**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS**

Cainã de Oliveira

Fontes locais de raios cósmicos ultra energéticos

São Carlos

2021

Cainã de Oliveira

Fontes locais de raios cósmicos ultra energéticos

Dissertação 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 Mestre em Ciências.

Área de concentração: Física Teórica e Experimental

Orientador: Prof. Dr. Luiz Vitor de Souza Filho

Versão corrigida

(Versão original disponível na Unidade que aloja o Programa)

São Carlos

2021

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.

Oliveira, Cainã de

Fontes locais de raios cósmicos ultra energéticos /
Cainã de Oliveira; orientador Luiz Vitor de Souza Filho -
versão corrigida -- São Carlos, 2021.
149 p.

Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-Graduação em
Física Teórica e Experimental) -- Instituto de Física de São
Carlos, Universidade de São Paulo, 2021.

1. Fontes locais. 2. Astrofísica multimessageira. 3.
Centaurus A. I. Souza Filho, Luiz Vitor de, orient. II.
Título.

AGRADECIMENTOS

Acima de tudo agradeço a Cristo Jesus que *me ama e, em Seu sangue me lavou dos meus pecados, vindo ao mundo para salvar os pecadores, dos quais eu sou o principal.*

Aos meus pais, Marcos e Silvana, que me apoiaram sempre, aconselharam e educaram, sem os quais nunca chegaria aqui.

À minha esposa, Sabrina, que demonstrou todo o seu amor por mim dia após dia me ajudando, acalmando e aconselhando. Sem você, eu possivelmente teria enloquecido *trabalhando demais*. Obrigado pela sua paciência e carinho.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Vitor de Souza, que muito me ensinou, desde o conhecimento científico até organização pessoal e profissional. Obrigado pela muita paciência e dedicação; por ser um profissional exemplar e um ótimo orientador.

Aos meus amigos (em ordem alfabética) – Adonai, Arthur, Bruno, Henrique, Jonas, Nicolau e Raian – pelas discussões sobre ciências, filosofia, vida e pelo apoio, desde a graduação e, em alguns casos, anterior ainda à graduação. Sem a ajuda de vocês também não teria chegado até aqui. Vocês tornaram a caminhada mais agradável. Em especial, ao Adonai, Henrique e Raian, pelas frutíferas discussões e ao Nicolau pelo apoio em programação.

Aos meus sogro e sogra, Isaac e Luciana, e aos meus tios Carlos e Elaine. Obrigado por toda a preocupação e também pelo reconhecimento nestes anos.

Ao grupo de Astrofísica do IFSC por toda a ajuda e por terem me recebido tão bem, embora eu não seja tão agradável quanto vocês. Olhar pra vocês me traz esperança do futuro e orgulho da minha profissão e instituição.

À FAPESP pela concessão da bolsa de mestrado e pelo apoio financeiro para a realização desta pesquisa por meio do processo nº 2018/24256-8, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP). Ao Laboratório Nacional de Computação Científica pela infraestrutura computacional e excelente atendimento.

É difícil restringir o agradecimento em tão poucas palavras. A todos vocês e outros não citados, meu muitíssimo obrigado!

*“Os céus proclamam a glória de Deus; o firmamento demonstra a habilidade de suas mãos.
Dia após dia, eles continuam a falar; noite após noite, eles o tornam conhecido.
Não há som nem palavras, nunca se ouve o que eles dizem.”*
Salmos 19:1-3, Bíblia Sagrada – Nova Versão Transformadora

RESUMO

OLIVEIRA, C. **Fontes locais de raios cósmicos ultra energéticos**. 2021. 149p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2021.

A produção de partículas energéticas no Universo continua sendo um dos grandes mistérios da ciência atual. Os mecanismos de aceleração de partículas em fontes astrofísicas são ainda desconhecidos e resultados recentes apontam para a necessidade de uma abordagem multi-mensageira para resolver este problema. Nos últimos anos, medidas precisas da anisotropia e espectro de raios cósmicos carregados indicam a necessidade de fontes extragaláticas próximas, no entanto, a contrapartida neutra (neutrinos e raios gamas) que poderia apontar para a fonte, não tem sido medida. Estudos recentes indicam que os *backflows* de jatos emitidos por Núcleos Ativos de Galáxias são regiões especialmente favoráveis para aceleração de partículas, o que torna radiogaláxias possíveis fontes interessantes. Neste trabalho Centaurus A é explorada como fonte local de raios cósmicos de altas energias. Analisamos com detalhe a propagação dos UHECR emitidos, assumindo que apenas esta fonte seja suficiente para produzir o espectro medido pelo Observatório Pierre Auger. Supomos que a fonte produz um espectro tipo lei de potência com um corte exponencial e, tanto a normalização do fluxo, quanto a energia de corte são obtidas em função da luminosidade em rádio da fonte, restando três parâmetros livres (índice espectral e dois fatores intrínsecos da fonte) obtidos por ajuste dos dados do Observatório Pierre Auger. A propagação das partículas foi realizada usando o ambiente CRPropa3, com todos os processos de perdas de energias relevantes para interações com a radiação de fundo de micro-ondas e luz de fundo extragalática. Devido às incertezas quanto à composição injetada e aos campos magnéticos extragalácticos, utilizamos cinco modelos de composições e três de campos magnéticos extragalácticos estruturados que foram desenvolvidos recentemente. Estes quinze cenários astrofísicos nos permitiram analisar as direções de chegada de UHECR, neutrinos e fótons secundários, além de prever o fluxo destes secundários. Encontramos que as direções de chegada dos UHECR, e consequentemente dos secundários produzidos, são altamente dependentes do modelo de campo magnético extragaláctico utilizado. O fluxo de neutrinos e fótons secundários ainda não podem ser detectados devido à falta de sensibilidade dos observatórios. Mostramos que o fluxo de neutrinos secundários é suficientemente anisotrópico para ser detectado frente a um fluxo de neutrinos cosmológicos isotrópico.

Palavras-chave: Fontes locais. Astrofísica multimensageira. Centaurus A.

ABSTRACT

OLIVEIRA, C. **Local sources of ultra high energy cosmic rays**. 2021. 149p.
Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2021.

The production of the most energetic particles in the Universe keeps one of the most greater mysteries of contemporary science. The mechanisms of particle acceleration in astrophysical sources are yet unknown, and recent results point to the need for a multi-messenger approach to solving this problem. In the last years, precise measurements of anisotropy and spectrum of charged cosmic rays indicate the need for local extragalactic sources, however, the neutral parcel (neutrinos and gamma rays) that could point to the source, have not been measured. Recent studies indicate that the backflows of jets emitted by Active Galactic Nuclei are regions especially favorable to the acceleration of particles, making radiogalaxies possible sources especially interesting. In this work, Centaurus A is explored as a local source of ultra high energy cosmic rays (UHECR). We analyze in detail the UHECR propagation, assuming that only this source is enough to produce the spectrum measured by the Pierre Auger Observatory. We suppose that the source produces a power-law spectrum with an exponential cutoff and, both the flux normalization and the cutoff energy are obtained by the radio luminosity of the source, remaining three free parameters (spectral index and two intrinsic to source factor) that are obtained by a fit of the Pierre Auger Observatory data. The particle's propagation was realized in the CRPropa3 framework, with all the relevant energy loss processes with the cosmic background microwave and the extragalactic background light. Due to uncertainties in injected composition and extragalactic magnetic fields, we use five compositions and three structured extragalactic magnetic fields models, recently developed. These fifteen astrophysical scenarios allowed us to analyze the arrival directions of UHECR, secondaries neutrinos and photons, in addition to predict the secondaries flux. We find that the arrival direction of the UHECR, and consequently of the secondaries produced, are highly dependent on the extragalactic magnetic field model. The secondaries neutrino and photons flux are not capable of detection due to the low sensitivity of the observatories. We show that the flux of secondaries neutrinos are sufficiently anisotropic to be detected in front of a cosmogenic isotropic neutrinos flux.

Keywords: Local sources. Multi-messenger astrophysics. Centaurus A.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Espectro de raios cósmicos medido por diversos experimentos.	26
Figura 2 – Espectro de UHECR medido pelo Observatório Pierre Auger.	26
Figura 3 – $\langle X_{max} \rangle$ e $\sigma(X_{max})$ medido pelo Observatório Pierre Auger, junto as previsões de modelos hadrônicos EPOS-LHC, Sibyll2.3c e QGSJetII-04.	28
Figura 4 – Mapa, em coordenadas equatoriais, do fluxo de raios cósmicos com mais de 8 EeV indicando uma anisotropia de larga escala medida pelo Observatório Pierre Auger. O centro galáctico é indicado por uma estrela e o disco galáctico é indicado pela linha tracejada. Em branco está a região do céu inacessível para o Observatório Pierre Auger.	29
Figura 5 – Diagrama de Hillas.	36
Figura 6 – Formação de uma onda de choque.	39
Figura 7 – Aceleração por choque difusivo. A figura mostra duas nuvens, separadas pela onda de choque, como vistas no referencial da onda de choque, além dos espelhos magnéticos gerados por irregularidades magnéticas na nuvem (em azul).	40
Figura 8 – Modelo Unificado para Núcleos Ativos de Galáxias.	42
Figura 9 – (a) Possível perfil da magnetização σ , do número de Mach magnetosônico M_{ms} e da razão da velocidade de turbulências e da velocidade do fluxo do jato (u_{turb}/u). (b) Simulação de um jato de um jato de AGN com os mecanimos de aceleração esperados em cada região.	44
Figura 10 – Esquerda: Velocidade e número de Mach para uma simulação de propagação de um jato. As ondas de choque são indicadas em preto/cinza. Podemos observar a existência de diversos choques na região dos <i>backflows</i> . Direita: Mapa de trajetória para elementos do fluido do jato que passam a constituir o <i>backflow</i>	45
Figura 11 – Distribuições de fótons de fundo em diversos comprimentos de onda.	52
Figura 12 – Seção de choque total $p\gamma$ mostrando os diversos canais que contribuem. A energia é a energia do fóton assim como medida pelo próton.	55
Figura 13 – Seção de choque de fotodesintegração para ^{56}Fe mostrando os diversos canais que contribuem. A energia é a energia do fóton assim como medida pelo núcleo.	57

Figura 14 – Horizonte de perda de energia para núcleos de ^1H , ^2He , ^{14}N e ^{56}Fe . Os diversos processos de perda de energia são apresentados fotoprodução de píons ($\gamma\pi$), produção de pares (e^-e^+), perda adiabática (Redshift) e fotodesintegração (FD). Os fótons de fundo considerados são a CMB e o IRB (1), sendo os processos graficados para $z = 0$. Foi utilizado o CRPropa3. (2)	59
Figura 15 – Intensidade de EGMF em uma esfera de 20 Mpc ao redor da Terra (plano yz). São apresentados três modelos (3): (a) <i>AstroR</i> , (b) <i>Prim2R</i> and (c) <i>Prim</i> . Estrelas mostram a posição das radiogaláxias Centaurus A, Fornax A e M87. No centro do mapa um círculo indica a posição da Via Láctea.	61
Figura 16 – Fatores de Preenchimentos para os modelos de Hackstein (2018).	62
Figura 17 – Horizonte de perda de energia para elétrons. IRB é o modelo de Gilmore (1) para EBL, enquanto URB é o modelo de Protheroe (4) para a CRB. Foi utilizado o CRPropa3. (2)	64
Figura 18 – Horizonte de perda de energia para fótons. IRB é o modelo de Gilmore (1) para EBL, enquanto URB é o modelo de Protheroe (4) para a CRB. Foi utilizado o CRPropa3. (2)	65
Figura 19 – Distribuições de Fótons de Fundo disponíveis no CRPropa3. As curvas em linhas espessas na cor preta indicam os modelos utilizados neste trabalho.	67
Figura 20 – Mapa em coordenadas Galácticas de correlação entre eventos acima de 60 EeV e catálogo de AGNs.	72
Figura 21 – Mapa em coordenadas Galácticas do excesso local de eventos acima de 38 EeV em janelas de 27°	73
Figura 22 – Fluxo de neutrinos primários produzidos em Cen A de acordo com os modelos de Cuocu e Hannestad (Cuocu) (5) e de Kachelrieß, Ostapchenko e Tõmas (Kach) (6) (regiões achuradas) como função da contribuição de Cen A ao fluxo total de UHECR medido pelo Observatório Pierre Auger, com energia maior que 60 EeV (7) e normalização dada pela Equação 4.1. Limites superiores do fluxo de neutrinos obtidos pelo Observatório Pierre Auger (8) e pelo experimento IceCube (9) são mostrados em linhas cheias. Linhas pontilhadas e traço-pontilhadas indicam a sensibilidade de experimentos futuros, não corrigidas para a direção de Cen A.	75
Figura 23 – Erro devido a observador finito.	76
Figura 24 – Fluxo em função de janelas de energia máxima de 10^{20} , 10^{21} e 10^{22} eV com e sem a correção efetuada pelo fator $\bar{R}$	80

Figura 25 – Trajetória de núcleos de ^{56}Fe com 100 EeV e momento inicial de direção arbitrária. Cen A é mostrada como uma estrela no centro da grade e a Via Láctea é identificada como um ponto azul. Também é indicada a projeção YZ dos EGMFs.	92
Figura 26 – Trajetória de núcleos de ^1H no EGMF <i>Prim</i> e momento inicial de direção arbitrária para energias de 1, 10, 100 e 1000 EeV. Cen A é mostrada como uma estrela no centro da grade e a Via Láctea é identificada como um ponto azul.	93
Figura 27 – Fluxo normalizado de partículas que são detectadas pelo observador nas simulações realizadas em função do ângulo subentendido entre o momento inicial e o eixo Terra–Cen A. Os gráficos estão separados pelo primário injetado. “ND” indica a fração não desintegrada, enquanto “D” indica a fração que sofreu fotodesintegração. No caso do hidrogênio, linhas tracejadas indicam produção de nêutrons via fotoprodução de píons.	94
Figura 28 – Fluxo de UHECR como função da energia de acordo com os ajustes realizados. São mostrados os resultados para os três EGMFs (<i>AstroR</i> , <i>Prim2R</i> e <i>Prim</i>) e as cinco composições (C1–C5).	95
Figura 29 – Composição medida na Terra em função da energia de acordo com os ajustes realizados. São mostrados os resultados para os três EGMFs (<i>AstroR</i> , <i>Prim2R</i> e <i>Prim</i>) e as cinco composições (C1–C5). Os modelos hadrônicos de reconstrução da composição EPOS-LHC, SIBYLL2.3 e QGSJETII-04 aplicados aos dados do Observatório Pierre Auger (10) também são mostrados.	96
Figura 30 – Fluxo de neutrinos secundários em função da energia. Os resultados são referentes aos três EGMFs (<i>AstroR</i> , <i>Prim2R</i> e <i>Prim</i>) e cinco composições (C1–C5). A sensibilidade dos experimentos futuros POEMMA (11), GRAND (12) e IceCube_2Gen (13) também são apresentadas.	97
Figura 31 – Fluxo de raios gama secundários como função da energia. Os resultados são referentes aos três EGMFs (<i>AstroR</i> , <i>Prim2R</i> e <i>Prim</i>) e cinco composições (C1–C5). A sensibilidade dos experimentos futuros SWGO (14) e CTA (15) também são apresentadas.	98
Figura 32 – Direção de chegada dos UHECR para os quinze cenários astrofísicos. É mostrada a fração de UHECR em função do ângulo entre o eixo Terra–Cen A, bem como a integral em função deste ângulo.	99
Figura 33 – Direção de chegada dos UHECR para os quinze cenários astrofísicos. É mostrada a fração de UHECR em função do ângulo entre o eixo Terra–Cen A, bem como a integral em função deste ângulo para as composições C1 e C4, com e sem a aplicação do campo magnético JF12.100	

Figura 34 – Direção de chegada dos neutrinos secundários. É mostrada a fração de neutrinos em função do ângulo entre o eixo Terra–Cen A para os três EGMFs e cinco composições, bem como a integral em função deste ângulo.	101
Figura 35 – Direção de chegada dos fótons secundários. É mostrada a fração de fótons em função do ângulo entre o eixo Terra–Cen A para os três EGMFs e cinco composições, bem como a integral em função deste ângulo.	102
Figura 36 – Significância Li & Ma (esquerda) e Limite de Confiança (direta) como função da contribuição de Cen A ao fluxo total de UHECR medido pelo Observatório Pierre Auger. Todos os cenários astrofísicos são mostrados.	103
Figura 37 – Deflexão no ângulo de direção de chegada de UHECR em relação ao eixo Terra–Fonte para Cen A, M87 e Fornax A nos EGMF <i>AstroR</i> , <i>Prim2R</i> e <i>Prim</i> .	104
Figura 38 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas da direção de chegada do fluxo de UHECR para as composições C1, C3 e C4 e EGMF <i>AstroR</i> , sem (esquerda) e com (direita) a aplicação da lente galáctica JF12. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias.	141
Figura 39 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas da direção de chegada do fluxo de UHECR para as composições C1, C3 e C4 e EGMF <i>Prim2R</i> , sem (esquerda) e com (direita) a aplicação da lente galáctica JF12. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias.	142
Figura 40 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas da direção de chegada do fluxo de UHECR para as composições C1, C3 e C4 e EGMF <i>Prim</i> , sem (esquerda) e com (direita) a aplicação da lente galáctica JF12. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias.	143
Figura 41 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas da direção de chegada do fluxo de UHECR para as composições C2 e C5 e C4 para os três EGMF. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias.	144
Figura 42 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas com a direção de chegada com o fluxo de neutrinos fótons secundários para a composição C1. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias para os três EGMFs.	145
Figura 43 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas com a direção de chegada com o fluxo de neutrinos fótons secundários para a composição C2. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias para os três EGMFs.	146
Figura 44 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas com a direção de chegada com o fluxo de neutrinos fótons secundários para a composição C3. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias para os três EGMFs.	147

Figura 45 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas com a direção de chegada com o fluxo de neutrinos fótons secundários para a composição C4. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias para os três EGMFs.	148
Figura 46 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas com a direção de chegada com o fluxo de neutrinos fótons secundários para a composição C5. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias para os três EGMFs.	149

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Composições empregadas.	77
Tabela 2 – Parâmetros do Ajuste.	85
Tabela 3 – Mudanças de referenciais entre as regiões da onda de choque.	129

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	23
1.1	Conhecimento atual	24
1.2	Fontes locais	28
1.3	Astrofísica multimessageira	30
1.4	Objetivos e Justificativa	32
2	FONTES E MECANISMOS DE ACELERAÇÃO	35
2.1	Principais candidatos a fontes: o critério de Hillas	35
2.1.1	Indutor unipolar	36
2.1.2	Partículas remanescentes	36
2.1.3	Mecanismos de Fermi	36
2.2	Mecanismos de Fermi e Aceleração por Choques Difusivos	37
2.2.1	Ondas de choque e DSA	38
2.3	Aceleração em radiogaláxias	41
2.3.1	Campos magnéticos e rigidez máxima	44
2.3.2	Potência cinética do jato	46
3	PROPAGAÇÃO DE PARTÍCULAS	49
3.1	Universo em expansão: perda adiabática de energia	49
3.2	Interações com fótons de fundo	50
3.2.1	Radiação eletromagnética de fundo	50
3.2.2	Luz de fundo extragaláctica - EBL	51
3.2.3	Radiação de fundo cósmico de rádio	52
3.2.4	Processos de perda de energia	53
3.2.5	Fotoprodução de píons	54
3.2.6	Fotoprodução de pares	56
3.2.7	Interações Fotonucleares	56
3.3	Horizontes de perda de energia	57
3.4	Campo magnético extragalático	58
3.5	Campo magnético galáctico	62
3.6	Produção e propagação de secundários: neutrinos e fótons	63
3.6.1	Neutrinos	63
3.6.2	Fótons	63
3.7	O ambiente de propagação - CRPropa3	65
3.7.0.1	Módulos de interações e perdas de energia	66
3.7.1	Algoritmo de propagação	67

3.7.2	Campos magnéticos	68
3.7.3	Efeitos cosmológicos	69
4	SIMULAÇÃO DE UHECR EM CENTAURUS A	71
4.1	Centaurus A	71
4.1.1	Neutrinos	73
4.2	Condições da simulação	74
4.2.1	Propagação de neutrinos e fótons	78
4.3	Normalização do fluxo	78
4.4	Parâmetros	81
5	RESULTADOS	83
5.1	Efeitos do EGMF	83
5.2	Determinação dos parâmetros e fluxo de UHECR	84
5.3	Composição na Terra	85
5.4	Fluxo de secundários: neutrinos e fótons	86
5.5	Direção de chegada	87
5.5.1	UHECR	87
5.5.2	Efeito do campo magnético galáticos	88
5.5.3	Neutrinos e fótons secundários	89
5.5.4	Possibilidade de detecção	89
5.6	Excerto: AGNs como fontes locais	90
6	CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS	105
	REFERÊNCIAS	107
	APÊNDICES	121
	APÊNDICE A – ONDAS DE CHOQUE E MECANISMOS DE FERMI	123
A.1	Propriedades hidrodinâmicas	123
A.2	Ondas de choque e condições de Rankine-Hugoniot	126
A.3	Aceleração por Choques Difusivos - DSA	127
	APÊNDICE B – PERDA ADIABÁTICA DE ENERGIA	131
B.1	Partículas sem massa	131
B.2	Partículas massivas	132
	APÊNDICE C – CÓDIGOS	135
C.1	Script CRPropa3 - Propagação de núcleos	135

C.2	Script CRPropa3 - Propagação de neutrinos	138
	APÊNDICE D – MAPAS DE DIREÇÃO DE CHEGADA	141

1 INTRODUÇÃO

Até meados do século XX, a única janela de observação humana do Universo era baseada na luz visível. Conforme a tecnologia foi sendo desenvolvida e integrada à imaginação humana, novas janelas foram abertas, e atualmente utilizamos amplamente o espectro eletromagnético para observação do Universo: de ondas de rádio até raios gama. (16) Apenas recentemente iniciamos a observação por janelas não baseadas em radiação eletromagnética: na década de 1960 iniciou-se a detecção de neutrinos (17–19); e, em 2015, houve a detecção tão esperadas das ondas gravitacionais. (20) A abertura de cada janela de observação permitiu um entendimento mais amplo e profundo dos fenômenos físicos que ocorrem nos ambientes astrofísicos mais variados. Curiosamente, uma janela não baseada em radiação eletromagnética ou gravitacional já vinha sendo detectada a muito tempo: os raios cósmicos.*

Raios cósmicos têm sido definidos como partículas carregadas que atingem a Terra vindo do Espaço (21) e, embora esta definição compreenda a maior parcela, composta por núcleos totalmente ionizados e, em menor extensão, por elétrons, ela pode ser estendida para incluir fótons, neutrinos e nêutrons. Desde sua descoberta como radiação ionizante de origem extra-terrestre, este tem sido um atraente campo de pesquisa para físicos de partículas, astrofísicos, físicos de plasma, etc. Conforme muito bem descrito pela colaboração do Observatório Pierre Auger (22):

The history of cosmic ray research is a story of scientific adventure. For nearly a century, cosmic ray researchers have climbed mountains, ridden hot air balloons, and traveled to the far corners of the earth in the quest to understand these fast-moving particles from space. They have solved some scientific mysteries - and revealed many more.

