixa de energia de 3  $keV$  a 17  $MeV$  (LIN et al., 2002). A resolução espectral sem precedentes fornecida pelo RHESSI possibilitou a análise detalhada do formato das linhas de raios- $\gamma$ . Além disso, o RHESSI forneceu a primeira oportunidade de localizar diretamente a fonte de emissão de raios- $\gamma$ , através de uma técnica pioneira de imageamento nesse domínio de frequências (HURFORD et al., 2003). Também em 2002 foi lançado o Spectrometer on Integral (SPI) a bordo do satélite International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) (VEDRENNE et al., 2003), operando com espectroscopia semelhante à do RHESSI. Finalmente, em 2008 foi lançado o Gamma-Ray Large Area Space Telescope (GLAST) a bordo do satélite FERMI, com o Gamma-ray Burst Monitor (GBM) operando na faixa de energia de  $\sim 8 keV$  a 40  $MeV$  (MEEGAN et al., 2009) e o Large Area Telescope (LAT) operando na faixa de energia de 20  $MeV$  até 100's de  $GeV$  (ATWOOD et al., 2009; ACKERMANN et al., 2012; ACKERMANN et al., 2014).

Neste trabalho investigamos os processos nucleares de alta energia que ocorrem em explosões solares utilizando o FLUKA (FERRARI et al., 2011), um pacote de rotinas integradas de uso geral para o cálculo Monte Carlo do transporte e das interações de partículas na matéria. O objetivo é validar o FLUKA como ferramenta efetiva para a modelagem de processos nucleares no contexto de explosões solares. Para tanto, realizamos simulações do espectro de emissão de raios- $\gamma$  considerando modelos realísticos para a atmosfera solar ambiente e feixes de íons acelerados (prótons, partículas- $\alpha$  e núcleos mais pesados) com diferentes distribuições energéticas e angulares. A partir dos resultados obtidos nas simulações com o FLUKA, construímos *templates* para o espectro de emissão de linhas de desexcitação nuclear e para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ , os quais foram incorporados ao programa OSPEX (FREELAND; HANDY, 1998) para o ajuste de espectros de eventos observados. Os espectros completos simulados foram obtidos através de um único modelo para as faixas de 100 KeV a  $\sim 100$  MeV, por isso, é considerado um modelo autoconsistente para esse intervalo de energia.

No Capítulo 2 são descritas as principais características do espectro de emissão de raios- $\gamma$  em explosões solares e discutidos os mecanismos envolvidos em sua produção. No Capítulo 3 são apresentadas as principais características e funcionalidades do pacote FLUKA e descritos os modelos utilizados nas simulações realizadas. Também é apresentada uma breve descrição do programa OSPEX. No Capítulo 4 são apresentados e discutidos os resultados obtidos em simulações considerando dois modelos simples para a atmosfera solar ambiente. No Capítulo 5 são apresentados e discutidos os resultados obtidos para o espectro de emissão de linhas de desexcitação nuclear e para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$  em simulações considerando um modelo mais realístico para a atmosfera solar ambiente. No Capítulo 6 apresentamos e discutimos os resultados obtidos para os ajustes dos espectros de emissão de raios- $\gamma$  das explosões solares de 23 de julho de 2002 e 12 de junho de 2010, utilizando os *templates* construídos a partir das simulações realizadas com o FLUKA. Finalmente, no Capítulo 7 apresentamos as conclusões do trabalho.

## 2 Espectros de raios- $\gamma$ em explosões solares

Neste Capítulo descrevemos as principais características do espectro de emissão de raios- $\gamma$  em explosões solares e discutimos os mecanismos envolvidos em sua produção.

### 2.1 Mecanismos de produção

Na Tabela 1 é apresentado um resumo dos mecanismos de produção de raios- $\gamma$  mais relevantes em explosões solares (RAMATY; MANDZHAVIDZE, 1994).

Tabela 1: Mecanismos de produção de raios- $\gamma$  em explosões solares (RAMATY; MANDZHAVIDZE, 1994).

Emissão	Processo	Fótons Observados	Faixa de energia dos íons ou elétrons primários
Contínuo	Bremsstrahlung de elétrons primários	20 keV – 1 MeV > 10 MeV	20 keV – 1 GeV
Linhas de desexcitação nuclear	Interações de íons acelerados: ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}^*$ ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Li}^*$ ${}^{20}\text{Ne}(p, p'){}^{20}\text{Ne}^*$ ${}^{12}\text{C}(p, p'){}^{12}\text{C}^*$ ${}^{16}\text{O}(p, p'){}^{16}\text{O}^*$	Linhas:  0,429 MeV 0,478 MeV 1,634 MeV 4,439 MeV 6,129 MeV	1 – 100 MeV/nucL.
Linha de captura do nêutron	Produção de nêutrons por íons acelerados seguido por ${}^1\text{H}(n, \gamma){}^2\text{H}$	Linha: 2,223 MeV	1 – 100 MeV/nucL.
Radiação da aniquilação de pósitrons	$\beta^+$ -Emissor ou $\pi^+$ produzidos por íons acelerados ${}^{12}\text{C}(p, pn){}^{11}\text{C} \mapsto {}^{11}\text{B} + e^+ + \nu$ $p + p \mapsto \pi^+ \dots \pi^+ + \mapsto \mu^+ \mapsto e^+$ seguido por $e^+ + e^- \mapsto 2\gamma$ $e^+e^- \mapsto P_s + h\nu$ ou $e^+ + {}^1\text{H} \mapsto P_s + p$ $P_s \mapsto 2\gamma, 3\gamma$	Linha: 0,511 MeV  Contínuo do Orto-positrônio > 511 keV	1 – 100 MeV/nucL.
Radiação do decaimento de píons	Produção de $\pi^0$ e $\pi^\pm$ por partículas aceleradas: $p + p \mapsto \pi^0, \pi^\pm \dots$ seguido por $\pi^0 \mapsto 2\gamma, \pi^\pm \mapsto \nu^\pm \mapsto e^\pm$ $e^+ \mapsto \gamma_{\text{brems}}, \gamma_{\text{ann}}$ em voo $e^- \mapsto \gamma_{\text{brems}}$	10 MeV – 3 GeV	0,2 – 5 GeV

### 2.1.1 Bremsstrahlung

A emissão contínua de raios- $\gamma$  em explosões solares produzida por *bremsstrahlung* é resultante do espalhamento elástico de elétrons primários ultra-relativísticos (diretamente acelerados na explosão) e de elétrons e pósitrons secundários de alta energia (provenientes dos processos de decaimento de píons e produção de pares elétron-pósitron) em colisões coulombianas com íons do plasma cromosférico ambiente (ASHWANDEN, 2005).

Para o cálculo do espectro de emissão de raios- $\gamma$  pelo processo de *bremsstrahlung* deve-se considerar dois cenários distintos, alvo fino ou alvo espesso, dependendo da natureza do plasma ambiente na região em que as partículas aceleradas são injetadas <sup>1</sup>:

(i) *Bremsstrahlung* em alvo-fino: ocorre quando os elétrons primários e os elétrons e pósitrons secundários são injetados e continuamente acelerados em um plasma sem perdas significativas de energia, tal que suas distribuições espectrais de energia ficam praticamente inalteradas. O cenário de alvo fino é aplicável para partículas aceleradas injetadas em um plasma coronal, para partículas confinadas em uma armadilha magnética tênue e nos casos em que apenas uma parte do alvo é observada ou ocultada pelo limbo fotosférico (TANDBERG-HANSSSEN; EMSLIE, 2009).

O fluxo de radiação  $I(\epsilon)$  (em unidades de fótons  $cm^{-2} s^{-1} keV^{-1}$ ) observado na Terra produzido por *bremsstrahlung* em alvo fino para fótons emitidos de energia  $\epsilon$  é dado por:

$$I(\epsilon) = \frac{S\Delta N}{4\pi R^2} \int_{\epsilon}^{\infty} F(E_0)\sigma_B(\epsilon, E_0)dE_0, \quad (2.1)$$

onde  $S$  é a área da fonte observada,  $R = 1 \text{ AU}$  ( $\sim 1,5 \times 10^{13} \text{ cm}$ ),  $\Delta N = \int_{\epsilon}^{\infty} n_p(s)ds$  é a densidade de coluna da fonte observada,  $n_p(s)$  é a densidade de íons do plasma ambiente em função da distância ao longo do caminho das partículas injetadas,  $F(E_0)$  é a distribuição espectral de energia das partículas injetadas (em unidades de partículas  $cm^{-2} s^{-1} keV^{-1}$ ) e  $\sigma_B(\epsilon, E_0)$  é a seção de choque de *bremsstrahlung* em função da energia do fóton emitido ( $\epsilon$ ) e da energia das partículas injetadas ( $E_0$ ).

(ii) *Bremsstrahlung* em alvo espesso: ocorre quando os elétrons primários e os elétrons e pósitrons secundários acelerados perdem energia por colisões em um plasma denso até pararem completamente (isto é, termalizarem na fonte). O cenário de alvo espesso aplica-se para elétrons primários inicialmente acelerados a altas energias em um plasma coronal sem colisões que precipitam na cromosfera e elétrons e pósitrons secundários produzidos e transportados na cromosfera e fotosfera (TANDBERG-HANSSSEN; EMSLIE, 2009).

<sup>1</sup> Ver seção 3.2

No caso de *bremsstrahlung* em um alvo espesso a Eq. (2.1) continua válida, desde que a distribuição espectral de energia das partículas injetadas  $F(E_0)$  seja substituída pela distribuição espectral de energia média no alvo  $F(E)$ . A relação entre  $F(E)$  e  $F(E_0)$  é obtida considerando-se as perdas de energia das partículas no alvo. No caso de processos simples (não-coletivos), tais como colisões coulombianas com íons do plasma ambiente, a taxa de perda de energia pode ser escrita na forma:

$$dE/dt = -\sigma_E(E)n_p v(E)E . \quad (2.2)$$

onde  $v(E)$  e  $\sigma_E(E)$  denotam respectivamente a velocidade e a seção de choque de perda de energia das partículas injetadas em função da energia  $E$ .

O número de fótons com energia  $\epsilon$  emitidos por unidade de energia por partículas injetadas com energia inicial  $E_0$  é dado por:

$$m(\epsilon, E_0) = \int_{t_1(E=E_0)}^{t_2(E=\epsilon)} n_p(s(t))\sigma_B(\epsilon, E(t))v(E(t))dt . \quad (2.3)$$

Utilizando a Eq. (2.2) para mudar a variável de integração de  $t$  para  $E$ , obtemos:

$$m(\epsilon, E_0) = \int_{\epsilon}^{E_0} \frac{\sigma_B(\epsilon, E)dE}{E\sigma_E(E)} . \quad (2.4)$$

Integrando  $m(\epsilon, E_0)$  sobre a distribuição de energia das partículas injetadas  $F(E_0)$  e multiplicando pela área da fonte observada  $S$ , obtemos o fluxo de radiação observado na Terra produzido por *bremsstrahlung* em alvo espesso para fótons emitidos de energia  $\epsilon$ :

$$I(\epsilon) = \frac{S}{4\pi R^2} \int_{E_0=\epsilon}^{\infty} F(E_0)m(\epsilon, E_0)dE_0 = \frac{S}{4\pi R^2} \int_{E_0=\epsilon}^{\infty} F(E_0) \int_{\epsilon}^{E_0} \frac{\sigma_B(\epsilon, E)dE}{E\sigma_E(E)} dE_0 . \quad (2.5)$$

No caso em que as perdas de energia são devidas puramente a colisões coulombianas, a taxa de perda de energia pode ser escrita na forma:

$$dE/dt = (-C/E)n_p v , \quad (2.6)$$

onde  $C = 2\pi e^4 \ln \Lambda$  ( $e$ : carga elementar). É importante notar que no contexto de explosões solares o chamado logaritmo de Coulomb,  $\ln \Lambda$ , pode ser tratado como uma constante. Da Eq. (2.2), obtemos que a seção de choque de perda de energia  $\sigma_E(E)$  é dada por:

$$\sigma_E(E) = C/E^2 , \quad (2.7)$$

Substituindo a Eq. (2.7) na Eq. (2.5), obtemos:

$$I(\epsilon) = \frac{S}{4\pi R^2} \cdot \frac{1}{C} \int_{E_0=\epsilon}^{\infty} F(E_0) \int_{\epsilon}^{E_0} E\sigma_B(\epsilon, E)dEdE_0 . \quad (2.8)$$

Comparando esta expressão com a obtida para um alvo fino, Eq. (2.1), notamos que a densidade de coluna efetiva  $\Delta N_{eff}$  no caso de um alvo espesso é dada por:

$$\Delta N_{eff} = \frac{1}{C\sigma_B(\epsilon, E_0)} \int_{\epsilon}^{E_0} E\sigma_B(\epsilon, E)dE . \quad (2.9)$$

Para situações em que a densidade de coluna real do alvo é tal que  $\Delta N \ll \Delta N_{eff}(\epsilon)$  a aproximação de alvo fino deve ser satisfatória; para situações em que  $\Delta N \gtrsim \Delta N_{eff}(\epsilon)$  as modificações na distribuição de energia das partículas injetadas devido às perdas são significativas e portanto deve ser utilizada a expressão para alvo espesso.

É importante observar que as Eqs. (2.1) e (2.8) podem ser aplicadas para o cálculo do espectro de emissão pelo processo de *bremsstrahlung* tanto na faixa de raios X duros como na faixa de raios- $\gamma$ . Na faixa de raios X duros a emissão é produzida principalmente por elétrons moderadamente relativísticos ( $\beta/c \sim 0,2 - 0,5$ ), de modo que pode ser utilizada com aproximação razoável a seção de choque não-relativística de Bethe-Heitler (BROWN, 1971; HUDSON; CANFIELD; KANE, 1978). Na faixa de raios- $\gamma$  a emissão é produzida por partículas altamente relativísticas ( $\beta/c \gtrsim 0,9$ ) e portanto devem ser utilizadas seções de choque totalmente relativísticas (KOCH; MOTZ, 1959; HAUG, 1997).

### 2.1.2 Linhas de desexcitação nuclear

A maioria das linhas de emissão de raios- $\gamma$  observadas em explosões solares na faixa de energia de  $\sim 0,5$  a  $8 MeV$  resulta do processo de desexcitação de núcleos em estados excitados produzidos por colisões de prótons e íons acelerados com núcleos da cromosfera. As linhas estreitas são produzidas por colisões de prótons e partículas- $\alpha$  aceleradas com núcleos da atmosfera solar ambiente. As linhas largas são produzidas por reações inversas em que núcleos mais pesados acelerados, como C e O, colidem com núcleos de H e He da atmosfera solar ambiente (ASHWANDEN, 2005).

Núcleos em estados excitados de energia  $E_U$  decaem para estados de energia menor  $E_L$  emitindo fótons com energia  $h\nu$  e ganhando uma quantidade de energia cinética  $E_k = \frac{p^2}{2m}$  devido ao recuo do núcleo (TANDBERG-HANSEN; EMSLIE, 2009), tal que:

$$E_U - E_L = h\nu + \frac{p^2}{2m} . \quad (2.10)$$

A conservação do momento linear implica que o momento de recuo do núcleo deve ser igual ao momento do fóton emitido,  $p = h\nu/c$ , tal que:

$$E_U - E_L = h\nu + \frac{h^2\nu^2}{2mc^2} = h\nu \left( 1 + \frac{h\nu}{2mc^2} \right). \quad (2.11)$$

O termo  $h\nu/2mc^2$  corresponde à correção da energia do fóton emitido na transição para incluir o efeito do recuo do núcleo. Esse termo de correção é importante para explicar o alargamento das linhas de desexcitação nuclear, causado pelo deslocamento Doppler que ocorre no referencial do observador para a radiação essencialmente monocromática produzida no referencial de repouso do núcleo. No caso das linhas estreitas o alargamento devido à velocidade de recuo dos núcleos é pequeno. No caso das linhas largas o alargamento é bem maior, uma vez que os núcleos continuam a se mover rapidamente após a excitação.

Um estudo detalhado sobre a produção de linhas de desexcitação nuclear foi realizado por Ramaty, Kozlovsky e Lingenfelter (1979), o qual resultou em um código Monte Carlo para o cálculo de espectros completos de linhas de desexcitação nuclear. Esse código foi atualizado por Kozlovsky, Murphy e Ramaty (2002) para incorporar novos dados de seções de choque obtidos em medidas de laboratório, incluindo mais de cem linhas explícitas. Uma versão aperfeiçoada do código (referida a partir daqui como RMK) foi desenvolvida posteriormente por Murphy et al. (2009) incorporando seções choque calculadas com o código de reações nucleares TALYS (KONING; HILAIRE; DUIJVESTIJN, 2005). Na Tabela 2 são listadas as principais linhas de desexcitação nuclear com suas respectivas energias, transições nucleares, tempos de vida e larguras de linha (ASHWANDEN, 2005). *Templates* para as linhas de desexcitação nuclear construídos com o código RMK foram incorporados ao software de análise OSPEX como funções-padrão para o ajuste de espectros.

Nas Figuras (1) e (2) são mostradas as seções de choque em função da energia por nucleon para a produção das linhas de desexcitação nuclear resultantes de reações envolvendo colisões de prótons e partículas- $\alpha$  com  $^{12}\text{C}$  em 4,438 e 15,1 MeV e com  $^{16}\text{O}$  em 6,916 e 7,115 MeV (KOZLOVSKY; MURPHY; RAMATY, 2002). Na Figura 3 é mostrado um exemplo de espectro de linhas de desexcitação nuclear obtido com o código desenvolvido por Ramaty, Kozlovsky e Lingenfelter (1979).



Tabela 2: Principais linhas de desexcitação nuclear (ASHWANDEN, 2005).

Energy (MeV)	Reaction	Transition	Mean lifetime (s)	Line width (keV)
0.339	$^{56}\text{Fe}(\alpha, n)^{59}\text{Ni}^*$	$^{59}\text{Ni}^* 0.339 \mapsto \text{g.s.}$	$9.8 \times 10^{-11}$	4
0.429 <sup>a</sup>	$^4\text{He}(\alpha, n)^7\text{Be}^*$	$^7\text{Be}^* 0.429 \mapsto \text{g.s.}$	$1.9 \times 10^{-13}$	5
0.478 <sup>a</sup>	$^4\text{He}(\alpha, p)^7\text{Li}^*$	$^7\text{Li}^* 0.478 \mapsto \text{g.s.}$	$1.1 \times 10^{-13}$	10
0.451 <sup>b</sup>	$^{24}\text{Mg}(p, x)^{23}\text{Mg}^*$	$^{23}\text{Mg}^* 0.451 \mapsto \text{g.s.}$	$1.6 \times 10^{-12}$	30
0.847	$^{56}\text{Fe}(p, p')^{56}\text{Fe}^*$ $^{56}\text{Fe}(\alpha, \alpha')^{56}\text{Fe}^*$	$^{56}\text{Fe}^* 0.847 \mapsto \text{g.s.}$	$8.9 \times 10^{-12}$	5 (1.2+2.9) <sup>c</sup>
0.931	$^{56}\text{Fe}(p, x)^{55}\text{Fe}^*$	$^{55}\text{Fe}^* 0.931 \mapsto \text{g.s.}$	$1.2 \times 10^{-11}$	5
1.369	$^{24}\text{Mg}(p, p')^{24}\text{Mg}^*$ $^{25}\text{Mg}(p, pn)^{24}\text{Mg}^*$ $^{26}\text{Mg}(p, p2n)^{24}\text{Mg}^*$ $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{24}\text{Mg}^*$ $^{28}\text{Si}(p, x)^{24}\text{Mg}^*$	$^{24}\text{Mg}^* 1.369 \mapsto \text{g.s.}$	$2.0 \times 10^{-12}$	16 (21+8) <sup>c</sup>
1.634	$^{20}\text{Ne}(p, p')^{20}\text{Ne}^*$ $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha')^{20}\text{Ne}^*$ $^{24}\text{Mg}(p, x)^{20}\text{Ne}^*$ $^{24}\text{Mg}(\alpha, x)^{20}\text{Ne}^*$ $^{28}\text{Si}(p, x)^{20}\text{Ne}^*$	$^{20}\text{Ne}^* 1.634 \mapsto \text{g.s.}$	$1.1 \times 10^{-12}$	20 (17.6+4.3) <sup>c</sup>
1.779	$^{28}\text{Si}(p, p')^{28}\text{Si}^*$ $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha')^{28}\text{Si}^*$ $^{32}\text{S}(p, x)^{28}\text{Si}^*$	$^{28}\text{Si}^* 1.779 \mapsto \text{g.s.}$	$6.9 \times 10^{-13}$	20 (16.7+4.5) <sup>c</sup>
2.614	$^{20}\text{Ne}(p, p')^{20}\text{Ne}^*$ $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha')^{20}\text{Ne}^*$ $^{24}\text{Mg}(p, x)^{20}\text{Ne}^*$ $^{28}\text{Si}(p, x)^{20}\text{Ne}^*$	$^{20}\text{Ne}^* 4.248 \mapsto ^{20}\text{Ne} * 1.634$	$9.2 \times 10^{-14}$	60
4.439	$^{12}\text{C}(p, p')^{12}\text{C}^*$ $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}^*$ $^{14}\text{N}(p, x)^{12}\text{C}^*$ $^{14}\text{N}(\alpha, x)^{12}\text{C}^*$ $^{16}\text{O}(p, x)^{12}\text{C}^*$ $^{16}\text{O}(\alpha, x)^{12}\text{C}^*$	$^{12}\text{C}^* 4.439 \mapsto \text{g.s.}$	$6.1 \times 10^{-14}$	145 (92+42) <sup>c</sup>
6.129	$^{16}\text{O}(p, p')^{16}\text{O}^*$ $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha')^{16}\text{O}^*$ $^{20}\text{Ne}(p, x)^{16}\text{O}^*$	$^{16}\text{O}^* 6.129 \mapsto \text{g.s.}$	$2.7 \times 10^{-11}$	145 (122+68) <sup>c</sup>

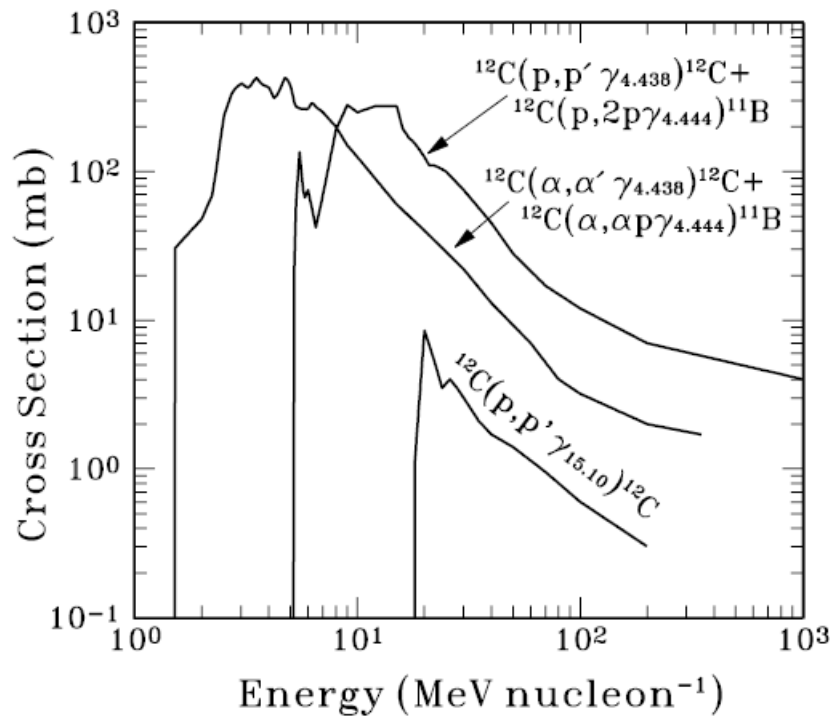


Figura 1: Seções de choque para a produção das linhas de desexcitação nuclear em 4,438 e 15,1 MeV resultantes de reações envolvendo colisões de prótons e partículas- $\alpha$  com <sup>12</sup>C (figura retirada de Kozlovsky, Murphy e Ramaty (2002)).

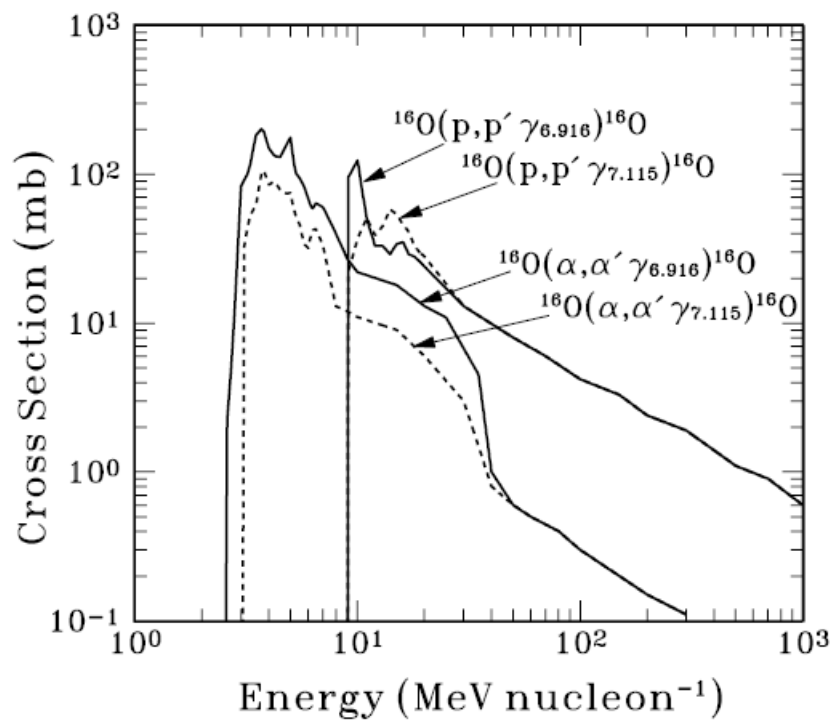


Figura 2: Seções de choque para a produção das linhas de desexcitação nuclear em 6,916 e 7,115 MeV resultantes de reações envolvendo colisões de prótons e partículas- $\alpha$  com <sup>16</sup>O (figura retirada de Kozlovsky, Murphy e Ramaty (2002)).

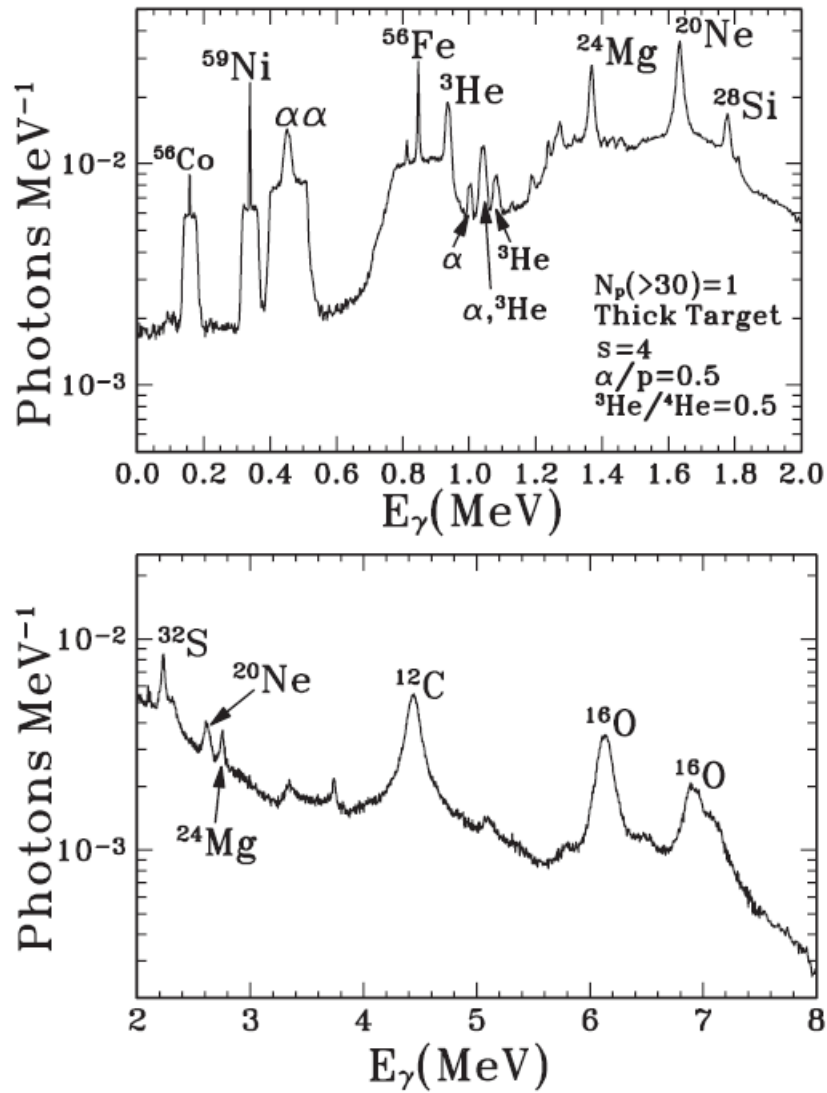


Figura 3: Espectro de linhas de desexcitação nuclear obtido com o código desenvolvido por Ramaty, Kozlovsky e Lingenfelter (1979) (figura retirada de Murphy et al. (2005)).

Na Figura 4 são mostrados espectros de linhas de desexcitação nuclear obtidos para a explosão solar de 23 de Julho de 2002, observada com alta resolução pelo RHESSI (SMITH et al., 2003). As curvas espessas mostradas em cada painel correspondem aos ajustes gaussianos dos espectros, combinados com as contribuições das linhas largas e da emissão contínua devida ao *bremsstrahlung*, convoluídos com a função de resposta do instrumento e considerando o deslocamento Doppler devido ao recuo dos núcleos. As curvas finas correspondem aos mesmos ajustes sem considerar o deslocamento Doppler.

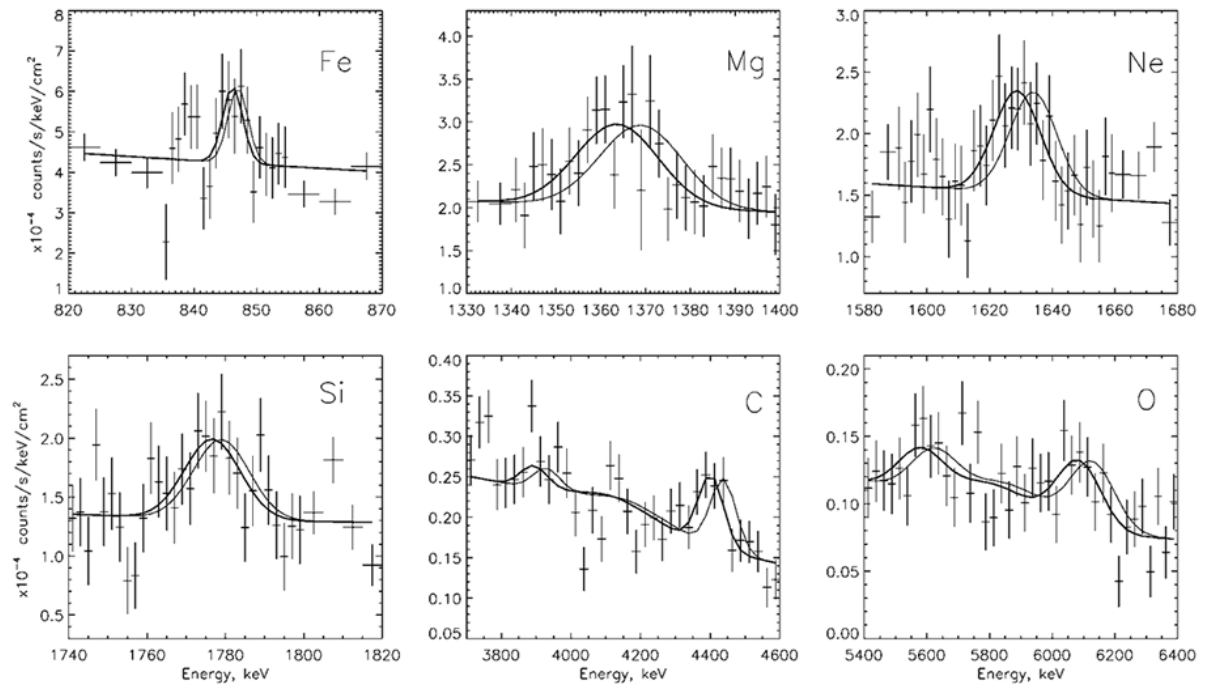


Figura 4: Espectros de linhas de desexcitação nuclear obtidos para a explosão solar de 23 de Julho de 2002, observada com alta resolução pelo RHESSI (figura retirada de Smith et al. (2003)).

### 2.1.3 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- $\gamma$  através de processos de decaimento (STECKER, 1970; MURPHY; DERMER; RAMATY, 1987). A massa de repouso dos píons carregados ( $\pi^\pm$ ) é de 139,57 MeV e a do píon neutro ( $\pi^0$ ) é de 134,96 MeV. Assim, o limiar de energia para a produção de píons em colisões  $p-p$  é de  $\sim 280$  MeV/nucleon e em colisões  $p-\alpha$  é de  $\sim 200$  MeV/nucleon. Na Tabela 3 são listadas as reações nucleares mais relevantes para a produção de píons em explosões solares, onde  $X$  denota genericamente todas as outras partículas no estado final.

Tabela 3: Reações nucleares 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 píons neutros ( $\pi^0$ ) decaem diretamente em dois fótons com energia de 67,5 MeV:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (2.12)$$

Um modo de decaimento mais raro do  $\pi^0$ , com razão de ramificação  $\sim 1,2\%$ , é o chamado decaimento Dalitz (OLIVE; Particle Data Group, 2014):

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma \quad (2.13)$$

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

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu, \quad (2.14)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e/\bar{\nu}_e + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu. \quad (2.15)$$

O tempo de vida média dos píons carregados é  $\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \times 10^{-8}$  s e o dos píons neutros é  $\tau_{\pi^0} = 8,5 \times 10^{-17}$ s, de modo que o decaimento ocorre praticamente no local em que foram produzidos. Os múons possuem um tempo de vida médio maior,  $\tau_{\mu^\pm} = 2,2 \cdot 10^{-6}$  s, de modo que podem eventualmente percorrer uma certa distância antes do decaimento.

Na Figura 5 são mostradas as seções de choque para a produção de píons em colisões  $p - p$  e  $p - \alpha$  em função da energia cinética das partículas incidentes no referencial de laboratório. 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 a produção de  $\pi^+$ , favorecida pela conservação de carga nas colisões  $p - p$  e  $p - \alpha$ , é bem maior que a de  $\pi^-$  (MURPHY; DERMER; RAMATY, 1987).

