Universidade de São Paulo
Instituto de Física de São Carlos

Rita de Cássia dos Anjos

Propagação de raios cósmicos extragaláticos

São Carlos

2014

Rita de Cássia dos Anjos

Propagação de raios cósmicos extragaláticos

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Física Básica

Orientador: Prof. Dr. Luiz Vitor de Souza Filho

Versão Corrigida
(versão original disponível na Unidade que aloja o Programa)

São Carlos

2014

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do IFSC,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Anjos, Rita de Cassia
Propagação de raios cósmicos extragaláticos / Rita
de Cassia Anjos; orientador Luiz Vitor Souza Filho -
versão corrigida -- São Carlos, 2014.
211 p.

Tese (Doutorado - Programa de Pós-Graduação em
Física Básica) -- Instituto de Física de São Carlos,
Universidade de São Paulo, 2014.

1. Raios cósmicos de altas energias. 2.
Observatório Pierre Auger. 3. Propagação de raios
cósmicos. 4. Anisotropia. 5. Raios gama. I. Souza
Filho, Luiz Vitor, orient. II. Título.

“Dedico este trabalho à Santíssima e Pura Virgem Maria, pelo seu colo doce, acolhedor e cheio de ternura.”

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço a Deus, autor de minha vida, por mais esta oportunidade. Agradeço sua companhia, cuidado, amor e carinho a cada instante.

A meus queridos pais e irmãos, por toda força e amor nesta minha caminhada.

Ao Professor Vitor de Souza, pela oportunidade, confiança, companheirismo e paciência no desenvolvimento deste projeto.

Aos professores Luiz Agostinho Ferreira e Tito José Bonagamba, pela colaboração e confiança.

Ao professor Edivaldo Moura Santos, pela colaboração e paciência.

A todos os amigos do Instituto de Física de São Carlos, pelos momentos de estudo e companhia diária, em especial aos amigos do grupo de astrofísica: Carlos Todero, Raul, Jéssica D., Jéssica M., Rodrigo e Hendrik.

Aos amigos do Grupo de oração Universitário (GOU) da USP e da Federal de São Carlos: Evelise, Frei Leandro, Irmã Aryane, Monique, Fernando, João Lucas, Tarcísio, Lívinha, Tiago e muitos outros, por serem presença real de Deus pra mim. Aos amigos da Pastoral de Rua, em especial as amigas Idelminha e Talitinha, por todos os momentos de maturidade e vivência da fé.

À Evelise, pela doce convivência e eterna amizade e a todas as amigas que conviveram ao meu lado.

A todos os professores e funcionários da USP de São Carlos, por todo aprendizado científico adquirido e disponibilidade a todo momento.

A CAPES, pelo apoio financeiro.

“Durante as noites, no meu leito, busquei aquele a quem meu coração ama; procurei-o, sem encontrá-lo. Levantar-me-ei, pois, e rodearei a cidade; pelas ruas e pelas praças, em busca daquele que meu coração ama; procurei-o, sem encontrá-lo. Acharam-me os guardas, que rondavam pela cidade; eu lhes perguntei: Vistes aquele que meu coração ama? Apartando-me eu um pouco deles, logo achei aquele que meu coração ama; agarrei-me a ele, e não o larguei, até que o introduzi em casa de minha mãe, no quarto daquela que me gerou. Conjuro-vos, ó filhas de Jerusalém, pelas gazelas e cervas do campo, que não acordeis, nem desperteis o amor, antes que ele o queira.”

RESUMO

ANJOS, R. C. **Propagação de raios cósmicos extragaláticos**. 2014. 211 p. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.

Recentemente, o Observatório Pierre Auger tem medido espectro de energia de Raios Cósmicos Ultra Energéticos (Ultra High Energy Cosmic Rays - UHECR) ($E > 10^{18}$ eV) com grande acurácia. No entanto, o estudo de raios cósmicos ultra energéticos na Terra tem uma forte dependência do estudo de sua propagação no Universo. Neste trabalho, abordamos o estudo da propagação de raios cósmicos em diferentes aspectos. Núcleos em alta energia interagem com os campos de radiação no caminho da fonte à Terra. A interação mais importante é a fotodesintegração. Na primeira parte, implementamos de maneira analítica e numérica a solução da razão de fotodesintegração e fizemos uso da solução numérica em um programa de Monte Carlo. Mostramos soluções baseadas na parametrização das seções de choque por uma função Gaussiana e por uma função Lorentziana. Comparamos nossos resultados com trabalhos prévios da literatura. O seguinte estudo mostrou que sob a hipótese de propagação quase-linear e utilizando várias distribuições de fontes no céu, a latitude do observatório: tem influência no fluxo total medido por um observatório; impõe um limite na capacidade de medida de anisotropia e tem um efeito negligenciável na medida da profundidade do máximo do chuveiro. No terceiro estudo, um limite superior na integral do fluxo de raios gama em GeV-TeV é usado para obter um limite superior na luminosidade total de UHECR de fontes individuais. A correlação entre o limite superior na integral do fluxo de raios gama e o limite superior na luminosidade total de UHECR é estabelecida através do processo de cascatas de partículas geradas durante a propagação de raios cósmicos nos campos de radiação.

Palavras-chave: Raios cósmicos de altas energias. Observatório Pierre Auger. Propagação de raios cósmicos. Anisotropia. Raios gama.

ABSTRACT

ANJOS, R. C. **Propagation of the extragalactic cosmic rays**. 2014. 211 p. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.

Recently, the Pierre Auger Observatory has measured the energy spectrum of Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECR) ($E > 10^{18}$ eV) with an unprecedented accuracy. However, the study of ultra-high energy cosmic rays at Earth depends on the models used to describe the propagation of the particle in the Universe. In this work, we present a study of propagation of cosmic rays on different aspects. Nucleus at this high energy interacts with the radiation fields on the way from the source to Earth. The most important interaction is the photodisintegration. In the first part, we implemented analytical, numerical and Monte Carlo simulation solutions for the photodisintegration rate. We show solutions based on parameterizations of the cross-section using Gaussian and Lorentzian functions. We compare our results with previous works. The following study shows that under the assumption of quasi-linear propagation and using several sources distributions of sky, the latitude of the observatory: has influence on the total flux measured by an observatory; imposes a limitation on the capability of measuring an anisotropic sky and has a negligible effect on the maximum depth of the shower measurement. In the third study, an upper limit on the integral flux of GeV-TeV gamma-rays is used to extract the upper limit on the total UHECR luminosity of individual sources. The correlation between upper limit on the integral GeV-TeV gamma-rays flux and upper limit on the UHECR luminosity is established through the cascading process that takes place during propagation of the cosmic-rays in the background radiation fields.

Keywords: High energy cosmic rays. Pierre Auger Observatory. Propagation of cosmic rays. Anisotropy. Gamma rays.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Edifício de fluorescência e detector de superfície no observatório Pierre Auger em Malargüe, na Argentina.	41
Figura 2.2 - Disposições dos 4 edifícios de fluorescência (Los Leones, Coihueco, Los Morados e Loma Amarilla) em Malargüe (Argentina). Os pontos vermelhos correspondem à localização dos detectores de radiação Cherenkov.	42
Figura 2.3 - Espectro de energia de Raios Cósmicos. O espectro segue uma lei de potência e mostra a existência de dois joelhos (<i>knees</i>) e um tornozelo (<i>ankle</i>).	43
Figura 2.4 - Comparação entre a abundância dos elementos do sistema solar com a abundância relativa dos elementos observados nos raios cósmicos.	44
Figura 2.5 - Valores de $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia para vários experimentos.	49
Figura 2.6 - Projeção de Hammer-Aitoff da esfera celeste em coordenadas galácticas. Veja no texto explicações detalhadas de cada gráfico.	50
Figura 2.7 - Primeira ordem de aceleração de Fermi. As áreas em azul representam as ondas planas e as setas vermelhas os sucessivos espalhamentos das partículas nas irregularidades das frentes de onda.	53
Figura 2.8 - Segunda ordem de aceleração de Fermi. As áreas em azul representam as nuvens de plasma magnetizadas. As setas verdes representam a direção da velocidade das nuvens e as setas vermelhas as colisões das partículas com as nuvens.	53
Figura 2.9 - <i>Fator de modificação</i> para os espectros de lei de potência com índice espectral de 2.7 em comparação com os dados dos observatórios: Hires I e II à esquerda e Yakutsk à direita. A curva com $\eta = 1$ corresponde a perdas adiabáticas de energia, curva η_{ee} as perdas de energia adiabática e produção de pares e η_{total} as perdas de energia total.	56
Figura 2.10 - Espectros de energia e fluxos medidos por Hires, AGASA, Yakutsk e Auger antes, à esquerda, e depois da calibração de energia obtida pelo modelo de dip, à direita.	56

- Figura 2.11 -Espectros propagados para um modelo de composição mixta na fonte, comparados com os dados do Hires. A linha pontilhada corresponde a componente galáctica, obtida pela subtração da componente extragaláctica do fluxo total de raios cósmicos. As três curvas indicam diferentes composições de CNO/He/Fe com resultados essencialmente idênticos. . 57
- Figura 2.12 -Espectro de energia dos raios cósmicos multiplicado por E^3 observado por HiRes I e Observatório Pierre Auger. As linhas são simulações obtidas por diferentes modelos de transições galácticas para extragalácticas e diferentes composições químicas e índices espectrais. 58
- Figura 2.13 -Candidatos a aceleradores de UHECRs, de acordo com o campo magnético e tamanho. A linha verde representa a condição para um núcleo de ferro ser acelerado até a energia de 100 EeV. A linha pontilhada vermelha representa a condição para um próton ser acelerado à energia de 100 EeV. A linha contínua vermelha representa a condição para um próton ser acelerado à energia de 10^{21} eV. O diagrama mostra que os objetos abaixo dessas linhas não são capazes de acelerar partículas com estas energias. 59
- Figura 2.14 -Modelo unificado para as AGNs. As setas indicam os diferentes ângulos de visão que levam aos diferentes tipos de AGNs. A parte central da figura é o disco de acreção, emitindo jatos relativísticos pelas suas laterais. 61
- Figura 3.1 - Ilustração das principais radiações cósmicas do Universo e a aproximação de sua luminosidade em nWm^2sr^{-1} , descritas nas caixas. Da direita para esquerda: A Radiação Cósmica em Micro-ondas (RCM) - *Cosmic Microwave Background (CMB)*. A Radiação Cósmica Infravermelha (RCI) - *Cosmic Infrared Background (CIB)* e a Radiação Cósmica no Óptico- *Cosmic Optical Background (COB)*. 67
- Figura 3.2 - Esquerda: Mapa do céu da radiação cósmica de micro-ondas medida pelo satélite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe). Direita: Radiação de Fundo de micro-ondas observada pelo Observatório Espacial COBE. A curva representa um corpo negro de 2,74 K e os pontos pretos são os dados experimentais. 68
- Figura 3.3 - Mapa do céu da radiação RCI. Medidas feitas pelo DIRBE nos comprimentos de onda 100 - 240 μm 69

Figura 3.4 - Medidas diretas da radiação cósmica infravermelha: 0.3, 0.555 μm por Bernstein, (82) 1.43, 1.53, 1.63, 1.73, 1.83, 1.93, 2.03, 2.14, 2.24, 2.34, 2.44, 2.54, 2.88, 2.98, 3.07, 3.17, 3.28, 3.38, 3.48, 3.58, 3.68, 3.78, 3.88, 3.98 μm por Matsumoto (83) usando Infrared Telescope in Space; 1.25, 2.2 μm por Cambrésy et al.; (84) 2.2, 2.5 μm por Gorjian, Wright & Chary; (85) 60, 100 μm por Finkbeiner, Davis & Schlegel, (86) todos esses experimentos usando DIRBE ; 65, 90, 140, 160 μm por Matsuura et al., (87) usando AKARI; 100, 140, 240 μm por Lagache et al.; (88) 140, 240 μm por Schlegel, Finkbeiner & Davis; (89) 140, 240 μm por Hauser et al.; (79) todos esses usando FIRAS; 0.1530, 0.2310 μm por Xu et al. (90) usando GALEX; 0.1595, 0.2365 μm por Gardner, Brown & Ferguson (91) usando HST e STIS; 0.36, 0.45, 0.67, 0.81, 1.1, 1.6, 2.2 μm por Madau & Pozzetti (92) usando HST; 1.25, 1.60, 2.12 μm por Keenan et al. (93) usando Telescope Subaru; (94) 3.6 μm por Levenson & Wright; (95) 3.6, 4.5, 5.8, 8.0 μm por Fazio et al. (96) com análise do último ponto feita por Franceschini et al.; (97) todos esses usando IRAC; 15 μm por Metcalfe et al. (98) usando ISO; 15 μm por Hopwood et al. (99) usando AKARI; 24 μm por Papovich et al. (100) and Chary; (85) 24, 70, 160 μm por Béthermin et al. (101) usando MIPS; 71.4 μm por Frayer et al (102) usando MIPS; 100, 160 μm por Berta et al. (103) usando Herschel. (104). 77

Figura 3.5 - Modelos Cosmológicos da radiação cósmica infravermelha. Modelos de Malkan & Stecker; (80) Dominguez et al.; (9) Aharonian et al.; (107) Mazin & Raue (108) Albert et al.; (109) Aharonian et al. (110) e Franceschini et al.; (111) Franceschini et al.; (97) Gilmore et al. (112) e Kneiske. (113). 78

Figura 3.6 - Espectro da radiação cósmica de micro-ondas e radiação cósmica infravermelha utilizadas neste trabalho: Dominguez et al. (9) e Malkan & Stecker. (80). 78

Figura 3.7 - Livre caminho médio em $z = 0$ como função da energia de um núcleo de ferro. As contribuições devido a diferentes processos (produção de pares (ee), foto-produção de píons (pion proton) e fotodesintegração (photod.)) no RCM e RCI são mostrados separadamente. Apesar do processo de fotodesintegração ser um processo estocástico, neste caso ele será abordado numa aproximação contínua. 79

Figura 3.8 - Seção de choque total da interação entre prótons e fótons como função da energia do fóton (ϵ') no sistema de repouso do próton. Os pontos são medidas experimentais e as diferentes contribuições são: ressonância bariônica (BR), processos diretos produzindo partículas e produção de múltipion.	79
Figura 3.9 - Seção de choque total das interações $A\gamma$ para um núcleo de ferro como função da energia do fóton no sistema de repouso do núcleo. As diferentes contribuições são devido aos processos de dipolo ressonante (GDR), quasi-dêuteron (QD), ressonância bariônica, baryon resonance excitation (ISOBAR) e fragmentação.	80
Figura 3.10 - Comparação entre as descrições das seções de choque Gaussiana e Lorenziana para o processo GDR de núcleo de ferro como função da energia do fóton.	80
Figura 3.11 - Cadeia de decaimento para o núcleo de ferro descrita por PSB.	81
Figura 3.12 - Ilustração do processo de fotodesintegração.	82
Figura 3.13 - Livre caminho médio do processo de fotodesintegração para o núcleo de ferro (Fe) em função da energia considerando sua interação com os campos de radiação micro-ondas e infravermelho para a seção de choque Lorenzniana. A contribuição dos processos individuais da fotodesintegração é detalhada para comparação: GDR: grande dipolo ressonante, QD: quasi-dêuteron, BR: ressonância bariônica e FRAG: fotofragmentação.	84
Figura 3.14 - Livre caminho médio do processo de fotodesintegração para o núcleo de ferro em função da energia considerando sua interação com os campos de radiação micro-ondas e infravermelho para as seções de choque Gaussiana e Lorenziana.	85
Figura 3.15 - Livre caminho médio em $z = 0$ para o processo de fotodesintegração em função da energia de um núcleo de ferro no sistema de repouso do observador. O caminho livre médio foi calculado com a seção de choque gaussiana, com a perda de um e dois núcleons separadamente e com a soma.	85

Figura 3.16 -Livre caminho médio em $z = 0$ para o processo de fotodesintegração como função da energia de um núcleo de ferro no sistema de repouso do observador. O caminho livre médio foi calculado com a seção de choque Lorenziana, com as contribuições de GDR e QD separadamente e com a soma de ambas as contribuições.	86
Figura 3.17 -Livre caminho médio do processo de fotodesintegração para os núcleos de Ferro (3.17a), Oxigênio (3.17b) e Boro (3.17c).	89
Figura 3.18 -Razão de Fotodesintegração para o Fe com limiar de $\epsilon_{lim} = 2$ MeV. . .	93
Figura 3.19 -Livre caminho médio do processo de fotodesintegração do núcleo de Fe para $\epsilon_{lim} = 2$ MeV.	94
Figura 3.20 -Razão de fotodesintegração parametrizada para o núcleo de Fe com perda de 1 e 2 núcleons.	95
Figura 3.21 -Evolução da energia do núcleo de Fe pela distância (Mpc) no processo de fotodesintegração para nosso cálculo analítico e a solução de Aloisio, R. (126).	96
Figura 3.22 -Livre caminho médio para o núcleo de Oxigênio: soluções numérica e analítica.	97
Figura 3.23 -Livre caminho médio para o núcleo de Ferro: soluções numérica e analítica. . .	97
Figura 3.24 -Evolução da energia à esquerda e massa à direita do núcleo de ferro em função da distância percorrida para as seguintes energias iniciais: 1000, 500, 300 e 200 EeV.	100
Figura 3.25 -Esquerda: Caminho livre médio nas radiações RCM e RCI para vários núcleos em $z = 0$ em função da energia. Direita: Radiação de Planck e Radiação infravermelha parametrizada por Dominguez et al. (9). . . .	101
Figura 3.26 -Espectros de energia obtidos pela propagação de fontes do catálogo de AGNs Véron-Cetty & Véron (41) com o software Propaga, juntamente com os dados dos Observatórios Auger, Telescope Array, Yakutsk e Hires reescalados em seu fluxo de energia, obtidos de (130). Os espectros foram simulados na fonte com índice espectral de 2.3, $E_{min} = 10^{18}$ eV. (a): Próton na fonte com $E_{max} = 10^{20.2}$ eV. (b): Ferro na fonte com $E_{max} = 26 \times 10^{20}$ eV.	104

Figura 3.27 -Espectros de energia obtidos pela propagação de fontes do catálogo de AGNs Véron-Cetty & Véron (41) com o software Propaga, juntamente com os dados do Observatório Pierre Auger. Os espectros foram simulados na fonte com três diferentes índices espectrais descritos no figura, $E_{min} = 10^{18}$ eV. (a): Próton na fonte com $E_{max} = 10^{20.2}$ eV. (b): Ferro na fonte com $E_{max} = 26 \times 10^{20}$ eV. 105

Figura 3.28 -Espectros de energia normalizados com os dados do Observatório Pierre Auger. (3.29(a)): Núcleos de ferro foram propagados da fonte utilizando o software Propaga. O espectro foi simulado na fonte com índice espectral de 2.3, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo Véron-Cetty & Véron com igual luminosidade e $z \leq 0.05$ foram considerados como fontes. (3.29(b)): Núcleos de ferro foram propagados da fonte utilizando o software Propaga. O espectro foi simulado na fonte com índice espectral de 2.5, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo Véron-Cetty & Véron com igual luminosidade e $z \leq 0.05$ foram considerados como fontes. 106

Figura 3.29 -Espectros de energia obtidos pela propagação de fontes do catálogo de AGNs Véron-Cetty & Véron com $z \leq 0.05$. As partículas foram propagadas utilizando os programas Propaga e CRPropa. Os espectros foram simulados na fonte com índice espectral de 2.3, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. (3.30(a)): Espectros de próton na fonte (3.30(b)): Espectros de ferro na fonte. 107

Figura 4.1 - (a): Espectro de raios cósmicos medidos por log da energia para diferentes experimentos: Auger, Telescope Array, Yakutsk, HiRes I e HiRes II. (b): Espectros de raios cósmicos escalados por log da energia. (130). 113

Figura 4.2 - (a) e (b): Mapas em coordenadas galácticas da exposição de Observatórios imaginários situados nas latitudes norte 55° e sul -55° , respectivamente. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a $+180$ graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente. As diferentes tonalidades de preto referem-se a maior (mais escuro) e menor (mais claro) exposição. . . . 115

Figura 4.3 - Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas dos catálogos (a): 2MASS Redshift Survey (2MRS) com $|b| \geq 5^\circ$, (b): IRAS 1.2 Jy Survey com $|b| \geq 15^\circ$ e (c): Palermo Swift-BAT e Swift-BAT com $|b| \geq 15^\circ$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a +180 graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente. 120

Figura 4.4 - (a). Fração de partículas sobreviventes com $E > E_{min}$ em função da distância (d) em Mpc de prótons emitidos da fonte com índice espectral de 2.55 e $E_{max} = 1.3 \times 10^{21}$ eV. (b): Fração de partículas sobreviventes com $E > E_{min}$ em função da distância (d) em Mpc de núcleos de ferro emitidos da fonte com índice espectral de 2.2 e $E_{max} = 1.7 \times 10^{21}$ eV. Linha sólida: $E_{min} = 4 \times 10^{19}$ eV. Linha pontilhada: $E_{min} = 7 \times 10^{19}$ eV. Linha tracejada: $E_{min} = 10^{20}$ eV. Linha pontilhada-tracejada: $E_{max} = 2 \times 10^{20}$ eV. 121

Figura 4.5 - Histogramas do número de AGNs multiplicada pela exposição versus distância até a Terra. A exposição foi calculada para observatório calculado em ± 55 graus de latitude. A figura à esquerda mostra as localizações do Norte para os quatro catálogos e a figura à direita às do sul. A contribuição relativa para o fluxo que vem de cada camada em distância para cada latitude é mostrada. 122

Figura 4.6 - Comparação entre a diferença relativa do fluxo medido por observatórios localizados em $\lambda = 55$ utilizando as distribuições de fontes que seguem quatro catálogos. (a): Comparação da diferença entre os espectros de energia de próton. (b): Comparação da diferença entre os espectros de energia de núcleos de ferro. 123

Figura 4.7 - Histogramas do número de AGNs multiplicada pela exposição versus distância até a Terra. A exposição foi calculada para observatórios calculados em $\pm 25, \pm 35, \pm 45$ e ± 55 graus de latitude. A figura à esquerda mostra as localizações do Norte e a figura à direita às do sul. A contribuição relativa para o fluxo que vem de cada camada em distância para cada latitude é mostrada. É possível notar as diferenças entre as latitudes dos hemisférios norte e sul. 124

Figura 4.8 - Histogramas do número de AGNs multiplicada pela exposição versus distância até a Terra. A exposição foi calculada para observatórios calculados em $\pm 25, \pm 35, \pm 45$ e ± 55 graus de latitude. A figura à esquerda mostra as localizações do Norte e a figura à direita às do sul. A contribuição relativa para o fluxo que vem de cada camada em distância para cada latitude é mostrada. É possível notar as diferenças entre as latitudes dos hemisférios norte e sul. 125

Figura 4.9 - Espectro de energia medido na Terra como função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição. Os cálculos foram feitos para observatórios localizados em ± 35 graus de latitude. Esquerda: Próton na fonte. Direita: Ferro pela fonte. Os espectros foram simulados com leis de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. A grande flutuação no final dos espectros é devida a baixa estatística de partículas. . . . 126

Figura 4.10 - Espectro de energia medido na Terra como função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição. Os cálculos foram feitos para observatórios localizados em ± 35 graus de latitude. Esquerda: Próton na fonte. Direita: Ferro pela fonte. Os espectros foram simulados com leis de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. A grande flutuação no final dos espectros é devida a baixa estatística de partículas. . . . 127

Figura 4.11 - Diferença relativa do fluxo medido pelos observatórios localizados nos hemisférios norte e sul em igual latitude. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição. Esquerda: Próton na fonte. Direita: Ferro na fonte. Os espectros foram simulados com leis de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. A grande flutuação para altas energias na figura (b) é devida a baixa estatística de partículas nos espectros de energia. . . . 128

Figura 4.12 -Diferença relativa do fluxo medido pelos observatórios localizados nos hemisférios norte e sul em igual latitude. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição. Esquerda: Próton na fonte. Direita: Ferro na fonte. Os espectros foram simulados com leis de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. A grande flutuação para altas energias nas figuras é devida a baixa estatística de partículas nos espectros de energia. 129

Figura 4.13 -Espectros de energia. Quadrados vermelhos representam os dados medidos pelo Observatório Pierre Auger (143). Triângulos pretos representam os dados medidos pelo Observatório Telescope Array (28). As linhas representam as simulações. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição e calculados para os Observatórios localizados nas latitudes dos Observatórios Pierre Auger e Telescope Array. Os espectros foram simulados com lei de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{20}$ eV. AGNs do catálogo Swift BAT 70 considerando a mesma luminosidade em UHECR e $z < 0.072$ foram consideradas como fontes. As simulações foram normalizadas com os dados do Observatório Pierre Auger usando a medida do fluxo em $10^{19.2}$ eV. 130

Figura 4.14 -Dois pontos na esfera S^2 131

Figura 4.15 -(a): Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas das fontes do catálogo 2MASS Redshift Survey (2MRS) (135) com $|b| > 5^\circ$ e $z \leq 0.048$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a +180 graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente (b): *Power* como função do número de fontes no céu para Observatórios localizados nas latitudes de $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$. O *power* do Observatório $(1 - \beta)$ é definido como a eficácia de detecção do sinal de anisotropia. 135

Figura 4.16 -(a): Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas das fontes do catálogo IRAS 1.2 Jy (136) com $|b| > 15^\circ$ e $z \leq 0.048$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a +180 graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente (b): *Power* como função do número de fontes no céu para Observatórios localizados nas latitudes de $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$. O *power* do Observatório $(1 - \beta)$ é definido como a eficácia de detecção do sinal de anisotropia. 136

Figura 4.17 -(a): Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas das fontes do catálogo Véron-Cetty & Véron (41) com $|b| > 15^\circ$ e $z \leq 0.048$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a +180 graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente (b): *Power* como função do número de fontes no céu para Observatórios localizados nas latitudes de $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$. O *power* do Observatório $(1 - \beta)$ é definido como a eficácia de detecção do sinal de anisotropia. 137

Figura 4.18 -(a): Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas das fontes do catálogo Palermo Swift BAT (137) com $|b| > 15^\circ$ e $z \leq 0.048$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a +180 graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente (b): *Power* como função do número de fontes no céu para Observatórios localizados nas latitudes de $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$. O *power* do Observatório $(1 - \beta)$ é definido como a eficácia de detecção do sinal de anisotropia. 138

Figura 4.19 -(a): Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas das fontes do catálogo Swift BAT 70 (138) com $|b| > 15^\circ$ e $z \leq 0.048$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a +180 graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente (b): *Power* como função do número de fontes no céu para Observatórios localizados nas latitudes de $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$. O *power* do Observatório $(1 - \beta)$ é definido como a eficácia de detecção do sinal de anisotropia. 139

- Figura 4.20 -Comparação entre os valores de *power* ($1-\beta$) em função do número de eventos para os catálogos 2MASS Redshift Survey (2MRS), (135) IRAS 1.2 Jy Survey, (136) Véron-Cetty & Véron (VCV), (41) Palermo Swift-BAT, (137) e Swift-BAT, (138) para as latitudes $\pm 35^\circ$ e $z \leq 0.048$. (a): Latitudes do sul. (b): Latitudes do norte. 140
- Figura 4.21 -Relação entre a diferença no fluxo de energia medido em 2.8×10^{18} eV pelo valor do *power* ($1-\beta$) com céus de 30 e 50 eventos para as latitudes $\pm 35^\circ$. 4.21a: Próton na fonte. 4.21b: Ferro na fonte. 141
- Figura 4.22 -Relação entre a diferença no fluxo de energia medido em 2.3×10^{19} eV pelo valor do *power* ($1-\beta$) com céus de 30 e 50 eventos para as latitudes $\pm 35^\circ$. 4.21a: Próton na fonte. 4.21b: Ferro na fonte. Figura produzida pelo autor. 142
- Figura 4.23 -Relação entre a diferença no fluxo de energia medido em 8.7×10^{19} eV pelo valor do *power* ($1-\beta$) com céus de 30 e 50 eventos para as latitudes $\pm 35^\circ$. 4.21a: Próton na fonte. 4.21b: Ferro na fonte. 143
- Figura 4.24 -(a): Abundância Relativa em massa medida na Terra em função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição para Observatórios localizados nas latitudes $\pm 55^\circ$. (b): Profundidade média do máximo do chuveiro $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia. Linhas azul e vermelha são as simulações obtidas com CORSIKA/Sibyll. (148) Os espectros que geraram as figuras foram simulados com lei de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo 2MRS considerando a mesma luminosidade em UHECR e $z \leq 0.072$ foram consideradas como fontes. 145
- Figura 4.25 -(a): Abundância Relativa em massa medida na Terra em função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição para Observatórios localizados nas latitudes $\pm 55^\circ$. (b): Profundidade média do máximo do chuveiro $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia. Linhas azul e vermelha são as simulações obtidas com CORSIKA/Sibyll. (148) Os espectros que geraram as figuras foram simulados com lei de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo IRAS 1.2 Jy considerando a mesma luminosidade em UHECR e $z \leq 0.072$ foram consideradas como fontes. 146

Figura 4.26 -(a): Abundância Relativa em massa medida na Terra em função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição para Observatórios localizados nas latitudes $\pm 55^\circ$. (b): Profundidade média do máximo do chuveiro $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia. Linhas azul e vermelha são as simulações obtidas com CORSIKA/Sibyll. (148) Os espectros que geraram as figuras foram simulados com lei de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo Palermo Swift BAT considerando a mesma luminosidade em UHECR e $z \leq 0.072$ foram consideradas como fontes. 147

Figura 4.27 -(a): Abundância Relativa em massa medida na Terra em função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição para Observatórios localizados nas latitudes $\pm 55^\circ$. (b): Profundidade média do máximo do chuveiro $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia. Linhas azul e vermelha são as simulações obtidas com CORSIKA/Sibyll. (148) Os espectros que geraram as figuras foram simulados com lei de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo Swift BAT 70 considerando a mesma luminosidade em UHECR e $z \leq 0.072$ foram consideradas como fontes. 148

Figura 5.1 - Janela atmosférica para a radiação eletromagnética. Definições comuns das bandas de energia estão escritas em vermelho. A linha contínua azul corresponde a altura na qual um detector pode receber metade da radiação incidente em um dado comprimento de onda. 154

Figura 5.2 - Interações de prótons com os raios gama da EBL (Extragalactic Background Light) no espaço intergaláctico produzindo gamas secundários e interações de gamas produzindo pares elétron-pósitron. 155

Figura 5.3 - Livre caminho médio em $z = 0$ para fótons de altíssima energia como função da energia (linha vermelha) para interações com os campos de radiação de fundo, infravermelho e rádio (URB - Universal Radio Background). O livre caminho médio para o redshift (linha pontilhada verde), prótons primários (linha sólida preta) e núcleo de ferro (linha pontilhada preta) também são indicados na figura. 156

Figura 5.4 - Espectros de neutrinos e fótons observados na Terra como resultado da propagação de fontes com núcleos primários localizados em $z = 0.01$ ($\simeq 40$ Mpc) obtidos em (160). As linhas sólidas mostram o fluxo total de raios γ e as linhas tracejadas o fluxo de neutrinos. As linhas pontilhadas mostram a contribuição de raios γ com a perda de energia por produção de par, excluindo a contribuição pelas interações de fotoprodução de píons. 158

Figura 5.5 - Exposição dos Observatórios Pierre Auger (131) e Telescope Array (161) em função da energia. 162

Figura 5.6 - Espectro de energia do Observatório Pierre Auger. Os pontos com as barras de erro correspondem aos dados do Observatório. As setas indicam o limite superior no fluxo com 95% N.C. As linhas são as simulações variando de 10 a 200 Mpc e espaçados de 10 Mpc, com índice espectral na fonte de $\gamma = 2.3$. Esquerda: Ferro com $E_{cut}^{fe} = 26 \times 10^{20.50}$ eV. Direita: Prótons com $E_{cut}^{pr} = 10^{20.50}$ eV. 163

Figura 5.7 - Espectro de energia do Observatório Telescope Array. Os pontos com as barras de erro correspondem aos dados do Observatório. As setas indicam o limite superior no fluxo com 95% N.C. As linhas são as simulações variando de 10 a 200 Mpc e espaçados de 10 Mpc, com índice espectral na fonte de $\gamma = 2.3$. Esquerda: Ferro com $E_{cut}^{fe} = 26 \times 10^{20.50}$ eV. Direita: Prótons com $E_{cut}^{pr} = 10^{20.50}$ eV. 163

Figura 5.8 - Fluxo de raios cósmicos e raios gama simulados com CRPropa. (72) A fonte considerada está a uma distância de 90 Mpc da Terra. O espectro na fonte possui índice espectral de 2.4 e $E_{cut} = Z \times 10^{20.5}$. O fluxo das partículas está normalizado com o fluxo do Observatório Pierre Auger. Foram considerados prótons e núcleos de ferro na fonte. 164

Figura 5.9 - Os gráficos mostram I_{γ}^{UHECR} em função da distância da fonte, calculados a partir do limite superior do fluxo de raios cósmicos do Observatório Pierre Auger em 95% de NC. A figura (a) mostra a dependência de I_{γ}^{UHECR} em relação a energia máxima com $E_{th} = 0.1$ GeV e $\alpha = 2.3$ fixos. Figura (b) mostra a dependência de I_{γ}^{UHECR} em relação ao índice espectral α para $E_{cut} = Z \times 10^{20.5}$ e $E_{th} = 330$ GeV fixos. A figura (c) mostra a dependência de I_{γ}^{UHECR} com o limiar de energia (E_{th}) para $E_{cut} = Z \times 10^{21}$ e $\alpha = 2.3$ fixos. 165

Figura 5.10 -Limites superiores na integral do fluxo de gama, com 95% N.C., multiplicado pelo peso ω como função da distância da fonte inferida pelos dados do Observatório TA correspondente ao limiar de energia de $E_{th} = 0.1$ GeV. A linha azul corresponde a próton e a linha vermelha a núcleos de ferro na fonte. As setas indicam os limites superiores, multiplicados por ω e obtidos por FERMI-LAT. 166

Figura 5.11 -Limites superiores na integral do fluxo de gama, com 95% N.C., multiplicado pelo peso ω como função da distância da fonte inferida pelos dados do Observatório Auger correspondente ao limiar de energia de $E_{th} = 0.1$ GeV. A linha azul corresponde a próton e a linha vermelha a núcleos de ferro na fonte. As setas indicam os limites superiores, multiplicados por ω e obtidos por FERMI-LAT. 166

Figura 5.12 -Limites superiores na integral do fluxo de gama, com 95% N.C., multiplicado pelo peso ω como função da distância da fonte inferida pelos dados do Observatório TA correspondente ao limiar de energia entre $10 < E_{th} < 100$ GeV. A linha azul corresponde a próton e a linha vermelha a núcleos de ferro na fonte. As setas indicam os limites superiores, multiplicados por ω e obtidos por FERMI-LAT. 167

Figura 5.13 -Espectro de raios cósmicos das fontes 3C 111, J11454045-1827149, LEDA 170194, NGC 985 como vistas pelo Telescope Array e MCG+04-22-042 como vista pelo Auger. Os pontos com as barras de erro correspondem aos dados dos Observatórios. Nove espectros simulados são mostrados com índice espectral começando de 2.0 (vermelho) até 2.8 (azul) em passos de 0.1. Esquerda: Prótons primários. Direita: Núcleos de ferro na fonte. 173

Figura 5.14 -Espectro de raios cósmicos das fontes Mrk 417 e 2MASX J075 como vistas pelo Observatório Pierre Auger. Os pontos com as barras de erro correspondem aos dados do Observatório. Nove espectros simulados são mostrados com índice espectral começando de 2.0 (vermelho) até 2.8 (azul) em passos de 0.1. Esquerda: Prótons primários. Direita: Núcleos de ferro na fonte. As simulações para ferro ficam acima dos dados do Observatório, figuras (5.14b) e (5.14d), enquanto as simulações para próton ficam abaixo do limite superior do fluxo calculado com 95% N.C., figuras (5.14a) e (5.14c), como indicado no gráfico 5.11. 174

- Figura 5.15 -Limite superior na luminosidade de raios cósmicos das fontes 3C 111, J11454045-1827149, NGC 985 and MCG+04-22-042 como função do índice espectral do espectro na fonte, inferidos pelas observações dos raios gama para cinco diferentes energias de corte. Esquerda: Prótons na fonte. Direita: Ferro na fonte. 175
- Figura 5.16 -Limite superior na luminosidade de raios cósmicos da fonte MCG+04-22-042 como função do índice espectral do espectro na fonte, inferidos pelas observações dos raios gama obtidos por FERMI-LAT para cinco diferentes energias de corte e considerando próton na fonte. 176
- Figura 5.17 -Limite superior na luminosidade de raios cósmicos da fonte MCG+04-22-042 como função do índice espectral do espectro na fonte, inferidos pelas observações dos raios gama obtidos por FERMI-LAT para cinco diferentes energias de corte e considerando ferro na fonte. 176
- Figura 5.18 -Limite superior na luminosidade de raios cósmicos das fontes descritas nas tabelas 5.1 - 5.3 como função do índice espectral do espectro na fonte, para $\log(E_{cut}/\text{eV}) = 20.50$ e considerando próton na fonte. . . . 177

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 - Séries e Funções da equação 3.36.	92
Tabela 4.1 - Valores de λ e θ_{max}	117
Tabela 5.1 - Coluna 1: nome da fonte. Coluna 2 e 3 foram retiradas das referências (62, 162). Elas mostram a distância da fonte a Terra e o limite superior no fluxo de raios gama em 95% NC acima de 0.1 GeV como medido pelo Observatório FERMI-LAT. Coluna 4: limite superior na luminosidade de prótons para cada fonte. Coluna 5: limite superior na luminosidade total de UHECR para cada fonte.	171
Tabela 5.2 - Coluna 1: nome da fonte. Coluna 2 e 3 foram retiradas das referências (163, 164). Elas mostram a distância da fonte a Terra e o limite superior no fluxo de raios gama acima de E_{th} em 99% NC para VERITAS e 95% NC para MAGIC. Coluna 4: limiar de energia (E_{th}) das medidas. Coluna 5: Observatório de raios gama que observou a fonte. Coluna 6: limite superior na luminosidade de prótons para cada fonte. Coluna 7: limite superior na luminosidade total de UHECR para cada fonte.	172
Tabela 5.3 - Coluna 1: nome da fonte. Coluna 2 e 3 foram retiradas das referências (162). Elas mostram a distância da fonte a Terra e o limite superior no fluxo de raios gama em 95% NC com energia $10 < E_{\gamma} < 100$ GeV como medido pelo Observatório FERMI-LAT. Coluna 4: limite superior na luminosidade de prótons para cada fonte. Não há limite superior na luminosidade total de UHECR para essas fontes porque os limites superiores no fluxo de raios gama não foram restritivos o suficiente. . .	172

SUMÁRIO

1	Introdução	17
2	Revisão dos resultados experimentais e dos modelos de geração de UHECR	21
2.1	Revisão de Resultados Experimentais	21
2.1.1	Principais experimentos	21
2.1.2	Espectro de energia	24
2.1.3	Composição Química	25
2.1.4	Distribuição das fontes	27
2.2	Revisão de Modelos Teóricos	33
2.2.1	Mecanismos de Aceleração	33
2.2.1.1	Modelos <i>Top-Down</i>	33
2.2.1.2	Modelos <i>Bottom-up</i> - Aceleração estocástica de Fermi	34
2.2.1.2.1	Aceleração na Galáxia	36
2.2.1.2.2	Transição na predominância Galáctica para extra- galáctica	36
2.2.1.2.3	Raios cósmicos extragalácticos	37
2.3	Candidatos a Fontes e Aceleradores de Raios Cósmicos	40
2.3.1	Galáxias com Núcleos Ativos (AGNs)	41
2.3.2	Estrelas de Nêutrons	43
2.3.3	Explosões de Raios- γ (GRB)	44
2.4	Conclusão	44
3	Propagação de raios cósmicos no meio intergaláctico	47
3.1	Interações e Perdas de Energia dos Raios Cósmicos no meio intergaláctico . . .	48

3.1.1	Radiações Cósmicas	48
3.1.1.1	Radiação Cósmica de Micro-ondas (RCM)	48
3.1.1.2	Radiação Cósmica Infravermelha (RCI)	50
3.1.1.3	Parametrizações das Radiações Cósmicas utilizadas neste trabalho	52
3.1.2	Perdas de Energia	52
3.1.2.1	Seção de choque das interações $p\gamma$	53
3.1.2.2	Livre caminho médio para as interações $p\gamma$	54
3.1.2.2.1	Produção de Pares	55
3.1.2.2.2	Fotoprodução de píons	55
3.1.2.3	Seções de Choque das interações $A\gamma$	56
3.1.2.3.1	Razão de Fotodesintegração	58
3.1.2.4	Livre caminho médio para as interações $A\gamma$	65
3.2	Solução da Razão de Fotodesintegração	69
3.2.1	Solução Numérica	69
3.2.2	Solução Analítica	70
3.2.2.1	Comparação com a solução obtida por L. Anchordoqui	75
3.2.2.2	Novos limiares de energia	76
3.2.2.3	Comparação entre nossas soluções analítica e numérica	77
3.3	Implementação da propagação de núcleos	80
3.3.1	Propaga	80
3.3.2	CRPropa	84
3.3.3	Comparação: Propaga versus CRPropa	85
3.4	Conclusão	90

4 A influência da Latitude do Observatório no estudo de UHECR 93

4.1	Efeito da Latitude na medida do espectro de Energia	94
-----	---	----

4.1.1	Exposição Relativa	94
4.1.2	Catálogos	96
4.1.3	Propagação	98
4.1.4	Espectros de Energia	100
4.2	Efeito da Latitude na capacidade de medida do sinal de Anisotropia	113
4.2.1	Função de correlação entre dois pontos (2pt)	113
4.3	Influência da Latitude na composição medida dos Raios Cósmicos	126
4.4	Conclusão	131
5	Limite superior na Luminosidade de Raios Cósmicos a partir de fontes de raios gama	133
5.1	Processos de produção de fótons	133
5.2	Propagação de fótons secundários	137
5.2.1	Espectros de raios γ e neutrinos	139
5.3	Limite na luminosidade de UHECR a partir de limites no fluxo de gamas GeV-TeV	140
5.4	Utilidade das medidas de fluxo de gamas (GeV-TeV)	143
5.5	Cálculo do limite na luminosidade de UHECR para algumas fontes	150
5.6	Conclusão	160
6	Conclusões gerais	161
	REFERÊNCIAS	163
	Apêndice A – Razão de Fotodesintegração	177
A.1	Cálculo da Razão de Fotodesintegração	177
	Apêndice B – Cinemática Relativística de colisões inelásticas	187
B.1	Limiar de energia (threshold energy)	187
B.2	Interações entre raios cósmicos (núcleos) e fótons	188

CAPÍTULO 1

Introdução

A origem e a natureza dos raios cósmicos Ultra Energéticos (UHECR - *Ultra High Energy Cosmic Ray*) ($E > 10^{18}$ eV) são um dos grandes problemas da astrofísica da atualidade. O mecanismo astrofísico que acelera estas partículas é desconhecido e a simples existência de partículas com energia acima de 10^{20} eV representa um enigma para a astrofísica moderna.