Poderíamos considerar que a história dos raios cósmicos inicia-se tão cedo quanto a descoberta de Coulomb, em 1785, de que eletroscópios podem descarregar espontaneamente pela ação “do ar”, mesmo que não hajam falhas de isolamento. Essa questão envolveu também Faraday (1835) e Crookes que, em 1879, conclui que a ionização do ar é um agente direto em tais descargas. (23) Por volta de 1900, a opinião dominante era que a causa da ionização natural do ar era a radioatividade do solo terrestre. Diversos experimentos foram realizados para verificar influências da altitude na ionização do ar e, até o experimento de Wulf no topo da Torre Eiffel (1909–1910), acreditava-se que a Terra deveria ser a fonte de radiação. Apenas com as medidas de Domenico Pacini (1910), que comparavam o grau de

* Embora detectados, uma astrofísica baseada em raios cósmicos, com estudo intenso destas partículas é muito mais recente, tendo pouco mais de um século de existência.

ionização entre topos de montanhas, lagos e mar, mostrou-se que o solo não poderia ser a única fonte de radiação, devendo a atmosfera contribuir de alguma forma. (24)

A despeito das diversas personagens essenciais para o nascimento do estudo dos raios cósmicos, atualmente o físico austríaco Victor Hess é considerado o pai deste vasto campo de pesquisa. Hess realizou diversos voos de balão, chegando a atingir 5200 metros de altitude em 1912, quando demonstrou que, após atingir um mínimo, a ionização aumenta consideravelmente com a altitude, concluindo que a radiação ionizante deveria ter origem extra-terrestre. Seus resultados foram posteriormente confirmados pelo físico alemão Werner Kolhörster (1914). Embora muitas vezes considere-se que Millikan tenha sido, na década de 1920, o primeiro a utilizar a nomenclatura *radiação cósmica*, a terminologia já havia sido aplicada antes por Gockel e Wulf (1908), e em formas semelhantes por Wilson (1901, *radiação de fontes de fora de nossa atmosfera*) e Richardson (1906, *radiação de fontes extra-terrestres*). (23–25)

Diversos avanços em astrofísica e física de partículas foram possíveis graças ao estudo dos raios cósmicos, dentre os quais podemos citar a descoberta de diversas partículas que levou a importantes progressos para o entendimento da estrutura da matéria, produção de tecnologia, e evidências que objetos astrofísicos são capazes de produzir partículas de altíssimas energias. Atualmente, o estudo de raios cósmicos vem sendo estendido a: formação de nuvens e mudanças climáticas (por exemplo (26–29)); estabilidade de computadores quânticos (30); segurança em voos (31–33); e até mesmo como sonda para o estudo da estrutura interna da Grande Pirâmide de Giza. (34)

1.1 Conhecimento atual

Mesmo após mais de um século desde a descoberta dos raios cósmicos, os mistérios relacionados a eles não estão completamente desvendados e nem se tornaram menos atraentes. A identidade das fontes, os mecanismos físicos de aceleração, a importância do ambiente de propagação e mesmo a possibilidade de uma nova física em altíssimas energias, permanecem alvos de estudos, envolvendo grandes colaborações internacionais. (19, 35) Diversos experimentos foram construídos e estão sendo planejados ou aperfeiçoados para medir o fluxo, composição, e direção de chegada dos raios cósmicos[†]. O espectro de energia se estende entre 10^8 e 10^{20} eV, com uma janela de fluxo com mais de trinta ordens de grandeza, que torna impossível a detecção do espectro todo por um único tipo de experimento. Esta limitação técnica é utilizada para criar uma divisão típica entre raios cósmicos em energias da ordem de 1 PeV (10^{15} eV): energias inferiores podem ser detectados diretamente em observatórios espaciais, enquanto a parcela de mais alta energia é detectada de maneira indireta, via chuviros atmosféricos extensos gerados pela interação da partícula com a atmosfera terrestre. (21)

[†] Para uma lista detalhada veja o artigo de revisão (19).

O espectro de energia dos raios cósmicos carrega informações a respeito do mecanismo de aceleração na fonte e também de efeitos de atenuação devido à propagação. O espectro medido por diversos observatórios (Figura 1) pode ser descrito por distribuições tipo lei de potência,

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-s}, \quad (1.1)$$

com mudanças do índice espectral s . Em ~ 4 PeV, ocorre a primeira mudança no índice espectral, de 2,7 para 3,1, na região conhecida como *knee* (joelho). Um segundo *knee* está presente em ~ 600 PeV, no qual o índice espectral muda de 3,1 para 3,2. O *knee* é comumente atribuído a limitações na capacidade de aceleração de fontes galácticas até alguns PeV por núcleon, sendo que as ondas de choque presentes em remanescentes de supernovas são as fontes galácticas tradicionalmente aceitas. (36–40) Explosão de supernovas de estrelas do tipo Wolf-Rayet[‡] e/ou re-aceleração em ondas de choque de ventos galácticos poderiam fornecer componentes galácticas secundárias, dando origem ao segundo *knee*. Entretanto, o *knee* também poderia ser explicado por efeitos de transporte na galáxia, cenário no qual o efeito de limitações na capacidade de aceleração dariam origem ao segundo *knee*. (41–43)

O índice espectral sofre uma nova mudança, de 3,2 para 2,51 (36,44), na região do chamado *ankle* (tornozelo) em 5,0 EeV ($1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$) que pode ser vista com maiores detalhes no fluxo medido pelo Observatório Pierre Auger apresentado na Figura 2. Uma característica notável observada nos dados do Auger é a supressão do fluxo em ~ 50 EeV, cuja justificativa física é ainda pouco clara. O *ankle* é tradicionalmente entendido como a região de transição de um espectro dominado por componente galáctica para extragaláctica, podendo também ser uma característica intrínseca do espectro extragaláctico, com a supressão do fluxo podendo ser tanto devido a limitações de aceleração das fontes, quanto a efeitos de perdas de energia (como Efeito GZK ou perdas por processo Bethe-Heitler por prótons), espalação de núcleos pesados, aceleração em ondas de choques primordiais ao redor de aglomerados de galáxias, diferentes classes de radiogaláxias como aceleradores ou interações com o gás nas vizinhanças da fonte. (36,45–50) Atualmente, os raios cósmicos desta região, denominados raios cósmicos de altíssima energia (UHECR, da sigla em inglês *Ultra High Energy Cosmic Rays*) tem sido amplamente estudados, permanecendo muitas questões em aberto. (35)

Em 2020, a colaboração do Observatório Pierre Auger observou uma nova estrutura no espectro dos UHECR, localizada entre o *ankle* e a região de supressão. Em ~ 10 EeV o índice espectral muda de 2,51 para 3,05 e, ao atingir 50 EeV ocorre a supressão, com uma mudança de 3,05 para 5,1. Esta estrutura forma um platô entre o *ankle* e a supressão do fluxo na Figura 2. (44)

[‡] Estrelas atípicas que apresentam espectros com linhas de He, N, C e/ou O. São consideradas estrelas massivas que perderam a camada externa de H.

Figura 1 – Espectro de raios cósmicos medido por diversos experimentos.

Fonte: Adaptada de TANABASHI *et al.* (51)

Figura 2 – Espectro de UHECR medido pelo Observatório Pierre Auger.

Fonte: AAB *et al.* (44)

O espectro total de raios cósmicos é composto por cerca de 2% elétrons e 98% núcleos, dos quais 87% são prótons, 12% núcleos de hélio e 1% núcleos mais pesados. A composição tem sido melhor determinada para a fração menos energética (< 1 TeV), cujo fluxo é muito maior e pode ser diretamente medido por detectores espaciais. Para a faixa ultra energética do espectro (~ 1 EeV), onde é necessário estudar chuveis atmosféricos, a composição ainda é incerta e varia com a energia. (21,35)

Para resolver o quebra-cabeças dos raios cósmicos é imprescindível que a composição em massa dos UHECR seja determinada. A principal observável para reconstrução da composição nesta região é a profundidade atmosférica na qual existe um máximo de partículas no chuveiro, conhecido como X_{max} . Este comprimento típico surge devido ao crescente número de partículas geradas por reações em cadeia que ocorrem após a primeira interação do raio cósmico com a atmosfera, e posterior absorção das partículas de menor energia pela atmosfera. O X_{max} apresenta uma relação linear com $\langle \ln A \rangle$, onde A é a massa atômica do primário do chuveiro. As medidas mais recentes do Observatório Pierre Auger tem apontado para uma composição progressivamente mais pesada para energias acima de $\sim 10^{18,3}$ eV, mas ainda não atingiu nível estatístico suficiente para determinação da composição em energias acima de $10^{19,6}$ eV, como pode ser visto nas medidas de $\langle X_{max} \rangle$ e seu segundo momento $\sigma(X_{max})$ na Figura 3.

A determinação exata de $\langle \ln A \rangle$ depende dos parâmetros que o relacionam com o X_{max} medido. Para energias até 0,1 EeV, é possível obter-se estes parâmetros por experimentos realizados no *Large Hadron Collider* (LHC). Para energias mais altas, os parâmetros são obtido por extrapolação de modelos hadrônicos, dificultando a determinação precisa da composição. Três principais modelos têm sido empregos neste sentido: EPOS-LHC, Sibyll 2.3c e QGSJetII-04. Entretanto, tais modelos têm falhado na previsão do número médio de múons com energias maiores que 1 GeV, outra importante observável de chuveis atmosféricos extensos (52), embora a flutuação no número de múons estejam de acordo com as incertezas experimentais. (53)

Uma das maiores contribuições recentes para o entendimento da física dos UHECR veio de medidas da distribuição das direções de chegada. Estudos de anisotropias de larga escala realizados pela colaboração Pierre Auger revelaram a existência de uma modulação na taxa de detecção de eventos com significância estatística de $5,2\sigma$ para raios cósmicos com energia acima de 8 EeV (Figura 4). Esta modulação apresenta um perfil dipolar em função da ascensão reta, com direção apontando a 125° do centro galáctico, e pôs fim ao cenário onde fontes galácticas acelerariam partículas acima de $\sim$ EeV, que resultaria em um dipolo na direção do centro ou disco galáctico. (54) Para energias abaixo de 1 EeV, a modulação dipolar apresenta uma pequena amplitude que aponta para direção próxima do centro galáctico, enquanto que para energias de alguns PeV mede-se um dipolo de maior amplitude nesta direção, conforme reportado pelos observatórios IceCube,

Figura 3 – $\langle X_{max} \rangle$ e $\sigma(X_{max})$ medido pelo Observatório Pierre Auger, junto as previsões de modelos hadrônicos EPOS-LHC, Sibyll2.3c e QGSJetII-04.

Fonte: YUSHKOV. (10)

IceTop e KASCADE-Grande. (55–58) Portanto, hoje temos uma fortíssima evidência que UHECR com ≥ 8 EeV apresentam origem extragaláctica, com a transição da dominância Galáctica-Extragaláctica ocorrendo em alguns EeV. (55)

1.2 Fontes locais

A propagação dos raios cósmicos da posição de produção até a detecção na Terra produz efeitos muito relevantes. A importância da propagação fica evidente quando comparamos a abundância química de raios cósmicos de menor energia à abundância química da sua fonte – nossa galáxia. A princípio esperamos que a abundância química relativa nos raios cósmicos seja aproximadamente a mesma que a abundância química do sistema solar (típica da galáxia), mas existem diferenças importantes para os núcleos de Li, Be, B, Sc e Ti, por exemplo. Estas diferenças tem sido atribuídas a processos de espalação (quebra) dos núcleos mais abundantes durante a propagação ao colidirem com a matéria interestelar, gerando fragmentos (núcleos secundários) que se propagam até a Terra[§]. (21,59)

A existência de fontes extragalácticas implica que a distância de origem dos UHECR é da ordem de megaparsecs[¶]. O ambiente extragaláctico apresenta densidade de matéria muito menor que o ambiente galáctico, mas o Universo é preenchido por radiações de fundo e campos magnéticos extragalácticos. Os fótons das radiações de fundo colidem com os

[§] Existem outros fatores que corroboram esta hipótese, como os espectros desses secundários e a razão primário/secundário. (21)

[¶] 1 Mpc = 3.086×10^{22} m.

Figura 4 – Mapa, em coordenadas equatoriais, do fluxo de raios cósmicos com mais de 8 EeV indicando uma anisotropia de larga escala medida pelo Observatório Pierre Auger. O centro galáctico é indicado por uma estrela e o disco galáctico é indicado pela linha tracejada. Em branco está a região do céu inacessível para o Observatório Pierre Auger.

Fonte: ROULET *et al.* (55)

UHECR durante a propagação causando perdas de energia e mudanças na composição nos processos de produção de pares e^-e^+ , produção de píons e fotodesintegração de núcleos. A taxa com que essas interações ocorrem é dependente da energia das partículas e, no limite dos UHECR mais energéticos conhecidos, a fotoprodução de píons é dominante para prótons, e a fotodesintegração para núcleos. Estas interações produzem um efeito de *horizonte*, isto é, a distância máxima que uma partícula com determinada energia pode se propagar sem perder sua energia é limitada. A fotoprodução de píons constitui uma possível explicação para a supressão do espectro de UHECR, primeiramente considerada por Greisen (60) e Zatsepin & Kuzmin (61), que de forma independente previram este efeito, hoje conhecido como efeito GZK.

A existência de um horizonte finito para os UHECR junto ao fato que as fontes devem apresentar limitações na energia máxima emitida, implica que suas fontes não podem estar a distâncias arbitrariamente grandes, pois, neste caso, as partículas perderiam grande parte da sua energia durante a propagação. Um recente estudo vincula a distância máxima da fonte mais próxima entre 25 e 100 Mpc mesmo na presença de campos magnéticos extragalácticos. (62) Dado esta escala, a distribuição das principais fontes de UHECR é inferior a escala de homogeneidade de matéria do Universo, da ordem de 100 Mpc (63), e deve se manifestar em anisotropias de pequena escala na direção de chegada dos UHECR. A busca por anisotropias de pequena escala tem retornado resultados animadores. A detecção de um excesso de eventos vindo de uma direção do céu norteia a busca por possíveis fontes.

A colaboração Pierre Auger tem realizados correlações entre direções de chegada e catálogos de possíveis fontes, como radiogaláxias e *starburst galaxies*, levando a rejeição de uma hipótese isotrópica com $3,1\sigma$ e $4,5\sigma$, respectivamente. (64) Como partículas carregadas, os UHECR estão sujeitos a ação de campos magnéticos galácticos e extragalácticos, que podem aumentar as correlações com catálogos de radiogaláxias. (65) Espera-se que para energias acima de $\sim Z \times 20$ EeV, com Z a carga da partícula, a trajetória deva apresentar deflexões menores que 10° para propagações ~ 100 Mpc, mantendo informações residuais sobre a direção da fonte e possibilitando a busca por objetos próximos. (35, 62) Estas análises revelam uma significância estatística de $3,9\sigma$ na direção da radiogaláxia Centaurus A, podendo esta ser a primeira fonte de UHECR identificada. (64)

1.3 Astrofísica multimessageira

As incertezas técnicas e intrínsecas no estudo dos raios cósmicos nos obrigam a buscar o maior número de informações possível a fim de desvendar sua origem. Existem diversos mecanismos teóricos pelos quais partículas carregadas podem ser aceleradas no interior ou nas vizinhanças de objetos astrofísicos, alguns dos quais serão brevemente abordados no Capítulo 2. Entretanto, nenhum destes mecanismos está comprovado como responsável pela fração mais energética do espectro dos raios cósmicos. Em parte devido a dificuldade em se estabelecer que um objeto é, de fato, uma fonte de partículas ultra energéticas, visto que há um grande número de variáveis envolvidas no problema. Primeiramente, a detecção dos UHECR, cujo fluxo extremamente pequeno nos força construir observatórios que cubram áreas gigantescas (tais como o Auger (66) e o GRAND (12)) e recorrer aos chuviros atmosféricos gerados por estas partículas para detectá-las. O emprego dos chuviros atmosféricos inevitavelmente recai no problema de sua reconstrução para obter as características fundamentais das partículas que atingiram a Terra: energia, massa (composição) e direção de chegada. Mas, ainda que tivéssemos conhecimento destas três propriedades inequivocamente, tropeçamos em problemas para reconstruir a trajetória da partícula desde a fonte até a Terra, que envolve os campos magnéticos galácticos e extragalácticos, a composição química que é injetada pela fonte, as características da região aceleradora da fonte e outros.

Para obter o maior número de informação possível e entender a fonte e suas características, não podemos nos restringir a observar apenas os raios cósmicos carregados, e devemos recorrer às outras janelas disponíveis. Conforme já discutimos, a humanidade adquiriu muito conhecimento sobre o Universo à medida que estendeu suas observações astronômicas, antes restritas à região óptica, por todo o espectro eletromagnético. A combinação das informações nos permitiu determinar diversas características de objetos, tais como estabelecer a existência de núcleos ativos de galáxias e estrelas de nêutrons, além de revelar fenômenos transientes de altíssimas energias, como surtos de raios gama.