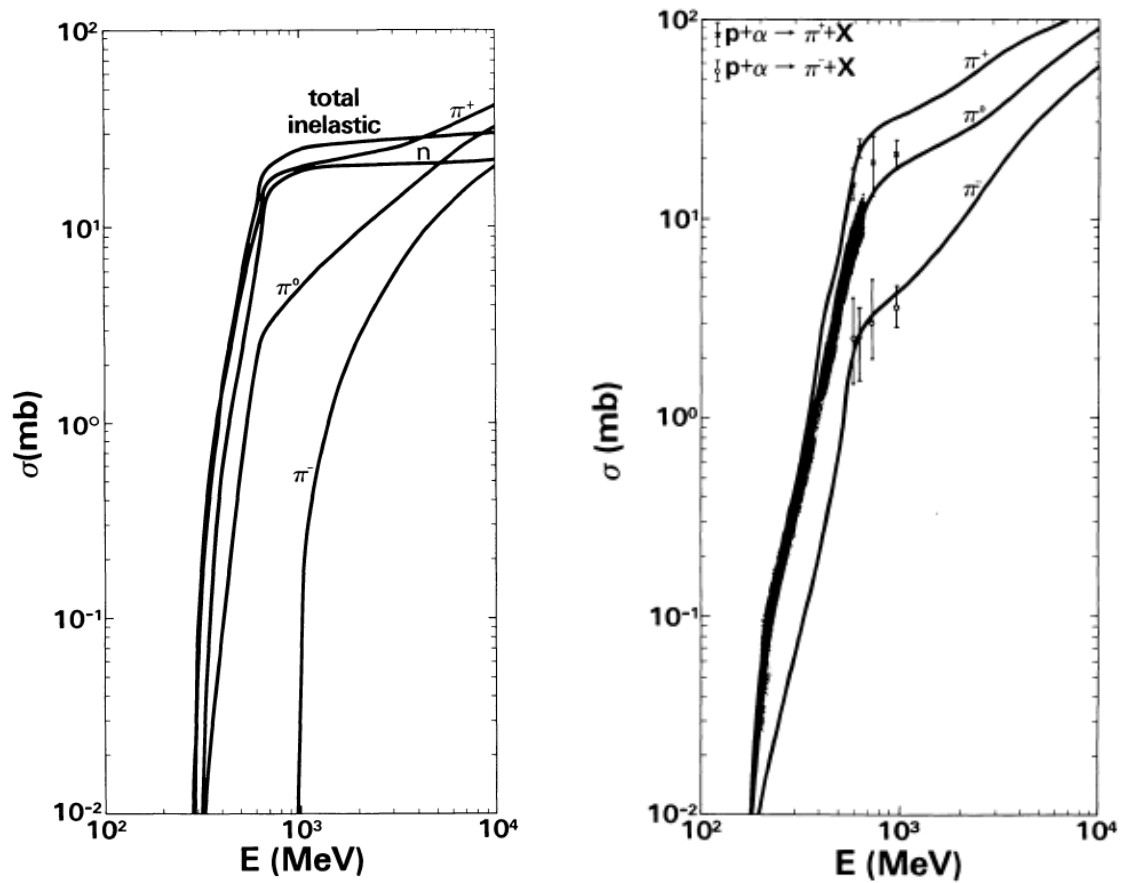


Figura 5: Seções de choque em milibarns ( $1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$ ) para produção de píons em colisões  $p - p$  e  $p - \alpha$  em função da energia cinética das partículas incidentes no referencial do laboratório. No caso das colisões  $p - p$  também são mostradas a seção de choque inelástica total e a seção de choque para produção de nêutrons (figura retirada de (MURPHY; DERMER; RAMATY, 1987)).

Nas Figuras 6 e 7 são mostrados respectivamente os espectros de energia de pósitrons e elétrons e o espectro de fótons produzidos por decaimento de píons obtidos por Murphy, Derman e Ramaty (1987) a partir das seções de choque mostradas na Figura 5.

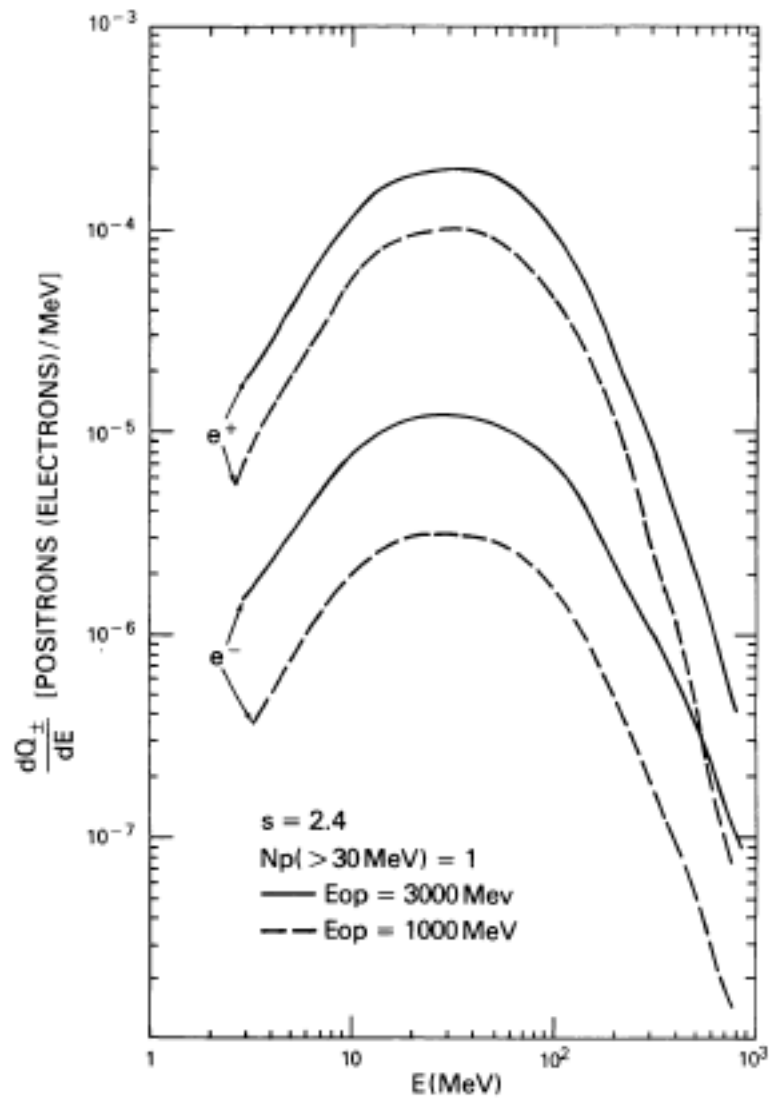


Figura 6: Espectros de energia de pósitrons e elétrons secundários produzidos por decaimento de píons (figura retirada de (MURPHY; DERMER; RAMATY, 1987)).

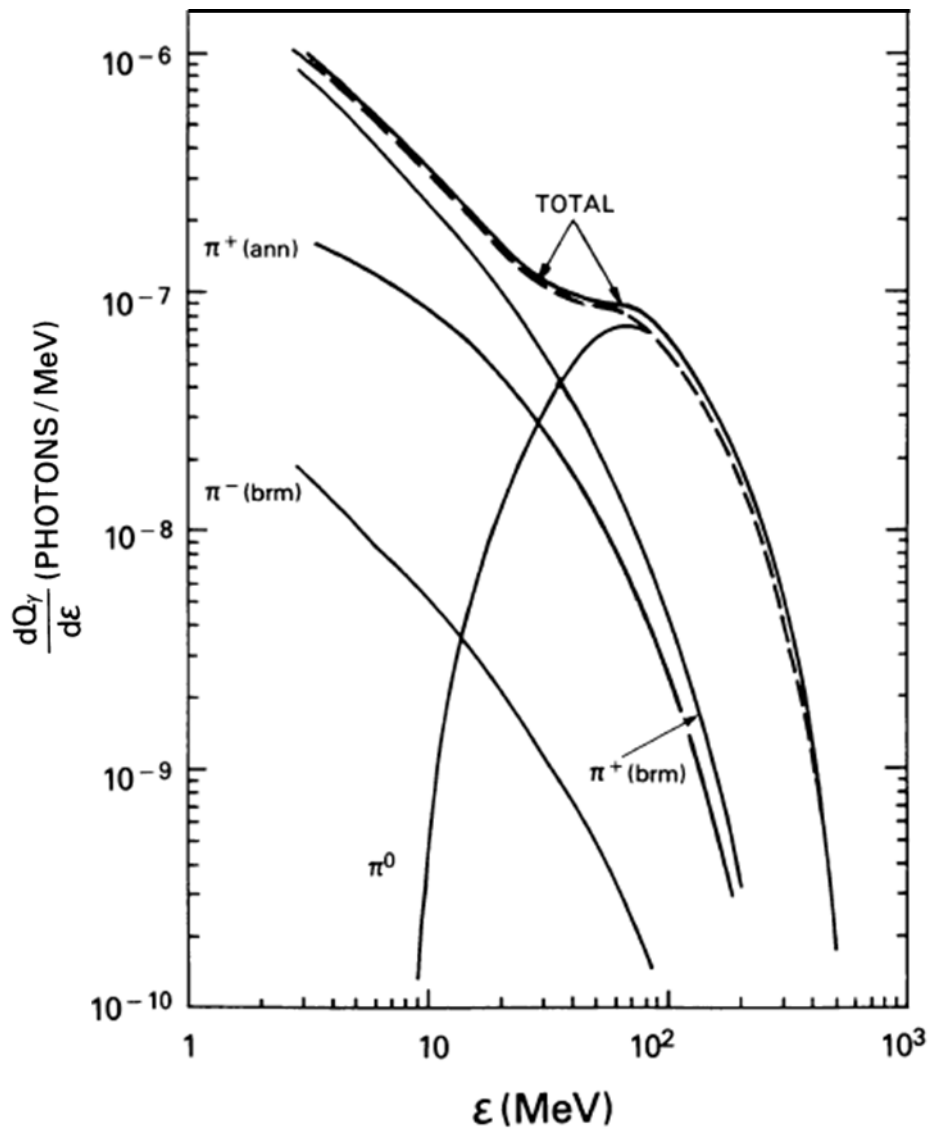


Figura 7: Espectro de energia de fótons produzidos por decaimento de píons. (figura retirada de (MURPHY; DERMER; RAMATY, 1987)).

*Templates* para a componente de emissão contínua de raios- $\gamma$  produzida pelo decaimento píons, construídos a partir dos cálculos realizados por Murphy, Dermer e Ramaty (1987), também foram incorporados ao software de análise OSPEX como funções-padrão para o ajuste de espectros.



### 2.1.4 Decaimento de núcleos radioativos $\beta$ -emissores

Íons mais pesados acelerados em explosões solares com energias entre  $\sim 1 - 100 \text{ MeV}$  podem colidir com prótons e partículas- $\alpha$  da atmosfera solar ambiente produzindo núcleos radioativos. O decaimento beta de núcleos radioativos  $(Z, A)$  com número atômico  $Z$  e número de massa  $A$  produz elétrons ou pósitrons secundários:

$$(Z + 1, A) \rightarrow (Z, A) + e^+ + \nu_e, \quad (2.16)$$

$$(Z - 1, A) \rightarrow (Z, A) + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.17)$$

Na Tabela 4 são mostrados os principais processos de produção de núcleos radioativos  $\beta^+$ emissores em explosões solares (LINGENFELTER; RAMATY, 1967).

Tabela 4: Principais processos de produção de núcleos radioativos  $\beta^+$ -emissores em explosões solares (LINGENFELTER; RAMATY, 1967).

Produção	Emissor $\beta^+$ e decaimento	Energia máxima $\beta^+$ (MeV)	Meia vida (min)	Limiar de energia (MeV)	Seção de Choque (mb)
$C^{12}(p, pn)C^{11}$	$C^{11} \mapsto B^{11} + \beta^+ + \nu$	0,97	20,5	20,2	50
$N^{14}(p, 2p2n)C^{11}$				13,1	30
$N^{14}(p, \alpha)C^{11}$				2,9	-
$O^{16}(p, 3p3n)C^{11}$				28,6	10
$N^{14}(p, pn)N^{13}$	$N^{13} \mapsto C^{13} + \beta^+ + \nu$	1,19	9,96	11,3	10
$O^{16}(p, 2p2n)N^{13}$				5,54	8
$N^{14}(p, n)O^{14}$	$O^{14} \mapsto N^{14} + \beta^+ + \nu$	1,86	1,18	6,4	-
$O^{16}(p, Pn)O^{15}$	$O^{15} \mapsto N^{15} + \beta^+ + \nu$	1,73	2,07	16,54	50

Nas Figuras 8 a 10 são mostradas as seções de choque para a produção dos principais núcleos radioativos  $\beta^+$ -emissores em colisões de isótopos de C, N e O com prótons e partículas- $\alpha$  da atmosfera solar ambiente. Seções de choque para a produção de núcleos radioativos  $\beta^+$ -emissores em colisões envolvendo isótopos de outros elementos, tais como Ne, Fe, Mg e Si, podem ser encontradas na Ref. Kozlovsky, Lingenfelter e Ramaty (1987).

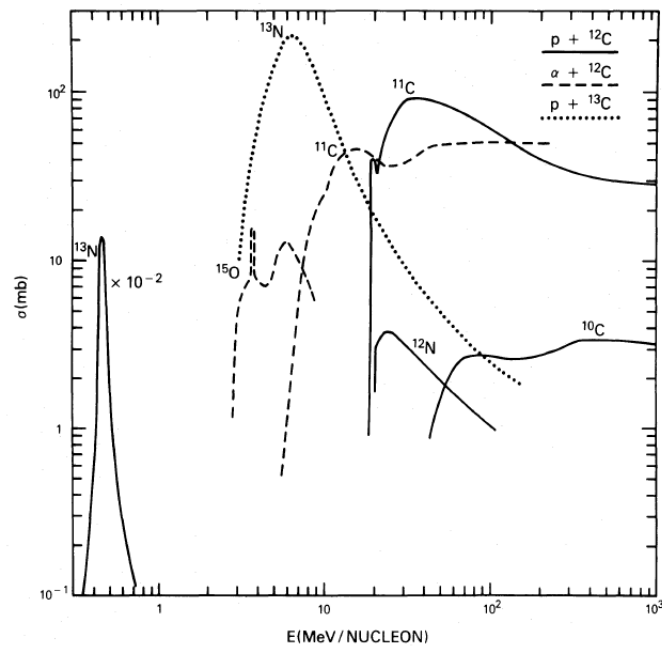


Figura 8: Seções de choque para a produção de núcleos radioativos  $\beta^+$ -emissores por isótopos de C. (figura retirada de (KOZLOVSKY; LINGENFELTER; RAMATY, 1987)).

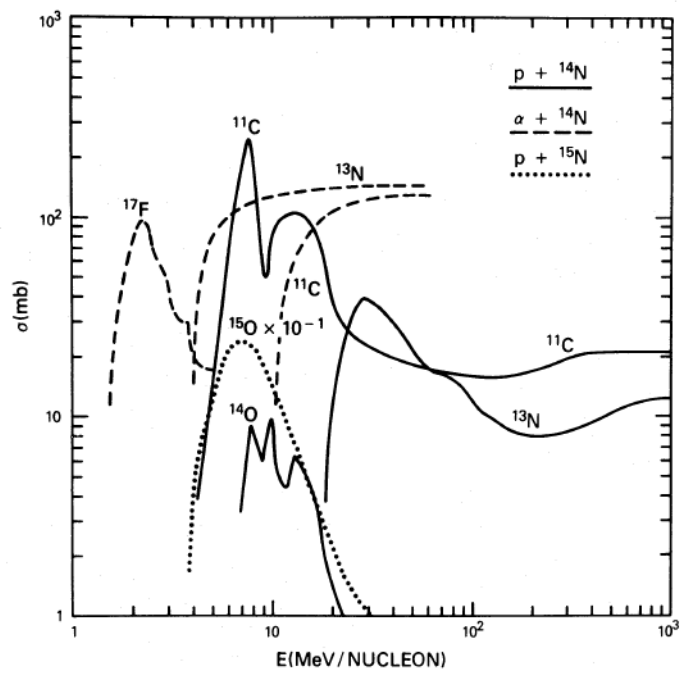


Figura 9: Seções de choque para a produção de núcleos radioativos  $\beta^+$ -emissores por isótopos de N. (figura retirada de (KOZLOVSKY; LINGENFELTER; RAMATY, 1987)).

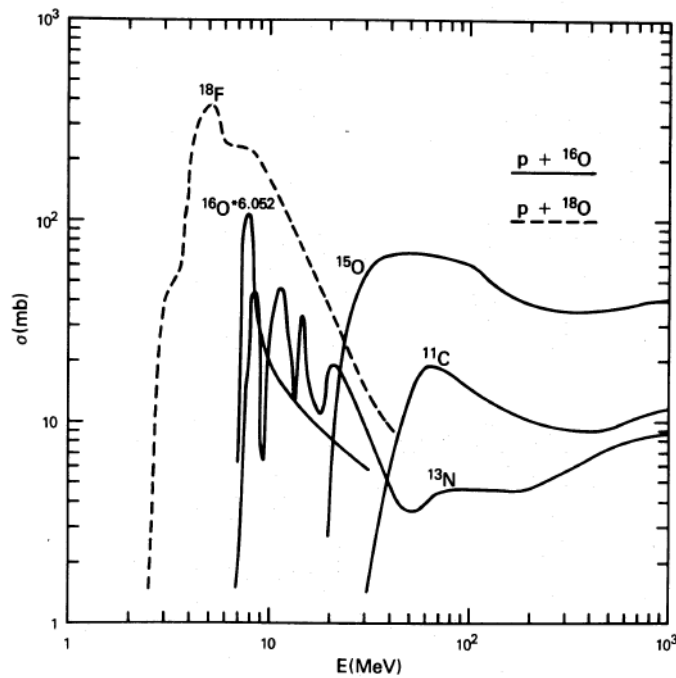


Figura 10: Seções de choque para a produção de núcleos radioativos  $\beta^+$ -emissores por isótopos de O. (figura retirada de (KOZLOVSKY; LINGENFELTER; RAMATY, 1987)).

### 2.1.5 Linha de aniquilação de pósitrons

Pósitrons são produzidos em explosões solares via decaimento de píons e decaimento de núcleos radioativos  $\beta^+$ -emissores. O processo de aniquilação direta dos pósitrons com elétrons livres da atmosfera solar ambiente após termalização devido a interações coulombianas, denominado aniquilação em repouso, resulta em dois fótons cada um com energia  $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ :

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma . \quad (2.18)$$

Os pósitrons termalizados também podem se ligar a elétrons livres da atmosfera solar ambiente formando o positrônio ( $P_s$ ):

$$e^- + e^+ \rightarrow P_s + h\nu . \quad (2.19)$$

Outra possibilidade é a formação do positrônio através da troca de carga com átomos de hidrogênio (também chamada troca de carga em voo):

$$e^+ + p \rightarrow P_s + p + \Delta E . \quad (2.20)$$

O positrônio pode ser formado no estado singlete de spin ( $^1S_0$ ) ou no estado tripleto de spin ( $^3S_1$ ). O decaimento do positrônio no estado singlete produz dois fótons com energia de 511 keV. O decaimento do positrônio no estado tripleto produz três fótons com energia  $< 511$  keV. Dessa forma, os processos de aniquilação direta e aniquilação via formação do positrônio no estado singlete contribuem para a formação da linha em 511 keV, enquanto o processo de aniquilação via formação do positrônio no estado tripleto produz emissão contínua de raios- $\gamma$  em energias abaixo de 511 keV.

As características da linha de aniquilação em 511 keV (largura e perfil temporal) e a relação entre o número de fótons observados no contínuo e o número de fótons que contribui para a emissão da linha em 511 KeV, denominada razão  $3\gamma/2\gamma$ , fornecem informações sobre a temperatura, a densidade e o estado de ionização da região em que ocorrem os processos de aniquilação de pósitrons (VILMER; MACKINNON; HURFORD, 2011). Discussões mais detalhadas sobre os processos de aniquilação de pósitrons em explosões solares podem ser encontradas em Ramaty, Kozlovsky e Lingenfelter (1975), Ramaty e Murphy (1987), Kozlovsky, Lingenfelter e Ramaty (1987), Ramaty et al. (1994), Kozlovsky, Murphy e Share (2004), Murphy et al. (2005).

Na Figura 11 é mostrado o espectro da linha de aniquilação de pósitrons obtido para a explosão solar de 23 de Julho de 2002 observada pelo RHESSI (SHARE et al., 2003).

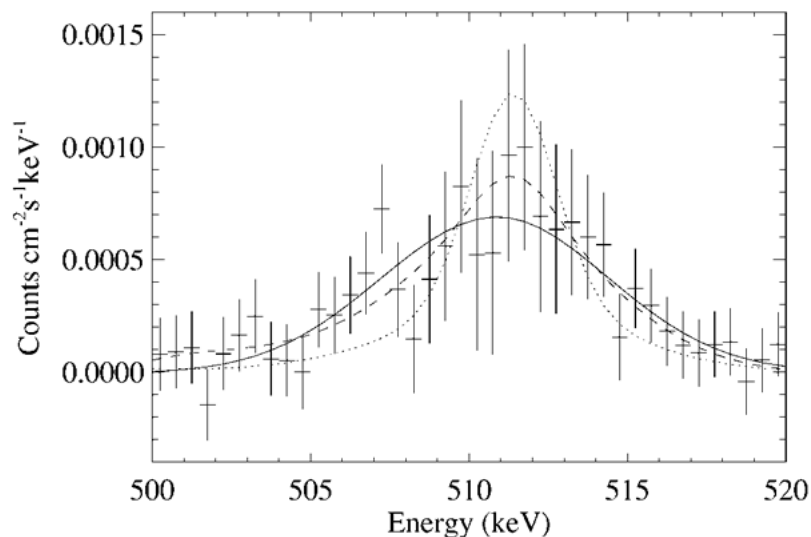


Figura 11: Espectro da linha de aniquilação de pósitrons em 511 keV obtido para a explosão solar de 23 de Julho de 2002 observada pelo RHESSI (figura retirada de Share et al. (2003)).

### 2.1.6 Linha de captura de nêutrons

Nêutrons secundários são produzidos em explosões solares por colisões de prótons, partículas- $\alpha$  e íons mais pesados acelerados com núcleos da atmosfera solar ambiente. Os nêutrons produzidos se propagam em direção à coroa e escapam do Sol ou precipitam na fotosfera, onde termalizam por colisões elásticas com hidrogênio. Após a termalização, uma parcela significativa dos nêutrons é capturada por átomos de hidrogênio produzindo deutério, i. e.  ${}^1H(n, p){}^2H$ . Esse processo resulta na emissão da linha bastante estreita em 2,223 MeV (correspondente à energia de ligação do dêuteron) (HUA et al., 2002).

Como os nêutrons precisam termalizar antes de serem capturados pelos átomos de hidrogênio, a emissão da linha de captura ocorre com um atraso de  $\sim 50$  a 300 s. Este atraso é afetado principalmente pela distribuição de energia das partículas que interagem e pela abundância fotosférica de  ${}^3\text{He}$ . O processo de captura de nêutrons por  ${}^3\text{He}$  compete com o processo de captura por hidrogênio. A captura de nêutrons por  ${}^3\text{He}$ , i. e.  ${}^3H(n, p){}^3H$ , não produz emissão de radiação mas reduz o atraso da linha em 2,223 MeV, permitindo estimar a razão de abundância  ${}^3\text{He}/\text{H}$  (RAMATY; KOLLOVSKY, 1974; CHUPP; FORREST, 1981; PRINCE et al., 1983). Estudos mais detalhados sobre a linha de captura do nêutron podem ser encontrados em Lingenfelter et al. (1965), Lingenfelter e Ramaty (1967), Ramaty, Kozlovsky e Lingenfelter (1975), Ramaty e Murphy (1987).

Na Figura 12 é mostrado o espectro da linha de captura de nêutrons obtido para a explosão solar de 23 de Julho de 2002 observada pelo RHESSI (MURPHY et al., 2003).

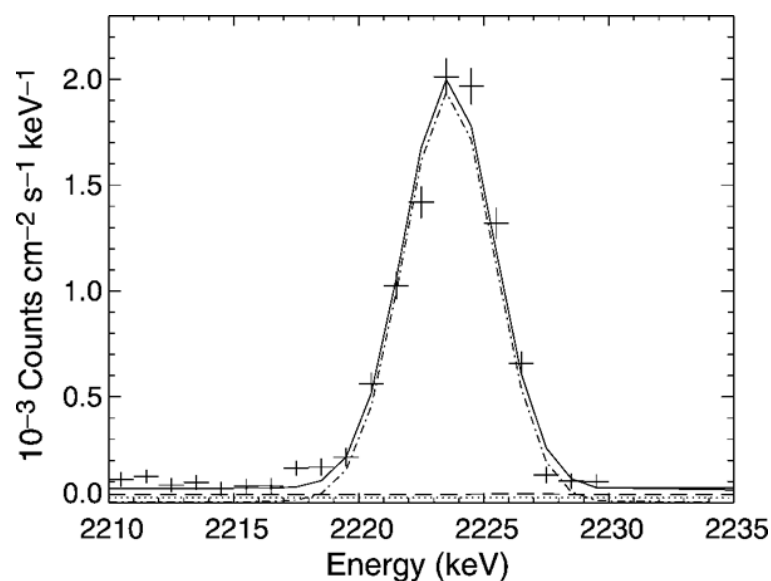


Figura 12: Espectro da linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV obtido para a explosão solar de 23 de Julho de 2002 observada pelo RHESSI (figura retirada de Murphy et al. (2003)).

## 2.2 Características gerais

Na Figura 13 é mostrado um espectro teórico de emissão típica de uma explosão solar intensa na faixa de energias que se estende de raios X moles e raios X duros até raios- $\gamma$ . Na faixa de raios X moles ( $1 - 10 \text{ keV}$ ) o espectro é dominado pela emissão contínua de radiação produzida por *bremsstrahlung* de elétrons térmicos (emissão *free-free*), apresentando também linhas de emissão produzidas por transições atômicas. Na faixa de raios X duros ( $10 \text{ keV} - 1 \text{ MeV}$ ) 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 elétron-pósitron em  $511 \text{ keV}$ . Na faixa de raios- $\gamma$  ( $1 \text{ MeV} - 100 \text{ GeV}$ ) o espectro apresenta uma componente de emissão contínua produzida por *bremsstrahlung* de elétrons não-térmicos altamente relativísticos, podendo ser dominado por linhas de desexcitação nuclear no intervalo de energia de  $\sim 0.5$  a  $10 \text{ MeV}$  e por uma componente de emissão contínua de radiação proveniente do decaimento de píons para energias maiores que  $\sim 100 \text{ MeV}$ . Nessa faixa nota-se também a linha de captura do nêutron em  $2,223 \text{ MeV}$ .

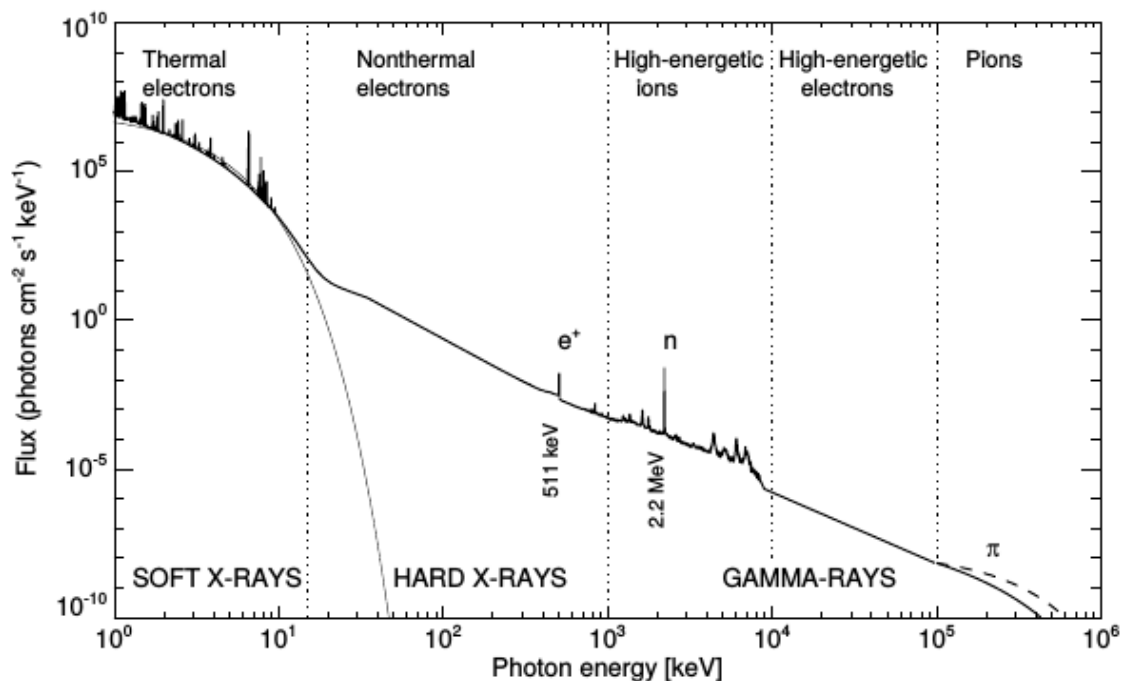


Figura 13: Espectro teórico de emissão de uma explosão solar intensa na faixa de energia que se estende de raios X moles e raios X duros até raios- $\gamma$  (figura retirada de Ashwanden (2005)).

Na Figura 14 é mostrado o espectro de raios- $\gamma$  da explosão de 4 de junho de 1991 observado pelo OSSE/CGRO (MURPHY et al., 1997), ilustrando com mais detalhe as linhas de emissão no intervalo de energia de 0,1 a 10 MeV. Observa-se as linhas de desexcitação nuclear do  $^{56}\text{Fe}$  em 0,847 MeV, do  $^{24}\text{Mg}$  em 1,369 MeV, do  $^{20}\text{Ne}$  em 1,634 MeV, do  $^{18}\text{Si}$  em 1,779 MeV, do  $^{12}\text{C}$  em 4,438 MeV, do  $^{16}\text{O}$  em 6,129 MeV e 7,115 MeV e do  $^{15}\text{N}$  em 7,299 MeV, além da linha de aniquilação elétron-pósitron em 511 keV e da linha de captura do nêutron em 2,223 MeV. Também são mostradas as várias componentes de emissão determinadas através do ajuste do espectro observado utilizando-se o modelo descrito em Murphy et al. (1997).

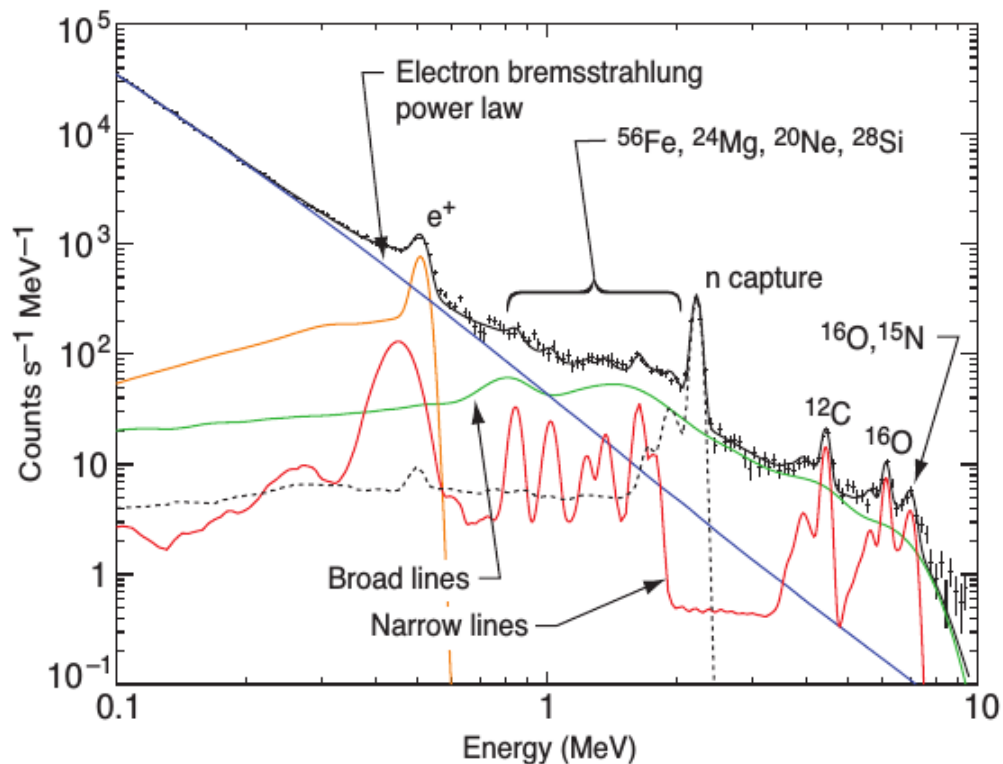


Figura 14: Espectro de raios- $\gamma$  da explosão de 4 de junho de 1991 observado pelo OSSE/CGRO (MURPHY et al., 1997) (figura retirada de Murphy (2008)).

## 3 Descrição dos métodos computacionais

Neste Capítulo apresentamos as principais características e funcionalidades do pacote FLUKA e descrevemos os modelos utilizados nas simulações realizadas.

### 3.1 Pacote FLUKA

O FLUKA (FERRARI et al., 2011; BATTISTONI et al., 2015) é pacote de rotinas integradas de uso geral para o cálculo 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, radiologia e física médica.

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 (abaixo de 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 no nível de interações individuais. Além disso, uma versão melhorada do pacote de Geometria Combinatória (CG) desenvolvido para o programa MORSE (EMMETT, 1975) permite realizar simulações com geometrias arbitrariamente complexas.

Os modelos utilizados no FLUKA para o tratamento de partículas eletromagnéticas (elétrons, pósitrons e fótons) e múons cobrem um amplo conjunto de processos físicos, incluindo *bremstrahlung*, espalhamento Compton e Rayleigh, ionização, produção de pares elétron-pósitron, aniquilação de pósitrons em voo e em repouso após termalização, espalhamento Bhabha e Moller e efeito fotoelétrico, bem como interações foto-nucleares e foto-produção de múons (FERRARI et al., 1992). 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 (FERRARI et al., 1992), baseado na teoria de Moliere melhorada por Bethe (1953), 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 de acordo com a compilação de Sternheimer, Berger e Seltzer (1984) e com as correções de camada derivadas da fórmula parametrizada de Ziegler e Andersen (1977). As flutuações de ionização são implementadas através de uma abordagem original (alternativa às abordagens convencionais baseadas na teoria de Landau e Vavilov) que utiliza propriedades estatísticas gerais dos cumulantes de uma distribuição (FASSÒ et al., 1997). Essa abordagem permite combinar a produção e transporte explícito de raios  $\delta$  com as flutuações de ionização e também incluir correções devidas a efeitos relativísticos de spin e colisões distantes.

O tratamento das interações hadrônicas no FLUKA é baseado em uma abordagem microscópica em que são utilizados vários modelos ajustados aos diferentes intervalos de energia envolvidos (FERRARI; SALA, 1998; BATTISTONI et al., 2015). Em energias abaixo de 5 GeV, interações inelásticas hádron-hádron são implementadas através de um modelo baseado na produção e decaimento ressonante de partículas, enquanto interações elásticas e de troca de carga são implementadas através da análise dos deslocamentos de fase e da aproximação eikonal. Em energias no intervalo de 5 a 20 TeV, as interações inelásticas hádron-hádron são implementadas através do Dual Parton Model (DPM) acoplado a um esquema de hadronização (CAPELLA et al., 1994).