Raios cósmicos são partículas sub-atômicas com velocidades próximas à da luz. Preenchem o espaço cósmico e atingem a Terra. Os mecanismos de produção dos raios cósmicos ainda não são bem descritos, no entanto é muito provável que originam-se de colisões entre a matéria interestelar, de remanescentes de explosões de supernovas, de núcleos ativos de galáxias, de estrelas de nêutrons, entre outros. Os raios cósmicos viajam milhões de anos no espaço, sendo difundidos por campos eletromagnéticos não-uniformes. A energia cinética dos raios cósmicos atinge grandes ordens de magnitude, com um fluxo de UHECR da ordem de 1 partícula por quilômetro quadrado por ano. (1)

Victor Hess, (2) físico austríaco, em 1912 fez uso de um balão para investigar a condutividade elétrica na atmosfera e transportou seus experimentos a grandes altitudes (~ 5 km). Hess mostrou que a corrente numa câmara de ionização aumentava com a altura e com isso comprovou a existência de radiação ionizante vinda de fora da Terra, chamada depois de radiação cósmica. Hess recebeu o prêmio Nobel de Física em 1936 por esta descoberta.

Entre as décadas de 30 e 50, a principal fonte de descoberta de novas partículas, antes da construção dos aceleradores, foram os raios cósmicos. Em 1932, o pósitron foi descoberto por Carl Anderson ao estudar as trajetórias dos raios cósmicos numa câmara de Wilson com uma placa de Pb em seu interior, (3) em seguida, em 1937, ao analisarem traços dos raios cósmicos inserindo um contador Geiger na câmara de Wilson, Carl Anderson e Seth Neddermeyer descobriram o múon; (4) Cesar Lattes, G. Occhialini e C. F. Powell descobriram o pión em 1947 ao analisarem emulsões expostas nas altas montanhas dos Pirineus. (5)

Em 1938, Pierre Victor Auger utilizou dois detectores de radiação ionizante separados espacialmente e detectou a chegada simultânea de alto fluxo de partículas. Com isso descobriu as cascatas de partículas secundárias e núcleos resultantes da colisão de primários (prótons, He, núcleos mais pesados, e^+e^-) com as moléculas de ar, denominados de chuveis atmosféricos

extensos. Neste experimento pioneiro, foram observadas partículas com energias 10^{15} eV (10^6 vezes mais energéticas do que as até então conhecidas). (6)

O primeiro raio cósmico de alta energia ($\sim 10^{20}$ eV) foi medido em 1962 por John Linsley no experimento Volcano Ranch, no Novo México, Estados Unidos. O experimento ocupava uma área de 8 km^2 , com 19 cintiladores posicionados a uma distância de $\sim 1 \text{ km}$ entre eles. (7) A partir de então diversos experimentos se dedicaram à detecção de raios cósmicos de altas energias (8) e constataram a existência de um baixo fluxo desses eventos (baixa estatística), tornando mais difícil a compreensão de sua composição, suas fontes e os mecanismos de aceleração dessas partículas.

Vários estudos sobre raios cósmicos são realizados nos dias de hoje, contribuindo significativamente para as áreas da física como astrofísica e partículas elementares. Este trabalho proposto se insere dentro dos esforços de compreensão dos mecanismos de geração de partículas com energia acima de 10^{18} eV, a direção de chegada dessas partículas e o tipo de partícula.

Neste estudo, o caminho da partícula da fonte até à Terra deve ser considerado. Os raios cósmicos interagem com a radiação e matéria no Universo e estas interações alteram as propriedades do jato inicial de partículas, modificando o espectro de energia inicial e a abundância de tipos de partículas. Modelos teóricos predizem que raios cósmicos com energias maiores que 10^{19} eV não sofrem grande influência de campos magnéticos durante sua propagação até à Terra. Dessa forma, neste trabalho, trataremos da propagação dos UHECRs sem campos magnéticos.

Considerando corretas as extrapolações de seção de choque hadrônicas para altas energias, os dados recentes do Observatório Pierre Auger (8) indicam que uma parcela não desprezível das partículas que atingem a Terra são núcleos de átomos pesados. Desta forma, a interação dos núcleos com campos de radiação deve ser modelada para que a partir dos dados medidos na Terra possamos inferir a abundância de elementos e o espectro de energia emitidos na fonte e interpretar corretamente as medidas feitas pelo Observatório Pierre Auger.

Nesta tese, abordamos a propagação de UHECR. O trabalho está estruturado da seguinte forma: no capítulo 2, nos dedicamos a uma introdução aos raios cósmicos de altas energias, descrevendo espectros de energia, composição, anisotropia, mecanismos de aceleração e possíveis fontes de raios cósmicos.

No capítulo 3, descrevemos as interações dos raios cósmicos no meio intergaláctico e suas perdas de energia devido à propagação. Damos ênfase a razão de fotodesintegração, estudamos e propomos melhorias em um modelo analítico que descreve a fotodesintegração

de núcleos e sua consequente perda de energia. Núcleos com energia entre $10^{18.5}$ e 10^{21} eV interagem com os fótons da radiação cósmica em micro-ondas e infravermelho. A interação predominante para altas energia é a fotodesintegração dos núcleos e por isso nos concentramos no tratamento deste fenômeno. Resolvemos a razão de fotodesintegração de maneira numérica e analítica e implementamos a solução numérica em um programa de Monte Carlo.

Os detalhes das radiações cósmicas serão discutidas. A radiação cósmica de fundo de micro-ondas é bem descrita como uma distribuição de Planck com média de 2.7 K. No entanto, a radiação cósmica em infravermelho não é bem determinada devido ao excesso de ruído que contamina as diversas medidas. Realizamos uma revisão das medidas do espectro da radiação cósmica infravermelha e exploramos dois modelos teóricos que descrevem esses dados. Utilizamos pela primeira vez, em estudos de propagação de núcleos, um dos modelos mais atuais da literatura feito por Domínguez et. al.. (9)

No capítulo 4, a influência da Latitude do Observatório no estudo de UHECR é apresentada. Quantificamos a influência que a latitude do Observatório introduz no fluxo de raios cósmicos medido na Terra, na capacidade de medida do sinal de anisotropia de fontes do céu e na composição dos UHECRs. Também apresentamos a relação encontrada entre a anisotropia da distribuição de fontes no céu e a diferença entre o fluxo de energia medido entre diferentes latitudes.

No capítulo 5, calculamos o limite superior na luminosidade total de raios cósmicos baseando-se no limite superior da integral do fluxo de raios gama (GeV-TeV) medido por diversos experimentos. Este método baseia-se no fato de que os raios cósmicos ultra energéticos produzem raios gama quando propagam-se das fontes até a Terra, e estes, por sua vez, contribuem para o fluxo total observado na Terra. O capítulo 6 resume as conclusões deste trabalho. O apêndice A, contém os cálculos da razão de fotodesintegração analítica com mais riqueza de detalhes. No apêndice B, descrevemos o cálculo dos limiares de energia dos principais processos de perdas de energia dos raios cósmicos descritos neste trabalho e, no apêndice C, o cálculo da exposição relativa de um experimento localizado em uma dada latitude é apresentado.

CAPÍTULO 2

Revisão dos resultados experimentais e dos modelos de geração de UHECR

Neste capítulo, faremos uma revisão dos resultados experimentais e dos modelos de geração de raios cósmicos, dando ênfase a raios cósmicos de altíssima energia (UHECRs), com energias maiores que 10^{18} eV. Na seção 2.1, apresentaremos os resultados experimentais: os principais experimentos, os espectros de energia medidos, a composição química estimada e as distribuições de eventos no mapa celeste. Na seção 2.2, faremos um breve resumo das previsões teóricas a respeito do espectro, composição e distribuição das fontes para os principais modelos propostos. Na seção 2.3, falaremos dos candidatos a aceleradores e fontes de raios cósmicos. Concluiremos este capítulo de introdução, com uma visão geral do que foi discutido e algumas das muitas questões que continuam sendo abordadas em astrofísica de partículas.

2.1 Revisão de Resultados Experimentais

Nesta seção, apresentaremos os principais resultados experimentais de raios cósmicos. Discutiremos alguns dos principais experimentos, as medidas do espectro de energia, composição química e distribuição de fontes.

2.1.1 Principais experimentos

Técnicas modernas de detecção e modelos sofisticados de reconstrução de eventos de raios cósmicos permitem determinar com precisão a energia e a direção de chegada de partículas com energia acima de 10^{18} eV. Da mesma forma, os experimentos atuais têm sido projetados para extrair informações indicativas da massa da partícula cósmica.

As principais técnicas utilizadas para a detecção dos UHECR na Terra são os detectores de superfície e a detecção de luz de fluorescência. (10) A técnica de detectores de super-

fície faz uso de detectores espalhados no solo, obtendo dessa forma uma amostragem das partículas secundárias que chegam à superfície terrestre. Esses detectores podem ser tanques de água (que captam a luz pelo efeito Cherenkov - radiação na região do ultravioleta ou do azul) e cintiladores (material transparente que fluoresce quando atravessado por uma radiação ionizante).

A segunda técnica de detecção baseia-se na detecção de luz emitida quando o chuveiro interage com a atmosfera. Ao atravessarem a atmosfera, as partículas que compõem o chuveiro ionizam as moléculas de nitrogênio do ar produzindo luz de fluorescência. Os detectores são formados por câmeras de fotomultiplicadoras montadas no plano focal de um espelho, possibilitando a observação do desenvolvimento longitudinal do chuveiro. A partir dessas técnicas é possível obter a direção do chuveiro, sua energia e indicações de composição química.

Citamos abaixo alguns experimentos importantes no estudo de UHECR.

O experimento **Haverah Park** funcionou por 20 anos em Leeds, Inglaterra. Encerrado em 1987, o experimento foi o pioneiro na utilização de tanques de água para detecção de chuveiros atmosféricos extensos. Os detectores ocupavam uma área de 12 km^2 e mesmo com uma área reduzida foi capaz de medir alguns eventos com energia acima de 10^{20} eV . (11)

O experimento **KASCADE** e sua expansão **KASCADE-Grande** são outro exemplo de utilização de detectores de superfície. O experimento, situado em Karlsruhe, Alemanha, iniciou suas medidas em 1996. O experimento era formado por um arranjo de detectores para estudar a composição de raios cósmicos primários e as interações hadrônicas entre as energias de 10^{16} - 10^{18} eV . KASCADE-Grande foi uma extensão do KASCADE com o aumento do número de cintiladores. Um dos principais resultados obtidos por estes experimentos está associado à composição de raios cósmicos acima do primeiro joelho no espectro de energia, onde núcleos pesados passam a dominar a região acima de 10^{15} eV . O experimento KASCADE-Grande foi encerrado em 2013. (12)

O experimento **Fly's Eye**, localizado em Utah, EUA, iniciado em 1981, foi o pioneiro na utilização de telescópios de fluorescência. (13) O Fly's Eye era formado por 67 unidades de detecção. O experimento obteve o espectro de raios cósmicos apresentando a quebra correspondente ao tornozelo.

O experimento **HiRes** (High Resolution Fly's Eye), (14) sucessor do Fly's Eye, iniciou suas medidas em 1994. Contava com dois conjuntos de telescópios, HiRes I e HiRes II, distanciados 12,5 km entre si. O HiRes foi o primeiro a observar a supressão GZK no espectro de energia, posteriormente confirmada pelo Observatório Pierre Auger. O HiRes encerrou seu funcionamento em 2006.

Figura 2.1 – Edifício de fluorescência e detector de superfície no observatório Pierre Auger em Malargüe, na Argentina.

Fonte: Adaptada de PIERRE AUGER (16).

Telescope Array - TA, (15) situado no Norte dos EUA, iniciou seu funcionamento em 2007. Projetado para detectar chuvarões de raios cósmicos com energias a partir de 10^{18} eV, fazendo uso de detectores de superfície e de fluorescência. O experimento utiliza uma combinação de 507 detectores de superfície com 3 m^2 cada, ocupando uma área de 1500 km^2 e três detectores de fluorescência distanciados 30 km entre si e formando um triângulo equilátero. O TA também mediu a supressão GZK.

O **Observatório Pierre Auger** (16) foi proposto em 1992 por James Cronin e Alan Watson, com o objetivo de detectar raios cósmicos com energia acima de 10^{17} eV utilizando detectores de superfície e de fluorescência (figura 2.1).

O Observatório Pierre Auger está situado na cidade de Malargüe, província de Mendoza, na Argentina, e ocupa uma área de 3000 km^2 . O sítio possui 1640 tanques Cherenkov de 10 m^2 de área cada, contendo água purificada e distanciados 1,5 km entre si. Quando elétrons, múons ou fótons atravessam um tanque, produzem radiação Cherenkov na água que é detectada por fotomultiplicadoras. O sítio também conta com 27 telescópios de fluorescência agrupados em 4 prédios. A figura 2.2 mostra a distribuição dos prédios e a localização dos detectores de radiação Cherenkov. Em operação desde 2004, o Observatório Pierre Auger, não só resolveu a divergência entre HiRes e AGASA, mas tem oferecido à comunidade científica os dados de maior precisão e relevância da história desta área. Nas próximas seções discutiremos os principais resultados deste experimento e sua contribuição para a compreensão dos mecanismos de geração de raios cósmicos.

Figura 2.3 – Espectro de energia de Raios Cósmicos. O espectro segue uma lei de potência e mostra a existência de dois joelhos (*knees*) e um tornozelo (*ankle*).

Fonte: Adaptada de AMSLER (21).

uma forte supressão do fluxo dos raios cósmicos (conhecida como efeito GZK). (20)

Os modelos físicos que buscam explicar as mudanças no índice espectral serão descritos mais a frente.

2.1.3 Composição Química

O conhecimento acerca da natureza dos UHECRs é de extrema importância para a compreensão dos mecanismos de propagação e produção destas partículas. Os raios cósmicos observados na Terra não possuem a mesma composição que os originados na fonte. A composição do jato inicial de partículas que sai da fonte (partículas denominadas de primárias) é modificada no percurso até a Terra (partículas secundárias). Isso ocorre principalmente devido às interações entre estas partículas e a radiação existente no meio. Podemos observar a abundância secundária dos elementos comparando a composição elementar do sistema solar com a composição dos raios cósmicos na Terra, veja figura 2.4.

Os raios cósmicos refletem uma composição de uma amostra particular do Cosmo por seguir a abundância relativa do sistema solar, por exemplo os elementos C, O, Ne, Mg, Si, Fe e Ni da figura 2.4. Entretanto, alguns elementos que são mais raros no sistema solar são

Figura 2.4 – Comparação entre a abundância dos elementos do sistema solar com a abundância relativa dos elementos observados nos raios cósmicos.

Fonte: Adaptada de GAISSER (22).

mais abundantes nos raios cósmicos, Ti, Sc, B, Be, Li, evidenciando que os núcleos desse último grupo são em sua maioria secundários e sua abundância pode ser interpretada como o resultado da quebra de núcleos primários mais pesados. (22)

O fluxo de raios cósmicos a baixas energias ($10^{12} - 10^{15}$) eV é dominado por prótons, aproximadamente 60%; o resto do fluxo é constituído por partículas $\alpha \sim 25\%$, núcleos de carbono, nitrogênio, oxigênio e ferro $\sim 15\%$ com uma pequena parcela de elétrons e raios γ . (23)

Para energias entre ($10^{15} - 10^{18}$) eV, a composição pode ser medida por experimentos que utilizam detectores de superfície, como KASCADE (24) e KASCADE-Grande. (25) Os detectores de superfície utilizam cintiladores para medir o número de múons e de partículas carregadas. A partir dessas grandezas e juntamente com a aplicação de métodos de deconvolução, obtém-se os espectros de energia de diferentes tipos de partículas primárias. (26)

A composição dos UHECRs é determinada a partir da natureza da partícula que colidiu no topo da atmosfera (também denominada de primária) e do seu chuvaire. Um parâmetro utilizado para este estudo é a profundidade na atmosfera para o qual ocorre o desenvolvimento máximo do chuvaire (X_{max}). Dois tipos de detectores usados pelos experimentos podem medir diretamente o X_{max} : telescópios de fluorescência, utilizados por HiRes, (27) Telescope Array, (28) e Observatório Pierre Auger (6) e telescópios Cherenkov, utilizados por Yakutsky, (29) Tunka (30) e CASA-BLANCA (31).

A composição dos primários dos UHECRs é inferida a partir da análise dos valores de X_{max} em função da energia. O $\langle X_{max} \rangle$ escala aproximadamente com $\ln(E/A)$, onde E é a energia e A é a massa atômica do raio cósmico primário que deu origem ao chuveiro. Na média, um chuveiro de prótons ocorre mais profundamente na atmosfera que um chuveiro de núcleos de ferro na mesma energia: $\langle X_{max}^p \rangle > \langle X_{max}^{Fe} \rangle$. (32)

A figura 2.5a, mostra um compêndio de valores de $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia medidos por vários experimentos, considerando corretas as extrapolações das seções de choque hadrônicas usadas nas simulações e mostradas pelas linhas cheias e pontilhadas. Os dados dos experimentos HiRes e Telescope Array são publicados sem correções com relação aos efeitos do detector, dessa forma é necessário considerar um viés experimental nos valores de $\langle X_{max} \rangle$ medidos por estes Observatórios. Os dados referentes à figura 2.5, foram obtidos da referência, (33) na qual é realizada uma correção aproximada dos experimentos HiRes e Telescope Array, tornando possível sua comparação com outros experimentos.

Na figura 2.5a, a comparação das medidas com as simulações de prótons (linhas vermelhas) e núcleos de ferro (linhas azuis) nos leva às seguintes conclusões: para a região do espectro conhecida como primeiro joelho, $\sim 10^{15}$ eV, a composição das partículas é mais leve; na região do segundo joelho, $\sim 10^{17}$ eV a composição torna-se pesada e na energia de 10^{18} eV torna-se leve novamente. Em altíssimas energias, a partir de 10^{19} eV, figura 2.5b, observamos que em contraste com os experimentos HiRes/TA/Yakutsk, os dados do Observatório Pierre Auger mostram uma tendência a núcleos predominantemente pesados. Esta interpretação considera como correta a extrapolação de medidas de seção de choque hadrônica para energias acima de 10^{17} eV.

Estudos de propagação de raios cósmicos e distribuição de fontes buscam inferir a composição dos UHECR que chegam à Terra. Os ângulos dos desvios dos UHECRs são em função da carga da partícula, dessa forma, a determinação da composição também depende da atuação de campos magnéticos extragalácticos. Núcleos mais pesados sofrem maiores desvios que prótons e como resultado, os efeitos de distribuições de fontes anisotrópicas influenciam os valores de X_{max} .

2.1.4 Distribuição das fontes

O desvio da trajetória de um partícula em um campo magnético é inversamente proporcional à energia cinética da mesma e diretamente proporcional à intensidade do campo

magnético. Até o presente momento, não temos instrumentos capazes de medir a estrutura do campo magnético extragaláctico com a precisão desejada. Modelos teóricos (35) sugerem que o campo magnético extragaláctico é organizado em células de comprimento de coerência da ordem de ~ 100 kpc. (36) A orientação do campo dentro de uma célula é uniforme, porém a direção muda aleatoriamente de uma célula para a outra. Partículas carregadas com energia E , propagando-se através do campo magnético extragaláctico por uma distância D , sofrerão uma deflexão (δ) devido ao campo extragaláctico, dada por: (35)

$$\delta \approx 0.53^\circ Z \left(\frac{D}{100 \text{Mpc}} \right) \left(\frac{100 \text{EeV}}{E} \right) \left(\frac{B}{10^{-2} \text{nG}} \right), \quad (2.2)$$

onde Z é a carga da partícula. Campos magnéticos extragalácticos, em grandes escalas, são da ordem de $1 - 10$ nG. (37) Consequentemente, os UHECRs não sofrem grandes desvios da sua trajetória devido aos campos magnéticos extragalácticos.

A interação destas partículas com a radiação cósmica de fundo leva-nos também a considerar um horizonte de propagação devido à supressão GZK. Para energias superiores a 6×10^{19} eV, a interação dos raios cósmicos com os fótons da radiação cósmica de fundo, provoca a perda de energia destes raios cósmicos pela produção de píons. Isto impõe uma supressão no espectro de energia, de tal forma que partículas provenientes de fontes que distam aproximadamente 200 Mpc da Terra, com energia superior a 6×10^{19} eV, não seriam capazes de atingir a Terra. No entanto, o experimento Volcano Ranch, em 1962, detectou um evento com energia de 10^{20} eV, superior à energia prevista pela supressão GZK. (7) Após 40 anos da previsão da supressão GZK, já foram detectadas centenas de eventos com energias maiores que 10^{19} eV, indicando que as fontes destas partículas devem estar a uma distância próxima de até 175 Mpc da Terra.

Com desvios de poucos graus e considerando o horizonte GZK, espera-se encontrar uma correlação entre as direções de chegada dos UHECRs e uma distribuição de fontes de raios cósmicos. (38) O aumento no número de eventos melhora a precisão dos resultados e auxilia na detecção de algum sinal fraco de anisotropia, embora a distribuição fique mais isotrópica com a diminuição da energia. Para energias ainda mais baixas, os campos magnéticos alteram totalmente a direção original em um percurso relativamente pequeno. Assim, espera-se uma maior isotropia para energias mais baixas.

As distribuições de fontes também são afetadas pela composição dos raios cósmicos. Considerando que UHECR são primários de prótons, como sugerido pela composição medida pelos experimentos HiRes e TA, (27, 39) a propagação é quase-linear e as deflexões por campos magnéticos extragalácticos e galácticos pequenas. Neste caso, uma distribuição de

fontes anisotrópica deve ser esperada independentemente da densidade de fontes de UHECR. Ao contrário, se a composição em altíssimas energias é pesada ou predominantemente mais pesada, a propagação quase-linear não é mais esperada. Dessa forma, distribuições de fontes anisotrópicas em grandes ângulos podem surgir se os campos extragalácticos forem pequenos. (40) Os principais Observatórios de raios cósmicos em operação: Observatório Pierre Auger e Telescope Array buscam uma correlação entre as direções de chegada dos raios cósmicos com as AGNs (Núcleos Ativos de Galáxias) mais próximas. As direções de chegada de UHECRs e possíveis correlações com AGNs, medidos pelos Observatório Pierre Auger e Telescope Array são mostradas na figura 2.6.

Na figura 2.7(a), os círculos de raio 3.1° mostram as direções de chegada de 27 UHECR, com energia ($E > 55$ EeV), medidos pelo Observatório Pierre Auger. Os asteriscos em vermelho mostram as posições das 472 AGN, das quais 318 estão no campo de visão do Observatório, com redshift $z \leq 0.018$ (75 Mpc) da 12th edição do catálogo Véron-Cetty & Véron (catálogo VCV), catálogo de quasares e AGNs. (41) A linha sólida representa o campo de visão. As diferentes tonalidades em azul mostram a exposição relativa do Observatório. A linha pontilhada é o plano supergaláctico. Nesta análise, o número de eventos correlacionados foi 9 no total de 13 medidos, o que corresponde a 69% dos eventos medidos. (38)

A figura 2.7(b) mostra em círculos cheios e pretos as 69 direções de chegada dos raios cósmicos com energia ($E \geq 55$ EeV) detectados também pelo Observatório Pierre Auger até 31 de Dezembro de 2009. A linha sólida representa o limite do campo de visão do Observatório. Os círculos azuis de raio 3.1° estão centrados nas posições das 318 AGNs do catálogo VCV que se encontram dentro de 75 Mpc e que estão dentro do campo de visão do Observatório. Azul escuro na figura indica maior exposição do Observatório. Neste caso, dos 55 eventos com energia ($E > 55$ EeV), 21 eventos correlacionam com AGNs, o que corresponde a uma fração de eventos correlacionados de 38%. A probabilidade de isotropia esperada era de 21%. (42)

A figura 2.7(c) mostra as direções de chegada dos raios cósmicos com energia ($E > 57$ EeV) medidos pelo Telescope Array e as AGNs vizinhas. Os eventos correlacionados e não-correlacionados são mostrados pelos círculos vermelhos fechados e os círculos abertos azuis, respectivamente. As AGNs estão representadas pelos pontos pretos. A linha pontilhada mostra o limite da exposição do TA. Devido à baixa estatística, o Telescope Array não encontrou correlação dos eventos com energia ($E > 57$ EeV) com as posições das AGNs vizinhas do catálogo VCV, fazendo uso dos mesmos parâmetros utilizados pelo Observatório Pierre Auger. (40)

Baseando-se nos resultados do Observatório Pierre Auger, pode-se somente afirmar que

as direções de chegada dos raios cósmicos ultra energéticos são distribuições de fontes anisotrópicas, mas sem afirmar quem seriam suas verdadeiras fontes, pois a distribuição espacial de AGNs segue a distribuição de matéria do Universo e, conseqüentemente, qualquer objeto que se correlacione com a distribuição de matéria local poderia ser um candidato a fonte de UHECRs.

Figura 2.5 – Valores de $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia para vários experimentos. (a) 10¹⁵ - 10²⁰ eV (b) 10^{17.8} - 10²⁰ eV

Fonte: Adaptada de RIBEIRO (34).

Figura 2.6 – Projeção de Hammer-Aitoff da esfera celeste em coordenadas galácticas. Veja no texto explicações detalhadas de cada gráfico.

(a) Observatório Pierre Auger - 2007

(b) Observatório Pierre Auger - 2010

(c) Telescope Array

Fonte: Adaptada de PIERRE AUGER (38, 42) e TELESCOPE ARRAY (40).

2.2 Revisão de Modelos Teóricos

Nesta seção, apresentaremos os principais modelos teóricos que buscam explicar os dados medidos pelos diferentes observatórios de raios cósmicos. Modelos para os mecanismos de aceleração, a forma do espectro de energia, sua composição química e a distribuição de fontes de raios cósmicos serão abordados.

2.2.1 Mecanismos de Aceleração

Os raios cósmicos de baixas energias ($E < 10^{17}$ eV) podem ser acelerados pelo que denominamos “mecanismo de Fermi”, proposto por Enrico Fermi em 1949. (43) Neste mecanismo, partículas carregadas são aceleradas em ondas de choque de plasmas magnéticos e o ganho médio de energia por colisão é proporcional à velocidade inicial da partícula. Tem sido mostrado que mecanismos de Fermi de primeira ordem operando, por exemplo, em remanescentes de supernova, podem explicar o fluxo de partículas com $E < 10^{17}$ eV. (44)

Já os processos astrofísicos responsáveis pela aceleração das partículas que compõem os UHECRs ($E > 10^{18}$ eV) ainda são desconhecidos e o que existe hoje são modelos teóricos que buscam descrevê-los. Os modelos são usualmente divididos em duas classes: *Bottom-up* (43) e *Top-down*. (45)

2.2.1.1 Modelos *Top-Down*

As partículas para esses modelos seriam originárias de remanescentes do universo primordial com energias maiores que 10^{21} eV. (45) Modelos top-down foram propostos para explicar o espectro de energia medido pelo experimento AGASA, o qual não era compatível com a supressão do fluxo para energias maiores que $10^{19.5}$ eV. (46) A ausência da supressão GZK poderia ser explicada por uma distribuição contínua de fontes originando partículas de altíssima energia próximos da Terra. Entretanto, como esse mecanismo de aceleração não gera uma lei de potência, seu espectro é mais duro do que o observado pelos experimentos HiRes, TA e Observatório Pierre Auger. Além disso, altos fluxos de raios- γ e neutrinos deveriam ser observados, o que não foi medido pelo Observatório Pierre Auger. (16)

Dessa forma, com esses resultados descritos pelo Observatório Pierre Auger, os modelos *Top-Down* perderam relevância como candidatos a fontes, pois a análise do espectro de raios cósmicos ultra energéticos indica uma possível origem extragaláctica e a composição dos espectros primários diverge dos resultados previstos por esses modelos. (45)

2.2.1.2 Modelos *Bottom-up* - Aceleração estocástica de Fermi

Enrico Fermi, em 1949, propôs uma explicação para os processos de produção de energia das partículas provenientes de fontes astrofísicas. (47) Fermi considerou que uma partícula alcançaria mais altas energias quando sofresse espalhamento colidindo com nuvens do meio interestelar.

Regiões de aceleração de partículas são descritas como sendo regiões que possuem nuvens de plasma magnetizado interestelares, figura 2.8. Fermi mostrou que a energia adquirida durante o choque, com uma nuvem magnetizada, de um raio cósmico de energia E é, em média, proporcional à sua própria energia: $\Delta E = \zeta E$. Após k espalhamentos, a energia da partícula torna-se:

$$E \approx E_0(1 + \zeta)^k, \quad (2.3)$$

sendo E_0 a energia inicial da partícula.

Considerando P_{esc} a probabilidade da partícula escapar da nuvem e $(1 - P_{esc})$ a probabilidade da partícula permanecer dentro da região de aceleração da nuvem, obtemos que depois de k colisões, a probabilidade da partícula estar na região será de $(1 - P_{esc})^k$. O número de partículas que atingem uma energia superior a E é dado por:

$$N(> E) = N_0 \sum_{i=k}^{\infty} (1 - P_{esc})^i = N_0 \frac{(1 - P_{esc})^k}{P_{esc}} \quad (2.4)$$

Fazendo uso da equação 2.3 obtemos o seguinte resultado:

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = \beta \ln\left(\frac{E}{E_0}\right) - \ln(P_{esc}), \quad (2.5)$$

onde

$$\beta = \frac{\ln(1 - P_{esc})}{\ln(1 + \zeta)}, \quad (2.6)$$

com $(\beta < 1)$ pois $(P_{esc} < 1)$ e $(\zeta > 0)$. Chamando o índice espectral $\beta = -\alpha$, obtemos uma

Figura 2.7 – Primeira ordem de aceleração de Fermi. As áreas em azul representam as ondas planas e as setas vermelhas os sucessivos espalhamentos das partículas nas irregularidades das frentes de onda.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 2.8 – Segunda ordem de aceleração de Fermi. As áreas em azul representam as nuvens de plasma magnetizadas. As setas verdes representam a direção da velocidade das nuvens e as setas vermelhas as colisões das partículas com as nuvens.

Fonte: Elaborada pela autora.

relação entre α e o número de partículas com energia superior a E após k colisões:

$$N(> E) = N_0 \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha}. \quad (2.7)$$

A equação 2.7, decorrente do modelo de Fermi, prevê que o fluxo de raios cósmicos é uma lei de potência, tal como medidos pelos experimentos.

Esse processo descrito por Fermi, também é conhecido como mecanismo de Fermi de segunda ordem, pois o ganho de energia médio em cada choque tem uma dependência quadrática com a velocidade da onda:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \zeta^2, \quad (2.8)$$

onde $\zeta = v/c$, é a velocidade da onda de choque. Como esse processo é de segunda ordem em ζ , o ganho de energia é ineficiente para acelerar partículas a energias muito altas. Esse mecanismo foi modificado em 1970, (47) para descrever processos de aceleração com mais eficiência. Nesse caso o ganho médio de energia em cada choque é em primeira ordem em ζ ,

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \zeta. \quad (2.9)$$

Esses processos ocorrem em ondas de choque planas de Supernovas, figura 2.7, com sucessivos espalhamentos das partículas nas irregularidades magnéticas das frentes de onda de choque. (47)

Possíveis fontes de aceleradores para os modelos *bottom-up* seriam galáxias com núcleos ativos. Uma grande fração da luminosidade total dessas galáxias é não térmica e é emitida pelo núcleo da galáxia. Estas e outras possíveis fontes de UHECR serão descritas ainda neste

capítulo.

Como já discutido anteriormente, o espectro de raios cósmicos possui quatro principais quebras: o primeiro e segundo joelhos, o tornozelo e a supressão GZK. Apresentamos as teorias físicas propostas para explicar cada intervalo de energia.

2.2.1.2.1 Aceleração na Galáxia Raios cósmicos com energia entre 10^{15} e 10^{17} eV podem ser produzidos na galáxia. Entre as teorias que envolvem essa região de energia do espectro estão a mudança de composição dos primários dos raios cósmicos, de núcleos mais leves (prótons) para núcleos mais pesados, como o Fe. Os núcleos mais pesados podem ser mantidos no domínio de nossa galáxia e por isso estão em maior abundância no espectro. (19) Outra teoria considera que diferentes mecanismos de aceleração alternam a predominância em fluxo do espectro. (17) O modelo mais aceito se baseia na dependência da energia máxima de aceleração com a carga do núcleo acelerado. (48)

Existe uma relação entre partículas aceleradas por remanescentes de supernova e o joelho no espectro de raios cósmicos. O raio de Larmor * para um próton, considerando um campo magnético galáctico de $3 \mu\text{G}$, é aproximadamente 0.5 parsec à energia de $\sim 10^{15}$ eV. O tamanho de estruturas no meio interestelar provenientes de supernovas é da ordem de parsec. A energia máxima de partículas aceleradas por ondas de choque de supernovas é desta mesma ordem, indicando uma possível correlação entre o joelho do espectro de energia de raios cósmicos, e o fim do espectro de energia de raios cósmicos galácticos. (49)

2.2.1.2.2 Transição na predominância Galáctica para extragaláctica A região que supostamente possui a transição da predominância galáctica de raios cósmicos para a extragaláctica, possui energias entre 10^{17} e 10^{19} eV e contém o tornozelo (*ankle*). Esta parte de transição no espectro de energia, corresponderia a mudança de fontes galácticas para extragalácticas. Existem vários modelos que buscam descrever essa transição, como o modelo de Hillas, o modelo de dip e os modelos de composição mixta. No modelo proposto por Hillas, (50) o campo magnético galáctico não teria intensidade de aprisionar partículas a altas energias, nem núcleos mais pesados. Em função disso, uma possível transição da componente galáctica para extragaláctica, sendo a composição química nessa região dominada por núcleos mais pesados, explicaria o *ankle* do espectro.

O modelo de dip, proposto por Berezhinsky, V., (51) fornece uma outra interpretação da transição. O modelo assume que a componente extragaláctica dos UHECR é dominada por

*O raio de Larmor é o raio associado à trajetória de uma partícula em um campo magnético.

prótons. O dip é causado pela produção de par de elétrons/pósitrons devido a interação dos prótons com os fótons da RCM e ocorre entre as energias de 10^{18} eV e 4×10^{19} eV. Como a depressão é causada pela perda de energia dos prótons, a transição deve ocorrer em energias mais baixas que 10^{18} eV.

A figura 2.9 mostra o *fator de modificação* $\eta(E)$ em função da energia. Este parâmetro é definido como a razão do espectro total $J_p(E)$, junto às perdas de energia, e um espectro modificado $J_p^*(E)$, onde somente perdas adiabáticas são consideradas: $\eta(E) = J_p(E)/J_p^*(E)$. O fator $\eta(E)$ depende fracamente do índice espectral do espectro, pois ambos, numerador e denominador o possuem. O *fator de modificação* para prótons está descrito na figura 2.9 em comparação com *fator de modificação* dos dados medidos: Hires I e II e Yakutsk. O modelo mostra uma boa concordância com os dados. O modelo consegue prever o dip para propagações retilíneas e difusas e diferentes distribuições de fonte em até 100 Mpc. (52) Por definição, temos que $\eta(E) \leq 1$, no entanto para $E < 10^{18}$ eV o fator excede 1, indicando uma componente adicional ao fluxo, de origem galáctica. Pelo modelo de dip, os diferentes fluxos de UHECR medidos pelos diferentes observatórios podem ser calibrados. A figura 2.10 mostra à esquerda os espectros medidos e à direita normalizados pelo modelo. (51)

Para núcleos mais pesados, o modelo de dip não reproduz os dados, apenas 15% de composição mais pesada é permitida para energias acima de 10^{18} eV. Outra falha é que apesar do modelo não depender muito do índice espectral, os espectros só reproduzem os dados para índices maiores que 2.4. (52)

Os modelos de composição mixta (53) são baseados no fato de que qualquer mecanismo de aceleração ocorrendo com um gás, pode envolver diferentes núcleos e consequentemente o fluxo deve ter como resultado uma mixta composição. As principais características desses modelos são: índice espectral < 2.5 ; prótons dominam o espectro somente para energias $E > 10^{19}$ eV; a componente pesada e mixta do espectro aparece para energias menores que 10^{19} eV; a transição galáctica-extragaláctica é esperada em energias de $E > 3 \times 10^{18}$ eV. A figura 2.11 mostra o espectro propagado para o modelo de composição mixta (54) em comparação com os dados do HiRes monocular. A componente galáctica é inferida pela subtração da componente extragaláctica da propagação de todo espectro. O modelo tem uma alta dependência com a composição inicial e o efeito da evolução da fonte é forte para baixas e altas energias, incluindo as perdas de energia como produção de par e fotodesintegração para os núcleos.

2.2.1.2.3 Raios cósmicos extragalácticos São poucos os mecanismos de aceleração propostos que permitem que partículas carregadas possam alcançar energias extremamente

Figura 2.9 – Fator de modificação para os espectros de lei de potência com índice espectral de 2.7 em comparação com os dados dos observatórios: Hires I e II à esquerda e Yakutsk à direita. A curva com $\eta = 1$ corresponde a perdas adiabáticas de energia, curva η_{ee} as perdas de energia adiabática e produção de pares e η_{total} as perdas de energia total.

Fonte: Adaptada de BEREZINSKY (52).

Figura 2.10 – Espectros de energia e fluxos medidos por Hires, AGASA, Yakutsk e Auger antes, à esquerda, e depois da calibração de energia obtida pelo modelo de dip, à direita.

Fonte: Adaptada de BEREZINSKY (51).

altas (a partir de 10^{18} eV e maiores que 10^{20} eV). Exemplos destes modelos são o modelo de Gialis e Pelletier, (55) que aplica a primeira ordem de aceleração de Fermi em estudos dentro de Gamma-Ray Burst (GRB), o modelo de Berezhinsky et al.,(56) que sugere que a rotação de estrelas magnetizadas gera grandes campos elétricos induzidos, os quais podem acelerar partículas a altíssimas energias, entre outros. (19) Outros modelos utilizando campos

Figura 2.11 – Espectros propagados para um modelo de composição mixta na fonte, comparados com os dados do Hires. A linha pontilhada corresponde a componente galáctica, obtida pela subtração da componente extragaláctica do fluxo total de raios cósmicos. As três curvas indicam diferentes composições de CNO/He/Fe com resultados essencialmente idênticos.

Fonte: Adaptada de ALLARD (54).

magnéticos sugerem aceleração com campos magnéticos fracos e re-aceleração em jatos. (57)

Para energias maiores que 10^{19} eV, o efeito denominado de supressão GZK ocorre. A supressão é devido às perdas de energia dos raios cósmicos com a radiação cósmica de fundo em micro-ondas, produzindo píons, devido à interação das partículas com os fótons.

Greisen (20) e independentemente Zatsepin e Kuzmin (58) previram que o fluxo de raios cósmicos deveria ser atenuado devido às perdas de energia com a radiação cósmica, principalmente pela fotoprodução de píons na RCM:

$$p + \gamma_{2,7K} = n + \pi^+ \quad (2.10)$$

$$p + \gamma_{2,7K} = p + \pi^0. \quad (2.11)$$

Essa queda ou supressão no fluxo de raios cósmicos aproximadamente a uma energia de 5×10^{19} eV ficou conhecida como efeito GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin). A figura 2.12 mostra um exemplo de simulações de espectro de energia de raios cósmicos baseados em modelos propostos para descrever a região do tornozelo e da supressão GZK.

Figura 2.12 – Espectro de energia dos raios cósmicos multiplicado por E^3 observado por HiRes I e Observatório Pierre Auger. As linhas são simulações obtidas por diferentes modelos de transições galácticas para extragalácticas e diferentes composições químicas e índices espectrais.