Para resolver o quebra-cabeça dos raios cósmicos, é fundamental fazermos o mesmo. Neste caso, devemos somar o conhecimento que possuímos de objetos astrofísicos fornecidos pela força eletromagnética (espectro eletromagnético) às outras forças fundamentais da natureza, como a astronomia de ondas gravitacionais e a detecção de neutrinos, que ocorre por meio de interações fracas. Denomina-se *astrofísica multimessageira* a observação de mensageiros de diferentes forças fundamentais para entender um fenômeno astrofísico. Esta abordagem consiste, grosso modo, em analisar informações recebidas por um mensageiro à luz de outro, ou buscar por coincidências/correlações entre sinais obtidos por diferentes mensageiros, de modo a identificar uma fonte comum. (67)

O primeiro exemplo de observação multimessageira ocorreu na década de 1960, quando o grupo de Raymond Davies detectou neutrinos solares na escala de MeV. (17) A detecção ocorreu por meio da interação fraca entre os neutrinos e átomos de ^{37}Cl contidos em um tanque de percloroetileno no interior da *Homestack Mine*, em Dakota do Sul. Esta detecção foi uma peça chave para a comprovação da teoria de produção de energia no interior das estrelas por fusão nuclear. (18) Outro exemplo foi a detecção de neutrinos vindos da supernova 1987a por três diferentes grupos, que precedeu medidas ópticas. (68–70) Um exemplo atual de extrema importância para a astrofísica multimessageira foi a correlação entre eventos de ondas gravitacionais e raios gama de uma fusão de estrelas de nêutrons. (71)

A astrofísica multimessageira é especialmente útil para interpretação dos eventos astrofísicos mais violentos existentes, tais como explosões estelares, superfície e vizinhança de objetos compactos (anãs brancas, estrelas de nêutrons, buracos negros), campos gravitacionais intensos e que variam rapidamente e ondas de choque em plasmas de altas velocidades. (19) Estes ambientes extremos são frequentemente associados à origem dos UHECR. A produção de raios cósmicos deve ser acompanhada da emissão de neutrinos e fótons de altas energias, partículas neutras que não estão sujeitas a ação dos complicados campos magnéticos do Universo, devendo assim apontar diretamente para a fonte produtora. Neste caso, destacamos a detecção combinada de fótons e neutrinos (MAGIC (72) e IceCube (73)), do blazar TXS 0506+056, a primeira fonte astrofísica associada a um evento de neutrinos de alta energia com significância estatística (3σ). Além da produção combinada de raios cósmicos, neutrinos e raios gama, a própria propagação dos raios cósmicos da fonte até a Terra leva a produção de neutrinos e gamas secundários de altas energias, cuja detecção nos possibilitaria impor vínculos importantes sobre a origem dos raios cósmicos. (36, 74) Esta produção será melhor descrita no Capítulo 3.

Pelo fato dos UHECRs e raios gama de alta energia estarem sujeitos a interações ao se propagarem no Universo, bem como deflexões no primeiro caso (e também no segundo, se considerarmos a produção de cascatas eletromagnéticas), os neutrinos e as ondas gravitacionais são mensageiros que carregam informações das regiões mais internas das maquinarias astrofísicas. Fótons são especialmente úteis para estudar as vizinhanças e

o ambiente da fonte astrofísica, e, junto aos neutrinos, permitem determinar parâmetros intrínsecos da fonte. Deste modo, a combinação de todos os mensageiros constituem a única forma de obter um amplo conhecimento sobre os objetos e ambientes astrofísicos, sendo indispensável no entendimento da origem e propagação das partículas mais energéticas conhecidas, os UHECR. (19,67)

1.4 Objetivos e Justificativa

No ano de 2019, o artigo de revisão intitulado *Open Questions in Cosmic-Ray Research at Ultrahigh Energies* (35) publicado como fruto da série de discussões “*The High-Energy Universe: Gamma-Ray, Neutrino, and Cosmic-ray Astronomy*” ocorridas no *Munich Institute for Astro- and Particle Physics* (2018), elencou dez itens de ações imprescindíveis para o entendimento da origem e identidade dos UHECR – fontes, mecanismos de aceleração, fluxo de mensageiros secundários e composição em massa. Cada ação é voltada para o entendimento das bases físicas dos UHECR, podendo ser teóricas ou experimentais. O presente trabalho se insere dentro das ações 3, 7 e 8, que são:

- Item de Ação 3: Identificação das fontes de UHECR - As fontes de UHECR podem ser encontradas por autocorrelação das direções de chegada ou por correlações de posições com catálogos de fontes astrofísicas, sendo necessários estudos dos efeitos de campos magnéticos galácticos e extragalácticos.
- Item de Ação 7: Realizar predições para fluxo de neutrino cosmogênico por meio de varreduras pelo espaço de parâmetros de modelos dos UHECR, incluindo incertezas nos campos magnéticos e modelos de interação hadrônica, de modo a caracterizar totalmente as incertezas. Tais incertezas constituem um problema no desenvolvimento da próxima geração de detectores de neutrinos.
- Item de Ação 8: Gerar predições atualizadas da emissão de neutrinos de altas energias de fontes pontuais, em estado estacionário e transiente.

Diante da importância e necessidade de uma abordagem multimensageira e dos ganhos que tal podem produzir na área de raios cósmicos, este trabalho busca aplicar modelos teóricos aceitos pela comunidade científica e atualizados para calcular os fluxos de UHECR e os neutrinos e raios gama secundários gerados em sua propagação, verificando a possibilidade de detecção por experimentos atuais e futuros. Os resultados serão aplicados para Centaurus A, o núcleo ativo de galáxia mais próximo da Terra e uma possível fonte de UHECR.

Este trabalho está dividido da seguinte forma: No Capítulo 2 serão descritos os mecanismos físicos que podem acelerar partículas à região ultra energética, bem como os objetos astrofísicos nos quais tal aceleração é possível; o Capítulo 3 trata da propagação das partículas desde a fonte até a Terra, serão abordados os mecanismos de perda de energia, os campos magnéticos galáctico e extragaláctico e os secundários neutros produzidos durante a propagação; no Capítulo 4 abordaremos Centaurus A como possível fonte de raios cósmicos, com bases conceituais e empíricas que corroboram tal hipótese; os resultados obtidos serão descritos e discutidos no Capítulo 5. Por fim, o Capítulo 6 contém as principais conclusões deste trabalho, bem como perspectivas para futuras investigações.

2 FONTES E MECANISMOS DE ACELERAÇÃO

Este capítulo tem por objetivo apresentar objetos astrofísicos que possam ser fontes de UHECR, bem como possíveis mecanismos de aceleração que vêm sendo explorados na literatura atual. Será dada especial atenção ao mecanismo de Aceleração por Choque Difusivo e aceleração em jatos de radiogaláxias. Os resultados descritos neste capítulo serão posteriormente aplicados a Centarus A no Capítulo 4.

2.1 Principais candidatos a fontes: o critério de Hillas

Em ambientes astrofísicos altamente energéticos a matéria se apresenta principalmente na forma de plasma, caracterizado por alta condutividade elétrica que impede a existência de grandes diferenças de potencial geradas por campos elétricos estáticos. A ausência de campo elétrico estático implica que o principal responsável pela aceleração das partículas carregadas deve ser campos magnéticos inhomogêneos ou dinâmicos, que geram forças eletromotriz. Assim, esperamos que os objetos astrofísicos mais promissores como fontes apresentem campos magnéticos intensos. (36)

Quaisquer que sejam os aceleradores dos UHECR, eles devem ser capazes de confinar as partículas até atingir altíssimas energias. Esta condição fornece um critério necessário (mas não suficiente) para a capacidade de aceleração em uma fonte, conhecido como *Critério de Hillas* (75)

$$E_{max} = \beta Z \left(\frac{B}{\mu G} \right) \left(\frac{L}{kpc} \right) \text{ EeV}, \quad (2.1)$$

que limita a energia máxima E_{max} que uma partícula de carga Ze pode adquirir em uma região aceleradora de dimensão L , campo magnético B , e velocidade típica β (em unidades de c) de variação do campo magnético.

O critério de Hillas traduz o fato de que a região aceleradora não pode ser menor que o raio de Larmor da partícula acelerada, visto que, neste ponto, ocorrerá um escape eficiente das partículas. O *diagrama de Hillas*, cuja versão atualizada é apresentada na Figura 5, classifica possíveis aceleradores de UHECR com base em sua dimensão e campo magnético, fornecendo indícios dos objetos astrofísicos mais promissores. As condições necessárias para aceleração de prótons a energias do *knee* ($\sim 10^{14,5}$ eV), *ankle* ($\sim 10^{18,5}$ eV) e supressão (*GZK*, $\sim 10^{19,6}$ eV) estão representadas como retas cruzando o diagrama. Também é apresentada a condição do feixe do LHC (verde) e um limite superior devido à perdas de energia por emissão síncrotron e interações com radiações de fundo (linha pontilhada cinza).

Figura 5 – Diagrama de Hillas.

Fonte: DOVA. (76)

A seguir são descritos alguns possíveis mecanismos de aceleração e os objetos astrofísicos em que atuam.

2.1.1 Indutor unipolar

Objetos astrofísicos com campo magnético intenso e velocidade angular relativística, tais como estrelas de nêutrons e buracos negros com discos de acreção magnetizados, podem acelerar partículas no mecanismo denominado *indutor unipolar*. Nestes objetos cria-se um fluxo de plasma relativístico onde é induzido o campo elétrico responsável por acelerar as partículas. (36, 77)

2.1.2 Partículas remanescentes

Nos modelos *Top-Down* a fonte dos UHECR seriam partículas remanescentes do Universo primordial, com energia de repouso maior que 10^{21} eV. Entretanto, estes modelos perderam relevância por não descreverem bem os dados de composição, anisotropia, índice espectral e o fluxo de secundários (neutrinos e raios gama) medido por observatórios como Auger, HiRes e Telescope Array. (78)

2.1.3 Mecanismos de Fermi

Turbulências em plasmas e ondas de choque são especialmente interessantes para aceleração de partículas carregadas em objetos astrofísicos por meio dos mecanismos de Fermi. Estes modelos são baseados na transferência de energia do nível macroscópico para o nível microscópico através da interação das partículas com irregularidades magnéticas presentes no meio, comumente denominadas *espelhos magnéticos*. A primeira versão do

mecanismo foi proposta por Fermi em 1949 (79), sendo hoje conhecida como Mecanismo de Fermi de Segunda Ordem. Nesta versão os espelhos surgem por turbulências magnéticas do meio, e é produzido um ganho de energia proporcional a $\Delta E/E \propto U^2/c^2$ para as partículas, sendo U a velocidade típica das nuvens magnetizadas. A aceleração por choques difusivos (*Diffusive Shock Acceleration*, DSA) é um tipo de Mecanismo de Fermi de Primeira Ordem, em que o movimento de nuvens magnéticas coerentes gera um ganho de energia $\Delta E/E \propto U/c$, sendo mais eficiente que o mecanismo de Segunda Ordem, ao menos no limite de velocidades não-relativísticas. (21,36)

Estes mecanismos podem atuar, por exemplo, em regiões de:

- acreção de matéria, como vizinhança de buracos negros e no interior de grandes estruturas, como aglomerados de galáxias e filamentos;
- eventos explosivos como Surtos de Raios Gama (*Gamma-Ray Bursts*, GRB), que são explosões extremamente energéticas em que há emissão de grandes quantidades de radiação gama, em intervalos que duram de milissegundos até alguns minutos. Intensas ondas de choque são produzidas pelo impacto do fluxo gerado na explosão, tanto entre camadas internas quanto com a matéria do meio interestelar (36,80);
- intensa atividade de formação estelar, como em *Starburst Galaxies*, nas quais é produzido um intenso fluxo magnetizado de partículas (*ventos estelares*) (36,81);
- propagação de jatos relativísticos pelo ambiente intergaláctico, como os produzidos em Núcleos Ativos de Galáxias (*Active Galactic Nuclei*, AGN).

Dentre os objetos acima, nos focaremos nos AGNs, nos quais a aceleração pode ocorrer na magnetosfera do buraco negro central ou em ondas de choque produzidas pela propagação de jatos relativísticos. Raios gama e neutrinos também devem ser produzidos durante a aceleração devido à emissão síncrotron e interações foto-hadrônicas. (36) Nas próximas seções daremos ênfase ao mecanismo DSA e às regiões em que ele pode atuar nos jatos de AGNs, de modo a obter um modelo fenomenológico aplicável à fontes reais.

2.2 Mecanismos de Fermi e Aceleração por Choques Difusivos

O mecanismo de aceleração por choques difusivos (*Diffusive Shock Acceleration*, DSA) está entre os mais explorados atualmente, sendo tradicionalmente aceito como o atuante na aceleração de partículas até ~ 1 PeV em remanescentes de supernovas. (21,36) A DSA é um mecanismo de Fermi de primeira ordem que ocorre na presença de ondas de choque intensas e foi proposta por diversos pesquisadores nos anos 1970. (82–85) Este mecanismo satisfaz o principal requisito de um modelo teórico para produção de raios

cósmicos: gerar um espectro tipo lei de potências para todas as partículas carregadas

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-s}, \quad (2.2)$$

com índice espectral s . Além disso, a princípio, é capaz de acelerar partículas até energias da ordem de 10^{20} eV, caso elas permaneçam tempo suficiente na região aceleradora. A seguir, discutimos as principais hipóteses e resultados do modelo, apresentado com detalhes no Apêndice A.

Os modelos de Fermi partem da hipótese que as partículas carregadas são aceleradas estocasticamente ao colidirem com os espelhos magnéticos. Obtém-se que o índice espectral s é dado por

$$s = -1 + \frac{\ln P}{\ln \beta}, \quad (2.3)$$

sendo P a probabilidade da partícula continuar na região de aceleração e β o fator de ganho de energia após cada colisão. No mecanismo de Segunda Ordem estes fatores não são obtidos a priori. No caso da DSA, s pode ser calculado teoricamente, estando em uma faixa típica entre 2 e 3. (21)

2.2.1 Ondas de choque e DSA

A DSA restringe-se à aceleração em regiões de fluxo coerente, como a vizinhança de ondas de choque intensas. (21) Ondas de choque são relativamente comuns em objetos astrofísicos. Eventos explosivos (como supernovas e GRBs), a propagação de jatos relativísticos pela matéria interestelar e a colisão de galáxias, são exemplos de processos que enriquecem o ambiente galáctico ou intergaláctico com ondas de choque. No ambiente interestelar também podem existir ondas de choque produzidas, por exemplo, pela interação de ventos estelares com magnetosferas planetárias. (77)

As ondas de choque são produzidas quando um fluido é submetido à perturbações finitas. Em geral, quando um fluido é submetido à perturbações pequenas, ocorre um fluxo de energia e momento na forma de uma onda sonora, caracterizada por regiões de alta e baixa pressão. Neste caso, a perturbação a qual o meio foi submetido e, conseqüentemente a amplitude da onda, é pequena, de modo que as propriedades do meio não se alteram muito. Entretanto, a velocidade de propagação é maior quanto maior a densidade do meio. Caso a amplitude seja finita ocorrerá que as regiões de maior densidade (as cristas) se propagarão com velocidade maior, enquanto os mínimos de densidade se propagarão com velocidade menor, até que o pico e o vale se encontrem e formem uma *superfície de descontinuidade*, que caracterizará a onda de choque (Figura 6). Note que não é necessário nenhuma condição inicial especial para a produção de ondas de choque, basta que o meio esteja sujeito a uma perturbação suficientemente intensa. (77)

A *superfície de descontinuidade* separa parcelas do fluido com propriedades físicas, como pressão, densidade e temperatura diferentes, que podem ser vistas pictoricamente na

Figura 6 – Formação de uma onda de choque.

Fonte: LANDAU. (86)

Figura 7: a região anterior à onda de choque (Região 2) e a região após a onda de choque (Região 1). Além disso, existe um fluxo de massa através da superfície*. O fluxo de partículas pela descontinuidade do choque tende a produzir amplificações magnéticas, gerando instabilidades no plasma que levam à turbulências e irregularidades. Estas aumentam o espalhamento e tendem a isotropizar rapidamente a direção da velocidade das partículas em ambas as regiões. (21, 36)

Na DSA parte-se da hipótese que existam partículas relativísticas de velocidade v tanto à frente quanto atrás do choque. A onda de choque é não-relativística, de modo que, no sistema de referência da onda, ambas as regiões movem-se a uma velocidade $u_i \ll c$ ($i = 1, 2$). A partícula colide com um espelho magnético em um ângulo θ em relação à normal da superfície do espelho, de modo que sua energia após a colisão é

$$E_f = \gamma_u^2 E \left(1 + 2 \frac{u}{c} \cos \theta + \frac{u^2}{c^2} \right), \quad (2.4)$$

assumindo que a massa do espelho é infinita e que a colisão é elástica. No caso do mecanismo de Fermi de Segunda Ordem, a direção aleatória dos espelhos magnéticos anula o termo de ordem u , resultando em um mecanismo de segunda ordem. Na DSA o fluxo convergente gerado pela onda de choque mantém o ganho de energia em primeira ordem.

O fato da velocidade das partículas serem rapidamente isotropizadas possibilita a ocorrência de múltiplos cruzamentos pelo choque. Conforme mostramos no Apêndice A, independentemente da posição de uma partícula em relação à onda de choque, ao cruzá-la haverá ganho de energia, que só é obtido devido ao fluxo convergente produzido pelo

* Superfícies de descontinuidade caracterizadas pela ausência de troca de massa entre os fluidos são denominados *descontinuidades tangenciais* e são altamente instáveis. (77)

Figura 7 – Aceleração por choque difusivo. A figura mostra duas nuvens, separadas pela onda de choque, como vistas no referencial da onda de choque, além dos espelhos magnéticos gerados por irregularidades magnéticas na nuvem (em azul).

Fonte: Elaborada pelo autor.

choque. Uma onda de choque intensa e não-relativística propagando-se em um meio com partículas relativísticas deve fornecer $s \approx 2$ e, devido ao caráter estocástico do modelo, produzir uma distribuição isotrópica de partículas.

Embora este seja um modelo simplista, seu sucesso em fornecer um espectro tipo lei de potências com índice espectral compatível ao esperado das medidas, sugere que o mecanismo de Fermi contém as bases físicas necessárias para a aceleração. Um tratamento completo deve considerar que as ondas de choque podem apresentar diferentes geometrias; que o campo magnético atuante na região da onda de choque pode ser paralelo, inclinado ou perpendicular em relação à normal do choque; que a região de aceleração apresenta dimensão finita; que existem perdas por radiação durante a aceleração; e, que existe a possibilidade da onda de choque ser relativística. (21, 77)

Em ondas de choque ultrarrelativísticas a aceleração deve ser ineficiente e, o regime ligeiramente relativístico pode ser o mais eficiente. (87) Neste caso, a amplificação magnética por mecanismos magneto-hidrodinâmicos não é muito eficiente, porque as partículas apresentam grande probabilidade de escapar da região aceleradora: o comprimento de coerência do campo magnético se torna muito maior que o raio de Larmor das partículas, e a ausência de instabilidades magnéticas não produz reflexão das partículas, que sofrem advecção nas linhas de campo. O fato da distribuição de partículas no referencial da onda de choque não ser mais isotrópica dificulta a obtenção de expressões analíticas para o índice espectral. Estudos analíticos e simulações numéricas têm demonstrado que o índice espectral nestes casos deve ser aproximadamente $s \approx 2,2 - 2,3$, no limite de partícula teste. (88–91)

Um problema presente nos mecanismos de Fermi é assumir a existência de partículas

ao menos marginalmente relativísticas que possam ser aceleradas, conhecido como *problema de injeção*. As partículas injetadas devem ter energias suficientemente altas para que perdas por emissão de radiação não impeçam a aceleração. Uma solução tradicional é considerar a cauda mais extrema do espectro térmico, que pode ser populada por colisões térmicas ou por campos elétricos transientes. (21, 77)

Em geral, a aceleração cessa quando o tempo t_a necessário para acelerar uma partícula até energia E se iguala ao tempo típico de perda de energia por processos radiativos t_r . Podemos entender tal fato pensando no livre caminho médio de aceleração e de perda de energia: se a partícula precisa percorrer uma distância para ganhar energia maior que a distância para perder energia, a aceleração não será possível. Em geral, temos que (77, 92)

$$t_a = b_1 E \qquad t_r = \frac{1}{b_2 E} \qquad (2.5)$$

com b_1 uma constante dependente do campo magnético e da velocidade antes e após o choque e b_2 uma constante dependente do processo de perda de energia, no caso de emissão síncrotron ou Compton inverso. Outra limitação importante é o tempo de vida T da fonte. Por conta destas limitações, a energia máxima que uma partícula pode atingir pode ser estimada fazendo $t_a \approx t_r$ ou $t_a \approx T$. (77)

2.3 Aceleração em radiogaláxias

Núcleos Ativos de Galáxias (*Active Galactic Nuclei*, AGN) estão presentes em uma classe de galáxias com emissão incomum de energia em sua região central, sendo objetos de alta luminosidade em todo o espectro eletromagnético. AGNs emitem um espectro contínuo não-térmico com a presença de linhas espectrais, e muitos deles apresentam alta variabilidade. O modelo de unificação dos AGNs é que um buraco negro supermassivo sofre acreção de matéria formando um disco de acreção, conforme mostrado na Figura 8. Este modelo foi corroborado pela observação recente da região ativa da galáxia M87. (93) A alta luminosidade destes objetos ($\sim 10^{38-46}$ erg/s) é resultado do atrito entre camadas adjacentes de gás com diferentes velocidades no disco de acreção, que aquece e emite radiação. (94) Um toro de gás e poeira também está presente ao redor do disco de acreção, além de diversas nuvens de gás que são responsáveis pela emissão de linhas espectrais: as nuvens mais próximas da região central (em coloração escura na figura) emitem linhas espectrais alargadas por Efeito Doppler, enquanto as nuvens mais distantes geram linhas estreitas e, devido sua baixa densidade, podem ocorrer transições proibidas[†]. (21, 96)

[†] Linhas proibidas apresentam uma probabilidade de ocorrência muito baixa, sendo proibidas pelas regras de seleção para transições de dipolo elétrico. Entretanto, são permitidas para transições de quadrupolo elétrico ou dipolo magnético. Em condições normais, o átomo deve desexcitar por colisões ou por transições permitidas antes de sofrer uma transição proibida, porém no caso de gases com densidade extremamente baixa estas transições podem ocorrer. (95)

Figura 8 – Modelo Unificado para Núcleos Ativos de Galáxias.