As interações inelásticas hádron-núcleo no intervalo de energia do limiar de reação até 20 TeV são implementadas através do modelo do FLUKA denominado PEANUT (PreEquilibrium Approach to NUClear Thermalization) (FERRARI; SALA, 1994; FASSÒ et al., 1994; FERRARI; SALA, 1998; BATTISTONI et al., 2006). O PEANUT descreve as interações entre hádrons e núcleos como uma sequência dos seguintes passos:

- Cascata de espalhamentos múltiplos (modelo de Glauber - Gribov);
- Cascata intranuclear generalizada (GINC-Generalized IntraNuclear Cascade);
- Estágio pré-equilíbrio (emissão baseada em éxcitons);
- Estágio de equilíbrio (incluindo os processos de evaporação, fissão, break-up de Fermi e emissão de raios- $\gamma$  por desexcitação nuclear).

O processo de emissão de raios- $\gamma$  por desexcitação nuclear é particularmente importante para nossas simulações do espectro de raios- $\gamma$  em explosões solares. Após o processo de evaporação, a energia de excitação residual dos núcleos é dissipada através da emissão de fótons de raios- $\gamma$  produzidos por desexcitação nuclear. Em altas energias de excitação a cascata de transições de raios- $\gamma$  é implementada através de um modelo estatístico assumindo uma densidade contínua de níveis nucleares, enquanto em baixas energias de excitação (abaixo de um limiar arbitrário) é utilizado um banco de dados com níveis nucleares experimentais discretos tabulados (FERRARI et al., 1996). No caso da cascata de transições em baixas energias de excitação, a probabilidade de emissão de raios- $\gamma$  com energia  $E_\gamma$  em um dado intervalo infinitesimal de energia é dada por:

$$P(E_\gamma)dE_\gamma = \frac{\rho_f(U_f)}{\rho_i(U_i)} \sum_L f(E_\gamma, L)dE_\gamma \quad (3.1)$$

onde  $\rho_i(U_i)$  e  $\rho_f(U_f)$  são as densidades de níveis nucleares respectivamente para os núcleos inicial e final com energias de excitação  $U_i$  e  $U_f$ . As funções de intensidade  $f(E_\gamma, L)$  para transições de energia  $E_\gamma$  com multipolaridade  $L$  podem ser derivadas das seções de choque de foto-absorção ou calculadas por estimativas de transições de uma única partícula.

A extensão para o tratamento de interações núcleo-núcleo é implementada através de três geradores de eventos externos conectados ao FLUKA, baseados respectivamente nos seguintes modelos: Boltzmann Master Equation (BME) (CERUTTI et al., 2006) em energias abaixo de 0,125 GeV/nucleon; Relativistic Quantum Molecular Dynamics (RQMD) (SORGE; STÖCKER; GREINER, 1989; ANDERSEN et al., 2004) em energias de 0,125 a 5 GeV/nucleon; Dual Parton Model and JETs (DPMJET-III) (ROESLER; ENGEL; RANFT, 2001) em energias acima de 5 GeV/nucleon.

Finalizamos esta seção com uma breve descrição do tratamento utilizado no FLUKA para os nêutrons de baixa energia (i. e., no intervalo de energias térmicas até 20 MeV), também é relevante para nossas simulações do espectro de raios- $\gamma$  em explosões solares uma vez que fornece a emissão da linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV. O transporte e as interações de nêutrons de baixa energia são implementados no FLUKA através de um algoritmo baseado no método de multigrupos (FERRARI et al., 2011; BATTISTONI et al., 2015). As matrizes de espalhamento para os canais de reação são calculadas a partir de dados de seções de choque de nêutrons fornecidos por uma biblioteca dedicada na qual o intervalo de energia de interesse é dividido em 260 grupos de nêutrons (31 dos quais são térmicos) e 42 grupos gama. Reações elásticas e inelásticas são simuladas através de

probabilidades de transferência grupo-a-grupo. Em particular, a produção de fótons de raios- $\gamma$  por nêutrons de baixa energia (incluindo a linha de captura em 2,223 MeV) é tratada através do cálculo de uma matriz de espalhamento que fornece a probabilidade de que um nêutron em um dado grupo gere um fóton em cada um dos grupos gama. É importante observar que o algoritmo multigrupos é utilizado apenas para a geração de raios- $\gamma$ . O transporte dos fótons produzidos por nêutrons de baixa energia é implementado pelos mesmos módulos utilizados no FLUKA para o transporte de fótons produzidos por outros processos.

## 3.2 Modelos para simulação de processos nucleares em explosões solares

Para simular os processos nucleares de alta energia em explosões solares com o FLUKA, consideramos um modelo em que feixes de partículas primárias aceleradas (prótons, partículas- $\alpha$  e núcleos mais pesados) são injetados em um alvo 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 as dimensões da região de interação e emissão em uma explosão solar são sempre muito menores que o raio solar.

A Figura 15 mostra 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 de aresta  $2L$  com centro na origem de um sistema de coordenadas cartesianas ( $Ox, Oy, Oz$ ) e faces orientadas perpendicularmente aos eixos coordenados. A coordenada  $z$  corresponde à altura 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 maior, representada pela linha tracejada, definindo a região em que as partículas não são mais rastreadas, denominada no FLUKA como *blackhole*.

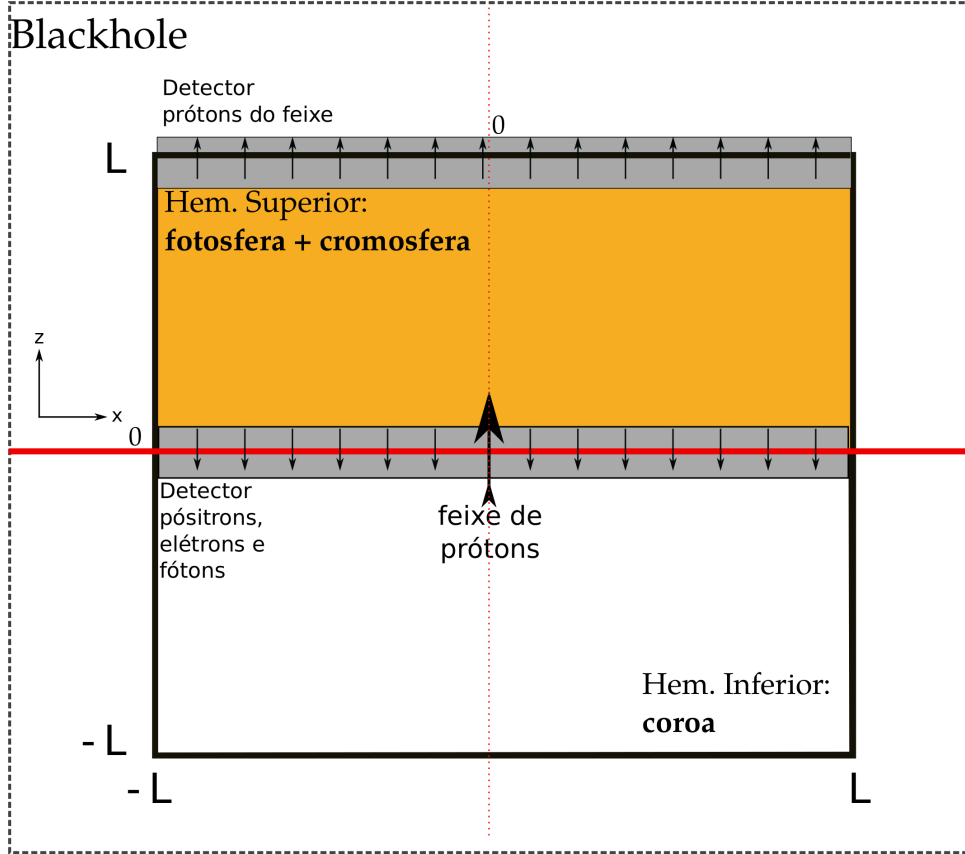


Figura 15: Representação em duas dimensões da geometria dos modelos utilizados para simular os processos de alta energia em explosões solares com o FLUKA (TUNEU, 2016).

Conforme indicado na Figura 15, o feixe de partículas primárias aceleradas é injetado 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  $z = 0$ . Nas simulações realizadas nesse trabalho, consideramos feixes de partículas primárias aceleradas contendo  $10^7$  a  $10^8$  partículas monoenergéticas ou seguindo uma distribuição de energia do tipo lei de potência:

$$\frac{dn_i(E)}{dE} = A_i [NE^{-\delta}] H(E_{max} - E)H(E - E_{min}), \quad (3.2)$$

onde  $A_i$  é o número de massa para íons de espécie  $i$ ,  $E$  é a energia cinética por nucleon do íon em um dado intervalo de  $E_{min}$  até  $E_{max}$ ,  $\delta$  é o índice espectral,  $H$  é a função de Heavyside e  $N$  é uma constante de normalização definida tal que:

$$N \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-\delta} dE = 1. \quad (3.3)$$

Para gerar as distribuições de energia do tipo lei de potência utilizamos uma versão modificada da sub-rotina *source.f* distribuída com o FLUKA, desenvolvida por MacKinnon para realizar simulações em trabalhos anteriores (MACKINNON, 2014; MACKINNON et al., 2016; TUNEU et al., 2017). Essa versão da sub-rotina permite gerar um valor randômico para a energia cinética por nucleon de cada íon no intervalo de  $E_{min}$  até  $E_{max}$ , selecionado a partir de uma distribuição do tipo lei de potência com índice espectral  $\delta$ , ou distribuir as energias cinéticas por nucleon dos íons uniformemente no mesmo intervalo e atribuir pesos para os íons de acordo com a distribuição do tipo lei de potência. A sub-rotina também fornece opções para gerar feixes de partículas primárias aceleradas com diferentes tipos de distribuição angular: feixe colimado (unidirecional, paralelo ao eixo  $Oz$ ), feixe com distribuição angular semi-isotrópica no hemisfério superior (i.e., na região acima do plano  $(xy)$  em  $z = 0$ ), feixe moderadamente colimado na direção do eixo  $Oz$  e feixe moderadamente concentrado na direção perpendicular ao eixo  $Oz$  (*pancake*). Nas simulações realizadas neste trabalho consideramos apenas feixes colimados e feixes com distribuição angular semi-isotrópica.

Analogamente ao que foi discutido na Seção 2.1.1, dependendo da natureza do plasma ambiente na região de interação e emissão pode-se considerar dois cenários distintos para simular o transporte das partículas aceleradas:

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

Consideremos uma partícula injetada em um alvo com perfil de densidade  $\rho(z)$  na direção do eixo  $Oz$ . A profundidade de coluna (*column-depth*) do alvo é dada por:

$$h_{col} = \int_0^{z_{max}} \rho(z) dz , \quad (3.4)$$

onde  $z_{max}$  denota a dimensão do alvo na direção do eixo  $Oz$ .

A taxa média de perda de energia da partícula por unidade de distância percorrida no alvo ao longo do eixo  $Oz$  (geralmente expressa em  $MeV \cdot cm^2/g$ ) é denominada *stopping-power*, sendo dada por Getachew (2007):

$$S = - \frac{1}{\rho(z)} \frac{dE}{dz} , \quad (3.5)$$

A distância média percorrida pela partícula ao longo do eixo  $Oz$  até atingir o repouso (geralmente expressa em  $g/cm^2$ ) 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 com energia inicial  $E_0$  é dado por:

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{dE}{S}. \quad (3.6)$$

Assim, para simular o transporte de partículas aceleradas em um cenário de alvo espesso deve-se satisfazer a condição  $h_{col} \geq R(E_0^{max})$ , onde  $R(E_0^{max})$  corresponde ao CSDA – *range* 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, i. e.  $dE/E \ll 1$ . Na Figura 16 é mostrado o gráfico do CSDA-*range* em função da energia para prótons atravessando um alvo de hidrogênio, obtido com o programa PSTAR (BERGER et al., 2005).

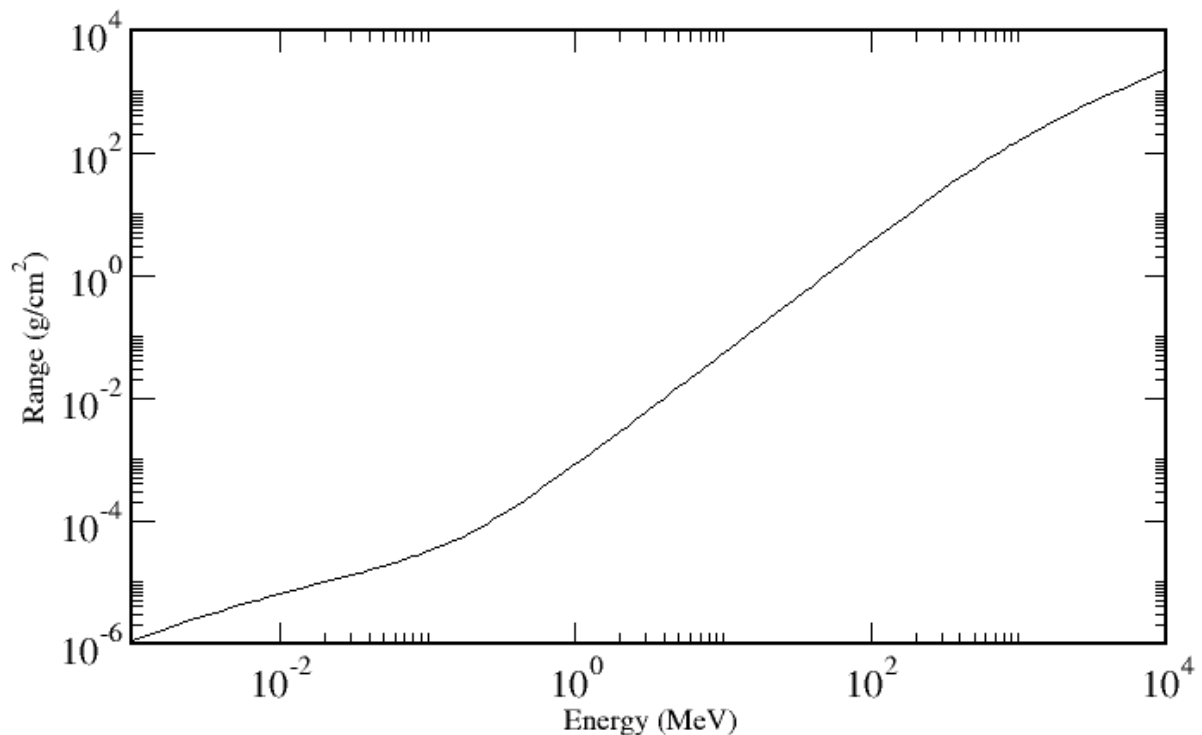


Figura 16: CSDA-*range* em função da energia para prótons atravessando um alvo de hidrogênio, obtido com o programa PSTAR (BERGER et al., 2005).

O algoritmo implementado pelo FLUKA segue a evolução das partículas primárias e secundárias individualmente, rastreando suas interações com o meio em que se propagam até saírem da região do alvo, atingirem o repouso ou apresentarem uma energia abaixo de um limiar definido para o transporte. O FLUKA fornece várias ferramentas de estimativa, denominadas *detectores*, que permitem calcular diferentes quantidades de interesse. Nas simulações realizadas neste trabalho utilizamos dois tipos de detectores, denominados no FLUKA como USRBIN e USRBDX. Os detectores USRBIN são utilizados para analisar qualitativamente as distribuições espaciais das partículas primárias e secundárias por meio de mapas de contorno. Os detectores USRBDX são utilizados para determinar o espectro de energia de fótons, elétrons e pósitrons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$ . Esses detectores permitem estimar a distribuição diferencial dupla do fluxo médio de partículas que atravessam a superfície que separa duas regiões adjacentes por intervalo de energia e de ângulo sólido,  $d^2\phi/dEd\Omega$ , em unidades de  $GeV^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot sr^{-1}$  por partícula primária injetada. Assim, integrando o fluxo médio de fótons através do plano (xy) em  $z = 0$  em ângulo sólido e assumindo detectores com área efetiva de  $1 cm^2$ , obtemos o espectro de energia correspondente,  $d\phi/dE$ , em unidades de  $GeV^{-1}$  por partícula primária injetada.

No que se segue, descrevemos os tres modelos para a atmosfera solar ambiente utilizados nas simulações realizadas neste trabalho.

### 3.2.1 Modelo Uniforme

Nesse modelo assumimos que o hemisfério superior (região cromosférica/fotosférica) é preenchido por uma atmosfera de densidade uniforme composta por H,  $^4He$ , C, N e O com abundâncias relativas ao H dadas pelo modelo de Asplund et al. (2009), conforme indicadas na Tabela 5. No hemisfério inferior (região coronal) assumimos por simplicidade que a densidade é nula (vácuo), uma vez que as densidades coronais são extremamente baixas ( $< 10^{-10} g/cm^3$ ). Nas simulações realizadas com este modelo consideramos apenas feixes de prótons primários acelerados.

Tabela 5: Composição da atmosfera solar ambiente nos Modelos Uniforme e Exponencial.

Elemento	Abundância Relativa
H	1,0
<sup>4</sup> He	0,085
C	0,000245
N	0,000603
O	0,000457

### 3.2.2 Modelo Exponencial

Nesse modelo assumimos que ambos os hemisférios são preenchidos por uma atmosfera solar com a composição dada pela Tabela 5 e consideramos um perfil de densidade na direção vertical (eixo  $Oz$ ) definido pela aproximação analítica de Kotoku et al. (2007) para o modelo Harvard-Smithsonian da atmosfera solar, dada por:

$$\rho(z) = 3,19 \times 10^{-7} \exp(z/h) \text{ g cm}^{-3}, \quad (3.7)$$

onde  $z$  corresponde à coordenada medida (em km) a partir do plano (xy) em  $z = 0$  e  $h$  denota uma escala de altura cujo valor é  $h = 110 \text{ km}$  para  $z < 0$  (região coronal) e  $h = 400 \text{ km}$  para  $z > 0$  (região cromosférica/fotosférica). Nas simulações realizadas com este modelo também consideramos apenas feixes de prótons primários acelerados.

Na Figura 17 é mostrado o perfil de densidade considerado no Modelo Exponencial. Na região do hemisfério inferior entre os planos (xy) em  $z = -2,0 \times 10^9 \text{ cm}$  e  $z = -1,0 \times 10^9 \text{ cm}$  assumimos que a densidade é nula (vácuo). A região delimitada pelos planos (xy) em  $z = -1,0 \times 10^9 \text{ cm}$  e  $z = 0$  é dividida em 5 camadas, cada uma com densidade uniforme dada pela Eq. (3.7) e espessura determinada de modo a obter uma profundidade de coluna de  $0,7 \text{ g/cm}^2$ . O hemisfério superior, delimitado pelos planos (xy) em  $z = 0$  e  $z = 1,005 \times 10^8 \text{ cm}$ , é dividido em 10 camadas com profundidade de coluna de  $3,5 \text{ g/cm}^2$  e 4 camadas com profundidade de coluna de  $30 \text{ g/cm}^2$ . Somando-se as profundidades de coluna correspondentes aos dois hemisférios obtemos uma profundidade de coluna total  $h_{col} = 158,5 \text{ g/cm}^2$ , de modo que para partículas primárias injetadas com energias de até  $\sim 1 \text{ GeV}$  temos um cenário de alvo espesso.



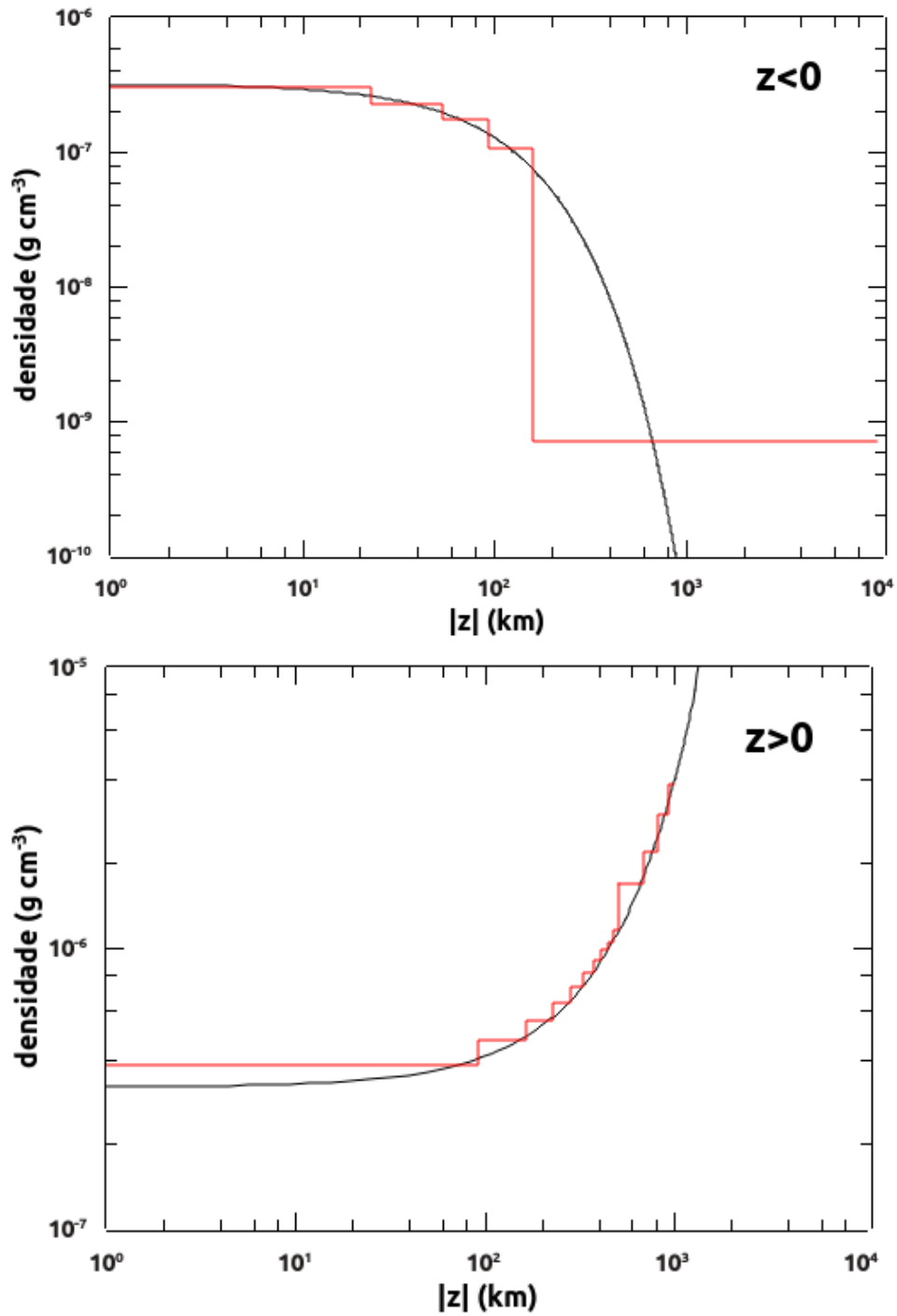


Figura 17: Perfil de densidade na direção do eixo  $Oz$  considerado para a atmosfera solar ambiente do Modelo Exponencial (vermelho), comparado com a aproximação analítica dada pela Equação (3.7) (preto). Painel superior: região coronal; Painel inferior: região cromosférica/fotosférica.

### 3.2.3 Modelo Semi-Empírico

Nesse modelo consideramos uma caixa cúbica com aresta  $2L = 2 \times 10^9$  cm dividida em dois hemisférios por um plano (xy) em  $z = 0$  e assumimos que o hemisfério superior (região cromosférica/fotosférica) é preenchido por uma atmosfera solar típica composta por H,  $^4\text{He}$ , C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ca e Fe com abundâncias relativas ao H dadas pelo modelo de Asplund et al. (2009), conforme indicadas na Tabela 6. No hemisfério inferior (região coronal) assumimos uma densidade nula (vácuo), como no Modelo Uniforme.

Tabela 6: Composições da atmosfera solar ambiente e dos feixes de íons primários acelerados no Modelo Semi-Empírico.

Elemento	Atmosfera Ambiente	Íons acelerados-gradual	Íons acelerados-impulsiva
H	1.0	1.0	1.0
He	$8,50 \times 10^{-2}$	0, 1; 0, 2; 0, 5	0, 1; 0, 2; 0, 5
C	$2,69 \times 10^{-4}$	$2,69 \times 10^{-4}$	$4,65 \times 10^{-3}$
N	$6,76 \times 10^{-5}$	$6,76 \times 10^{-5}$	$1,24 \times 10^{-3}$
O	$4,90 \times 10^{-4}$	$4,90 \times 10^{-4}$	$1,00 \times 10^{-2}$
Ne	$8,51 \times 10^{-5}$	$8,51 \times 10^{-5}$	$4,55 \times 10^{-3}$
Mg	$3,98 \times 10^{-5}$	$3,98 \times 10^{-5}$	$5,89 \times 10^{-3}$
Al	$2,82 \times 10^{-6}$	$2,82 \times 10^{-6}$	$1,57 \times 10^{-4}$
Si	$3,24 \times 10^{-5}$	$3,24 \times 10^{-5}$	$4,55 \times 10^{-3}$
S	$1,32 \times 10^{-5}$	$1,32 \times 10^{-5}$	$9,56 \times 10^{-4}$
Ca	$2,19 \times 10^{-6}$	$2,19 \times 10^{-6}$	$1,06 \times 10^{-4}$
Fe	$3,16 \times 10^{-5}$	$3,16 \times 10^{-5}$	$1,34 \times 10^{-2}$

O hemisfério superior é dividido em 52 camadas com um perfil de densidade vertical  $\rho(z)$  dado pelo modelo semi-empírico VAL-C da cromosfera (VERNAZZA; AVRETT; LOESER, 1981) mais uma camada adicional, correspondendo à fotosfera, com densidade de  $3,19 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^3$ . As densidades das camadas cromosféricas dadas pelo modelo VAL-C variam de  $2,35 \times 10^{-15} \text{ g/cm}^3$  na camada mais externa até  $3,19 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^3$  na camada mais interna. Entretanto, materiais com densidades  $< 10^{-10} \text{ g/cm}^3$  são tratados pelo FLUKA como vácuo. Para contornar essa característica, atribuímos uma densidade de  $2 \times 10^{-10} \text{ g/cm}^3$  para todas as camadas com densidades menores que  $10^{-10} \text{ g/cm}^3$  e redimensionamos suas espessuras de modo a manter os valores para as densidades de coluna conforme dados no modelo VAL-C. A densidade de coluna total obtida pela soma das contribuições das 53 camadas é de  $292 \text{ g/cm}^2$ , valor que corresponde ao CSDA-range para um próton injetado com energia cinética de  $\sim 1,6 \text{ GeV}$  em um alvo de hidrogênio (BERGER et al., 2005). Desta forma, o hemisfério superior satisfaz a condição de alvo espesso para íons primários acelerados com energias cinéticas de até  $1,6 \text{ GeV/nucleon}$ .

É importante observar que a modificação implementada no perfil de densidade vertical (com relação ao VAL-C) não introduz mudanças sensíveis nos resultados das simulações, uma vez que os fluxos de fótons produzidos em um alvo espesso por todos os processos relevantes, com exceção dos processos de decaimento, dependem apenas da densidade de coluna total. Os processos de decaimento dependem do tempo e, portanto, da distância percorrida no alvo. No entanto, os processos de decaimento mais relevantes para as simulações realizadas são os decaimentos de píons neutros ( $\pi^0$ ), píons carregados ( $\pi^\pm$ ) e muons ( $\mu^\pm$ ), cujos tempos de vida média são respectivamente  $\tau_{\pi^0} = 8,5 \times 10^{-17}$  s,  $\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \times 10^{-8}$  s e  $\tau_{\mu^\pm} = 2,2 \times 10^{-6}$  s. Durante esses tempos bastante curtos, píons e múons com energias de até 1 GeV percorrem distâncias  $< 1$  km, i. e., muito pequenas em comparação com a escala de dimensões do alvo ( $\sim 10^9$  cm). Assim, o decaimento de píons e múons ocorre praticamente no local em que são criados, de modo que o fluxo de fótons produzidos não depende significativamente dos detalhes da estrutura vertical do alvo.

Nas simulações realizadas com o Modelo Semi-Empírico consideramos feixes de íons primários acelerados com composições para explosão gradual e explosão impulsiva, conforme definidas por Mandzhavidze e Ramaty (1993), Ramaty, Mandzhavidze e Kozlovsky (1996) e Murphy et al. (1997). No caso de composição para explosão gradual, assumimos que as abundâncias relativas dos íons primários acelerados são as mesmas que as dos núcleos da atmosfera solar ambiente, dadas pelo modelo de Asplund et al. (2009). No caso de composição para explosão impulsiva, assumimos as abundâncias relativas aumentadas dadas por Murphy et al. (2007), conforme indicadas na Tabela 6. Para a razão  $\alpha$ /próton consideramos os valores 0, 1 e 0,5. Realizamos simulações separadas para as reações envolvendo cada espécie de íon primário acelerado e todos os núcleos da atmosfera solar ambiente, considerando as distribuições de energia lei de potência dadas pela Eq. (3.2).

Conforme exposto anteriormente, as contribuições para o espectro de emissão de raios- $\gamma$  em explosões solares devidas aos processos de desexcitação nuclear, aniquilação de pósitrons e captura de nêutrons são produzidas principalmente por íons primários acelerados com energias no intervalo de  $\sim 1$  a 100 MeV/nucleon. As contribuições de emissão contínua devidas aos processos de decaimento de píons, por outro lado, são produzidas por íons primários acelerados com energias acima de  $\sim 200 - 300$  MeV/nucleon. Assim, visando melhorar a estatística para os fluxos de fótons gerados por todos os processos de emissão executamos simulações separadas para dois intervalos de energia:  $E_{min}^{low} = 1$  MeV/nucleon a  $E_{max}^{low} = 200$  MeV/nucleon e  $E_{min}^{high} = 200$  MeV/nucleon a  $E_{max}^{high} = 1$  GeV/nucleon.

O espectro de energia dos fótons,  $d\phi_i(E)/dE$ , para uma dada espécie de íon  $i$  é obtido pela soma das contribuições dos dois intervalos de energia, considerando-se os fatores de ponderação apropriados,

$$\frac{d\phi_i(E)}{dE} = N_{low} \frac{d\phi_i^{low}(E)}{dE} + N_{high} \frac{d\phi_i^{high}(E)}{dE} \quad (3.8)$$

onde os pesos  $N_{low}$  e  $N_{high}$  são dados por:

$$N_{low} = N \int_{E_{min}^{low}}^{E_{max}^{low}} E^{-\delta} dE, \quad (3.9)$$

$$N_{high} = N \int_{E_{min}^{high}}^{E_{max}^{high}} E^{-\delta} dE. \quad (3.10)$$

Somando as contribuições de cada espécie de íon  $i$  ponderadas pelas respectivas abundâncias relativas,  $w_i$ , obtemos o espectro total de energia dos fótons em unidades de fótons  $\text{GeV}^{-1}$  por íon primário acelerado no intervalo de energia por nucleon de  $E_{min}$  a  $E_{max}$ ,

$$\frac{d\phi(E)}{dE} = \sum_i w_i \frac{d\phi_i(E)}{dE}. \quad (3.11)$$

De forma similar, podemos obter os espectros de fótons produzidos pelas reações diretas (que envolvem as interações entre íons e partículas  $\alpha$  primárias com todos os núcleos da atmosfera ambiente) e pelas reações inversas (que envolvem as interações entre os íons primários mais pesados com os núcleos de H e  $^4\text{He}$  da atmosfera solar ambiente), dada por:

$$\frac{d\phi_{dir}(E)}{dE} = w_p \frac{d\phi_p(E)}{dE} + w_\alpha \frac{d\phi_\alpha(E)}{dE}, \quad (3.12)$$

$$\frac{d\phi_{inv}(E)}{dE} = \sum_{i \neq p, \alpha} w_i \frac{d\phi_i(E)}{dE}. \quad (3.13)$$

Na Seção 5.1 comparamos os espectros de linhas de desexcitação nuclear obtidos em simulações com FLUKA e em cálculos com o código RMK. Uma vez que os espectros RMK são normalizados a um próton primário acelerado no intervalo de energia de 30 MeV a 1 GeV, renormalizamos os espectros FLUKA para permitir uma comparação apropriada,

$$\frac{d\phi(E)}{dE} \rightarrow \frac{N_{30}}{N} \frac{d\phi(E)}{dE}, \quad (3.14)$$

onde  $N_{30}$  é a constante de normalização para as distribuições de energia do tipo lei de potência consideradas nos cálculos com o código RMK, dada por:

$$N_{30} = \left[ \int_{30 \text{ MeV}}^{1 \text{ GeV}} E^{-\delta} dE \right]^{-1}. \quad (3.15)$$

A mesma renormalização foi implementada para os espectros completos de raios  $\gamma$  obtidos com o FLUKA que são mostrados na Seção 5.2.

### 3.3 Programa OSPEX

O programa de análise espectral OSPEX (Object Spectral Executive) (FREELAND; HANDY, 1998) é a ferramenta padrão utilizada para a análise de dados de explosões solares observadas em raios X e raios- $\gamma$ . O OSPEX implementa o método *forward fitting*, no qual o espectro de contagem de fótons registrado pelos detectores do instrumento utilizado na observação do evento é ajustado através de modelos parametrizados.

Os fótons que incidem nos detectores podem ser absorvidos ou sofrer espalhamento Compton, de modo que a contagem de fótons registrada não apresenta uma relação de um-para-um com o fluxo de fótons incidentes. Para corrigir esses efeitos utiliza-se a chamada matriz de resposta do detector (*Detector Response Matrix – DRM*), que caracteriza a eficiência do instrumento. Dessa forma, a contagem de fótons  $C(E_i)$  com uma dada energia  $E_i$  é relacionada ao fluxo de fótons incidentes correspondente  $I(E_i)$  através da expressão:

$$C(E_i) - B(E_i) = \sum_j DRM(E_i, E_j) I(E_j), \quad (3.16)$$

onde  $B(E_i)$  e  $DRM(E_i, E_j)$  denotam respectivamente o *background* subtraído da contagem de fótons e o elemento de matriz da DRM.

A rotina de ajuste do OSPEX implementa a convolução de um modelo parametrizado para o fluxo de fótons incidentes,  $I_{mod}(E_j)$ , com a DRM, fornecendo um modelo para o espectro de contagem de fótons,  $C_{mod}(E_i)$ . Utilizando um algoritmo iterativo que varia os parâmetros livres do modelo e analisa os valores de  $\chi^2$ , a rotina determina o melhor ajuste para o espectro de contagem de fótons observado,  $C_{mod}(E_i) \simeq C_{obs}(E_i)$ , a partir do qual é obtida uma estimativa para o fluxo de fótons incidentes observado,

$$I_{obs}(E_i) = \frac{C_{obs}(E_i)}{C_{mod}(E_i)} I_{mod}(E_i). \quad (3.17)$$

O OSPEX fornece várias funções-padrão que podem ser utilizadas individualmente ou combinadas para definir o modelo parametrizado, incluindo formas funcionais simples (tais como distribuições lei de potência simples ou múltipla e distribuições maxwellianas isotérmicas ou multi-térmicas) e formas baseadas em modelos físicos específicos (tais como os modelos de *bremsstrahlung* em alvo fino ou alvo espesso). Além dessas funções, o OSPEX fornece *templates* para a componente de linhas de desexcitação nuclear, construídos a partir de espectros calculados com o código RMK (MURPHY et al., 2009), e para a componente de emissão contínua de raios- $\gamma$  produzida pelo decaimento píons, construídos a partir de cálculos realizados por Murphy, Dermer e Ramaty (1987).