Fonte: Adaptada de KOTERA (59).

2.3 Candidatos a Fontes e Aceleradores de Raios Cósmicos

Dentro dos modelos *Bottom-up*, a energia máxima (E_{max}) que um raio cósmico de carga Ze pode adquirir e o valor do campo magnético B (unidades μG) necessário para mantê-lo por um tempo suficiente dentro da região de aceleração estão relacionados de acordo com a equação proposta por Hillas: (50)

$$E_{max} = \beta Z \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{R}{\text{kpc}} \right) 10^{18} \text{eV} \quad (2.12)$$

onde R é o tamanho da região de aceleração (em kpc) e β é a velocidade da região (unidades de c). Em acelerações estatísticas, β representa a velocidade da onda de choque.

Na figura 2.13 está o diagrama de Hillas. Esse diagrama tem como objetivo classificar alguns aceleradores de UHECRs por meio do campo magnético e do seu tamanho. As retas no diagrama correspondem a condição mostrada na equação 2.12 para prótons com energia 100 EeV e ferro com energia de 100 EeV. A análise do diagrama mostra que são poucas

Figura 2.13 – Candidatos a aceleradores de UHECRs, de acordo com o campo magnético e tamanho. A linha verde representa a condição para um núcleo de ferro ser acelerado até a energia de 100 EeV. A linha pontilhada vermelha representa a condição para um próton ser acelerado à energia de 100 EeV. A linha contínua vermelha representa a condição para um próton ser acelerado à energia de 10^{21} eV. O diagrama mostra que os objetos abaixo dessas linhas não são capazes de acelerar partículas com estas energias.

Fonte: Adaptada de SHELLARD (60).

as possíveis fontes capazes de acelerar raios cósmicos a altíssimas energias. Alguns possíveis aceleradores que estão no diagrama estão descritos em seguida.

2.3.1 Galáxias com Núcleos Ativos (AGNs)

Galáxias que possuem uma emissão incomum de energia no seu núcleo são denominadas de AGN (Active Galactic Nuclei). Para galáxias normais, a luminosidade total resulta da soma da emissão térmica de cada uma das estrelas da galáxia. Para as AGNs, uma grande fração da luminosidade total é não térmica e é emitida pelo núcleo da galáxia. Acredita-se que a existência de um buraco negro no centro dessas galáxias seja responsável por essa emissão. O

tamanho da região do núcleo de uma AGN, seu campo magnético e luminosidade são estimados em torno de $L \sim 10^{15}$ Km, $B \sim 10^3$ G e $(\sim 10^{38}-10^{46})$ erg.s⁻¹. (61)

A classificação das AGNs é feita baseando-se em vários fatores como espectros de emissão observados em diferentes comprimentos de onda e a presença ou não de jatos. As classes mais conhecidas são descritas em seguida:

- **Galáxias Seyfert**

As Seyfert foram observadas primeiramente em 1943 e são as galáxias mais comuns no Universo. A maior parte ($\sim 90\%$) apresenta forma espiral, com baixa luminosidade comparada com as outras AGNs. O núcleo de uma Seyfert é cerca de 100 vezes mais luminoso que a Via Láctea, com um espectro contínuo muito azul e linhas fortes de emissão. São divididas em Seyfert I e Seyfert II devido a diferença na largura das linhas de emissão. As Seyfert I possuem linhas largas e estreitas, enquanto as Seyfert II possuem apenas linhas estreitas. (62)

- **Quasares**

Os quasares são objetos distantes e são definidos por suas propriedades ópticas. Cerca de 10% destes objetos possuem forte emissão em rádio. Os objetos descobertos através de observações no óptico são denominados QSO (*Quasi-Stellar Objects*) e os quasares são descobertos por sua forte emissão em rádio. (63)

- **BL Lacs**

Conhecidos também como blazares ou *Flat Spectrum Radio Quasars* (FSRQ) e também *Steep Spectrum Radio Quasars* (SSRQ), são descritos por um espectro contínuo e intenso, com fluxo no óptico variável, o que dificulta a estimativa de sua distância. Seus jatos relativísticos são apontados em direção à Terra, o que os torna fontes promissoras de raios cósmicos ultra energéticos. (64)

- **Rádio-galáxias**

São caracterizadas por serem grandes galáxias elípticas. Podem exibir uma rádio-estrutura com dois lobos opostos. São classificadas em dois tipos: Fanaroff Riley I (FRI) e Fanaroff Riley II (FRII). No primeiro caso, a emissão de rádio diminui com a distância ao centro, enquanto no segundo tipo a emissão ocorre em jatos. No universo local existem mais Rádio-galáxias FRI, enquanto que para altos deslocamentos para o vermelho o inverso ocorre. (65) Característica importante de algumas radio-galáxias é a presença de um jato de matéria saindo de uma fonte central no núcleo da galáxia, composto possivelmente de partículas carregadas se movendo em um campo magnético.

Figura 2.14 – Modelo unificado para as AGNs. As setas indicam os diferentes ângulos de visão que levam aos diferentes tipos de AGNs. A parte central da figura é o disco de acreção, emitindo jatos relativísticos pelas suas laterais.

Fonte: Adaptada de KACHELRIESS (66).

Um esquema de classificação das AGNs está mostrado na figura 2.14. Os diferentes tipos de AGNs correspondem a diferentes ângulos de visão do mesmo fenômeno: acreção em um buraco supermassivo em diferentes estágios de atividade e evolução no tempo. (66)

2.3.2 Estrelas de Nêutrons

As estrelas de Nêutrons são um dos objetos de interesse para aceleração de UHECR, como pode ser visto no diagrama de Hillas, figura 2.13. Estas são objetos pequenos que possivelmente podem acelerar prótons com energias maiores que 10^{20} eV. Elas possuem campos magnéticos da ordem de $\sim 10^{12}$ G e dimensões ~ 10 km. (67) Dentro da classe dessas estrelas existem os pulsares, objetos fortemente magnetizados e em rotação. Uma classe dos pulsares são os magnetares, pulsares com grandes campos magnéticos $\sim 10^{15}$ G, que também são bons candidatos a aceleradores de raios cósmicos. (68)

2.3.3 Explosões de Raios- γ (GRB)

Os Gamma-Ray Burst (GRB) podem emitir neutrinos e raios cósmicos de altíssimas energias. O que torna esses objetos fontes possíveis de raios cósmicos é sua taxa de emissão de energia média ser da mesma magnitude da taxa de emissão de energia média necessária para o fluxo de UHECRs observado na Terra.

Os modelos de aceleração dos UHECRs em GRBs são difusivos, com as partículas aceleradas por meio do mecanismo de Fermi em regiões de choque em expansão que se formam após as explosões. (69)

2.4 Conclusão

Neste capítulo, apresentamos uma revisão dos principais resultados experimentais de raios cósmicos, em seguida, discutimos os modelos teóricos que buscam explicações acerca do espectro de energia, composição, anisotropia e possíveis fontes de raios cósmicos. A origem dos raios cósmicos ainda é um mistério para a astrofísica e a busca por desvendá-la é o estudo de três principais pilares: espectro, composição química e distribuição de fontes.

O espectro de energia de raios cósmicos de altas energias é hoje muito melhor compreendido do que poucos anos atrás e será ainda mais com o funcionamento dos Observatórios já existentes, como Pierre Auger, Telescope Array que coletam um grande número de eventos, e futuros Observatórios no espaço que poderão operar, como o JEM-EUSO. (70) Questões como a mudança precisa das escalas de energia nas regiões do espectro e a transição galáctica para extragaláctica são perguntas que apenas o estudo de modelos, aliada aos Observatórios com alta estatística, poderão responder com mais precisão. (19)

A medida da composição possui forte dependência com os modelos hadrônicos para traduzir as propriedades do chuveiro em medidas de composição, o que torna difícil atingir claras conclusões. Na região entre o joelho e o tornozelo, o LHC possui acesso direto devido a escala de energia. Progressos nesta área têm sido feito, onde medidas dos raios cósmicos de altas energia do joelho (KASCADE-Grande (12)) e baixas energias do tornozelo (Auger HEAT e AMIGA) (71) irão permitir a construção de um modelo unificado das propriedades dos raios cósmicos numa região na qual os modelos hadrônicos podem ser testados no LHC. (19)

Sabemos que uma determinação da distribuição de fontes acima de 60 EeV poderá ajudar

no estudo da composição dos raios cósmicos, que por sua vez permitiria uma comparação dos modelos de interação com propriedades do chuva em ordens de grandeza acima do alcance dos aceleradores de partículas. Uma composição mais precisa dos raios cósmicos juntamente com os produtos de propagações como fótons e neutrinos, poderia indicar possíveis sítios de aceleração de partículas e consequentemente, a partir de toda análise, inferir de fato possíveis fontes de raios cósmicos.

CAPÍTULO 3

Propagação de raios cósmicos no meio intergaláctico

Neste capítulo, discutiremos a propagação de raios cósmicos no meio intergaláctico. Os efeitos da propagação alteram o espectro de energia e a composição dos raios cósmicos injetados pelas fontes e dão origem às características detectadas pelos observatórios. Neste sentido, é essencial compreendermos os espectros de UHECR, sua composição e distribuições de fontes medidos, à luz dos modelos de simulação. De modo particular, a observação de que os UHECRs podem consistir de uma fração não insignificante de núcleos mais pesados, levou-nos neste trabalho a um estudo mais detalhado das interações dos núcleos, de maneira especial o processo de fotodesintegração.

Quando estudamos a propagação dos UHECRs, precisamos considerar suas perdas de energia por vários processos. Para prótons, é relevante o processo de produção de pares, enquanto para núcleos o processo dominante é o processo de fotodesintegração. O estudo apresentado neste capítulo é principalmente dedicado ao processo de fotodesintegração de núcleos. Durante a propagação, a energia e a composição dos núcleos são afetadas pelo processo de fotodesintegração. Calcularemos a razão de fotodesintegração de forma analítica e numérica e implementaremos os resultados em um software de propagação.

Na seção 3.1 deste capítulo, apresentaremos as radiações cósmicas e as principais interações das partículas com os fótons destas radiações. Em um processo de propagação de raios cósmicos, é necessário considerarmos as perdas de energia e interações de núcleos, prótons, fótons e neutrinos, onde fótons e neutrinos são produtos das interações de núcleos e prótons com as radiações cósmicas. Neste capítulo, discutiremos a propagação de núcleos e prótons. A propagação dos fótons será discutida no último capítulo desta tese.

Na seção 3.2, serão descritos os resultados analítico e numérico do cálculo do processo de fotodesintegração de núcleos. Calcularemos a razão de fotodesintegração de diversos núcleos e compararemos com soluções numéricas e analíticas já existentes.

Finalmente, na seção 3.3, discutiremos os resultados da implementação do processo de fotodesintegração de núcleos pelo método de Monte Carlo em um software de propagação.

O método de Monte Carlo é um método estocástico no qual as interações entre núcleos e fótons são calculadas a partir de uma probabilidade de interação entre elas. Compararemos os resultados de nossa implementação com o software de propagação CRPropa. (72)

3.1 Interações e Perdas de Energia dos Raios Cósmicos no meio intergaláctico

Nesta seção, descreveremos as radiações cósmicas relevantes para o estudo da propagação de raios cósmicos: Radiação Cósmica de Micro-ondas e Radiação Cósmica Infravermelha. Em seguida, definiremos as principais perdas de energia na propagação de núcleos e fótons. As parametrizações escolhidas neste trabalho para as seções de choque das interações entre os UHECRs e os fótons das radiações cósmicas serão também descritas.

3.1.1 Radiações Cósmicas

Nesta seção, abordaremos as radiações cósmicas. A radiação de fundo extragaláctica, conhecida como *Extragalactic Background Light (EBL)* engloba as radiações cósmicas em ultravioleta, óptico e infravermelho. A EBL é uma medida da soma de toda a energia liberada predominantemente pela formação de estrelas que ocorreu desde o desacoplamento da matéria e radiação no início da formação do universo. Por sua vez, a radiação em micro-ondas conserva informações da estrutura do universo após o Big-Bang. (73) As contribuições das radiações eletromagnéticas no universo estão esquematizadas na figura 3.1.

3.1.1.1 Radiação Cósmica de Micro-ondas (RCM)

A radiação cósmica de fundo em micro-ondas é um tipo de radiação eletromagnética que preenche o Universo, sendo uma importante fonte de informação sobre o Universo primordial. Nos estágios iniciais do Universo, radiação e plasma quente eram dominantes, preenchendo o cosmo com uma névoa uniforme, que tornava-se opaca em altos redshifts. Sucessivamente, o Universo tornou-se mais frio pela expansão, e quando esfriou o suficiente, os átomos estáveis começaram-se a se formar. Esses átomos não eram mais capazes de absorver os fótons térmicos

Figura 3.1 – Ilustração das principais radiações cósmicas do Universo e a aproximação de sua luminosidade em nWm^2sr^{-1} , descritas nas caixas. Da direita para esquerda: A Radiação Cósmica em Micro-ondas (RCM) - *Cosmic Microwave Background (CMB)*. A Radiação Cósmica Infravermelha (RCI) - *Cosmic Infrared Background (CIB)* e a Radiação Cósmica no Óptico- *Cosmic Optical Background (COB)*.

Fonte: Adaptada de DOLE (74).

e consequentemente o Universo tornou-se transparente. Os fótons da RCM produzidos neste estágio foram propagando-se por todo o Universo com sua energia diminuindo com a expansão do mesmo.

A RCM foi prevista independentemente por Gamow em 1948 (75) e por Alpher e Herman em 1948 (76) e foi observada pela primeira vez por Penzias e Wilson (77) em 1965. A radiação cósmica em micro-ondas é altamente isotrópica e descrita por um espectro de corpo negro com temperatura de 2.725 ± 0.002 K. (77) Este espectro consiste de uma densidade de fótons distribuída de acordo com a função de Planck:

$$n(\epsilon) = \frac{1}{(\hbar c)^3 \pi^2} \frac{\epsilon^2}{(e^{\epsilon/kT} - 1)}. \quad (3.1)$$

onde $k \simeq 8.6 \times 10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$ é a constante de Boltzmann, $h \simeq 6.6 \times 10^{-16} \text{ eV.s}$ é a constante de Planck e $c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ é a velocidade da luz no vácuo. A figura 3.2 mostra o mapa do céu da RCM e o espectro de corpo negro medido.

Figura 3.2 – Esquerda: Mapa do céu da radiação cósmica de micro-ondas medida pelo satélite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe). Direita: Radiação de Fundo de micro-ondas observada pelo Observatório Espacial COBE. A curva representa um corpo negro de 2,74 K e os pontos pretos são os dados experimentais.

Fonte: Adaptada de NASA (78).

3.1.1.2 Radiação Cósmica Infravermelha (RCI)

A radiação cósmica infravermelha tem origem extragaláctica e é isotrópica em grandes escalas, (79) isso porque a RCI é descrita por um espectro formado a partir da evolução e luminosidade de fontes, juntamente com poeira e processos de formação cosmológica de estrelas e galáxias. (80) Como a formação da radiação cósmica infravermelha está diretamente ligada à formação de estrelas do Universo, limites dessa radiação podem ser usados para fornecer vínculos na história da formação e evolução das galáxias. (9) Incertezas nas medidas de radiação do infravermelho existem devido à contaminação por outras fontes de energia e também poeira existente juntamente com a radiação detectada. Na figura 3.3, mostramos três mapas do céu da radiação RCI, para três diferentes valores de comprimento de onda: 100, 140 e 240 μm , medidos pelo satélite DIRBE.

Existem modelos cosmológicos construídos a partir das medidas realizadas pelos experimentos. Estes experimentos medem a radiação infravermelha com limites superiores e inferiores nos valores da RCI. (9) As principais medidas diretas da RCI foram realizadas pelos seguintes satélites: o COsmic Background Explorer (COBE) e o InfraRed Telescope in Space (IRTS). O satélite COBE levou consigo 3 instrumentos para investigar a radiação do Universo desde o infravermelho até micro-ondas. O instrumento DIRBE (Diffuse InfraRed Experiment) foi o responsável pela medida no infravermelho, com comprimentos de onda medidos que iam de 1.25 a 240 μm . O FIRAS (Far Infrared Spectrometer), espectrômetro de infravermelho, foi

Figura 3.3 – Mapa do céu da radiação RCI. Medidas feitas pelo DIRBE nos comprimentos de onda 100 - 240 μm .

Fonte: Adaptada de NASA (78).

o instrumento levado pelo COBE que tinha como missão medir o espectro de frequência da radiação cósmica de fundo.

Medidas da radiação cósmica infravermelha juntamente ao visível e ultravioleta também foram realizadas com os seguintes telescópios e instrumentos: o telescópio espacial no infravermelho da Agência Espacial Europeia (ESA) denominado Infrared Space Observatory (ISO), operacional desde 1995 e carregou consigo dois instrumentos para medidas da RCI. (81) O telescópio Hubble Space Telescope's (HST); o telescópio japonês AKARI; o telescópio GALEX (Galaxy Evolution Explorer) da NASA, especializado na captura da radiação ultravioleta; o telescópio Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS); o IRAC (Spitzer Space Telescope Câmera Infrared) e o Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS) que consiste de um fotômetro que fornece imagens e limitada análise espectrográfica para comprimentos de ondas distantes da faixa infravermelha, entre outros instrumentos de medida.

Todos os resultados obtidos de cada medida feita pelos instrumentos citados e outros foram por nós compilados na figura 3.4. Devido às incertezas nas medidas já discutidas acima, as medidas da radiação cósmica infravermelha não são exatas e consequentemente não possuí-

mos uma boa descrição da forma desta radiação. O que existe hoje na literatura são modelos cosmológicos que buscam descrevê-la baseados na evolução e formação do universo, sendo consistentes com os dados medidos pelos diversos experimentos. Na figura 3.5, apresentamos alguns modelos cosmológicos de radiação cósmica infravermelha. Veja que existe uma grande diferença entre os vários modelos propostos, que em geral é desprezada em estudos de propagação de raios cósmicos.

3.1.1.3 Parametrizações das Radiações Cósmicas utilizadas neste trabalho

Na figura 3.6, apresentamos as parametrizações dos modelos cosmológicos que utilizaremos neste trabalho, juntamente com a radiação cósmica em micro-ondas. Destacamos que o modelo de Dominguez et al. (9) de 2011 é um dos mais atuais na literatura e possui como diferencial limites superiores e inferiores para as medidas da radiação cósmica infravermelha.

O modelo de Dominguez et al. é conhecido como um modelo semi-analítico baseado na formação estrutural do modelo cosmológico Λ CDM. (105) O modelo também baseia-se no WMAP5, (106) tratando da emissão de poeira utilizando modelos empíricos. Dominguez et al. prediz uma variação nos parâmetros cosmológicos adotados em seu modelo, também como a região óptica, que devido a produção de elétron/pósitron é afetada pelo redshift e pela energia dos raios gama e, por fim, como se dão os efeitos da absorção de raios gama no espectro de uma variedade de fontes extragalácticas.

A figura 3.6, mostra toda a radiação cósmica com a qual os raios cósmicos interagem: a radiação cósmica de micro-ondas descrita pela função de Planck e a radiação cósmica infravermelha representada pelos dois modelos que adotamos neste trabalho. Observamos por esta figura que a densidade de energia da radiação cósmica infravermelha é bem menor comparada à densidade de energia da radiação em micro-ondas.

3.1.2 Perdas de Energia

Perdas de energias durante a propagação dos raios cósmicos, devido a sua interação com a radiação cósmica, precisam ser consideradas no estudo da propagação de raios cósmicos. As interações mais relevantes para a propagação de raios cósmicos são as seguintes:

- **Perdas adiabáticas:** Essas perdas são devido à expansão do Universo. É considerada

para todos os tipos de partículas.

- **Produção de pares:** O resultado dessa interação é a criação de um par pósitron/elétron. Ocorre com núcleos com ($A \geq 1$) e fótons.
- **Fotoprodução de Píons:** Tem como produto a criação de um ou múltiplos píons. Ocorre com núcleos com ($A \geq 1$).
- **Fotodesintegração:** Fragmentação de núcleos originais dando origem a núcleos mais leves. Ocorre com núcleos com ($A \geq 2$).
- **Espalhamento Compton e emissão síncroton:** Ocorrem com fótons e pares elétron/pósitron originados de cascatas eletromagnéticas iniciadas por núcleos.

Como já discutido no capítulo anterior, uma das possíveis interpretações para os dados medidos do Observatório Pierre Auger, é que exista uma porcentagem não desprezível de raios cósmicos pesados, a altas energias. A figura 3.7, mostra que em altas energias, entre $10^{19.5}$ eV e 10^{20} eV, o processo relevante de perda de energia para núcleos mais pesados é o processo de fotodesintegração. Núcleos com energia entre $10^{18.5}$ e 10^{21} eV sofrem desintegração ao colidirem com fótons. Esses fótons possuem comprimento de onda em torno de $\lambda \sim 10 - 1000 \mu\text{m}$ e estão presentes na radiação cósmica de micro-ondas e na radiação cósmica infravermelha.

As perdas de energia obtidas por nosso simulador, que será apresentado mais a frente, descritas pela figura 3.7 estão em ótima concordância com a literatura, (72, 114) com pequenas diferenças devido à parametrização da radiação infravermelha escolhida. Os processos de fotodesintegração, produção de pares e a fotoprodução de píons serão abordados com mais detalhes.

3.1.2.1 Seção de choque das interações $p\gamma$

A probabilidade de prótons de altíssima energia interagirem com os fótons das radiações de fundo cresce com o aumento de energia dos prótons. Considerando E e ϵ as energias do próton e fóton, respectivamente, no referencial de repouso do núcleo, a interação é equivalente a uma colisão com um fóton de alta energia com energia $\epsilon' = \gamma\epsilon(1 - \cos\theta)$, onde θ é o ângulo da colisão.

Quando a energia ϵ' é igual a pelo menos a massa do pión $m_\pi c^2 \approx 140 \text{ MeV}$, o próton perde energia e origina píons. Esse processo acontece acima de 50-60 EeV e dá origem ao

conhecido efeito ou corte GZK no espectro de energia dos raios cósmicos. (115) A figura 3.8, mostra as contribuições de cada canal para a seção de choque total entre prótons e fótons.

3.1.2.2 Livre caminho médio para as interações $p\gamma$

O caminho livre médio para as interações $p\gamma$ pode ser obtido da seguinte forma: consideremos um núcleon de energia $E = \gamma mc^2$ movendo-se através de uma densidade isotrópica de fótons de energia ϵ . Chamando de θ o ângulo que o fóton faz com a direção do núcleo, a seção de choque efetiva média pode ser escrita como:

$$\sigma_{ef}(\epsilon) = \frac{\int d\Omega \sigma(\epsilon')(1 - \cos \theta)}{\int d\Omega (1 - \cos \theta)}, \quad (3.2)$$

onde $d\Omega$ é o ângulo sólido, $\epsilon' \equiv \gamma\epsilon(1 - \cos \theta)$ é a energia do fóton no sistema de repouso do núcleon e $\sigma(\epsilon')$ é a seção de choque total para todas as interações γN em função de ϵ' . Resolvendo a expressão acima obtemos:

$$\sigma_{ef}(\epsilon) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi 2\pi \sin \theta (1 - \cos \theta) \sigma(\epsilon') d\theta \equiv \frac{1}{2\gamma^2 \epsilon^2} \int_0^{2\gamma\epsilon} \epsilon' \sigma(\epsilon') d\epsilon' \quad (3.3)$$

O livre caminho médio é obtido considerando uma densidade fixa η (unidades de $1/m^3$) para uma reação com uma seção de choque σ (unidades de $1/m^2$):

$$\lambda = \frac{1}{\eta\sigma}. \quad (3.4)$$

Aqui, consideramos UHECR propagando-se em um campo de fótons na RCM: $n = n(\epsilon)$, o qual pode ser parametrizado pela distribuição de Planck:

$$\eta(\epsilon, d\epsilon) = n(\epsilon) d\epsilon = \frac{\epsilon^2 d\epsilon}{\pi^2 \hbar^3 c^3 (e^{\epsilon/kT} - 1)}, \quad (3.5)$$

k é a constante de Boltzmann e $T = 2.7$ K é a temperatura da RCM. O livre caminho médio inverso final é obtido somando sobre todas as energia dos fótons: (77)

$$\lambda^{-1} = \int_0^\infty n(\epsilon, d\epsilon) \sigma_{ef}(\epsilon) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3 c^3 \gamma^2} \int_0^\infty \frac{1}{e^{\epsilon/kT} - 1} \left\{ \int_0^{2\gamma\epsilon} \epsilon' \sigma(\epsilon') d\epsilon' \right\} d\epsilon. \quad (3.6)$$

De maneira geral, o livre caminho médio inverso, também aqui denominado de razão de fotodesintegração de um núcleo A , para uma densidade de fótons $n(\epsilon)$, a um dado redshift e

limiar de energia ϵ_{thr} tem a forma:

$$\lambda_A^{-1}(z, \epsilon) = \frac{c}{2\gamma_A^2} \int_{\epsilon_{thr}/2\gamma_A}^{\epsilon_{max}} d\epsilon \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{thr}}^{2\gamma_A \epsilon} d\epsilon' \epsilon' \sigma(\epsilon'). \quad (3.7)$$

onde $\gamma = (1 + z) \frac{E}{Am_p c^2}$ é o fator de Lorentz do núcleo no redshift z .

3.1.2.2.1 Produção de Pares No sistema de referência do núcleo, o processo de produção de pares $A + \gamma \rightarrow A + e^+ + e^-$, considerando um fóton da RCM, ocorre no limite de energia próximo a $2m_e c^2 \approx 1$ MeV. O processo de produção de pares pode ser considerado como um processo de perda de energia contínuo porque a perda por interação é bem pequena. O cálculo da perda de energia para a produção de pares, devido à interação Bethe-Heitler com os fótons de densidade $n(\epsilon)$ é dada por: (116)

$$\beta_{e\pm}(E; Z, A) \propto \alpha r_e^2 Z^2 (m_e c^2)^2 \int_2^\infty d\xi n\left(\frac{m_e c^2}{2\gamma} \xi\right) \frac{\varphi(\xi)}{\xi^2} \quad (3.8)$$

onde $\beta_{e\pm}(E; Z, A)$ é proporcional ao inverso do livre caminho médio e depende da densidade de fótons e da sua energia, $\gamma \approx E/(Am_p c^2)$ é o fator de Lorentz do núcleo, m_e é a massa do elétron, $\alpha = e^2/\hbar c$ é a constante de estrutura fina e $r_e = e^2/m_e c^2$ é o raio clássico do elétron. No caso de um corpo negro à temperatura T_0 , na RCM, a perda de energia obtida pela aproximação de Born torna-se: (116)

$$\beta_{e\pm}(E; Z, A) = \frac{\alpha r_e^2 Z^2 (m_e c^2 k_B T_0)^2 c}{\pi^2 \hbar^3 c^3 E} f(\nu), \quad (3.9)$$

com

$$f(\nu) = \nu^2 \int_2^\infty d\xi \varphi(\xi) (e^{\nu\xi} - 1)^{-1}, \quad \nu = \frac{m_e c^2}{2\gamma k_B T_0}. \quad (3.10)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann. A produção de pares é a reação mais importante para a criação de fótons secundários em TeV.

3.1.2.2.2 Fotoprodução de píons Como discutido na seção 3.1.2.1, os núcleons de alta energia podem produzir mésons secundários nas interações com os fótons de baixa energia das radiações. A reação mais importante desse tipo é a produção de píons nas reações acima de 50 EeV para prótons propagando-se na RCM, levando ao conhecido efeito GZK em energias próximas a $E_{GZK} = 5 \times 10^{19}$ eV. A fração de perda de energia desse processo é dada pela

expressão:

$$\begin{aligned}
 -\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} &= \frac{m_p^2}{2E^2} \int_0^\infty d\epsilon \frac{d\epsilon n(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_0^{2\epsilon \frac{E}{m_p}} d\epsilon' \epsilon' \kappa(\epsilon') \sigma(\epsilon') \\
 &= -\frac{k_B T_0}{2\pi^2 \hbar} \frac{m_p^2}{E^2} \int_0^\infty d\epsilon \kappa(\epsilon) \sigma(\epsilon) \epsilon \times \ln \left[1 - \exp \left(-\frac{m_p}{2E k_B T_0} \epsilon \right) \right],
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

onde m_p é a massa do próton em unidades de eV/c^2 , $\sigma(\epsilon)$ é a seção de choque para a produção de píons em termos da energia do fóton ϵ e $\kappa(\epsilon)$ é o fator inelasticidade, que representa a fração média de energia perdida pelo fóton para o núcleon no sistema de referência no qual a temperatura da RCM é de 2.7 K.

3.1.2.3 Seções de Choque das interações $A\gamma$

Como no caso de prótons, a probabilidade de núcleos de alta energia interagirem com os fótons das radiações de fundo cresce rapidamente com a energia do núcleo. Os processos envolvidos para os núcleos, além da fotodesintegração, são os mesmos descritos nas seções anteriores para o caso de prótons: produção de pares e fotoprodução de píons.

O processo nuclear de fotodesintegração é dominado pela GDR (Giant Dipole Resonance)*, o qual possui um pico na probabilidade de interação no intervalo de energia entre 10-30 MeV no sistema de repouso do núcleo, (117). Para mais altas energias a seção de choque é dominada pela emissão de multinúcleons e descrita por um valor constante de energia de $\epsilon = 150$ MeV. O processo de fotodesintegração considerado aqui pode emitir um ou dois núcleons, embora a emissão de multinúcleons seja ainda possível.

Acima de 30 MeV e abaixo de 150 MeV, núcleos são principalmente sujeitos ao processo conhecido como efeito quasi-deuteron (QD), no qual o fóton interage com o par de núcleon enquanto estes são espalhados dentro do núcleo, levando à emissão do par e a possibilidade adicional de núcleons. Acima de 150 MeV, ressonâncias bariônicas (BR) geralmente dominam e os núcleos submetem-se à produção de mésons. Para energias acima de 1 GeV a foto-fragmentação, (photo-fragmentation)-(PF) ocorre e os núcleos quebram-se em fragmentos de menor massa e energia. (77) As diferentes contribuições para a seção de choque total do processo de fotodesintegração estão descritas na figura 3.9.

As parametrizações das seções de choque para o processo de GDR utilizadas na literatura

*Estado de ressonância onde a seção de choque atinge seu máximo. Consiste de uma excitação da oscilação coletiva dos nêutrons e prótons no núcleo, que pode ser causada por um campo eletromagnético.

são funções gaussianas ou lorentzianas, pois representam bem as ressonâncias dos núcleos durante a colisão com os fótons. (115) Os núcleos possuem massa A com um único número atômico Z associado a eles.

A seção de choque gaussiana possui a seguinte expressão:

$$\sigma_{A,i} = \frac{\xi_{A,i} \Sigma_d \Theta(\epsilon - 2) \Theta(30 - \epsilon) e^{-2(\epsilon - \epsilon_{0i})^2 / \Delta_i^2}}{W \Delta_i} + \frac{f_i \Sigma_d \Theta(\epsilon - 30)}{120} \quad (3.12)$$

para $i = 1, 2$ e

$$\frac{f_i \Sigma_d \Theta(\epsilon - 30)}{120} \quad (3.13)$$

para $i > 2$; onde i é o número de núcleons perdidos para cada reação. Os parâmetros ξ_i , ζ , $\epsilon_{p,i}$ e Δ_i possuem valores ajustados dos dados físicos nucleares. (115) Na expressão para a seção de choque temos que W é um fator de normalização e Σ_d é o momento fotonuclear da seção de choque descrito pela lei de soma de Thomas-Reiche-Kuhn: (118)

$$\Sigma_d = \int_0^\infty \sigma(\epsilon) d\epsilon = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} = 60 \frac{NZ}{A} \text{ mbar-MeV} \quad (3.14)$$

onde M é a massa do núcleon, A é o número de massa, Z é o número atômico, $N = A - Z$ é o número de nêutrons do núcleo e ϵ é a energia do fóton no sistema de repouso do núcleo. (115) As expressões $\Theta(x)$ são funções de Heaviside, $\epsilon_1 = 30$ MeV, $\epsilon_{max} = 150$ MeV, e o limiar de energia para que as interações ocorram são da ordem de $\epsilon_{th} \approx i \times 10$ MeV. (117) Os valores de Δ_i , f_i , ξ_i e as energias ϵ_{0i} são encontrados na ref. (77)

A parametrização desta seção de choque faz uso de uma aproximação gaussiana para a descrição da ressonância e de uma constante para a emissão de multinúcleons; no entanto essa abordagem superestima a largura dessa ressonância, observada na figura 3.10, o que ocasiona uma contribuição maior da ressonância a baixas energias em comparação aos dados experimentais. (115)

A outra parametrização utilizada na literatura é a parametrização lorentziana, (115) que faz uso de uma seção de choque com a ressonância (GDR) descrita pela seguinte função: (119)

$$\sigma_{GDR}(\epsilon, A) = 720 A^{7/6} \frac{\Gamma_{GDR}^2}{(\epsilon A^{1/6} - E_{GDR})^2 + \Gamma^2} \mu\text{bar} \quad (3.15)$$

onde $E_{GDR} = 35.3 \text{ MeV } A^{-1/6}$ e $\Gamma = 15.1 \text{ MeV } A^{-1/6}$. Para a análise dessas diferentes seções de choque: gaussiana e lorentziana, construímos um programa para resolver a razão de fotodesintegração, expressão 3.19. Neste cálculo, consideramos a soma das radiações

cósmicas em micro-ondas e infravermelho já descritas na seção 3.3.1 e mostrada na figura 3.6. As parametrizações das seções de choque dos outros processos também são descritas em (115) com as seguintes expressões:

$$\sigma_{QD}(\epsilon, A) = 550A^{5/4} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_{QD}} - 1 \right)^{3/2} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_{QD}} \right)^{-3} \mu\text{bar} \quad (3.16)$$

$$\sigma_{BR}(\epsilon, A) = A \sum_{i=1}^4 \sigma_i \sigma_L(\epsilon; \epsilon_L, \Gamma_i) \quad (3.17)$$

$$\sigma_{PF}(\epsilon, A) = A^{0.91} (1 - 2.48e^{-\epsilon/0.8\text{GeV}}) (69.8s^{0.081} + 64.3s^{-0.453}) \quad (3.18)$$

com $\epsilon = 0.0333 \text{ GeV } A^{-1/6}$, $s = 0.88 + \epsilon/0.532 \text{ GeV}$, $(\epsilon_i(\text{GeV}), \Gamma_i(\text{GeV}), \sigma_i(\mu\text{b})) = (0.34, 0.17, 351)$, $(0.75, 0.50, 159)$, $(1.00, 0.60, 21)$, $(1.50, 0.80, 26)$ para $i = 1, 2, 3$ e 4 , respectivamente.

3.1.2.3.1 Razão de Fotodesintegração O mecanismo mais eficiente de perda de energia para um núcleo, em altas energias, é o processo de fotodesintegração (ou foto-erosão). A quantidade de fotodesintegração sofrida por cada núcleo ao propagar-se na radiação cósmica infravermelha e radiação cósmica de micro-ondas depende das seções de choque das interações de fotodesintegração, dos campos de radiação descritos na seção anterior e também dos campos magnéticos intergalácticos existentes. (21)

Neste trabalho, consideraremos núcleos sofrendo fotodesintegração ao colidirem com fótons existentes nos campos de radiação. A ilustração do processo de colisão dos fótons com os núcleos (fotodesintegração) é mostrada na figura 3.12.

A aproximação usada para o processo de fotodesintegração, por diversos programas de propagação, (72, 120) é feita utilizando-se a cadeia de decaimento de núcleos proposta primeiramente por Puget, Stecker e Bredekamp (PSB), (77) figura 3.11. Esta cadeia-PSB de núcleos ligados pela perda de um ou mais núcleons é indicada pela seta vermelha na figura 3.11. As contribuições relativas de todos os canais da cadeia correspondentes aos núcleos com $A \leq 56$ são encontrados em (77, 117).

Figura 3.4 – Medidas diretas da radiação cósmica infravermelha: 0.3, 0.555 μm por Bernstein, (82) 1.43, 1.53, 1.63, 1.73, 1.83, 1.93, 2.03, 2.14, 2.24, 2.34, 2.44, 2.54, 2.88, 2.98, 3.07, 3.17, 3.28, 3.38, 3.48, 3.58, 3.68, 3.78, 3.88, 3.98 μm por Matsumoto (83) usando Infrared Telescope in Space; 1.25, 2.2 μm por Cambrésy et al.; (84) 2.2, 2.5 μm por Gorjian, Wright & Chary; (85) 60, 100 μm por Finkbeiner, Davis & Schlegel, (86) todos esses experimentos usando DIRBE ; 65, 90, 140, 160 μm por Matsuura et al., (87) usando AKARI; 100, 140, 240 μm por Lagache et al.; (88) 140, 240 μm por Schlegel, Finkbeiner & Davis; (89) 140, 240 μm por Hauser et al.; (79) todos esses usando FIRAS; 0.1530, 0.2310 μm por Xu et al. (90) usando GALEX; 0.1595, 0.2365 μm por Gardner, Brown & Ferguson (91) usando HST e STIS; 0.36, 0.45, 0.67, 0.81, 1.1, 1.6, 2.2 μm por Madau & Pozzetti (92) usando HST; 1.25, 1.60, 2.12 μm por Keenan et al. (93) usando Telescope Subaru; (94) 3.6 μm por Levenson & Wright; (95) 3.6, 4.5, 5.8, 8.0 μm por Fazio et al. (96) com análise do último ponto feita por Franceschini et al.; (97) todos esses usando IRAC; 15 μm por Metcalfe et al. (98) usando ISO; 15 μm por Hopwood et al. (99) usando AKARI; 24 μm por Papovich et al. (100) and Chary; (85) 24, 70, 160 μm por Béthermin et al. (101) usando MIPS; 71.4 μm por Frayer et al (102) usando MIPS; 100, 160 μm por Berta et al. (103) usando Herschel. (104).

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 3.5 – Modelos Cosmológicos da radiação cósmica infravermelha. Modelos de Malkan & Stecker; (80) Domínguez et al.; (9) Aharonian et al.; (107) Mazin & Raue (108) Albert et al.; (109) Aharonian et al. (110) e Franceschini et al.; (111) Franceschini et al.; (97) Gilmore et al. (112) e Kneiske. (113).

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 3.6 – Espectro da radiação cósmica de micro-ondas e radiação cósmica infravermelha utilizadas neste trabalho: Domínguez et al. (9) e Malkan & Stecker. (80).

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 3.7 – Livre caminho médio em $z = 0$ como função da energia de um núcleo de ferro. As contribuições devido a diferentes processos (produção de pares (ee), foto-produção de píons (pion proton) e fotodesintegração (photod.)) no RCM e RCI são mostrados separadamente. Apesar do processo de fotodesintegração ser um processo estocástico, neste caso ele será abordado numa aproximação contínua.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 3.8 – Seção de choque total da interação entre prótons e fótons como função da energia do fóton (ϵ') no sistema de repouso do próton. Os pontos são medidas experimentais e as diferentes contribuições são: ressonância bariônica (BR), processos diretos produzindo partículas e produção de múltiplos.

Fonte: Adaptada de RACHEN (115).

Figura 3.9 – Seção de choque total das interações $A\gamma$ para um núcleo de ferro como função da energia do fóton no sistema de repouso do núcleo. As diferentes contribuições são devido aos processos de dipolo ressonante (GDR), quasi-déuteron (QD), ressonância bariônica, baryon resonance excitation (ISOBAR) e fragmentação.

Fonte: Adaptada de RACHEN (115).

Figura 3.10 – Comparação entre as descrições das seções de choque Gaussiana e Lorentziana para o processo GDR de núcleo de ferro como função da energia do fóton.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 3.11 – Cadeia de decaimento para o núcleo de ferro descrita por PSB.

Fonte: Adaptada de PUGET (121).

Figura 3.12 – Ilustração do processo de fotodesintegração.

Fonte: Adaptada de COSMOS (122).

A razão da desintegração de um núcleo de massa A com consequente produção de i núcleons e considerando $c = 1$, equação 3.7, foi obtida na seção 3.1.2.2:

$$R_i(z, E; Z, A) = \frac{1}{2\gamma_A^2} \int_{\epsilon_{thr}/2\gamma_A}^{\epsilon_{max}} \frac{d\epsilon}{\epsilon^2} n(\epsilon) \int_{\epsilon_{thr}}^{2\gamma_A\epsilon} d\epsilon' \epsilon' \sigma_{A,i}(\epsilon') \quad (3.19)$$

onde $\gamma_A = (1+z) \frac{E}{Am_p}$ é o fator de Lorentz do núcleo no redshift z , ϵ_{thr} é a energia limite do processo caracterizado pela seção de choque $\sigma_{A,i}$, $n(\epsilon)$ é a densidade de fótons com energia ϵ no sistema de repouso do observador e ϵ' é a energia do fóton no sistema de repouso do núcleo.

O processo de fotodesintegração pode ser considerado como um processo “quase-contínuo” devido as seguintes características: (115)

1. A maioria das reações de fotodesintegração remove somente um ou dois núcleons do núcleo, isto é, a massa é perdida em pequenos passos $\Delta A \ll A$;
2. Os parâmetros que descrevem a seção de choque mudam suavemente com a massa;
3. O fator de Lorentz do núcleo é constante, ou seja, não muda em cada processo de desintegração, isso ocorre porque tanto a energia quanto o momento transferidos do fóton para o núcleo no referencial de repouso do núcleo é desprezível comparado com a massa nuclear.