Fonte: KACHELRIEß. (97)

Os AGNs podem apresentar jatos relativísticos emitidos ao longo do eixo de rotação do buraco negro supermassivo central. Linhas de campo magnético ancoradas no buraco negro se entrelaçam durante a rotação, produzindo instabilidades e regiões de reconexão magnética, que podem acelerar partículas presentes no jato ou em nuvens circunvizinhas. Estes “minijatos” produzidos durante o processo de reconexão explicam a alta variabilidade de alguns AGNs. (98)

No modelo unificado, diferentes ângulos de visão de AGNs levam a diferentes tipos de objetos, conforme podemos ver na Figura 8. A classe inclui Galáxias Seyfert I e II, quasares, blazares e radiogaláxias. Radiogaláxias são galáxias em que a emissão nos comprimentos de onda de rádio é especialmente intensa, cerca de 10^8 vezes maior que a encontrada em outras galáxias. A radiação em rádio detectada destes objetos possui um espectro não-térmico, frequentemente parametrizado por uma densidade de fluxo a uma dada frequência ν na forma de uma lei de potência. (21,96,99) O fato da emissão ser linearmente polarizada indica que o mecanismo de geração desta radiação é via emissão síncrotron. (21,96)

A maior parte das radiogaláxias possuem jatos de material relativístico sendo ejetado da região central. Podem ocorrer regiões de brilho intenso, que, juntamente com a luminosidade em rádio foi utilizada por Faranoff e Riley (100), em 1974, para criar uma classificação. Eles encontraram que a maior parte das radiogaláxias com potência maior que $10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ medidas em 1,4 GHz possuíam pontos de alto brilho (*hotspots*) distantes

da galáxia hospedeira, com os chamados lobos presentes, sendo hoje conhecidas como FRII; enquanto radiogaláxias de menor luminosidade apresentavam superfícies com brilho mais intenso próximas do núcleo, denominadas plumas, hoje conhecidas como FRI. O modelo para radiogaláxias se baseia na emissão simétrica de dois jatos relativísticos colimados que se propagam no meio intergaláctico. Em FRII os jatos se estendem por ≥ 100 kpc no espaço extragaláctico, formando lobos de alto brilho na região de terminação que podem aparecer como fontes duplas de rádio em observações. Por outro lado, em FRIs os jatos terminam dentro do ambiente galáctico, formando superfícies de brilho em rádio próximas do centro. (101)

O Critério de Hillas indica que os AGNs são ótimos candidatos para aceleração de partículas a altíssimas energias, visto que jatos de plasma emanam próximos do buraco negro supermassivo central, podendo se estender por centenas de quiloparsecs. (102) Além disso, os jatos astrofísicos se propagam com velocidade superior a do som no meio, favorecendo a produção de ondas de choque intensas. (92) A propagação do jato pelo ambiente galáctico produz diversas estruturas, que podem ser diferentes nos casos de FRI e FRII. No caso das FRII, o jato encontra o ambiente ainda colimado e produz um intenso choque em formato de arco (*bow-shock*) e choques de terminação que produzem *hot-spots*; já em FRI, o jato sofre decolimação nos primeiros parsecs, gerando maiores ângulos de abertura, além de também sofrer desaceleração devido, possivelmente, à processos de arraste de gás frio que é incorporado ao jato. Em FRI, o jato termina em lobos ou plumas, sem a formação de *hot-spots*. (103–107)

Em cada região podem ocorrer diferentes mecanismos de aceleração e tipos de choques. A Figura 9 mostra os mecanismos de aceleração esperados em um jato de uma radiogaláxia FRII. A região próxima a base do jato deve apresentar alta magnetização σ , favorecendo aceleração pelo mecanismo de reconexão magnética. A região do interior do jato (*beam*), do *backflow* e do choque de terminação (*TS*) apresentam números de Mach (M_{ms}) elevados, sendo especialmente favoráveis para aceleração via DSA. A região dos lobos são dominadas por turbulência, como pode ser visto pela razão da velocidade de turbulências e da velocidade do fluxo do jato (u_{turb}/u), sendo regiões com dominância de mecanismo de Fermi de segunda ordem. (92)

Estudando o comportamento de jatos de radiogaláxias FRII, Matthews, Bell, Blundell e Araudo (102) encontraram que as regiões ideais para aceleração em jatos de AGNs são os choques dos *backflow* (fluxo de retorno). *Backflows* constituem a parcela de correntes de partículas liberadas em um jato relativístico que podem retornar às vizinhanças do AGN. (107) A Figura 10 mostra o perfil de velocidade de um jato em uma simulação efetuadas por Matthews *et al.* (102) Nesse caso, as ondas de choque (em preto) são produzidas por ondas de retorno supersônicas, com choques de ~ 2 kpc e velocidades de $\sim 0,2c$. Por cobrir uma faixa de velocidades os choques dos *backflows*: (a)

Figura 9 – (a) Possível perfil da magnetização σ , do número de Mach magnetosônico M_{ms} e da razão da velocidade de turbulências e da velocidade do fluxo do jato (u_{turb}/u). (b) Simulação de um jato de um jato de AGN com os mecanismos de aceleração esperados em cada região.

Fonte: MATTHEWS *et al.* (92)

podem evitar problemas decorrentes de aceleração em choques fortemente relativísticos; (b) existem diversos choques que são formados, possibilitando amplificação magnética e que as partículas sofram múltiplos cruzamentos de choques, elevando o ganho de energia. (102)

Embora a análise acima tenha sido realizada para radiogaláxias FR II, os *backflows* não estão restritos a elas. De fato, *backflows* levemente relativísticos são esperadas em jatos de FRI teoricamente, além de serem sugeridas por meio de observações. (107) Também existem trabalhos observacionais que propõe a existência de *backflows* na galáxia FRI Centaurus A. (108–110)

2.3.1 Campos magnéticos e rigidez máxima

A fim de utilizar modelos teóricos para estimar o fluxo de partículas e a rigidez máxima que uma radiogaláxia alcançará, é necessário empregar um observável físico. Utilizaremos a luminosidade emitida em rádio L_ν , medida em uma frequência ν , a partir da qual será estimado a luminosidade do jato e, assim, o campo magnético na fonte. Aplicaremos a abordagem de Eichmann *et al.* (111) que leva em conta resultados de Pacholczyk. (112)

Suponha que a energia total de uma jato E_{jet} esteja distribuída principalmente entre partículas relativísticas - elétrons (E_e) e raios cósmicos (E_{cr}) - e no campo magnético (E_B) (112), de modo que

$$E_{jet} = E_e + E_{cr} + E_B. \quad (2.6)$$

Os elétrons e os núcleos relativísticos emitem energia na forma de radiação síncrotron

Figura 10 – Esquerda: Velocidade e número de Mach para uma simulação de propagação de um jato. As ondas de choque são indicadas em preto/cinza. Podemos observar a existência de diversos choques na região dos *backflows*. Direita: Mapa de trajetória para elementos do fluido do jato que passam a constituir o *backflow*.

Fonte: MATTHEWS *et al.* (102)

na presença de um campo magnético de intensidade B . No caso de uma distribuição de elétrons na forma de lei de potências, é possível mostrar que a energia total na parcela eletrônica é (112)

$$E_e = c_1 B^{-3/2}, \quad (2.7)$$

enquanto energia magnética contida na região de aceleração é proporcional à B^2 ,

$$E_B = c_2 B^2, \quad (2.8)$$

sendo c_1 e c_2 constantes em relação à B .

Supondo que a parcela de energia contida nos raios cósmicos seja $E_{cr} = \zeta E_e$, obtemos então

$$E_{jet} = (1 + \zeta) E_{cr} + E_B = (1 + \zeta) c_1 B^{-3/2} + c_2 B^2. \quad (2.9)$$

Minimizando E_{jet} como função do campo magnético (condição de energia mínima), temos

$$0 = \frac{dE_{jet}}{dB} = B_*^{-1} \left(-\frac{3}{2} (1 + \zeta) E_{cr} + 2E_B \right) \Rightarrow \frac{E_B}{E_{cr}} \Big|_{B_*} = \frac{3}{4} (1 + 1/\zeta) \quad (2.10)$$

e, portanto, (112)

$$E_{jet} = (1 + 1/\zeta) \frac{7}{4} E_{cr} = \frac{7}{3} E_B. \quad (2.11)$$

O fator ζ depende do mecanismo de produção dos elétrons relativísticos no ambiente do jato, podendo variar entre ~ 1 e ~ 1000 . (112) Em mecanismos de aceleração por choques intensos $\zeta \approx 40$. (113) Supondo que $1/\zeta \ll 1$ e um estado estacionário, temos que a luminosidade do jato L_{jet} é

$$L_{jet} = \frac{7}{4}L_{cr} = \frac{7}{3}L_B, \quad (2.12)$$

que fornece uma maneira de encontrar a parcela de energia depositada em raios cósmicos e no campo magnético, se energia cinética do jato for conhecida. (111)

Entretanto, pode ocorrer que radiogaláxias apresentem campos magnéticos fora da equipartição de energia com as partículas. (114) Podemos expressar esta condição fazendo

$$\frac{E_B}{E_{cr}} = \tilde{\eta} \frac{E_B}{E_{cr}} \Big|_{min}, \quad (2.13)$$

para $\tilde{\eta} > 0$. Obtemos

$$E_{jet} = (1 + 1/\zeta)E_{cr} + E_B = (1 + 1/\zeta)(1 + \frac{3}{4}\tilde{\eta})E_{cr}, \quad (2.14)$$

sendo que para $\tilde{\eta} = 1$ recuperamos a condição de equipartição de energia. Logo, no estado estacionário,

$$L_{jet} = \frac{1}{g_{cr}}L_{cr} = \frac{1}{1 - g_{cr}}L_B, \quad (2.15)$$

com $g_{cr} := (1 + 1/\zeta)^{-1}(1 + \frac{3}{4}\tilde{\eta})^{-1}$. Para $\zeta \gg 1$, $g_{cr} = (1 + \frac{3}{4}\tilde{\eta})^{-1}$, sendo que, na condição de equipartição de energia $g_{cr} = 4/7$. (50)

2.3.2 Potência cinética do jato

A relação 2.15 permite estimar a capacidade de injeção de raios cósmicos primários pela fonte se conhecermos a potência cinética do jato. Para este fim, tem-se utilizado relações de escala entre a potência do jato L_{jet} e a luminosidade em rádio L_ν , assumida como (115)

$$L_{jet} = AL_\nu^{\beta_L}, \quad (2.16)$$

que deve ser calibrada teórica ou empiricamente. O método da cavidade de raios-X tem sido o mais aplicado (115–118), e baseia-se na detecção de depressões nas superfícies de brilho de raios-X (cavidades de raios-X) associadas aos lobos de radio extensos: os jatos inflam estas cavidades que possuem pouco gás quente, mas apresentam elétrons de altas energias que emitem na região do rádio. (119) Empiricamente, uma boa resolução na detecção das cavidades de raios-X é imprescindível para a aplicação do método, o que acaba por limitá-lo a galáxias de baixa potência em ambientes densos, tais como FRI. (115)

Diversas calibrações foram realizadas para a relação 2.16. Aplicaremos, em nossa análise, a expressão obtida por Cavagnolo *et al.* (118)

$$\log(L_{jet}/10^{42}\text{erg s}^{-1}) = (0,75 \pm 0,14) \frac{L_{1,4}}{10^{40}\text{erg s}^{-1}} + (1,91 \pm 0,18). \quad (2.17)$$

Conhecendo a relação entre a emissão em rádio e a potência do jato, podemos definir a potência de raios cósmicos emitida pela fonte. Usando a relação 2.15 podemos escrever que (111)

$$L_{cr} = g_{cr} A L_{\nu}^{\beta_L}, \quad (2.18)$$

onde o parâmetro g_{cr} é próprio de cada fonte e está ligado a eficiência da conversão da energia interna do jato em raios cósmicos.

Além da luminosidade, precisamos encontrar a energia máxima que uma fonte pode acelerar os raios cósmicos. De acordo com Eichmann *et al.* (111), esta energia pode ser estimada conhecendo a escala de tempo na qual uma partícula está sujeita à aceleração e o tempo típico de escape da região de aceleração, resultando em

$$R_{max} := \frac{E_{max}}{Ze} = \frac{\beta_{choque}}{f} B r, \quad (2.19)$$

sendo que R é denominada *rigidez* da partícula e $\beta_{choque} = v_{choque}/c$ a velocidade do choque que a partículas cruza. O fator f é necessário para levar em conta os detalhes do plasma em que ocorre a aceleração, sendo que $1 \leq f \leq 8$ para campos magnéticos fortemente turbulentos e geometrias padrão. (50)

Se o jato apresenta geometria aproximadamente cilíndrica, obtemos que a potência magnética no jato é

$$L_B = v_{jet} \pi r^2 \frac{B^2}{8\pi} = \frac{c \beta_{jet}}{8} r^2 B^2 \approx (1 - g_{cr}) L_{jet}, \quad (2.20)$$

sendo a última igualdade válida pela Eq. 2.15. Segue que

$$R_{max} = g_{ac} \sqrt{\frac{(1 - g_{cr} L_{jet})}{c}} = \frac{g_{ac}}{e} \sqrt{(1 - g_{cr}) \alpha_{EM} \hbar L_{jet}^0} \quad (2.21)$$

onde definimos $g_{ac} = \sqrt{\frac{8\beta_{choque}^2}{f^2 \beta_{jet}}}$.

Portanto, conhecendo luminosidade em rádio de uma radiogaláxia, reduzimos o problema do fluxo emitido e a energia máxima em raios cósmicos a dois fatores: g_{ac} , referente à eficiência na aceleração; e g_{cr} , referente à eficiência de conversão de energia na forma de raios cósmicos. (50, 111)

Colocando os valores obtidos por Cavagnolo *et al.* (118), encontramos as seguintes relações[‡]

$$L_{cr} = g_{cr} 8,6 \times 10^{43} \left(\frac{L_{1,1}}{10^{40} \text{ erg/s}} \right)^{0,75} \text{ erg/s} \quad (2.22)$$

[‡] Para usar os dados de luminosidade medidas em 1,1 GHz é preciso converter a luminosidade de 1,4 GHz para 1,1 GHz. Para isso, assume-se que a potência em rádio tem a forma $P_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$, com índice espectral $\alpha = 0,6$ do catálogo de Van Velzen. (120) A luminosidade é encontrada por $L_{\nu} = \nu P_{\nu}$.

$$R_{max} = 15g_{ac}\sqrt{1 - g_{cr}}\left(\frac{L_{1,1}}{10^{40} \text{ erg/s}}\right)^{3/8} \text{ EV}, \quad (2.23)$$

que utilizaremos para estimar L_{cr} e R_{max} de radiogaláxias tipo FRI.

3 PROPAGAÇÃO DE PARTÍCULAS

O fato dos UHECR possuírem origem extragaláctica, inevitavelmente, implica que eles viajam distâncias maiores que megaparsecs, até serem detectados na Terra. O Universo é preenchido por radiações de fundo em diversos comprimentos de onda, que interagem com os UHECR e ocasionam perdas de energia para estes ao produzir outras partículas, como píons. Além disso, como a energia cinética é dependente de observador, a expansão do Universo também representa diminuição de energia das partículas para um observador na Terra. Neste Capítulo, vamos analisar como a expansão do Universo e as colisões com radiações de fundo influenciam na energia dos UHECR e apresentar os campos magnéticos atuantes durante sua propagação. No final do Capítulo, será descrito o ambiente de propagação CRPropa3 (2) que será utilizado nas simulações realizadas neste trabalho.

3.1 Universo em expansão: perda adiabática de energia

Inicialmente vamos abordar o problema da expansão do Universo. Conforme o Universo expande, dois objetos em repouso no sistema de coordenadas que enxerga o Universo homogêneo e isotrópico vêem a distância física entre eles aumentar por um fator $a(t)\sqrt{\varphi}$, sendo $a(t)$ chamado de *fator de escala* e φ uma função dependente da curvatura do espaço. A partir de $a(t)$ define-se o parâmetro de Hubble

$$H(t) := \frac{1}{a(t)} \frac{da}{dt}, \quad (3.1)$$

e $H_0 := H(t_0)$ a Constante de Hubble, com t_0 o instante atual. (16)

A evolução do Universo é regida pela densidade de energia e pela equação de estado da matéria que preenche o Universo. Esta pode ser escrita na forma do *parâmetro de densidade* Ω , que representa a densidade em unidades da *densidade crítica*, para a qual o Universo seria plano. (16) De acordo com medidas recentes (121), o Universo é aproximadamente plano com parâmetro de densidade na forma de radiação Ω_γ muito pequeno quando comparado à densidade Ω_m na forma de matéria fria (cuja pressão pode ser ignorada) e dominado por energia escura (Ω_Λ). Nessas condições, podemos expressar $H(z)$ por

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}, \quad (3.2)$$

sendo $H_0 \approx 67,3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m \approx 0,315$ e $\Omega_\Lambda \approx 0,685$. (121)

Conforme demonstrado no Apêndice B, a expansão do Universo gera uma taxa de perda de energia

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = H(t), \quad (3.3)$$

para partículas no regime ultrarrelativístico, tais como os UHECR. Esta expressão pode então ser entendida a luz do comprimento de onda de de Broglie da partícula: conforme a partícula se propagada, seu comprimento de onda aumenta, como se a onda estivesse “esticando” com o próprio espaço. Conforme demonstrado no Apêndice B, a energia pode ser escrita em função do redshift (z) como

$$E(z) = E|_{z=0}(1+z). \quad (3.4)$$

Note que a energia medida no instante atual ($z = 0$) é menor que a energia da partícula no instante de produção ($z > 0$), efeito conhecido como *perda adiabática*. Podemos entender que as partículas exercem trabalho sobre o espaço durante a expansão e, como consideramos o Universo como sistema isolado, não há fluxo de calor, de modo que o trabalho de expansão é dito adiabático.

3.2 Interações com fótons de fundo

Dentre os mecanismos de perda de energia que ocorrem durante a propagação, são essenciais os que envolvem interações com os fótons de fundo (γ_b). Para prótons ultrarrelativísticos, os principais mecanismos de perdas de energia são:

- Produção de Pares elétron-pósitron por fótons nas vizinhanças do campo do próton (Processo de Bethe-Heitler)

$$p + \gamma_b \rightarrow p + e^- + e^+; \quad (3.5)$$

- Fotoprodução de um ou múltiplos píons

$$p + \gamma_b \rightarrow N + k\pi, \quad (3.6)$$

onde N é um núcleon (próton ou nêutron) e k o número de píons produzidos.

A fotoprodução de píons é o processo de perda de energia dominante para prótons de mais altas energias. No caso de núcleos, também são incluídas fotodesintegrações que, além de perdas de energia, levam a mudanças na composição. Vamos apresentar as radiações de fundo e então analisar as interações dos fótons com os UHECR.