## 4 Simulações com o Modelo Uniforme e o Modelo Exponencial

Neste Capítulo apresentamos e discutimos os resultados obtidos em simulações de processos nucleares em explosões solares realizadas com o Modelo Uniforme e o Modelo Exponencial descritos respectivamente nas Seções 3.2.1 e 3.2.2. Considerando o Modelo Uniforme, comparamos os resultados obtidos para um alvo espesso e um alvo fino, para um feixe de prótons primários colimado e um feixe com distribuição angular semi-isotrópica no hemisfério superior e para um feixe de prótons primários monoenergéticos e um feixe com distribuição de energia do tipo lei de potência. No caso do feixe com distribuição de energia do tipo lei de potência analisamos o comportamento dos espectros de fótons com relação ao índice espectral e à energia máxima dos prótons primários. Também analisamos o comportamento dos espectros de fótons com relação a processos eletromagnéticos e de decaimento de píons. Finalmente, comparamos os espectros de fótons obtidos em simulações realizadas com o Modelo Uniforme e o Modelo Exponencial.

### 4.1 Alvo espesso versus alvo fino

Nesta seção analisamos as diferenças entre os cenários de alvo espesso e alvo fino, considerando o Modelo Uniforme para a atmosfera solar ambiente e um feixe colimado de prótons primários monoenergéticos de  $1 \text{ GeV}$ . Para simular o cenário de alvo espesso, consideramos uma caixa cúbica de aresta  $2L = 2,0 \times 10^7 \text{ cm}$  com o hemisfério superior preenchido por uma atmosfera de densidade  $\rho = 3,192 \times 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ , o que implica em uma densidade de coluna  $h_{col} = \rho L = 319,2 \text{ g/cm}^2$ . Dessa forma, a condição de alvo espesso é satisfeita, uma vez que o CSDA – *range* para prótons com energia de  $1 \text{ GeV}$  em um alvo de hidrogênio é  $R(1 \text{ GeV}) = 158,7 \text{ g/cm}^2$  (BERGER et al., 2005). Para simular o cenário de alvo fino, consideramos uma caixa cúbica de aresta  $2L = 2,0 \times 10^5 \text{ cm}$  com o hemisfério superior preenchido por uma atmosfera de densidade  $\rho = 3,192 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^3$ , o que implica em uma densidade de coluna de  $h_{col} = \rho L = 0,319 \text{ g/cm}^2$  ( $\ll R(1 \text{ GeV})$ ).

Na Figura 18 são mostradas as distribuições espaciais de prótons primários na região de interação e emissão, projetadas nos planos  $(xy)$  e  $(xz)$ , obtidas para um alvo espesso e um alvo fino (nos mapas de contorno apresentados neste trabalho a escala de cores indica a densidade de partículas relativa ao valor máximo). Conforme esperado, observamos que no caso do alvo espesso os prótons primários perdem totalmente sua energia ao atravessarem a região de interação e emissão, enquanto no caso do alvo fino praticamente todos os prótons primários escapam através da face superior do alvo. Em ambos os casos podemos notar uma maior concentração de prótons primários ao longo do eixo  $Oz$ , que corresponde à direção do feixe injetado. É importante notar que as escalas de distância na direção do eixo  $Oz$  são diferentes nos casos do alvo fino e do alvo espesso.

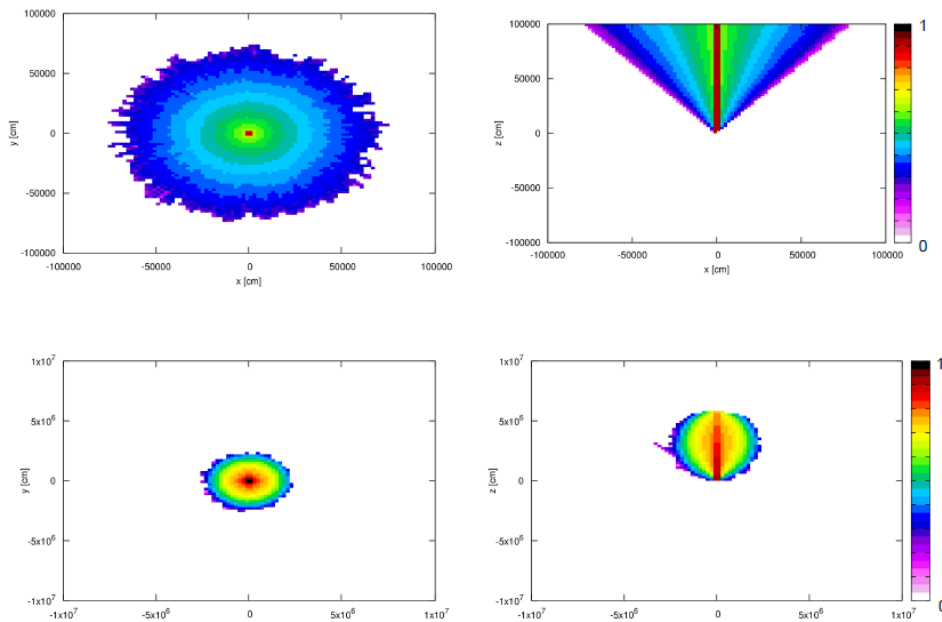


Figura 18: Distribuições espaciais de prótons primários, projetadas nos planos  $(xy)$  e  $(xz)$ , obtidas para um alvo fino (painéis superiores) e um alvo espesso (painéis inferiores). Em ambos os casos consideramos o Modelo Uniforme e um feixe colimado de prótons primários monoenergéticos de 1 GeV.

Na Figura 19 são mostradas as distribuições espaciais de fótons produzidos na região de interação e emissão, projetadas nos planos  $(xy)$  e  $(xz)$ , obtidas para um alvo espesso e um alvo fino. Observamos que no caso do alvo fino a concentração de fótons produzidos é maior ao longo do eixo  $Oz$ , uma vez que os fótons propagam-se praticamente sem interagir com a atmosfera ambiente. No caso do alvo espesso, por outro lado, ocorre atenuação significativa devido à perda de energia dos fótons nas interações com a atmosfera ambiente, de modo que poucos fótons escapam do sistema. Como na figura anterior, é importante notar que as escalas de distância na direção do eixo  $Oz$  são diferentes nos casos do alvo fino e do alvo espesso.

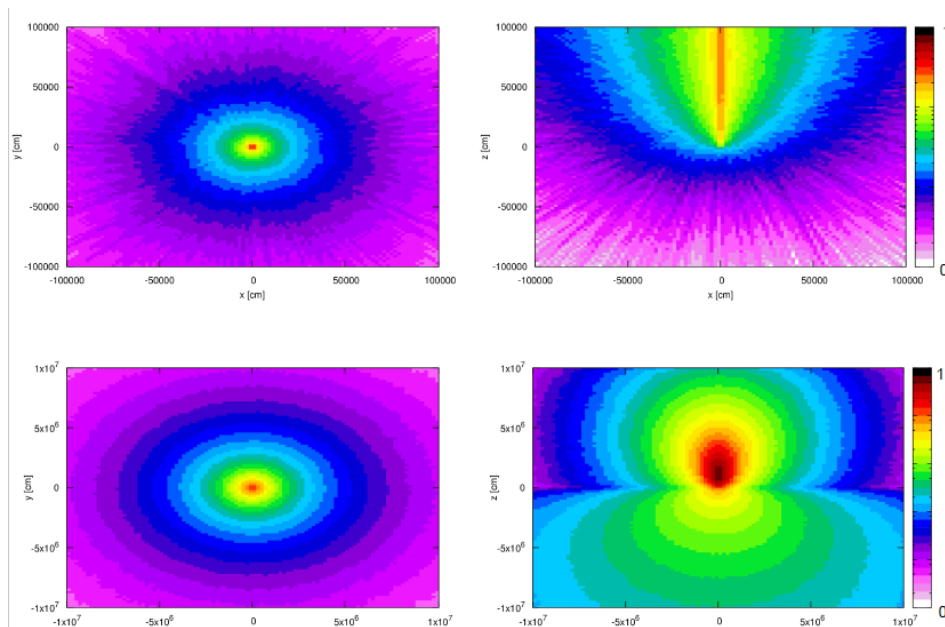


Figura 19: Distribuições espaciais de fótons produzidos, projetadas nos planos  $(xy)$  e  $(xz)$ , obtidas para um alvo fino (painéis superiores) e um alvo espesso (painéis inferiores). Em ambos os casos consideramos o Modelo Uniforme e um feixe colimado de prótons primários monoenergéticos de 1 GeV.



Na Figura 20 são mostrados os espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos para um alvo espesso e um alvo fino. Observamos que o fluxo de fótons obtido para o alvo espesso é mais intenso do que o obtido para o alvo fino. No caso do alvo espesso, notamos também a presença da linha de aniquilação em 511 keV, da linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV e da componente de emissão contínua resultante do decaimento de píons na região de energias mais altas. No caso do alvo fino, observamos apenas a contribuição proveniente do decaimento de píons neutros com uma cauda na região de energias mais baixas devida aos efeitos de transporte. A ausência das contribuições provenientes do decaimento de píons carregados no caso do alvo fino deve-se ao fato de que a maioria dos múons produzidos pelo decaimento dos píons escapa da região cromosférica/fotosférica antes de decair em elétrons e pósitrons que produzem emissão contínua por *bremsstrahlung*.

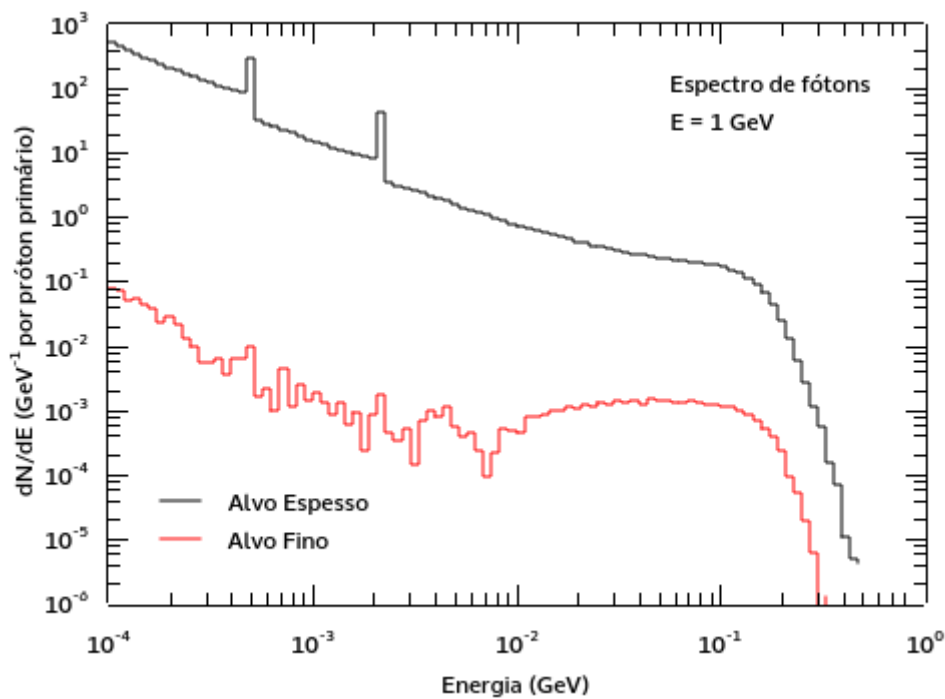


Figura 20: Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos para um alvo espesso e um alvo fino.

## 4.2 Feixe colimado versus feixe com distribuição semi-isotrópica.

Nesta seção comparamos os resultados obtidos em simulações para um feixe de prótons primários colimado e um feixe com distribuição angular semi-isotrópica no hemisfério superior. Em ambas as simulações consideramos o Modelo Uniforme para a atmosfera solar ambiente, um feixe de prótons primários monoenergéticos de 1 GeV e um cenário de alvo espesso (caixa cúbica de aresta  $2L = 2 \times 10^7$  cm e densidade  $\rho = 3,192 \times 10^{-5}$  g/cm<sup>3</sup>).

Na Figura 21 são mostradas as distribuições espaciais de prótons primários na região de interação e emissão, projetadas nos planos (xy) e (xz), obtidas para um feixe colimado e um feixe com distribuição angular semi-isotrópica. Observamos que no caso do feixe com distribuição angular semi-isotrópica um número significativo de prótons primários é espalhado de volta à região coronal, devido a colisões com núcleos da atmosfera densa na região cromosférica/fotosférica que ocorrem próximas do plano (xy) em  $z = 0$ .

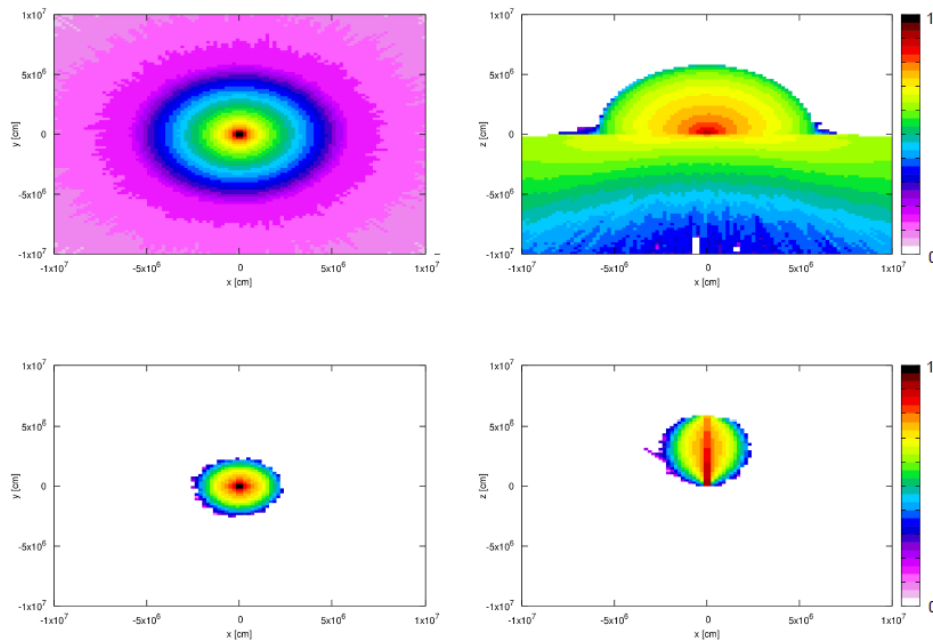


Figura 21: Distribuições espaciais de prótons primários, projetadas nos planos (xy) e (xz), obtidas para um feixe colimado (painéis inferiores) e um feixe com distribuição angular semi-isotrópica (painéis superiores). Em ambos os casos consideramos o Modelo Uniforme, um feixe de prótons primários monoenergéticos de 1 GeV e um cenário de alvo espesso.

Na Figura 22 são mostradas as distribuições espaciais de fótons produzidos na região de interação e emissão, projetadas nos planos ( $xy$ ) e ( $xz$ ), obtidas para um feixe de prótons primários colimado e um feixe com distribuição angular semi-isotrópica. Observamos que no caso do feixe com distribuição angular semi-isotrópica o número de fótons que atravessam o plano ( $xy$ ) em  $z = 0$  da região cromosférica/fotosférica para a região coronal é significativamente maior do que no caso do feixe colimado.

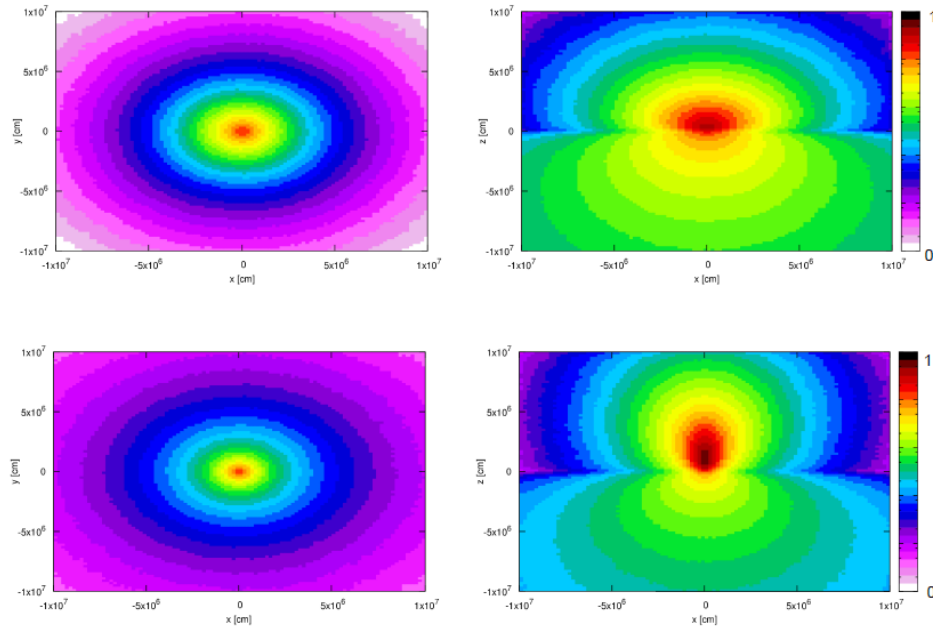


Figura 22: Distribuições espaciais de fótons produzidos, projetadas nos planos ( $xy$ ) e ( $xz$ ), obtidas nos casos de um feixe de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica (painéis superiores) e um feixe colimado (painéis inferiores). Em ambos os casos consideramos o Modelo Uniforme, um feixe de prótons primários monoenergéticos de 1 GeV e um cenário de alvo espesso.

Na Figura 23 são mostrados os espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos para um feixe de prótons primários colimado e um feixe com distribuição angular semi-isotrópica. Observamos que o fluxo de fótons obtido para o feixe com distribuição angular semi-isotrópica é mais intenso do que o obtido para o feixe colimado em todo o intervalo de energia. Também observamos que o espectro obtido para o feixe com distribuição angular semi-isotrópica estende-se até energias de  $\sim 0,7$  GeV, enquanto o espectro obtido para o feixe colimado estende-se a energias de  $\sim 0,4$  GeV. Esse resultado deve-se ao fato de que o feixe de prótons primários colimado produz uma fração maior de fótons a profundidades maiores, tal que o fluxo resultante é mais atenuado pelos processos de espalhamento Compton e produção de pares.

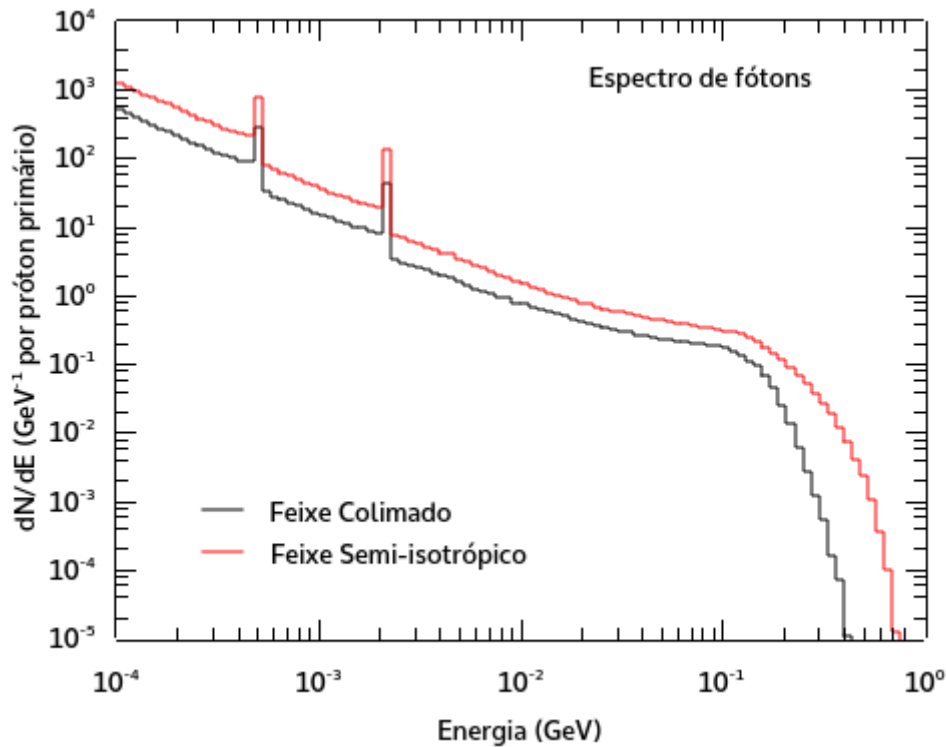


Figura 23: Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos nos casos de feixe de prótons primários colimado e com distribuição angular semi-isotrópica.

### 4.3 Feixe monoenergético versus feixe com distribuição do tipo lei de potência.

Nesta seção comparamos os resultados obtidos em simulações para um feixe de prótons primários monoenergéticos e um feixe com distribuição de energia do tipo lei de potência. Em ambos os casos consideramos o Modelo Uniforme para a atmosfera solar ambiente, um feixe com distribuição angular semi-isotrópica no hemisfério superior e um cenário de alvo espesso (caixa cúbica de aresta  $2L = 2 \times 10^7 \text{ cm}$  e densidade  $\rho = 3,192 \times 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ ).

Na Figura 24 são mostrados os espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos para um feixe de prótons primários monoenergéticos de 1 GeV e um feixe com distribuição de energia do tipo lei de potência com índice espectral  $\delta = 2,2$ ,  $E_{min} = 0,2 \text{ GeV}$  e  $E_{max} = 1 \text{ GeV}$ . Observamos que o fluxo de fótons obtido para o feixe de prótons primários monoenergéticos é aproximadamente uma ordem de grandeza maior do que o obtido para o feixe com distribuição de energia do tipo lei de potência. Esse resultado é esperado, uma vez que a energia total injetada no alvo é maior no caso do feixe de prótons primários monoenergéticos de 1 GeV, de modo que um número maior de fótons é produzido.

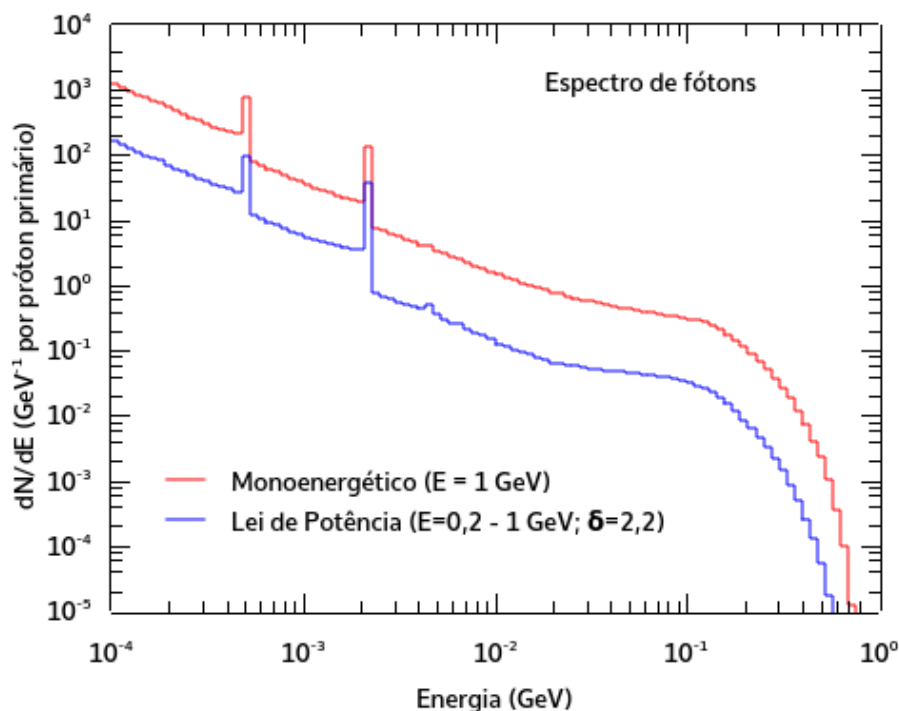


Figura 24: Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos para um feixe de prótons primários monoenergéticos e um feixe com distribuição de energia do tipo lei de potência.

Também analisamos o comportamento dos espectros de energia dos fótons produzidos por um feixe de prótons primários com distribuição de energia do tipo lei de potência em relação ao índice espectral  $\delta$  e à energia máxima dos prótons primários  $E_{max}$ . Em todas as simulações consideramos o Modelo Uniforme para a atmosfera solar ambiente, um feixe com distribuição angular semi-isotrópica no hemisfério superior e um cenário de alvo espesso (caixa cúbica de aresta  $2L = 2 \times 10^7$  cm e densidade  $\rho = 3,192 \times 10^{-5}$  g/cm<sup>3</sup>).

Na Figura 25 são mostrados os espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos para um feixe de prótons primários com distribuição de energia do tipo lei de potência de índice espectral  $\delta = 2,2$ , com  $E_{min} = 0,2$  GeV e diferentes valores da energia máxima  $E_{max} = (1, 0; 2, 0; 5, 0; 10, 0)$  GeV. Observamos que o fluxo de fótons aumenta e estende-se até energias maiores à medida que aumenta a energia máxima dos prótons primários.

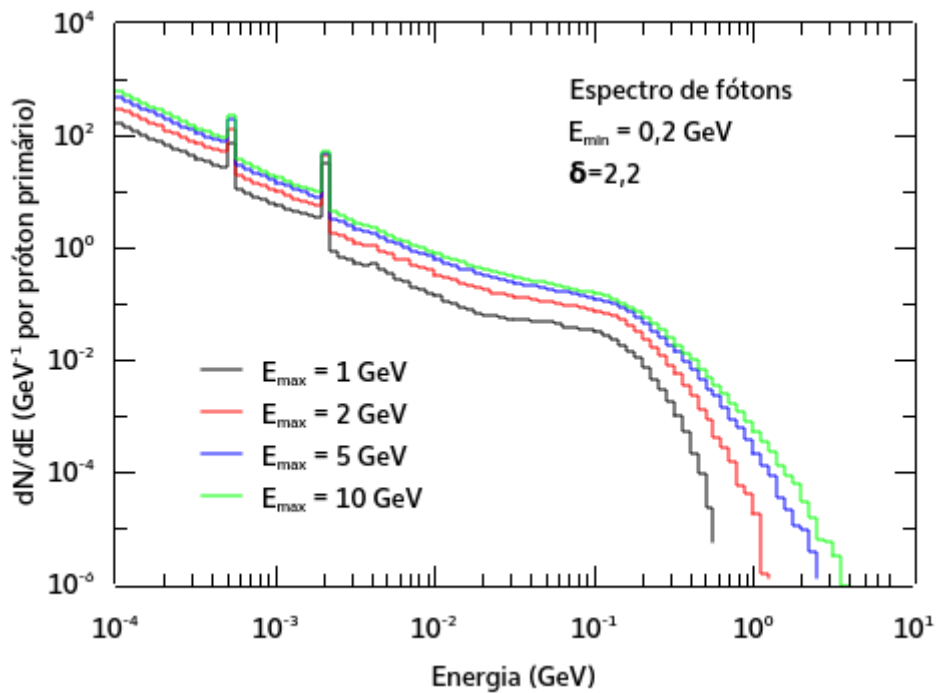


Figura 25: Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos para um feixe de prótons primários com distribuição de energia do tipo lei de potência de índice espectral  $\delta = 2,2$ , com  $E_{min} = 0,2$  GeV e diferentes valores da energia máxima  $E_{max} = (1, 0; 2, 0; 5, 0; 10, 0)$  GeV.

Na Figura 26 são mostrados os espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos para um feixe de prótons primários com distribuição de energia do tipo lei de potência com  $E_{min} = 0,2$  GeV,  $E_{max} = 1$  GeV e diferentes valores do índice espectral  $\delta = (2; 3; 4; 5)$ . Observamos que para distribuições de prótons primários mais duras (índice espectral menor) o fluxo de fótons aumenta e estende-se até energias maiores. Notamos também que para distribuições mais moles (índice espectral maior) a contribuição das linhas de desexcitação nuclear no intervalo de energia de  $\sim 4$  a 10 MeV torna-se mais visível, uma vez que a contribuição da emissão contínua diminui.

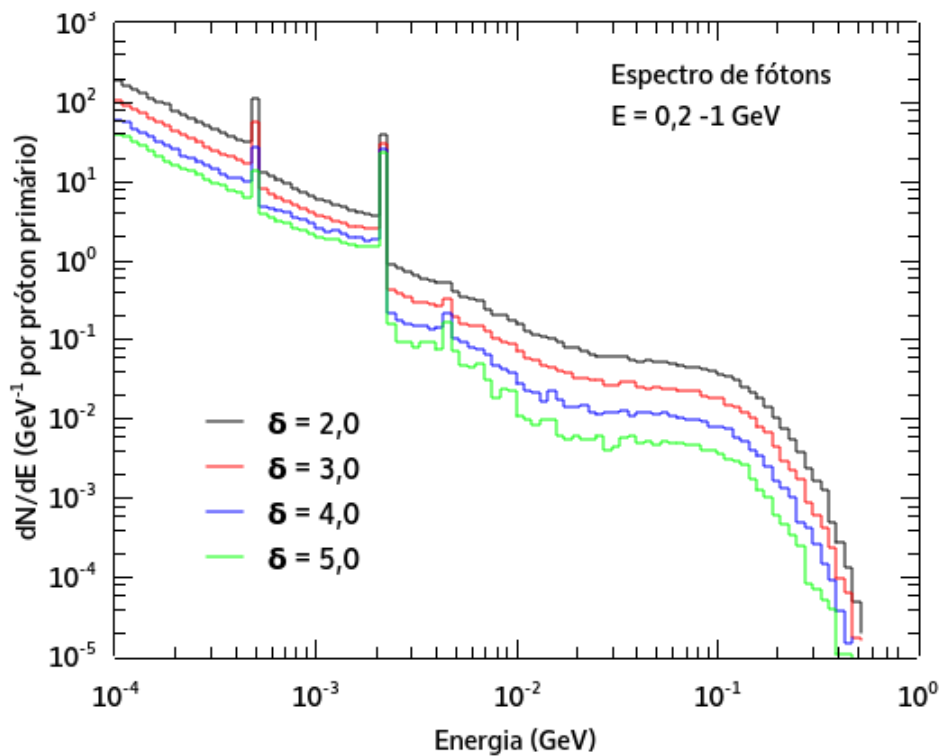


Figura 26: Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos para um feixe de prótons primários com distribuição de energia do tipo lei de potência com  $E_{min} = 0,2$  GeV,  $E_{max} = 1$  GeV e diferentes valores do índice espectral  $\delta = (2; 3; 4; 5)$ .

## 4.4 Efeitos de processos eletromagnéticos e decaimento de píons

Nesta seção, analisamos o comportamento dos espectros de fótons com relação aos processos de aniquilação e produção de pares elétron-pósitron, *bremsstrahlung* de elétrons e pósitrons secundários, espalhamento Compton e decaimento de píons. Para tanto, utilizamos a funcionalidade disponível no FLUKA que permite definir um limiar de energia abaixo do qual um dado processo é suprimido. Para essas simulações consideramos o Modelo Uniforme, um feixe de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuição de energia do tipo lei de potência de índice espectral  $\delta = 2,2$  no intervalo de energia de  $E_{min} = 0,2$  GeV a  $E_{max} = 1$  GeV e um cenário de alvo espesso (caixa cúbica de aresta  $2L = 2 \times 10^7$  cm e densidade  $\rho = 3,192 \times 10^{-5}$  g/cm<sup>3</sup>).

Na Figura 27 são mostrados os espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos suprimindo-se os processos de aniquilação e de produção de pares elétron-pósitron, comparados com o espectro total obtido incluindo-se todos os processos. Conforme esperado, observamos que quando o processo de aniquilação de pares é suprimido a linha de aniquilação em 511 keV é eliminada. Além disso, notamos uma ligeira diminuição do fluxo de fótons em energias abaixo de  $\sim 40$  MeV. Quando o processo de produção de pares é suprimido ocorre um ligeiro aumento do fluxo de fótons em energias mais altas.

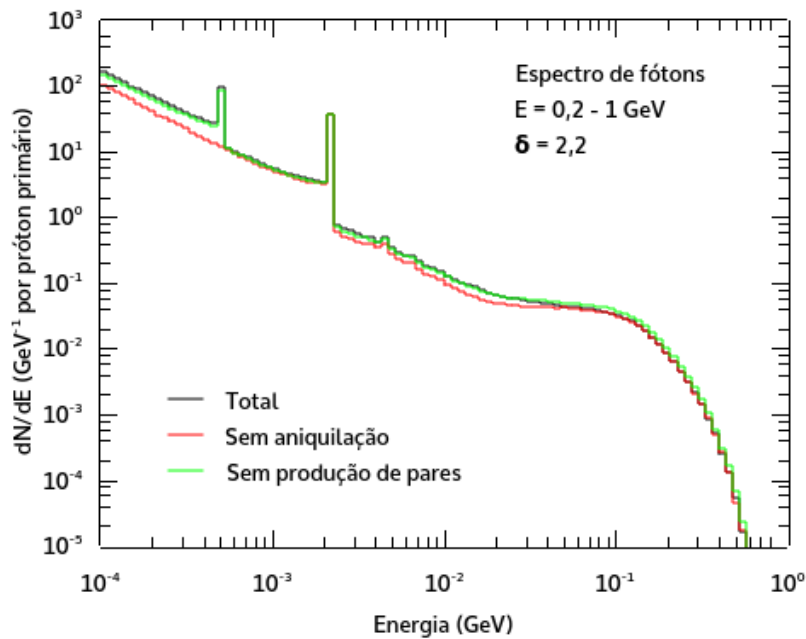


Figura 27: Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos suprimindo-se os processos de aniquilação e de produção de pares elétron-pósitron, comparados com o espectro total obtido incluindo-se todos os processos.



Na Figura 28 são mostrados os espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos suprimindo-se os processos de *bremsstrahlung* de elétrons e pósitrons secundários e de espalhamento Compton, comparados com o espectro total obtido incluindo-se todos os processos. Suprimindo-se o processo de *bremsstrahlung* observamos uma redução do fluxo de fótons em energias abaixo de  $\sim 40$  MeV (mais significativa no intervalo entre a linha de captura em 2,223 MeV e  $\sim 40$  MeV). Notamos também que a contribuição devida à emissão de linhas de desexcitação nuclear no intervalo de energia de  $\sim 4$  a 10 MeV torna-se mais visível. Na região de energias acima de  $\sim 100$  MeV, dominada pela emissão proveniente do decaimento de píons neutros, o espectro praticamente coincide com o obtido na simulação incluindo todos os processos. Conforme esperado, suprimindo-se o processo de espalhamento Compton observamos uma diminuição dos efeitos de transporte responsáveis pela atenuação do fluxo de fótons. Particularmente, notamos um aumento significativo da intensidade das linhas de aniquilação em 511 keV e captura de nêutrons em 2,223 MeV, resultante da eliminação de suas respectivas caudas de *comptonização* em baixas energias, e um aumento do fluxo de fótons no intervalo de energia entre a linha de captura e  $\sim 40$  MeV.