Consideramos a perda de massa devido a fotodesintegração diretamente proporcional à perda de energia: $\Delta E = \gamma \Delta M$ e então definimos a inelasticidade do processo de fotodesintegração como sendo:[†]

$$\kappa_A(\epsilon', A) \equiv \left[\frac{\Delta E}{E} \right]_{RL, \epsilon'} = \left. \frac{\Delta A}{A} \right|_{\epsilon'} \quad (3.20)$$

[†]RL é Referencial do Laboratório.

A fotodesintegração total é denominada razão efetiva e é dada por:

$$R_{eff,A} = \frac{dA}{dt} = \sum_i i R_{A,i}. \quad (3.21)$$

Para o processo de fotodesintegração, a emissão de núcleons é isotrópica no referencial de repouso do núcleo, isto é, a perda de energia média é igual a perda de energia de massa do núcleo e o seu fator de Lorentz durante o processo de fotodesintegração é conservado, lembrando que a perda de energia por produção de pares aqui não é considerada. Dessa forma temos:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (3.22)$$

então, $A/R_{eff,A}$ fornece a perda de energia pelo tempo para a fotodesintegração total. O total de energia e massa perdidos pelo tempo durante a propagação fornecem para o núcleo de ferro:

$$A(t) = 56e^{-R_{eff}t/56} \quad (3.23)$$

$$E(t) = E_0e^{-R_{eff}t/56} \quad (3.24)$$

onde E_0 se refere a energia máxima com a qual o núcleo sai da fonte.

3.1.2.4 Livre caminho médio para as interações $A\gamma$

A figura 3.13, mostra o livre caminho médio em Mpc do processo de fotodesintegração em função da energia para o núcleo de ferro, calculadas com as seções de choque Lorentziana da figura 3.9. A importância dos processos de ressonância bariônica (BR) e fotofragmentação (PF) aparece acima de 10^{22} eV no RCM devido ao alto valor do limiar de energia desses processos. (123) Dessa forma, para energias máximas até $E_{max} = 10^{22}$ eV, é permitido negligenciar esses processos.

A figura 3.14, mostra o livre caminho médio em Mpc no processo de fotodesintegração em função da energia, calculadas com as duas seções de choque da figura 3.10. Chamamos a atenção para uma diferença não desprezível para energias em torno de 10^{20} eV. No entanto, observamos que as duas curvas da figura 3.14 apresentam o mesmo comportamento. Dessa forma, ambas as parametrizações da seção de choque podem ser utilizadas na modelagem do problema de propagação de núcleos pelo processo de fotodesintegração. Neste trabalho, faremos uso da seção de choque gaussiana (eq. 3.12), assim como outros autores. (77, 117)

Como já discutido, o processo de fotodesintegração pode emitir um ou dois núcleons entre

Figura 3.13 – Livre caminho médio do processo de fotodesintegração para o núcleo de ferro (Fe) em função da energia considerando sua interação com os campos de radiação micro-ondas e infravermelho para a seção de choque Lorenzniana. A contribuição dos processos individuais da fotodesintegração é detalhada para comparação: GDR: grande dipolo ressonante, QD: quasi-déuteron, BR: ressonância bariônica e FRAG: fotofragmentação.

Fonte: Elaborada pela autora.

10-30 MeV. As figuras 3.15 - 3.16, descrevem as contribuições do livre caminho médio com a seção de choque gaussiana como função da energia nas radiações RCM e RCI. A figura 3.15, considera a contribuição para a perda de um e dois núcleons separadamente e para a soma também. Já a figura 3.16, mostra a estimativa do livre caminho médio devido aos processos de GDR e QD separadamente e considerando a soma de ambos.

Figura 3.14 – Livre caminho m3dio do processo de fotodesintegra33o para o n3cleo de ferro em fun33o da energia considerando sua intera33o com os campos de radia33o micro-ondas e infravermelho para as se33oes de choque Gaussiana e Lorentziana.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 3.15 – Livre caminho m3dio em $z = 0$ para o processo de fotodesintegra33o em fun33o da energia de um n3cleo de ferro no sistema de repouso do observador. O caminho livre m3dio foi calculado com a se33o de choque gaussiana, com a perda de um e dois n3cleons separadamente e com a soma.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 3.16 – Livre caminho médio em $z = 0$ para o processo de fotodesintegração como função da energia de um núcleo de ferro no sistema de repouso do observador. O caminho livre médio foi calculado com a seção de choque Lorentziana, com as contribuições de GDR e QD separadamente e com a soma de ambas as contribuições.

Fonte: Elaborada pela autora.

3.2 Solução da Razão de Fotodesintegração

O cálculo da razão de fotodesintegração pode ser estudado por diferentes métodos: o método de Monte Carlo, muito utilizado na literatura, (124, 125) métodos numéricos (126) e também analíticos. (127) Nesta seção abordaremos a fotodesintegração de núcleos com os métodos analítico e numérico.

O método numérico, descrito na próxima seção deste trabalho, é construído resolvendo-se a equação da razão de fotodesintegração (eq. 3.19) para cada núcleo. Fizemos uso deste método para estudarmos a razão de fotodesintegração nas radiações micro-ondas e infravermelho.

O método analítico obtém a solução da razão de fotodesintegração considerando a radiação cósmica de fundo em micro-ondas. Essa solução fornece uma expressão analítica e elegante para todos os núcleos, utilizando a seção de choque gaussiana (eq. 3.12), a qual pode ser utilizada para o estudo de propagação de raios cósmicos reduzindo significativamente o tempo computacional gasto quando é realizada a propagação de núcleos e prótons simultaneamente. Um outro aspecto importante da solução analítica é que uma vez obtida a solução geral da razão de fotodesintegração, esta pode ser parametrizada para cada núcleo, obtendo uma expressão simples que pode ser explorada para o caso dos núcleos mais estáveis, como por exemplo o núcleo de ferro.

O método analítico, além de fornecer uma única expressão para todos os núcleos, permite um estudo mais detalhado das interações envolvendo núcleos e fótons e dos espectros de energia, construídos a partir da solução de fotodesintegração, assunto que abordaremos no próximo capítulo.

3.2.1 Solução Numérica

Como já descrito anteriormente, essa seção tem como objetivo mostrar a solução numérica realizada com a biblioteca `gsl` em `c++` para a razão de fotodesintegração, considerando os fótons presentes na radiação cósmica de fundo em micro-ondas e na radiação cósmica infravermelha (figura 3.6). Fizemos uso dos modelos da radiação cósmica infravermelha da figura 3.6.

A figura 3.17, mostra o livre caminho médio do processo de fotodesintegração para os seguintes núcleos: ferro, oxigênio e boro, com perda de um e dois núcleons, construídas a partir

da nossa solução numérica. Na figura 3.17a, observa-se que o processo de fotodesintegração para o núcleo de ferro atinge sua eficiência máxima em torno de 10^{21} eV, produzindo um caminho livre médio de $\tau \sim 2.5$ Mpc (2.57×10^{14} s), onde o núcleo nesta energia interage com a radiação cósmica de fundo em micro-ondas. A mais baixas energias, 10^{19} eV, a contribuição da radiação cósmica em infravermelho é mais importante, isso porque sua densidade de energia é bem menor comparada a densidade de energia da radiação cósmica em micro-ondas, o que leva o valor de τ a crescer rapidamente. Para o núcleo de ferro de 10^{20} eV temos $\tau \sim 2500$ Mpc (2.5×10^{17} s).

Como podemos observar, pela figura 3.17, o modelo da radiação cósmica em infravermelho torna-se relevante em especial para núcleos mais pesados (figura 3.17a), pois a mudança da radiação cósmica em infravermelho para micro-ondas ocorre em altas energias na propagação desses núcleos. (124)

A figura 3.17, também mostra uma concordância entre o modelo de Domínguez et al. (9) e o modelo de Malkan e Stecker, (80) já que o último se encontra muito próximo aos limites estimados pelo modelo de Domínguez et al. (representados pela área hachurada das figuras) para todos os núcleos apresentados.

3.2.2 Solução Analítica

Nesta seção, apresentamos o cálculo da razão de fotodesintegração com a seção de choque gaussiana (eq. 3.12), obtendo uma expressão analítica geral que pode ser utilizada para qualquer núcleo. Dada a distribuição da energia da radiação cósmica de fundo em micro-ondas e a dependência da seção de choque gaussiana de fotodesintegração, calcularemos a razão de fotodesintegração convoluindo as duas funções para um dado limite de energia.

Este limite de energia (ou energia limiar) consiste da energia necessária para que a interação entre núcleos e fótons ocorra. Para a seção de choque faremos uso da aproximação gaussiana primeiramente parametrizada por, (77) mas com novos limiares de energia de reação para a perda de i núcleons, descritos na literatura. (117)

Consideremos a expressão da razão de fotodesintegração: (77)

$$R_{A,i} = \frac{1}{2} \gamma_A^{-2} \int_0^\infty d\epsilon \epsilon^{-2} n(\epsilon) \int_0^{2\gamma_A \epsilon} d\epsilon' \epsilon' \sigma_{A,i}(\epsilon') \quad (3.25)$$

que é a razão de fotodesintegração para um núcleo de massa A com perda de i núcleons. As

Figura 3.17 – Livre caminho médio do processo de fotodesintegração para os núcleos de Ferro (3.17a), Oxigênio (3.17b) e Boro (3.17c).

(a) Ferro

(b) Oxigênio

(c) Boro

Fonte: Elaborada pela autora.

seções de choque gaussiana somadas sobre todo o número de núcleos emitidos, usadas neste cálculo da razão de fotodesintegração são da forma:

$$\sigma_{A,i} = W^{-1} \xi_{A,i} \sum_d \Delta_i^{-1} \Theta_+(2) \Theta_-(30) \exp \left[-2 \left(\frac{\epsilon' - \epsilon'_{0,i}}{\Delta_i} \right)^2 \right] + \frac{S f_i \Sigma_d \Theta_+(30)}{120}, \quad \text{para } i = 1, 2 \quad (3.26)$$

e

$$\sigma_{A,i} = \frac{S f_i \Sigma_d \Theta_+(30)}{120}, \quad \text{para } i > 2, \quad (3.27)$$

Todas as energias estão em MeV e o fator de normalização possui a expressão:

$$W = \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \left[\text{Erf} \left(\frac{30 - \epsilon'_{0,i}}{2^{-1/2} \Delta} \right) + \text{Erf} \left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{2^{-1/2} \Delta} \right) \right] \quad (3.28)$$

com

$$\text{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (3.29)$$

e

$$\begin{aligned} \Theta_+(x) &= 1(\epsilon' \geq x) \\ &= 0(\epsilon' < 0) \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} \Theta_-(x) &= 0(\epsilon' > x) \\ &= 1(\epsilon' \leq 0) \end{aligned} \quad (3.31)$$

A equação para o fator de normalização W pode ser reescrita como:

$$W = \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\int_0^x e^{-2 \left(\frac{30 - \epsilon'_{0,i}}{\Delta} \right)^2} dt + \int_0^x e^{-2 \left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{\Delta} \right)^2} dt \right] \quad (3.32)$$

Substituindo os termos W , $\sigma_{A,i}$ e a distribuição de Planck, equação 3.1, em $R_{A,i}$, podemos

expressar a razão de fotodesintegração como a soma de 2 integrais. A primeira:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{1}{2\gamma_A^2} \left[\int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{d\epsilon}{\epsilon^2} (\hbar c)^{-3} \frac{\epsilon^2}{\pi^2} (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \int_{2MeV}^{2\gamma\epsilon} W^{-1} \xi_{A,i} \sum_d \Delta_i^{-1} x e^{-2\left(\frac{x-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx \right. \\
 &\quad \left. + \int_{30/2\gamma}^{\infty} d\epsilon (\hbar c)^{-3} \frac{1}{\pi^2} (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \int_{2MeV}^{30} W^{-1} \xi_{A,i} \sum_d \Delta_i^{-1} x' e^{-2\left(\frac{x'-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx' \right] \\
 &= \frac{(\hbar^3 c^3 \pi^2)^{-1} D W^{-1} \xi_{A,i} \sum_d \Delta_i^{-1}}{2\gamma_A^2} \left[\int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \int_{2MeV}^{2\gamma\epsilon} x e^{-2\left(\frac{x-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx + \right. \\
 &\quad \left. + \int_{30/2\gamma}^{\infty} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \int_{2MeV}^{30} x' e^{-2\left(\frac{x'-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx' \right] \\
 &= \frac{C_1}{2\gamma_A^2} \left[\int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \underbrace{\int_{2MeV}^{2\gamma\epsilon} x e^{-2\left(\frac{x-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx}_{=J(\epsilon)} + \int_{30/2\gamma}^{\infty} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \underbrace{\int_{2MeV}^{30} x' e^{-2\left(\frac{x'-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx'}_{=J(\epsilon')} \right]
 \end{aligned}$$

Aqui, D é um fator de diluição para o caso de radiação óptica, no caso da radiação de corpo negro esse valor é unitário.

$$I_1 = \frac{C_1}{2\gamma_A^2} \left[\int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} J(\epsilon) + \int_{30/2\gamma}^{\infty} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} J(\epsilon') \right] \quad (3.33)$$

onde,

$$\begin{aligned}
 J(\epsilon) &= \int_{2MeV}^{2\gamma\epsilon} x e^{-2\left(\frac{x-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx = \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \left[(2\gamma\epsilon - \epsilon'_{0,i}) \text{Erf} \left(\frac{2\gamma\epsilon - \epsilon'_{0,i}}{2^{-1/2}\Delta} \right) + \text{Erf} \left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{2^{-1/2}\Delta} \right) \right] + \\
 &\quad + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \left\{ \exp \left[-2 \left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{\Delta} \right)^2 \right] - \exp \left[-2 \left(\frac{2\gamma\epsilon - \epsilon'_{0,i}}{\Delta} \right)^2 \right] \right\} \\
 J(\epsilon') &= \int_{2MeV}^{30} x' e^{-2\left(\frac{x'-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx' = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \left[(30 - \epsilon'_{0,i}) \text{Erf} \left(\frac{30 - \epsilon'_{0,i}}{2^{-1/2}\Delta} \right) + \text{Erf} \left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{2^{-1/2}\Delta} \right) \right] + \\
 &\quad + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \left\{ \exp \left[-2 \left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{\Delta} \right)^2 \right] - \exp \left[-2 \left(\frac{30 - \epsilon'_{0,i}}{\Delta} \right)^2 \right] \right\}
 \end{aligned}$$

Tabela 3.1 – Séries e Funções da equação 3.36.

α_i	$\left(\frac{\xi \Sigma_d}{W_i \Delta_i}\right)$
β	$\left(\frac{j \Delta_i}{(\gamma k T) \sqrt{32}} - \frac{2 \epsilon_{0,i}}{\sqrt{2} \Delta_i}\right)$
Φ	$\left(\sum_{j=1}^{\infty} \frac{k T}{j} e^{\beta^2} \left(\text{Erf}\left[\beta + \frac{15 \sqrt{8}}{\Delta_i}\right] - \text{Erf}\left[\beta + \frac{5.1 \sqrt{8}}{\Delta_i}\right]\right)\right)$
Θ	$\sum_{j=1}^{\infty} \frac{k T}{j} \left(e^{-\left(\frac{5.1}{\gamma k T}\right)} \text{Erf}\left[\frac{\sqrt{2}(\epsilon_{0,i} - \epsilon_i)}{\Delta_i}\right] - e^{-\left(\frac{15}{\gamma k T}\right)} \text{Erf}\left[\frac{\sqrt{2}(30 - \epsilon_{0,i})}{\Delta_i}\right]\right)$
Ω	$\sum_{j=1}^{\infty} e^{\beta^2} \left(\text{Erf}\left[\beta + \frac{15 \sqrt{8}}{\Delta_i}\right] - \text{Erf}\left[\beta + \frac{5.1 \sqrt{8}}{\Delta_i}\right]\right)$
J	$\sum_{j=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{j 15}{\gamma k T}\right)} \left(\left(\frac{k T}{j}\right) \left(\frac{15}{\gamma}\right)^2 + 2 \left(\frac{k T}{j}\right)^2 \left(\frac{15}{\gamma}\right) + 2 \left(\frac{k T}{j}\right)^3\right)$
κ	$\sqrt{\frac{\pi}{8}} \epsilon_{0,i} \Delta_i \text{Erf}\left[\frac{\sqrt{2}(\epsilon_{0,i} - \epsilon_i)}{\Delta_i}\right] + \left(\frac{\Delta_i}{2}\right)^2 e^{-\frac{2(\epsilon_{0,i} - \epsilon_i)^2}{\Delta_i^2}}$
Λ	$\sqrt{\frac{\pi}{8}} \epsilon_{0,i} \Delta_i \left(\text{Erf}\left[\frac{\sqrt{2}(30 - \epsilon_{0,i})}{\Delta_i}\right] + \text{Erf}\left[\frac{\sqrt{2}(\epsilon_{0,i} - \epsilon_i)}{\Delta_i}\right]\right) + \left(\frac{\Delta_i}{2}\right)^2 \left(e^{-\frac{2(\epsilon_{0,i} - \epsilon_i)^2}{\Delta_i^2}} - e^{-\frac{2(30 - \epsilon_{0,i})^2}{\Delta_i^2}}\right)$

Fonte: Elaborada pela autora.

Na integrais seguintes consideramos a seção de choque acima de 30 MeV, $\sigma_{A,i} \frac{S f_i \Sigma_d \Theta_+(30)}{120}$:

$$I_2 = (\hbar^3 c^3 \pi^2)^{-1} D \sigma_{A,i} \left[\int_{30/2\gamma}^{\infty} \frac{\epsilon^2}{e^{\epsilon/kT} - 1} d\epsilon - \left(\frac{30}{2\gamma}\right)^2 \int_{30/2\gamma}^{\infty} \frac{d\epsilon}{e^{\epsilon/kT} - 1} \right] \quad (3.34)$$

A expressão final para a razão de fotodesintegração é dada por :

$$R_{A,i} = I_1 + I_2 \quad (3.35)$$

isto é,

$$R_{A,i}(\gamma) = \frac{1}{\hbar^3 c^2 \pi^2 \gamma^2} \left\{ \frac{\alpha_i}{2} \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \epsilon_{0,i} \Delta_i \left(\Theta + \Phi e^{-\frac{2(\epsilon_{0,i})^2}{\Delta_i^2}} \right) - \right. \quad (3.36)$$

$$\frac{\alpha_i}{2} \Lambda k T \log[1 - e^{-\frac{15}{\gamma k T}}] - \frac{\alpha_i}{8} e^{-\frac{2(\epsilon_{0,i})^2}{\Delta_i^2}} \left(\frac{\pi}{32}\right)^{1/2} \frac{\Delta_i^3}{\gamma} \Omega + \frac{\alpha_i}{2} \kappa k T (\log[1 - e^{-\frac{15}{\gamma k T}}]$$

$$\left. - \log[1 - e^{-\frac{5.1}{\gamma k T}}]) + \frac{f \Sigma_d}{120} (\gamma^2 J (15)^2 k T \log[1 - e^{-\frac{15}{\gamma k T}}]) \right\}$$

onde os termos contidos em $R_{A,i}(\gamma)$ estão descritos na tabela 3.1.

Na tabela 3.1, descrita com nossos resultados, destacamos os termos em vermelho que não existem na solução analítica apresentada pelo autor Luiz Anchordoqui. (127)

Figura 3.18 – Razão de Fotodesintegração para o Fe com limiar de $\epsilon_{lim} = 2$ MeV.

Fonte: Elaborada pela autora.

3.2.2.1 Comparação com a solução obtida por L. Anchordoqui

Nesta seção, calculamos primeiramente a razão de fotodesintegração com o antigo limiar de energia de $\epsilon_{lim} = 2$ MeV (77) para o núcleo de ferro, para compararmos com outros métodos, em especial com a solução apresentada por Luiz Anchordoqui. (127)

O gráfico 3.18, mostra nosso resultado e a solução apresentada pelo autor Luiz Anchordoqui. (127) Veja que existe uma grande diferença entre as soluções apresentadas.

Para uma maior confiabilidade de nossa solução, também apresentamos nossos resultados analítico e numérico juntamente com a comparação com a solução da ref. (127), para a perda de energia em função da energia com o mesmo limiar para o núcleo de Ferro. O método numérico aqui empregado foi o mesmo utilizado na seção anterior. Observamos uma concordância entre o nosso método analítico e o numérico a partir do gráfico 3.19.

Esse passo adicional com $\epsilon_{lim} = 2$ MeV é de extrema importância, pois evidencia a acurácia de nossos cálculos. A figura 3.19 mostra o livre caminho médio do processo de fotodesintegração para o núcleo de ferro em Mpc, considerando aqui apenas a interação do núcleo com a radiação cósmica de fundo em micro-ondas, cuja solução analítica apresentamos na seção anterior.

Figura 3.19 – Livre caminho médio do processo de fotodesintegração do núcleo de Fe para $\epsilon_{lim} = 2$ MeV.

Fonte: Elaborada pela autora.

3.2.2.2 Novos limiares de energia

Como já discutido na introdução deste capítulo, uma das vantagens da solução analítica com uma expressão geral é a possibilidade de se parametrizar a solução para diferentes núcleos. Nesta seção, nos dedicamos à parametrização do núcleo de ferro para os novos limites de energia: $\epsilon_{lim} = 10.2$ MeV para a perda de um núcleon e $\epsilon_{lim} = 18.3$ MeV para a perda de dois núcleons. (117) Destacamos aqui que além de nossa solução possuir mais exatidão como visto na figura 3.19, ela contém os novos limites de energia para o qual a interação núcleo-fóton acontece, o que é inédito na literatura. As equações parametrizadas da razão de fotodesintegração têm a forma:

$$R(\gamma) = 9.316 \times 10^{-3} e^{-\frac{2.67 \times 10^{10}}{\gamma}} \gamma^{-0.956} s^{-1} \quad (3.37)$$

$$\text{para } \gamma \in [1 \times 10^9, 3.68 \times 10^{10}]$$

e

$$R(\gamma) = 2.351 \times 10^{-10} \gamma^{0.267} s^{-1} \quad (3.38)$$

$$\text{para } \gamma \in [3.68 \times 10^{10}, 1 \times 10^{11}]$$

Figura 3.20 – Razão de fotodesintegração parametrizada para o núcleo de Fe com perda de 1 e 2 núcleons.

Fonte: Elaborada pela autora.

e sua curva para um e dois núcleons é descrita pela figura 3.20.

Construímos as nossas curvas de perda de energia pela distância (Mpc) para o Fe seguindo a equação analítica 3.24, com os novos limites de energia, comparando nossos resultados com as curvas também construídas partindo da solução numérica da razão de fotodesintegração de Roberto Aloisio. (126) Utilizamos a equação 3.24 para calcularmos a perda de energia em função da distância percorrida (figura 3.21), da mesma forma que foi realizado com nossa expressão da razão de fotodesintegração.

No gráfico 3.21, mostramos os resultados das comparações com os seguintes valores do fator de Lorentz: $\gamma = 6 \times 10^9, 2 \times 10^{10}, 6 \times 10^{10}$, os quais correspondem a energias que ocorrem o processo de fotodesintegração. Para $\gamma < 5 \times 10^9$ o processo de produção de par torna-se relevante e por isso limitamos nossos cálculos para $\gamma > 5 \times 10^9$. As curvas da figura 3.21 mostram uma boa concordância entre os resultados.

3.2.2.3 Comparação entre nossas soluções analítica e numérica

Nesta seção, mostramos a comparação entre as soluções analítica e numérica obtidas nas seções anteriores. As figuras 3.22 - 3.23, mostram essas comparações. A solução analítica leva em conta apenas a radiação cósmica em micro-ondas enquanto que a numérica leva em conta a radiação cósmica em micro-ondas e infravermelho.

Figura 3.21 – Evolução da energia do núcleo de Fe pela distância (Mpc) no processo de fotodesintegração para nosso cálculo analítico e a solução de Aloisio, R. (126).

A figura 3.22, mostra a comparação entre as soluções analítica e numérica para o núcleo de oxigênio. Observamos que a solução analítica coincide com a numérica a partir de $\sim 8 \times 10^{19}$ eV, que é a energia em que os núcleos interagem apenas com a radiação cósmica de micro-ondas. (77)

A figura 3.23, mostra a mesma comparação para o núcleo de ferro. Entretanto, a solução analítica coincide com a solução numérica apenas a partir de 2×10^{20} eV, isso porque para os núcleos mais pesados, como o ferro, a radiação cósmica em infravermelho possui uma maior contribuição no cálculo da razão de fotodesintegração, comparada aos núcleos mais leves.

Concluimos, dessa forma, que a radiação cósmica infravermelha possui grande contribuição na propagação de núcleos mais pesados e que a solução analítica aqui apresentada possui uma boa descrição da interação do núcleo de ferro com a radiação cósmica em micro-ondas a partir de 2×10^{20} eV.

Figura 3.22 – Livre caminho médio para o núcleo de Oxigênio: soluções numérica e analítica.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 3.23 – Livre caminho médio para o núcleo de Ferro: soluções numérica e analítica.

Fonte: Elaborada pela autora.

3.3 Implementação da propagação de núcleos

O cálculo da propagação nuclear pode ser dividido em duas partes: propagação no espaço extragaláctico e no espaço galáctico. A perda de energia por produção de pares acontece no espaço extragaláctico, por sua vez a fotodesintegração de núcleos ocorre dentro da galáxia somente para energias acima de $10^{20.5}$ eV, dessa forma, essas reações nucleares podem ser negligenciadas durante a propagação na Galáxia. (123)

Nesta seção, descreveremos nossa implementação da propagação de núcleos utilizando o software Propaga. Discutiremos o funcionamento do programa Propaga com alguns resultados. Também descreveremos o software de propagação CRPropa, (72) que será utilizado nos próximos capítulos e ao final, compararemos alguns espectros de energia dos programas Propaga e CRPropa.

3.3.1 Propaga

O software Propaga foi desenvolvido com a propagação de prótons pelo professor Edivaldo Moura Santos, do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (IF-USP). Adicionamos ao programa a propagação de núcleos mais pesados e consequentemente o processo de fotodesintegração. Discutiremos, nesta seção, o funcionamento do programa, suas perdas de energia e principais resultados.

Um dos aspectos mais importantes da propagação extragaláctica são as perdas de energia e massa das partículas em seu trajeto até à Terra. Devido a alta energia dessas partículas, apenas as interações com os fótons das radiações cósmicas são relevantes. Com o software Propaga, calculamos as trajetórias das partículas no espaço extragaláctico, incluindo partículas secundárias, estimamos espécies nucleares e as energias dos núcleos que atingem a Terra.

O código do programa foi desenvolvido em C++. A partícula sai da fonte com um determinado redshift e é propagada estocasticamente até $z = 0$. Os núcleons que são originados do processo de fotodesintegração também são seguidos e são tratados como prótons. Os cálculos da evolução da energia e o processo de fotodesintegração são tratados passo a passo. A simulação de Monte Carlo também é usada para decidir a multiplicidade da fotodesintegração.

Prótons e núcleos até ferro são propagados em 1D de suas fontes através do universo até o seu destino. As perdas de energia implementadas no código e ilustradas na figura 3.7 são:

- *Próton* - prótons de alta energia interagem somente com a radiação cósmica de micro-ondas (RCM), os processos de produção de par com limiar de energia próximo a 10^{18} eV e fotoprodução de pión com máxima eficiência acima de 7×10^{19} eV, são os resultados dessas interações.
- *Núcleo* - núcleos interagem com a RCM e a radiação infravermelha, como consequência temos os processos de produção de par para prótons na RCM e fotodesintegração de núcleos ($9 < A \leq 56$) em ambos os campos de radiação. Utilizamos a parametrização da radiação infravermelha de Dominguez et al.. (9) No caso da propagação de núcleo, a perda de energia devido ao processo de produção de par pode ser descrita pela correspondente quantidade utilizada para próton. (128)

$$\left(\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \right)_{\text{núcleo}}^{e^+e^-} = \frac{Z^2}{A} \left(\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \right)_{\text{núcleons}}^{e^+e^-} \quad (3.39)$$

sendo A a massa atômica do núcleo e Z seu número atômico.

A fotoprodução de píons para núcleos não está incluída no software Propaga. Esta perda de energia é pequena pois é suprimida durante a propagação. Isso ocorre devido à energia do fóton no sistema de repouso do núcleo ser A vezes menor que para um próton de mesma energia. Para o núcleo, é assumido um modelo de superposição, a energia de ligação do núcleo é negligenciada e o núcleo é tratado como uma combinação de núcleons livres. Dessa forma, a seção de choque do núcleo para a produção de fotopíon $\sigma_{A,Z}(E)$ pode ser escrita como as seções de choque correspondentes para próton e σ_p e nêutron σ_n livres.

$$\sigma_{A,Z}(E) = Z\sigma_p\left(\frac{E}{A}\right) + (A - Z)\sigma_n\left(\frac{E}{A}\right) \quad (3.40)$$

onde A e Z são a massa e o número atômico do núcleo e E é sua energia. Códigos que incluem a fotoprodução de píons para núcleos, (72) mostram que esses processos são observados somente para fator de Lorentz $\Gamma > 10^{11}$, o que produz alguma diferença apenas no final dos espectros de altas energias. Além da fotoprodução de píons, ainda não implementamos no software Propaga, as perdas de energia devido a expansão do Universo e as interações com campos magnéticos extragalácticos.

A seção de choque da fotodesintegração aqui utilizada é a seção de choque gaussiana. Os canais dominantes deste processo são a emissão de um e dois núcleons associados ao dipolo ressonante e já discutidos em seções anteriores. A implementação feita no software Propaga segue uma lista de núcleos que podem ser propagados seguindo os valores dos parâmetros da seção de choque descritos em (77). Os valores limiares de energia para a emissão de um e dois

Figura 3.24 – Evolução da energia à esquerda e massa à direita do núcleo de ferro em função da distância percorrida para as seguintes energias iniciais: 1000, 500, 300 e 200 EeV.

Fonte: Elaborada pela autora.

núcleons são fornecidos em (117). Cada núcleo dentro do programa é identificado pela sua massa A começando do ferro ($A = 56$) até o elemento berílio ($A = 9$). Os núcleos instáveis $5 \leq A \leq 8$ ainda não estão incluídos na lista.

Na figura 3.24, testamos a evolução da função de fotodesintegração dentro do programa em função da energia e da massa para diferentes energias iniciais de um núcleo de ferro na fonte. Consideramos núcleos de ferro sofrendo apenas fotodesintegração após interagirem com fótons das radiações RCM e RCI e obtemos suas consequentes perdas de energia e massa, seguindo o fragmento principal. As energias iniciais consideradas foram de 1000, 500, 300 e 200 EeV. Os resultados obtidos coincidem com a literatura. (119, 129)

Utilizando a razão de fotodesintegração, calculamos as perdas de energia por distância para alguns núcleos em função da energia, descritas na figura 3.25 e obtidos com as radiações RCM e RCI também mostradas à direita da figura 3.25.

Implementamos o algoritmo do software Propaga tendo como base o livre caminho médio λ , para um dado canal de interação de um núcleo. Uma vez que $\lambda = \lambda(E)$ é uma função associada à energia, o tamanho do passo dentro do programa precisa ser suficientemente pequeno garantindo que não haja perdas significantes de energia. O algoritmo é descrito a seguir:

1. O caminho livre médio inverso $\lambda_{total}^{-i} = \sum_{i=1}^N \lambda_i^{-1}$, onde i representa todas as N possíveis interações e canais de decaimento, é calculado, e uma distância Δx_1 da próxima reação é selecionada de acordo com uma distribuição exponencial. Isso é feito utilizando-se

Figura 3.25 – Esquerda: Caminho livre médio nas radiações RCM e RCI para vários núcleos em $z = 0$ em função da energia. Direita: Radiação de Planck e Radiação infravermelha parametrizada por Dominguez et al. (9).

Fonte: Elaborada pela autora.

uma distribuição uniforme e aleatória com $0 \leq r \leq 1$:

$$\Delta x_1 = -\lambda \ln(1 - r). \quad (3.41)$$

2. A correção da energia devido a produção contínua de pares é calculada a cada iteração.
3. O redshift da nova partícula é atualizado e o cálculo de Δx_1 é reiniciado até $z = 0$ ou até que sua energia seja menor que a energia mínima permitida.
4. Os núcleons filhos ou secundários, obtidos do processo de fotodesintegração, são armazenados e propagados ao final do processo.

Utilizamos como entrada no programa as energias máxima e mínima e o índice espectral na fonte. O software Propaga foi estruturado para ler um catálogo de fontes e selecionar aleatoriamente as fontes para propagação.

A figura 3.26, ilustra os espectros propagados com o Propaga assumindo núcleos de próton (acima) e ferro (abaixo) na fonte, com $\alpha = 2.3$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = 10^{20.2}$ eV e $E_{max} = 26 \times 10^{20}$ eV, respectivamente. Os espectros estão comparados com os dados dos observatórios Auger, Telescope Array, Yakutsk e Hires reescalados em seu fluxo de energia, obtidos de (130). Os espectros estão normalizados com os eventos do Auger usando a medida do fluxo em $10^{19.2}$ eV.

Na figura 3.27, comparamos os espectros obtidos com o Propaga com os resultados do

Observatório Pierre Auger. (131) Esta comparação é feita para ilustrar as capacidades de nosso simulador. Propagamos próton e ferro da fonte, fazendo uso do catálogo de AGNs Véron-Cetty & Véron (41) para espectros de energia com três diferentes índices espectrais. Todas as partículas dos espectros são normalizadas com os eventos do Auger usando a medida do fluxo em $10^{19.2}$ eV.

As contribuições dos núcleos mais leves que o ferro no espectro total são devido ao efeito de fotodesintegração, figura 3.28. Esse efeito pode ser mais ou menos acentuado dependendo da distância da fonte e da aceleração máxima considerada no espectro de injeção. (114) Aqui assumimos $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV e observamos que a contribuição de núcleos mais leves é pequena comparada ao ferro, isso porque as fontes estão próximas, $z \leq 0.05$. Temos o mesmo efeito para ambos os espectros simulados com $\alpha = 2.3$: (3.29(a)) e $\alpha = 2.5$: (3.29(b)). Os espectros estão normalizados com os eventos do Auger usando a medida do fluxo em $10^{19.2}$ eV.

3.3.2 CRPropa

O software CRPropa v2.0 é um dos mais completos programas de propagação em 1D e 3D existentes atualmente na literatura. (72) O programa CRPropa, propaga núcleos e prótons considerando grande parte das perdas de energia de prótons e partículas mais pesadas. Além de núcleos, CRPropa também propaga fótons e neutrinos gerados da propagação de núcleos.

A produção de par é implementada como perda contínua e a produção de píons é simulada utilizando o gerador SOPHIA. (132) Para os núcleos que decaem devido a fotodesintegração, os possíveis núcleos filhos também são propagados. O programa CRPropa também foi implementado para calcular as perdas de energia das partículas devido a expansão do Universo. Desvios das trajetórias das partículas são calculadas com a implementação de campos magnéticos extragalácticos.

As seções de choque utilizadas no processo de fotodesintegração no CRPropa são obtidas com o programa TALYS v1.0. (133) para núcleos $A \geq 12$. As seções de choque para núcleos mais leves são adicionadas ao programa seguindo a parametrização de Rachen, J.. (115).

3.3.3 Comparação: Propaga versus CRPropa

Utilizando o software Propaga, podemos simular o espectro de energia considerando uma distribuição de fontes e suas características de produção de partículas, tais como, energia máxima e composição de ejeção. Consideramos a distribuição de AGNs do catálogo Véron-Cetty & Véron para $z \leq 0.05$. As fontes possuem mesma luminosidade. Para a propagação de todas as fontes consideramos mesmo índice espectral e mesmas energias máxima e mínima.

A figura 3.29, mostra espectros de energia obtidos pela propagação de fontes do catálogo de AGNs Véron-Cetty & Véron com $z \leq 0.05$ (41) com os programas Propaga e CRPropa. A comparação entre Propaga e CRPropa foi feita com o uso do mesmo índice espectral 2.3 e energias máxima e mínima. Apesar do Propaga ainda não ser completo em perdas de energia, reproduz com muita eficiência os espectros do CRPropa para prótons e núcleos de ferro.

Figura 3.26 – Espectros de energia obtidos pela propagação de fontes do catálogo de AGNs Véron-Cetty & Véron (41) com o software Propaga, juntamente com os dados dos Observatórios Auger, Telescope Array, Yakutsk e Hires reescalados em seu fluxo de energia, obtidos de (130). Os espectros foram simulados na fonte com índice espectral de 2.3, $E_{min} = 10^{18}$ eV. (a): Próton na fonte com $E_{max} = 10^{20.2}$ eV. (b): Ferro na fonte com $E_{max} = 26 \times 10^{20}$ eV.

(a) Próton

(b) Ferro

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 3.27 – Espectros de energia obtidos pela propagação de fontes do catálogo de AGNs Véron-Cetty & Véron (41) com o software Propaga, juntamente com os dados do Observatório Pierre Auger. Os espectros foram simulados na fonte com três diferentes índices espectrais descritos no figura, $E_{min} = 10^{18}$ eV. (a): Próton na fonte com $E_{max} = 10^{20.2}$ eV. (b): Ferro na fonte com $E_{max} = 26 \times 10^{20}$ eV.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 3.28 – Espectros de energia normalizados com os dados do Observatório Pierre Auger. (3.29(a)): Núcleos de ferro foram propagados da fonte utilizando o software Propaga. O espectro foi simulado na fonte com índice espectral de 2.3, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo Véron-Cetty & Véron com igual luminosidade e $z \leq 0.05$ foram considerados como fontes. (3.29(b)): Núcleos de ferro foram propagados da fonte utilizando o software Propaga. O espectro foi simulado na fonte com índice espectral de 2.5, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo Véron-Cetty & Véron com igual luminosidade e $z \leq 0.05$ foram considerados como fontes.

(a) Ferro - $\alpha = 2.3$

(b) Ferro - $\alpha = 2.5$

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 3.29 – Espectros de energia obtidos pela propagação de fontes do catálogo de AGNs Véron-Cetty & Véron com $z \leq 0.05$. As partículas foram propagadas utilizando os programas Propaga e CRPropa. Os espectros foram simulados na fonte com índice espectral de 2.3, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. (3.30(a)): Espectros de próton na fonte (3.30(b)): Espectros de ferro na fonte.

Fonte: Elaborada pela autora.

3.4 Conclusão

Neste capítulo discutimos a propagação de raios cósmicos no meio intergaláctico. Na primeira seção apresentamos as radiações envolvidas no processo de propagação e as principais perdas de energia de prótons e núcleos.

Na segunda seção, estudamos e fizemos melhorias no cálculo da razão de fotodesintegração, principal mecanismo de perda de energia de núcleos propagando-se através das radiações cósmica em micro-ondas e infravermelho. A radiação cósmica de fundo de micro-ondas é descrita por uma distribuição de Planck com média de 2.7 K. A radiação cósmica em infravermelho não é bem descrita devido à contaminação de poeira e de outras fontes.

Apresentamos duas formas para a solução da razão de fotodesintegração: numérica e analítica. Na abordagem numérica, estudamos a fotodesintegração de núcleos através das radiações cósmica em micro-ondas e infravermelho para os núcleos de ferro, oxigênio e boro, destacando a importância da radiação cósmica infravermelha para núcleos mais pesados. Fizemos uso de dois modelos cosmológicos teóricos que descrevem a radiação cósmica em infravermelho e, pela primeira vez no estudo de propagação de núcleos, um dos modelos mais atuais na literatura construído por Domínguez et al. (9) foi empregado.

A abordagem analítica visou apresentar uma expressão geral da solução da razão de fotodesintegração para qualquer núcleo, propagando-se em meio a radiação cósmica de micro-ondas, para o limiar de energia de 2 MeV. Essa construção foi inspirada na solução obtida por L. Anchordoqui (127) para o mesmo limiar de energia. Construímos, analítica e numericamente, a solução da razão de fotodesintegração com a radiação cósmica de fundo em micro-ondas e comparamos com a solução analítica de L. Anchordoqui. Ao final mostramos as divergências entre as nossas soluções analítica e numérica com a solução descrita por L. Anchordoqui. Mostramos uma concordância entre nossas soluções analítica e numérica e uma discordância com a solução apresentada na literatura por L. Anchordoqui. (127)

Também construímos nossa solução analítica da razão de fotodesintegração com a radiação cósmica de fundo em micro-ondas, para os novos limiares de energia descritos na literatura. (117) Comparamos nossa solução com a solução numérica construída por Aloísio et al (126) para os mesmos limiares de energia. Como resultado das comparações, mostramos uma concordância da nossa solução analítica com a solução apresentada por Aloísio et al. A partir dessa solução analítica da razão de fotodesintegração, com os novos limiares de energia, foi possível parametrizá-la para um determinado núcleo, como exemplo parametrizamos a solução da razão de fotodesintegração para o núcleo de ferro. A vantagem da parametrização é a

construção de uma expressão simples que pode ser explorada para o caso dos núcleos mais estáveis.