3.2.1 Radiação eletromagnética de fundo

Segundo o modelo de evolução atual, no passado o Universo era menor e mais quente. Podemos visualizar tal fato pela Equação 3.4, onde para $a(t) < a(t_0)$ ou em instantes $z > 0$, a energia das partículas era maior. Assim, a matéria no Universo primordial apresentou diferentes organizações, que foram se alterando em função da temperatura $T(z)$, em uma competição entre a energia térmica e a energia de ligação das partículas nos seus diferentes

estados. Estas organizações partiram de períodos de alta simetria até a formação das estruturas de larga escala conhecidas hoje. Quando $T \approx 3000$ K, todos os átomos se encontravam ionizados*, formando um plasma que espalhava efetivamente a radiação, deixando o Universo opaco. No instante em que os átomos foram formados, os fótons puderam percorrer distâncias maiores, sem os processos de absorção e re-emissão, tornando o Universo transparente para radiação. Desde então, esta radiação tem permeado todo o Universo, formando a *Radiação Cósmica de Fundo de Micro-ondas* (*Cosmic Microwave Background Radiation*, CMB) que conhecemos atualmente. Uma vez que a CMB foi produzida em um instante em que o Universo era composto por matéria térmica, altamente interagente, sua distribuição espectral segue um espectro de corpo negro, (122)

$$n(\epsilon) = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3 c^3} \frac{\epsilon^2}{e^{\epsilon/k_B T_o} - 1}, \quad (3.7)$$

sendo ϵ a energia dos fótons, $\hbar = h/2\pi$ a constante de Planck reduzida, c a velocidade da luz no vácuo e k_B a constante de Boltzmann. A temperatura T diminuiu de ~ 3000 K, na época da formação dos primeiros átomos, para $T_o = 2,7255 \pm 0,0006$ K atualmente. (121) O espectro da CMB possui uma variação de temperatura da ordem de 10^{-5} em relação à T_o , quando comparam-se diferentes direções no céu, indicando que um modelo homogêneo e isotrópico para o Universo é, de fato, uma boa aproximação. (122)

3.2.2 Luz de fundo extragaláctica - EBL

O conjunto de radiações de fundo na região do ultravioleta, visível e infravermelho compõem a *Extragalactic Background Light* (EBL), que leva em conta a emissão de radiação integrada sobre a história do Universo e apresenta uma intensidade entre 30 e 40 vezes menor que a da CMB (Figura 11). Estes fótons são originados na formação de estruturas e objetos astrofísicos, na emissão estelar, na acreção de matéria e no espalhamento, absorção e re-emissão de radiação por poeira. (123)

Enquanto a distribuição energética da CMB é parametrizada conforme a, bem conhecida, distribuição de Planck, diversos modelos para a EBL estão disponíveis. (1, 124–128) A região do óptico tem um pico de emissão centrado em $1 \mu\text{m}$ e, junto do infravermelho próximo, tem incertezas associadas principalmente com dificuldades em remover contaminações locais, como a luz zodiacal e emissão de poeira no sistema solar. Esta região pode ser estudada indiretamente pelo espectro de raios gama de blazares, que apresenta linhas de absorção pela produção de pares e^-e^+ . As regiões do óptico e do infravermelho próximo têm origem principalmente na emissão estelar integrada pela história cósmica. (123)

* De fato a temperatura necessária para ionizar um átomo de hidrogênio é da ordem de 10^5 K. Entretanto, no Universo primordial a densidade de fótons era muito maior que a densidade de bárions, de modo que a cauda da distribuição de energia de fótons possuía uma quantidade de fótons grande o suficiente para ionizar diferentes átomos mesmo a uma temperatura de ~ 3000 K. (63)

Figura 11 – Distribuições de fótons de fundo em diversos comprimentos de onda.

Fonte: COORAY. (123)

Conhecida como radiação de fundo cósmico de infravermelho (*Cosmic Infrared Background*, IRB), a região do infravermelho distante apresenta um pico centrado em 100 μm . Sua principal fonte são regiões de formação estelar e espalhamento por poeira, sendo esperado como relíquia da formação de estruturas no Universo; consequentemente, este fundo deve ser isotrópico em grandes escalas. O espectro desta região é um fundo energeticamente importante com intensidade da ordem de grandeza de comprimentos de ondas ópticos. (123) Imprecisões nas medidas desta região também decorrem de contaminações locais e resultam em incertezas na taxa de fotodesintegração de núcleos. (74)

Conforme pode ser visto na Figura 11, a região do ultravioleta é a mais inexplorada, devido à absorção de hidrogênio neutro presente em nossa galáxia e no meio intergaláctico. (123)

3.2.3 Radiação de fundo cósmico de rádio

Importante para a análise de propagação de raios gama com energias acima de 10 GeV, a *Cosmic Radio Background* (CRB) consiste em um fundo de radiação na região de rádio-frequência. Esta é gerada principalmente por emissão síncrotron de elétrons relativísticos em galáxias normais e em radiogaláxias e por emissão térmica do gás. Seu

espectro também está apresentado na Figura 11. (4,123)

3.2.4 Processos de perda de energia

Vamos iniciar a análise das interações com fótons de fundo com o caso de prótons e, posteriormente, generalizar para núcleos. Para que um processo de perda de energia ocorra, exceto perdas adiabáticas, é necessário que a energia do centro de massa do sistema próton-fóton atinja o valor limite que é igual a massa de todas as partículas produzidas. Devido ao efeito Doppler, embora a CMB, por exemplo, possua energia baixa para observadores em repouso em relação à ela ($k_B T_o \approx 10^{-3}$ eV), prótons ultrarrelativísticos enxerga-na como fótons de alta energia, capazes de ultrapassar a energia mínima necessária para o processo de fotoprodução de pares e píons. No referencial do próton, o limiar de energia do fóton para fotoprodução de píons é aproximadamente 145 MeV, enquanto para produção de pares é cerca de 1 MeV. (21,25)

A fim de quantificar estas perdas de energia é necessário introduzir o livre caminho médio λ para interações $p\gamma$. Esta quantidade é dependente da seção de choque efetiva σ_{ef} das interações $p\gamma$ e a densidade $n(\epsilon)$ de fótons do meio

$$\lambda^{-1} = \sigma_{ef} n. \quad (3.8)$$

Supondo que a distribuição de fótons seja isotrópica, como esperado para CMB e IRB, a seção de choque efetiva média das interações é obtida contabilizando todos os possíveis ângulos θ de colisão entre o próton e os fótons de energia ϵ ,

$$\sigma_{ef} = \frac{\int d\Omega \sigma(\epsilon') (1 - \cos \theta)}{\int d\Omega (1 - \cos \theta)}. \quad (3.9)$$

De forma geral, o livre caminho médio para um próton em um redshift z e energia E , viajando em um ambiente com densidade de fótons $n(\epsilon)$, pode ser escrito como (25,129)

$$\lambda^{-1}(E) = \frac{1}{2\gamma^2} \int_{\frac{\epsilon_{thr}}{2\gamma}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{thr}}^{2\gamma\epsilon} d\epsilon' \epsilon' \sigma(\epsilon'), \quad (3.10)$$

onde $\gamma = \frac{(1+z)E}{m_p c^2}$, ϵ' é a energia do fóton no referencial do próton e ϵ_{thr} é a energia mínima para que a reação ocorra no referencial do próton. Substituindo a expressão 3.7 na Equação 3.10, obtém-se o caso particular da CMB como radiação de fundo

$$\lambda^{-1}(E) = \frac{4\pi}{(hc)^3 \gamma^2} \int_{\frac{\epsilon_{thr}}{2\gamma}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon \frac{1}{e^{\epsilon/kT} - 1} \int_{\epsilon_{thr}}^{2\gamma\epsilon} d\epsilon' \epsilon' \sigma(\epsilon'). \quad (3.11)$$

Além de λ , para o cálculo da atenuação do espectro de UHECR, é necessário conhecer a perda de energia por interação. A inelasticidade $K := \Delta E/E$ mede a fração de energia que uma partícula perde (em média) na interação e é dependente da energia do fóton no referencial de repouso da partícula. (25,130)

A partir de λ e de K , definimos a taxa de atenuação R do processo de perda de energia

$$R(E, z) := -\frac{1}{E} \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{(hc)^3 \gamma^2} \int_{\frac{\epsilon_{thr}}{2\gamma}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon \frac{1}{e^{\epsilon/kT} - 1} \int_{\epsilon_{thr}}^{2\gamma\epsilon} d\epsilon' \epsilon' \sigma(\epsilon') K(\epsilon'). \quad (3.12)$$

Estas expressões podem ser generalizadas para o caso de núcleos em um redshift z e distribuição de fótons $n(\epsilon)$ (129)

$$\lambda_A^{-1}(E, z) = \frac{1}{2\gamma_A^2} \int_{\frac{\epsilon_{thr}}{2\gamma_A}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{thr}}^{2\gamma_A\epsilon} d\epsilon' \epsilon' \sigma(\epsilon'), \quad (3.13)$$

sendo $\gamma_A = (1+z) \frac{E}{Am_p c^2}$ o fator de Lorentz do núcleo no redshift z . O mesmo válido para a taxa de atenuação.

Os diferentes processos de perdas de energia são caracterizados por diferentes $\sigma(\epsilon')$ e $K(\epsilon')$, ambos calculados do sistema de referência do núcleo. Vamos discutir cada um deles separadamente.

3.2.5 Fotoprodução de píons

A fotoprodução de píons é conhecida por gerar uma forte supressão em um espectro de prótons em $E_{GZK} = 5 \times 10^{19}$ eV, conhecido como Efeito GZK (devido à Greisen (60), Zatsepin e Kuz'min (61) que estudaram este efeito). Na fotoprodução de píons por um próton,

$$p + \gamma \rightarrow N + k\pi,$$

devemos considerar a produção de um ou múltiplos píons e diversos canais. Como os bárions são partículas compostas, o fóton incidente pode gerar estados excitados do núcleon e diversas ressonâncias bariônicas contribuem para esta interação, gerando picos na seção de choque quando $\sqrt{s} = M^*$, com M^* a massa da ressonância. A mais importante delas é a ressonância $\Delta(1232)$ de massa 1232 MeV. (131)

Por constituir a ressonância bariônica mais leve, o $\Delta(1232)$ somente pode decair em um núcleon e um pión, sendo a probabilidade de decaimento radiativo de apenas $\sim 0,6\%$. Dentro de um multipletto de carga, o *branching ratio* do decaimento é determinados pelo isospin dos estados envolvidos. No caso da interação $p\gamma$, a ressonância Δ de importância é o Δ^+ , que decai na proporção $p\pi^0:n\pi^+ = 2:1$. (131)

A seção de choque total é a soma das seções de choques de cada canal e está apresentada na Figura 12 para o processo de produção de píons para interação $p\gamma$. Para baixas energias os canais de produção direta são dominantes. Conforme a energia se aproxima de $\epsilon' = 340$ MeV a seção de choque passa a ser fortemente dominada pela ressonância $\Delta(1232)$. Uma região de ressonâncias secundárias ocorre entre 0,5 e 1,5 GeV, no qual a principal contribuição vem do processo $p\gamma \rightarrow \Delta\pi$ com decaimento $\Delta \rightarrow N\pi$,

Figura 12 – Seção de choque total $p\gamma$ mostrando os diversos canais que contribuem. A energia é a energia do fóton assim como medida pelo próton.

Fonte: RACHEN. (131)

havendo também contribuições menos importantes de produção de um pión e de mésons mais pesados. (25, 131)

Para altíssimas energias o canal de produção estatística de múltipíons passa a dominar, tornando a seção de choque aproximadamente constante. Este canal surge porque o número de reações possíveis cresce rapidamente com a energia e o processo global pode ser aproximado por uma mistura de processos produzindo dois ou mais pions: a produção de pions é descrita como a fragmentação de nuvens de energia (*fireballs*) em fragmentos de massa. (131)

A região mais importante para os UHECR interagindo com a CMB é a ressonância do $\Delta(1232)$, que apresenta a maior seção de choque. (25, 130) A queda acentuada do espectro dos UHECR para altas energias, torna o comportamento da seção de choque para energias mais altas menos relevante, mas continua importante para interação com a EBL. Entre a região de energia mínima e a ressonância do Δ^+ , a inelasticidade K é aproximadamente 0,17, indo para 0,27 em energias do próton da ordem de 10^{21} eV e 0,5 no início da produção de múltipíons. (25, 130)

A energia mínima necessária para fotoprodução de pions (~ 140 MeV) tem que ser alta o suficiente para excitar a estrutura de quarks dos núcleons. Como esta energia é muito maior que a energia de ligação dos núcleons no interior de um núcleo (≤ 8 MeV/núcleon) de forma que podemos considerar o núcleo como uma coleção de núcleons livres, cada um com energia E/A , sendo A o número de massa do núcleo[†]. Tal fato torna este processo

[†] Embora seja uma boa aproximação, existem processos que podem ocorrer devido ao acopla-

de perda de energia relevante para energia muito altas, da ordem de $A \times E_{GZK}$. Neste regime, o caminho livre médio de fotoprodução de píons por um núcleo de número atômico Z e número de massa A pode ser aproximado por (132)

$$\lambda_{A,Z}^{-1}(E) = Z\lambda_p^{-1}(E/A) + (A - Z)\lambda_n^{-1}(E/A), \quad (3.14)$$

sendo que $\lambda_{p/n}(E)$ o livre caminho médio de fotoprodução de píons para um próton/nêutron de energia E .

3.2.6 Fotoprodução de pares

Embora um fóton isolado não possa produzir um par e^-/e^+ sem violar a conservação do quadrimomento do sistema, um fóton no campo eletromagnético de um núcleo, com energia suficiente, pode produzir tais pares. Para prótons viajando na CMB, o limiar de energia do processo é aproximadamente 4×10^{17} eV, cerca de 100 vezes menor que para a fotoprodução de píons. Embora o livre caminho médio do processo seja curto, há pouca extração de energia, da ordem de $2m_e/m_p$ e, pode ser tratado como um processo de perda de energia contínuo. (25)

A taxa de perda de energia do processo é dada por

$$\frac{dE}{dx} = \frac{3}{8\pi} \alpha_{EM} \sigma_T Z^2 (m_e c^2)^2 \int_2^\infty \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2} d\epsilon \int_2^\epsilon E dk \int_1^{k-1} dE A(k, E), \quad (3.15)$$

com α_{EM} a constante de estrutura fina eletromagnética, σ_T a seção de choque de Thompson e $A(k, E)$ uma função adimensional. (133)

3.2.7 Interações Fotonucleares

Os processos de fotodesintegração são os processos dominantes para perdas de energia de núcleos e não possuem análogos para núcleons livres. Em geral, a energia transferida pelo fóton ao núcleo é desprezível quando comparada a massa nuclear e, diferentemente dos processos anteriores, na fotodesintegração não há produção de partículas massivas, mas uma fragmentação, fazendo com que o núcleo perca massa. As interações fotonucleares podem produzir núcleos instáveis, sendo essencial levar em consideração também o decaimento destes durante a propagação.

A fotodesintegração é composta por diversos processos que dominam em diferentes energias, dos quais a ressonância gigante de dipolo (*Giant Dipole Resonance*, GDR) é o mais importante. No sistema de repouso do núcleo, temos os seguintes processos: (129, 131)

- para fótons entre 10-30 MeV ocorre o pico da GDR, um estado de ressonância em que há uma excitação coletiva de núcleons no núcleo;

mento do Δ com outros núcleons, como a produção de π^0 . (131)

- entre 30 MeV e 150 MeV, o efeito dominante é a interação do fóton com um par de núcleons, que são emitidos, havendo a possibilidade de emissão adicional de outros núcleons (*efeito quasi-deuteron*, QD);
- acima de 150 MeV, ressonâncias bariônicas (BR) passam a ser excitadas; e
- acima de 1 GeV, a fotofragmentação (FRAG) do núcleo em partes de menor massa dominam a seção de choque.

A Figura 13 mostra o livre caminho médio dos diversos canais de fotodesintegração para um núcleo de ferro ao interagir com a CMB e IRB. Podemos notar que o livre caminho médio da interação é dado, basicamente, pela GDR para energias até $\sim 10^{21}$ eV.

Figura 13 – Seção de choque de fotodesintegração para ^{56}Fe mostrando os diversos canais que contribuem. A energia é a energia do fóton assim como medida pelo núcleo.

Fonte: ANJOS. (129)

3.3 Horizontes de perda de energia

O horizonte de perda de energia L_{loss} é definida como a distância média percorrida por uma partícula para que perca sua energia. Ela é dada pelo inverso da taxa de atenuação (25,130)

$$L_{loss} = \frac{E}{dE/dx} = R^{-1}. \quad (3.16)$$

Quando há a atuação de diversos processos a L_{loss} total é (25)

$$L_{loss}^{-1} = L_{ad}^{-1} + L_{e^+e^-}^{-1} + L_{\pi}^{-1} + L_{des}^{-1}, \quad (3.17)$$

onde os índices indicam o horizonte de cada canal de perda de energia: adiabática (*ad*), produção de pares (e^+e^-), fotoprodução de píons (π) e, no caso de núcleos, fotodesintegração (*des*).

A Figura 14 mostra a distância de perda de energia para núcleos viajando nas radiações de fundo em $z = 0$. Prótons de energias $< 10^{18,4}$ eV perdem energia basicamente apenas pelo processo de perdas adiabáticas. O processo de produção de pares é dominante até energias da ordem de 4×10^{19} eV, quando o efeito da fotoprodução de píons passa a ser rapidamente o principal processo. O processo de fotoprodução de píons apresenta um horizonte muito menor porque é mais eficiente na extração de energia, devido à maior inelasticidade. De forma geral, quanto maior a energia de um próton menor é a distância que percorrerá sem sofrer interações que ocasionem perdas de energias. Prótons com $3 - 5 \times 10^{20}$ eV atingem o menor horizonte, porque nesta região o pico da densidade da distribuição térmica coincide com o pico da seção de choque do processo. (25) Para energias maiores a seção de choque e densidades dos fótons de fundo não coincidem mais, levando a um discreto aumento em L_{loss} .

Os efeitos da IRB são desprezáveis para produção de pares e de píons, mas são relevantes nos processos de fotodesintegração de núcleos, dominando na faixa $\sim 10^{19} - 10^{19,5}$ para os núcleos entre hélio e nitrogênio. Os processos produção de pares e de píons vão “caminhando” cada vez mais para a direita com o aumento de A , pois a energia cinética do núcleo está distribuída entre os núcleons. Note a importância dos processos de fotodesintegração para os núcleos de mais altas energias, que possuem um L_{loss} da ordem de 1 Mpc.

3.4 Campo magnético extragalático

Os UHECR são partículas carregadas e, portanto, sua propagação é afetada pela presença de campos magnéticos galáticos e extragaláticos. Campos magnéticos extragaláticos (*Extragalactic Magnetic Fields*, EGMF) tendem a produzir pequenas deflexões em partículas de rigidez maior que 40 EV. (3,134) Em casos de EGMF extremos, espera-se que as deflexões sejam $< 10^\circ$ para partículas com rigidez maior que 100 EV. (135) Entretanto, partículas com rigidez menores podem estar sujeitas a deflexões que não podem ser ignoradas no caso de fontes pontuais, as quais este trabalho destina-se. Além disso, os EGMF também aumentam o tempo de propagação, induzindo perdas de energia e modificações na composição mais significativas, e consequentemente, distorções no espectro de energia. Portanto, conhecer propriedades do EGMF é fundamental na propagação dos UHECR, especialmente no caso de fontes locais, para as quais os campos magnéticos podem ser intensos, dependendo da região em que se encontram. (62)

Dificuldades experimentais fazem com que poucos dados sobre EGMF estejam disponíveis, existindo apenas alguns limites observacionais que podem vincular modelos

Figura 14 – Horizonte de perda de energia para núcleos de ^1H , ^2He , ^{14}N e ^{56}Fe . Os diversos processos de perda de energia são apresentados fotoprodução de píons ($\gamma\pi$), produção de pares (e^-e^+), perda adiabática (Redshift) e fotodesintegração (FD). Os fótons de fundo considerados são a CMB e o IRB (1), sendo os processos graficados para $z = 0$. Foi utilizado o CRPropa3. (2)

Fonte: Elaborada pelo autor.

teóricos. Tais limites são obtidos principalmente em estudos de emissão síncrotron em halos e rotação Faraday em aglomerados de galáxias e fornecem campos da ordem de $0,1 \mu\text{G}$ a $1,0 \mu\text{G}$, podendo atingir até $30 \mu\text{G}$ no interior de núcleos de aglomerados. Em regiões de baixa densidade, como filamentos e espaços vazios do Universo, o campo não é conhecido, uma vez que a aplicação das técnicas acima requer a presença de uma alta densidade de partículas térmicas ou relativísticas, tornando campos magnéticos com intensidade inferiores a alguns μG pouco detectáveis. (136) Entretanto, a ausência de distorções no espectro e polarização da CMB impõe um limite superior global da ordem de $\sim 4 \text{ nG}$ (137); e o estudo de cascatas eletromagnéticas induzidas por fótons de altas energias (TeV) gerados por blazares impõe um limite inferior da ordem de $10^{-16} - 10^{-15} \text{ G}$. (138)

Atualmente, acredita-se que os campos magnéticos em galáxias e aglomerados de galáxias são resultados da amplificação de uma campo inicial, conhecido como *semente*. (136, 138) Simulações computacionais tem sido desenvolvidas com o intuito de obter

estruturas do EGMF, nas quais equações hidrodinâmicas e magneto-hidrodinâmicas são aplicadas para evoluir matéria escura, gás e os campos magnéticos sob a ação de campos gravitacionais no Universo primordial em expansão. Condições de contorno são impostas de modo que as estruturas de matéria atualmente conhecidas, tais como filamentos e aglomerados de galáxias, sejam obtidas. Os processos de compressão do gás, efeito dínamo de pequena escala, movimentos dirigidos por turbulências etc. causam as amplificações no campo magnético e produzem um Universo estruturado em massa e campo magnético. (138)

Um dos principais fatores que influenciam o desenvolvimento do campo magnético é a semente inicial que será amplificada, cuja intensidade apresenta altíssima incerteza, variando entre 10^{-34} e 10^{-10} G. Duas opções para campos magnéticos vem sendo propostas, cuja origem e mecanismos físicos de amplificação diferem: (138)

- Origem Primordial: um campo magnético fraco (não detectável) já existia na época da CMB. Este campo foi sujeito à compressões, rarefações e amplificações de modo a produzir o EGMF do universo atual. A existência deste campo semente poderia levantar questões a respeito dos mecanismos físicos atuantes durante a fase inflacionária do Universo, como a existência de correntes, ocorrência de transições de fase e influências sobre a bariogênese;
- Origem Astrofísica: as sementes do campo magnético são produzidas durante a formação de galáxias e atividade estelar, e são amplificados por ventos magnetizados e jatos de objetos compactos. Um modelo deste tipo deve afetar o transporte de calor, entropia, metais e raios cósmicos durante a formação das estruturas cósmicas.