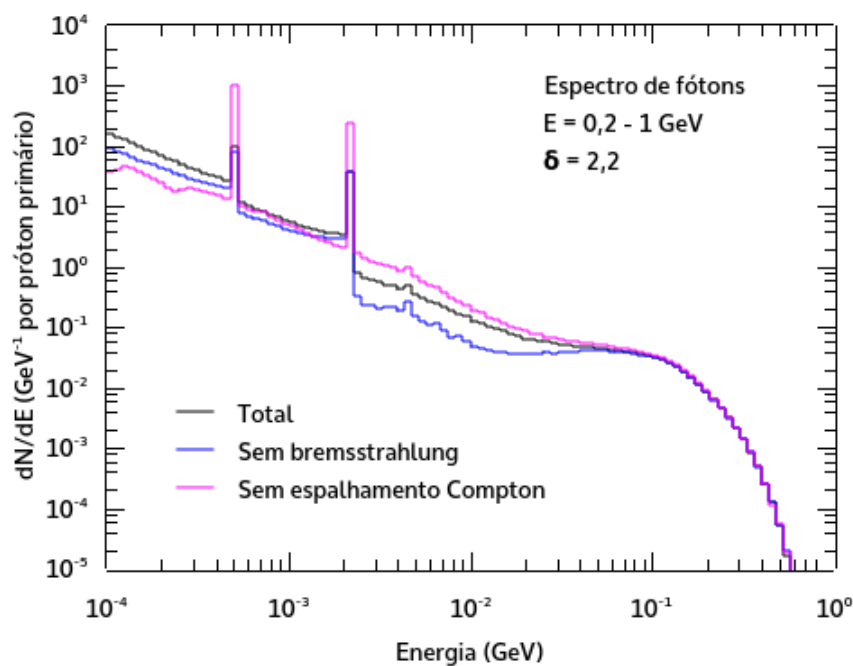


Figura 28: Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos suprimindo-se os processos de *bremsstrahlung* e de espalhamento Compton, comparados com o espectro total obtido incluindo-se todos os processos.

Na Figura 29 são mostrados os espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos suprimindo-se os processos de decaimento de píons neutros e de píons carregados, comparados com o espectro total obtido incluindo-se todos os processos. Conforme esperado, suprimindo-se o processo de decaimento de píons carregados observamos uma redução do fluxo de fótons em energias abaixo de  $\sim 100$  MeV, uma vez que a maior parte dos elétrons e pósitrons secundários é eliminada. Também observamos uma significativa redução da intensidade da linha de aniquilação em 511 keV, uma vez que apenas os pósitrons secundários provenientes do decaimento Dalitz de píons neutros e da produção de pares contribuem para a formação da linha. Analogamente ao que ocorre quando o processo de *bremsstrahlung* é suprimido, observamos que a contribuição das linhas de desexcitação nuclear no intervalo de energia de  $\sim 4$  a 10 MeV torna-se mais visível. Suprimindo-se o processo de decaimento de píons neutros observamos, conforme esperado, uma significativa redução do fluxo de fótons em energias acima de  $\sim 20$  MeV e uma ligeira redução do fluxo de fótons em energias abaixo de  $\sim 20$  MeV.

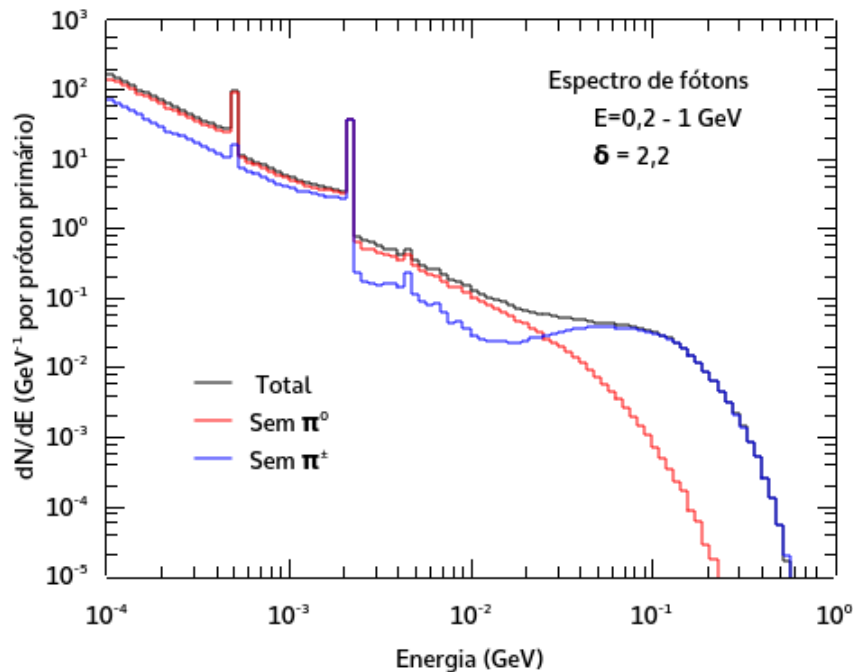


Figura 29: Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos suprimindo-se os processos de decaimento de píons neutros e de píons carregados, comparados com o espectro total obtido incluindo-se todos os processos.

## 4.5 Modelo Uniforme versus Modelo Exponencial

Nesta seção comparamos os resultados obtidos em simulações realizadas com o Modelo Uniforme e o Modelo Exponencial para a atmosfera solar ambiente, descritos respectivamente nas Seções 3.2.1 e 3.2.2. Em ambos os casos consideramos um feixe de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuição de energia do tipo lei de potência de índice espectral  $\delta = 2,2$  no intervalo de energia de  $E_{min} = 0,2$  GeV a  $E_{max} = 1$  GeV e um cenário de alvo espesso (caixa cúbica de aresta  $2L = 2 \times 10^7$  cm e densidade  $\rho = 3,192 \times 10^{-5}$  g/cm<sup>3</sup>).

Nas Figuras 30 e 31 são mostradas as distribuições espaciais de prótons primários e fótons produzidos na região de interação e emissão, projetadas nos planos (xy) e (xz), obtidas nas simulações com o Modelo Uniforme e o Modelo Exponencial (é importante notar que as escalas de distância na direção do eixo  $Oz$  são diferentes em cada caso). Observamos que no caso do Modelo Exponencial as partículas propagam-se até uma distância menor no hemisfério superior. Este resultado é esperado, uma vez que no Modelo Exponencial a densidade no hemisfério superior aumenta exponencialmente de uma camada para outra, de modo que a profundidade de coluna  $h_{col}$  correspondente ao CSDA-range para os prótons primários de mais alta energia injetados,  $R(E_0^{max})$ , é atingida a uma altura acima do plano  $z = 0$  menor.

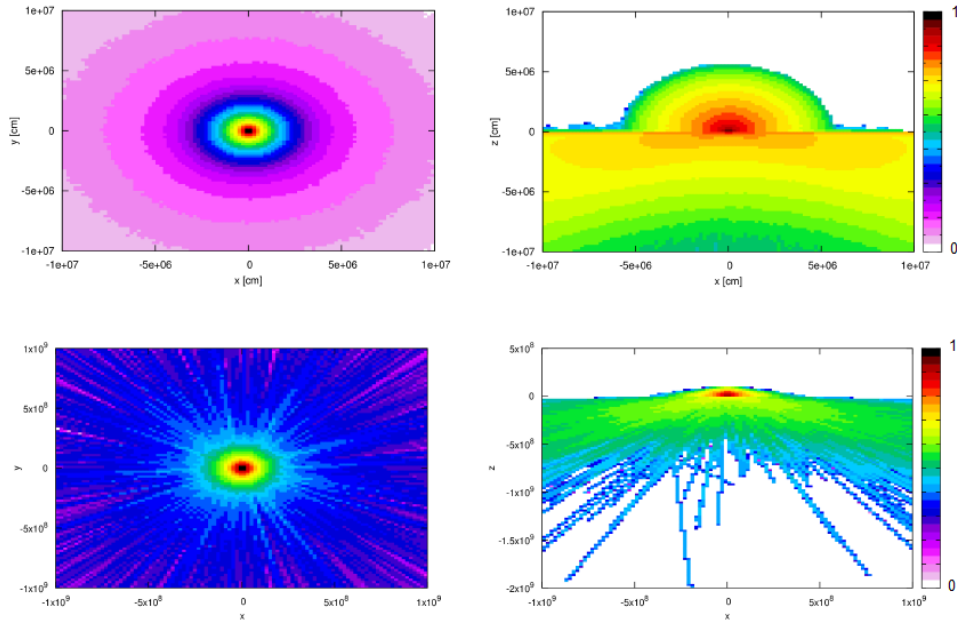


Figura 30: Distribuições espaciais de prótons primários, projetadas nos planos (xy) e (xz), obtidas nas simulações com o Modelo Uniforme (painéis superiores) e o Modelo Exponencial (painéis inferiores). Em ambos os casos consideramos um feixe de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuição de energia do tipo lei de potência e um cenário de alvo espesso.

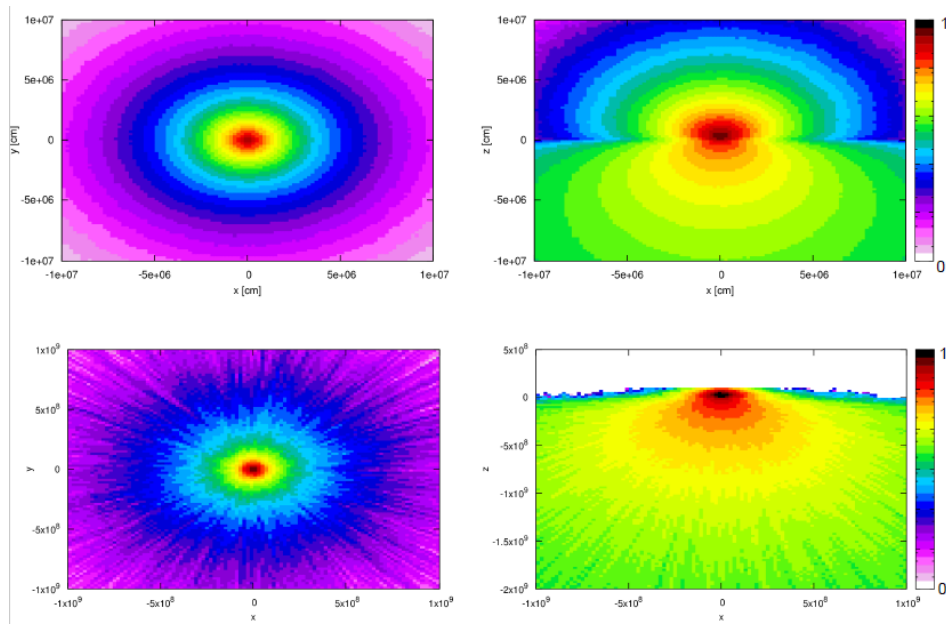


Figura 31: Distribuições espaciais de fótons produzidos, projetadas nos planos (xy) e (xz), obtidas nas simulações com o Modelo Uniforme (painéis superiores) e o Modelo Exponencial (painéis inferiores). Em ambos os casos consideramos um feixe de prótons primários com distribuição angular semi-isotrópica e distribuição de energia do tipo lei de potência e um cenário de alvo espesso.

Na Figura 32 são mostrados os espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos nas simulações com os Modelos Uniforme e Exponencial. Conforme esperado, observamos que não há diferenças significativas entre os espectros obtidos com os dois modelos, uma vez que em um cenário de alvo espesso os processos de emissão relevantes dependem essencialmente da profundidade de coluna correspondente ao CSDA-range para os prótons primários de mais alta energia injetados,  $R(E_0^{max})$ , e não dos detalhes da estrutura vertical da atmosfera solar ambiente.

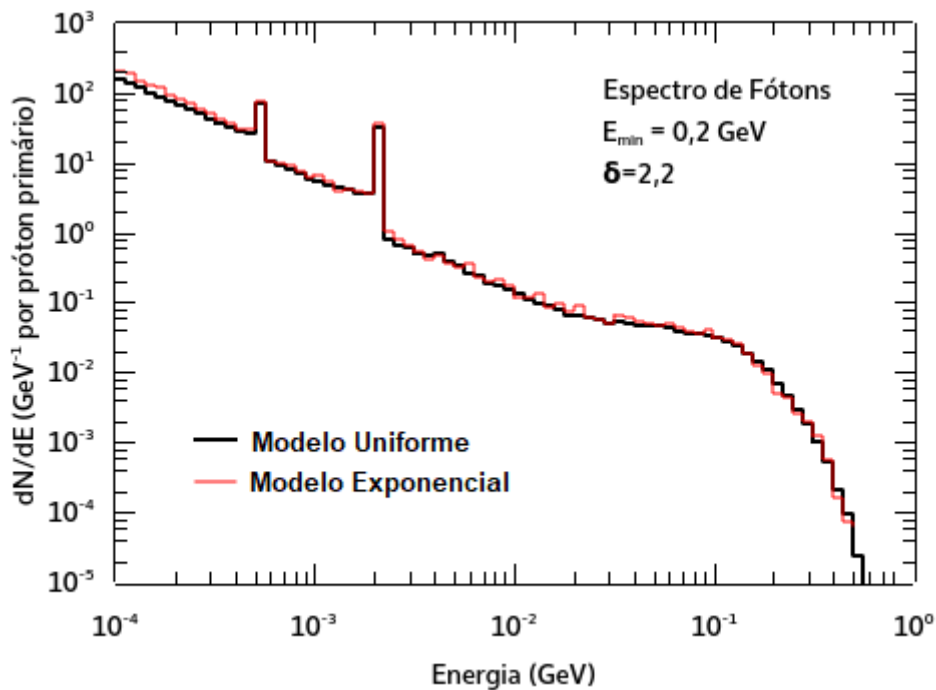


Figura 32: Espectros de energia dos fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$  obtidos em simulações realizadas com os Modelo Uniforme e Exponencial.

## 5 Simulações com o Modelo Semi-Empírico

Neste Capítulo, apresentamos e discutimos os resultados obtidos em simulações de processos nucleares em explosões solares realizadas com o Modelo Semi-Empírico para a atmosfera solar ambiente, descrito na Seção 3.2.3. Consideramos um cenário de alvo espesso e feixes de íons primários acelerados com distribuição angular semi-isotrópica, distribuição de energia do tipo lei de potência no intervalo de energia cinética por nucleon de 1 MeV a 1 GeV (dividido em dois intervalos de energia distintos visando melhorar a estatística dos fluxos de fótons) e composições para explosão gradual e explosão impulsiva conforme indicadas na Tabela 6. Na Seção 5.1 apresentamos inicialmente uma breve descrição das principais características dos espectros de linhas de desexcitação nuclear, utilizando resultados obtidos em cálculos com o código RMK. Em seguida comparamos os resultados obtidos para o espectro de linhas de desexcitação nuclear em simulações com o FLUKA e em cálculos com o código RMK. Na Seção 5.2 apresentamos os resultados obtidos para o espectro completo de raios- $\gamma$  em simulações com o FLUKA.

### 5.1 Espectro de emissão de linhas de desexcitação nuclear

O código RMK (RAMATY; KOZLOVSKY; LINGENFELTER, 1979; KOZLOVSKY; MURPHY; RAMATY, 2002; MURPHY et al., 2009) é uma das principais ferramentas utilizadas para a análise de dados de observações de raios- $\gamma$  em explosões solares. O código é baseado em um algoritmo de Monte Carlo que permite calcular as componentes *explícitas* de linhas estreitas e largas e a componente denominada *unresolved* do espectro de linhas de desexcitação nuclear. As componentes *explícitas* são resultante de transições entre os primeiros estados excitados e o estado fundamental dos núcleos mais abundantes da atmosfera solar ( $^4\text{He}$ , C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ca e Fe). A componente *unresolved*, por sua vez, é resultante de transições entre os estados excitados dos núcleos residuais produzidos nas diversas reações que ocorrem em explosões solares. Essas transições geram um grande número de linhas relativamente fracas e pouco espaçadas, que se superpõem formando um *quase-contínuo*. Embora a principal contribuição para a componente *unresolved* seja proveniente de reações envolvendo núcleos de Mg, Si e Fe, o código RMK também inclui as contribuições provenientes de reações envolvendo os demais núcleos da atmosfera solar.

Na Figura 33 são mostradas as componentes *explícitas* de linhas estreitas e largas e a componente *unresolved* do espectro de linhas de desexcitação nuclear (em unidades de fótons  $\text{MeV}^{-1}$  por próton primário), calculadas com o código RMK considerando feixes de íons primários acelerados com distribuições de energia do tipo lei de potência de índice espectral  $\delta = 4$  no intervalo de energia cinética por nucleon de 1 MeV a 1 GeV e composição para explosão gradual (razão  $\alpha/\text{próton} = 0.1$ ). Os espectros são normalizados a um próton primário no intervalo de energia de 30 MeV a 1 GeV.

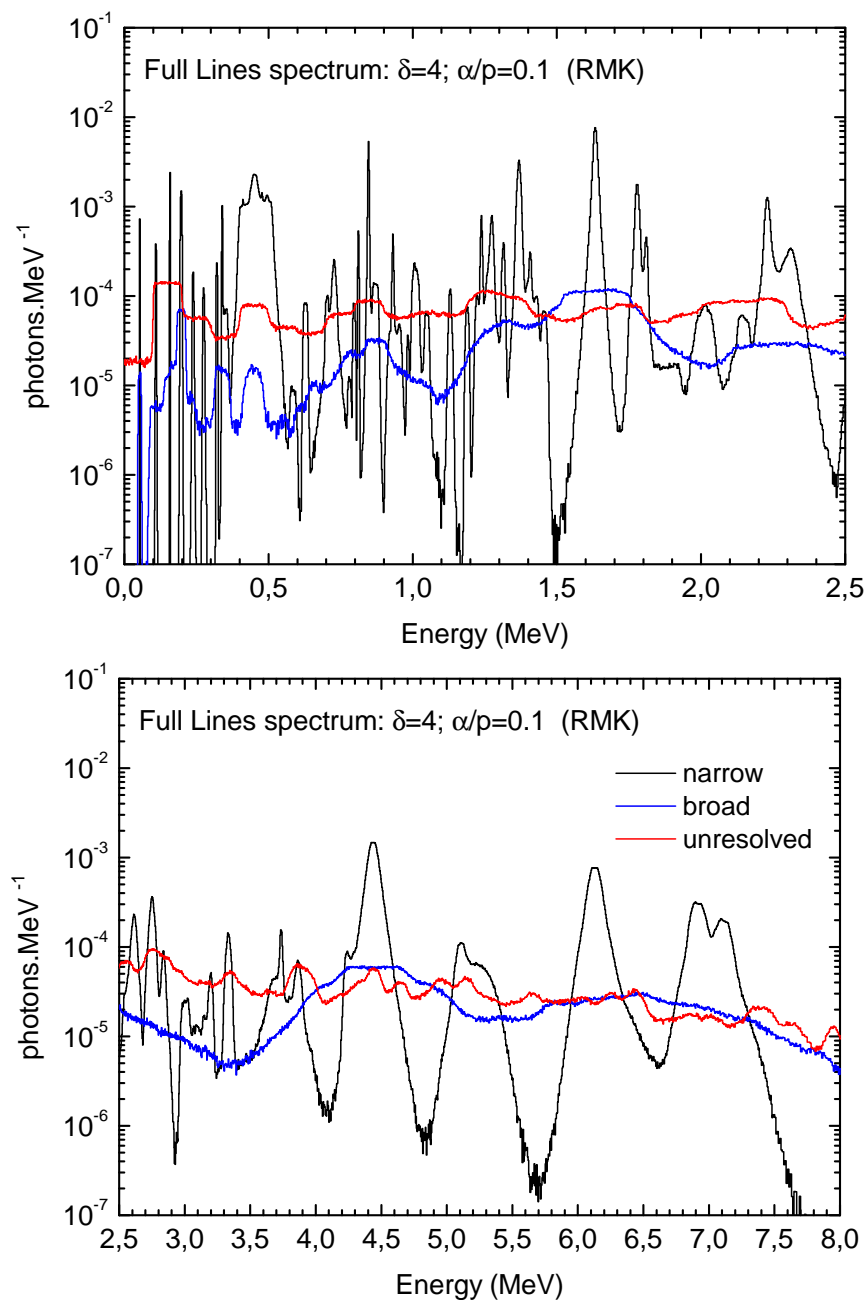


Figura 33: Componentes *explícitas* de linhas estreitas (*narrow*) e largas (*broad*) e componente *unresolved* do espectro de linhas de desexcitação nuclear, calculadas com o código RMK ( $\delta = 4$ ; razão  $\alpha/\text{próton} = 0.1$ ). Painel superior: intervalo de energia de 0 a 2,5 MeV; Painel inferior: intervalo de energia de 2,5 a 8 MeV.

Na Figura 34 são mostrados os espectros de linhas de desexcitação nuclear calculados com o código RMK considerando feixes de íons primários acelerados com as mesmas características anteriores e diferentes valores para o índice espectral  $\delta = 2; 3; 4; 5$  (razão  $\alpha/\text{próton} = 0.1$ ). Notamos, qualitativamente, que o formato e intensidade relativa das linhas varia com o índice espectral  $\delta$ . Esse resultado é esperado, uma vez que as características das linhas de desexcitação nuclear dependem das seções de choque de produção, de modo que cada linha é mais suscetível a uma faixa de energia dos íons primários diferente.

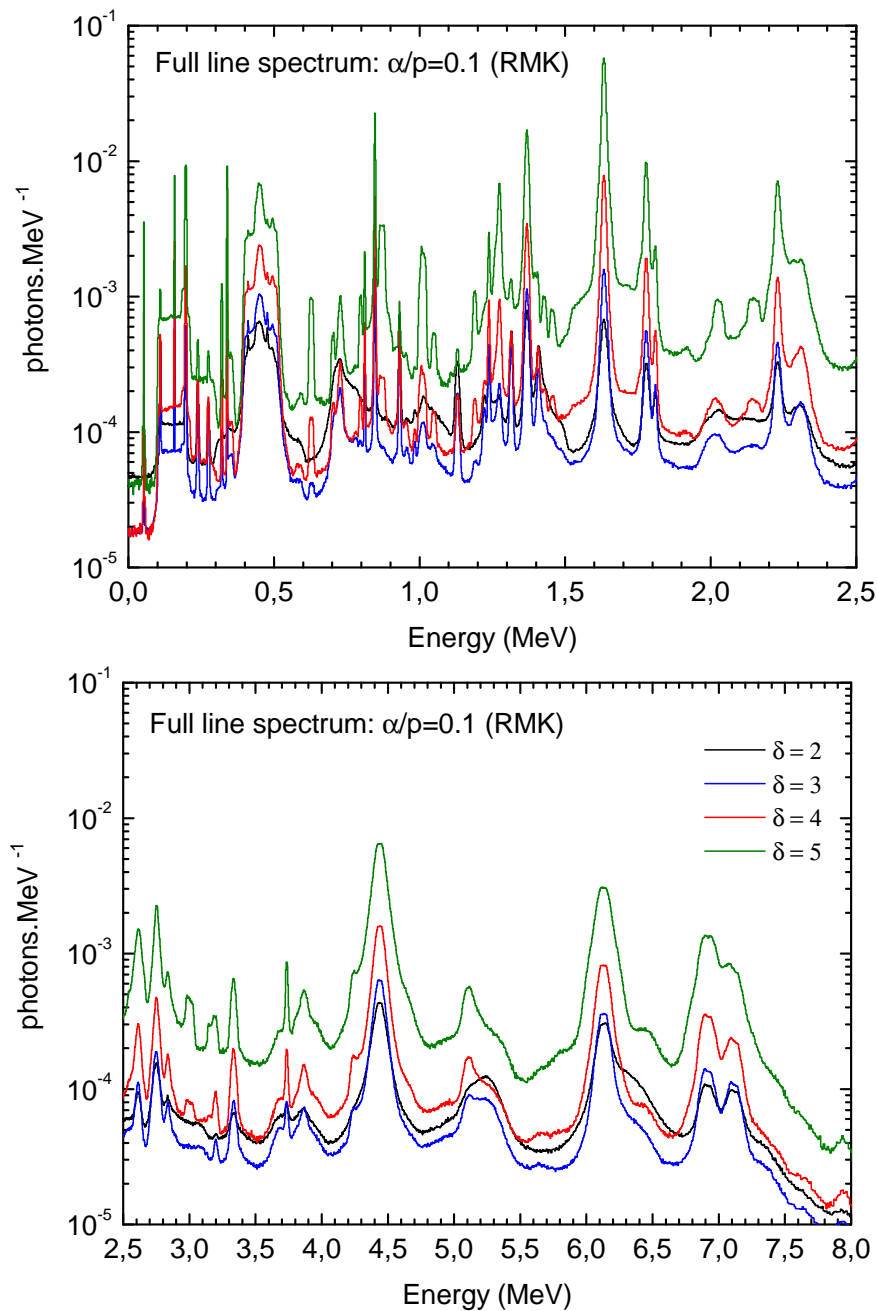


Figura 34: Espectros de linhas de desexcitação nuclear calculados com o código RMK para diferentes valores de índice espectral  $\delta = 2; 3; 4; 5$  (razão  $\alpha/\text{próton} = 0.1$ ). Painel superior: intervalo de energia de 0 a 2,5 MeV; Painel inferior: intervalo de energia de 2,5 a 8 MeV.



Na Figura 35 são mostrados os espectros de linhas de desexcitação nuclear calculados com o código RMK considerando feixes de íons primários acelerados com as mesmas características anteriores e diferentes valores para a razão  $\alpha$ /próton = 0,1; 0,2; 0,5 ( $\delta = 4$ ). Observamos que o fluxo de fótons aumenta com a razão  $\alpha$ /próton. Conforme esperado, esse aumento é mais significativo para as linhas do complexo  $\alpha - \alpha$  em  $\sim 0,45$  MeV.

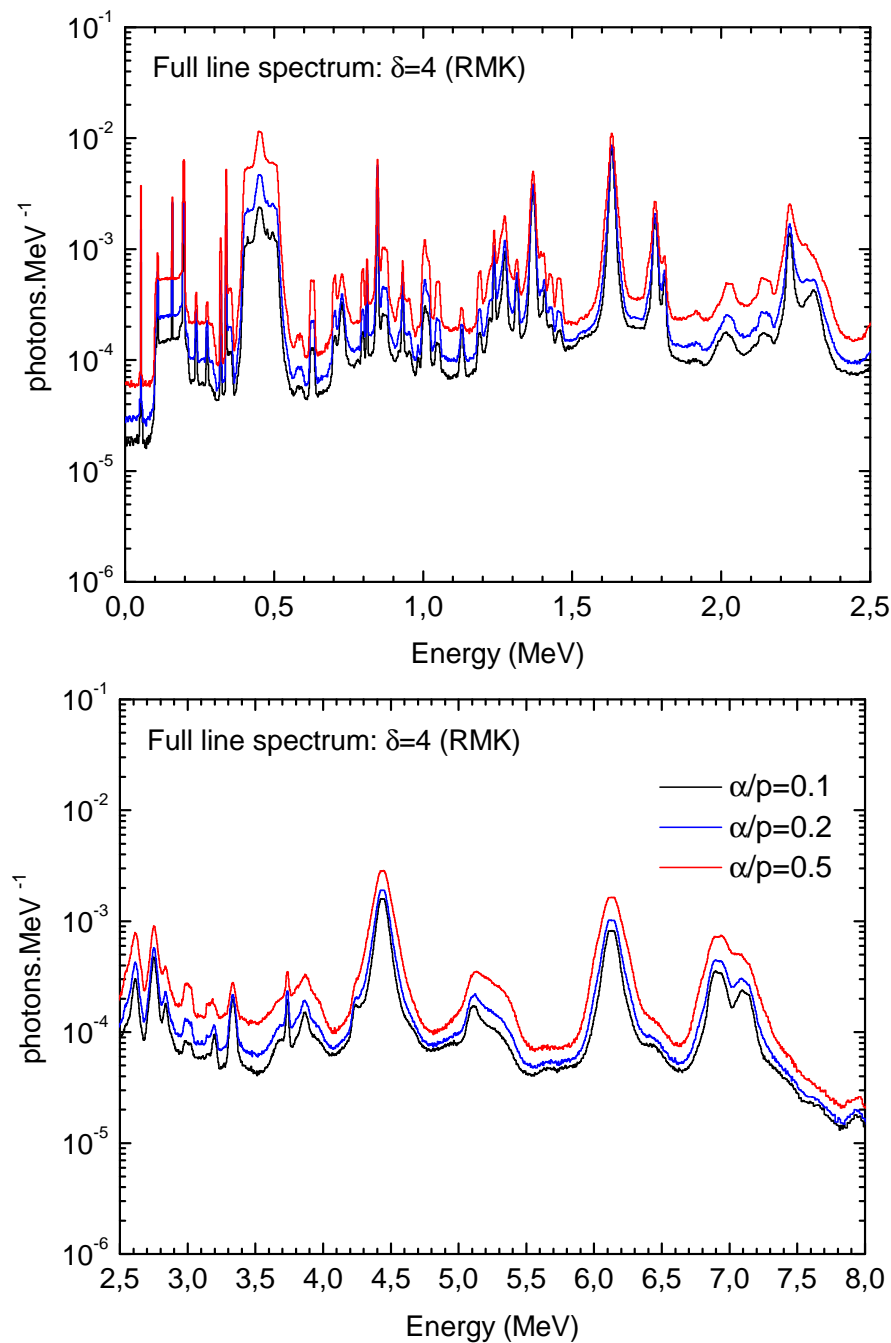


Figura 35: Espectros de linhas de desexcitação nuclear calculados com o código RMK para diferentes valores da razão  $\alpha$ /próton = 0,1; 0,2; 0,5 ( $\delta = 4$ ). Painel superior: intervalo de energia de 0 a 2,5 MeV; Painel inferior: intervalo de energia de 2,5 a 8 MeV.

Na Figura 36 são mostrados os espectros de linhas de desexcitação nuclear calculados com o código RMK considerando feixes de íons primários acelerados com composições para explosão gradual e explosão impulsiva (razão  $\alpha$ /próton = 0,1;  $\delta = 4$ ). Para cada composição, são mostrados o espectro total e as contribuições das reações diretas e inversas. Conforme esperado, observamos que no caso de feixe com composição para explosão impulsiva a contribuição das reações inversas aumenta significativamente, uma vez que as abundâncias relativas de íons mais pesados são maiores.

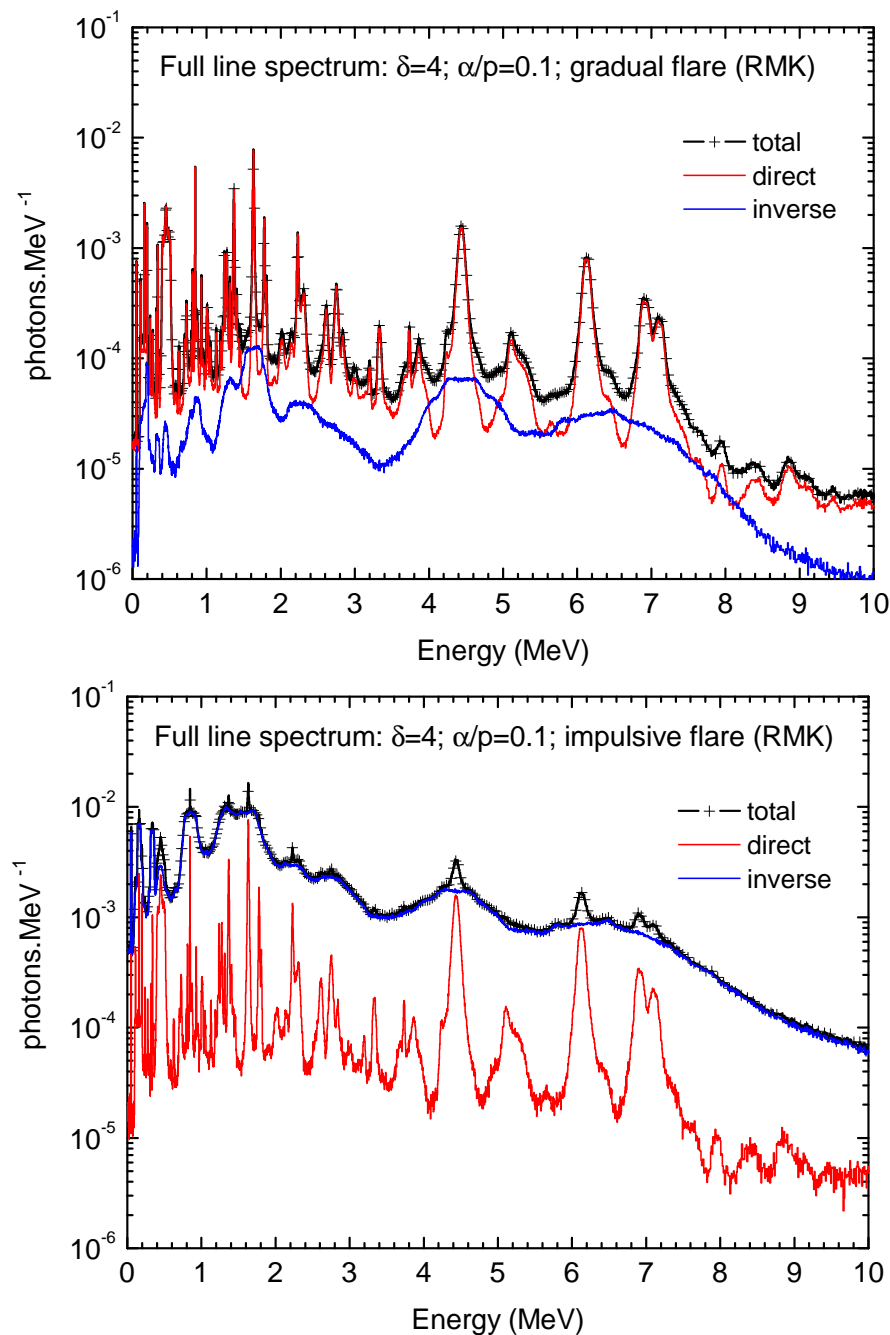


Figura 36: Espectros de linhas de desexcitação nuclear calculados com o código RMK considerando feixes com composições para explosão gradual e explosão impulsiva ( $\delta = 4$ ; razão  $\alpha$ /próton = 0,1).

Nas Figuras 37 e 38 são mostrados os espectros de linhas de desexcitação nuclear obtidos em simulações com o FLUKA e em cálculos com o código RMK considerando feixes de íons primários acelerados com composições para explosão gradual e explosão impulsiva ( $\delta = 4$ ; razão  $\alpha$ /próton = 0,1). Para obter os espectros de linhas de desexcitação nuclear com o FLUKA, as simulações foram realizadas suprimindo-se os processos de aniquilação e produção de pares elétron-pósitron, captura de nêutrons, *bremsstrahlung*, espalhamento Compton e decaimento de píons. Nas figuras correspondentes a cada composição, o painel superior esquerdo mostra o espectro total e as contribuições das reações diretas e inversas obtidos nas simulações com o FLUKA, enquanto os demais painéis mostram as comparações entre os resultados obtidos nas simulações com o FLUKA e nos cálculos com o código RMK para o espectro total e para as contribuições das reações diretas e inversas.