Na última seção, apresentamos a nossa implementação da propagação de núcleos utilizando o código de simulação Propaga. As aproximações utilizadas no programa Propaga são principalmente descritas baseadas no modelo nuclear, o qual tem como base uma lista de núcleos começando por ferro e indo até o deutério. Efeitos de campos magnéticos extragalácticos, expansão do Universo e produção de píons para núcleos não foram considerados neste estudo. Esses efeitos serão incluídos no código em versões futuras e consequentemente comparados com simuladores já existentes. Os espectros de próton e ferro obtidos com o programa Propaga foram comparados com o software CRPropa (72) nas mesmas condições e mostraram ótima concordância.

O software Propaga, simula prótons e núcleos de suas fontes até a Terra. Os processos de produção de par e fotodesintegração para prótons e núcleos respectivamente, ocorrem com os fótons das radiações cósmicas RCM e RCI. A RCI implementada no código é a parametrização de Dominguez et al.. (9) O tratamento de fótons secundários e neutrinos produzidos durante a propagação de prótons e núcleos será considerada na próxima extensão do programa, no entanto os fatores principais para o cálculo de fluxos secundários já estão implementados.

Apesar do aumento na estatística e no estudo de UHECR nos últimos anos, a origem dos raios cósmicos ainda é desconhecida. Isso é devido ao fato de que existem muitos parâmetros astrofísicos necessários para uma melhor compreensão de possíveis fontes. O estudo da propagação de UHECR nos fornece possibilidades de tratar os efeitos dos processos de perda de energia e em colaboração com os dados medidos pelos diversos experimentos de raios cósmicos, inferir candidatos a fontes.

CAPÍTULO 4

A influência da Latitude do Observatório no estudo de UHECR

Neste capítulo, estudaremos a influência da latitude do observatório de raios cósmicos sob diferentes aspectos.

Medidas recentes e com alta precisão de direção de chegada, espectros de energia e medidas do X_{max} dos UHECR têm sido feitas por diversos experimentos, como Observatório Pierre Auger, HiRes e Telescope Array. A evolução e a compreensão das diferentes técnicas de detecção, a multiplicação dos parâmetros extraídos dos chuveiros atmosféricos e a extensão dos dados até altas energias, têm minimizado as contribuições desconhecidas das diferenças entre as medidas destes observatórios. (130)

Entretanto, estas medidas ainda mostram discrepâncias que vão além de suas características particulares de detecção e diferenças na análise dos resultados. Neste estudo, consideraremos primários como ferro e próton propagando-se de forma linear da fonte até à Terra, sem desvios de campos magnéticos, dado suas altas energias. Com estas duas suposições, é esperado que as principais medidas dependam da localização do observatório na Terra. Já foi mostrado que a normalização do fluxo medido por cada experimento depende da latitude do observatório. (134)

Neste capítulo, quantificaremos as diferenças no fluxo e na medida do X_{max} em várias latitudes na Terra. O efeito da latitude na capacidade de um Observatório para determinar sinais de anisotropia também será abordado. Os catálogos 2MASS Redshift Survey (2MRS), (135) IRAS 1.2 Jy Survey, (136) Palermo Swift-BAT (137) e Swift-BAT (138) serão usados como modelos de distribuição de fontes de UHECR.

4.1 Efeito da Latitude na medida do espectro de Energia

A figura 4.1a, mostra as diferenças no fluxo total medido por vários experimentos. Estas diferenças, podem ser explicadas a partir de um reescalonamento em sua energia, dentro da incerteza sistemática estimada na reconstrução da energia de cada experimento, (130), veja figura 4.1b.

Nesta seção, interpretaremos as diferenças existentes entre os espectros de energia, descritos na figura 4.1a, a partir da análise da localização do Observatório. Sabemos que a normalização do fluxo medido por cada experimento depende da latitude do observatório. (134) Dessa forma, temos como objetivo, apresentar os resultados do nosso estudo feito sob a influência da latitude nos espectros de energia, visando uma nova interpretação dos dados para observatórios localizados em diferentes hemisférios.

4.1.1 Exposição Relativa

Cada fonte individual de raios cósmicos contribui de forma diferente para o espectro total observado. O fluxo de uma fonte é pesado pelo fator que depende da posição da fonte no céu, da localização do observatório e de características específicas dos detectores e métodos usados para este tipo de análise. O número de partículas detectadas por intervalo de energia, provenientes de uma fonte pode ser escrito como:

$$\frac{dN_s}{dE} = \Phi_s(E) A \varepsilon_0 \int_0^{T_{obs}} dt \Theta(\theta_{max} - \theta_s(t)) \cos \theta_s(t) \quad (4.1)$$

onde $\Phi_s(E)$ é o fluxo da fonte na Terra, A é a área do observatório, T_{obs} é o tempo de observação, θ_s é o ângulo zenital da fonte e ε_0 é a eficiência do Observatório, que possui dependência com a energia do primário e o ângulo zenital. A função $\Theta(x)$ é a função de Heaviside (ou função degrau) ($\Theta(x) = 1$ para $x > 0$ e $\Theta(x) = 0$ para os demais casos).

O fluxo de raios cósmicos observado é obtido dividindo a equação 4.1 pela exposição. Para uma eficiência constante, a exposição pode ser calculada pela seguinte expressão: (139)

$$\varepsilon(E) = T_{obs} \pi A \varepsilon_0 \sin^2 \theta_{max} \Theta(E - E_0), \quad (4.2)$$

onde E_0 é o limiar de energia. O peso de cada fonte individual é obtido pelas equações

Figura 4.1 – (a): Espectro de raios cósmicos medidos por log da energia para diferentes experimentos: Auger, Telescope Array, Yakutsk, HiRes I e HiRes II. (b): Espectros de raios cósmicos escalados por log da energia. (130).

Fonte: Elaborada pela autora.

anteriores, eqs. 4.1 e 4.2 e possui a expressão.

$$W_s = \frac{\omega_s}{\pi \sin^2 \theta_{max}} \quad (4.3)$$

onde ω_s é a exposição relativa de um experimento em uma dada direção na esfera celeste. A exposição relativa (ou direcional) é definida como a área efetiva de detecção, integrada no tempo, de um fluxo de raios cósmicos vindo de uma certa direção do céu e multiplicada por $\cos \theta$. A exposição ω_s é adimensional, definida como a exposição naquela direção, normalizada

com o maior valor de exposição do céu.

Em observatórios terrestres, a probabilidade de detecção dependerá do ângulo zenital θ da direção de chegada do raio cósmico. A exposição relativa é dada por:

$$\omega_s(\theta) \propto \int_0^{2\pi} \cos \theta d\alpha, \quad (4.4)$$

onde α é a ascensão reta da direção de chegada do evento. Passando para o sistema de coordenadas equatoriais obtemos a seguinte expressão para a exposição já normalizada:

$$\omega_s(\delta) = \frac{1}{\pi} [\sin \alpha_m \cos \lambda \cos \delta + \alpha_m \sin \lambda \sin \delta], \quad (4.5)$$

onde λ é a latitude do detector, θ_m é o ângulo zenital máximo e

$$\alpha_m = \begin{cases} 0, & \text{para } \xi > 1 \\ \pi, & \text{para } \xi < -1 \\ \cos^{-1} \xi, & \text{outros casos} \end{cases} \quad (4.6)$$

com

$$\xi = \frac{\cos \theta_{max} - \sin \lambda \sin \delta}{\cos \lambda \cos \delta}. \quad (4.7)$$

No apêndice C, está descrito com mais detalhes o cálculo da exposição relativa. A figura 4.2 mostra a exposição relativa, em coordenadas galácticas, de observatórios imaginários, situados nas latitudes $\pm 55^\circ$ e o gráfico da exposição relativa em função da declinação para a mesmas latitudes nos hemisférios sul e norte.

Finalmente, considerando agora aproximações quase-lineares, desvios no caminho são negligenciados e a contribuição de uma fonte pontual no fluxo total medido na Terra pode ser escrito da seguinte forma:

$$J_{CR}^s(E) = \frac{W_s}{4\pi D_s^2(1+z)} \phi_0(E) \quad (4.8)$$

sendo $\phi_0(E)$ o espectro de energia da fonte, D_s a distância comóvel da fonte até à Terra, z o redshift da fonte e W_s é o peso da fonte.

4.1.2 Catálogos

Para estudar o efeito da latitude na medida do espectro de energia e quantificar a diferença dos diferentes hemisférios, precisamos considerar catálogos completos de AGNs. Estudos mostram que AGNs estão aglomerados como galáxias (140) e aglomerados de galáxias são

Figura 4.2 – (a) e (b): Mapas em coordenadas galácticas da exposição de Observatórios imaginários situados nas latitudes norte 55° e sul -55° , respectivamente. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a $+180$ graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente. As diferentes tonalidades de preto referem-se a maior (mais escuro) e menor (mais claro) exposição.

(a) Norte

(b) Sul

Fonte: Elaborada pela autora.

candidatos a fontes de UHECR. Dessa forma, também podemos considerar os catálogos mais completos de distribuição de matéria no Universo (galáxias) como possíveis fontes de raios cósmicos. A figura 4.3, mostra um mapa de distribuição de fontes dos catálogos considerados de fontes e AGNs até redshift de 0.072 (~ 300 Mpc) e a seguir temos as suas descrições.

- 2MASS Redshift Survey (2MRS): Catálogo completo obtido em dez anos pelo mapeamento da distribuição de galáxias no Universo próximo. O catálogo foi completado em 2003 e não considera a região do plano galáctico para $|b| \leq 5^\circ$. (135)
- IRAS 1.2 Jy Survey : O IRAS (Infrared Astronomical Satellite) 1.2 Jy é um catálogo

completo de objetos com fluxo no comprimento de onda de $60 \mu\text{m}$, $F_{60\mu\text{m}}$, maior ou igual a 1.2 Jy^* . A região do plano galáctico ($|b| \leq 15^\circ$) e os dois braços que não contêm nenhuma galáxia são regiões excluídas do catálogo. Esse conjunto é conhecido como máscara do catálogo. (136)

- Swift-BAT: Catálogo completo de fontes, detectado em 70 meses de observação com o telescópio BAT (Burst Alert Telescope) com detector de raios X a bordo do Observatório (satélite) de gamma-ray burst Swift. (141) A detecção é feita entre as bandas de energia 14–195 keV e a região do plano galáctico ($|b| \leq 15^\circ$) não é considerada. (138)
- Palermo Swift-BAT hard X-ray: Catálogo completo de fontes catalogadas, obtido pela análise dos dados dos primeiros 54 meses da missão do telescópio Swift-BAT. (141) A análise do Swift-BAT para estes 54 meses foi feita em três diferentes bandas de energia: (15–30 keV, 15–70 keV, 15–150 keV). A região do plano galáctico ($|b| \leq 15^\circ$) não é considerada. (137)

Consideramos cada catálogo como uma diferente amostra de anisotropia no céu. A figura 4.20, que será discutida mais à frente, mostra a diferença no sinal de anisotropia medido em função do número de eventos (fontes no céu) para os catálogos descritos acima e também o catálogo Véron-Cetty & Véron (VCV), (41) para as latitudes $\pm 35^\circ$ e $z \leq 0.048$. Utilizando estes catálogos, encontraremos uma dependência geral na diferença relativa do fluxo de energia de raios cósmicos medido entre diferentes latitudes, para uma dada energia, e o sinal de anisotropia no céu.

4.1.3 Propagação

Para a propagação das partículas, fizemos uso dos quatro catálogos completos descritos na seção anterior para $z \leq 0.072$. A escolha da distância máxima para a propagação foi feita baseando-se na fração de partículas sobreviventes dado uma energia mínima de propagação. A figura 4.4 mostra o resultado deste estudo feita por Kalashev, O. E. et al.. (142) Para uma distância máxima de $\sim 300 \text{ Mpc}$ ($z \leq 0.072$) consideramos uma energia mínima de $E_{\text{min}} = 7 \times 10^{19} \text{ eV}$, como mostra a linha pontilhada vermelha na figura 4.4. Porém, os resultados abaixo desta energia não são válidos e não serão utilizados em nossas conclusões.

* Jy ou Jansky (SI: $1 \text{ Jy} = 1 \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) é uma unidade de medida do fluxo de um astro por unidade de frequência.

Algumas figuras deste capítulo foram feitas incluindo energias menores que $E_{min} = 7 \times 10^{19}$ eV para completeza dos gráficos.

A contribuição de cada fonte recebeu um peso P_s dado por:

$$P_s = \frac{W_s}{4\pi D_s^2} \frac{1}{(1+z)}. \quad (4.9)$$

O peso foi calculado para observatórios localizados em quatro latitudes no hemisfério norte e sul. As fontes foram divididas em camadas de 10 Mpc de distância da Terra. A descrição das latitudes está na tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Valores de λ e θ_{max} .

Latitude Norte (l°)	Latitude Sul ($-l^\circ$)	θ_{max}°
25	-25	60
35	-35	60
45	-45	60
55	-55	60

Fonte: Elaborada pela autora

A diferença entre o espectro de energia medido pelos observatórios no hemisfério sul e norte, foi estudada aqui em detalhes, incluindo a propagação das partículas no meio intergaláctico. Para cada camada de 10 Mpc geramos e propagamos 50000 eventos até à Terra. A propagação foi feita utilizando o programa CRPropa (v. 2.0), (72) levando-se em conta as principais perdas de energia dessas partículas devido às suas interações com as radiações cósmicas de fundo já discutidas nos capítulos anteriores.

Consideramos dois casos para a propagação: Apenas próton e apenas ferro na fonte. Na fonte, consideramos o espectro com lei de potência: $dN/dE \propto E^{-\alpha}$, com $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV, onde Z é a carga da partícula. As partículas foram propagadas em uma dimensão. Possíveis pequenas deflexões das partículas em seu percurso, devido às interações com os campos magnéticos, não foram consideradas devido às altas energias. (142) Nosso objetivo aqui é calcular a diferença no fluxo total das partículas para cada latitude, por isso, pequenas deflexões de poucos graus não mudaria o fluxo total visto pelos grandes campos de visão dos observatórios.

4.1.4 Espectros de Energia

Nesta seção, apresentamos os resultados da propagação para os diferentes catálogos. A figura 4.7 mostra a contribuição relativa de cada camada de distância para o fluxo total medido na Terra para os diferentes catálogos. A dependência da latitude é clara:

- latitudes menores medem fluxos maiores;
- fontes próximas têm maior peso no fluxo do que fontes distantes para um observatório localizado no hemisfério norte.
- a contribuição relativa de cada camada em distância é diferente para cada latitude, isto por sua vez poderia implicar uma diferença na composição determinada por cada observatório, desde que a abundância seja fortemente afetada pela propagação das partículas no meio intergaláctico.

A figura 4.5, mostra com mais detalhes a diferença para os quatro catálogos. O catálogo 2MRS possui o maior fluxo e é o mais uniforme para cada camada, considerando os hemisférios norte e sul. O IRAS 1.2 Jy é o segundo com maior número de fontes, seguido do Swift BAT e do Palermo. O catálogo IRAS 1.2Jy é considerado completo mas não uniforme, devido a sua máscara.

Partículas chegando à Terra de cada fonte foram pesadas pela sua correspondente exposição. As figuras 4.9 - 4.10, mostram o resultado do espectro de energia para as latitudes $\pm 35^\circ$ para os quatro catálogos considerando próton (à esquerda) e ferro (à direita) na fonte. O efeito da latitude no espectro de energia é visível para altas energias. Considerando que a diferença principal entre as latitudes para as fontes pesadas se encontra na distribuição de AGNs mais próximas, figuras 4.7 - 4.8, de fato, esperava-se uma diferença no final dos espectros. As figuras 4.11 - 4.12, mostram a diferença percentual do fluxo medido em cada hemisfério como uma função da energia para as latitudes: $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$. Como já esperado, a diferença cresce com a latitude. A maior diferença ($\sim 18\%$) entre os espectros de ambos os hemisférios ocorre para a latitude de $\pm 55^\circ$ com o catálogo Swift BAT 70.

Na figura 4.6, está a comparação entre a diferença relativa do fluxo medido por observatórios localizados em $\lambda = 55$ utilizando as distribuições de fontes que seguem quatro catálogos, para próton na fonte e ferro na fonte. A comparação mostra que a diferença maior entre as latitudes está na distribuição de fontes que segue o Catálogo Swift-BAT 70, seguidos do Palermo, IRAS 1.2Jy e o 2MRS. Este último, possui uma diferença pequena entre as latitudes,

principalmente para os espectros de ferro, figuras 4.6a e 4.6b, o que pode ser explicado devido ao grande número de fontes em ambos os hemisférios.

A figura 4.13 mostra o mesmo cálculo para as latitudes dos Observatórios Pierre Auger e Telescope Array utilizando a distribuição de fontes análoga ao catálogo Swift BAT 70, (138) por ser a distribuição de fontes que apresentou a maior diferença no fluxo entre as latitudes. O fluxo de cada fonte recebeu um peso fornecido pela exposição de cada Observatório. Os espectros simulados foram normalizados com o fluxo total do Observatório Pierre Auger a partir de 10^{19} eV. (143) A mesma constante de normalização foi usada para escalonar o fluxo para a latitude do Telescope Array. Desta forma, a diferença observada entre os espectros calculados mostrada na figura 4.13 é devido apenas a exposição de cada Observatório. Apesar da diferença entre as simulações no fluxos calculados ser pequena, ela indica a influência da localização dos Observatórios em diferentes latitudes.

Figura 4.3 – Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas dos catálogos (a): 2MASS Redshift Survey (2MRS) com $|b| \geq 5^\circ$, (b): IRAS 1.2 Jy Survey com $|b| \geq 15^\circ$ e (c): Palermo Swift-BAT e Swift-BAT com $|b| \geq 15^\circ$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a +180 graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente.

(a) 2MRS $z \leq 0.072$

(b) IRAS 1.2 Jy $z \leq 0.072$

(c) PALERMO/BAT $z \leq 0.072$

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.4 – (a). Fração de partículas sobreviventes com $E > E_{min}$ em função da distância (d) em Mpc de prótons emitidos da fonte com índice espectral de 2.55 e $E_{max} = 1.3 \times 10^{21}$ eV. (b): Fração de partículas sobreviventes com $E > E_{min}$ em função da distância (d) em Mpc de núcleos de ferro emitidos da fonte com índice espectral de 2.2 e $E_{max} = 1.7 \times 10^{21}$ eV. Linha sólida: $E_{min} = 4 \times 10^{19}$ eV. Linha pontilhada: $E_{min} = 7 \times 10^{19}$ eV. Linha tracejada: $E_{min} = 10^{20}$ eV. Linha pontilhada-tracejada: $E_{max} = 2 \times 10^{20}$ eV.

Fonte: Adaptada de KALASHEV (142).

Figura 4.5 – Histogramas do número de AGNs multiplicada pela exposição versus distância até a Terra. A exposição foi calculada para observatório calculado em ± 55 graus de latitude. A figura à esquerda mostra as localizações do Norte para os quatro catálogos e a figura à direita às do sul. A contribuição relativa para o fluxo que vem de cada camada em distância para cada latitude é mostrada.

(a) Norte

(b) Sul

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.6 – Comparação entre a diferença relativa do fluxo medido por observatórios localizados em $\lambda = 55$ utilizando as distribuições de fontes que seguem quatro catálogos. (a): Comparação da diferença entre os espectros de energia de próton. (b): Comparação da diferença entre os espectros de energia de núcleos de ferro.

(a) Proton

(b) Ferro

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.7 – Histogramas do número de AGNs multiplicada pela exposição versus distância até a Terra. A exposição foi calculada para observatórios calculados em $\pm 25, \pm 35, \pm 45$ e ± 55 graus de latitude. A figura à esquerda mostra as localizações do Norte e a figura à direita às do sul. A contribuição relativa para o fluxo que vem de cada camada em distância para cada latitude é mostrada. É possível notar as diferenças entre as latitudes dos hemisférios norte e sul.

(a) 2MRS

(b) 2MRS

(c) IRAS 1.2Jy

(d) IRAS 1.2Jy

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.8 – Histogramas do número de AGNs multiplicada pela exposição versus distância até a Terra. A exposição foi calculada para observatórios calculados em $\pm 25, \pm 35, \pm 45$ e ± 55 graus de latitude. A figura à esquerda mostra as localizações do Norte e a figura à direita às do sul. A contribuição relativa para o fluxo que vem de cada camada em distância para cada latitude é mostrada. É possível notar as diferenças entre as latitudes dos hemisférios norte e sul.

(a) PALERMO

(b) PALERMO

(c) Swift BAT

(d) Swift BAT

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.9 – Espectro de energia medido na Terra como função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição. Os cálculos foram feitos para observatórios localizados em ± 35 graus de latitude. Esquerda: Próton na fonte. Direita: Ferro pela fonte. Os espectros foram simulados com leis de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. A grande flutuação no final dos espectros é devida a baixa estatística de partículas.

(a) 2MRS $z \leq 0.072$

(b) 2MRS $z \leq 0.072$

(c) IRAS 1.2Jy $z \leq 0.072$

(d) IRAS 1.2Jy $z \leq 0.072$

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.10 – Espectro de energia medido na Terra como função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição. Os cálculos foram feitos para observatórios localizados em ± 35 graus de latitude. Esquerda: Próton na fonte. Direita: Ferro pela fonte. Os espectros foram simulados com leis de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. A grande flutuação no final dos espectros é devida a baixa estatística de partículas.

(a) PALERMO $z \leq 0.072$

(b) PALERMO $z \leq 0.072$

(c) Swift BAT $z \leq 0.072$

(d) Swift BAT $z \leq 0.072$

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.11 – Diferença relativa do fluxo medido pelos observatórios localizados nos hemisférios norte e sul em igual latitude. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição. Esquerda: Próton na fonte. Direita: Ferro na fonte. Os espectros foram simulados com leis de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. A grande flutuação para altas energias na figura (b) é devida a baixa estatística de partículas nos espectros de energia.

(a) 2MRS

(b) 2MRS

(c) IRAS 1.2Jy

(d) IRAS 1.2Jy

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.12 – Diferença relativa do fluxo medido pelos observatórios localizados nos hemisférios norte e sul em igual latitude. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição. Esquerda: Próton na fonte. Direita: Ferro na fonte. Os espectros foram simulados com leis de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. A grande flutuação para altas energias nas figuras é devida a baixa estatística de partículas nos espectros de energia.

(a) PALERMO

(b) PALERMO

(c) Swift BAT

(d) Swift BAT

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.13 – Espectros de energia. Quadrados vermelhos representam os dados medidos pelo Observatório Pierre Auger (143). Triângulos pretos representam os dados medidos pelo Observatório Telescope Array (28). As linhas representam as simulações. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição e calculados para os Observatórios localizados nas latitudes dos Observatórios Pierre Auger e Telescope Array. Os espectros foram simulados com lei de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{20}$ eV. AGNs do catálogo Swift BAT 70 considerando a mesma luminosidade em UHECR e $z < 0.072$ foram consideradas como fontes. As simulações foram normalizadas com os dados do Observatório Pierre Auger usando a medida do fluxo em $10^{19.2}$ eV.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.14 – Dois pontos na esfera S^2 .

Fonte: Adaptada de MATTHEWS (144).

4.2 Efeito da Latitude na capacidade de medida do sinal de Anisotropia

Como a exposição das fontes do catálogo é uma medida que depende da latitude do observatório, consequentemente a capacidade da detecção no sinal de anisotropia é também uma função da latitude. Nesta seção, apresentamos o método da função de correlação entre dois pontos (2pt), utilizada para quantificar o sinal de anisotropia para as distribuições de fontes que seguem os catálogos 2MASS Redshift Survey (2MRS), (135) IRAS 1.2 Jy Survey, (136) Véron-Cetty & Véron (VCV), (41) Palermo Swift-BAT, (137) Swift-BAT. (138) Apresentamos os resultados obtidos da anisotropia e associamos ao final, com os resultados obtidos para os espectros de energia da seção 4.1.4.

4.2.1 Função de correlação entre dois pontos (2pt)

O método da função de correlação entre dois pontos tem por objetivo quantificar a aglomeração entre os pontos de uma distribuição. O número de pares de pontos próximos aumenta com a aglomeração da distribuição e o método quantifica esse aumento em função da separação angular entre os pontos. A distribuição considerada é então comparada a uma distribuição isotrópica e é medido o valor de anisotropia (*power* ou poder[†]) da distribuição considerada.

O método pode ser calculado pelo seguinte algoritmo: (144)

1. Dois pontos na superfície de uma esfera definem um ângulo. A distância entre os dois

[†]Nesta tese adotaremos a palavra em inglês como na literatura.

pontos pode ser calculada por $\cos^{-1} \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2$, figura 4.14.

2. Faz-se uma distribuição dos ângulos formados entre todos os pares da amostra.
 - (a) A probabilidade de observar n_{obs} pares em cada bin angular, dado que esperamos n_{esp} , é calculado pela distribuição de Poisson: $P_i(n_{obs}|n_{esp}) = n_{esp}^{n_{obs}} e^{-n_{esp}} / n_{obs}!$.
 - (b) O desvio da amostra (distribuição observada) em relação a distribuição isotrópica (esperada) é medido a partir da soma de todos os bins pela função pseudo-log-likelihood: $\sigma_p = \sum_{i=1}^{N_{bins}} \ln P_i(n_{obs}|n_{esp})$.
3. A probabilidade de medida de anisotropia dado um céu isotrópico (β), é dado pela fração de céus com $\sigma_p < \sigma_p^{NS}$, onde NS é o nível de significância de rejeitar a isotropia.

O método 2pt foi usado para quantificar o *power* (eficiência) de um observatório em uma dada latitude. (145) Escolhemos o nível de significância de 1% de rejeitar a isotropia. A probabilidade de isotropia em 1% de nível de significância ($\sigma_p^{1\%}$) foi calculada usando 10^5 eventos.

Os céus simulados (mock) foram gerados com as Fontes/AGNs das distribuições que seguem os catálogos: 2MRS, IRAS 1.2Jy, Swift BAT 70, PALERMO Swift BAT e Véron-Cetty & Véron (VCV). Como o catálogo VCV não é completo, não o utilizamos para o estudo da propagação e comparação entre latitudes.

Para as conclusões seguintes, consideramos os catálogos aqui utilizados como diversas distribuições de fontes e não como casos particulares e isolados. Uma vez que cada catálogo possui sua particularidade, nosso objetivo não é o estudo dos catálogos, mas sim o uso das distribuições descritas por suas fontes.

As direções dos eventos dos céus simulados, com as distribuições de fontes, foram distribuídas em uma função Gaussiana em 2D com desvio de 3° centrado na fonte para simular a resolução angular da medida. Cada céu representa um subconjunto de fontes/AGNs das distribuições. Variamos os céus simulados com amostras indo de 10 a 90 eventos, compatível com os limites na densidade de eventos determinada pelo Observatório Pierre Auger. (146) Geramos 10^4 céus para cada amostra de fontes no céu. Para cada céu simulado a probabilidade de desvio da isotropia foi calculado (σ_s). O *power* do Observatório ($1 - \beta$) localizado em uma dada latitude, é definido como a eficácia de detecção da anisotropia.

As figuras 4.15 - 4.19 mostram os resultados do cálculo do *power* para as distribuições que seguem os catálogos 2MASS Redshift Survey (2MRS), (135) IRAS 1.2 Jy Survey, (136) Véron-Cetty & Véron (VCV), (41) Palermo Swift-BAT, (137) Swift-BAT, (138) calculados

para as latitudes $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$ e com as fontes até $z \leq 0.048$. A maior diferença encontrada entre as latitudes positivas e negativas foi apresentada pela distribuição análoga ao Catálogo VCV, figura 4.17. Observatórios localizados no hemisfério sul deste catálogo possuem uma capacidade maior de detectar sinal de anisotropia. Essa maior anisotropia apresentada por esta distribuição pode ser explicada por não ser uma distribuição completa e consequentemente mais anisotrópica.

A distribuição de fontes que apresentou menor sinal de anisotropia segue a distribuição do 2MASS Redshift Survey (2MRS). A figura 4.15b mostra uma maior dispersão nos valores de *power* para as latitudes do sul, no entanto, os valores não excedem 0.1, devido ao grande número de fontes na distribuição. O *power* obtido com a distribuição de fontes análoga ao catálogo IRAS 1.2 Jy Survey, figura 4.16, apresentou valores mais altos de sinais de anisotropia apesar de ser uma distribuição densa de fontes. As latitudes do sul para a distribuição de fontes análoga ao catálogo IRAS 1.2 Jy Survey apresentaram uma maior dispersão principalmente para céus com maior número de fontes, em comparação com as latitudes do norte.

As distribuições de fontes que seguem os catálogos Palermo Swift-BAT e Swift-BAT 70, figuras 4.18 e 4.19, apresentaram os menores sinais de anisotropia para céus com poucos eventos. No entanto, o sinal cresce e chega ao máximo para céus com maior número de eventos. Uma distribuição de eventos seguindo o catálogo Swift-BAT 70 também apresentou uma maior dispersão para as latitudes do sul.

Na figura 4.20, comparamos os resultados de *power* em função do número de eventos para as latitudes $\pm 35^\circ$. A figura deixa mais claro alguns dos resultados já discutidos anteriormente. A distribuição de fontes análoga ao catálogo VCV possui o maior sinal de anisotropia para a latitude 35 norte e sul, seguido das distribuições análogas aos catálogos Palermo e Swift BAT. Em seguida vem a distribuição análoga ao catálogo IRAS 1.2Jy e por fim a distribuição análoga ao 2MRS com os valores menores de *power*. Essa sequência é a mesma para norte e sul. Apenas a distribuição análoga ao catálogo VCV apresentou uma diferença conclusiva entre as latitudes positivas e negativas, com o sul possuindo um maior sinal na anisotropia de suas fontes.

Na seção 4.1.4, encontramos diferenças entre as propagações de partículas, considerando as diferentes distribuições de fontes descritas através dos catálogos de Fontes/AGNs. Nesta seção, obtivemos diferenças no sinal da anisotropia também para as diferentes distribuições. Relacionamos as diferenças nos espectros de energia das distribuições análogas aos catálogos 2MASS Redshift Survey (2MRS), IRAS 1.2 Jy Survey, Palermo Swift-BAT e Swift-BAT dos diferentes hemisférios, com o sinal de anisotropia medido para os hemisférios norte e sul para

os mesmas distribuições. Concluimos, que uma maior diferença entre os espectros de energia está associada a um alto sinal de anisotropia (*power* grande), em ambos os hemisférios. Em contrapartida, uma diferença pequena entre os espectros de energia está associada a um sinal baixo de anisotropia, (*power* pequeno). Por exemplo, a distribuição que segue o catálogo 2MASS Redshift Survey (2MRS) apresentou uma diferença pequena entre seus espectros de energia, figura 4.11a e 4.11b. Por sua vez, também apresentou o menor sinal de anisotropia em comparação com os outros catálogos, como já discutido nessa seção. O mesmo acontece para as distribuições que seguem os catálogos Palermo Swift-BAT e Swift BAT. A exceção dessa relação ocorre com a distribuição que segue o catálogo IRAS 1.2 Jy. Esta distribuição possui uma densidade de fontes similar para os hemisférios norte e sul, o que produz uma diferença pequena na diferença da propagação entre latitudes norte e sul. Entretanto, devido a sua não uniformidade, o sinal de anisotropia é alto. Concluimos, portanto, que para uma distribuição de fontes sem máscara, a relação entre diferença nos espectros de energia e sinal de anisotropia é válido.

Resumimos essa conclusão, nas figuras 4.21 - 4.23. Os gráficos mostram a relação entre a diferença no fluxo de energia medido em uma certa energia, considerando a propagação com prótons e núcleos de ferro na fonte, pelo valor do *power* ($1 - \beta$) para céus com 30 e 50 eventos para as latitudes $\pm 35^\circ$. Os valores no sinal da anisotropia foram calculados no mesmo redshift utilizado para a propagação: $z \leq 0.072$. Quanto maior o valor de *power* para ambas as latitudes, maior a diferença entre os espectros de energia. A relação também cresce com o aumento de eventos, isso porque o *power* cresce. Como já mencionado, a relação não é válida para o catálogo IRAS 1.2 Jy. As diferenças no sinal de anisotropia dos diferentes catálogos aqui trabalhados, nos permitiu a construção das figuras 4.21 - 4.23, no entanto, fica evidente que os resultados apresentados podem ser utilizados para qualquer distribuição sem máscara.

Figura 4.15 – (a): Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas das fontes do catálogo 2MASS Redshift Survey (2MRS) (135) com $|b| > 5^\circ$ e $z \leq 0.048$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a $+180$ graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente (b): *Power* como função do número de fontes no céu para Observatórios localizados nas latitudes de $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$. O *power* do Observatório ($1 - \beta$) é definido como a eficácia de detecção do sinal de anisotropia.

(a) 2MRS $z < 0.048$ e $|b| > 5$

(b) Anisotropia

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.16 – (a): Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas das fontes do catálogo IRAS 1.2 Jy (136) com $|b| > 15^\circ$ e $z \leq 0.048$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a +180 graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente (b): *Power* como função do número de fontes no céu para Observatórios localizados nas latitudes de $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$. O *power* do Observatório ($1 - \beta$) é definido como a eficácia de detecção do sinal de anisotropia.

(a) IRAS 1.2 Jy $z < 0.048$ e $|b| > 15$

(b) Anisotropia

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.17 – (a): Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas das fontes do catálogo Véron-Cetty & Véron (41) com $|b| > 15^\circ$ e $z \leq 0.048$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a $+180$ graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente (b): *Power* como função do número de fontes no céu para Observatórios localizados nas latitudes de $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$. O *power* do Observatório $(1 - \beta)$ é definido como a eficácia de detecção do sinal de anisotropia.

(a) VCV $z < 0.048$ e $|b| > 15$

(b) Anisotropia

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.18 – (a): Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas das fontes do catálogo Palermo Swift BAT (137) com $|b| > 15^\circ$ e $z \leq 0.048$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a +180 graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente (b): *Power* como função do número de fontes no céu para Observatórios localizados nas latitudes de $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$. O *power* do Observatório ($1 - \beta$) é definido como a eficácia de detecção do sinal de anisotropia.

(a) PALERMO $z < 0.048$ e $|b| > 15$

(b) Anisotropia

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.19 – (a): Projeção Hammer-Aitoff em coordenadas galácticas das fontes do catálogo Swift BAT 70 (138) com $|b| > 15^\circ$ e $z \leq 0.048$. A longitude galáctica vai de -180 graus (esquerda) a +180 graus (direita) e os pólos abaixo e acima de -90 a 90 graus em latitude galáctica, respectivamente (b): *Power* como função do número de fontes no céu para Observatórios localizados nas latitudes de $\pm 25^\circ$, $\pm 35^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 55^\circ$. O *power* do Observatório ($1 - \beta$) é definido como a eficácia de detecção do sinal de anisotropia.

(a) Swift BAT $z < 0.048$ e $|b| > 15$

(b) Anisotropia

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.20 – Comparação entre os valores de $power(1-\beta)$ em função do número de eventos para os catálogos 2MASS Redshift Survey (2MRS), (135) IRAS 1.2 Jy Survey, (136) Véron-Cetty & Véron (VCV), (41) Palermo Swift-BAT, (137) e Swift-BAT, (138) para as latitudes $\pm 35^\circ$ e $z \leq 0.048$. (a): Latitudes do sul. (b): Latitudes do norte.

(a) Sul $z \leq 0.048$

(b) Norte $z \leq 0.048$

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.21 – Relação entre a diferença no fluxo de energia medido em 2.8×10^{18} eV pelo valor do *power* ($1-\beta$) com céus de 30 e 50 eventos para as latitudes $\pm 35^\circ$. 4.21a: Próton na fonte. 4.21b: Ferro na fonte.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.22 – Relação entre a diferença no fluxo de energia medido em 2.3×10^{19} eV pelo valor do *power* ($1-\beta$) com céus de 30 e 50 eventos para as latitudes $\pm 35^\circ$. 4.21a: Próton na fonte. 4.21b: Ferro na fonte. Figura produzida pelo autor.

(a) Latitude 35 $z \leq 0.072$

(b) Latitude 35 $z \leq 0.072$

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.23 – Relação entre a diferença no fluxo de energia medido em 8.7×10^{19} eV pelo valor do *power* ($1-\beta$) com céus de 30 e 50 eventos para as latitudes $\pm 35^\circ$. 4.21a: Próton na fonte. 4.21b: Ferro na fonte.

Fonte: Elaborada pela autora.

4.3 Influência da Latitude na composição medida dos Raios Cósmicos

A composição medida dos UHECRs na Terra depende significativamente da distância da fonte devido aos efeitos de propagação já apresentados em capítulos anteriores. Apresentamos os efeitos das latitudes na determinação do parâmetro $\langle X_{max} \rangle$ para o caso mais extremo: $\pm 55^\circ$, o qual obtivemos a maior diferença no fluxo.

Possíveis deflexões das partículas em seu trajeto até à Terra devido as interações com os campos magnéticos não foram considerados. Desde que o ângulo de deflexão da partícula é uma função da carga da partícula, a determinação da composição depende fortemente dos desvios devido aos campos magnéticos extragalácticos. Uma análise mais detalhada, considerando os efeitos dos campos magnéticos é necessária para avaliar de fato as diferenças na composição de partículas que atingem a Terra de observatórios localizados em diferentes latitudes.

As figuras 4.24a - 4.27a mostram os resultados da abundância relativa pela energia dos UHECRs chegando à Terra, como visto pelos observatórios localizados nas latitudes $\pm 55^\circ$, utilizando distribuições de fontes análogas aos catálogos 2MASS Redshift Survey (2MRS), IRAS 1.2 Jy Survey, Palermo Swift-BAT e Swift-BAT. As diferenças relativas entre os observatórios nos diferentes hemisférios é pequena. Para quantificar essa diferença, convertemos a abundância relativa em X_{max} usando a parametrização descrita na referência (147). As figuras 4.24b - 4.27b mostram o $\langle X_{max} \rangle$ como função da energia. Não há diferença observada na composição para nenhum dos catálogos para as latitudes $\pm 55^\circ$, considerando núcleos de ferro na fonte.

Figura 4.24 – (a): Abundância Relativa em massa medida na Terra em função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição para Observatórios localizados nas latitudes $\pm 55^\circ$. (b): Profundidade média do máximo do chuveiro $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia. Linhas azul e vermelha são as simulações obtidas com CORSIKA/Sibyll. (148) Os espectros que geraram as figuras foram simulados com lei de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo 2MRS considerando a mesma luminosidade em UHECR e $z \leq 0.072$ foram consideradas como fontes.

(a) Abundância Relativa

(b) Composição

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.25 – (a): Abundância Relativa em massa medida na Terra em função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição para Observatórios localizados nas latitudes $\pm 55^\circ$. (b): Profundidade média do máximo do chuva $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia. Linhas azul e vermelha são as simulações obtidas com CORSIKA/Sibyll. (148) Os espectros que geraram as figuras foram simulados com lei de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo IRAS 1.2 Jy considerando a mesma luminosidade em UHECR e $z \leq 0.072$ foram consideradas como fontes.

(a) Abundância Relativa

(b) Composição

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.26 – (a): Abundância Relativa em massa medida na Terra em função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição para Observatórios localizados nas latitudes $\pm 55^\circ$. (b): Profundidade média do máximo do chuveiro $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia. Linhas azul e vermelha são as simulações obtidas com CORSIKA/Sibyll. (148) Os espectros que geraram as figuras foram simulados com lei de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo Palermo Swift BAT considerando a mesma luminosidade em UHECR e $z \leq 0.072$ foram consideradas como fontes.

(a) Abundância Relativa

(b) Composição

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 4.27 – (a): Abundância Relativa em massa medida na Terra em função da energia. A contribuição de cada fonte foi pesada pela sua exposição para Observatórios localizados nas latitudes $\pm 55^\circ$. (b): Profundidade média do máximo do chuva $\langle X_{max} \rangle$ em função da energia. Linhas azul e vermelha são as simulações obtidas com CORSIKA/Sibyll. (148) Os espectros que geraram as figuras foram simulados com lei de potência na fonte com índice espectral de $\alpha = 2.4$, $E_{min} = 10^{18}$ eV e $E_{max} = Z \times 10^{21}$ eV. AGNs do catálogo Swift BAT 70 considerando a mesma luminosidade em UHECR e $z \leq 0.072$ foram consideradas como fontes.

(a) Abundância Relativa

(b) Composição

Fonte: Elaborada pela autora.

4.4 Conclusão

Neste capítulo, apresentamos a influência da latitude do observatório na medida do fluxo, capacidade de medida da anisotropia e X_{max} de UHECR, considerando a propagação linear de fontes de cinco diferentes catálogos. As distribuições de fontes utilizadas são análogas aos seguintes catálogos: 2MASS Redshift Survey (2MRS), IRAS 1.2 Jy Survey, Palermo Swift-BAT e Swift-BAT. Para o estudo da anisotropia, adicionamos a este conjunto o Véron-Cetty & Véron. Para a propagação, as fontes dos catálogos foram propagadas até à Terra de uma distância máxima de ~ 300 Mpc. Neste estudo, consideramos que todas as fontes possuem a mesma luminosidade. A exposição dos observatórios nas diferentes latitudes foram levadas em conta para a construção dos espectros de energia e abundância relativa.

A influência da latitude no fluxo foi quantificada em função da energia, figuras 4.9 - 4.10. A maior diferença encontrada entre os hemisférios norte e sul foi para a distribuição que segue o catálogo Swift-BAT 70 com $\sim 18\%$ para latitudes $\pm 55^\circ$. O caso dos experimentos localizados nas latitudes dos Observatórios Pierre Auger e TA, utilizando a distribuição análoga ao catálogo Swift BAT 70, foi considerado, figura 4.13. Nessas latitudes, o efeito da anisotropia das fontes contribuiu pouco para a diferença nos fluxos medidos por cada Observatório. No entanto, esta pequena diferença mostra que o efeito da latitude na localização do Observatório influencia no resultado do fluxo medido.