Resultados de simulações (3, 138) mostram que, embora ambos modelos de magnetogênese tendam a possuir campos de $\sim 0,1\text{--}1,0 \mu\text{G}$ em regiões internas a aglomerados de galáxias, as regiões periféricas, como filamentos e vazios, tendem a refletir as sementes iniciais: enquanto modelos de campo primordial fornecem intensidades de $\sim 0,1$ nG para vazios e $\sim 1\text{--}10$ nG para filamentos e vizinhanças de aglomerados, modelos astrofísicos apresentam resultados muito menores nestas regiões, com filamentos ~ 1 nG e a existência de “bolhas” de campo magnético se expandindo a partir dos objetos mais densos. Isto faz com que campos astrofísicos apresentem fatores de preenchimento volumétricos menores que os fornecidos por campos primordiais, conforme podemos ver na Figura 15, que contém um EGMF de origem astrofísica (*AstroR*) e dois de origem primordial (*Prim* e *Prim2R*).

A seleção de um destes modelos do campo semente depende fortemente da detecção dos campos magnéticos fora de aglomerados. O estudo de cascatas eletromagnéticas induzidas por fótons de altas energias (TeV) gerados por blazares parecem indicar que ou o campo magnético teve origem primordial ou foi eficientemente transportados (por exemplo, por ventos galácticos) de modo a cobrir uma fração significativa do volume do Universo, no caso de origem astrofísica. (136)

Figura 15 – Intensidade de EGMF em uma esfera de 20 Mpc ao redor da Terra (plano yz). São apresentados três modelos (3): (a) *AstroR*, (b) *Prim2R* and (c) *Prim*. Estrelas mostram a posição das radiogaláxias Centaurus A, Fornax A e M87. No centro do mapa um círculo indica a posição da Via Láctea.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Neste trabalho utilizaremos os EGMF apresentados na Figura 15, que foram desenvolvidos recentemente por Hackstein *et al.* (3) por simulações magneto-hidrodinâmicas com condições iniciais atualizadas (2016). A distribuição de massa das simulações possuem grande semelhança com os aglomerados locais reais, tais como Centaurus, Virgo e Perseus. Diversos cenários para a *semente* do EGMF são utilizados nas simulações, obtendo-se três EGMF de origem primordial e três campos magnéticos de origem astrofísica. Os três campos são selecionados de modo a cobrir uma ampla faixa de intensidades. Os modelos *Prim* e *Prim2R* apresentam origem primordial, sendo o primeiro resultado de um campo magnético inicial uniforme de 0,1 nG ao longo de cada eixo, e o segundo um campo com flutuações e $\sqrt{\langle B \rangle} = 0,1$ nG. O modelo *AstroR* possui um limite inferior na intensidade do campo magnético semente de 10^{-20} G e os eventos de geração de campos magnéticos

Figura 16 – Fatores de Preenchimentos para os modelos de Hackstein (2018).

Fonte: HACKSTEIN *et al.* (3)

iniciam-se quando a densidade crítica de 10^{-2} cm^{-3} é alcançada. (3)

O chamado fator de preenchimento indica a fração do volume total preenchido com campo magnéticos maiores que determinado valor de referência. (50) O fator de preenchimento para os modelos de Hackstein *et al.* estão apresentados na Figura 16. Os EGMF concordam com dados observacionais para regiões de aglomerados de galáxia, mas os modelos primordiais apresentam fator de preenchimentos próximos ao limite superior da análise de anisotropia da CMB, enquanto os modelos astrofísicos estão em desacordo com os limites inferiores inferidos pela falta de emissão secundária em torno de blazares. (3) Todos os modelos primordiais são preenchidos com intensidades de campos magnéticos próximas de 0,1 nG, enquanto os modelos astrofísicos são preenchidos principalmente por campos muito fracos, com os campos magnéticos altamente concentrados em regiões de maior densidade.

3.5 Campo magnético galáctico

O campo magnético galáctico (GMF) é melhor entendido que o EGMF, existindo modelos construídos com base em mapas de polarização e intensidade de radiação síncrotron e medidas de rotação Faraday. (35) O modelo de Jansson e Farrar (JF12) (139) é, atualmente, um dos mais completos, e considera uma parcela regular de larga escala e uma componente randômica de pequena escala, que surge por fenômenos como supernovas. O modelo JF12 inclui também uma componente aleatória com comprimento de coerência de larga escala na direção, mas cuja intensidade e sentido podem variar em pequena escala. Esta última componente deve se alinhar ao campo magnético coerente local e pode ser produzida por expansão de bolhas de plasma quente que aprisionam campos magnéticos

randômicos. (140)

Estudos de deflexões de partículas no GMF indicam que deflexões da ordem 90° ou maiores são esperadas para partículas com rigidez menor que 10 EV, sendo que a imagem formada pela lente magnética galáctica é fortemente influenciada pela parcela turbulenta do GMF, que é mal vinculada. (141)

3.6 Produção e propagação de secundários: neutrinos e fótons

Os processos de perda de energia atuantes durante propagação dos prótons e núcleos resultam na produção de secundários que também irão se propagar pelo Universo. Os dois principais mensageiros que surgem da propagação são neutrinos e fótons de altíssimas energias. A seguir, vamos considerar cada um deles.

3.6.1 Neutrinos

A principal fonte de neutrinos durante a propagação de prótons é a fotoprodução de píons. Os píons carregados decaem rapidamente ($2,6 \times 10^{-8}$ s) (25,74)

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu$$

sendo que neutrinos que carregam cerca de 5% da energia do próton inicial. Se considerarmos que os prótons devem ter energias de até 10^{20} eV, esse processo produz neutrinos com até $\sim 10^{18}$ eV.

A fotoprodução de píons também produz nêutrons, que decaem em aproximadamente 886 s (74)

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e,$$

gerando neutrinos com cerca de 0,01% da energia do nêutron ($\sim 10^{15}$ eV). Nêutrons também são produzidos em reações de fotodesintegração, e carregam energias da ordem de $1/A$ da energia do núcleo, devendo produzir neutrinos na faixa de $\sim 10^{14} - 10^{15}$ eV. (74)

Os neutrinos não possuem carga e interagem apenas fracamente, logo se propagam de forma retilínea e perdem energia apenas pelo resfriamento adiabático. Embora os neutrinos sejam produzidos na proporção $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau$ de 1 : 2 : 0 pela fotoprodução de píons, a oscilação que ocorre durante a propagação (porque os neutrinos não são autoestados de energia, mas de massa) faz com que a proporção seja redistribuída para 1 : 1 : 1 na detecção na Terra. (142)

3.6.2 Fótons

As principais fontes de fótons de alta energia são o decaimento de π^0 e cascatas eletromagnéticas iniciadas por pares elétron-pósitron. Os píons neutros tem tempos de

Figura 17 – Horizonte de perda de energia para elétrons. IRB é o modelo de Gilmore (1) para EBL, enquanto URB é o modelo de Protheroe (4) para a CRB. Foi utilizado o CRPropa3. (2)

Fonte: Elaborada pelo autor.

vida média de $8,4 \times 10^{-17}$ s, sofrendo os decaimentos (25)

$$\begin{array}{ll} \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma & 99\% \\ \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma & 1\% \end{array}$$

Os elétrons e pósitrons secundários produzidos pelo decaimento de píons, de nêutrons e produção de pares, interagem rapidamente com fótons de fundo, principalmente por Espalhamento Compton Inverso, e parte da energia é transferida ao fóton. Diferente dos neutrinos, os fótons interagem via força eletromagnética. Os fótons mais energéticos (GeV-TeV) produzem cascatas eletromagnéticas durante sua propagação: ao interagir com fótons de fundo, ocorre a produção de pares e^-e^+ , que irão sofrer espalhamento novamente com as radiações de fundo em um processo de cascata. (143) Os processos mais relevantes são (144):

1. Produção de Pares: $\gamma\gamma_b \rightarrow e^-e^+$;
2. Produção Dupla de Pares: $\gamma\gamma_b \rightarrow e^-e^+e^-e^+$, um processo de ordem mais alta em QED;
3. Espalhamento Compton Inverso: $e\gamma_b \rightarrow e\gamma$;
4. Produção Tripla de Pares: $e\gamma_b \rightarrow ee^-e^+$.

Nas Figura 17 e 18, são mostrados os horizontes de perda de energia para elétrons e fótons. No caso dos elétrons as interações dominantes são espalhamento Compton inverso e

Figura 18 – Horizonte de perda de energia para fótons. IRB é o modelo de Gilmore (1) para EBL, enquanto URB é o modelo de Protheroe (4) para a CRB. Foi utilizado o CRPropa3. (2)

Fonte: Elaborada pelo autor.

produção tripla de pares, ambos interagindo com a CMB. No caso dos fótons, a produção de pares constitui o processo mais importante. Entre energias de 10^{11} eV e 10^{14} eV o IRB é o campo de fundo mais importante. Para energias até $\sim 10^{20}$ eV, a CMB é mais importante e, para energias maiores, o fundo de rádio (URB) passa a dominar. Em aproximadamente 10^{15} eV ocorre o menor livre caminho médio da propagação, tornando o Universo opaco nesta região.

3.7 O ambiente de propagação - CRPropa3

Devido aos diversos processos físicos que devem ser levados em conta durante a propagação de raios cósmicos no Universo, podemos dizer, sem exagero, que a solução analítica da propagação é impossível. Esta impossibilidade se deve, não só à complexidade do fenômeno, mas principalmente à natureza estocástica intrínseca ao problema. Ambientes de simulação computacionais foram criados para tentar descrever o fluxo de partículas após a propagação, sendo o CRPropa3 uma das ferramentas computacionais mais difundidas e versáteis da atualidade para realizar previsões eficientes de propagação de partículas no ambiente galáctico e extragaláctico. (2)

Baseado no método de Monte Carlo, o CRPropa se encontra atualmente na sua terceira versão e continua sendo corrigido e expandido, e possui disponibilidade pública. (145) O programa apresenta uma estrutura modular que permitem “ligar” e “desligar” processos físicos no cenário de interesse, propagando prótons, nêutrons, núcleos, fótons, neutrinos, elétrons e pósitrons. As simulações podem ser executadas em modos

unidimensionais (1D) ou tridimensionais (3D), ambos com controle de passo dinâmico[‡]. Também há um módulo que permite a propagação resolvendo equações diferenciais estocásticas de Fokker-Planck. Na modalidade 3D, é possível levar em conta efeitos de campos magnéticos extragaláticos, enquanto em simulações 1D os campos magnéticos podem ser incluídos apenas para considerar emissões síncrotron de pares e^-e^+ . (2)

A estrutura modular do CRPropa3 separa as perdas de energia, condições de contorno da simulação, especificações das fontes e observadores em diferentes módulos independentes. Todas as informações sobre os raios cósmicos são armazenadas em uma classe denominada `Candidate`: ID, coordenadas co-móveis, velocidade e lista de secundários produzidos. O ID contém as informações sobre o tipo da partícula e segue o esquema de numeração Monte Carlo do PDG[§]. As propriedades dos candidatos são atualizadas após cada passo de simulação até que as condições de finalização sejam alcançadas, que podem ser distâncias máximas percorridas, energia mínima ou redshift mínimo atingidos, condições de contorno da simulação (esféricos, cúbicos, elipsoidais, cilíndricos) ou mesmo a detecção da partícula.

Os candidatos podem ser criados de duas formas: o usuário fornece diretamente as características energia, tipo (núcleo, fóton...), posição inicial e direção de propagação; ou por meio da classe `source`, que permite a criação de fontes de raios cósmicos em uma determinada posição fixa ou distribuição (múltiplas fontes discretas, fontes distribuídas dentro de esfera uniforme ou em cascas esféricas, em grades, ou distribuição uniforme em distância ou redshift,...); com direção de emissão de raios cósmicos isotrópica, em cones ou discreta. É necessário fornecer o(s) tipo(s) da(s) partícula(s) que a fonte irá emitir, e a faixa de energia na qual ocorrerá a emissão, cuja probabilidade segue uma distribuição na forma de leis de potência com índice espectral escolhido pelo usuário.

3.7.0.1 Módulos de interações e perdas de energia

No CRPropa3 estão implementados interações fotonucleares com a CMB e com a EBL. Enquanto a distribuição energética da CMB é parametrizada conforme a bem conhecida distribuição de Planck, diversos modelos para a EBL estão disponíveis: Kneiske 2004 (124), Stecker 2005 (125), Franceschini 2008 (126), Finke 2010 (127), Dominguez 2011 (128) e Gilmore 2012 (1); além do modelo de CRB de Protheroe 1996. (4) A Figura 19 mostra as distribuições de energia destas radiações de fundo, ressaltando os modelos utilizados neste trabalho, CMB e Gilmore12, com linhas mais espessas em cor preta; o modelo de Protheroe não é mostrado. O modelo de Gilmore12 foi escolhido por ser um dos mais recentes disponíveis no CRPropa3 e, conforme pode-se notar na Figura 19, satisfaz os limites mais recentes encontrados. (146)

[‡] Um módulo de simulação 4D também está disponível. Entretanto, devido à condição extra de janela temporal (mapeada via redshift), as simulações se tornam altamente ineficientes.

[§] pdg.lbl.gov/2012/reviews/rpp2012-rev-monte-carlo-numbering.pdf.

Figura 19 – Distribuições de Fótons de Fundo disponíveis no CRPropa3. As curvas em linhas espessas na cor preta indicam os modelos utilizados neste trabalho.

Fonte: Elaborada pelo autor.

As seções de choque de fotodesintegração estão atualizadas de acordo com os resultados estimados pelo programa TALYS 1.6 [¶], com parâmetros de GDR ajustadas para resultados em altíssimas energias. (2,147) A fotoprodução de píons é calculada utilizando as seções de choque de prótons e nêutrons geradas pelo SOPHIA (148) enquanto, para os núcleos, é utilizado a aproximação 3.14. O decaimento nuclear é parametrizado pela distância de decaimento $\lambda_{decay} = \gamma c \tau$, sendo τ o tempo de vida médio do núcleo (132) e γ o fator de Lorentz. A fotoprodução de pares, uma das principais reações para produção de fótons secundários na escala de TeV, é tratada como perda contínua. (2,132)

3.7.1 Algoritmo de propagação

O tamanho do passo de propagação é estreitamente dependente do livre caminho médio total da partícula que está sendo propagada, sendo dado por (132)

$$\lambda_{tot}^{-1} = \sum_{i=1}^k \lambda_i^{-1}, \quad (3.18)$$

onde i varre as k interações possíveis ativadas pelo usuário. Em geral, $\lambda_{tot} = \lambda_{tot}(E)$ e então, o passo de propagação dependerá da energia da partícula. O passo numérico Δx é encontrado como valor mínimo entre

[¶] Os autores relatam que a utilização da versão 1.8 do TALYS não alterou os resultados. (2)

^{||} O TALYS 1.6 é utilizado apenas para núcleos com $A \geq 12$. Para $A < 12$ são aplicados outros métodos, descritos em (132).

- um passo Δx_1 sorteado aleatoriamente conforme uma distribuição exponencial, controlada pelo livre caminho média das interações

$$\Delta x_1 = -\lambda_{tot} \ln(1 - r), \quad (3.19)$$

com $0 \leq r \leq 1$ uma variável aleatória;

- um passo Δx_2 controlado pela perda de energia contínua por produção de pares máxima possível (por padrão 10% da energia da partícula), calculado por

$$\int_x^{x+\Delta x_2} dx \left. \frac{dE}{dx} \right|_{par} < \delta E; \quad (3.20)$$

- um passo Δx_3 escolhido como passo máximo pelo usuário.

Após a determinação do passo, a partícula sofre uma das interações selecionadas pelo usuário, além da perda de energia contínua, e o processo é reiniciado.

Neutrinos, fótons e elétrons secundários são propagados de modo unidimensional. O CRPropa3 considera neutrinos produzidos via decaimento de píons carregados e decaimentos nucleares; durante a propagação, o único mecanismo de perda de energia atuante são as perdas adiabáticas. Os fótons considerados são devido à decaimento de π^0 e produzidos durante espalhamento Compton inverso de elétrons com fótons de fundo, não sendo considerados fótons de decaimentos de estados excitados de núcleos. Os elétrons são produzidos via produção de pares, decaimento β e decaimento de μ provenientes de píons carregados.

Os elétrons e fótons são propagados formando cascatas eletromagnéticas, onde são considerados os processos** de produção de pares $\gamma\gamma_b \rightarrow e^+e^-$, produção dupla de pares $\gamma\gamma_b \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, espalhamento Compton inverso $e\gamma_b \rightarrow e\gamma$, produção tripla de pares $e\gamma_b \rightarrow ee^+e^-$, além de, no caso de estar presente um campo magnético, ser possível calcular perdas devido a radiação sincrotron dos elétrons. Existem três formas de calcular cascatas eletromagnéticas: solução de equações de transporte, com o código DINT; propagação via Monte Carlo com o EleCa ou, uma versão de propagação interna ao CRPropa3. Esta última será aplicada neste trabalho.

3.7.2 Campos magnéticos

O CRPropa3 apresenta tanto modelos de aleatórios, cujas características podem ser adaptadas pelo usuário, quanto estruturados, em particular o modelo de Hackstein *et al.* (3) A principal vantagem de utilizar as simulações de EGMF recentes é que elas representam as estruturas reais do Universo local, fundamental quando estamos interessados em fontes locais, cuja distribuição é obtida a partir de catálogos astronômicos. (2)

** γ_b indica uma radiação de fundo.

Quando realizam-se simulações extragalácticas, as perdas de energias no interior da galáxia podem ser desprezadas, e apenas o efeito da lente magnética galáctica é relevante. O CRPropa3 possui um módulo denominado `Magnetic Lens`, que leva em consideração as deflexões geradas por um modelo de GMF em função da rigidez da partícula. (2) Utilizaremos a lente galáctica do modelo JF12.

3.7.3 Efeitos cosmológicos

O CRPropa3 utiliza coordenadas co-móveis para realizar as simulações, com dependência entre tempo e redshift da Equação B.9. A dependência dos campos magnéticos com o redshift é proporcional a $(1+z)^2$, enquanto a energia dos raios cósmicos vai com $(1+z)^{-1}$. A mudança na densidade numérica e espectral das radiações de fundo também é levada em conta. No caso da CMB, esta dependência constitui simplesmente uma mudança na sua temperatura, enquanto a EBL apresenta uma dependência não-trivial e assume-se que sua forma espectral não dependa do redshift. (2)

4 SIMULAÇÃO DE UHECR EM CENTAURUS A

Nos capítulos anteriores foram apresentadas as bases teóricas que possibilitam a produção de UHECR, discutindo-se as regiões mais favoráveis para aceleração em radiogaláxias. Também foram explorados os fenômenos que devem ocorrer durante a propagação, incluindo a produção de partículas neutras, que surgem como secundários e podem ser utilizadas como mensageiras para obter informações. Este capítulo será dedicado a motivar a radiogaláxia Centaurus A como uma fonte promissora de UHECR e construir um modelo fenomenológico para a emissão. Atualizaremos o fluxo de neutrinos intrínsecos esperados para Centaurus A e avaliaremos a possibilidade de detecção. Em particular, será abordado como utilizar os parâmetros físicos de emissão para normalizar a simulação de propagação, realizada no CRPropa3, de modo a especificá-la para Centaurus A.