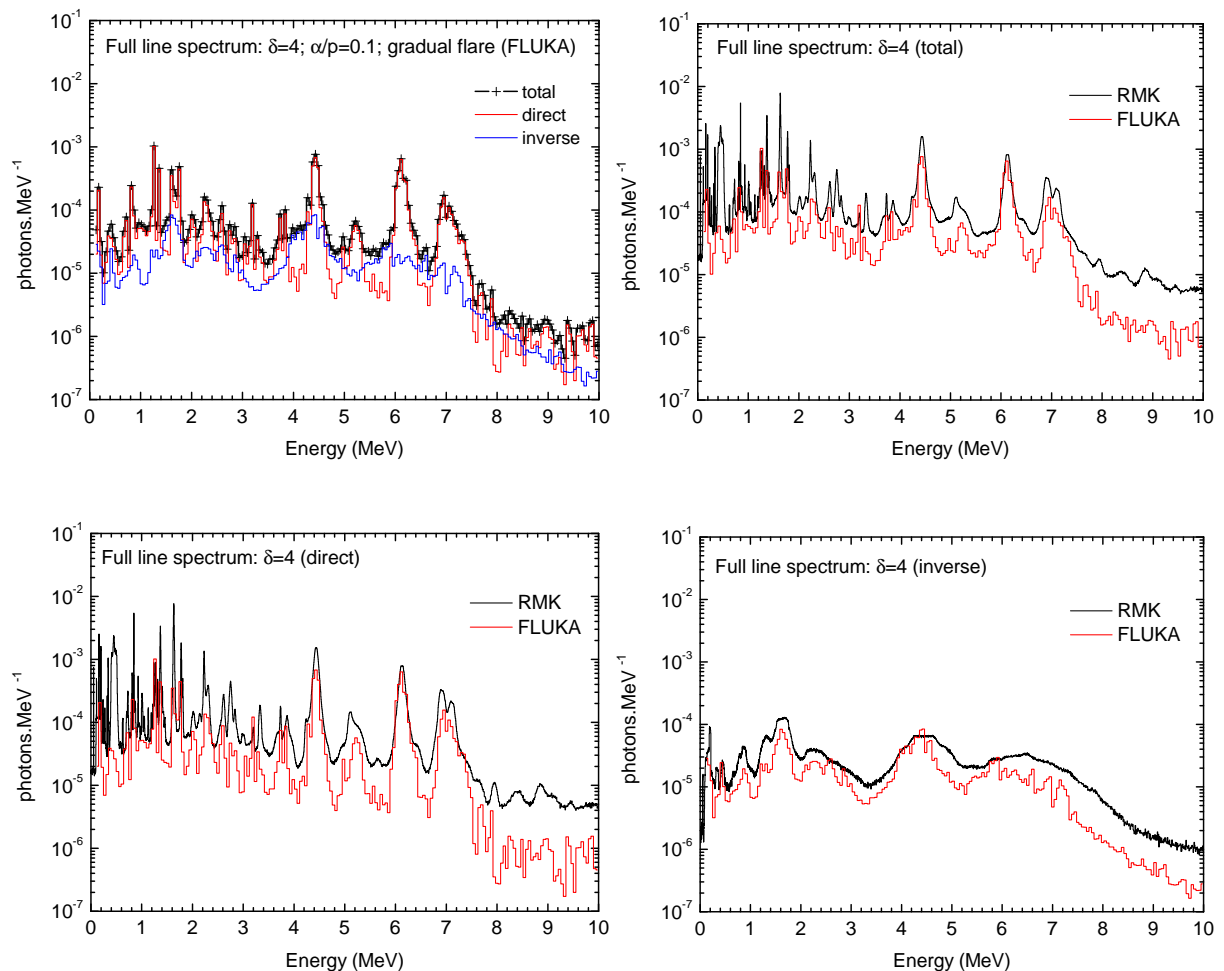


Figura 37: Espectros de linhas de desexcitação nuclear obtidos em simulações com o FLUKA e em cálculos com o código RMK considerando feixes de íons primários acelerados com composição para explosão gradual ( $\delta = 4$ ; razão  $\alpha/p = 0,1$ ).

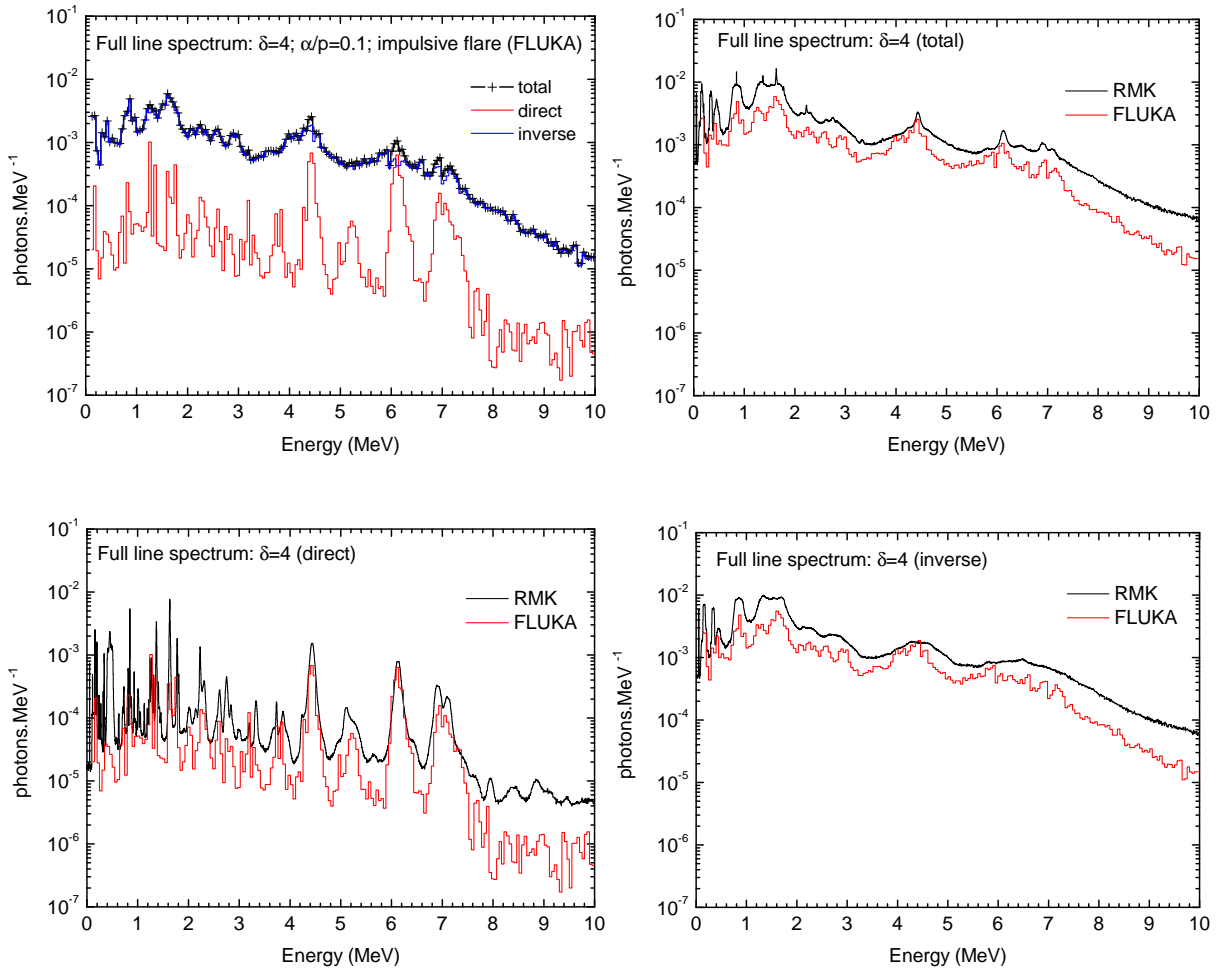


Figura 38: Espectros de linhas de desexcitação nuclear obtidos em simulações com o FLUKA e em cálculos com o código RMK considerando feixes de íons primários acelerados com composição para explosão impulsiva ( $\delta = 4$ ; razão  $\alpha/p = 0,1$ ).

Observamos que os espectros de linhas de desexcitação nuclear obtidos nas simulações com o FLUKA reproduzem satisfatoriamente os obtidos nos cálculos com o código RMK, com exceção da estrutura correspondente ao complexo  $\alpha - \alpha$  em  $\sim 0,45$  MeV (resultante da superposição das linhas de desexcitação de núcleos de  ${}^7\text{Be}$  e  ${}^7\text{Li}$  excitados produzidos em colisões de partículas- $\alpha$  primárias com núcleos de  ${}^4\text{He}$  da atmosfera solar ambiente).

Os resultados obtidos com o FLUKA são particularmente semelhantes aos obtidos com o código RMK para as estruturas correspondentes às linhas produzidas pela desexcitação do  ${}^{12}\text{C}$  (em 4,438 MeV) e do  ${}^{16}\text{O}$  (em 6,129, 6,916 e 7,115 MeV), núcleos com maior abundância relativa na atmosfera solar ambiente. Os resultados obtidos para as estruturas correspondentes às linhas produzidas pela desexcitação dos demais núcleos são razoáveis, embora apresentem uma flutuação estatística maior. Isso ocorre devido ao fato de que a abundância relativa desses núcleos é menor, de modo que a estatística dos fluxos de fótons produzidos pela desexcitação dos mesmos é comprometida.

Notamos também que, de maneira geral, os espectros obtidos com o FLUKA são menos intensos que os obtidos nos cálculos com o código RMK em todo o intervalo de energia. Esse resultado é esperado, uma vez que nas simulações com o FLUKA os espectros são obtidos integrando-se em ângulo sólido apenas o fluxo de fótons que escapam da região cromosférica/fotosférica para a região coronal através do plano (xy) em  $z = 0$ , enquanto nos cálculos com o código RMK os espectros são obtidos integrando-se em ângulo sólido o fluxo de fótons em todas as direções.

## 5.2 Espectro completo de emissão de raios- $\gamma$

Na Figura 39 são mostrados os espectros completos de emissão de raios- $\gamma$  obtidos em simulações com o FLUKA considerando feixes de íons primários acelerados com composições para explosão gradual e explosão impulsiva ( $\delta = 4$ ; razão  $\alpha$ /próton = 0,1). Observamos que os espectros obtidos apresentam todas as estruturas típicas dos espectros de raios- $\gamma$  observados em explosões solares: linha de aniquilação de pósitrons, linha de captura de nêutrons, linhas de desexcitação nuclear e componentes de emissão contínua provenientes dos processos de *bremstrahlung* de elétrons e pósitrons secundários e decaimento de píons.

Conforme esperado, notamos que no caso de feixes de íons primários acelerados com composição para explosão impulsiva a contribuição das reações inversas é aproximadamente duas ordens de grandeza maior do que no caso de feixes com composição para explosão gradual. Notamos também que no caso de feixes com composição para explosão gradual, o espectro total é dominado pela componente devida às reações diretas para energias abaixo de  $\sim 2$  MeV e acima de  $\sim 10$  MeV, enquanto no intervalo de energias de  $\sim 2$  a 10 MeV as contribuições das componentes devidas às reações diretas e inversas são comparáveis. No caso de composição para explosão impulsiva, o espectro total é dominado pela componente devida às reações inversas para energias abaixo de  $\sim 10$  MeV, enquanto para energias acima de  $\sim 10$  MeV as contribuições das componentes devidas às reações diretas e inversas são comparáveis. Em ambos os casos, notamos que as estruturas correspondentes às linhas de desexcitação nuclear estreitas no intervalo de energias de  $\sim 2$  a 10 MeV são bem evidentes no espectro da componente devida às reações diretas. Para energias abaixo de  $\sim 2$  MeV, por outro lado, o espectro da componente devida às reações diretas é dominado pelas contribuições dos processos de emissão contínua, de modo que as estruturas correspondentes às linhas de desexcitação nuclear estreitas tornam-se praticamente invisíveis.

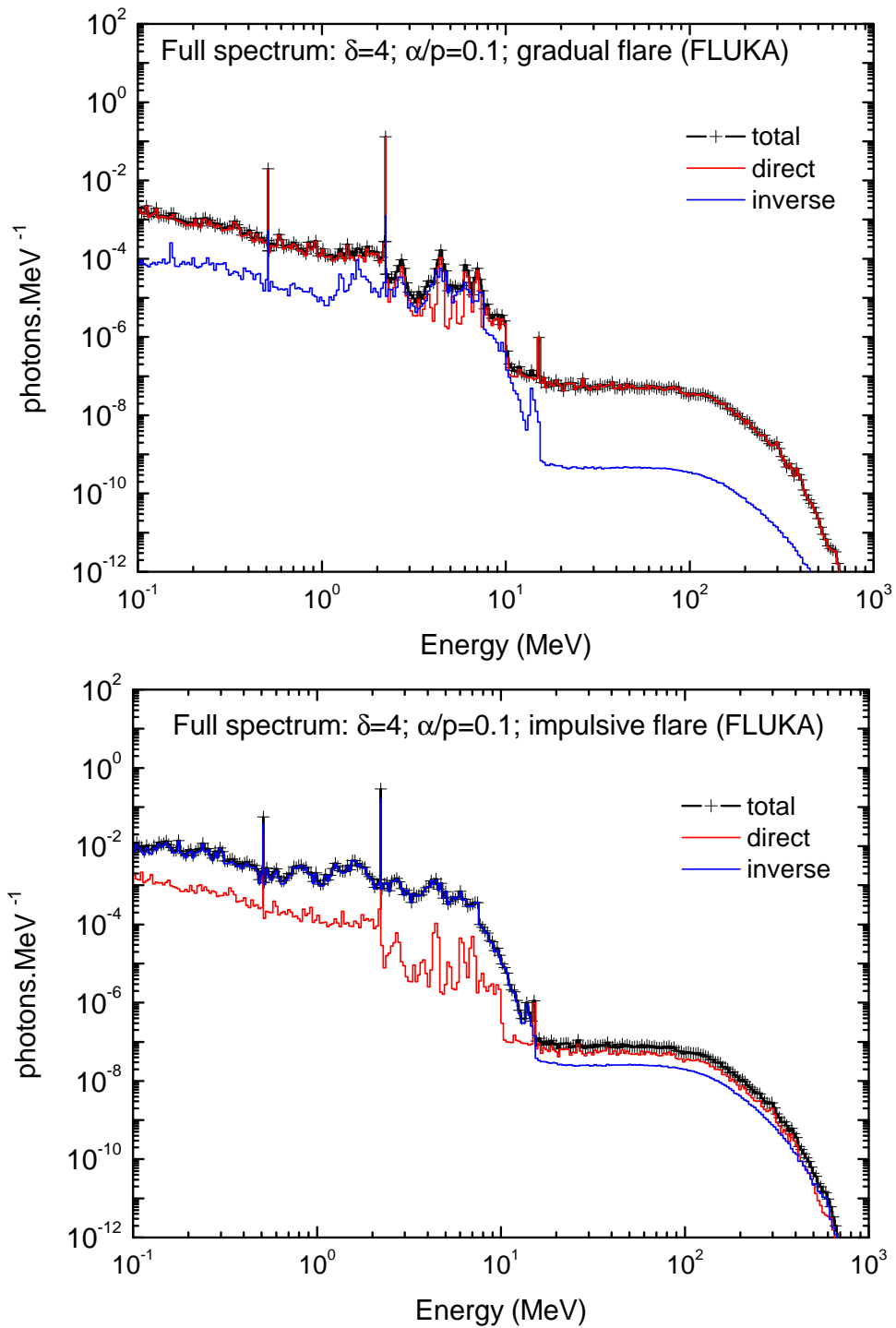


Figura 39: Espectros completos de emissão de raios- $\gamma$  obtidos em simulações com o FLUKA considerando feixes de íons primários acelerados com composições para explosão gradual e explosão impulsiva ( $\delta = 4$ ; razão  $\alpha$ /próton = 0,1).

## 6 Ajuste de espectros de emissão de raios- $\gamma$ de eventos observados

Neste Capítulo, apresentamos e discutimos os resultados obtidos para os ajustes dos espectros de emissão de raios- $\gamma$  das explosões solares de 23 de julho de 2002 e 12 de junho de 2010 utilizando *templates* incorporados ao programa OSPEX (FREELAND; HANDY, 1998) construídos a partir das simulações realizadas com o FLUKA para o espectro de emissão de linhas de desexcitação nuclear e para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . Construímos *templates* a partir de espectros obtidos considerando o Modelo Semi-Empírico para a atmosfera solar ambiente, um cenário de alvo espesso e feixes de íons primários acelerados com distribuição angular semi-isotrópica, distribuição de energia lei de potência ( $\delta = 3$  e  $4$ ) e composições para explosão gradual e impulsiva (razão  $\alpha$ /próton = 0,1 e 0,5).

Os resultados obtidos utilizando os *templates* FLUKA para cada caso considerado foram comparados com os obtidos utilizando *templates* para o espectro de linhas de desexcitação nuclear construídos a partir de cálculos com o código RMK (MURPHY et al., 2009) e *templates* do OSPEX para a componente de emissão contínua devido ao decaimento píons construídos a partir de cálculos realizados por Murphy, Dermer e Ramaty (1987) (no caso da explosão solar de 12 de junho de 2010).

Conforme descrito na Seção 3.2.3, os espectros de fótons utilizados para construir os *templates* FLUKA são renormalizados a um próton primário acelerado no intervalo de energia de 30 MeV a 1 GeV, de modo a permitir uma comparação apropriada com os resultados obtidos com os *templates* RMK. Além disso, os espectros são suavizados através de interpolação por *splines* cúbicas implementada com a sub-rotina DSPLEZ da biblioteca numérica IMSL em linguagem FORTRAN, considerando *bins* de energia semelhantes aos definidos para os espectros gerados com o código RMK no intervalo de  $E_{min}^{fot} = 125$  keV a  $E_{max}^{fot} = 10$  MeV para os *templates* do espectro de emissão de linhas de desexcitação nuclear e no intervalo de  $E_{min}^{fot} = 100$  keV a  $E_{max}^{fot} = 20$  MeV para os *templates* do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . Para realizar os ajustes com o OSPEX, os *templates* FLUKA e RMK são normalizados a um fóton no intervalo de energia considerado, i. e.

$$\frac{d\phi(E)}{dE} \rightarrow \left[ \int_{E_{min}^{fot}}^{E_{max}^{fot}} \frac{d\phi(E)}{dE} dE \right]^{-1} \frac{d\phi(E)}{dE}. \quad (6.1)$$

## 6.1 Explosão solar de 23 de julho de 2002

A explosão solar de 23 de julho de 2002 (SOL2002-07-23T00:35UT), classificada pelo GOES como X4.8, foi observada pelo RHESSI na região ativa NOAA 0039 com coordenadas heliográficas S13E72 (LIN et al., 2003). A observação desse evento pelo RHESSI permitiu obter pela primeira vez medidas com alta resolução espectral da linha de captura de nêutrons, da linha de aniquilação de pósitrons e das linhas de desexcitação nuclear do Fe, Mg, Si, Ne, C e O (SMITH et al., 2003). Também permitiu obter as primeiras imagens com alta resolução de emissões contínuas e linhas de raios- $\gamma$ , fornecendo pela primeira vez informações diretas sobre a localização e extensão espacial da região de interação dos íons energéticos (HURFORD et al., 2003; MURPHY et al., 2003). Em nossa análise desse evento utilizamos os segmentos traseiros dos detectores de germânio 1, 3, 4, 5, 6, 7 e 9.

Nas Figuras 40 e 41 são mostrados os melhores ajustes do espectro RHESSI com *background* subtraído para esse evento no intervalo de 300 keV a 10 MeV, acumulado entre 00:27:20 e 00:43:20 UT, obtidos com os *templates* RMK e FLUKA para as componentes devido às reações diretas e inversas do espectro de emissão de linhas de desexcitação nuclear. Os *templates* são utilizados em combinação com funções-padrão do OSPEX para as demais componentes espectrais: função lei de potência quebrada (*bpow*) para a componente devido ao *bremsstrahlung* de elétrons primários e funções gaussianas para as componentes devido às linhas de aniquilação de pósitrons e captura de nêutrons. Os resultados apresentados correspondem aos ajustes obtidos com os *templates* RMK e FLUKA para feixes de íons primários acelerados com distribuição de energia do tipo lei de potência de índice espectral  $\delta = 4$  e composição para explosão impulsiva com razão  $\alpha/\text{próton} = 0,1$ , caso que fornece o ajuste com o menor  $\chi^2$  utilizando os *templates* RMK.

A componente devido ao *bremsstrahlung* compete com as componentes devido às reações diretas e inversas do espectro de emissão de linhas de desexcitação nuclear, principalmente no intervalo de energias de  $\sim 1$  MeV a 10 MeV. Nesse sentido, visando comparar apenas a qualidade dos ajustes obtidos com os *templates* FLUKA e RMK em relação às componentes de linhas de desexcitação nuclear, mantivemos fixos os parâmetros da função *bpow* correspondentes aos índices espectrais,  $\delta_{low}$  e  $\delta_{high}$ , e à energia de quebra,  $E_{break}$ , da componente devido ao *bremsstrahlung*, assumindo os valores considerados por Smith et al. (2003) ( $\delta_e^{low} = 2,77$ ;  $\delta_e^{high} = 2,23$ ;  $E_{break} = 617$  keV). Assim, apenas o parâmetro da função *bpow* correspondente à normalização é considerado livre.



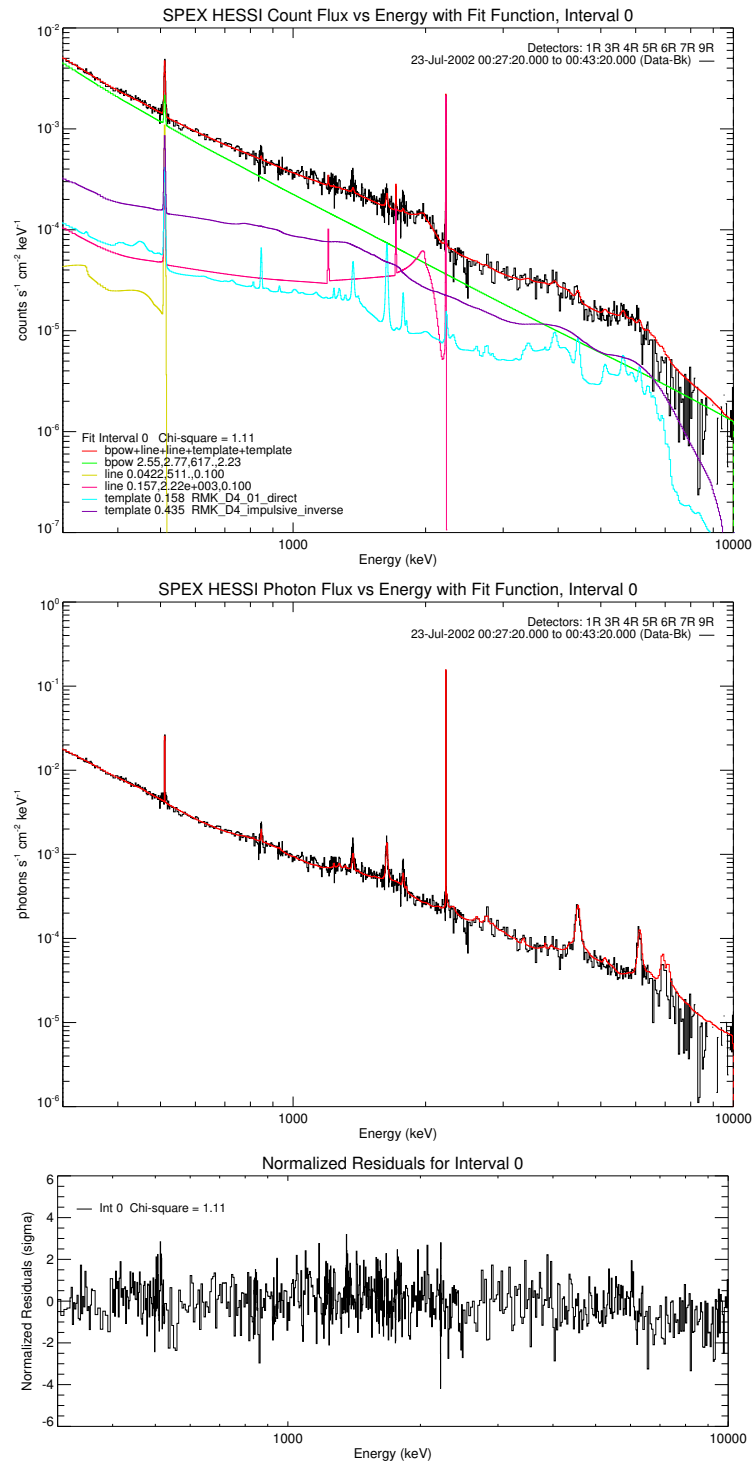


Figura 40: Ajuste do espectro RHESSI com *background* subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 23 de julho de 2002, acumulado entre 00:27:20 e 00:43:20 UT, obtido com os *templates* RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Paineil superior: espectro de contagens; Paineil central: espectro de fótons; Paineil inferior: resíduos normalizados.

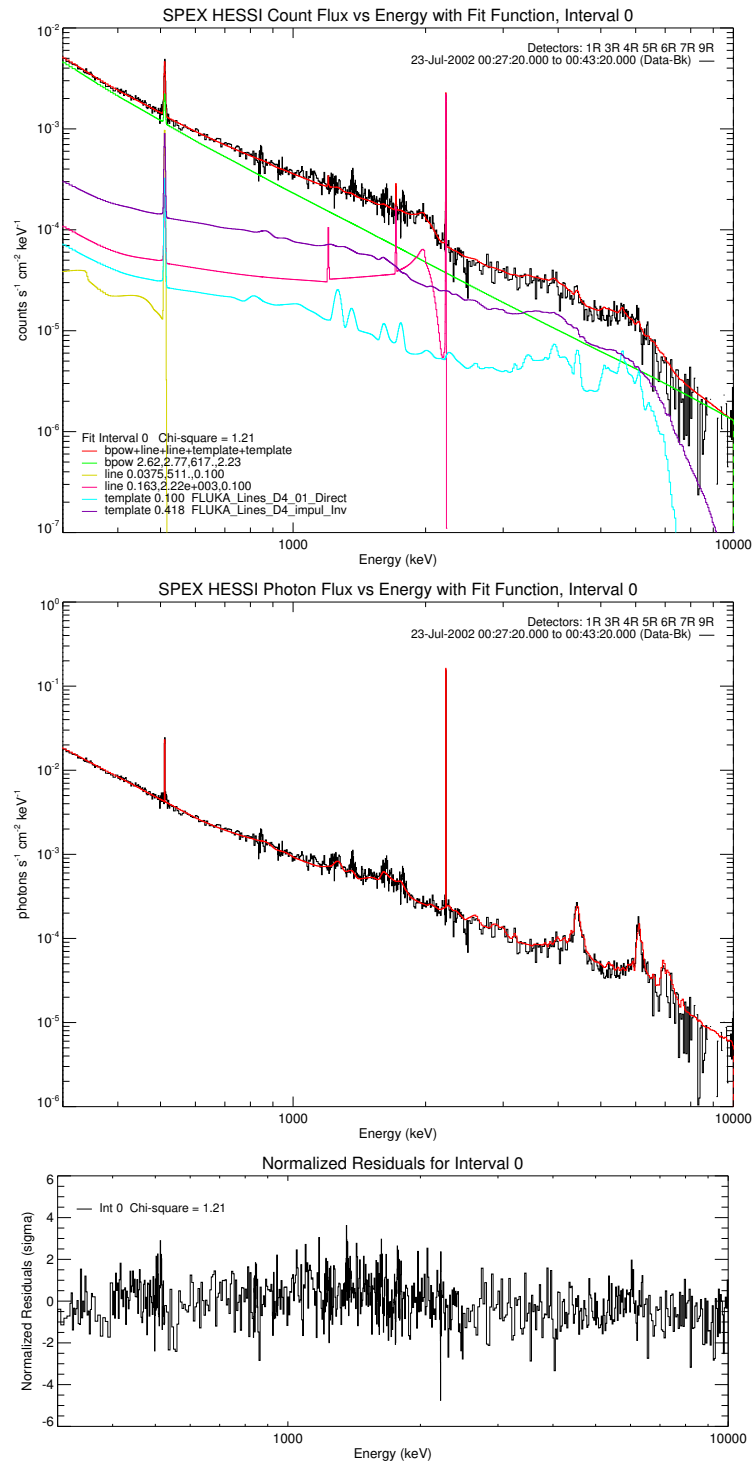


Figura 41: Ajuste do espectro RHESSI com *background* subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 23 de julho de 2002, acumulado entre 00:27:20 e 00:43:20 UT, obtido com os *templates* FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Pannel superior: espectro de contagens; Pannel central: espectro de fótons; Pannel inferior: resíduos normalizados.

Nas Tabelas 7 e 8 são mostrados os parâmetros dos melhores ajustes do espectro obtidos respectivamente com os *templates* RMK e FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear (os parâmetros livres são acompanhados das respectivas incertezas).

Tabela 7: Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 23 de julho de 2002 obtido com os *templates* RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear.

Parâmetro	Valor
normalização da função <i>bpow</i> em 300 keV	$2,55 \pm 0,02 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
índice espectral $\delta_e^{low}$ da função <i>bpow</i>	$-2,77$
energia de quebra $E_{break}$ da função <i>bpow</i>	617 keV
índice espectral $\delta_e^{high}$ da função <i>bpow</i>	$-2,23$
intensidade integrada da linha em 511 keV	$0,0422 \pm 0,0084 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
intensidade integrada da linha em 2,223 MeV	$0,157 \pm 0,004 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> RMK - reações diretas	$0,158 \pm 0,019 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> RMK - reações inversas	$0,435 \pm 0,026 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$\chi^2 = 1,11$	

Tabela 8: Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 23 de julho de 2002 obtido com os *templates* FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear.

Parâmetro	Valor
normalização da função <i>bpow</i> em 300 keV	$2,62 \pm 0,02 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
índice espectral $\delta_e^{low}$ da função <i>bpow</i>	$-2,77$
energia de quebra $E_{break}$ da função <i>bpow</i>	617 keV
índice espectral $\delta_e^{high}$ da função <i>bpow</i>	$-2,23$
intensidade integrada da linha em 511 keV	$0,0375 \pm 0,0083 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
intensidade integrada da linha em 2,223 MeV	$0,163 \pm 0,004 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> FLUKA - reações diretas	$0,100 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> FLUKA - reações inversas	$0,418 \pm 0,011 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$\chi^2 = 1,21$	

Na Figura 42 é mostrado o ajuste do espectro RHESSI para explosão solar de 23 de julho de 2002 obtido com os *templates* FLUKA para as componentes devido às reações diretas e inversas do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ , combinados com a função-padrão *bpow* do OSPEX para a componente devido ao *bremmsstrahlung* de elétrons primários. Analogamente aos ajustes anteriores, o resultado apresentado corresponde ao melhor ajuste obtido com os *templates* FLUKA para feixes de íons primários acelerados com distribuição de energia do tipo lei de potência de índice espectral  $\delta = 4$  e composição para explosão impulsiva com razão  $\alpha/\text{próton} = 0,1$ .

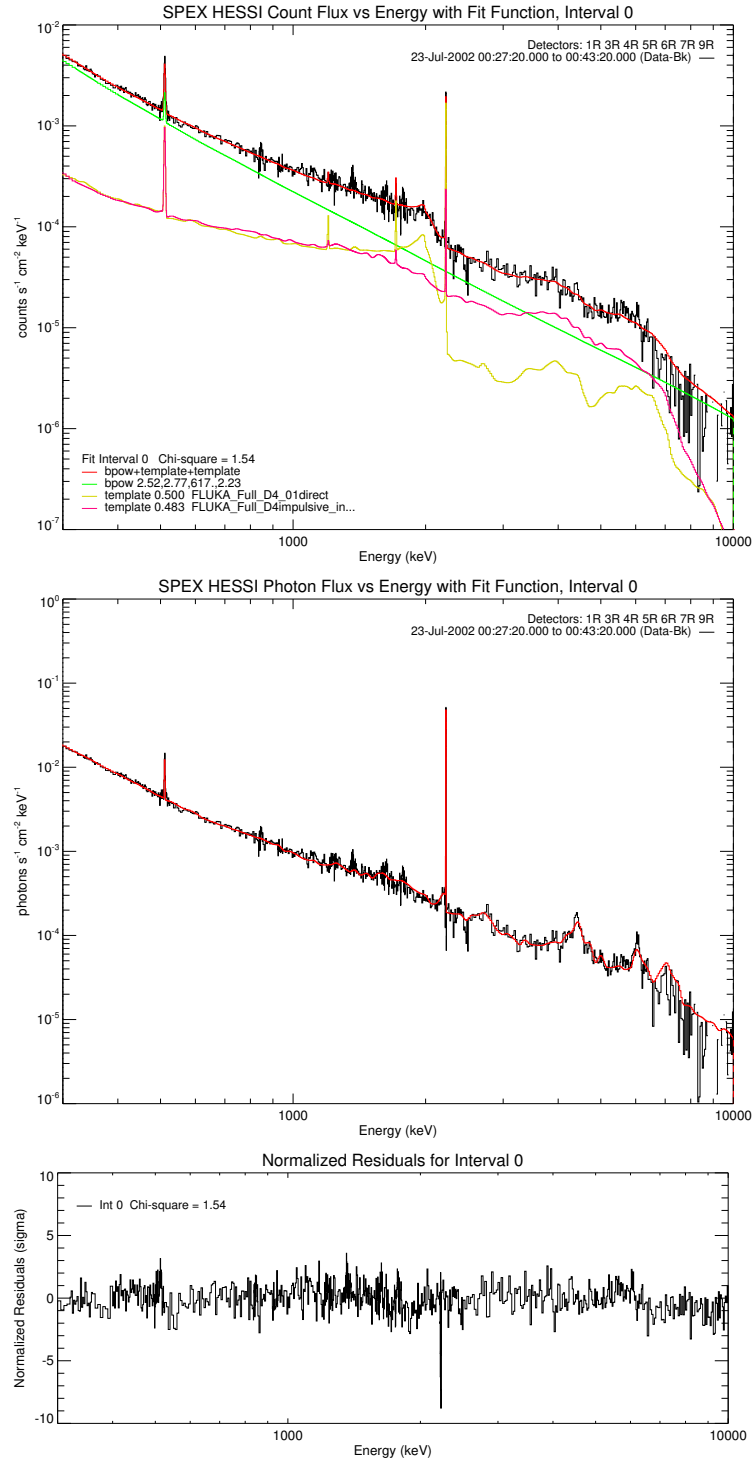


Figura 42: Ajuste do espectro RHESSI com *background* subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 23 de julho de 2002, acumulado entre 00:27:20 e 00:43:20 UT, obtido com os *templates* FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . Pannel superior: espectro de contagens; Pannel central: espectro de fótons; Pannel inferior: resíduos normalizados.

Na Tabela 9 são mostrados os parâmetros do melhor ajuste do espectro obtido com os *templates* FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$  (os parâmetros livres são acompanhados das respectivas incertezas).

Tabela 9: Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 23 de julho de 2002 obtido com os *templates* FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ .

Parâmetro	Valor
normalização da função <i>bpow</i> em 300 keV	$2,52 \pm 0,02 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
índice espectral $\delta_e^{low}$ da função <i>bpow</i>	$-2,77$
energia de quebra $E_{break}$ da função <i>bpow</i>	617 keV
índice espectral $\delta_e^{high}$ da função <i>bpow</i>	$-2,23$
normalização do <i>template</i> FLUKA - reações diretas	$0,500 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> FLUKA - reações inversas	$0,483 \pm 0,013 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$\chi^2 = 1,54$	

Os resultados descritos acima mostram que os *templates* construídos a partir das simulações realizadas com o FLUKA para o espectro de emissão de linhas de desexcitação nuclear e para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$  fornecem ajustes bastante razoáveis do espectro RHESSI da explosão solar de 23 de julho de 2002, em comparação com os ajustes obtidos com os *templates* construídos a partir de cálculos com o código RMK. Conforme esperado da análise dos espectros apresentada no Capítulo 5, os ajustes obtidos com os *templates* RMK e FLUKA são particularmente semelhantes para as estruturas correspondentes às linhas produzidas pela desexcitação do  $^{12}\text{C}$  e do  $^{16}\text{O}$ . Os ajustes para as estruturas correspondentes às linhas no intervalo de  $\sim 1$  a 2 MeV, por outro lado, apresentam diferenças significativas devido às flutuações estatísticas e à menor resolução dos *bins* de energia dos espectros obtidos nas simulações com o FLUKA.

Notamos também que o ajuste da estrutura correspondente à linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV apresenta grandes desvios nos *bins* de energia adjacentes ao pico, tanto no caso do ajuste com os *templates* RMK como no caso dos ajustes com os *templates* FLUKA. Esses desvios ocorrem devido a diferenças entre o perfil dos dados da linha de captura de nêutrons considerados na análise e os perfis obtidos nos ajustes (após a convolução com a matriz de resposta dos detectores), conforme mostrado na Figura (43).

A linha de captura de nêutrons é muito estreita, tendo largura intrínseca menor que  $\sim 0.1$  keV (LIN et al., 2003). Ajustando o espectro da linha de captura de nêutrons observada pelo RHESSI na explosão solar de 23 de Julho de 2002, Murphy et al. (2003) obtiveram uma largura FWHM de  $\sim 5$  keV, semelhante à largura dos dados considerados

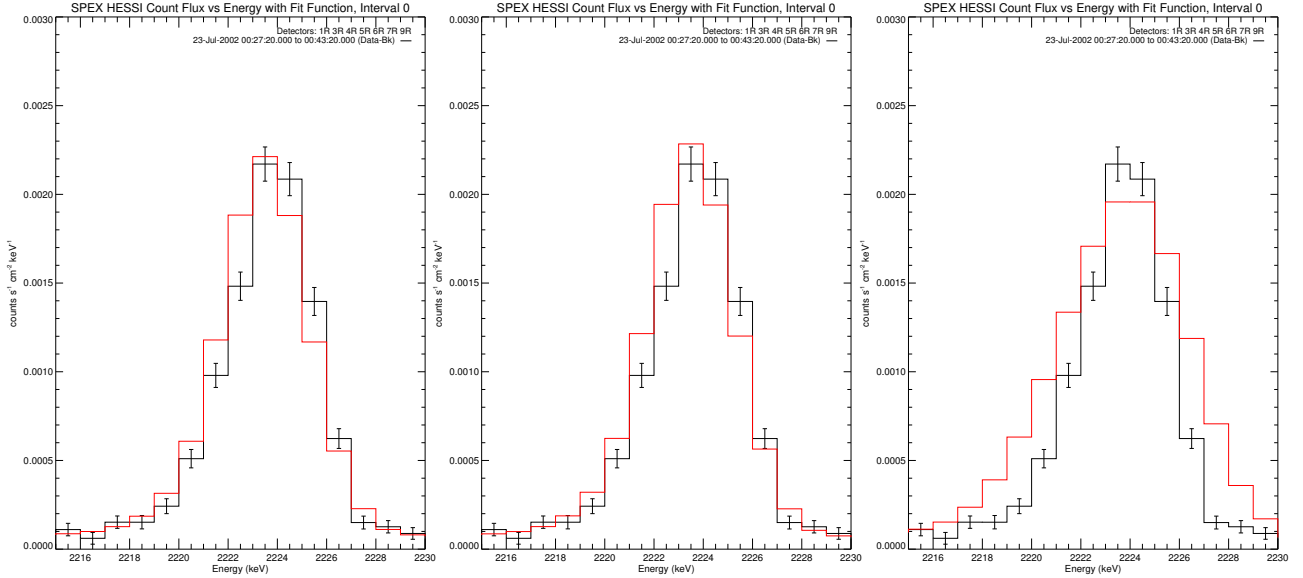


Figura 43: Ajuste da linha de captura de nêutrons do espectro RHESSI com para a explosão solar de 23 de julho de 2002. Painele esquerda: *templates* RMK; Painele central: *templates* FLUKA para as linhas de desexcitação nuclear; Painele a direita: *templates* FLUKA para o espectro completo.

em nossa análise. Nos ajustes realizados com os *templates* RMK e FLUKA para as linhas de desexcitação nuclear, utilizamos uma função gaussiana para a componente da linha de captura de nêutrons com largura intrínseca fixa de 0,1 keV. Embora as larguras da linha de captura de nêutrons obtidas nesses ajustes sejam semelhantes à largura dos dados, os perfis apresentam ligeiras diferenças que resultam, assim, nos desvios observados.

Conforme descrito anteriormente, nos ajustes com os *templates* FLUKA para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$  não é necessário utilizar a função gaussiana, uma vez que a linha captura de nêutrons já é contemplada. Visando melhorar a resolução dos *templates* FLUKA para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$  com relação às componentes devido às linhas de aniquilação de pósitrons e captura de nêutrons, subdividimos os *bins* dos espectros obtidos nas simulações com o FLUKA que contêm as energias correspondentes aos centros dessas linhas. Para a linha de aniquilação, inserimos um *bin* centrado em 511 keV com largura de 1 keV e dois *bins* adjacentes. Para a linha de captura, inserimos um *bin* centrado em 2,223 MeV com largura de 3 keV e dois *bins* adjacentes. O número total de fótons em cada *bin* original é redistribuído entre os *bins* do grupo correspondente, colocando-se uma porcentagem maior no *bin* central ( $> 70\%$  para a linha de aniquilação e  $> 90\%$  para a linha de captura). Assim, a largura intrínseca da linha é de 3 keV, correspondente à largura do *bin* de energia dos *templates* centrado em 2,223 MeV. Nesse caso, a largura da linha de captura de nêutrons obtida no ajuste é de  $\sim 7$  keV, ligeiramente maior que a dos dados, resultando portanto em desvios maiores.

## 6.2 Explosão solar de 12 de junho de 2010

A explosão solar de 12 de junho de 2010 (SOL2010-06-12T00:57), classificada pelo GOES como M2, foi observada pelos dois instrumentos do satélite FERMI, o Gamma-ray Burst Monitor (GBM) e o Large Area Telescope (LAT), na região ativa NOAA 11081 com coordenadas heliográficas N23W43 (ACKERMANN et al., 2012). Em nossa análise desse evento utilizamos os dados CSPEC (Continuous Spectroscopy) do detector GBM-BGO (bismuth germanate) (MEEGAN et al., 2009) e os dados LLE (LAT Low Energy) do LAT (PELASSA et al., 2010).

Para analisar conjuntamente os espectros GBM e LAT para esse evento com o OSPEX, utilizamos um procedimento iterativo:

(i) O espectro GBM com *background* subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV, acumulado de 00:55:40 a 00:58:50 UT, é ajustado utilizando-se os *templates* FLUKA ou RMK em combinação com funções-padrão do OSPEX para as demais componentes espectrais: função lei de potência (*1pow*) e função lei de potência multiplicada por uma exponencial (*1pow-exp*) para a componente devido ao *bremsstrahlung*, funções gaussianas para as componentes devido às linhas de aniquilação de pósitrons e captura de nêutrons e o *template* para a componente devido ao decaimento de píons. No caso dos ajustes realizados com os *templates* FLUKA para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$  são utilizadas apenas as funções *1pow* e *1pow-exp* para a componente devido ao *bremsstrahlung*, uma vez que as demais componentes espectrais já são contempladas. O ajuste é implementado mantendo-se fixos o parâmetro da função *1pow* correspondente ao índice espectral,  $\delta_e^{1pow}$ , e os parâmetros da função *1pow-exp* correspondentes à normalização em 300 keV, ao índice espectral,  $\delta_e^{exp}$ , à normalização da exponencial e à pseudo-temperatura,  $T_e^{exp}$ ;

(ii) Em seguida, o espectro LAT no intervalo de 30 a 300 MeV, acumulado no mesmo intervalo de tempo que o espectro GBM, é ajustado utilizando-se as mesmas componentes espectrais consideradas no ajuste do espectro GBM, mas mantendo-se fixos os parâmetros de normalização das funções *1pow* e *1pow-exp* para a componente devido ao *bremsstrahlung*. No caso dos ajustes realizados com os *templates* FLUKA ou RMK para as componentes devido às linhas de desexcitação nuclear, o espectro LAT é ajustado apenas com as funções *1pow* e *1pow-exp* para a componente devido ao *bremsstrahlung* e o *template* para a componente devido ao decaimento de píons, uma vez que as demais componentes estendem-se apenas até energias de 10 MeV;

(iii) O espectro GBM é ajustado novamente, agora mantendo-se fixos os parâmetros de normalização dos *templates* FLUKA ou RMK e do *template* para a componente devido ao decaimento de píons (nos casos em que este é utilizado);

(iv) O procedimento é repetido iterativamente até que seja obtido o melhor ajuste conjunto dos espectros GBM e LAT.



Nas Figuras 44 e 45 são mostrados os melhores ajustes dos espectros GBM e LAT obtidos com os *templates* RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear que fornecem o menor  $\chi^2$  ( $\delta = 4$ ; composição para explosão impulsiva com  $\alpha/\text{próton}=0.1$ ).

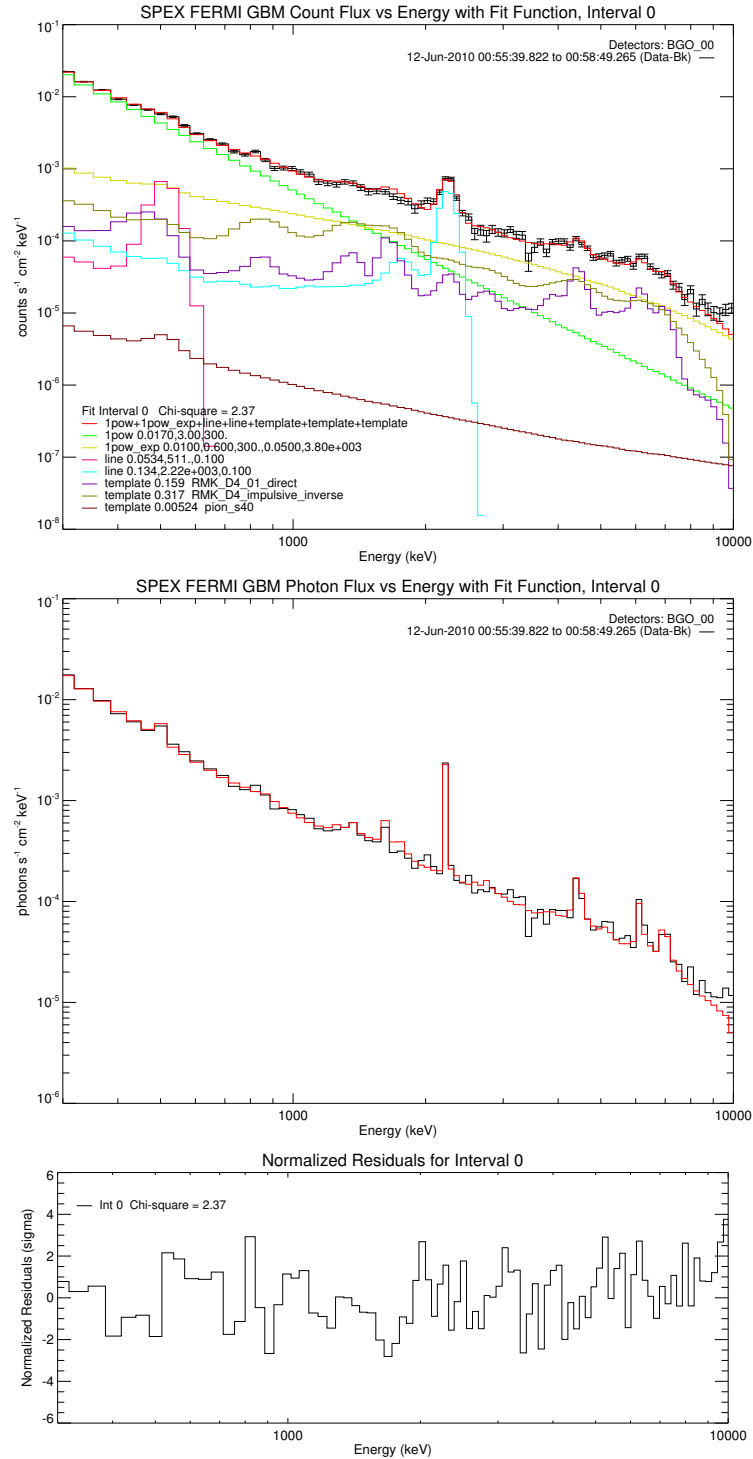


Figura 44: Ajuste do espectro GBM com *background* subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os *templates* RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Painele superior: espectro de contagens; Painele central: espectro de fótons; Painele inferior: resíduos normalizados.

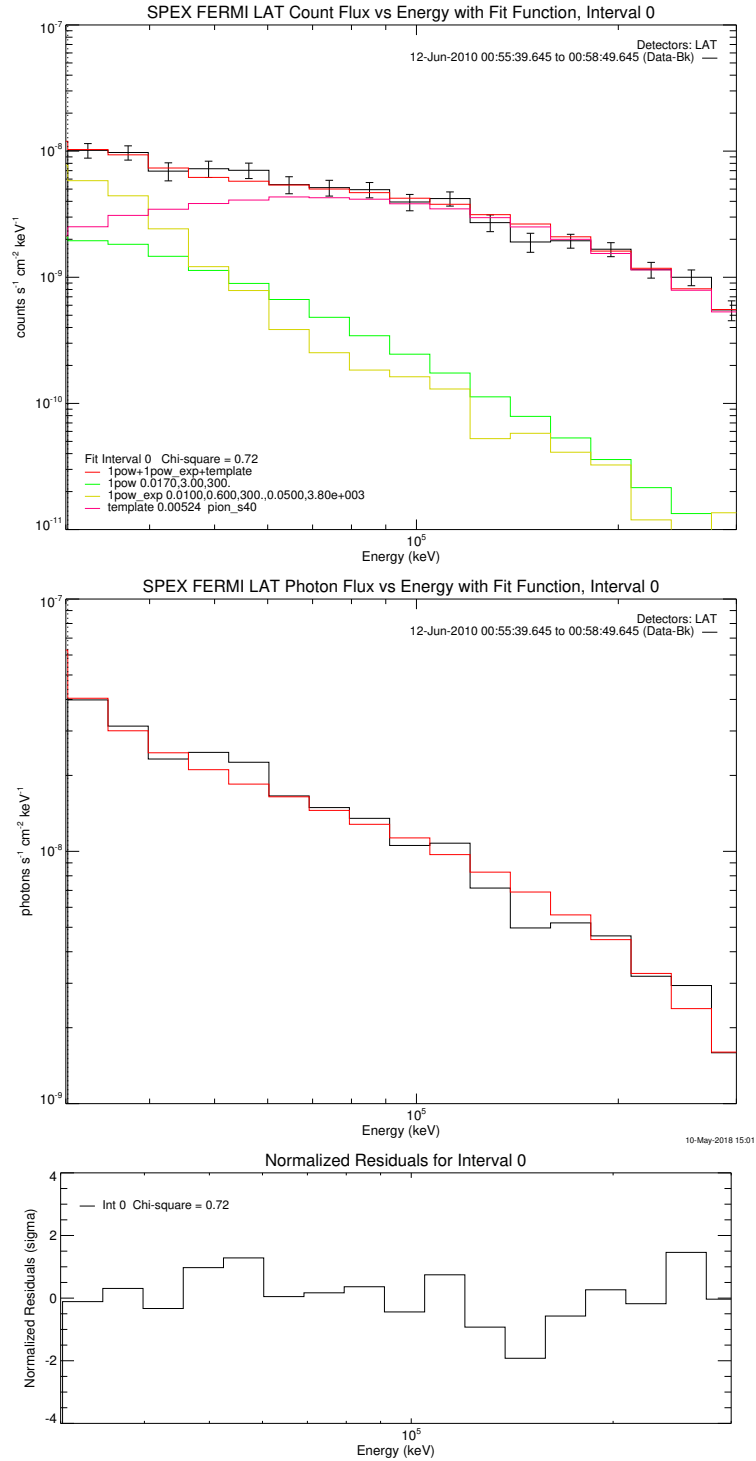


Figura 45: Ajuste do espectro LAT com *background* subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os *templates* RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Paineil superior: espectro de contagens; Paineil central: espectro de fótons; Paineil inferior: resíduos normalizados.

Na Figura 46 é mostrado o resultado para o melhor ajuste do espectro de fótons combinado GBM/LAT, obtido com os parâmetros mostrados na Tabela 10.

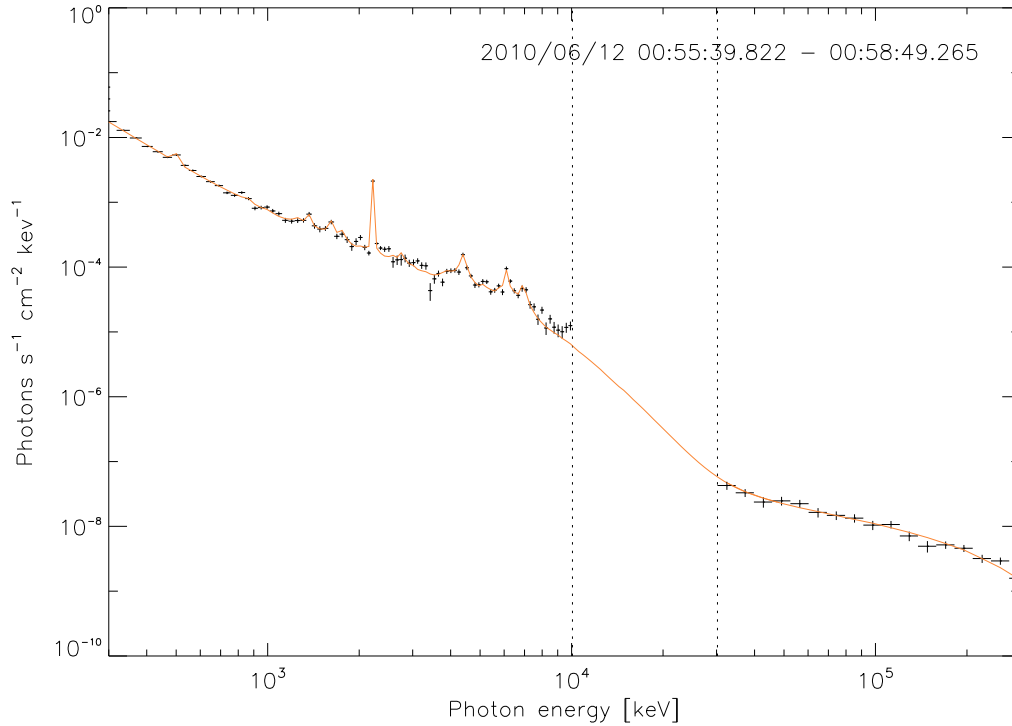


Figura 46: Espectro de fótons GBM/LAT da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os *templates* RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear.

Tabela 10: Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os *templates* RMK para as componentes de linhas de desexcitação nuclear.

Parâmetro	Valor
normalização da função $1pow$ em 300 keV	$0,0170 \pm 0,0003 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
índice espectral $\delta_e^{1pow}$ da função $1pow$	$-3,00 \pm 0,03$
normalização da função $1pow-exp$ em 300 keV	$0,01 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
índice espectral $\delta_e^{exp}$ da função $1pow-exp$	$-0,600$
normalização da exponencial da função $1pow-exp$	$0,05 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
pseudo distribuição térmica $T_e^{exp}$ da função $1pow-exp$	3800 K
intensidade integrada da linha em 0,511 MeV	$0,0534 \pm 0,0114 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
intensidade integrada da linha em 2,223 MeV	$0,134 \pm 0,007 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> RMK - reações diretas	$0,159 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> RMK - reações inversas	$0,317 \pm 0,039 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> de pions ( $\delta = 4$ )	$0,00524 \pm 0,00023 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

$$\chi^2(GBM) = 2,37; \chi^2(LAT) = 0,72$$

Nas Figuras 47 e 48 são mostrados os melhores ajustes dos espectros GBM e LAT obtidos com os *templates* FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear ( $\delta = 4$ ; composição para explosão impulsiva com  $\alpha/\text{próton}=0.1$ ).

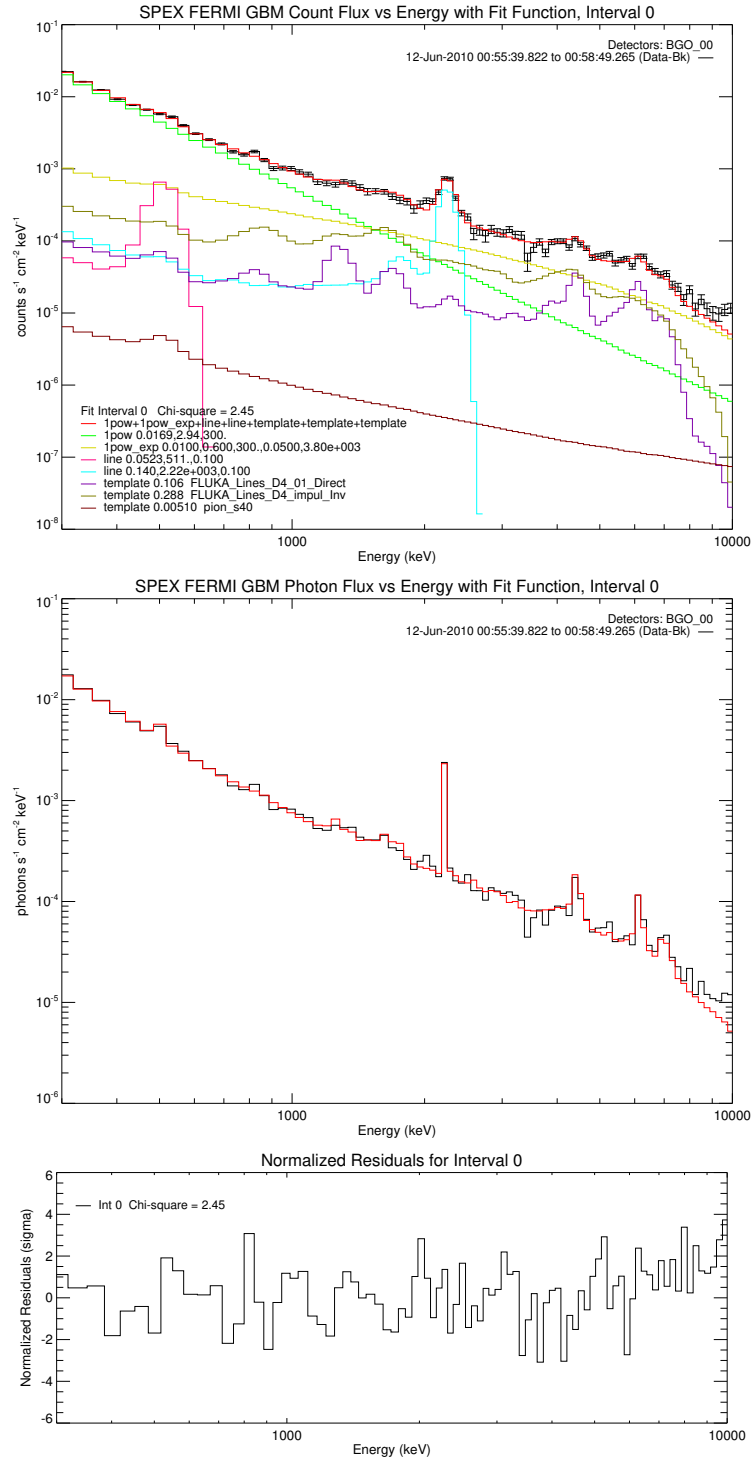


Figura 47: Ajuste do espectro GBM com *background* subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os *templates* FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Paineis superior: espectro de contagens; Paineis central: espectro de fótons; Paineis inferior: resíduos normalizados.

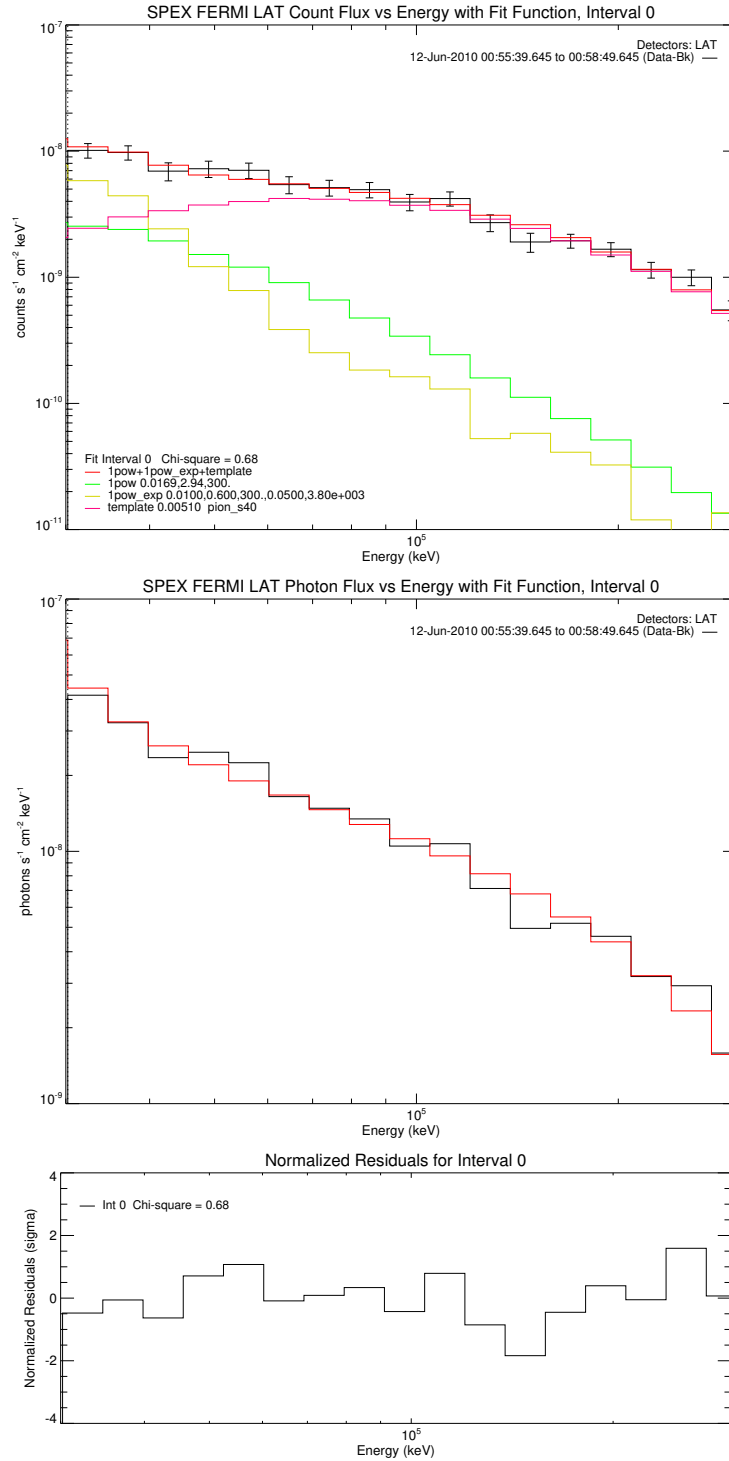


Figura 48: Ajuste do espectro LAT com *background* subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os *templates* FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear. Pannel superior: espectro de contagens; Pannel central: espectro de fótons; Pannel inferior: resíduos normalizados.

Na Figura 49 é mostrado o resultado para o melhor ajuste do espectro de fótons combinado GBM/LAT, obtido com os parâmetros mostrados na Tabela 11.

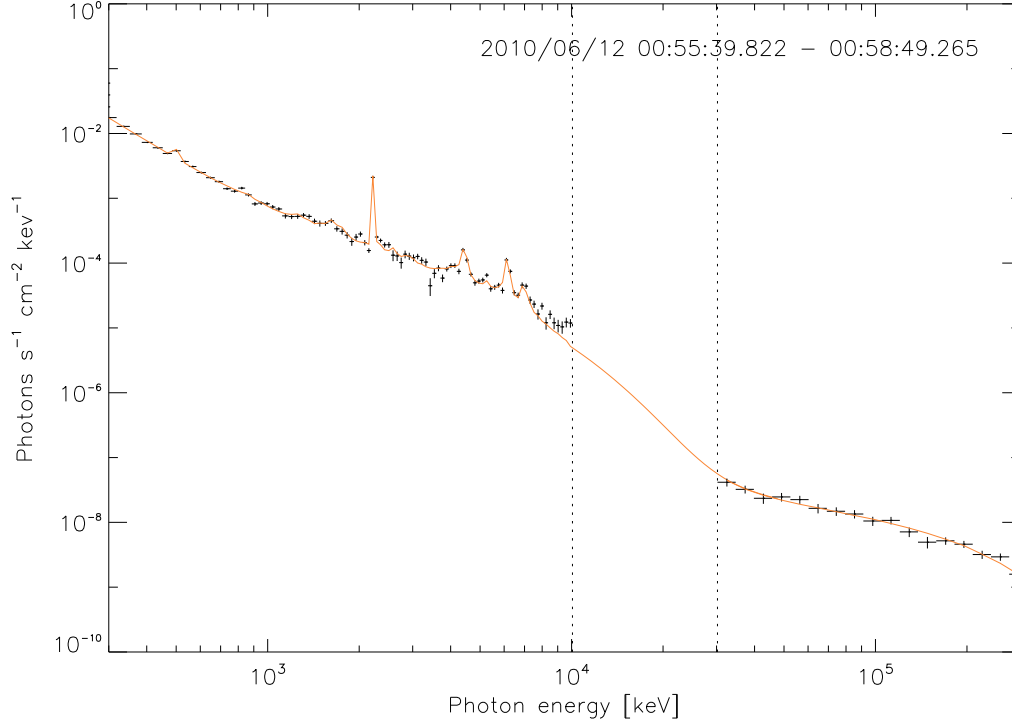


Figura 49: Espectro de fótons GBM/LAT da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os *templates* FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear.

Tabela 11: Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os *templates* FLUKA para as componentes de linhas de desexcitação nuclear.

Parâmetro	Valor
normalização da função $1pow$ em 300 keV	$0,0169 \pm 0,0003 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
índice espectral $\delta_e^{1pow}$ da função $1pow$	$-2,94 \pm 0,03$
normalização da função $1pow-exp$ em 300 keV	$0,01 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
índice espectral $\delta_e^{exp}$ da função $1pow-exp$	$-0,600$
normalização da exponencial da função $1pow-exp$	$0,05 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
pseudo distribuição térmica $T_e^{exp}$ da função $1pow-exp$	3800 K
intensidade integrada da linha em 0,511 MeV	$0,0523 \pm 0,0110 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
intensidade integrada da linha em 2,223 MeV	$0,140 \pm 0,007 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> FLUKA - reações diretas	$0,106 \pm 0,014 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> FLUKA - reações inversas	$0,288 \pm 0,029 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> e pions ( $\delta = 4$ )	$0,00510 \pm 0,00023 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

---

$\chi^2(GBM) = 2,45; \chi^2(LAT) = 0,68$

Nas Figuras 50 e 51 são mostrados os melhores ajustes dos espectros GBM e LAT obtidos com os *templates* FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$  ( $\delta = 4$ ; composição para explosão impulsiva com razão  $\alpha/\text{próton}=0.1$ ).

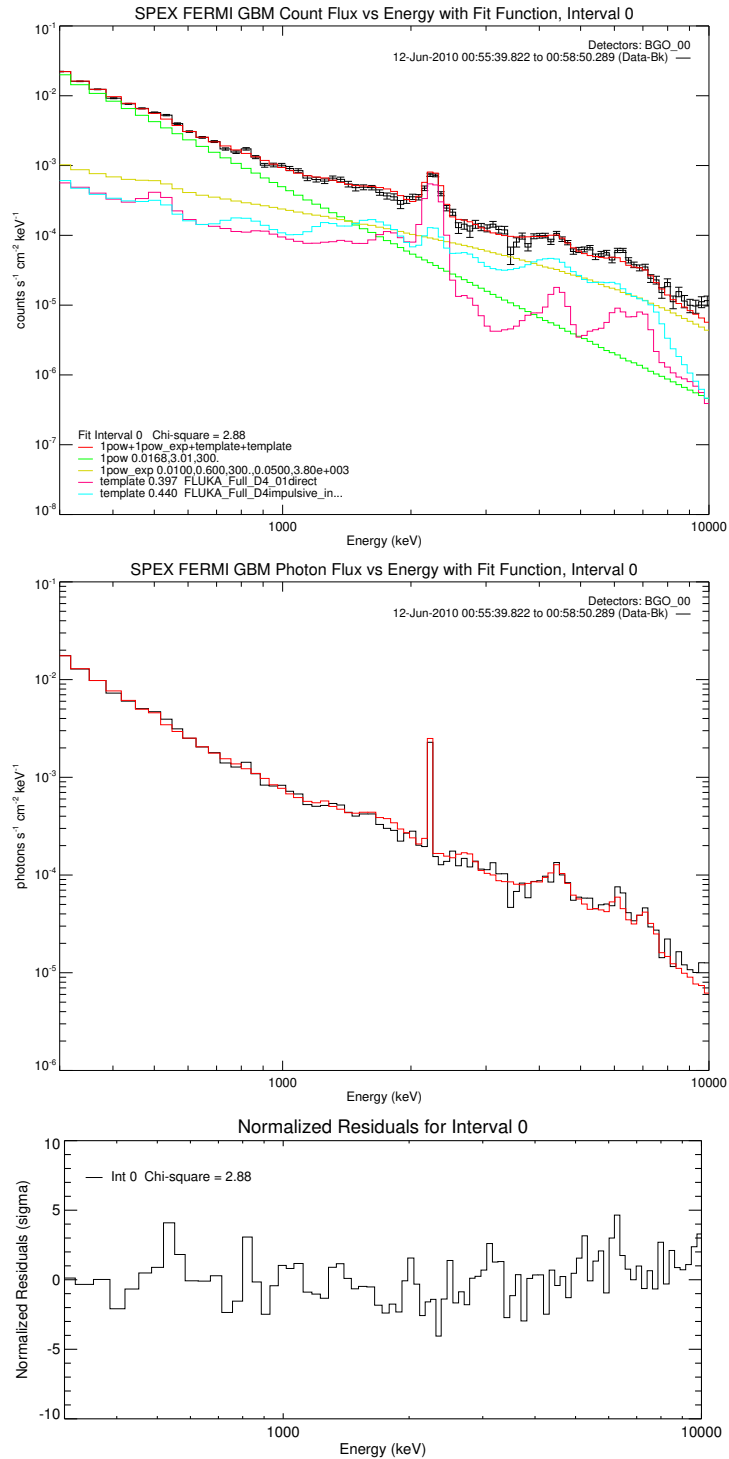


Figura 50: Ajuste do espectro GBM com *background* subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os *templates* FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . Painel superior: espectro de contagens; Painel central: espectro de fótons; Painel inferior: resíduos normalizados.