A influência da latitude na detecção do sinal de anisotropia foi obtida utilizando as distribuições de fontes que seguem os catálogos 2MASS Redshift Survey (2MRS), Véron-Cetty & Véron (VCV), IRAS 1.2 Jy Survey, Palermo Swift-BAT e Swift-BAT. Diferenças entre latitudes em diferentes hemisférios foi obtida com a distribuição análoga ao catálogo VCV. Observatórios localizados no hemisfério sul que utilizam esta distribuição para estudos de anisotropia teriam uma maior probabilidade de medir um sinal. Para as demais distribuições, obtivemos uma maior dispersão no poder de detecção para cada catálogo para as latitudes negativas. Obtivemos uma relação entre o sinal medido de anisotropia e a diferença do fluxo nos espectros de energia medidos, figuras 4.21 - 4.23. Concluimos que a diferença do fluxo nos espectros de energia cresce com o sinal de anisotropia.

A influência da latitude na medida do X_{max} também foi estudada. Para o caso extremo, $\pm 55^\circ$, não encontramos nenhuma diferença. Contudo, o efeito do campo magnético que afeta os desvios precisa ser considerado para estimar o efeito da anisotropia na medida do X_{max} .

Os cálculos neste capítulo, mostram que uma anisotropia das fontes de UHECRs influencia nos resultados obtidos de observatórios localizados em diferentes latitudes, e que os efeitos na

diferença do fluxo medido precisa ser considerado.

CAPÍTULO 5

Limite superior na Luminosidade de Raios Cósmicos a partir de fontes de raios gama

Neste capítulo, obteremos limites superiores na luminosidade de uma fonte de raios cósmicos, a partir de limites superiores no fluxo de raios gama, medidos por diversos experimentos em raios gama. Diferentes tipos de objetos extragalácticos são conhecidos por produzirem raios gama em energias de TeV. Raios gama podem ser produzidos como resultado da propagação de raios cósmicos no meio intergaláctico, contribuindo para o fluxo total observado na direção da fonte.

Obteremos limites superiores da luminosidade total de raios cósmicos de fontes individuais, baseados na medida do limite superior do fluxo total de raios gama em energias GeV-TeV. (149) Na primeira seção, discutiremos a produção, propagação e espectros de energia de fótons. Na segunda seção, descreveremos o método utilizado para obter os limites superiores na luminosidade de raios cósmicos a partir do limite superior no fluxo total de gama em TeV-GeV. Na terceira seção, apresentaremos as fontes de gama que possuem medida do limite superior do fluxo em gama e a aplicação do método para as fontes.

5.1 Processos de produção de fótons

Raios gama formam a radiação eletromagnética de curto comprimento de onda $\lambda < 10^{-11}$ m. A definição das diferentes bandas de energia/comprimento de onda do espectro eletromagnético é mostrada na figura 5.1. Nesta tese, daremos ênfase aos fótons de altas energias, High Energy (HE)(30 MeV-100GeV), e altíssimas energias, Very High Energy (VHE) (100GeV-100TeV).

Diferentemente das partículas carregadas da radiação cósmica, os fótons não são desviados pelos campos magnéticos. Consequentemente, o conhecimento da direção da sua produção nos

permite usá-los como mensageiros para estudar os objetos que produzem partículas carregadas.

Raios gama são produzidos quando os raios cósmicos interagem com a matéria e radiação, dessa forma, os raios gama podem indicar possíveis origens dos raios cósmicos. Os raios gama podem ser detectados basicamente por três diferentes processos: satélites (medidas diretas); telescópios de luz Cherenkov (medidas indiretas) e tanques de superfície (medidas indiretas).

Os processos mais relevantes para produção de fótons estão descritos em seguida: (150)

- **Aniquilação elétron-pósitron**

Elétrons e pósitrons aniquilam-se em fótons de alta energia:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \quad (5.1)$$

Quando emitidos, ambos os fótons tem uma energia de repouso de 0.511 MeV. Um resultado interessante da astronomia de raio gama tem sido a detecção de 0.511 MeV na aniquilação de elétron-pósitron na direção do Centro Galáctico. (44)

- **Fotoprodução de Píons**

Este é o principal mecanismo pelo qual raios gama são produzidos em interações hadrônicas. Núcleons de altíssima energia podem produzir mésons secundários nas interações com fótons das radiações de fundo de baixa energia. A reação mais importante desses processos é a produção de píons nas reações de prótons de alta energia com fótons da RCM, o que leva ao corte GZK. Os π^0 fornecem o principal canal de conversão de energia cinética dos prótons para raios gama de alta energia:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (99\%) \quad (5.2)$$

$$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma \quad (1\%) \quad (5.3)$$

Para a produção de mésons π^0 , a energia cinética dos prótons deve exceder o limiar de energia de $E_{th} = 2m_\pi c^2(1+m_\pi/4m_p) \approx 280$ MeV, onde $m_\pi = 134.97$ MeV é a massa do méson π^0 . Píons neutros possuem um tempo de vida bem curto (8.4×10^{-17} s) enquanto píons com carga ($\approx 2.6 \times 10^{-8}$ s). Núcleos também podem produzir mésons, embora com um maior limiar de energia: $E_{th} \approx A \times E_{GZK}$, ou seja, o limite da energia não depende da energia total E do núcleo, mas do fator de Lorentz $\gamma \approx E/A$. Consequentemente, a produção de píons é relevante somente para núcleos em altas energias. (44)

- **Bremsstrahlung**

Partículas carregadas, elétrons ou prótons, são aceleradas em campos elétricos por núcleos ou íons. A trajetória da partícula é desviada e radiação é emitida. Esse efeito é conhecido como Bremsstrahlung. Juntamente com a produção de par, este processo é um dos mais importantes fenômenos da produção de fótons na atmosfera e um importante mecanismo para a produção de raios gama dentro de nossa Galáxia com energias em torno de 100 MeV.

• Radiação Síncroton

Radiação síncroton é emitida por partículas carregadas na presença de campos magnéticos. Radiação síncroton de partículas aceleradas é um dos mais importantes processos não térmicos do Universo. Neste contexto de VHE raios gama, acredita-se que a radiação síncroton seja o processo usual para geração do campo de fótons para o espalhamento Compton inverso.

• Espalhamento Compton Inverso

Este é o principal mecanismo de produção de fótons VHE em fontes astrofísicas. Elétrons e pósitrons relativísticos espalham fótons de baixa energia e transferem parte de sua energia para esses fótons. Dependendo da razão entre as energias do elétron e do fóton, podemos distinguir três casos com diferentes seções de choque para o espalhamento Compton inverso:

$$E_e E_\gamma \ll m_e^2 c^4 : \sigma_t = \frac{8}{3} \pi r_e^2 \quad (\text{seção de choque Thomson}) \quad (5.4)$$

$$E_e E_\gamma \approx m_e^2 c^4 : \sigma_{KN} \quad (\text{seção de choque Klein-Nishina}) \quad (5.5)$$

$$E_e E_\gamma \gg m_e^2 c^4 : \sigma_{KN} = \pi r_e^2 \frac{1}{\epsilon} \left(\ln 2\epsilon + \frac{1}{2} \right) \quad \epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (5.6)$$

(Klein-Nishina aproximada)

No regime Thomson, os fótons emitidos seguem a forma espectral dos fótons iniciais. No regime Klein-Nishina, o espectro tem um forte corte, o qual é determinado pela energia máxima dos elétrons participantes. Os processos hadrônicos de decaimento de π^0 e espalhamento Compton inverso são as fontes mais importantes de raios gama VHE.

Raios gama não são desviados por campos magnéticos. Observatórios de raios cósmicos são sensíveis aos raios gama de altíssima energia ($E_\gamma \gtrsim 10^{18}$ eV). Nenhuma observação de fótons de alta energia foi confirmada experimentalmente, todos os possíveis candidatos são compatíveis com prótons primários. Consequentemente, apenas limites superiores no fluxo de raios gama de altas energias podem ser obtidos. (151)

Figura 5.1 – Janela atmosférica para a radiação eletromagnética. Definições comuns das bandas de energia estão escritas em vermelho. A linha contínua azul corresponde a altura na qual um detector pode receber metade da radiação incidente em um dado comprimento de onda.

Fonte: Adaptada de LONGAIR (150).

Raios gama de alta energia (GeV - TeV) podem iniciar cascatas eletromagnéticas no meio intergaláctico quando propagam-se de suas fontes até à Terra. Fótons de alta energia podem interagir com fótons de mais baixa energia das radiação cósmicas de fundo presentes no Universo produzindo pares elétron - pósitron, figura 5.2. Esses elétrons e pósitrons podem sofrer espalhamento Compton com os fótons das radiações produzindo raios gama, que por sua vez continuam o processo da cascata. Os fótons das radiações mais relevantes para esses processos são: (152)

- As radiações compostas pelo infravermelho, visível e regiões ultravioleta, importantes para o intervalo de energia: $E_\gamma = 10$ GeV a $E_\gamma = 10^5$ GeV do gama incidente;
- a radiação cósmica em micro-ondas, no intervalo de energia $E_\gamma = 10^5$ GeV a $E_\gamma = 10^{10}$ GeV do gama incidente;
- a radiação em rádio, no intervalo de energia $E_\gamma = 10^{10}$ GeV a $E_\gamma = 10^{15}$ GeV do gama incidente.

A quantidade de raios gama produzidos em qualquer direção no céu é uma combinação dos gama produzidos na fonte (gamas primários) e os originados durante a propagação dos raios cósmicos (gamas secundários). Considerando-se que o limite superior no fluxo de gama

Figura 5.2 – Interações de prótons com os raios gama da EBL (Extragalactic Background Light) no espaço intergaláctico produzindo gamas secundários e interações de gamas produzindo pares elétron-pósitron.

Fonte: Adaptada de KUSENKO (153).

em GeV-TeV é um limite superior dos gamas secundários produzidos pela propagação dos raios cósmicos, então é possível definir um limite superior na luminosidade de raios cósmicos da fonte.

5.2 Propagação de fótons secundários

No capítulo 2, discutimos a propagação de núcleos e prótons. Nesta seção, discutiremos a produção e a propagação de partículas secundárias, como os fótons. Fótons de alta energia ou raios gama são produzidos pelo decaimento de píons neutros ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Os píons decaem também produzindo elétrons. Nêutrons podem ser gerados durante a propagação também dando origem a elétrons, como produtos de decaimento. Elétrons, pósitrons e raios gama podem originar cascatas eletromagnéticas que por sua vez, podem originar um alto fluxo de fótons secundários com energia entre GeV-TeV.

Em altas energias (a partir de GeV), o universo torna-se cada vez mais transparente para os fótons, como pode ser observado na figura 5.3. No caso de fótons, a produção de pares é o processo dominante. A análise da figura 5.3 mostra que nas energias abaixo de 10^{14} eV as radiações mais relevantes para o processo de produção de pares são o infravermelho/óptico, para energias acima de 10 EeV, a radiação relevante é a RCM, com livre caminho médio menor que um Mpc. Em altas energias, acima de 100 EeV, somente a radiação em rádio é relevante para a perda de energia. O livre caminho médio de fótons de alta energia é em torno de 7-15

Figura 5.3 – Livre caminho m3dio em $z = 0$ para f3tons de alt3ssima energia como fun33o da energia (linha vermelha) para intera33es com os campos de radia33o de fundo, infravermelho e r3dio (URB - Universal Radio Background). O livre caminho m3dio para o redshift (linha pontilhada verde), pr3tons prim3rios (linha s3lida preta) e n3cleo de ferro (linha pontilhada preta) tamb3m s3o indicados na figura.

Fonte: Adaptada de MARKUS (155).

Mpc em 10^{19} eV e 5-30 Mpc em 10^{20} eV. (154)

Diferentemente dos casos descritos nas se33es anteriores, n3o 3 poss3vel definir o livre caminho m3dio do f3ton em termos do fator de Lorentz. Neste caso, a express3o geral da raz3o da intera33o tem a forma:

$$\mathcal{R}(z, E) = c \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon \int_{-1}^1 \frac{d\cos\theta}{2} n(\epsilon, z) \sigma(s) (1 - v_p \cos\theta), \quad (5.7)$$

onde v_p 3 a velocidade da part3cula prim3ria incidente. Reescrevendo a equa33o acima:

$$\mathcal{R}(z, E) = \frac{c}{8\xi E^2} \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon \frac{n(\epsilon, z)}{\epsilon^2} \int_{s_{min}}^{s_{max}} \sigma(s) (s - m^2 c^4) ds, \quad (5.8)$$

onde $\sqrt{s}$ 3 a energia no centro de massa do sistema e ξ 3 a velocidade da part3cula em unidades da velocidade da luz. Para detalhes dos processos descritos nesta se33o veja (156).

5.2.1 Espectros de raios γ e neutrinos

A existência de partículas secundárias provenientes da propagação das interações dos UHECR com os fótons das radiações cósmicas foi compreendida e descrita logo após a predição do corte GZK. (20) Os neutrinos são produzidos em energias acima de 10^{17} eV, como resultado da interação do decaimento de píons, que por sua vez são produtos de interações dos UHERCs com os fótons da RCM. O fluxo de neutrinos observado na Terra depende de poucos parâmetros astrofísicos, como a evolução cosmológica da luminosidade do raios cósmicos ou da máxima energia na fonte. Característica importante dessas partículas, é que após sua produção podem viajar sem sofrerem interações ou deflexões ao longo do caminho, o que foi considerado interessante no estudo de fenômenos de altas energias no universo. O espectro de neutrinos foi intensamente calculado em diferentes cenários astrofísicos, como evolução cosmológica, a composição ou o máximo de energia na fonte. (157, 158)

Ao contrário dos neutrinos, os raios gama produzidos durante a propagação de raios cósmicos são de alta energia e interagem rapidamente produzindo cascatas eletromagnéticas. Como resultado, o universo é opaco a essas partículas em energias de GeV até poucos 10^{18} eV. Acima de 10^{19} eV, o universo torna-se cada vez mais transparente aos fótons e, conseqüentemente, os raios gama de alta energia podem propagar-se sem grandes perdas de energia.

Os espectros de neutrinos e fótons estão descritos na figura 5.4. Os espectros são resultados de vários primários propagados a uma distância de $\simeq 40$ Mpc, baseados na aproximação analítica de (159). O espectro de injeção na fonte foi assumido com as energias máximas e índices espectrais descritos na figura. As linhas sólidas mostram o fluxo total de raios γ e as linhas tracejadas o fluxo de neutrinos. As linhas pontilhadas mostram a contribuição de raios γ com a perda de energia por produção de par, excluindo a contribuição pelas interações de fotoprodução de píons. Para mais detalhes da propagação veja (160).

Figura 5.4 – Espectros de neutrinos e f3tons observados na Terra como resultado da propaga33o de fontes com n3cleos prim3rios localizados em $z = 0.01$ ($\simeq 40$ Mpc) obtidos em (160). As linhas s3lidas mostram o fluxo total de raios γ e as linhas tracejadas o fluxo de neutrinos. As linhas pontilhadas mostram a contribui33o de raios γ com a perda de energia por produ33o de par, excluindo a contribui33o pelas intera33es de fotoprodu33o de p3ons.

Fonte: Adaptada de AHLERSB (160).

5.3 Limite na luminosidade de UHECR a partir de limites no fluxo de gamas GeV-TeV

As contas desta se33o seguem o desenvolvimento feito na ref. (149). O m3todo consiste em a partir da medida do limite superior da integral do fluxo de raios gama em GeV-TeV de uma fonte, obtermos a luminosidade de UHECR para a mesma fonte. Partindo disso, assumimos uma fonte de raios c3smicos com a seguinte lei de pot3ncia:

$$\frac{dN}{dEdt} = \frac{L_{RC}}{C_0} E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut}) \quad (5.9)$$

onde L_{RC} é a luminosidade de raios cósmicos, α é o índice espectral, E_{cut} é a energia de corte, e

$$C_0 = \int_{E_{min}}^{\infty} dE E^{-\alpha+1} \exp(-E/E_{cut}). \quad (5.10)$$

O espectro de injeção pode ser escrito como:

$$\frac{dN}{dE dt} = \frac{L_{RC}}{\langle E \rangle_0} P_{RC}^0(E), \quad (5.11)$$

onde $P_{RC}^0(E)$ é a distribuição de energia normalizada das partículas que saem da fonte

$$P_{RC}^0(E) = \frac{E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut})}{\int_{E_{min}}^{\infty} dE E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut})}, \quad (5.12)$$

e $\langle E \rangle_0$ é o valor médio da energia

$$\langle E \rangle_0 = \frac{\int_{E_{min}}^{\infty} dE E P_{RC}^0(E)}{\int_{E_{min}}^{\infty} dE E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut})} = \frac{\int_{E_{min}}^{\infty} dE E^{-\alpha+1} \exp(-E/E_{cut})}{\int_{E_{min}}^{\infty} dE E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut})}. \quad (5.13)$$

No caminho da fonte à Terra, os raios cósmicos interagem com os campos de radiação modificando sua distribuição de energia de $P_{RC}^0(E)$ para $P_{RC}(E)$. Para uma fonte a uma certa distância comóvel D_s , assumindo uma emissão isotrópica, o fluxo de raios cósmicos observado na Terra pode ser escrito da seguinte forma:

$$I_{RC}(E) = \frac{L_{RC} W_s(\hat{n})}{4\pi D_s^2 (1+z) \langle E \rangle_0} K_{RC} P_{RC}(E) \quad (5.14)$$

onde z é o redshift da fonte, $P_{RC}(E)$ é a distribuição de energia das partículas que chegam à Terra e K_{RC} é o número de raios cósmicos que chegam à Terra por partículas injetadas. K_{RC} e $P_{RC}(E)$ incluem a física da propagação dos raios cósmicos, isto é, todas as interações e perdas de energia sofridas durante o processo de propagação, lembrando que é assumido uma emissão isotrópica e $W_s(\hat{n})$ é o peso da fonte considerada, levando-se em conta a exposição do observatório. O peso depende da localização do observatório e da posição da fonte no céu.

Esta fonte gera um fluxo de raios gama secundários, o qual é proporcional a luminosidade de raios cósmicos. Dessa forma, o fluxo de raios gama observado na Terra pode ser escrito em função da luminosidade de raios cósmicos, de forma análoga a equação 5.14:

$$I_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{L_{RC}}{4\pi D_s^2 (1+z) \langle E \rangle_0} K_{\gamma} P_{\gamma}(E_{\gamma}) \quad (5.15)$$

onde K_{γ} é o número de raios gama gerados por raio cósmico injetado da fonte, $P_{\gamma}(E_{\gamma})$ é a distribuição de energia dos raios gama chegando à Terra e E_{γ} é a energia dos raios gama.

Neste caso, K_γ e $P_\gamma(E_\gamma)$ possuem a física da propagação dos raios cósmicos e dos raios gama.

Da equação 5.14, temos que a constante de normalização $C_s = L_{RC}W_s$ é limitada pelo limite superior do espectro de raios cósmicos observado em um dado nível de confiança, ou seja, uma fonte individual não excede o fluxo medido pelo Observatório. Dessa forma, o máximo fluxo de raios gama consistente com o fluxo de raios cósmicos é dado por:

$$I_\gamma^{max}(E_\gamma; \hat{n}) = \frac{C_s^{max}}{W_s(\hat{n})4\pi D_s^2(1+z) < E >_0} K_\gamma P_\gamma(E_\gamma) \quad (5.16)$$

Definindo $I_\gamma^{UHECR}(E_\gamma) = W_s(\hat{n})I_\gamma(E_\gamma, \hat{n})$, temos que $I_\gamma^{UHECR}(E_\gamma)$ independe da posição da fonte no céu e é a medida do limite superior da integral do fluxo de raios gama, obtido acima de um dado limiar superior (threshold) de energia (E_γ) em um nível de confiança (NC). Se o limite superior no fluxo de raios gama multiplicado por W_s é menor que I_γ^{UHECR} , isto significa que as observações em raios gama são restritivas suficientemente para obter um limite superior na luminosidade de raios cósmicos. No outro caso, as observações de raios gama não fornecem um limite superior válido na luminosidade de raios cósmicos. O parâmetro I_γ^{UHECR} pode ser utilizado para a análise de várias fontes. A equação 5.15 descreve o fluxo de raios gama medidos na Terra dada a luminosidade dos raios cósmicos da fonte. Portanto, um limite superior na integral do fluxo de raios gama pode ser escrito como um limite superior (LS) na luminosidade de raios cósmicos (L_{RC}^{LS}) da fonte pela seguinte expressão:

$$L_{RC}^{LS} = \frac{4\pi D_s^2(1+z) < E >_0}{\int_{E_\gamma^{th}}^{\infty} dE P_\gamma(E_\gamma)} I_\gamma^{LS}(> E_\gamma^{th}). \quad (5.17)$$

A equação obtida anteriormente, equação 5.17, resume o método apresentado em (149). A partir desse método é possível calcular um limite superior na luminosidade de raios cósmicos dado a medida superior da integral do fluxo de raios gama. Os fatores K_{RC} , K_γ e as funções de distribuição $P_{RC}(E)$ e $P_\gamma(E_\gamma)$ são obtidas a partir das simulações de Monte Carlo(72).

A contribuição de uma fonte para a medida do fluxo de energia total de UHECR de um observatório vem da equação 5.14:

$$J_{RC}^s(E) = W_s \frac{L_{RC}^s}{4\pi D_s^2(1+z) < E >_0} K_{RC} P_{RC}(E) \quad (5.18)$$

a qual é proporcional à luminosidade da fonte, L_{RC}^s . O limite superior na integral do fluxo de raios gama depende do espectro de injeção dos raios cósmicos, a distância da fonte e o limite de energia usado para integrar o fluxo dos raios gama.

5.4 Utilidade das medidas de fluxo de gamas (GeV-TeV)

Nesta seção, estabelecemos um método de determinação da utilidade da medida do fluxo de raios gama. O valor do limite superior no fluxo de raios gama em um certo nível de confiança e limiar de energia de uma fonte, multiplicado pela exposição da fonte no campo de visão de um Observatório, fornece o valor do parâmetro I_{γ}^{UHECR} , descrito na seção anterior. O valor de I_{γ}^{UHECR} é analisado com o modelo de propagação aqui proposto e então, a partir desta análise, identificamos se será possível obtermos o limite superior da luminosidade de UHECR das fontes.

Duas quantidades importantes são utilizadas para o cálculo do limite superior na luminosidade de raios cósmicos de uma fonte: o número de eventos em cada bin de energia e a exposição do experimento, fornecidos pelos Observatórios Pierre Auger no hemisfério sul e Telescope Array no hemisfério norte, figura 5.5. Para o Observatório Pierre Auger, para energias menores que $10^{18.4}$ eV, o espectro híbrido é usado e para energias maiores que $10^{18.4}$ eV o espectro SD é usado. Para o experimento Telescope Array, para energias menores que $10^{18.8}$ eV, o espectro híbrido é usado e para energias maiores que $10^{18.8}$ eV, o espectro SD é usado.

Fazendo uso da estatística de Poisson em cada intervalo de energia, o limite superior no fluxo é dado pela expressão:

$$\mathcal{J}_i^{LS} = \mu_i^{LS} / \text{Exposição}(i) \quad (5.19)$$

onde μ_i é o limite superior calculado usando o número de eventos em cada intervalo de energia nos espectros de energia dos Observatórios. O cálculo foi realizado com 95% de nível de confiança. Para as simulações das distâncias fizemos uso do programa CRPropa. Para cada distância, 10^7 partículas foram simuladas em uma dimensão, seguindo uma lei de potência com um corte exponencial, onde os índices espectrais (α) variaram de 2.0 a 2.8 em passos de 0.1 e as energias de corte (E_{cut}) de $Z \times 10^{20}$ eV a $Z \times 10^{21}$ eV, sendo Z a carga do núcleo. A energia mínima de propagação foi de 10^{18} eV. A partir das simulações e da análise do limite superior do fluxo utilizando a estatística de Poisson foi possível construir a figura 5.9.

As setas nas figuras 5.6 e 5.7, indicam os limites superiores calculados com 95% de nível de confiança para as medidas dos Observatórios Pierre Auger e Telescope Array. As linhas são as simulações com índice espectral na fonte de $\gamma = 2.3$ e $E_{cut}^{pr} = 10^{20.50}$ eV e $E_{cut}^{fe} = 26 \times 10^{20.50}$ eV para próton e núcleos de ferro, respectivamente. As linhas variam de 10 a 200 Mpc,

Figura 5.5 – Exposição dos Observatórios Pierre Auger (131) e Telescope Array (161) em função da energia.

Fonte: Adaptada de DAWSON (130).

espaçados de 10 Mpc e obedecem o limite superior imposto em cada bin.

A figura 5.8, exemplifica o procedimento descrito. Consideramos a simulação de uma fonte a 90 Mpc de distância da Terra. O espectro de UHECR simulado foi normalizado considerando o limite superior no espectro de energia medido pelo Observatório Pierre Auger em 95% de NC. As setas da figura 5.8 mostram o limite superior calculado para o fluxo do Observatório Pierre Auger. A figura mostra que neste caso apenas um ponto medido pelo Observatório foi necessário para limitar o fluxo simulado. Esta normalização do fluxo dos raios cósmicos foi utilizada no cálculo do fluxo de raios gama.

A figura 5.9, mostra o cálculo para todas as distâncias. O limite superior na integral do fluxo de raios gama em GeV-TeV das distâncias individuais (I_{γ}^{UHECR}) é obtido para diferentes parâmetros do espectro de injeção. A figura foi obtida usando o limite superior no fluxo de raios cósmicos do Observatório Pierre Auger em 95% de NC. Na figura 5.9a temos $I_{\gamma}^{UHECR}(> E_{th})$ para dois diferentes valores de E_{cut} considerando próton e ferro na fonte. Observa-se que o efeito dos diferentes valores de E_{cut} é pequeno. Em 5.9b é mostrada a variação de $I_{\gamma}^{UHECR}(> E_{th})$ para diferentes valores de (α) . Nota-se que existe uma grande dependência de $I_{\gamma}^{UHECR}(> E_{th})$ do índice espectral para ambos os primários. Por fim, na figura 5.9c temos a variação de $I_{\gamma}^{UHECR}(> E_{th})$ com os valores de limiares de energia. O E_{th} dos raios gama possui uma forte influência no valor de I_{γ}^{UHECR} , no entanto este valor é determinado na medida de cada gama e consequentemente é considerado em cada caso específico.

Figura 5.6 – Espectro de energia do Observatório Pierre Auger. Os pontos com as barras de erro correspondem aos dados do Observatório. As setas indicam o limite superior no fluxo com 95% N.C. As linhas são as simulações variando de 10 a 200 Mpc e espaçadas de 10 Mpc, com índice espectral na fonte de $\gamma = 2.3$. Esquerda: Ferro com $E_{cut}^{fe} = 26 \times 10^{20.50}$ eV. Direita: Prótons com $E_{cut}^{pr} = 10^{20.50}$ eV.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 5.7 – Espectro de energia do Observatório Telescope Array. Os pontos com as barras de erro correspondem aos dados do Observatório. As setas indicam o limite superior no fluxo com 95% N.C. As linhas são as simulações variando de 10 a 200 Mpc e espaçadas de 10 Mpc, com índice espectral na fonte de $\gamma = 2.3$. Esquerda: Ferro com $E_{cut}^{fe} = 26 \times 10^{20.50}$ eV. Direita: Prótons com $E_{cut}^{pr} = 10^{20.50}$ eV.

Fonte: Elaborada pela autora.

Finalmente, as figuras 5.10 - 5.12, mostram o limite superior na integral do fluxo de gama com 95% NC (I_{γ}^{UHECR}) obtidos pelos Observatórios de raios gama para as fontes aqui consideradas e inferidos utilizando as observações feitas pelos Observatórios Pierre Auger e Telescope Array para obter os limites superiores na luminosidade dos raios cósmicos. (149) As linhas vermelhas correspondem a fontes que injetam núcleos de ferro no meio intergaláctico e as linhas azuis correspondem somente a próton. Qualquer outra combinação de diferentes abundâncias de núcleos necessariamente encontra-se entre as curvas correspondentes de próton e ferro. Os índices espectrais usados nas figuras são os mais limitantes: $\gamma = 2.8$ para ferro

Figura 5.8 – Fluxo de raios cósmicos e raios gama simulados com CRPropa. (72) A fonte considerada está a uma distância de 90 Mpc da Terra. O espectro na fonte possui índice espectral de 2.4 e $E_{cut} = Z \times 10^{20.5}$. O fluxo das partículas está normalizado com o fluxo do Observatório Pierre Auger. Foram considerados prótons e núcleos de ferro na fonte.

Fonte: Elaborada pela autora.

com energias de corte de: $E_{cut} = 26 \times 10^{20.50}$ eV e $\gamma = 2.0$ com $E_{cut} = 10^{20.50}$ eV para próton.

O limiar de energia usado para obter os limites superiores para as Seyfert foi $E_{cut} = 0.1$ GeV e para as AGNs $10 < E_{cut} < 100$ GeV. Das figuras 5.10 - 5.12 é possível observar que se o limite superior da integral do fluxo dos raios gama obtido das observações dos raios gama (I_{γ}^{UHECR}) estiver abaixo de qualquer uma das curvas de próton e ferro, os dados dos raios gama podem fornecer um limite superior na luminosidade dos raios cósmicos, o qual pode ser obtido da medida do fluxo dos raios cósmicos. O limite superior dos gamas obtido pelas fontes das figuras 5.10 - 5.12 pode ser usado para obter os limites superiores na luminosidade de raios cósmicos para o caso de prótons ou núcleos mais leves injetados nas fontes. No entanto, os limites superiores dos raios gama das fontes NGC 985, MCG+04-22-042, LEDA 170194, 2MASX J11454045-1827149, fontes com limites abaixo das curvas de próton e ferro e também a rádio galáxia 3C 111, podem ser usadas para obter os limites superiores na luminosidade de raios cósmicos, quando núcleos mais pesados são injetados pelas fontes, como o ferro. Como uma consequência dessas fontes, o limite superior na luminosidade total dos raios cósmicos é determinada.

Figura 5.9 – Os gráficos mostram I_{γ}^{UHECR} em função da distância da fonte, calculados a partir do limite superior do fluxo de raios cósmicos do Observatório Pierre Auger em 95% de NC. A figura (a) mostra a dependência de I_{γ}^{UHECR} em relação a energia máxima com $E_{th} = 0.1$ GeV e $\alpha = 2.3$ fixos. Figura (b) mostra a dependência de I_{γ}^{UHECR} em relação ao índice espectral α para $E_{cut} = Z \times 10^{20.5}$ e $E_{th} = 330$ GeV fixos. A figura (c) mostra a dependência de I_{γ}^{UHECR} com o limiar de energia (E_{th}) para $E_{cut} = Z \times 10^{21}$ e $\alpha = 2.3$ fixos.

(a) - E_{cut} (b) - α (c) - E_{th}

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 5.10 – Limites superiores na integral do fluxo de gama, com 95% N.C., multiplicado pelo peso ω como função da distância da fonte inferida pelos dados do Observat3rio TA correspondente ao limiar de energia de $E_{th} = 0.1$ GeV. A linha azul corresponde a pr3ton e a linha vermelha a n3cleos de ferro na fonte. As setas indicam os limites superiores, multiplicados por ω e obtidos por FERMI-LAT.

Figura 5.11 – Limites superiores na integral do fluxo de gama, com 95% N.C., multiplicado pelo peso ω como função da distância da fonte inferida pelos dados do Observat3rio Auger correspondente ao limiar de energia de $E_{th} = 0.1$ GeV. A linha azul corresponde a pr3ton e a linha vermelha a n3cleos de ferro na fonte. As setas indicam os limites superiores, multiplicados por ω e obtidos por FERMI-LAT.

Figura 5.12 – Limites superiores na integral do fluxo de gama, com 95% N.C., multiplicado pelo peso ω como função da distância da fonte inferida pelos dados do Observatório TA correspondente ao limiar de energia entre $10 < E_{th} < 100$ GeV. A linha azul corresponde a próton e a linha vermelha a núcleos de ferro na fonte. As setas indicam os limites superiores, multiplicados por ω e obtidos por FERMI-LAT.

Fonte: Elaborada pela autora.

5.5 Cálculo do limite na luminosidade de UHECR para algumas fontes

A seleção das fontes é baseada na medida do fluxo de UHECR do qual é calculado um limite superior na integral do fluxo de raios gama. A partir dos modelos de propagação obtém-se a relação entre o fluxo de UHECR medido e o limite superior na integral dos raios gama, do qual o limite superior no fluxo de UHECR é obtido. A seguir descrevemos as fontes selecionadas.

Obteremos os limites superiores na luminosidade de raios cósmicos utilizando fontes de raios gama. As fontes foram observadas pelo primeiro e segundo catálogos do Fermi-LAT: First LAT Active Galactic Nuclei (AGN) (62, 162) e pelos Observatórios de raios gama: VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) (163) e MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov). (164) São 28 fontes, sendo que 24 fontes estão no campo de visão do Telescope Array e quatro no campo de visão do Observatório Pierre Auger. Todas as fontes são AGNs, sendo 22 fontes Seyfert e três fontes Rádio-galáxias. Nossa amostra de galáxias Seyfert, com redshift entre 0.01964 - 0.043 foi obtida do catálogo *Fermi*-LAT usando o instrumento *Swift* Burst Alert Telescope 58 month. O limite superior da integral do fluxo dos fótons acima de 0.1 GeV foi obtido com 95% de nível de confiança. As Seyferts compõem a classe de AGNs mais numerosa no universo local (densidade local de $\sim 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$). (62) Nossa amostra de Seyferts está resumida na tabela 5.1.

A galáxia NGC 1275 ($z = 0.018$) é uma rádio galáxia localizada no centro do aglomerado de Perseus. A fonte 3C 111 ($z = 0.0485$) é classificada como uma Broad Line Radio Galaxy (BLRG) com emissão de rádio ocorrendo em jatos: Fanaroff-Riley II, localizada na amostra Misaligned Active Galactic Nuclei. (165) Ambas as fontes foram observadas por VERITAS in 2008/2009 com 99% de nível de confiança no limite superior da integral do fluxo acima de 190 GeV e 300 GeV, respectivamente. (163)

A fonte IC 310 ($z = 0.019$) é uma rádio galáxia conhecida como cabeça-cauda também localizada na aglomeração da galáxia Perseus, próxima a NGC 1275. Foi observada pelo telescópio MAGIC com alta precisão estatística com uma média no fluxo de gama acima de 300 GeV e com 95% de nível de confiança no limite superior na integral do fluxo. (164) As três fontes estão no hemisfério Norte e se encontram no campo de visão apenas do Experimento Telescope Array. As características gerais das rádio galáxias estão descritas na tabela 5.2.

As fontes NGC 1218 ($z = 0.029$), 4C+04.77 ($z = 0.027$) e RX J0008.0+1450 ($z = 0.045$) são Núcleos Ativos de Galáxias medidas pelo *Fermi* Large Area Telescope (LAT), com 95%

N.C. no cálculo do limite superior na integral do fluxo e limiares de energia entre 10 GeV e 100 GeV. (166) As principais características das AGNs estão na tabela 5.3.

O fator K_γ e a distribuição de energia $P_\gamma(E_\gamma)$, descritos na equação 5.15 para cada uma das fontes, foram calculados usando o software CRPropa com as seguintes suposições no programa: O espectro de injeção sendo uma lei de potência com um corte exponencial, já descrito na equação 5.13. A energia de corte E_{cut} é proporcional a carga Z da partícula que sai da fonte. Estudamos dois casos: somente próton na fonte e somente ferro na fonte. As energias de corte consideradas foram: $\log(E_{cut}^{pr}/\text{eV}) = 20, 20.25, 20.50, 20.75$, e 21 e as energias correspondentes ao ferro E_{cut}^{26} . A energia mínima foi de 10^{18} eV. Para cada fonte e para cada composição de próton e ferro, nove valores de índices espectrais foram simulados.

Usando os limites superiores da integral do fluxo dos raios gama ($I_\gamma^{UHECR}(> E_{th})$) obtidos pelos Observatórios FERMI-LAT, VERITAS e MAGIC, os limites superiores na luminosidade total dos raios cósmicos foram obtidos por meio da equação 5.17 para cada simulação. Portanto, o limite superior do fluxo dos UHECR obtido para cada fonte por meio da equação 5.14 é determinado pelo espectro de injeção na fonte (índice espectral e E_{cut}) e pelo cálculo de $\mathcal{L}_{RC}^{LS}$

A figura 5.13, mostra o espectro de UHECR simulados das fontes 3C 111, J11454045-1827149, LEDA 170194, NGC 985 como vistos pelo Telescope Array e MCG+04-22-042 como visto pelo Observatório Pierre Auger. Na figura 5.13, à esquerda, temos os espectros com prótons na fonte e a direita núcleos de ferro na fonte. As diferentes energias de corte são mostradas nas figuras para próton e ferro. Para essas fontes é possível obter o limite superior na luminosidade total dos raios cósmicos, conclusão que pode ser observada na figura 5.13, nas quais os fluxos para próton e ferro estão abaixo do espectro de energia medido pelo Observatório Pierre Auger para a fonte MCG+04-22-042 e Telescope Array para as outras fontes.

Na figura 5.14, estão os espectros de raios cósmicos das Seyferts Mrk 417 e 2MASX J075 como vistas pelo Observatório Pierre Auger. É possível ver claramente que o fluxo de ferro fica acima do limite superior do fluxo do Observatório calculado com 95% N.C, figuras (5.14b) e (5.14d), enquanto o fluxo de próton fica abaixo do limite superior do fluxo calculado com 95% N.C., figuras (5.14a) e (5.14c), como indicado no gráfico 5.11. Dessa forma, para essas fontes e as outras já descritas anteriormente, é possível obter um limite superior na luminosidade de raios cósmicos apenas considerando prótons e núcleos mais leves na fonte.

A figura 5.15, mostra o limite superior na luminosidade total dos raios cósmicos como função do índice espectral das fontes 3C 111, J11454045-1827149, NGC 985 e MCG+04-22-

042, inferidas das observações de raios gama para $\log(E_{cut}/\text{eV}) = 20, 20.25, 20.50, 20.75$ e 21. À esquerda da figura é assumido injeção de prótons na fonte e a direita apenas núcleos de ferro. As figuras 5.16 - 5.17 também mostram os resultados da luminosidade total com as mesmas observações descritas acima para a fonte MCG+04-22-042, com mais riqueza de detalhes. O gráfico 5.16 corresponde a prótons na fonte e 5.17 a ferro na fonte. A figura 5.18 mostra o limite superior na luminosidade de raios cósmicos das fontes das tabelas 5.1 - 5.3 para $\log(E_{cut}/\text{eV}) = 20.50$ e considerando apenas prótons na fonte.

Os resultados para as luminosidades total e de próton estão descritos nas tabelas 5.1 - 5.3 para $\alpha = 2.3$ e $E_{cut} = Z \times 10^{20.5} \text{ eV}$.

Tabela 5.1 – Coluna 1: nome da fonte. Coluna 2 e 3 foram retiradas das referências (62, 162). Elas mostram a distância da fonte a Terra e o limite superior no fluxo de raios gama em 95% NC acima de 0.1 GeV como medido pelo Observatório FERMI-LAT. Coluna 4: limite superior na luminosidade de prótons para cada fonte. Coluna 5: limite superior na luminosidade total de UHECR para cada fonte.

Fontes	D [Mpc]	UL: $\mathcal{F}$ (> 0.1 GeV) [10^{-9} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	L_{pr}^{UL} (Próton) [erg s $^{-1}$ $\times 10^{45}$]	L_{CR}^{UL} (Total) [erg s $^{-1}$ $\times 10^{45}$]
Mrk 1018	181.5	2.1	1.04	-
NGC 985	184.7	1.8	1.03	2.19
NGC 1142	121.5	1.1	0.49	-
2MASX J07595347+2323241	127.7	2.2	1.01	-
Mrk 704	130	2.0	0.91	-
MCG+04-22-042	143.6	1.6	0.75	1.74
Mrk 417	147.4	3.7	1.72	-
ESO 121-IG028	177.8	1.2	0.64	-
ESO 549-G049	111.1	2.5	1.11	-
CGCG 420-015	124.8	2.1	0.95	-
Ark 120	139.7	1.6	0.74	-
MCG-01-24-012	89.0	1.5	0.65	-
Mrk 110	156	1.9	0.90	-
2MASX J11454045-1827149	150.7	2.8	1.30	3.16
LEDA 170194	167.7	3.1	1.48	3.71
NGC 5252	108.4	1.4	0.62	-
Mrk 817	141.5	1.6	1.72	-
NGC 5995	118.1	2.0	0.90	-
Mrk 509	151.6	2.7	1.27	-
Mrk 520	115.5	2.2	0.98	-
Mrk 915	104	2.4	1.06	-
NGC 7603	126.5	2.0	0.91	-

Fonte: Elaborada pela autora.