4.1 Centaurus A

A radiogaláxia NGC 5218, também chamada Centaurus A (Cen A), é o AGN mais próximo conhecido, estando a uma distância de 3,8 Mpc (149) e sendo classificada como FRI. (150) Devido à sua proximidade e alta luminosidade é uma das fontes extragalácticas mais bem estudadas, emitindo jatos relativísticos com $\sim 0,5c$ a $\sim 55^\circ$ da nossa linha de visão. (150–153) Estes inflam dois lobos de centenas de kiloparsecs, nos quais elétrons relativísticos emitem radiação síncrotron em comprimentos de onda de rádio. Estima-se que a potência cinética do jato esteja entre $10^{43} - 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ (154–155) e que a luminosidade em rádio para $\nu = 1,1 \text{ GHz}$ seja de $L_{1,1} \sim 2,6 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$. (120)

Imagens ópticas mostram uma região obscurecida no centro de Cen A, relacionada a um extenso e delgado disco de gás e poeira, presumivelmente originado da fusão de duas galáxias espirais médias. (156) Na região próxima ao buraco negro supermassivo central, com $5,5 \times 10^7$ massas solares (157), existe um disco de acreção mais quente que o disco externo. (158)

Análises de raios-X do jato indicam a presença de mecanismos de aceleração de partículas. O espectro não-térmico de raios-X parece ser resultado de emissão síncrotron, a partir da qual assume-se a presença de elétrons de altas energias ($\gamma_e \approx 10^8$) em um campo magnético de dezenas de μG . Esta hipótese foi corroborada recentemente pela colaboração HESS (159) mediante a detecção de raios gama de alta energia (TeV), que sugerem um campo magnético de $23 \mu\text{G}$, levemente abaixo do valor esperado pela equipartição, na faixa de $30 - 60 \mu\text{G}$. (153, 160–163)

A proximidade única de Cen A deve resultar em deflexões menores para os UHECR nos EGMF, trazendo esperança à possibilidade de uma astronomia de UHECR. Duas

Figura 20 – Mapa em coordenadas Galácticas de correlação entre eventos acima de 60 EeV e catálogo de AGNs.

Fonte: AAB *et al.* (164)

análises realizadas pela colaboração do Observatório Pierre Auger indicam que Cen A pode, de fato, ser uma fonte de UHECR: **1.** a correlação de eventos com energias acima de 60 EeV com catálogos de AGN, que sugerem que a região de Cen A e, possivelmente de Fornax A, apresentam excessos de eventos (65,164) (Figura 20); **2.** em uma correlação evento-a-evento da direção de chegada para energias acima de 38 EeV, existe um acúmulo em uma janela de 27° próxima à direção de Centaurus A (64) (Figura 21).

Cen A tem sido uma das principais candidatas a fonte de UHECR (65,102,165–168), sendo até cogitada a possibilidade de ser responsável por todos os UHECR detectados. (169) No Capítulo 2 discutimos que a melhor região para aceleração de partículas em jatos pelo mecanismo DSA são as ondas de choque dos *backflows*, presentes em radiogaláxias FR II, mas também possíveis em FRI. Trabalhos observacionais propõem a existência de *backflows* em Cen A (108–110), tornando-a também atraente do ponto de vista teórico para produção de UHECR. Somando-se a isso, está a necessidade de existir ao menos uma fonte mais próxima que 25–100 Mpc (62) e Cen A satisfaz este requisito, o que a favorece também quando considera-se as perdas de energias.

Figura 21 – Mapa em coordenadas Galácticas do excesso local de eventos acima de 38 EeV em janelas de 27°.

Fonte: CACCIANIGA. (64)

4.1.1 Neutrinos

Considerando a necessidade de abordar o problema da produção dos UHECR do ponto de vista da astrofísica multimessageira, vamos analisar a produção de neutrinos em Cen A. Da mesma forma que na propagação, espera-se que a colisão de prótons e núcleos com radiação e matéria do ambiente durante a aceleração produzam neutrinos primários, que tornam-os importantes mensageiros do ambiente de aceleração da fonte. Os modelos de Cuocu e Hannestad (5) e Kachelrieß, Ostapchenko e Tòmas (6) são exemplos de estimativas do fluxo de neutrinos primários para Cen A. Eles consideram a emissão de um espectro de prótons, implicando em um limite superior para o fluxo de neutrinos.

Cuocu e Hannestad (5) supõem que a aceleração no núcleo de Cen A ocorre via colisões com choques. Apenas interações foto-hadrônicas são consideradas e a distribuição espectral dos fótons é baseada em resultados observacionais. No modelo de Kachelrieß, Ostapchenko e Tòmas (6) a aceleração no núcleo ocorre devido à campos eletromagnéticos regulares, e aceleração nos jatos, via colisão com choques. Eles obtêm que a produção de neutrinos deve ser regida por interações foto-hadrônicas na região do núcleo, enquanto o espalhamento com gás é mais importante ao longo dos jatos.

Estes modelos foram normalizados utilizando o número de eventos com energia acima de 60 EeV, detectados nos primeiros anos de operação do Observatório Pierre Auger. O baixo número de eventos insere grandes incertezas nos modelos. Aqui realizamos uma atualização destes resultados utilizando dados mais recentes do Observatório Pierre Auger.

Não nos restringimos à eventos apenas na direção de Cen A, mas utilizamos todos os eventos detectados acima de 60 EeV. O fluxo total de neutrinos emitidos é recalculado como

$$F_{\nu}^{2018}(E) = \xi \times F_{\nu}^{2008}(E) \times \frac{\Xi^{2008}}{\Xi^{2018}} \times \frac{N_{ev}^{2018}}{N_{ev}^{2008}} \Big|_{E \geq E_c}, \quad (4.1)$$

sendo $E_c = 60$ EeV, $N_{ev}^{2018} = 122$ o número de eventos detectados pelo Observatório Pierre Auger com $E \geq E_c$ (7) e $N_{ev}^{2008} = 2$ o número de eventos atribuídos a Cen A nos modelos originais. Ξ é a exposição do Observatório Pierre Auger nos anos considerados, $\Xi^{2018} = 60400 \text{ km}^2 \text{ sr yr}$ (7) e $\Xi^{2008} = 9000 \text{ km}^2 \text{ sr yr}$. (170) ξ é um fator necessário para converter a exposição da região de Cen A para todo o céu: $\xi = 0,11$ para a janela considerada em Kachelrieß, Ostapchenko e Tòmas (6) e $\xi = 0,20$ para a janela considerada em Cuocu e Hannestad. (5) Os resultados obtidos são apresentados na Figura 22.

A ignorância sobre a contribuição de Cen A para o fluxo medido na Terra é mostrada como área achurada, que corresponde entre 1 e 100% do fluxo total medido pelo Observatório Pierre Auger. Para comparação, são apresentados os limites superiores de 90% medidos pelo Observatório Pierre Auger e pelo IceCube, além da sensibilidade predita para os experimentos futuros* ARA (171), ARIANNA (172), POEMMA (11), IceCube_Gen2 (13) e GRAND. (12) Os experimentos planejados devem ter sensibilidade suficiente para detectar neutrinos intrínsecos de Cen A se: a) os modelos preditos de emissão da fonte são corretos; e b) Cen A contribuir com pelo menos $\sim 50\%$ do fluxo total medido pelo Observatório Pierre Auger.

Dado que houve a detecção de fótons de altas energias e que, em breve, deve ser possível medir o fluxo de neutrinos produzidos por Cen A, neste trabalho abordaremos questões referentes à propagação dos UHECR, como direções de chegada e analisaremos a possibilidade de detecção dos fótons e neutrinos secundários, produzidos durante a propagação.

4.2 Condições da simulação

Exploraremos Cen A como principal fonte de UHECR. Assumimos Cen A como fonte pontual e estacionária, desprezando regimes transientes de aumento ou diminuição da produção de UHECR. Baseado no mecanismo de Fermi, a emissão deverá ser isotrópica com um espectro tipo lei de potência com um corte exponencial que leva em conta limitações da capacidade de aceleração ao atingir a energia máxima

$$\frac{dN}{dR} \propto R^{-s} e^{-R/R_{max}}. \quad (4.2)$$

* Note que a sensibilidade dos experimentos futuros não está corrigida para a direção de Cen A e são mostradas apenas para comparação do fluxo total.

Figura 22 – Fluxo de neutrinos primários produzidos em Cen A de acordo com os modelos de Cuocu e Hannestad (Cuocu) (5) e de Kachelrieß, Ostapchenko e Tòmas (Kach) (6) (regiões achuradas) como função da contribuição de Cen A ao fluxo total de UHECR medido pelo Observatório Pierre Auger, com energia maior que 60 EeV (7) e normalização dada pela Equação 4.1. Limites superiores do fluxo de neutrinos obtidos pelo Observatório Pierre Auger (8) e pelo experimento IceCube (9) são mostrados em linhas cheias. Linhas pontilhadas e traço-pontilhadas indicam a sensibilidade de experimentos futuros, não corrigidas para a direção de Cen A.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A propagação das partículas foi realizada no ambiente CRPropa3 (2), onde selecionamos a CMB e a IRB Gilmore12 (1) como campos de fótons relevantes, conforme apresentamos na Figura 19. Todas as interações relevantes são ativadas: fotoprodução de píons, produção de pares, fotodesintegração de núcleos, decaimento nuclear e resfriamento adiabático.

Exploraremos os modelos de EGMF estruturados Primordial (*Prim*), Primordial2R (*Prim2R*) e AstrophysicalR (*AstroR*), selecionados de modo a cobrir todas as faixas de intensidade (muito intenso, intenso e fraco, respectivamente). (3) Estes campos encontram-se graficados na Figura 15. O fato dos EGMF estruturados tentarem reproduzir, o mais fielmente possível, a distribuição atual de matéria do Universo, torna-os particularmente relevantes quando trabalhamos com fontes próximas, como Cen A, para as quais a estrutura local do Universo deve ser importante. Estes modelos estão disponíveis no CRPropa3

Figura 23 – Erro devido a observador finito.

Fonte: Elaborada pelo autor.

abrangendo um volume de $L \sim 250$ Mpc em torno da Via Láctea, dados na forma de uma grade uniforme de 1024^3 células, que resultam em uma resolução de ~ 245 kpc. Os dados são fornecidos em coordenadas super-galácticas e a Via Láctea está localizada no centro da grade.

Utilizamos os dados para Cen A disponíveis no catálogo de radiogaláxias de van Velzen (120), onde as posições são descritas em coordenadas galáticas. A mudança de coordenadas foi realizada com a biblioteca *Astropy* (173–174) do Python. Como a grade do campo magnético é construída em coordenadas cartesianas, outra mudança de coordenadas foi realizada, seguindo a seguinte prescrição

$$x = D \cos(sgb) \sin(sgl) \quad y = D \cos(sgb) \sin(sgl) \quad z = D \sin(sgb), \quad (4.3)$$

sendo sgl a longitude super-galática, sgb a latitude super-galática e D a distância da fonte. A posição de uma fonte na simulação r_s^{si} é dada por

$$r_s^{si} = r_{MW}^{si} + (x, y, z), \quad (4.4)$$

sendo $r_{MW}^{si} = \frac{1}{2}(L, L, L)$ a posição da Via Láctea (centro da grade).

Embora o ideal fosse utilizar um observador pontual para representar a Terra, isto tornaria as simulações altamente ineficientes e o tempo de simulação inviável. Utilizamos um observador esférico de raio $R_{obs} = 100$ kpc localizado na posição da Via Láctea. A escolha de um observador finito insere uma incerteza θ_E na direção de chegada das partículas, que pode ser escrita como

$$\theta_E = \arcsin \frac{R_{obs}}{D}, \quad (4.5)$$

onde R_{obs} é o raio do observador e D a distância da fonte, conforme a geometria apresentada na Figura 23. Este erro se torna mais importante quanto menor o valor de D . Para Cen A e um observador de 100 kpc, temos $\theta_E \sim 1,5^\circ$, que é suficientemente próximo da incerteza usual obtida nos experimentos. (175)

A composição exata de partículas injetadas pela fonte ainda é desconhecida. Usaremos cinco composições propostas na literatura, caracterizadas pela fração numérica f_i de

Tabela 1 – Composições empregadas.

	f_H	f_{He}	f_N	f_{Si}	f_{Fe}	$\bar{Z}/e$
C1	0,922	0,078	8×10^{-4}	8×10^{-5}	3×10^{-5}	1,085
C2	0,916	0,083	$4,2 \times 10^{-4}$	$5,7 \times 10^{-5}$	$1,5 \times 10^{-5}$	1,086
C3	0,849	0,1437	0,0052	0,0010	$7,2 \times 10^{-4}$	1,206
C4	0,7692	0,1538	0,0461	0,0231	0,00759	1,920
C5	0	0,62	0,37	0,01	0	3,97

Fonte: Elaborada pelo autor.

núcleos injetados pela fonte, conforme apresentada na Tabela 4.2. Também é mostrado a carga média de injeção $\bar{Z}$, indicando que os modelos selecionados cobrem uma faixa de cenários, desde muito leves até muito pesados. A seguir descrevemos os fundamentos de cada composição empregada.

Composição 1 (C1) (50,111) : abundância de elementos no sistema solar;

Composição 2 (C2) (168) : estimativa da população estelar nos lobos de Cen A. A abundância em massa presente nos lobos é convertida em fração numérica, sendo que, por simplicidade, tomamos $N_{He} = M(^3He)/3 + M(^4He)/4$, $N_N = M(^{12}C)/12 + M(^{14}N)/14 + M(^{16}O)/16$, $N_{Si} = M(^{20}Ne)/20 + M(^{22}Ne)/22 + M(^{24}Mg)/24 + M(^{26}Mg)/26 + M(^{28}Si)/28$ e $N_{Fe} = M(^{32}S)/32 + M(^{56}Fe)/56$, sendo N_i o número total do isótopo i e $f_i = N_i / \sum_i N_i$;

Composição 3 (C3) (111) : enriquecimento da composição solar inspirado no mecanismo de Fermi, dada por

$$f_i = Z_i f_i^{solar} / \sum_j Z_j f_j^{solar}$$

Composição 4 (C4) (176) : modelo de composição que ajusta os dados medidos pelo Observatório Pierre Auger, quando se considera uma distribuição de fontes homogênea;

Composição 5 (C5) (177) : proporção de massa para estrelas do tipo Wolf-Rayet

$$M_{He} : M_C : M_O : M_{Si} = 0,32 : 0,39 : 0,25 : 0,04.$$

A fração numérica é calculada por $N_i = M_i / MA_i$, com MA a massa atômica, e, novamente, por simplicidade, $f_N = f_C + f_O$.

Denominamos a combinação de uma composição e um EGMF como um *Cenário Astrofísico*. Aqui consideramos quinze cenários astrofísicos, combinando os três EGMF e as cinco composições. As simulações são realizadas em uma janela de 10^{18} - 10^{21} eV,

aplicando-se um espectro tipo lei de potência com índice espectral $a = 1$, para garantir flutuações estatísticas equiparáveis em todas as energias. Injetamos $k \times 10^7$ núcleos de ^1H , ^4He , ^{14}N , ^{28}Si e ^{56}Fe , onde $k = 4, 5$ e 10 para os campos magnéticos *AstroR*, *Prim2R* e *Prim*, respectivamente. Cada núcleo é propagado até que: sua energia se torne inferior a 10^{17} eV; ou, seja detectado pelo observador; ou, deixe a caixa de simulação de 10 Mpc ao redor do observador. O Apêndice C contém os scripts utilizados na propagação.

As perdas de energia no interior da galáxia são ignoradas por serem desprezáveis e não adicionarem contribuições relevantes ao fluxo de secundários. O único efeito relevante para a propagação no interior da galáxia é espalhamento pelo GMF, que pode ser aproximado por uma lente magnética. Estimamos este efeito utilizando o módulo *Magnetic Lens* com o modelo de campo magnético JF12.

4.2.1 Propagação de neutrinos e fótons

A fim de acelerar as simulações, realizamos a propagação de neutrinos, fótons, elétrons e pósitrons secundários fora do ambiente de simulação principal. Os secundários produzidos são armazenados em um arquivo separado no instante em que são gerados. A propagação é realizada de forma independente, utilizando simulações unidimensionais. Os neutrinos perdem energia apenas por resfriamento adiabático, enquanto para os fótons e elétrons ativamos todas as perdas de energia relevantes. Para os elétrons e fótons, fazemos um pré-tratamento nos dados: como as propagações são retilíneas, inicialmente realizamos uma propagação sem perdas de energia, de modo a selecionar apenas as partículas que irão atingir o observador; estas partículas são então propagadas levando em conta as cascatas eletromagnéticas.

4.3 Normalização do fluxo

Uma vez que queremos utilizar uma propriedade física como parâmetro para estimar o fluxo total de UHECR, não é possível apresentar os resultados das simulações em unidades arbitrárias e simplesmente normalizá-los aos dados do Observatório Pierre Auger. Utilizaremos a abordagem apresentada por Eichmann *et al.* (111)

A normalização deve levar em conta que o fluxo de raios cósmicos emitidos pela fonte está distribuído entre os diferentes números atômicos e energias, sendo o fluxo total de energia igual à luminosidade. O mecanismo de aceleração DSA é dependente da rigidez da partícula, então, é razoável supor que a energia depositada em um primário de número atômico Z_i deva depender tanto de sua carga quanto de sua fração $f(Z_i) \equiv f_i$ injetada. Impomos (111)

$$L_{cr}(Z_i) \equiv L_{cr,i} = \frac{f_i Z_i}{\bar{Z}} L_{cr}, \quad (4.6)$$

com $\bar{Z} = \sum_i f_i Z_i$ um fator de normalização para garantir que $L_{cr} = \sum_i L_{cr,i}$.

A normalização dependerá de duas classes de parâmetros:

1. Parâmetros do Modelo: incluem a energia emitida na forma de raios cósmicos (L_{cr}); a composição injetada pela fonte (f_i , Z_i); o índice espectral da fonte (s); e a rigidez mínima e máxima em que ocorre a emissão (R_{min} e R_{max}).
2. Parâmetros Computacionais, incluem todos os parâmetros necessários para realizar a simulação: índice espectral (a); janela de rigidez (R_{min}^{sim} e R_{max}^{sim}); número de candidatos injetados ($\tilde{N}_i$) com carga Z_i ; e a superfície S do observador, sendo que $S = 4\pi R_{obs}^2$ para um observador esférico de raio R_{obs} .

Para cada candidato no arquivo de saída é necessário aplicar um peso $w = \frac{dN}{dSdt}$ que forneça o número de partículas detectadas por intervalo de tempo e de área. Este peso pode ser escrito como (111)

$$w_i = \frac{\bar{R}}{\tilde{N}_i S} \frac{dN_i}{dRdt}. \quad (4.7)$$

O primeiro termo leva em consideração os parâmetros computacionais, enquanto o segundo inclui as características da fonte. O número de partículas injetadas pela fonte com carga Z_i por intervalo de rigidez e de tempo pode ser estimado como (111)

$$\frac{dN_i}{dRdt} = \frac{dN}{dR} \frac{L_{cr,i}}{E_{cr,i}}, \quad (4.8)$$

sendo que $E_{cr,i}/L_{cr,i}$ fornece uma taxa típica de injeção e

$$E_{cr,i} = \int_{E_{min}}^{\infty} E \frac{dN}{dE} dE = Z_i e \int_{R_{min}}^{\infty} R \frac{dN}{dR} dR \quad (4.9)$$

é a energia total contida nos raios cósmicos de carga Z_i , com os limites de integração dados pelo intervalo de emissão da fonte. Como é difícil estimar os valores mínimos de energia de escape, empregaremos a energia do pico de emissão galáctico em $R_{min} \approx 10$ GV. (111) O valor $R_{max} \rightarrow \infty$ não é possível de ser realizado nas simulações e deve ser substituído por R_{max}^{sim} – a rigidez máxima injetada na simulação[†].

Escrevendo o espectro de emissão da fonte na forma

$$\frac{dN}{dR} = \Lambda R^{-s} e^{-R/R_{max}}, \quad (4.10)$$

com Λ uma normalização, obtemos

$$\frac{dN_i}{dRdt} = L_{cr} \frac{f_i}{e\bar{Z}} \frac{R^{-s} e^{-R/R_{max}}}{\int_{R_{min}}^{R_{max}^{sim}} R^{1-s} e^{-R/R_{max}} dR} \quad (4.11)$$

$$= \frac{f_i}{e\bar{Z}} \frac{R^{-s}}{R_{max}^{2-s}} e^{-R/R_{max}} \frac{L_{cr}}{\Gamma(2-s, \frac{R_{min}}{R_{max}}) - \Gamma(2-s, \frac{R_{max}^{sim}}{R_{max}})}, \quad (4.12)$$

[†] Este valor só será importante no caso de $R_{max}^{sim} \sim R_{max}$, caso contrário, podemos fazer o limite superior tender ao infinito, como podemos ver na Eq. 4.12.