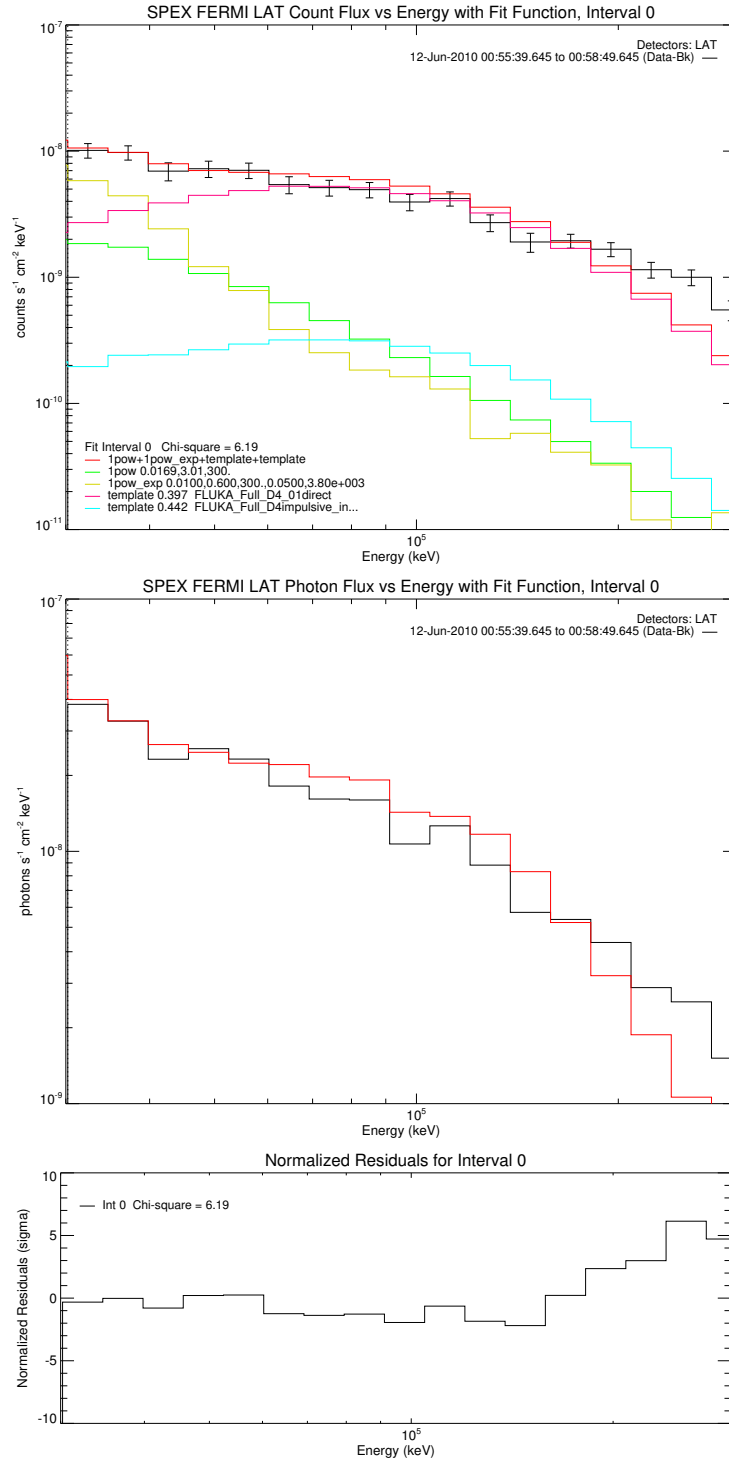


Figura 51: Ajuste do espectro LAT com *background* subtraído no intervalo de 300 keV a 10 MeV para a explosão solar de 12 de junho de 2010, acumulado entre 00:55:40 e 00:58:50 UT, obtido com os *templates* FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . Pannel superior: espectro de contagens; Pannel central: espectro de fótons; Pannel inferior: resíduos normalizados.



Na Figura 52 é mostrado o resultado para o melhor ajuste do espectro de fótons combinado GBM/LAT, obtido com os parâmetros mostrados na Tabela 12.

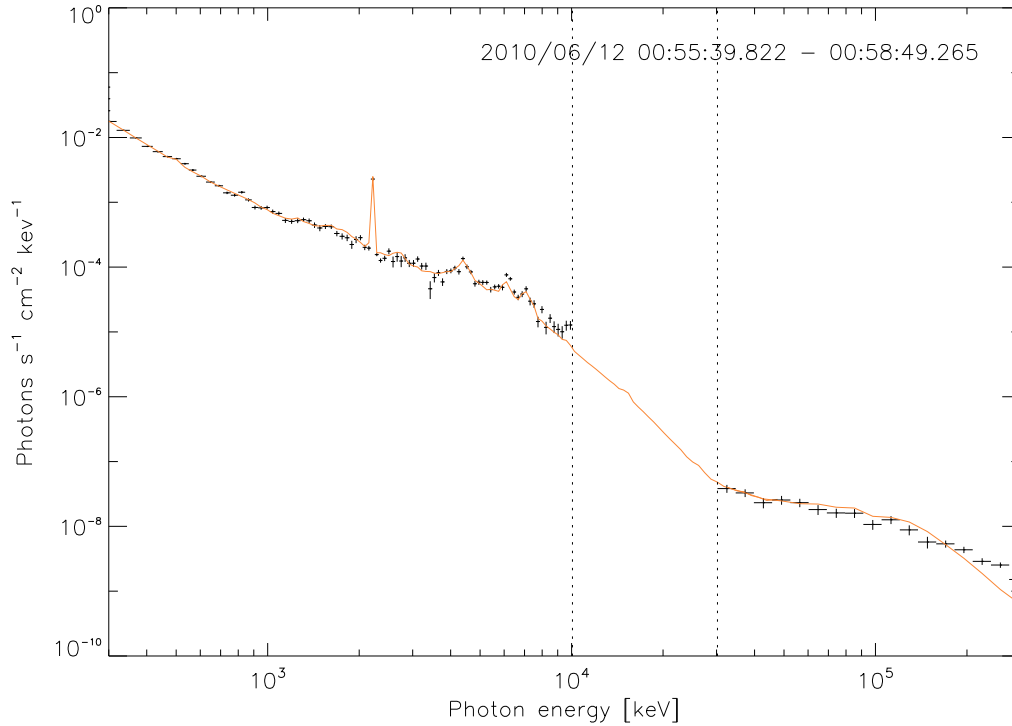


Figura 52: Espectro de fótons GBM/LAT da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os *templates* FLUKA para as componentes do espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ .

Tabela 12: Parâmetros do melhor ajuste do espectro da explosão solar de 12 de junho de 2010 obtido com os *templates* FLUKA para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ .

Parâmetro	Valor
normalização da função $1pow$ em 300 keV	$0,0168 \pm 0,0003 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
índice espectral $\delta_e^{1pow}$ da função $1pow$	$-3,01 \pm 0,03$
normalização da função $1pow-exp$ em 300 keV	$0,01 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
índice espectral $\delta_e^{exp}$ da função $1pow-exp$	$-0,600$
normalização da função $1pow-exp$	$0,05 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ s}^{-1}$
pseudo distribuição térmica $T_e^{exp}$ da função $1pow-exp$	3800 K
normalização do <i>template</i> FLUKA - reações diretas	$0,397 \pm 0,018 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
normalização do <i>template</i> FLUKA - reações inversas	$0,440 \pm 0,018 \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$\chi^2(GBM) = 2,88; \chi^2(LAT) = 6,19$	

Os resultados descritos acima mostram que os *templates* construídos a partir das simulações realizadas com o FLUKA também fornecem ajustes bastante razoáveis para o espectro combinado GBM/LAT da explosão solar de 12 de junho de 2010.

Analogamente ao que foi observado na análise do espectro RHESSI da explosão solar de 23 de julho de 2002, os ajustes do espectro GBM da explosão solar de 12 de junho de 2010 no intervalo de energias de 300 keV a 10 MeV obtidos com os *templates* RMK e FLUKA para as componentes devido às linhas de desexcitação nuclear são bastante semelhantes com relação às estruturas correspondentes às linhas do  $^{12}\text{C}$  e do  $^{16}\text{O}$ . Com relação às estruturas correspondentes às linhas no intervalo de  $\sim 1$  a 2 MeV, notamos apenas ligeiras diferenças entre os ajustes obtidos com os *templates* RMK e FLUKA. Isso ocorre devido ao fato de que as linhas de desexcitação nuclear nesse intervalo observadas no espectro GBM são bastante largas, de modo que os ajustes são menos sensíveis às flutuações estatísticas e à menor resolução dos *bins* de energia dos espectros obtidos nas simulações com o FLUKA. Da mesma forma, a largura dos dados da linha de captura observada no espectro GBM é maior, de modo que o ajuste obtido apresenta desvios menores. É importante notar que a componente devido ao decaimento de píons não contribui significativamente para o espectro GBM no intervalo de 300 keV a 10 MeV considerado no ajuste (os fluxos correspondentes são  $\sim 2$  a 3 ordens de grandeza menores que os observados para o evento).

O resultado obtido para o ajuste do espectro LAT do evento no intervalo de energias de 30 a 300 MeV é muito bom. Conforme podemos observar na Figura 45, no intervalo de 30 a 60 MeV o ajuste do espectro LAT apresenta contribuições significativas tanto das componentes devido ao *bremsstrahlung* de elétrons primários quanto da componente devido ao decaimento de píons, enquanto no intervalo de 60 a 300 MeV o ajuste é dominado pela componente devido ao decaimento de píons. Dessa forma, como a componente devido ao decaimento de píons praticamente não contribui para o espectro GBM no intervalo de 300 keV a 10 MeV, o procedimento iterativo converge rapidamente, sendo necessárias apenas duas iterações para obter o melhor ajuste do espectro combinado GBM/LAT.

O resultado obtido para o ajuste do espectro GBM no intervalo de energias de 300 keV a 10 MeV com os *templates* FLUKA para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$  é semelhante ao obtido com os *templates* RMK e FLUKA para as componentes devido às linhas de desexcitação nuclear. Embora o *template* FLUKA para a componente devido às reações diretas não apresente estruturas bem definidas para as linhas de desexcitação nuclear estreitas no intervalo de  $\sim 1$  a 2 MeV, o ajuste não é comprometido, uma vez que as linhas nesse intervalo observadas no espectro GBM são bastante largas. Conforme podemos observar na Figura 50, a normalização da componente devido às reações diretas é determinada principalmente pelo ajuste da estrutura correspondente à linha de captura de nêutrons, enquanto a normalização da componente devido às reações inversas é definida pelo ajuste das estruturas correspondentes às linhas de desexcitação do  $^{12}\text{C}$  e do  $^{16}\text{O}$ .

O resultado obtido para o ajuste do espectro LAT no intervalo de energias de 30 a 300 MeV com os *templates* FLUKA para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$  é apenas satisfatório. Conforme podemos observar na Figura 51, o ajuste é dominado pela componente devido às reações diretas. Para energias abaixo de  $\sim 200$  MeV o ajuste obtido é muito bom. Para energias acima de  $\sim 200$  MeV, no entanto, a componente devido às reações diretas apresenta uma atenuação maior do que a observada nos dados, resultando em desvios mais significativos que comprometem a qualidade do ajuste. Como as componentes devido às reações diretas e inversas são fortemente vinculadas ao ajuste do espectro GBM no intervalo de energias de 300 keV a 10 MeV, são necessárias apenas duas iterações para obter o melhor ajuste do espectro combinado GBM/LAT.

## 7 Conclusões

Neste trabalho investigamos os processos nucleares de alta energia que ocorrem em explosões solares utilizando o pacote Monte Carlo FLUKA, visando sua validação como ferramenta efetiva para a modelagem de processos nucleares no contexto da Física Solar. Conforme descrito por seus autores (FERRARI et al., 2011), o FLUKA não é um *toolkit*: o pacote foi desenvolvido utilizando-se uma abordagem baseada em modelos microscópicos totalmente integrados que fornece uma descrição unificada e consistente de todos os processos físicos relevantes para uma determinada situação com o mesmo grau de precisão.

Primeiramente, realizamos simulações considerando modelos simples em que feixes de prótons primários acelerados precipitam na região cromosférica/fotosférica de uma atmosfera solar ambiente composta apenas por H,  $^4\text{He}$ , C, N e O, com abundâncias relativas dadas pelo modelo de Asplund et al. (2009). Dois modelos distintos para a atmosfera solar ambiente foram utilizados: assumindo uma atmosfera com densidade uniforme na região cromosférica/fotosférica e densidade nula (vácuo) na região coronal (Modelo Uniforme); assumindo uma atmosfera com um perfil de densidade dependente da altura para as duas regiões (Modelo Exponencial). Considerando o Modelo Uniforme, comparamos os resultados obtidos para um alvo espesso e um alvo fino, para um feixe de prótons primários colimado e um feixe com distribuição angular semi-isotrópica e para um feixe de prótons primários monoenergéticos e um feixe com distribuição de energia do tipo lei de potência. No caso do feixe com distribuição de energia do tipo lei de potência analisamos o comportamento dos espectros de fótons com relação ao índice espectral e à energia máxima dos prótons primários. Também analisamos o comportamento dos espectros de fótons com relação a processos eletromagnéticos e de decaimento de píons. Comparando os espectros de fótons obtidos nas simulações com o Modelo Uniforme e o Modelo Exponencial observamos, conforme esperado, que em um cenário de alvo espesso os processos de emissão relevantes dependem essencialmente da profundidade de coluna e não dos detalhes da estrutura vertical da atmosfera ambiente.

Em seguida, realizamos simulações com um modelo mais realístico para a atmosfera solar ambiente, o qual denominamos Modelo Semi-Empírico. Nesse modelo consideramos feixes de íons primários acelerados (prótons, partículas- $\alpha$  e núcleos mais pesados) com composições

para explosão gradual e impulsiva, que precipitam na região cromosférica/fotosférica de uma atmosfera solar típica composta por H,  $^4\text{He}$ , C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ca e Fe, com abundâncias relativas dadas pelo modelo de Asplund et al. (2009) e perfil de densidade vertical baseado no modelo VAL-C (VERNAZZA; AVRETT; LOESER, 1981). Considerando esse modelo, realizamos simulações para o espectro de emissão linhas de desexcitação nuclear e para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . Os resultados obtidos para os espectros de emissão de linhas de desexcitação nuclear mostram que o FLUKA é capaz de reproduzir satisfatoriamente os espectros calculados com o código RMK (MURPHY et al., 2009), atualmente a principal ferramenta para a análise de espectros de raios- $\gamma$  observados em explosões solares. Os resultados obtidos para os espectros completos de emissão de raios- $\gamma$ , por sua vez, mostram que o FLUKA é capaz de gerar auto-consistentemente todas as estruturas típicas dos espectros de raios- $\gamma$  observados em explosões solares (linhas de desexcitação nuclear, linha de aniquilação de pósitrons em 511 keV, linha de captura de nêutrons em 2,223 MeV e contínuo devido ao decaimento de píons) a partir da mesma distribuição de íons primários acelerados.

A partir dos resultados obtidos nas simulações realizadas com o Modelo Semi-Empírico, construímos *templates* para o espectro de emissão de linhas de desexcitação nuclear e para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$ . Esses *templates* foram incorporados ao programa OSPEX e utilizados para ajustar os espectros de raios- $\gamma$  das explosões solares de 23 de julho de 2002, observada pelo RHESSI, e de 12 de junho de 2010, observada pelos dois instrumentos do satélite FERMI, o GBM e o LAT.

No caso do evento de 23 de julho de 2002, obtivemos o melhor ajuste do espectro RHESSI com *background* subtraído no intervalo de energias de 300 keV a 10 MeV (acumulado entre 00:27:20 e 00:43:20 UT). No caso do evento de 12 de junho de 2010, obtivemos o melhor ajuste do espectro GBM com *background* subtraído no intervalo de energias de 300 keV a 10 MeV (acumulado de 00:55:40 a 00:58:50 UT) em combinação com o espectro LAT no intervalo de 30 a 300 MeV (acumulado no mesmo intervalo de tempo), utilizando um procedimento iterativo. Os resultados obtidos mostram que os *templates* FLUKA fornecem ajustes estatisticamente razoáveis para o espectro RHESSI da explosão solar de 23 de julho de 2002 e para o espectro combinado GBM/LAT da explosão solar de 12 de junho de 2010, semelhantes aos ajustes obtidos com *templates* construídos a partir de espectros de emissão de linhas de desexcitação nuclear calculados com o código desenvolvido por Murphy et al. (2009).

Até onde sabemos, os ajustes realizados com os templates FLUKA para o espectro completo de emissão de raios- $\gamma$  podem ser considerados como a primeira tentativa de utilizar um único código para implementar um tratamento auto-consistente das várias componentes espectrais na faixa de energia de  $\sim 100$ 's keV a  $\sim 100$ 's MeV.

Em trabalhos futuros, pretendemos realizar simulações de processos nucleares com o FLUKA visando analisar detalhadamente os efeitos do transporte de fótons através da atmosfera solar ambiente sobre o espectro de raios- $\gamma$  em explosões solares. Também pretendemos desenvolver um modelo para investigar a diretividade da emissão de raios- $\gamma$  e a estrutura espacial da emissão de linhas de desexcitação nuclear em explosões solares. Para tanto, é necessário implementar métodos que forneçam resultados para os espectros de raios- $\gamma$  nas simulações utilizando o FLUKA com maior resolução e melhor estatística para os fluxos de fótons produzidos pelos processos de emissão envolvidos.

## 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. *ApJ*, v. 787, p. 15, maio 2014. 18
- ACKERMANN, M. et al. Fermi Detection of  $\gamma$ -Ray Emission from the M2 Soft X-Ray Flare on 2010 June 12. *Astrophysical Journal*, v. 745, p. 144, fev. 2012. 18, 87
- AKIMOV, V. V. et al. Detection of high-energy gamma rays with the Gamma-1 telescope during the solar flares of March 26 and June 15, 1991. *Soviet Astronomy Letters*, v. 18, p. 69, fev. 1992. 18
- ANDERSEN, V. et al. The FLUKA code for space applications: recent developments. *Advances in Space Research*, v. 34, n. 6, p. 1302, 2004. ISSN 0273-1177. 42
- ASHWANDEN, M. J. *Physics of the Solar An Introduction*. UK: Springer, 2005. 21, 23, 24, 25, 38
- ASPLUND, M. et al. The Chemical Composition of the Sun. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, v. 47, p. 481–522, set. 2009. 47, 50, 51, 100, 101
- ATWOOD, W. B. et al. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *ApJ*, v. 697, p. 1071–1102, jun. 2009. 18
- BARAT, C. et al. Evidence for intense coronal prompt gamma-ray line emission from a solar flare. *ApJL*, v. 425, p. L109–L112, abr. 1994. 18
- BASTIAN, T.; BENZ, A.; GARY, D. Radio emission from solar flares. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 36, n. 1, p. 131–188, 1998. 15
- BATTISTONI, G. et al. Overview of the FLUKA code. *Annals of Nuclear Energy*, v. 82, p. 10, 2015. ISSN 0306-4549. 40, 41, 42
- BATTISTONI, G. et al. Recent developments in the FLUKA nuclear reaction models. In: GADIOLI, E. (Ed.). *Proc. 11th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms*. Varenna (Italy): NRM, 2006. p. 483. 41
- 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/>>. 8, 46, 50, 54
- BETHE, H. Molière's theory of multiple scattering. *Phys. Rev.*, v. 89, p. 1259, 1953. 40
- BETHE, H.; HEITLER, W. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proc. Roy. Soc. A*, v. 146, p. 83, 1934. 41
- 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 Phys.*, v. 18, p. 489–502, jul. 1971. 23

- CAPELLA, A. et al. Dual parton model. *Phys. Rep.*, v. 236, p. 225, 1994. 41
- CARRINGTON, R. C. Description of a singular appearance seen in the sun on september 1, 1859. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 20, p. 13, 1859. 15
- CERUTTI, F. et al. Low energy nucleus-nucleus reactions: the BME approach and its interface with FLUKA. In: GADIOLI, E. (Ed.). *Proc. 11th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms, June 12-16, 2006*. Varenna (Italy): NRM, 2006. 42
- CHUPP, E. L.; FORREST, D. J. High Energy Neutral Radiations from Solar Flares. In: *Bulletin of the American Astronomical Society*. Colorado: American Astronomical Society, 1981. (Bulletin of the AAS, v. 13), p. 909. 37
- CHUPP, E. L. et al. Solar gamma ray lines observed during the solar activity of august 2 to august 11, 1972. *Nature*, v. 241, p. 333, 1973. 17
- CHUPP, E. L. et al. A direct observation of solar neutrons following the 0118 ut flare on 1980 june 21. *Astrophys. J.*, v. 263, p. L95, 1982. 18
- DULK, G. A.; MARSH, K. A. Simplified expressions for the gyrosynchrotron radiation from mildly relativistic, nonthermal and thermal electrons. *The Astrophysical Journal*, v. 259, p. 350–358, ago. 1982. 15
- EMMETT, M. *The MORSE Monte Carlo radiation transport system*. USA, 1975. 40
- FASSÒ, A. et al. FLUKA: performances and applications in the intermediate energy range. In: *Proc. AEN/NEA Specialists' Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities*. Vienna, Austria: Nuclear Energy Agency of the OECD (NEA), 1994. p. 287. 41
- FASSÒ, A. et al. New developments in FLUKA modelling of hadronic and em interactions. In: HIRAYAMA, H. (Ed.). *Proc. 3rd Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments (SARE 3)*. Japan: KEK Proceedings, 1997. p. 32. 41
- FERRARI, A.; SALA, P. A new model for hadronic interactions at intermediate energies for the FLUKA code. In: DRAGOVITSCH, P.; LINN, S.; BURBANK, M. (Ed.). *Proc. MC93 Int. Conf. on Monte Carlo Simulation in High Energy and Nuclear Physics*. Florida: Tallahassee, 1994. p. 277. 41
- FERRARI, A.; SALA, P. The physics of high energy reactions. In: GANDINI, A.; REFFO, G. (Ed.). *Proc. Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors Physics, Design and Safety*. Italy: World Scientific, 1998. p. 424. 41
- FERRARI, A. et al. An improved multiple scattering model for charged particle transport. *Nucl. Instr. Meth.*, B71, p. 412, 1992. 40
- FERRARI, A. et al. *FLUKA: a multiple-particle code*. Geneva, 2011. 19, 40, 42, 100
- FERRARI, A. et al. Cascade particles, nuclear evaporation, and residual nuclei in high-energy hadron - nucleus interactions. *Z. Phys.*, C70, p. 413, 1996. 42
- FISHMAN, G. J. et al. The BATSE experiment on the Gamma Ray Observatory: Solar flare hard X ray and gamma-ray capabilities. In: Winglee, R. M.; Dennis, B. R. (Ed.). *Developments in Observations and Theory for Solar Cycle 22*. USA: NASA STI, 1989. 18



- FORREST, D. J. et al. Neutral pion production in solar flares. *International Cosmic Ray Conference*, v. 4, ago. 1985. 18
- FREELAND, S. L.; HANDY, B. N. Data Analysis with the SolarSoft System. *Solar Physics*, v. 182, p. 497–500, out. 1998. 19, 53, 79
- GETACHEW, A. *Stopping Power And Range Of Protons Of Various Energies In Different Materials*. Dissertação (Mestrado) — ADDIS ABABA UNIVERSITY, 2007. 45
- HAUG, E. On the use of nonrelativistic bremsstrahlung cross sections in astrophysics. *A&A*, v. 326, p. 417–418, out. 1997. 23
- HUA, X.-M. et al. Angular and energy-dependent neutron emission from solar flare magnetic loops. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, v. 140, n. 2, p. 563, 2002. 16, 37
- HUA, X.-M.; RAMATY, R.; LINGENFELTER, R. E. Deexcitation gamma-ray line emission from solar flare magnetic loops. *ApJ*, v. 341, p. 516–532, jun. 1989. 17
- HUDSON, H. S. et al. HEAO 1 observations of gamma-ray lines from a solar flare. *ApJL*, v. 236, p. L91–L95, mar. 1980. 17
- HUDSON, H. S.; CANFIELD, R. C.; KANE, S. R. Indirect estimation of energy deposition by non-thermal electrons in solar flares. *Solar Phys.*, v. 60, p. 137–142, nov. 1978. 23
- HURFORD, G. J. et al. First Gamma-Ray Images of a Solar Flare. *Astrophys. J. Lett.*, v. 595, p. L77–L80, out. 2003. 18, 80
- KANBACH, G. et al. Detection of a long-duration solar gamma-ray flare on June 11, 1991 with EGRET on COMPTON-GRO. *A&AS*, v. 97, p. 349–353, jan. 1993. 18
- KOCH, H. W.; MOTZ, J. W. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data. *Reviews of Modern Physics*, v. 31, p. 920–955, out. 1959. 23
- KONING, A. J.; HILAIRE, S.; DUIJVESTIJN, M. C. Talys: Comprehensive nuclear reaction modeling. *AIP Conference Proceedings*, v. 769, n. 1, p. 1154–1159, 2005. 24
- KOTOKU, J. et al. Effects of compton scattering on the gamma ray spectra of solar flares. *Astronomical Society of Japan*, v. 59, p. 1161, 2007. 48
- KOZLOVSKY, B.; LINGENFELTER, R. E.; RAMATY, R. Positrons from accelerated particle interactions. *Astrophysical Journal*, v. 316, p. 801–818, maio 1987. 16, 33, 34, 35, 36
- KOZLOVSKY, B.; MURPHY, R. J.; RAMATY, R. Nuclear deexcitation gamma-ray lines from accelerated particle interactions. *Astrophys. J. Supp. Ser.*, v. 141, p. 523, 2002. 24, 26, 70
- KOZLOVSKY, B.; MURPHY, R. J.; SHARE, G. H. Positron-Emitter Production in Solar Flares from  $^3\text{He}$  Reactions. *ApJ*, v. 604, p. 892–899, abr. 2004. 36
- KURFESS, J. et al. In: Dermer, C.; Strickman, M.; Kurfess, J. (Ed.). *Proc. 4th Compton Symposium*. Williamsburg: American Institute of Physics, 1989. p. 509. 18

- KUZNETSOV, S. N. et al. Gamma-ray emission and neutrons from solar flares recorded by the SONG instrument in 2001–2004. *Solar System Research*, v. 40, p. 104–110, mar. 2006. 18
- LIN, R. P. et al. The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI). *Solar Phys.*, v. 210, p. 3–32, nov. 2002. 18
- LIN, R. P. et al. *Astrophys. J.*, v. 595, p. L69, 2003. 80, 85
- LINGENFELTER, R. E. et al. High-Energy Solar Neutrons, 1, Production in Flares. *JGR*, v. 70, p. 4077–4086, set. 1965. 37
- LINGENFELTER, R. E.; RAMATY, R. *High Energy Nuclear Reactions in Solar Flares*. New York: Benjamin, 1967. 99 p. 16, 17, 33, 37
- MACKINNON, A. High energy particles in solar flares: observations, mechanisms and transport. In: *40th COSPAR Scientific Assembly*. Russia: COSPAR Meeting, 2014. (COSPAR Meeting, v. 40). 45
- MACKINNON, A. et al. FLUKA simulations of pion decay gamma-radiation from energetic flare ions. *submitted to Solar Physics*, 2016. 45
- MANDZHAVIDZE, N.; RAMATY, R. Particle acceleration in solar flares. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 33, n. 1, p. 141 – 160, 1993. ISSN 0920-5632. 51
- MEEGAN, C. et al. The Fermi Gamma-ray Burst Monitor. *ApJ*, v. 702, p. 791–804, set. 2009. 18, 87
- MORRISON, P. On gamma-ray astronomy. 1958. 16, 17
- MURPHY, R. Exploring solar flares with gamma rays and neutrons. *NRL REVIEW*, p. 109, 2008. 39
- MURPHY, R.; DERMER, C. D.; RAMATY, R. High-energy processes in solar flares. *Astrophys. J. Supp.*, v. 63, p. 721–748, 1987. 16, 29, 30, 31, 32, 53, 79
- MURPHY, R. J. et al. Nuclear gamma-ray de-excitation lines and continuum from accelerated particle interactions in solar flares. *The Astrophysical J. Supp.*, v. 183, p. 142, 2009. 6, 7, 24, 53, 70, 79, 101
- 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. *Astrophys. J. Supp.*, v. 168, p. 167–194, 2007. 17, 51
- MURPHY, R. J. et al. Accelerated particle composition and energetics and ambient abundances from gamma-ray spectroscopy of the 1991 June 4 solar flare. *Astrophys. J.*, v. 490, p. 883, 1997. 8, 39, 51
- MURPHY, R. J. et al. *Astrophys. J.*, v. 595, p. L93, 2003. 8, 37, 80, 85
- MURPHY, R. J. et al. The physics of positron annihilation in the solar atmosphere. *The Astrophysical J. Supp.*, v. 161, p. 495, 2005. 16, 27, 36
- OLIVE, K.; Particle Data Group. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, v. 38, n. 9, p. 090001, 2014. 16, 29

- PELAEZ, F. et al. Solar hard X-ray and gamma-ray bursts observed by the Sigma anti-coincidence shield aboard GRANAT. *Solar Phys.*, v. 140, p. 121–138, jul. 1992. 18
- PELASSA, V. et al. The LAT Low-Energy technique for Fermi Gamma-Ray Bursts spectral analysis. 2010. 87
- PRINCE, T. A. et al. The Time History of 2.22 MeV Line Emission in Solar Flares. *International Cosmic Ray Conference*, v. 4, p. 79, ago. 1983. 37
- PRINCE, T. A. et al. A high-resolution measurement of the 2.223 MeV neutron capture line in a solar flare. *ApJL*, v. 255, p. L81–L84, abr. 1982. 17
- RAMATY, R. Astrophysical gamma ray lines from accelerated particle interactions. p. 279–301, 1995. 17
- RAMATY, R.; KOLLOVSKY, B. Solar He<sup>3</sup> information from nuclear reactions in flares. p. 58–83, 1974. 37
- RAMATY, R.; KOZLOVSKY; LINGENFELTER, R. E. Nucleargamma-rays from energetic particle interactions. *The Astrophysical J. Supp.*, v. 40, p. 487, 1979. 8, 16, 24, 27, 70
- RAMATY, R.; KOZLOVSKY, B.; LINGENFELTER, R. E. Solar gamma rays. *Space Science Review*, v. 18, p. 341, 1975. 36, 37
- RAMATY, R.; MANDZHAVIDZE, N. Theoretical models for high energy solar flare emissions. In: *AIP Conference. Proc.* New York: AIP Conference Proceedings, 1994. p. 24–44. 20
- RAMATY, R.; MANDZHAVIDZE, N.; KOZLOVSKY, B. Solar atmospheric abundances from gamma ray spectroscopy. *AIP Conference Proceedings*, v. 374, n. 1, p. 172–183, 1996. 51
- RAMATY, R.; MURPHY, R. J. Nuclear processes and accelerated particles in solar flares. *Space Sci. Rev.*, v. 45, p. 213–268, 1987. 36, 37
- RAMATY, R. et al. Gamma-ray and millimeter-wave emissions from the 1991 June X-class solar flares. *Astrophysical Journal*, v. 436, p. 941–949, dez. 1994. 36
- RANK, G. et al. Extended gamma-ray emission of the solar flares in June 1991. *A&A*, v. 378, p. 1046–1066, nov. 2001. 18
- ROESLER, S.; ENGEL, R.; RANFT, J. *The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III*. Berlin: Springer-Verlag, 2001. 1033 p. 42
- SHARE, G. H.; MURPHY, R. J. Solar gamma-ray line spectroscopy: Physics of a flaring star. *Symposium - International Astronomical Union*, Cambridge University Press, v. 219, p. 133, 2004. 17
- SHARE, G. H. et al. *Astrophys. J.*, v. 595, p. L85, 2003. 8, 36
- SHIH, A. Y.; LIN, R. P.; SMITH, D. M. Rhesi observations of the proportional acceleration of relativistic >0.3 MeV electrons and >30 MeV protons in solar flares. *The Astrophysical Journal Letters*, v. 698, n. 2, p. L152, 2009. 17

- SMITH, D. M. et al. High-Resolution Spectroscopy of Gamma-Ray Lines from the X-Class Solar Flare of 2002 July 23. *ApJL*, v. 595, p. L81–L84, out. 2003. 28, 80
- SORGE, H.; STÖCKER, H.; GREINER, W. Poincaré invariant Hamiltonian dynamics: Modelling multi-hadronic interactions in a phase space approach. *Annals of Physics*, v. 192, p. 266–306, jun. 1989. 42
- STECKER, F. W. The cosmic  $\gamma$ -ray spectrum from secondary particle production in cosmic-ray interactions. *Astrophys. Space Sci.*, v. 6, p. 377, 1970. 16, 29
- STERNHEIMER, R.; BERGER, M.; SELTZER, S. Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances. *At. Data Nucl. Data Tab.*, v. 30, p. 261, 1984. 41
- TALON G. VEDRENNE, A. S. M. N. F. P. V. M. S. R.; LIKIN, O. B. *IAU Symposium*, v. 68, p. 315–339, 1975. 17
- TALON, R. et al. Hard X-ray and gamma-ray observations of solar flares with the PHEBUS experiment. *Solar Phys.*, v. 147, p. 137–155, set. 1993. 18
- TANDBERG-HANSEN, E.; EMSLIE, G. *The physics of solar flares*. New York: Cambridge University Press, 2009. 15, 21, 23
- TUNEU, J. *Contribuição de Pósitrons e Elétrons Secundários de Alta Energia para o Espectro em Rádio de Explosões Solares*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Presbiteriana Mackenzie, 2016. Qualificação de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Ciências e Aplicações Geoespaciais. 8, 44
- TUNEU, J. et al. Contribution of energetic ion secondary particles to solar flare radio spectra. In: Nandy, D.; Valio, A.; Petit, P. (Ed.). *Living Around Active Stars*. Brazil: IAU, 2017. (IAU Symposium, v. 328), p. 120–123. 45
- VEDRENNE, G. et al. SPI: The spectrometer aboard INTEGRAL. *Astron. Astrophys.*, v. 411, p. L63, 2003. 18
- VERNAZZA, J. E.; AVRETT, E. H.; LOESER, R. Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *ApJS*, v. 45, p. 635–725, abr. 1981. 50, 101
- VESTRAND, W. T. et al. The Solar Maximum Mission Atlas of Gamma-Ray Flares. *ApJS*, v. 120, p. 409–467, fev. 1999. 18
- VILMER, N.; MACKINNON, A. L.; HURFORD, G. J. Properties of energetic ions in the solar atmosphere from  $\gamma$ -ray and neutron observations. *Space Science Reviews*, v. 159, p. 167–224, 2011. 16, 17, 36
- YOSHIMORI, M. Observational studies of gamma-rays and neutrons from solar flares. *Space Sci. Rev.*, v. 51, p. 85–115, out. 1989. 18
- YOSHIMORI, M. et al. Characteristics of two gamma-ray flares observed with the Wide-Band Spectrometer aboard YOHKOH. *Publications of the ASJ*, v. 44, p. L107–L110, out. 1992. 18
- ZIEGLER, J.; ANDERSEN, H. The stopping and ranges of ions in matter. In: . New York: Pergamon Press, 1977. v. 1-4. 41