Tabela 5.2 – Coluna 1: nome da fonte. Coluna 2 e 3 foram retiradas das refer4ncias (163, 164). Elas mostram a dist4ncia da fonte a Terra e o limite superior no fluxo de raios gama acima de E_{th} em 99% NC para VERITAS e 95% NC para MAGIC. Coluna 4: limiar de energia (E_{th}) das medidas. Coluna 5: Observat3rio de raios gama que observou a fonte. Coluna 6: limite superior na luminosidade de pr3tons para cada fonte. Coluna 7: limite superior na luminosidade total de UHECR para cada fonte.

Fontes	D [Mpc]	UL: $\mathcal{F} (> E_{th})$ [ph cm ⁻² s ⁻¹]	E_{th} [GeV]	Medido por	L_{pr}^{UL} (Pr3ton) [erg s ⁻¹ × 10 ⁴⁵]	L_{CR}^{UL} (Total) [erg s ⁻¹ × 10 ⁴⁵]
3C 111	196	2.5×10^{-12}	300	VERITAS	0.32	0.87
NGC 1275	75	5.11×10^{-12}	190	VERITAS	0.13	-
IC 310	78.5375	3.1×10^{-12}	300	MAGIC	0.11	-

Fonte: Elaborada pela autora.

Tabela 5.3 – Coluna 1: nome da fonte. Coluna 2 e 3 foram retiradas das refer4ncias (162). Elas mostram a dist4ncia da fonte a Terra e o limite superior no fluxo de raios gama em 95% NC com energia $10 < E_\gamma < 100$ GeV como medido pelo Observat3rio FERMI-LAT. Coluna 4: limite superior na luminosidade de pr3tons para cada fonte. N4o h4 limite superior na luminosidade total de UHECR para essas fontes porque os limites superiores no fluxo de raios gama n4o foram restritivos o suficiente.

Fontes	D [Mpc]	UL: $\mathcal{F} (10 < E < 100 \text{ GeV})$ [ph cm ⁻² s ⁻¹]	L_{CR}^{UL} (Pr3ton) [erg s ⁻¹ × 10 ⁴⁵]
NGC 1218	120.83	1.47×10^{-10}	1.27
4C+04.77	112.5	8.59×10^{-11}	0.31
RX J0008.0+1450	187.5	1.22×10^{-10}	1.36

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 5.13 – Espectro de raios cósmicos das fontes 3C 111, J11454045-1827149, LEDA 170194, NGC 985 como vistas pelo Telescope Array e MCG+04-22-042 como vista pelo Auger. Os pontos com as barras de erro correspondem aos dados dos Observatórios. Nove espectros simulados são mostrados com índice espectral começando de 2.0 (vermelho) até 2.8 (azul) em passos de 0.1. Esquerda: Prótons primários. Direita: Núcleos de ferro na fonte.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 5.14 – Espectro de raios c3smicos das fontes Mrk 417 e 2MASX J075 como vistas pelo Observat3rio Pierre Auger. Os pontos com as barras de erro correspondem aos dados do Observat3rio. Nove espectros simulados s3o mostrados com 3ndice espectral comeando de 2.0 (vermelho) at3 2.8 (azul) em passos de 0.1. Esquerda: Pr3tons prim3rios. Direita: N3cleos de ferro na fonte. As simulaes para ferro ficam acima dos dados do Observat3rio, figuras (5.14b) e (5.14d), enquanto as simulaes para pr3ton ficam abaixo do limite superior do fluxo calculado com 95% N.C., figuras (5.14a) e (5.14c), como indicado no gr3fico 5.11.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 5.15 – Limite superior na luminosidade de raios cósmicos das fontes 3C 111, J11454045-1827149, NGC 985 and MCG+04-22-042 como função do índice espectral do espectro na fonte, inferidos pelas observações dos raios gama para cinco diferentes energias de corte. Esquerda: Prótons na fonte. Direita: Ferro na fonte.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 5.16 – Limite superior na luminosidade de raios cósmicos da fonte MCG+04-22-042 como função do índice espectral do espectro na fonte, inferidos pelas observações dos raios gama obtidos por FERMI-LAT para cinco diferentes energias de corte e considerando próton na fonte.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 5.17 – Limite superior na luminosidade de raios cósmicos da fonte MCG+04-22-042 como função do índice espectral do espectro na fonte, inferidos pelas observações dos raios gama obtidos por FERMI-LAT para cinco diferentes energias de corte e considerando ferro na fonte.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 5.18 – Limite superior na luminosidade de raios cósmicos das fontes descritas nas tabelas 5.1 - 5.3 como função do índice espectral do espectro na fonte, para $\log(E_{\text{cut}}/\text{eV}) = 20.50$ e considerando próton na fonte.

Fonte: Elaborada pela autora.

5.6 Conclusão

Fazendo uso da propagação de UHECRs, utilizamos e estendemos o método desenvolvido em (149), que tem por objetivo inferir um limite superior na luminosidade de uma fonte individual de raios cósmicos a partir das observações de fontes de raios gama em GeV-TeV. Este método, baseia-se no fato de que os UHECR produzem raios gama quando propagam-se da fonte até a Terra. Os raios gama gerados dessa forma contribuem no fluxo total observado na Terra.

As medidas realizadas pelos diversos experimentos de raios gama na Terra e no espaço, impõem um limite superior na integral do fluxo dos raios gama em GeV-TeV das fontes. Fazendo uso de uma aproximação conservativa de não emissão de raios gama da fonte, é possível calcular um limite superior na luminosidade de raios cósmicos da fonte.

Nesta tese, calculamos o limite superior na luminosidade de raios cósmicos para 28 fontes medidas pelos telescópios MAGIC e VERITAS e pelo experimento FERMI-LAT, sendo 24 fontes observadas pelo Telescópio Array e quatro observadas pelo Observatório Pierre Auger. O limite superior na luminosidade de raios cósmicos foi obtido em função do índice espectral e para cinco valores de energia de corte, figuras 5.15 - 5.18. Das 28 fontes, obtivemos o limite superior na luminosidade total dos raios cósmicos, considerando ferro na fonte, para 5 fontes: 3C 111, LEDA 170194, NGC 985, 2MASX J11454045-1827149 observadas pelo Telescope Array e MCG+04-22-042 observada pelo Pierre Auger.

O método aqui descrito e estendido, depende do cálculo da propagação dos UHECR no meio intergaláctico, para estabelecer a conexão entre os fluxos de raios gama em GeV-TeV e os UHECR. O método pode ser aplicado para qualquer limite superior do fluxo dos gama em GeV-TeV medido por instrumentos na Terra ou no espaço.

CAPÍTULO 6

Conclusões gerais

Nesta tese, estudamos e abordamos a propagação de UHECR sob diferentes aspectos. No capítulo 2, fizemos uma revisão dos principais resultados experimentais e modelos teóricos dos UHECRs. No capítulo 3, estudamos com mais detalhes a fotodesintegração de núcleos. Fizemos o cálculo analítico da razão de fotodesintegração considerando os núcleos propagando-se em meio à radiação cósmica de micro-ondas, para o limiar de energia de 2 MeV e comparamos com a solução também analítica de L. Anchordoqui. (127) Mostramos as principais diferenças entre as nossas soluções analítica e numérica com a solução descrita por L. Anchordoqui. Ao mesmo tempo, mostramos a concordância entre nossas soluções analítica e numérica.

Obtivemos a solução analítica da razão de fotodesintegração com a radiação cósmica de fundo em micro-ondas, para os novos limiares de energia descritos na literatura. (117) Comparamos nosso resultado com a solução numérica construída por Aloísio et al. (126) para os mesmos limiares de energia. Como resultado das comparações, mostramos uma concordância da nossa solução analítica com a solução apresentada por Aloísio et al. A partir dessa solução com os novos limiares de energia, é possível parametrizá-la para um determinado núcleo. A vantagem da parametrização é a construção de uma expressão que pode ser utilizada para o caso dos núcleos mais estáveis.

Para a solução numérica, utilizamos as radiações cósmica em micro-ondas e infravermelho e calculamos a razão de fotodesintegração para os núcleos de ferro, oxigênio e boro, com o uso de dois modelos cosmológicos da radiação infravermelha. Apresentamos a implementação da propagação de núcleos utilizando o código de simulação Propaga. Comparamos os espectros com o programa CRPropa (72) obtendo uma boa concordância.

No capítulo 4, estudamos a influência da latitude do Observatório na medida do fluxo e na capacidade de medida da anisotropia e X_{max} de UHECR, fazendo uso de distribuições de fontes que seguem catálogos da literatura. Encontramos uma relação entre o sinal medido de anisotropia e a diferença do fluxo nos espectros de energia de diferentes hemisférios medidos. A análise mostrou que para distribuições de fontes completas e uniformes, a diferença do fluxo nos espectros de energia de diferentes hemisférios, cresce com o sinal de anisotropia.

No capítulo 5, obtivemos limites superiores na luminosidade total de raios cósmicos de

uma fonte, a partir de limites superiores no fluxo de raios gama (GeV - TeV) para as seguintes fontes: 3C 111, LEDA 170194, NGC 985, 2MASX J11454045-1827149 e MCG+04-22-042. O método empregado pode ser aplicado para qualquer limite superior do fluxo de raios gama em GeV-TeV medido por instrumentos terrestres ou espaciais.

Todos os resultados obtidos nesta tese são efeitos da propagação de UHECR, mostrando o quanto é essencial a análise da propagação para inferirmos modelos teóricos para uma melhor compreensão da física de raios cósmicos.

REFERÊNCIAS

- 1 CRONIN, J. W. The highest-energy cosmic rays. **Nuclear Physics B - proceedings supplements**, v. 138, n. 0, p. 465 – 491, 2005. Proceedings of the Eighth International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics.
- 2 HESS, V. F. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. **Physikalische Zeitschrift**, v. 13, p. 1084, 1912.
- 3 ANDERSON, C. D. The apparent existence of easily deflectable positives. **Science**, v. 76, n. 1967, p. 238–239, 1932.
- 4 NEDDERMEYER, S. H.; ANDERSON, C. D. Note on the nature of cosmic-ray particles. **Physical Review**, v. 51, n. 10, p. 884 – 886, 1937.
- 5 LATTES, C.M.G., O. G. P. S.; F., P. C. Observations on the tracks of slow mesons in photographic emulsions. **Nature**, v. 160, p. 453, 1947.
- 6 AUGER, P.; EHRENFEST, P.; MAZE, R.; DAUDIN, J.; FREON, R. A. Extensive cosmic-ray showers. **Reviews of Modern Physics**, v. 11, n. 3-4, p. 288–291, 1939.
- 7 LINSLEY, J. Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} ev. **Physical Review Letters**, v. 10, n. 4, p. 146–148, 1963.
- 8 ABRAHAM, J., E. A. An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} ev from the pierre auger observatory. **Astroparticle Physics**, v. 27, n. 2-3, p. 155–168, 2007.
- 9 GILMORE, R.; SOMERVILLE, R.; PRIMACK, J.; DOMÍNGUEZ, A. Semi-analytic modeling of the ebl and consequences for extragalactic gamma-ray spectra. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 422, p. 3189–3207, 2012.
- 10 PRIVITERA, P. The fluorescence detector of the pierre auger observatory and hybrid performances. **Nuclear Physics B - proceedings supplements**, v. 136, p. 399 – 406, 2004.
- 11 LAWRENCE, M. A.; REID, R. J. O.; WATSON, A. A. The cosmic ray energy spectrum above 4.10^{17} ev as measured by the haverah park array. **Journal of Physics G: nuclear and particle physics**, v. 17, n. 5, p. 733, 1991.
- 12 KASCADE. Disponível em: <<http://www-ik.fzk.de/KASCADE>>. Acesso em: 04 abril 2014.

- 13 HIGH resolution fly's eye. Disponível em: <<http://hires.physics.utah.edu/>>. Acesso em: 03 janeiro 2014.
- 14 ABBASI, R. U. et al. First observation of the greisen-zatsepin-kuzmin suppression. **Physical Review Letters**, v. 100, n. 10, p. 101101, 2008.
- 15 TELESCOPE Array. Disponível em:<<http://www.telescopearray.org>>. Acesso em: 10 abril 2013.
- 16 OBSERVATORY Pierre Auger. Disponível em: <<http://www.auger.org>>. Acesso em: 10 junho 2013.
- 17 TORRES, D. F.; ANCHORDOQUI, L. A. Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays. **Reports on Progress in Physics**, v. 67, n. 9, p. 1663, 2004.
- 18 APEL, W. D. E. A. Kneelike structure in the spectrum of the heavy component of cosmic rays observed with kascade-grande. **Physical Review Letters**, v. 107, n. 17, p. 171104, 2011.
- 19 KOTERA, K.; OLINTO, A. V. The astrophysics of ultrahigh-energy cosmic rays. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 49, n. 1, p. 119–153, 2011.
- 20 GREISEN, K. End to the cosmic-ray spectrum? **Physical Review Letters**, v. 16, n. 17, p. 748–750, 1966.
- 21 AMSLER, C. et al. Review of particle physics. **Physics Letters B**, v. 667, n. 1-5, p. 1 – 6, 2008.
- 22 GAISSER, T. K.; STANEV, T. High-energy cosmic rays. **Nuclear Physics A**, v. 777, p. 98 – 110, 2006. Special Number on Nuclear Astrophysics.
- 23 SOKOLSKY, P. **Introduction to ultrahigh energy cosmic ray physics**. Boulder, Colo :Westview Press, 2004.
- 24 APEL, W. et al. The kascade-grande experiment. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment**, v. 620, n. 2-3, p. 202–216, 2010.
- 25 ANTONI, T. et al. The cosmic-ray experiment KASCADE. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment**, v. 513, n. 3, p. 490–510, 2003.
- 26 FUHRMANN, D. et al. Kascade-grande measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays. In: INTERNATIONAL CONFERENCE OF COSMIC RAYS, 32., 2011. BEIJING. PROCEEDINGS ... Beijing, China. ICRC, c2011: . p. 227–230.

- 27 COLLABORATION, T. H. R. F. E. Analysis of large-scale anisotropy of ultra-high energy cosmic rays in hires data. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 713, n. 1, p. L64–L68, 2010.
- 28 ABU-ZAYYAD, T. et al. The energy spectrum of ultra-high-energy cosmic rays measured by the telescope array {FADC} fluorescence detectors in monocular mode. **Astroparticle Physics**, v. 48, n. 1, p. 16 – 24, 2013.
- 29 KNURENKO, S.; IVANOV, A.; PRAVDIN, M.; SABOUROV, A.; SLEPTSOV, I. Recent results from the yakutsk experiment: the development of {EAS} and the energy spectrum and primary particle mass composition in the energy region of 1015–1019 ev. **Nuclear Physics B - proceedings supplements**, v. 175–176, p. 201 – 206, 2008.
- 30 BEREZHNEV, S. et al. The Tunka-133 EAS Cherenkov light array: Status of 2011. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment**, v. 692, n. 1, p. 98–105, 2012.
- 31 FOWLER, J.; FORTSON, L.; JUI, C.; KIEDA, D.; ONG, R.; PRYKE, C.; SOMMERS, P. A measurement of the cosmic ray spectrum and composition at the knee. **Astroparticle Physics**, v. 15, n. 1, p. 49–64, 2001.
- 32 LETESSIER-SELVON, A.; STANEV, T. Ultrahigh energy cosmic rays. **Reviews of Modern Physics**, v. 83, n. 3, p. 907–942, 2011.
- 33 KAMPERT, K.-H.; UNGER, M. Measurements of the cosmic ray composition with air shower experiments. **Astroparticle Physics**, v. 35, n. 10, p. 660 – 678, 2012.
- 34 RIBEIRO, R. **Estudo da composição de raios cósmicos de altas energias através da análise de dados medidos pelo Observatório Pierre Auger. 2014. 126p.** Dissertação (Mestrado em Física Básica). Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.
- 35 ABRAHAM ACHTERBERG, YVES GALLANT, C. A. N.; MELROSE, D. B. Intergalactic propagation of the cosmic rays. *Disponível em: <<http://arxiv.org/pdf/astro-ph/9907060.pdf>>*, Acesso em: 15 maio 2013.
- 36 DAL PINO, E. M. G. Cosmic Magnetic Fields: from stars and galaxies to the primordial universe. *Disponível em: <<http://arxiv.org/pdf/1003.3884v1.pdf>>*, Acesso em: 05 de fev. de 2013.
- 37 MARTIN LEMOINE, G. S.; BIERMANN, P. Supercluster magnetic fields and anisotropy of cosmic rays above 10^{19} eV . *Disponível em: <<http://arxiv.org/pdf/astro-ph/9903124v1.pdf>>*, Acesso em: 15 junho 2013.

- 38 THE PIERRE AUGER COLABORATION . Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. **Science**, v. 318, n. 5852, p. 938, 2007.
- 39 TAMEDA, Y.; The Telescope Array Collaboration. Measurement of uhecr composition by ta. **AIP Conference Proceedings**, v. 1367, n. 1, p. 110–113, 2011.
- 40 ABU-ZAYYAD, T. et al. Search for anisotropy of ultrahigh energy cosmic rays with the telescope array experiment. **The Astrophysical Journal**, v. 757, n. 1, p. 26, 2012.
- 41 VERON-CETTY, M.; VERON, P. A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition. **Astronomy and Astrophysics**, v. 455, n. 2, p. 773–777, 2006.
- 42 THE PIERRE AUGER COLABORATION. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. **Astroparticle Physics**, v. 34, n. 5, p. 314 – 326, 2010.
- 43 FERMI, E. On the origin of the cosmic radiation. **Physical Review**, v. 75, n. 8, p. 1169–1174, 1949.
- 44 STANEV, T. **High energy cosmic rays**. Berlin: Springer-Verlag, 2004.
- 45 BEREZINSKY, V.; KACHELRIESS, M.; VILENKIN, A. Ultrahigh energy cosmic rays without greisen-zatsepin-kuzmin cutoff. **Physical Review Letters**, v. 79, n. 22, p. 4302–4305, 1997.
- 46 AGASA. Disponível em: <<http://www.akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>>. Acesso em: 22 maio 2013.
- 47 BLANDFORD, R.; OSTRICKER, J. Particle acceleration by astrophysical shocks. **Astrophysical Journal Letters**, v. 221, p. L29–L32, 1978.
- 48 HORANDDEL, J. R. Cosmic rays from the knee to the second knee: 10^{14} to 10^{18} ev. **Modern Physics Letters A**, v. 22, n. 21, p. 1533–1551, 2007.
- 49 PARTICLE Data Group et al. Review of particle physics. **Physics Letters B**, v. 592, n. 1–4, p. 1 – 5, 2004.
- 50 HILLAS, A. M. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 22, n. 1, p. 425–444, 1984.
- 51 BEREZINSKY, V. Ultra high energy cosmic ray protons: signatures and observations. **Nuclear Physics B - proceedings supplements**, v. 188, p. 227 – 232, 2009.

- 52 BEREZINSKY, V.; GAZIZOV, A.; GRIGORIEVA, S. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays. **Physical Review D**, v. 74, n. 4, p. 043005, 2006.
- 53 ALLARD, D.; PARIZOT, E.; OLINTO, A.; KHAN, E.; GORIELY, S. Extragalactic cosmic-ray source composition and the interpretation of the ankle. *Disponível em:* <<http://arxiv.org/abs/astro-ph/0508465>>, Acesso em: 19 de maio 2014.
- 54 ALLARD, D.; PARIZOT, E.; OLINTO, A. On the transition from galactic to extragalactic cosmic-rays: spectral and composition features from two opposite scenarios. **Astroparticle Physics**, v. 27, n. 1, p. 61 – 75, 2007.
- 55 GIALIS, D.; PELLETIER, G. Measurements of the cosmic ray composition with air shower experiments. **Astroparticle Physics**, v. 20, p. 323 – 678, 2003.
- 56 BEREZINSKY, V.S, B. S. D. V. G. V.; PTUSKIN, V. **Astrophysics of cosmic rays**. Amsterdam: North - Holland, 1990.
- 57 TAJIMA, T.; DAWSON, J. M. Laser electron accelerator. **Physical Review Letters**, v. 43, n. 4, p. 267–270, 1979.
- 58 ZATSEPIN, G. T.; KUZMIN, V. A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. **Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters**, v. 4, n. 3, p. 78 – 80, 1966.
- 59 KOTERA, K.; OLINTO, A. V. The astrophysics of ultrahigh-energy cosmic rays. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 49, n. 1, p. 119–153, 2011.
- 60 SHELLARD, R. C. Cosmic accelerators and terrestrial detectors. **Brazilian Journal of Physics**, v. 31, p. 247–254, 2001.
- 61 FABIAN, A. C. The obscured growth of massive black holes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 308, n. 4, p. L39–L43, 1999.
- 62 Seyfert, C. Nuclear emission in spiral nebulae. **The Astrophysical Journal**, v. 97, p. 28, 1943.
- 63 BURKE, F. B.; GRAHAM-SMITH, F. **An introduction to radio astronomy**. New York, N. Y.: Cambridge University Press, 1996.
- 64 FINLEY, C. B.; THE HIRES COLLABORATION. Search for cross-correlations of ultrahigh-energy cosmic rays with bl lacertae objects. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 60, n. 1, p. 159 – 162, 2007.
- 65 Fanaroff, B.; Riley, J. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 167, p. 31P–36P, 1974.

- 66 KACHELRIESS, M. Lecture notes on high energy cosmic rays. *Disponível em:* <<http://arxiv.org/abs/0801.4376>>, Acesso em: 15 de maio 2014.
- 67 GLENDENNING, N. **Compact stars: nuclear physics, particle physics and general relativity**. 2nd ed. New York: Springer Verlag, 2000.
- 68 KOUVELIOTOU, C. E. A. An x-ray pulsar with a superstrong magnetic field in the soft big gamma-ray repeater sgr1806 - 20. **Nature**, v. 393, p. 235, 1998.
- 69 VIETRI, M. The acceleration of ultra-high-energy cosmic rays in gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 453, p. 883, 1995.
- 70 JEM-EUSO. Disponível em: <<http://jemeuso.riken.jp/en/>>. Acesso em: 09 abril 2014.
- 71 KLAGES, H.; THE PIERRE AUGER COLABORATION. Enhancements to the southern pierre auger observatory. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 375, n. 5, p. 052006, 2012.
- 72 KAMPERT, K.-H.; KULBARTZ, J.; MACCIONE, L.; NIERSTENHOEFER, N.; SCHIFFER, P.; SIGL, G.; VAN VLIET, A. R. Crpropa 2.0 – a public framework for propagating high energy nuclei, secondary gamma rays and neutrinos. **Astroparticle Physics**, v. 42, p. 41 – 51, 2013.
- 73 MAZIN, D.; RAUE, M.; BEHERA, B.; INOUE, S.; INOUE, Y.; NAKAMORI, T.; TOTANI, T. Potential of ebl and cosmology studies with the cherenkov telescope array. **Astroparticle Physics**, v. 43, p. 241 – 251, 2013.
- 74 DOLE, H.; LAGACHE, G.; PUGET, J.-L.; CAPUTI, K. I.; FERNANDEZ-CONDE, N.; ET AL. The cosmic infrared background resolved by spitzer: contributions of mid-infrared galaxies to the far-infrared background. **Astronomy and Astrophysics**, v. 451, p. 417–429, 2006.
- 75 GAMOW, G. Expanding universe and the origin of elements. **Physical Review**, v. 70, n. 7-8, p. 572–573, 1946.
- 76 ALPHER, R. A.; BETHE, H.; GAMOW, G. The origin of chemical elements. **Physical Review**, v. 73, n. 7, p. 803–804, 1948.
- 77 PUGET, J.; STECKER, F.; BREDEKAMP, J. Photonuclear interactions of ultra-high-energy cosmic rays and their astrophysical consequences. **The Astrophysical Journal**, v. 205, p. 638–654, 1976.
- 78 NASA. Disponível em: <<http://lambda.gsfc.nasa.gov/>>. Acesso em: 19 maio 2014.

- 79 HAUSER, M. G.; DWEK, E. The cosmic infrared background: measurements and implications. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 39, n. 1, p. 249–307, 2001.
- 80 MALKAN, M. A.; STECKER, F. W. An empirically based model for predicting infrared luminosity functions, deep infrared galaxy counts, and the diffuse infrared background. **The Astrophysical Journal**, v. 555, n. 2, p. 641, 2001.
- 81 COIA, D.; METCALFE, L.; MCBREEN, B.; BIVIANO, A.; SMAIL, I.; ALTIERI, B.; KNEIB, J. P.; MCBREEN, S.; SANCHEZ-FERNANDEZ, C.; O'HALLORAN, B. An isocam survey through gravitationally lensing galaxy clusters. **Astronomy and Astrophysics**, v. 431, n. 2, p. 433–449, 2005.
- 82 BERNSTEIN, R. A. The optical extragalactic background light: revisions and further comments. **The Astrophysical Journal**, v. 666, n. 2, p. 663, 2007.
- 83 MATSUMOTO, T.; MATSUURA, S.; MURAKAMI, H.; TANAKA, M.; FREUND, M.; LIM, M.; COHEN, M.; KAWADA, M.; NODA, M. Infrared telescope in space observations of the near-infrared extragalactic background light. **The Astrophysical Journal**, v. 626, n. 1, p. 31, 2005.
- 84 CAMBRESY, L.; REACH, W. T.; BEICHMAN, C. A.; JARRETT, T. H. The cosmic infrared background at 1.25 and 2.2 microns using dirbe and 2mass: a contribution not due to galaxies? **The Astrophysical Journal**, v. 555, n. 2, p. 563, 2001.
- 85 CHARY, R.; CASERTANO, S.; DICKINSON, M. E.; FERGUSON, H. C.; EISENHARDT, P. R. M.; ELBAZ, D.; GROGIN, N. A.; MOUSTAKAS, L. A.; REACH, W. T.; YAN, H. The nature of faint 24 micron sources seen in spitzer space telescope observations of elais-n1. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 154, n. 1, p. 80, 2004.
- 86 FINKBEINER, D. P.; DAVIS, M.; SCHLEGEL, D. J. Detection of a far-infrared excess with dirbe at 60 and 100 microns. **The Astrophysical Journal**, v. 544, n. 1, p. 81, 2000.
- 87 MATSUURA, S. et al. Detection of the cosmic far-infrared background in akari deep field south. **The Astrophysical Journal**, v. 737, n. 1, p. 2, 2011.
- 88 LAGACHE, G.; HAFFNER, L. M.; REYNOLDS, R. J.; TUFTE, S. L. Evidence for dust emission in the warm ionised medium using wham data. **Astronomy and Astrophysics**, v. 354, p. 247 – 252, 2000.
- 89 SCHLEGEL, D. J.; FINKBEINER, D. P.; DAVIS, M. Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds. **The Astrophysical Journal**, v. 500, n. 2, p. 525, 1998.

- 90 ARNOUTS, S. et al. The galex vimos-vlt deep survey measurement of the evolution of the 1500 Å luminosity function. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 619, n. 1, p. L43, 2005.
- 91 GARDNER, J. P.; BROWN, T. M.; FERGUSON, H. C. Ultraviolet galaxy counts from stis observations of the hubble deep fields. **The Astrophysical Journal**, v. 542, p. L79 – L82, 2000.
- 92 MADAU, P.; POZZETTI, L. Deep galaxy counts, extragalactic background light and the stellar baryon budget. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 312, p. L9 – L15, 2000.
- 93 KEENAN, R. C.; BARGER, A. J.; COWIE, L. L.; WANG, W.-H. The resolved near-infrared extragalactic background. **The Astrophysical Journal**, v. 723, n. 1, p. 40, 2010.
- 94 CAPAK, P.; ABRAHAM, R. G.; ELLIS, R. S.; MOBASHER, B.; SCOVILLE, N.; SHETH, K.; KOEKEMOER, A. The effects of environment on morphological evolution at $0 < z < 1.2$ in the cosmos survey. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 172, n. 1, p. 284, 2007.
- 95 LEVENSON, L. R.; WRIGHT, E. L. Probing the 3.6 μ m cirb with spitzer in three dirbe dark spots. **The Astrophysical Journal**, v. 683, n. 2, p. 585, 2008.
- 96 FAZIO, G. G. et al. The infrared array camera (irac) for the spitzer space telescope. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 154, n. 1, p. 10, 2004.
- 97 FRANCESCHINI, A.; RODIGHIERO, G.; VACCARI, M. Extragalactic optical-infrared background radiation, its time evolution and the cosmic photon-photon opacity. **Astronomy and Astrophysics**, v. 487, n. 3, p. 837 – 852, 2008.
- 98 METCALFE, L.; KNEIB, J.-P.; MCBREEN, B.; ALTIERI, B.; BIVIANO, A.; DELANEY, M.; ELBAZ, D.; KESSLER, M. F.; LEECH, K.; OKUMURA, K.; OTT, S.; PEREZ-MARTINEZ, R.; SANCHEZ-FERNANDEZ, C.; SCHULZ, B. An isocam survey through gravitationally lensing galaxy clusters. **Astronomy and Astrophysics**, v. 407, n. 3, p. 791–822, 2003.
- 99 HOPWOOD, R.; SERJEANT, S.; NEGRELLO, M.; PEARSON, C.; EGAMI, E.; IM, M.; KNEIB, J.-P.; KO, J.; LEE, H. M.; LEE, M. G.; MATSUHARA, H.; NAKAGAWA, T.; SMAIL, I.; TAKAGI, T. Ultra deep akari observations of abell 2218: Resolving the 15 μ m extragalactic background light. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 716, n. 1, p. L45, 2010.
- 100 PAPOVICH, C. et al. The 24 micron source counts in deep spitzer space telescope surveys. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 154, n. 1, p. 70, 2004.

- 101 BÉTHERMIN, M.; DOLE, H.; BEELEN, A.; AUSSEL, H. Spitzer deep and wide legacy mid- and far-infrared number counts and lower limits of cosmic infrared background. **Astronomy and Astrophysics**, v. 512, p. A78, 2010.
- 102 FRAYER, D. T.; HUYNH, M. T.; CHARY, R.; DICKINSON, M.; ELBAZ, D.; FADDA, D.; SURACE, J. A.; TEPLITZ, H. I.; YAN, L.; MOBASHER, B. Spitzer 70 micron source counts in goods-north. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 647, n. 1, p. L9, 2006.
- 103 BERTA, S. Dissecting the cosmic infra-red background with herchel/pep. **Astronomy and Astrophysics**, v. 518, p. L30, 2010.
- 104 MAGNELLI, B. et al. A herchel view of the far-infrared properties of submillimetre galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, v. 539, p. A155, 2012.
- 105 CHABRIER, G. Galactic stellar and substellar initial mass function. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 115, n. 809, p. 763–795, 2003.
- 106 KOMATSU, E. et al. Five-year wilkinson microwave anisotropy probe observations: cosmological interpretation. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 180, n. 2, p. 330, 2009.
- 107 AHARONIAN, F. E. A. A low level of extragalactic background light as revealed by γ -rays from blazars. **Nature**, v. 440, p. 1018, 2006.
- 108 MAZIN, D.; RAUE, M. The highest-energy cosmic rays. **Nuclear Physics B - proceedings supplements**, v. 138, p. 465 – 491, 2005.
- 109 THE MAGIC COLLABORATION et al. Very-high-energy gamma rays from a distant quasar: How transparent is the universe? **Science**, v. 320, n. 5884, p. 1752–1754, 2008.
- 110 AHARONIAN, F. et al. Observations of h1426+428 with hegra. **Astronomy and Astrophysics**, v. 403, n. 2, p. 523–528, 2003.
- 111 FRANCESCHINI, A.; AUSSEL, H.; CESARSKY, C. J.; ELBAZ, D.; FADDA, D. A long-wavelength view on galaxy evolution from deep surveys by the infrared space observatory. **Astronomy and Astrophysics**, v. 378, n. 1, p. 1–29, 2001.
- 112 GILMORE, R.; RAMIREZ-RUIZ, E. Local absorption of high-energy emission from gamma-ray bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 721, n. 1, p. 709, 2010.
- 113 KNEISKE, T. M.; DOLE, H. A lower-limit flux for the extragalactic background light. **Astronomy and Astrophysics**, v. 515, p. A19, 2010.

- 114 ALOISIO, R.; BONCIOLI, D.; GRILLO, A.; PETRERA, S.; SALAMIDA, F. Simprop: a simulation code for ultra high energy cosmic ray propagation. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2012, n. 10, p. 007, 2012.
- 115 RACHEN, J. **Interaction processes and statistical properties of the propagation of cosmic-rays in photon backgrounds**. 2006. Ph. D. Thesis (Physics) - Institut fur Radioastronomie, Bonn University, Bonn, 2006. Disponível em: <<http://galprop.stanford.edu/>>., Acesso em: 12 maio 2012.
- 116 BLUMENTHAL, G. R. Energy loss of high-energy cosmic rays in pair-producing collisions with ambient photons. **Physical Review D**, v. 1, n. 6, p. 1596–1602, 1970.
- 117 STECKER, F. W.; SALAMON, M. H. Photodisintegration of ultra-high-energy cosmic rays: a new determination. **The Astrophysical Journal**, v. 512, n. 2, p. 521, 1999.
- 118 RAYMOND, G. **Photonuclear Sum Rules for 6He**. 2011. Ph. D. Thesis (Physics) - Department of Physics and Astronomy, University of British Columbia. 2011. Disponível em: <<http://hdl.handle.net/2429/37311>>, Acesso em: 12 maio 2012.
- 119 KHAN, E.; GORIELY, S.; ALLARD, D.; PARIZOT, E.; SUOMIJÄRVI, T.; KONING, A.; HILAIRE, S.; DUIJVESTIJN, M. Photodisintegration of ultra-high-energy cosmic rays revisited. **Astroparticle Physics**, v. 23, n. 2, p. 191 – 201, 2005.
- 120 DOMENICO, M. Hermes: Simulating the propagation of ultra-high energy cosmic rays. **The European Physical Journal Plus**, v. 128, n. 8, p. 1–17, 2013.
- 121 AHLERS, M.; TAYLOR, A. M. Analytic solutions of ultrahigh energy cosmic ray nuclei revisited. **Physical Review D**, v. 82, n. 12, p. 123005, 2010.
- 122 CENTRE for astrophysics and supercomputing. Disponível em: <<http://astronomy.swin.edu.au/>>. Acesso em 12 maio 2012.
- 123 TAKAMI, H.; INOUE, S.; YAMAMOTO, T. Propagation of ultra-high-energy cosmic ray nuclei in cosmic magnetic fields and implications for anisotropy measurements. **Astroparticle Physics**, v. 35, n. 12, p. 767 – 780, 2012.
- 124 HOOPER, D.; TAYLOR, A.; SARKAR, S. The impact of heavy nuclei on the cosmogenic neutrino flux. **Astroparticle Physics**, v. 23, n. 1, p. 11 – 17, 2005.
- 125 CANDIA, J.; EPELE, L. N.; ROULET, E. Cosmic ray photodisintegration and the knee of the spectrum. **Astroparticle Physics**, v. 17, n. 1, p. 23 – 33, 2002.
- 126 ALOISIO, R. Ultra high energy cosmic rays propagation and spectrum. **AIP Conference Proceedings**, v. 1367, n. 1, p. 114–119, 2011.

- 127 ANCHORDOQUI, L.; DOVA, M.; EPELE, N.; SWIAN, J. Photonuclear interactions of extremely high-energy cosmic rays. In: INTERNATIONAL CONFERENCE OF COSMIC RAYS, 25., 1997. DURBAN. PROCEEDINGS ... Durban, South Africa. ICRC, c1997.: . p. 353–356.
- 128 ALOISIO, R.; BEREZINSKY, V.; GAZIZOV, A. Ultra high energy cosmic rays: the disappointing model. **Astroparticle Physics**, v. 34, n. 8, p. 620 – 626, 2011.
- 129 EPELE, L. N.; ROULET, E. On the propagation of the highest energy cosmic ray nuclei. **Journal of High Energy Physics**, v. 1998, n. 10, p. 009, 1998.
- 130 DAWSON, B. R.; MARIŞ, I. C.; ROTH, M.; SALAMIDA, F.; ABU-ZAYYAD, T.; IKEDA, D.; IVANOV, D.; TSUNESADA, Y.; PRAVDIN, M. I.; SABOUROV, A. V. The energy spectrum of cosmic rays at the highest energies. **EPJ Web of Conferences**, v. 53, p. 01005, 2013.
- 131 SALAMIDA, F. Update on the measurement of the cr energy spectrum above 10^{18} ev made using the pierre auger observatory. *Disponível em: < <http://indico.ihep.ac.cn/>>*, Acesso em: 16 maio 2014.
- 132 MÜCKE, A.; ENGEL, R.; RACHEN, J.; PROTHEROE, R.; STANEV, T. Monte carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics. **Computer Physics Communications**, v. 124, n. 2 - 3, p. 290 – 314, 2000.
- 133 KONING, A. J.; HILAIRE, S.; DUIJVESTIJN, M. C. Talys: comprehensive nuclear reaction modeling. **AIP Conference Proceedings**, v. 769, n. 1, p. 1154–1159, 2005.
- 134 GLUSHKOV, A.; PRAVDIN, M. Dependence of the energy spectrum of uhe cosmic rays on the latitude of an extensive air shower array. **Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters**, v. 87, n. 7, p. 345–348, 2008.
- 135 HUCHRA, J. P. et al. The 2mass redshift survey—description and data release. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 199, n. 2, p. 26, 2012.
- 136 FISHER, K.; HUCHRA, J.; STRAUSS, M.; DAVIS, M.; YAHIL, A.; SCHLEGEL, D. The iras 1.2 jy survey: redshift data. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 100, p. 69, 1995.
- 137 CUSUMANO, G.; LA PAROLA, V.; SEGRETO, A.; FERRIGNO, C.; MASELLI, A.; SBARUFATTI, B.; ROMANO, P.; CHINCARINI, G.; GIOMMI, P.; MASETTI, N.; MORETTI, A.; PARISI, P.; TAGLIAFERRI, G. The palermo swift-bat hard x-ray catalogue. **Astronomy and Astrophysics**, v. 524, p. A64, 2010.
- 138 BAUMGARTNER, W. H.; TUELLER, J.; MARKWARDT, C. B.; SKINNER, G. K.; BARTHELMY, S.; MUSHOTZKY, R. F.; EVANS, P. A.; GEHRELS, N. The 70 month

swift-bat all-sky hard x-ray survey. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 207, n. 2, p. 19, 2013.

139 SOMMERS, P. Cosmic ray anisotropy analysis with a full-sky observatory. **Astroparticle Physics**, v. 14, p. 271–286, 2001.

140 WAKE, D. A.; MILLER, C. J.; MATTEO, T. D.; NICHOL, R. C.; POPE, A.; SZALAY, A. S.; GRAY, A.; SCHNEIDER, D. P.; YORK, D. G. The clustering of active galactic nuclei in the sloan digital sky survey. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 610, n. 2, p. L85, 2004.

141 TUELLER, J.; MUSHOTZKY, R. F.; BARTHELMY, S.; CANNIZZO, J. K.; GEHRELS, N.; MARKWARDT, C. B.; SKINNER, G. K.; WINTER, L. M. Swift bat survey of agns. **The Astrophysical Journal**, v. 681, n. 1, p. 113, 2008.

142 KALASHEV, O. E.; KHRENOV, B. A.; KLIMOV, P.; SHARAKIN, S.; TROITSKY, S. V. Global anisotropy of arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays: capabilities of space-based detectors. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2008, n. 03, p. 003, 2008.

143 ABRAHAM, J. et al. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 1018 ev using the pierre auger observatory. **Physics Letters B**, v. 685, n. 4–5, p. 239 – 246, 2010.

144 JOHN A. J. Matthews. Disponível em: <<http://nmcpp.phys.unm.edu/johnm/>>. Acesso em: 01 dezembro 2013.

145 THE PIERRE AUGER COLABORATION. A search for anisotropy in the arrival directions of ultra high energy cosmic rays recorded at the pierre auger observatory. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2012, n. 4, p. 40, 2012.

146 THE PIERRE AUGER COLABORATION. Bounds on the density of sources of ultra-high energy cosmic rays from the pierre auger observatory. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2013, n. 05, p. 009, 2013.

147 PEIXOTO, C. J. T.; DE SOUZA, V.; BELLIDO, J. A. Comparison of the moments of the distribution predicted by different cosmic ray shower simulation models. **Astroparticle Physics**, v. 47, p. 18 – 30, 2013.

148 AHN, E.-J.; ENGEL, R.; GAISSER, T. K.; LIPARI, P.; STANEV, T. Cosmic ray interaction event generator sibyll 2.1. **Physical Review D**, v. 80, n. 9, p. 094003, 2009.

149 SUPANITSKY, A.; DE SOUZA, V. An upper limit on the cosmic-ray luminosity of individual sources from gamma-ray observations. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 2013, n. 12, p. 023, 2013.

- 150 LONGAIR, M. S. **High energy astrophysics, particles, photons and their detection**. 2nd. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.
- 151 FUKUSHIMA, M. Measurement of ultra-high energy cosmic rays: an experimental summary and prospects. **EPJ Web of Conferences**, v. 53, p. 02002, 2013.
- 152 DE ANGELIS, A.; GALANTI, G.; RONCADELLI, M. Transparency of the universe to gamma-rays. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 432, n. 4, p. 3245–3249, 2013.
- 153 UCLA physics and astronomy. Disponível em: <<http://www.pa.ucla.edu/>>. Acesso em: 01 abril 2014.
- 154 BHATTACHARJEE, P.; SIGL, G. Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays. **Physics Reports**, v. 327, n. 3-4, p. 109 – 247, 2000.
- 155 RISSE, M.; PIOTR. Search for ultra-high energy photons using air showers. **Modern Physics Letters A**, v. 22, n. 11, p. 749–766, 2007.
- 156 LEE, S. Propagation of extragalactic high energy cosmic and γ rays. **Physical Review D**, v. 58, n. 4, p. 043004, 1998.
- 157 ALLARD, D. Extragalactic propagation of ultrahigh energy cosmic-rays. **Astroparticle Physics**, v. 39 - 40, p. 33 – 43, 2012.
- 158 HILL, C. T.; SCHRAMM, D. N. Ultra-high-energy cosmic-ray spectrum. **Physical Review D**, v. 31, n. 3, p. 564–580, 1985.
- 159 AHLERS, M.; TAYLOR, A. M. Analytic solutions of ultrahigh energy cosmic ray nuclei revisited. **Physical Review D**, v. 82, n. 12, p. 123005, 2010.
- 160 AHLERS, M.; SALVADO, J. Cosmogenic gamma rays and the composition of cosmic rays. **Physical Review D**, v. 84, n. 8, p. 085019, 2011.
- 161 ABU-ZAYYAD, T. et al. The cosmic-ray energy spectrum observed with the surface detector of the telescope array experiment. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 768, n. 1, p. L1, 2013.
- 162 ACKERMANN, M. et al. Search for gamma-ray emission from x-ray-selected seyfert galaxies with fermi-lat. **The Astrophysical Journal**, v. 747, n. 2, p. 104, 2012.
- 163 GALANTE, N. Veritas observations of radio galaxies. Disponível em: <<http://arxiv.org/pdf/0912.3850v1.pdf>>, Acesso em: 16 maio 2014.

- 164 MAGIC COLLABORATION. Detection of very high energy gamma-ray emission from the perseus cluster head-tail galaxy ic 310 by the magic telescopes. *Disponível em:* <<http://arxiv.org/pdf/1009.2155v1.pdf>>, Acesso em: 16 maio 2014.
- 165 GRANDI, P.; TORRESI, E.; STANGHELLINI, C. The gamma-ray emission region in the fanaroff-riley ii radio galaxy 3c111. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 751, n. 1, p. L3, 2012.
- 166 ABDO, A. A. et al. The first catalog of active galactic nuclei detected by the fermi large area telescope. **The Astrophysical Journal**, v. 715, n. 1, p. 429, 2010.
- 167 STECKER, F. W. Photodisintegration of ultrahigh-energy cosmic rays by the universal radiation field. **Physical Review**, v. 180, n. 5, p. 1264–1266, 1969.
- 168 MANNHEIM, K.; SCHLICKEISER, R. Interactions of cosmic ray nuclei. **Astronomy and Astrophysics**, v. 286, p. 983–996, 1994.

APÊNDICE A

Razão de Fotodesintegração

A.1 Cálculo da Razão de Fotodesintegração

A razão de fotodesintegração para um núcleo de massa A com perdas de i nucleons é dada por: (167)

$$R_{A,i} = \frac{1}{2\gamma^2} \int_0^\infty d\epsilon \epsilon^{-2} n(\epsilon) \int_0^{2\gamma_A \epsilon} d\epsilon' \epsilon' \sigma_{A,i}(\epsilon') \quad (\text{A.1})$$

onde $n(\epsilon)$ é a densidade de fótons do ambiente de radiação com energia ϵ no sistema do observador, ϵ' é a energia do fóton no sistema do núcleo e γ é o fator de Lorentz do núcleo. As seções de choque já descritas nos capítulos anteriores são:

$$\sigma_{A,i} = W^{-1} \xi_{A,i} \sum_d \Delta_i^{-1} \Theta_+(2) \Theta_-(30) \exp \left[-2 \left(\frac{\epsilon' - \epsilon'_{0,i}}{\Delta_i} \right)^2 \right] + \frac{S f_i \Sigma_d \Theta_+(30)}{120}, \quad \text{for } i = 1, 2 \quad (\text{A.2})$$

e

$$\sigma_{A,i} = \frac{S f_i \Sigma_d \Theta_+(30)}{120}, \quad \text{for } i > 2, \quad (\text{A.3})$$

onde S , f_i , Δ_i e ξ_i são parâmetros cujos valores são obtidos por meio dos dados e da integração da seção de choque; todas as energias estão em MeV e o fator de normalização é dado por:

$$W = \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \left[\text{Erf} \left(\frac{30 - \epsilon'_{0,i}}{2^{-1/2} \Delta} \right) + \text{Erf} \left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{2^{-1/2} \Delta} \right) \right] \quad (\text{A.4})$$

com

$$\text{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (\text{A.5})$$

e

$$\Theta_+(x) = 1 \quad (\epsilon' \geq x) \quad (\text{A.6})$$

$$= 0 \quad (\epsilon' < 0) \quad (\text{A.7})$$

$$\Theta_-(x) = 0 \quad (\epsilon' > x) \quad (\text{A.8})$$

$$= 1 \quad (\epsilon' \leq 0) \quad (\text{A.9})$$

Reescrevendo W :

$$W = \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\int_0^x e^{-2\left(\frac{30-\epsilon'_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dt + \int_0^x e^{-2\left(\frac{\epsilon'_{0,i}-2}{\Delta}\right)^2} dt \right] \quad (\text{A.10})$$

Substituindo $W, \sigma_{A,i}$ em $R_{A,i}$, a razão de fotodesintegração pode ser expressa como a soma de duas integrais. A primeira:

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{2\gamma_A^2} \left[\int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{d\epsilon}{\epsilon^2} (\hbar c)^{-3} \frac{\epsilon^2}{\pi^2} (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \int_{2MeV}^{2\gamma\epsilon} W^{-1} \xi_{A,i} \sum_d \Delta_i^{-1} x e^{-2\left(\frac{x-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx \right. \\ &\quad \left. + \int_{30/2\gamma}^{\infty} d\epsilon (\hbar c)^{-3} \frac{1}{\pi^2} (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \int_{2MeV}^{30} W^{-1} \xi_{A,i} \sum_d \Delta_i^{-1} x' e^{-2\left(\frac{x'-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx' \right] \\ &= \frac{\underbrace{DW^{-1} \xi_{A,i} \sum_d \Delta_i^{-1}}_{=C_1}}{2\gamma_A^2 (\hbar^3 c^3 \pi^2)} \left[\int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \int_{2MeV}^{2\gamma\epsilon} x e^{-2\left(\frac{x-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx + \right. \\ &\quad \left. + \int_{30/2\gamma}^{\infty} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \int_{2MeV}^{30} x' e^{-2\left(\frac{x'-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx' \right] \\ &= \frac{C_1}{2\gamma_A^2 (\hbar^3 c^3 \pi^2)} \left[\int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \underbrace{\int_2^{2\gamma\epsilon} x e^{-2\left(\frac{x-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx}_{=J(\epsilon)} + \int_{30/2\gamma}^{\infty} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} \underbrace{\int_2^{30} x' e^{-2\left(\frac{x'-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx'}_{=J(\epsilon')} \right] \\ &\quad \boxed{l_1 = \frac{C_1}{2\gamma^2 (\hbar^3 c^3 \pi^2)} \left[\int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} J(\epsilon) + \int_{30/2\gamma}^{\infty} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} J(\epsilon') \right]} \quad (\text{A.11}) \end{aligned}$$

onde,

$$\begin{aligned} J(\epsilon) &= \int_2^{2\gamma\epsilon} x e^{-2\left(\frac{x-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx = \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \left[\text{sign}(2\gamma\epsilon - \epsilon'_{0,i}) \text{Erf}\left(\frac{2\gamma\epsilon - \epsilon'_{0,i}}{2^{-1/2}\Delta}\right) + \text{Erf}\left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{2^{-1/2}\Delta}\right) \right] + \\ &\quad + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \left\{ \exp\left[-2\left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{\Delta}\right)^2\right] - \exp\left[-2\left(\frac{2\gamma\epsilon - \epsilon'_{0,i}}{\Delta}\right)^2\right] \right\} \\ J(\epsilon') &= \int_2^{30} x' e^{-2\left(\frac{x'-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx' = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \left[\text{sign}(30 - \epsilon'_{0,i}) \text{Erf}\left(\frac{30 - \epsilon'_{0,i}}{2^{-1/2}\Delta}\right) + \text{Erf}\left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{2^{-1/2}\Delta}\right) \right] + \\ &\quad + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \left\{ \exp\left[-2\left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{\Delta}\right)^2\right] - \exp\left[-2\left(\frac{30 - \epsilon'_{0,i}}{\Delta}\right)^2\right] \right\} \end{aligned}$$

A segunda integral é válida para a seção de choque a partir de 30 MeV.

$$\sigma_{A,i} = \frac{S f_i \Sigma_d \Theta_+(30)}{120} \quad (\text{A.12})$$

Então,

$$\begin{aligned} I_2 &= \frac{1}{2\gamma^2} \int_0^\infty d\epsilon \epsilon^{-2} n(\epsilon) \underbrace{\int_0^{2\gamma\epsilon} \sigma_{A,i} \epsilon' d\epsilon'}_{=const.} \\ I_2 &= \frac{\sigma_{A,i}(\epsilon')}{2\gamma^2} \int_{15/\gamma}^\infty d\epsilon \epsilon^{-2} n(\epsilon) \underbrace{\int_{30}^{2\gamma\epsilon} \epsilon' d\epsilon'}_{=\frac{\epsilon'^2}{2}} \\ &= \frac{\sigma_{A,i}(\epsilon')}{2\gamma^2} \left\{ \int_{15/\gamma}^\infty d\epsilon \epsilon^{-2} n(\epsilon) \left[\frac{(2\gamma\epsilon)^2}{2} - \frac{(30)^2}{2} \right] \right\}, \quad \text{where } n(\epsilon) = \frac{\epsilon^2}{(\hbar c)^3 \pi^2} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \\ &= \frac{\sigma_{A,i}(\epsilon')}{2\gamma^2} \left\{ \int_{15/\gamma}^\infty d\epsilon \epsilon^{-2} \frac{\epsilon^2}{(\hbar c)^3 \pi^2} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \left[\frac{(2\gamma\epsilon)^2}{2} - \frac{(30)^2}{2} \right] \right\} \\ &= \frac{\sigma_{A,i}(\epsilon')}{2\gamma^2} \frac{1}{(\hbar c)^3 \pi^2} \left\{ \int_{15/\gamma}^\infty d\epsilon \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \frac{(2\gamma\epsilon)^2}{2} - \frac{(30)^2}{2} \int_{15/\gamma}^\infty \frac{d\epsilon}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \right\} \\ &= \frac{\sigma_{A,i}(\epsilon')}{(\hbar c)^3 \pi^2} \left\{ \int_{15/\gamma}^\infty d\epsilon \frac{\epsilon^2}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} - \left(\frac{30}{2\gamma} \right)^2 \int_{15/\gamma}^\infty \frac{d\epsilon}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \right\} \\ &= \boxed{l_2 = \frac{\sigma_{A,i}}{(\hbar c)^3 \pi^2} \left[\int_{15/\gamma}^\infty d\epsilon \frac{\epsilon^2}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} - \left(\frac{30}{2\gamma} \right)^2 \int_{15/\gamma}^\infty \frac{d\epsilon}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \right]} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Assim,

$$\boxed{R_{A,i} = l_1 + l_2} \quad (\text{A.14})$$

$$\begin{aligned}
R_{A,i} &= \frac{C_1}{2\gamma^2(\hbar c)^3\pi^2} \left[\int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} J(\epsilon) + \int_{30/2\gamma}^{\infty} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} J(\epsilon') \right] + \\
&+ \frac{\sigma_{A,i}}{(\hbar c)^3\pi^2} \left[\int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon \frac{\epsilon^2}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} - \left(\frac{30}{2} \right)^2 \int_{15/\gamma}^{\infty} \frac{d\epsilon}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \right] \\
&= \frac{1}{(\hbar c)^3\pi^2} \left\{ \frac{C_1}{2\gamma^2} \left[\int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} J(\epsilon) + \int_{30/2\gamma}^{\infty} d\epsilon (e^{\epsilon/kT} - 1)^{-1} J(\epsilon') \right] + \right. \\
&\left. + \sigma_{A,i} \left[\int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon \frac{\epsilon^2}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} - \left(\frac{30}{2\gamma^2} \right)^2 \int_{15/\gamma}^{\infty} \frac{d\epsilon}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \right] \right\}
\end{aligned}$$

A razão de fotodesintegração então torna-se:

$$\begin{aligned}
R_{A,i} &= \frac{1}{(\hbar c)^3\pi^2} \left\{ \frac{C_1}{2\gamma^2} \left[\underbrace{\int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} J(\epsilon) d\epsilon}_{=d} + \underbrace{\int_{30/2\gamma}^{\infty} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} J(\epsilon') d\epsilon}_{=c} \right] + \right. \\
&\left. + \sigma_{A,i} \left[\underbrace{\int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon \frac{\epsilon^2}{(e^{\epsilon/kT} - 1)}}_{=b} - \left(\frac{30}{2\gamma^2} \right)^2 \underbrace{\int_{15/\gamma}^{\infty} \frac{d\epsilon}{(e^{\epsilon/kT} - 1)}}_{=a} \right] \right\}
\end{aligned}$$

Seguindo, calculamos a $R_{A,i}$ por partes:

$$\begin{aligned}
a &= \int_{15/\gamma}^{\infty} \frac{d\epsilon}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} = \lim_{\epsilon \rightarrow \infty} \left[\underbrace{kT \ln(e^{\epsilon/kT} - 1)}_{=0} - \underbrace{kT \ln(e^{\epsilon/kT})}_{=0} - kT \ln(e^{15/\gamma kT} - 1) + kT \ln(e^{15/\gamma kT}) \right] \\
&= -kT [\ln(e^{15/\gamma kT} - 1) + \ln(e^{15/\gamma kT})] = -kT \ln \left[\frac{e^{15/\gamma kT} - 1}{e^{15/\gamma kT}} \right] = -kT \ln(1 - e^{-15/\gamma kT})
\end{aligned}$$

Assim,

$$a = \int_{15/\gamma}^{\infty} \frac{d\epsilon}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} = -kT \ln(1 - e^{-15/\gamma kT}) \quad (\text{A.15})$$

e,

$$-\ln(e^{1/x} - 1) + \frac{1}{x} = -\ln(1 - e^{-1/x}) \quad (\text{A.16})$$

Continuando,

$$b = \int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon \frac{\epsilon^2}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \frac{e^{-\epsilon/kT}}{e^{-\epsilon/kT}} = \int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon \frac{\epsilon^2 e^{-\epsilon/kT}}{(1 - e^{-\epsilon/kT})} = \int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon (\epsilon^2 e^{-\epsilon/kT} + \epsilon^2 e^{-2\epsilon/kT} + \epsilon^2 e^{-3\epsilon/kT} + \dots) \quad (\text{A.17})$$

onde nós usamos que:

$$\frac{1}{(1 - e^{-\epsilon/kT})} = 1 + e^{-\epsilon/kT} + e^{-2\epsilon/kT} + e^{-3\epsilon/kT} \dots \quad (\text{A.18})$$

Então,

$$\begin{aligned} b &= \int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon (\epsilon^2 e^{-\epsilon/kT} + \epsilon^2 e^{-2\epsilon/kT} + \epsilon^2 e^{-3\epsilon/kT} + \dots) \\ &= \int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon \epsilon^2 e^{-\epsilon/kT} + \int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon \epsilon^2 e^{-2\epsilon/kT} + \int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon \epsilon^2 e^{-3\epsilon/kT} + \dots \\ &= \underbrace{e^{-\frac{15}{\gamma kT}} \left[kT \left(\frac{15}{\gamma} \right)^2 + (kT)^2 \frac{30}{\gamma} + 2(kT)^3 \right]}_{= \int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon \epsilon^2 e^{-\epsilon/kT}} + \underbrace{\frac{e^{-\frac{30}{\gamma kT}}}{4} \left[2kT \left(\frac{15}{\gamma} \right)^2 + (kT)^2 \frac{30}{\gamma} + (kT)^3 \right]}_{= \int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon \epsilon^2 e^{-2\epsilon/kT}} \\ &\quad + \underbrace{\frac{e^{-\frac{45}{\gamma kT}}}{27} \left[9kT \left(\frac{15}{\gamma} \right)^2 + 3(kT)^2 \frac{30}{\gamma} + 2(kT)^3 \right]}_{= \int_{15/\gamma}^{\infty} d\epsilon \epsilon^2 e^{-3\epsilon/kT}} + \dots \\ &= \sum_{j=1}^{\infty} e^{-\frac{15j}{\gamma kT}} \left[\frac{kT}{j} \left(\frac{15}{\gamma} \right)^2 + 2 \left(\frac{kT}{j} \right)^2 \left(\frac{15}{\gamma} \right) + 2 \left(\frac{kT}{j} \right)^3 \right] \end{aligned}$$

assim,

$$b = \sum_{j=1}^{\infty} e^{-\frac{15j}{\gamma kT}} \left[\frac{kT}{j} \left(\frac{15}{\gamma} \right)^2 + 2 \left(\frac{kT}{j} \right)^2 \left(\frac{15}{\gamma} \right) + 2 \left(\frac{kT}{j} \right)^3 \right] \quad (\text{A.19})$$

Agora,

$$c = \int_{30/2\gamma}^{\infty} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} J(\epsilon') d\epsilon = J(\epsilon') \underbrace{\int_{15/\gamma}^{\infty} \frac{d\epsilon}{(e^{\epsilon/kT} - 1)}}_{=a} = -J(\epsilon') kT \ln(1 - e^{-15/\gamma kT}) \quad (\text{A.20})$$

$$\underline{c = -J(\epsilon') kT \ln(1 - e^{-15/\gamma kT})} \quad (\text{A.21})$$

e,

$$\begin{aligned}
 d &= \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} J(\epsilon) d\epsilon = \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \left[\int_2^{2\gamma\epsilon} x e^{-2\left(\frac{x-\epsilon_{0,i}}{\Delta}\right)^2} dx \right] d\epsilon \\
 &= \underbrace{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \exp\left[-2\left(\frac{\epsilon'_{0,i}-2}{\Delta}\right)^2\right] \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} d\epsilon}_{=(I)} + \underbrace{\left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \text{Erf}\left(\frac{\epsilon'_{0,i}-2}{2^{-1/2}\Delta}\right) \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} d\epsilon}_{=(II)} \\
 &\quad - \underbrace{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{e^{-2\left(\frac{2\gamma\epsilon-\epsilon'_{0,i}}{\Delta}\right)^2}}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} d\epsilon}_{=(III)} + \underbrace{\left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \text{Erf}\left(\frac{2\gamma\epsilon - \epsilon'_{0,i}}{2^{-1/2}\Delta}\right) d\epsilon}_{=(IV)}
 \end{aligned}$$

Somando (I) e (II) encontramos:

$$\left\{ \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \exp\left[-2\left(\frac{\epsilon'_{0,i}-2}{\Delta}\right)^2\right] + \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \text{Erf}\left(\frac{\epsilon'_{0,i}-2}{2^{-1/2}\Delta}\right) \right\} \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} d\epsilon \quad (\text{A.22})$$

onde,

$$\begin{aligned}
 \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} d\epsilon &= -kT \ln(e^{\frac{1}{\gamma kT}} - 1) + kT \ln(e^{\frac{1}{kT}}) + kT \ln(e^{\frac{15}{\gamma kT}} - 1) - kT \ln(e^{\frac{15}{kT}}) \\
 &= kT \left[\underbrace{-\ln(e^{\frac{1}{\gamma kT}} - 1) + \frac{1}{\gamma}}_{=-\ln(1 - e^{-\frac{1}{\gamma kT}})} + \underbrace{\ln(e^{\frac{15}{\gamma kT}} - 1) - \frac{15}{\gamma}}_{=\ln(1 - e^{-\frac{15}{\gamma kT}})} \right] \\
 &= kT [\ln(1 - e^{-\frac{15}{\gamma kT}}) - \ln(1 - e^{-\frac{1}{\gamma kT}})]
 \end{aligned}$$

Assim,

$$(I) + (II) = \left\{ \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \exp\left[-2\left(\frac{\epsilon'_{0,i}-2}{\Delta}\right)^2\right] + \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \text{Erf}\left(\frac{\epsilon'_{0,i}-2}{2^{-1/2}\Delta}\right) \right\} \times \quad (\text{A.23})$$

$$kT [\ln(1 - e^{-\frac{15}{\gamma kT}}) - \ln(1 - e^{-\frac{1}{\gamma kT}})] \quad (\text{A.24})$$

Seguindo

$$\begin{aligned}
 (III) &= \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{e^{-2\left(\frac{2\gamma\epsilon - \epsilon'_0}{\Delta}\right)^2}}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} d\epsilon = \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 e^{-\frac{2\epsilon_0^2}{\Delta^2}} \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{e^{-\frac{8(\epsilon^2\gamma^2 - \epsilon\epsilon_0\gamma)}{\Delta^2}}}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} d\epsilon \\
 &\Rightarrow \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{e^{-\frac{8(\epsilon^2\gamma^2 - \epsilon\epsilon_0\gamma)}{\Delta^2}}}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \frac{e^{-\epsilon/kT}}{e^{-\epsilon/kT}} d\epsilon = \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{e^{-\frac{8(\epsilon^2\gamma^2 - \epsilon\epsilon_0\gamma)}{\Delta^2} - \epsilon/kT}}{(1 - e^{-\epsilon/kT})} d\epsilon = \\
 &= \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{e^{-\frac{8(\epsilon^2\gamma^2 - \epsilon\epsilon_0\gamma)}{\Delta^2} - \epsilon/kT}}{(1 - e^{-\epsilon/kT})} d\epsilon = \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} e^{-\frac{8(\epsilon^2\gamma^2 - \epsilon\epsilon_0\gamma)}{\Delta^2} - \epsilon/kT} [1 + e^{-\epsilon/kT} + e^{-2\epsilon/kT} + e^{-3\epsilon/kT} \dots] d\epsilon \\
 &\quad \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} e^{-\frac{8(\epsilon^2\gamma^2 - \epsilon\epsilon_0\gamma)}{\Delta^2} - \epsilon/kT} [1 + e^{-\epsilon/kT} + e^{-2\epsilon/kT} + e^{-3\epsilon/kT} \dots] = \\
 &\quad -\frac{1}{8\gamma} \left\{ \sqrt{\pi} e^{\underbrace{\left(\frac{2\epsilon_0^2}{\Delta^2} - \frac{\epsilon_0}{2\gamma kT} + \frac{j^2\Delta^2}{32\gamma^2(kT)^2}\right)}_{=\beta^2}} \sqrt{2}\Delta \times \right. \\
 &\quad \left. \left[-\text{Erf}\left(\underbrace{\frac{1}{8}\sqrt{2}\left(-\frac{16}{\Delta} + \frac{8\epsilon_0}{\Delta} - \frac{\Delta}{kT\gamma}\right)}_{=\beta + \sqrt{8}/\Delta}\right) + \text{Erf}\left(\underbrace{\frac{1}{8}\sqrt{2}\left(-\frac{240}{\Delta} + \frac{8\epsilon_0}{\Delta} - \frac{\Delta}{kT\gamma}\right)}_{=-(\beta + \frac{15\sqrt{8}}{\Delta})}\right) \right] \right\} \\
 &\quad \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} e^{-\frac{8(\epsilon^2\gamma^2 - \epsilon\epsilon_0\gamma)}{\Delta^2} - \epsilon/kT} [1 + e^{-\epsilon/kT} + e^{-2\epsilon/kT} + e^{-3\epsilon/kT} \dots] = -\frac{\sqrt{2}\Delta\sqrt{\pi}}{8\gamma} \{e^{\beta^2} [\text{Erf}(\beta + \frac{\sqrt{8}}{\Delta}) - \text{Erf}(\beta + \frac{15\sqrt{8}}{\Delta})]\}
 \end{aligned}
 \tag{A.25}$$

concluindo,

$$\begin{aligned}
 (III) &= -\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 e^{-\frac{2\epsilon_0^2}{\Delta^2}} \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} e^{-\frac{8(\epsilon^2\gamma^2 - \epsilon\epsilon_0\gamma)}{\Delta^2} - \epsilon/kT} [1 + e^{-\epsilon/kT} + e^{-2\epsilon/kT} + e^{-3\epsilon/kT} \dots] \\
 (III) &= \frac{1}{4} e^{-\frac{2\epsilon_0^2}{\Delta^2}} \left(\frac{\pi}{32}\right)^{1/2} \frac{\Delta^3}{\gamma} \left\{ e^{\beta^2} \left[\text{Erf}\left(\beta + \frac{\sqrt{8}}{\Delta}\right) - \text{Erf}\left(\beta + \frac{15\sqrt{8}}{\Delta}\right) \right] \right\}
 \end{aligned}$$

O último termo:

$$\begin{aligned}
 (IV) &= \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{1}{(e^{\epsilon/kT} - 1)} \text{Erf} \left(\frac{2\gamma\epsilon - \epsilon'_{0,i}}{2^{-1/2}\Delta} \right) \frac{e^{-\epsilon/kT}}{e^{-\epsilon/kT}} d\epsilon = \\
 &\Rightarrow \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \frac{e^{-\epsilon/kT}}{(1 - e^{-\epsilon/kT})} \text{Erf} \left(\frac{2\gamma\epsilon - \epsilon'_{0,i}}{2^{-1/2}\Delta} \right) d\epsilon \\
 &= \int_{2/2\gamma}^{30/2\gamma} \text{Erf} \left(\frac{2\gamma\epsilon - \epsilon'_{0,i}}{2^{-1/2}\Delta} \right) e^{-\epsilon/kT} [1 + e^{-\epsilon/kT} + e^{-2\epsilon/kT} + \dots] d\epsilon = \\
 &= e^{-\frac{(30+\epsilon_0)}{2\gamma kT}} kT \left\{ e^{\frac{(28+\epsilon_0)}{2\gamma kT}} \text{Erf} \left[\frac{\sqrt{2}(2 - \epsilon_0)}{\Delta} \right] - e^{\frac{\epsilon_0}{2\gamma kT}} \text{Erf} \left[\frac{\sqrt{2}(30 - \epsilon_0)}{\Delta} \right] \right\} + \\
 &\quad + e^{\frac{480kT\gamma + \Delta^2}{32k^2T^2\gamma^2}} \left\{ \text{Erf} \left[\frac{-8(-30 + \epsilon_0)kT\gamma + \Delta^2}{4\sqrt{2}kT\gamma\Delta} \right] - \text{Erf} \left[\frac{-8(-2 + \epsilon_0)kT\gamma + \Delta^2}{4\sqrt{2}kT\gamma\Delta} \right] \right\} \\
 &= kT \left\{ e^{\frac{-2}{2\gamma kT}} \text{Erf} \left[\frac{\sqrt{2}(2 - \epsilon_0)}{\Delta} \right] - e^{-\frac{30}{2\gamma kT}} \text{Erf} \left[\frac{\sqrt{2}(30 - \epsilon_0)}{\Delta} \right] \right\} + \\
 &\quad \underbrace{\frac{480kT\gamma + \Delta^2}{32k^2T^2\gamma^2} - \frac{(30 + \epsilon_0)}{2\gamma kT}}_{=\beta^2 - \frac{2\epsilon_0^2}{\Delta^2}} \\
 &\quad + e^{\frac{2\epsilon_0^2}{\Delta^2}} \times \left\{ \text{Erf} \left[\underbrace{\frac{-8(-30 + \epsilon_0)kT\gamma + \Delta^2}{4\sqrt{2}kT\gamma\Delta}}_{=\beta + 15\sqrt{8}/\Delta} \right] - \text{Erf} \left[\underbrace{\frac{-8(-2 + \epsilon_0)kT\gamma + \Delta^2}{4\sqrt{2}kT\gamma\Delta}}_{=\beta + \sqrt{8}/\Delta} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

Resumindo,

$$\begin{aligned}
 (IV) &= \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \sum_{j=1}^{\infty} \frac{kT}{j} \left\{ e^{-\frac{j}{\gamma kT}} \text{Erf} \left(\frac{\sqrt{2}(2 - \epsilon_0)}{\Delta} \right) - e^{-\frac{15j}{\gamma kT}} \text{Erf} \left(\frac{\sqrt{2}(30 - \epsilon_0)}{\Delta} \right) \right\} + \\
 &\quad + e^{-\frac{2\epsilon_0^2}{\Delta^2}} e^{\beta^2} \left[\text{Erf} \left(\beta + \frac{15\sqrt{8}}{\Delta} \right) - \text{Erf} \left(\beta + \frac{\sqrt{8}}{\Delta} \right) \right] \}
 \end{aligned}$$

Então,

$$\begin{aligned}
 d &= (I) + (II) + (III) + (IV) \\
 &= \left\{ \left(\frac{\Delta}{2} \right)^2 \exp \left[-2 \left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{\Delta} \right)^2 \right] + \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \operatorname{Erf} \left(\frac{\epsilon'_{0,i} - 2}{2^{-1/2} \Delta} \right) \right\} \times \\
 &\times kT [\ln(1 - e^{-\frac{15}{\gamma kT}}) - \ln(1 - e^{-\frac{1}{\gamma kT}})] + \\
 &+ \frac{1}{4} e^{-\frac{2\epsilon_0^2}{\Delta^2}} \left(\frac{\pi}{32} \right)^{1/2} \frac{\Delta^3}{\gamma} \left\{ e^{\beta^2} \left[\operatorname{Erf} \left(\beta + \frac{\sqrt{8}}{\Delta} \right) - \operatorname{Erf} \left(\beta + \frac{15\sqrt{8}}{\Delta} \right) \right] \right\} + \\
 &+ \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \epsilon'_{0,i} \Delta \sum_{j=1}^{\infty} \frac{kT}{j} \left\{ e^{-\frac{j}{\gamma kT}} \operatorname{Erf} \left(\frac{\sqrt{2}(2 - \epsilon_0)}{\Delta} \right) - e^{-\frac{15j}{\gamma kT}} \operatorname{Erf} \left(\frac{\sqrt{2}(30 - \epsilon_0)}{\Delta} \right) \right\} + \\
 &+ e^{-\frac{2\epsilon_0^2}{\Delta^2}} e^{\beta^2} \left[\operatorname{Erf} \left(\beta + \frac{15\sqrt{8}}{\Delta} \right) - \operatorname{Erf} \left(\beta + \frac{\sqrt{8}}{\Delta} \right) \right] \}
 \end{aligned}$$

Para um núcleo de ferro, a razão de fotodesintegração adquire a seguinte expressão:

$$\begin{aligned}
 R_{A,i} &= \frac{1}{\hbar^3 c^2 \pi^2 \gamma^2} \left\{ \frac{\alpha_i}{2} \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \epsilon_{0,i} \Delta_i \left(\Theta + \Phi e^{-\frac{2(\epsilon_{0,i})^2}{\Delta_i^2}} \right) - \frac{\alpha_i}{2} \Lambda kT \operatorname{Log}[1 - e^{-\frac{15}{\gamma kT}}] \right. \\
 &- \frac{\alpha_i}{8} e^{-\frac{2(\epsilon_{0,i})^2}{\Delta_i^2}} \left(\frac{\pi}{32} \right)^{1/2} \frac{\Delta_i^3}{\gamma} \Omega + \frac{\alpha_i}{2} \kappa kT (\operatorname{Log}[1 - e^{-\frac{15}{\gamma kT}}] - \operatorname{Log}[1 - e^{-\frac{5.1}{\gamma kT}}]) \\
 &\left. + \frac{f \Sigma_d}{120} (\gamma^2 J(15)^2 kT \operatorname{Log}[1 - e^{-\frac{15}{\gamma kT}}]) \right\}
 \end{aligned}$$

os termos descritos em $R_{A,i}$ estão descritos na tabela 3.1 do capítulo 3.

APÊNDICE B

Cinemática Relativística de colisões inelásticas

B.1 Limiar de energia (threshold energy)

Considere a colisão de duas partículas a e b criando mais duas partículas c e d no sistema de laboratório (SL): (168)

$$a + b \rightarrow c + d \quad (\text{B.1})$$

onde as partículas tem massas m_a e m_b e quadrimomentum $P_a = (E_a/c, \vec{p}_a)$ e $P_b = (E_b/c, \vec{p}_b)$, respectivamente. Para criar novas partículas nesta reação, a energia no sistema de centro de massa (SCM *) precisa ser igual ou maior a massa total das partículas finais c e d. Da invariância do quadrimomentum ($P_\mu P^\mu = P'_\mu P'^\mu$) obtém-se a energia total E' no SCM.

$$E'^2 = c^2(P_a + P_b)^2 = m_a^2 c^4 + m_b^2 c^4 + 2E_a E_b - 2\vec{p}_a \vec{p}_b c^2 \quad (\text{B.2})$$

A energia limiar para a criação das partículas c e d na reação B.1 é:

$$E'_{th} = m_a c^2 + m_b c^2 + \Delta m c^2 = m_c c^2 + m_d c^2 \quad (\text{B.3})$$

onde Δm é a diferença de massa que entrou e saiu das partículas. Relacionando as equações B.2 e B.3 obtemos a relação:

$$E_a E_b - \vec{p}_a \vec{p}_b c^2 = \frac{1}{2}(E'_{th}^2 - c^4(m_a^2 + m_b^2)) \quad (\text{B.4})$$

$$= m_a m_b c^4 + \Delta m c^4 (m_a + m_b + \Delta m/2) \quad (\text{B.5})$$

Reescrevendo,

$$E_a E_b - \vec{p}_a \vec{p}_b c^2 = m_a m_b c^4 + \Delta m c^4 (m_a + m_b + \Delta m/2), \quad (\text{B.6})$$

*Descreveremos as quantidades no SCM com linha ($\prime$).

a partir da equação B.6 obtida, podemos calcular as energias limiares das partículas nas reações. No caso das partículas a e b possuírem massa, a equação B.6 torna-se:

$$\gamma_a \gamma_b - \sqrt{(\gamma_a^2 - 1)(\gamma_b^2 - 1)} \cos \theta = 1 + \Delta m \left(\frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b} + \frac{\Delta m}{2m_a m_b} \right) \quad (\text{B.7})$$

onde utilizamos os fatores de Lorentz no SL das partículas e o ângulo θ é o ângulo de colisão da reação. No caso da partícula b ser um fóton ($m_b = 0$), a equação B.6 reduz-se a:

$$E_b(\gamma_a - \sqrt{\gamma_a^2 - 1} \cos \theta) = \Delta m c^2 \left(1 + \frac{\Delta m}{2m_a} \right). \quad (\text{B.8})$$

B.2 Interações entre raios cósmicos (núcleos) e fótons

As interações mais importantes entre os núcleos e os fótons são:

1. produção de pares e^+e^- no campo dos núcleos: $A + \gamma \rightarrow A + e^+ + e^-$,
2. fotoprodução de píons: $A + \gamma \rightarrow A + \pi's$. A produção de píons para núcleos ocorre em altíssimas energias. Calcularemos aqui o limiar de energia deste processo considerando prótons.
3. fotodesintegração dos núcleos: $A + \gamma \rightarrow (A - 1) + N$, com $N = p, n$.

No sistema de repouso do núcleo, seguindo a equação B.6 temos $\vec{p}_a = 0$, $E_a = m_a c^2$ e $m_b = 0$, a energia limiar do fóton torna-se:

$$E'_{th} = \Delta m c^2 \left(1 + \frac{\Delta m}{2m_a} \right). \quad (\text{B.9})$$

Para o processo (1): ($\Delta m = 2m_e$):

$$E'_{th,e^+e^-} = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{Am_p} \right) \simeq 2m_e c^2 \simeq 1 \text{ MeV}. \quad (\text{B.10})$$

Para o processo (2): ($\Delta m = \zeta m_\pi$):

$$E'_{th,\zeta\pi} = \zeta m_\pi c^2 \left(1 + \frac{\zeta m_\pi}{2m_p} \right), \quad (\text{B.11})$$

para a produção de ζ píons. Para a produção de apenas um único píon $E'_{th,\pi} = 145 \text{ MeV}$. O processo (3) é principalmente importante entre as energias de 15 e 25 MeV, onde o grande

dipolo ressonante tem o seu máximo. (77)

APÊNDICE C

Cálculo da Exposição Relativa

A exposição de um observatório é uma função na direção na esfera celeste. É a área efetiva de coleta de dados integrada no tempo para cada direção do céu, sendo sua unidade $\text{km}^2 \cdot \text{ano}$. De forma mais geral, é calculada como sendo a exposição total integrada na esfera celeste com unidade $\text{km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{ano}$. (139)

A exposição relativa, ω , por sua vez, é uma função adimensional na esfera assumindo valores entre 0 e 1. Pode ser associada à eficiência do detector, na qual o valor 1 corresponde a eficiência máxima. Como a operação do observatório ocorre em tempo integral, a exposição não varia com o tempo sideral, ou seja, não possui dependência com a ascensão reta, mas somente com a declinação.

Considerando uma latitude geográfica de um observado dada por λ , variando de $-\pi/2$ a $\pi/2$, com o valor zero no equador. Definimos um vetor $\vec{w}$ que indica o zênite nesta posição. Colocando esse vetor no plano xz temos:

$$\begin{aligned} w_x &= \cos \lambda \cos 0 = \cos \lambda \\ w_y &= \cos \lambda \sin 0 = 0 \\ w_z &= \sin \lambda. \end{aligned} \tag{C.1}$$

Construímos um vetor $\vec{u}$, também localizado no plano xz e perpendicular a $\vec{w}$, o qual estará no hemisfério sul se λ for positivo ou no hemisfério norte se λ for negativo. Temos então:

$$\begin{aligned} u_x &= \sin \lambda \\ u_y &= 0 \\ u_z &= -\cos \lambda. \end{aligned} \tag{C.2}$$

O produto escalar entre os dois vetores criados é definido como: $\vec{u} \bullet \vec{w} = w_x u_x + w_y u_y + w_z u_z = \sin \lambda \cos \lambda + 0 + -\sin \lambda \cos \lambda = 0$. Criamos um terceiro vetor como sendo o produto

vetorial entre os dois vetores já criados: $\vec{u} \times \vec{w}$,

$$v_x = w_y u_z - w_z u_y = 0 \quad (\text{C.3})$$

$$v_y = w_z u_x - w_x u_z = \sin \lambda \sin \lambda - \cos \lambda (-\cos \lambda) = 1$$

$$v_z = w_x u_y - w_y u_x = 0.$$

Agora um outro vetor $\vec{p}$ é criado apontando para uma certa direção no céu, definida pela declinação δ . Consideramos que o observatório tenha um campo de visão capaz de observar raios cósmicos com ângulo zenital máxima θ_m . O vetor $\vec{p}$ é dado por:

$$p_x = \sin(\delta) \quad (\text{C.4})$$

$$p_y = \cos(\delta) \cos(\alpha)$$

$$p_z = \cos(\delta) \sin(\alpha).$$

onde α é a ascensão reta. Dessa forma,

$$p_w = p_z w_z + p_x w_x + p_y w_y = \cos \theta \quad (\text{C.5})$$

$$p_u = p_z u_z + p_x u_x + p_y u_y = \sin \theta \cos \varphi$$

$$p_v = p_z v_z + p_x v_x + p_y v_y = \sin \theta \sin \varphi,$$

onde θ e φ são definidos com os eixos cartesianos equatoriais. Substituindo as equações C.1, C.2, C.3 e C.4 em C.5 obtemos:

$$\cos \theta = \sin(\delta) \sin \lambda + \cos(\delta) \cos(\alpha) \cos \lambda + \cos(\delta) \sin(\alpha) 0 \quad (\text{C.6})$$

$$\cos \theta = \sin(\delta) \sin \lambda + \cos(\delta) \cos \lambda \cos(\alpha). \quad (\text{C.7})$$

O ângulo θ precisa ser menor que θ_m , $\cos \theta \geq \cos \theta_m$. Impondo essa condição na equação C.6:

$$\sin(\delta) \sin \lambda + \cos(\delta) \cos \lambda \cos(\alpha) \geq \cos \theta_m. \quad (\text{C.8})$$

Considerando $\theta_m \leq 90^\circ$, $\cos \theta_m \geq 0$. Isolando $\cos(\alpha)$ da equação C.8:

$$\cos(\alpha) \geq \frac{\cos \theta_m - \sin(\delta) \sin \lambda}{\cos(\delta) \cos \lambda} \quad (\text{C.9})$$

O ângulo α deve ter um valor mínimo e máximo que dependerá de δ , λ e θ_m .

$$\alpha_m = \arccos\left(\frac{\cos \theta_m - \sin(\delta) \sin \lambda}{\cos(\delta) \cos \lambda}\right). \quad (\text{C.10})$$

Como a Terra gira, a exposição será proporcional ao arco que o vetor varre no céu, onde a cobertura depende de α_m . Um observatório operando em tempo real possui sua exposição

dependente apenas de $\cos \theta$ devido a observação ser inclinada desse ângulo em relação ao plano do chuveiro, assim:

$$\omega(\delta, \alpha)d(\alpha) \propto \cos \theta d(\alpha) \quad (\text{C.11})$$

Substituindo a equação C.7 em C.11 obtemos a expressão da exposição relativa:

$$\int \omega(\delta, \alpha)d(\alpha) \propto \int_0^{\alpha_m} (\sin(\delta) \sin \lambda + \cos(\delta) \cos \lambda \cos(\alpha))d(\alpha) \quad (\text{C.12})$$

$$\omega(\delta) \propto (\alpha_m) \sin(\delta) \sin \lambda + \cos(\delta) \cos \lambda \sin(\alpha_m) \quad (\text{C.13})$$