Figura 24 – Fluxo em função de janelas de energia máxima de 10^{20} , 10^{21} e 10^{22} eV com e sem a correção efetuada pelo fator $\bar{R}$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

sendo $\Gamma(n, x)$ a função gama incompleta.

A escolha de $R_{min} = 10$ GV pode diminuir o fluxo total por um fator entre 2,6 e 4,3, quando comparado com uma escolha de $R_{min} \approx 10^{16}$ V, para $R_{max} = 10^{18}$ e 10^{20} V, respectivamente.

O fator $\bar{R}$ na Equação 4.7 leva em conta a densidade de candidatos injetados na janela de energia, dada por

$$\bar{R} = \frac{1}{d\tilde{N}/dR} \int_{R_{min}^{sim}}^{R_{max}^{sim}} dR \frac{d\tilde{N}}{dR} = R^a \int_{R_{min}^{sim}}^{R_{max}^{sim}} dR R^{-a} = R^a \ln \frac{R_{max}^{sim}}{R_{min}^{sim}}. \quad (4.13)$$

Para ilustrar a importância do fator $\bar{R}$ na correção da densidade de candidatos, realizamos uma simulação unidimensional injetando 10^4 candidatos de ^1H , ^4He , ^{14}N , ^{28}Si e ^{56}Fe com energia mínima de 1 EeV, energia máxima variável e índice espectral $a = 1$. Os candidatos foram propagados por uma distância de 50 Mpc, levando em conta decaimentos nucleares, perdas de energia adiabática, produção de pares, fotoprodução de píons e fotodesintegração (na CMB e IRB Gilmore12). Os resultados estão apresentados na Figura 24. Todos os histogramas resultantes foram pesados de acordo com $E^{-1}e^{-E/ZR_{max}}$. As curvas pontilhadas, entretanto, não apresentam a correção do termo logarítmico de $\bar{R}$. Perceba que a abertura da janela de injeção leva à diminuição da densidade de eventos, pois o número de candidatos é fixo, diminuindo a intensidade do fluxo sistematicamente. As curvas contínuas possuem a correção, que torna as curvas equiparáveis novamente.

Finalmente, encontramos que o peso que devemos aplicar aos candidatos para obter

histogramas normalizados pelas características da fonte é (111)

$$w_i = \frac{f_i L_{cr}}{4\pi r_{obs}^2 \bar{Z} e \tilde{N}_i} \frac{R^{1-s}}{R_{max}^{2-s}} e^{-R/R_{max}} \frac{\ln(R_{max}^{sim}/R_{min}^{sim})}{\Gamma(2-s, R_{min}/R_{max}) - \Gamma(2-s, R_{max}^{sim}/R_{max})} \quad (4.14)$$

4.4 Parâmetros

Conforme apresentado no Capítulo 2, vamos utilizar a potência cinética do jato para estimar o fluxo de UHECR de Cen A. Usando a expressão 2.22 e $L_{1,1} \sim 2,6 \times 10^{40}$ erg s⁻¹ (120), obtemos a potência cinética média do jato igual a $1,76 \times 10^{43}$ erg s⁻¹, que está de acordo com a faixa esperada. Isto implica um fluxo de raios cósmicos de

$$L_{cr} = g_{cr} \times 1,76 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}. \quad (4.15)$$

O fator g_{cr} fornece a relação entre a energia armazenada em forma de hádrons e em forma de campo magnético (no caso ideal de $\zeta \gg 1$), sendo que no regime de equipartição de energia $g_{cr} \approx 4/7$. O fato do campo magnético ser menor que o de equipartição, faz com que o valor de g_{cr} esperado seja

$$g_{cr} = \left(1 + \frac{3}{4} \left(\frac{B}{B_{min}} \right)^{7/2} \right)^{-1}, \quad (4.16)$$

e, quando utilizamos os valores de B e B_{min} estimados para Cen A, obtemos $g_{cr} \in [0,770, 0,975]$. Para a rigidez máxima (Equação 2.23), obtemos

$$R_{max} = g_{ac} \sqrt{1 - g_{cr}} 10^{19,4} V \quad \text{com } g_{ac} = \sqrt{\frac{8}{f^2} \frac{\beta_{choque}^2}{\beta_{jet}}}. \quad (4.17)$$

Dada a velocidade do jato de $0,5c$, assumindo que as ondas de choque geradas terão velocidade $\sim 0,2c$ (102), e dado que $1 \leq f \leq 8$, podemos estimar $g_{ac} \in [0,1, 0,8]$. Inferimos então, que núcleos de maior carga, como ¹⁴N, ²⁸Si e ⁵⁶Fe, podem ser acelerados à energias superiores a 10^{20} eV, conforme necessário para explicar os UHECR mais energéticos já detectados.

Os parâmetros g_{cr} , g_{ac} e s foram determinados pelo ajuste aos dados do Observatório Pierre Auger minimizando o valor de χ^2 ,

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^p \frac{(X_i - x_i)^2}{\sigma_i^2}. \quad (4.18)$$

X_i é o dado de fluxo do Observatório Pierre Auger, sendo σ_i a incerteza relacionada, e x_i é o valor do fluxo do histograma gerado para a mesma energia de X_i . Os parâmetros s , g_{cr} e g_{ac} são variados no intervalo $[2,0, 2,2]$, $[0,005, 1,00]$ e $[0,01, 1,0]$ em passos de 0,05, 0,0025 e 0,01, respectivamente. Este procedimento é realizado de modo a gerar um conjunto de parâmetros específico para cada cenário astrofísico. No próximo Capítulo, apresentaremos os resultados obtidos.

5 RESULTADOS

Este capítulo é dedicado a estudar os efeitos da propagação no espectro de UHECR emitidos por Cen A conforme as simulações descritas no Capítulo 4. Na primeira seção, abordamos os efeitos genéricos dos EGMF estruturados que serão estudados. Nas seções seguintes analisamos os resultados do ajuste de parâmetros para os cenários astrofísicos propostos, obtendo o fluxo, composição e direção de chegada dos UHECR e dos neutrinos e raios gama secundários. Os resultados obtidos para os neutrinos e fótons secundários estão submetidos para publicação*.

5.1 Efeitos do EGMF

Vamos iniciar o estudo da propagação de partículas emitidas por Cen A pelas deflexões das partículas nos três EGMFs. Para o estudo desta seção não vamos aplicar qualquer peso w aos histogramas de modo a manter os resultados genéricos e facilmente estendidos a todos os cenários astrofísicos que serão discutidos nas próximas seções.

A Figura 25 contém a trajetória de núcleos de ^{56}Fe de 100 EeV e momento inicial de direção arbitrária nos três EGMF considerados. Podemos perceber a forte influência do EGMF estruturado, gerando espalhamento grande ou pequeno em função da direção de partida da fonte. Note que partículas inicialmente lançadas em direções opostas a da Terra tendem a sofrer grandes deflexões, sendo espalhadas pelo intenso campo magnético da estrutura local do Superaglomerado de Virgo. A intensidade do espalhamento é fortemente determinada pelo modelo de semente de EGMF utilizado, sendo, na região local de Cen A, bastante sutil no caso do *AstroR*, um pouco mais importante para o *Prim2R* e muito intensa no caso do *Prim*.

Quando analisamos a propagação de prótons em função da energia para o campo magnético mais intenso, *Prim* (Figura 26), notamos que mesmo prótons, quando com energias da ordem de 1 EeV, podem realizar *loops* durante a propagação. O aumento da energia por um fator de cem ainda não é suficiente para linearizar as trajetórias, com um comportamento semelhante ao de núcleos de Fe de 100 EeV no campo *AstroR* (Figura 25). Somente em 1000 EeV os prótons passam a apresentar trajetórias retilíneas. O perfil pode ser estendido para outros núcleos percebendo-se que a trajetória depende da rigidez da partícula, e então de E/Z .

Pela análise anterior, verificamos que tanto prótons quanto núcleo de Fe podem alcançar a região do observador sem serem injetados na direção da Terra, a depender do

* *Probing UHECR production in Centaurus A using secondary neutrinos and gamma-rays* – <https://arxiv.org/abs/2011.13984>. (178)

EGMF. A Figura 27 mostra um histograma com a fração do fluxo de partículas que são detectadas pelo observador nas simulações realizadas em função do ângulo subentendido entre o momento inicial e o eixo Terra–Cen A. Os gráficos estão separados pelos primários injetados, e as linhas contínuas indicam a fração de primários que não sofreram fotodesintegração (não-desintegradas) durante a propagação, enquanto curvas tracejadas indicam a fração que sofreu fotodesintegração. Notamos que o modelo *AstroR* tem uma influência muito pequena sobre a direção das partículas, de modo que as partículas emitidas na direção do observador são detectadas, independentemente da carga do núcleo primário e da ocorrência de fotodesintegrações.

O modelo *Prim2R* também possui um pico no ângulo de emissão nulo, de modo que a maior parte das partículas que deixam a fonte na direção Terra–Fonte irão atingir a Terra. Entretanto, existem outros picos de menor fluxo de partículas, que podem incluir ângulos de até $\sim 60^\circ$ após uma intensa queda no fluxo, indicando a existência de emissões que afastam as partículas da região da Terra. Perceba que o pico em $\sim 0^\circ$ é dominado por partículas fruto de fotodesintegração, pois é populado pelas partículas de mais altas energias, que possuem maior tendência à trajetórias retilíneas e à fotodesintegração. Em relação à composição, percebe-se que a queda no fluxo após o segundo pico, é cada vez menos inclinada quanto maior a massa atômica do primário, o que é esperado pelo raio de Larmor relativístico da partícula diminuir com o aumento da carga. Note também que a fração de partículas detectadas que sofre fotodesintegração e não são emitidas na direção da fonte é bastante pequena.

O campo *Prim* apresenta uma grande diferença quando comparado aos outros. As direções de emissão dos UHECR que são detectados está contida, essencialmente em duas janelas, entre $0-20^\circ$ e entre $60-80^\circ$, com uma queda bem menos abrupta entre elas. Para diferentes primários, notamos que o pico de pequenos ângulos deve-se aos núcleos mais leves ou à fração desintegrada de núcleos mais pesados, indicando que mesmo a região Terra–Fonte possui um campo magnético relevante, capaz de defletir núcleos de maior carga. Além disso, diferentemente dos outros modelos, a fração de núcleos fotodesintegrados é maior que a fração de núcleos não-desintegrados, outro reflexo da intensidade do campo magnético que aumenta a distância percorrida.

5.2 Determinação dos parâmetros e fluxo de UHECR

Na Tabela 5.2 apresentamos os parâmetros obtidos para cada cenário astrofísico considerado. Percebemos as seguintes tendências:

- Com excessão da composição C4, valores de $s = 2,15 - 2,20$ são favorecidos, independentemente do EGMF utilizado. Isto pode ser um indicio da presença de ondas de choque ao menos levemente relativísticas em Cen A;

Tabela 2 – Parâmetros do Ajuste.

Composição	<i>AstroR</i>			<i>Prim2R</i>			<i>Prim</i>		
	s	g_{ac}	g_{cr}	s	g_{ac}	g_{cr}	s	g_{ac}	g_{cr}
C1	2,15	0,90	0,205	2,15	0,87	0,235	2,20	0,98	0,470
C2	2,15	0,90	0,205	2,15	0,88	0,235	2,20	0,98	0,470
C3	2,20	0,90	0,405	2,15	0,93	0,180	2,20	0,91	0,380
C4	2,00	0,07	0,065	2,20	0,98	0,150	2,00	0,06	0,920
C5	2,20	0,24	0,320	2,15	0,41	0,120	2,20	0,09	0,435

Fonte: Elaborada pelo autor.

- Nas composições mais leves (C1, C2 e C3) obtemos $g_{ac} \approx 0,9 - 1,0$, um pouco acima do limite superior estimado de 0,8. Este cenário pode indicar que ou a) as ondas de choque produzidas em Cen A são mais intensas que o esperado por um fator de $\sim 20\%$; ou b) Cen A não é capaz de produzir a totalidade dos UHECR detectados pelo Observatório Pierre Auger;
- As composições pesadas (C4 e C5) tendem a possuir valores de g_{ac} menores, entendido com base na maior quantidade de núcleos mais facilmente acelerados (de maior carga);
- O fator g_{cr} possui a maior dispersão e está, em geral, fora do intervalo estimado. Os valores obtidos parecem indicar que o campo magnético deveria ser maior que o obtido pela equipartição, e não o contrário.
- O EGMF *Prim* apresenta valores de g_{cr} maiores, provavelmente porque existe maior perda de energia das partículas e, conseqüentemente, é necessário injetar mais primários para ajustar os dados do Observatório Pierre Auger.

A Figura 28 mostra os resultados obtidos para os quinze cenários astrofísicos estudados. Perceba que as composições leves (C1, C2 e C3) tendem a apresentar uma dependência menor com o EGMF, sendo o principal efeito a produção de picos de energia mais baixa ($\sim 10^{18,5}$ eV) no EGMF *Prim*. A composição C3 começa a apresentar diferenças mais pronunciadas entre os EGMFs, por ser um pouco mais pesada, e os ajustes referentes às composições C4 e C5 são fortemente afetados pelo EGMF, parecendo mais razoáveis para o campo magnético fraco. Note que o efeito de picos de energia menor já surgem para as composições C4 e C5 no campo *Prim2R*, e o espectro fica fortemente deformado no campo *Prim*.

5.3 Composição na Terra

Nos ajustes realizados não introduzimos os dados de composição medida na Terra, pois, embora conheçamos o comportamento das funções de $\langle \ln A \rangle$ e $\sigma^2(\ln A)$ até pouco mais de $10^{19,5}$ eV, o valor exato dessas grandezas depende do modelo hadrônico em altas energias,

que não é conhecido. Na Figura 29 são mostradas essas duas grandezas para os cenários astrofísicos explorados neste trabalho, junto aos modelos hadrônicos de reconstrução da composição EPOS-LHC, SIBYLL2.3 e QGSJETII-04 aplicados aos dados do Observatório Pierre Auger. Para as composições C1 e C2 a curva de $\langle \ln A \rangle$ cresce mais lentamente que a inclinação dos modelos hadrônicos, devido a um enriquecimento tardio da composição com elementos pesados pelos altos valores de R_{max} necessários para o ajuste, que passam a dominar apenas em energias próximas de 10^{20} eV. Um ligeiro aumento da massa média ocorre para o campo magnético *Prim*, pois as perdas de energias de núcleos mais pesados são mais importantes neste caso. Isto se reflete nos dados de $\sigma^2(\ln A)$, que permanecem quase constantes até energias de $10^{19,5}$ eV, quando a composição começa a ser mista pela presença de núcleos de maior massa; este comportamento é o inverso do esperado pelos dados, nos quais a composição fica mais pura a medida que a energia aumenta, com um ligeiro pico de misturas entre $10^{19} - 10^{19,5}$ eV.

Por outro lado, as composições C4 e C5 crescem pouco, possuindo $\langle \ln A \rangle$ grande em quase toda a janela para os campos magnéticos *AstroR* e *Prim2R*. Entretanto, no *Prim2R* nota-se um abaixamento da massa em energias próximas a $10^{19,5}$, explicado pelo aumento da distância de propagação em comparação com o *AstroR*. Já estas composições iniciam com uma massa média pequena no caso do *Prim*, diferente dos outros EGMF, porque os núcleos de energias $\sim 10^{18}$ eV ficam aprisionados nos campos magnéticos, sem conseguirem se propagar. Verificamos também que a composição C4 apresenta uma variância maior em relação a C5, porque em C5 injeta-se menos espécies distintas que em C4.

Por possuir um caráter intermediário, na composição C3 as curvas de $\langle \ln A \rangle$ mostram um crescimento compatível com o modelo QGSJETII 04. Para energias menores que $\sim 10^{18,5}$ a composição é mais pesada que o esperado por este modelo para os EGMF *AstroR* e *Prim2R*; no caso do *Prim* isto é corrigido pelo aprisionamento de núcleos pesados de energias menores. Por outro lado, C3 possui uma composição mais mista que o esperado pelos modelos hadrônicos, justamente por ser uma composição intermediária.

5.4 Fluxo de secundários: neutrinos e fótons

As Figuras 30 e 31 contém o fluxo de secundários, neutrinos e raios gama, respectivamente, previstos para todos os cenários astrofísicos considerados, junto de curvas de sensibilidade de experimentos planejados ou em construção. A principal característica observada nas curvas é a forte dependência do fluxo de secundários com a composição injetada pela fonte. O EGMF tem uma influência secundária, mais importante para o caso de composições pesadas (C4 e C5).

Conforme discutimos no Capítulo 3, o pico mais energético de neutrinos é produzido pelo decaimento de π^+ da fotoprodução de píons e os núcleos de mais altas energias tendem a sofrer fotodesinteração antes de fotoprodução de píons. O fato de Cen A ser uma

fonte próxima tem uma influência direta neste resultado, pois diminui a probabilidade de perdas de energia por múltiplos canais, comprometendo a produção de secundários. Por esse motivo, o fluxo de neutrinos é maior em C1, C2 e C3 que em C4 e C5. Entretanto, esse comportamento é invertido no limite dos neutrinos de menores energias, em que as composições mais pesadas produzem um fluxo maior e que tende a crescer com a intensidade do campo magnético, devido ao aumento da distância percorrida pelos UHECR.

No caso dos fótons, percebemos que a dependência da composição também é mais relevante que o campo magnético. Esta região é populada pelas cascatas eletromagnéticas produzidas pelos raios gama, provenientes tanto da fotoprodução de píons quanto produção de pares e por este motivo a diferença entre as curvas é menor. Entretanto, C4 e C5 sofrem um abaixamento da intensidade do fluxo de secundários, explicada pelo grande número de UHECR que atingem a Terra e que não foram emitidos no eixo Terra–Cen A. O pequeno aumento no fluxo de fótons com a intensidade do EGMF se deve ao aumento da distância percorrida.

Quando comparamos a sensibilidade dos observatórios futuros percebemos que o fluxo de neutrinos produzidos por Cen A é muito menor que o detectável pelos observatórios GRAND (12), POEMMA (11) e IceCube_2Gen (13) em todos os cenários considerados. Já o fluxo de fótons secundários é comparável à sensibilidade dos observatórios SWGO (14) e CTA (15), sendo que o SWGO apresenta maior probabilidade de detectar o sinal devido a sua sensibilidade máxima estar na faixa de energia ($0,5\text{--}1 \times 10^{14}$ eV) em que há o maior fluxo de fótons atingindo a Terra.

5.5 Direção de chegada

A direção de chegada dos UHECR que atingem a Terra é uma informação crucial para a física dos raios cósmicos. Vamos analisar a direção de chegada para os cenários astrofísicos explorados, tanto para os UHECR, quanto para os neutrinos e fótons secundários.

5.5.1 UHECR

Para melhor quantificar as deflexões nos campos magnéticos, a Figura 32 mostra a fração do fluxo em função do ângulo entre o eixo Terra–Cen A e a direção de chegada dos UHECR. As projeção Mollweide da direção de chegada dos UHECR em coordenadas galácticas se encontram no Apêndice D. No modelo *AstroR*, o campo magnético extragaláctico não é intenso o suficiente para causar grandes deflexões nas direções de chegada, estando todos os UHECR detectados em uma janela de 5° em torno posição da fonte, conforme esperado pela Figura 27.

O *Prim2R* apresenta uma tendência a formar picos de detecção, cuja intensidade é fortemente dependente da composição, com variações na fração de ordens de grandeza.

Perceba que, embora C5 seja mais pesada que C4, os ângulos de deflexão são menores, porque em C4 injeta-se núcleos de ^{56}Fe , ausentes em C5. Este comportamento também é visto na Figura 27, de onde concluímos que a fração mais defletida é de menor energia e emitida em direções fora do eixo Terra–Fonte.

A diminuição do fluxo de partículas próximo de Cen A é ainda mais dramático para o EGMF mais intenso explorado, *Prim*. Percebe-se uma queda gradual na fração do fluxo em função do aumento da distância, com pequena diferença entre as composições. As composições C1, C2 e C3 ainda possuem um discreto pico contendo $\sim 10\%$ da fração total do fluxo na direção de Cen A. Estima-se que aproximadamente 50% do fluxo esteja contido em uma janela de $\sim 30\text{--}50^\circ$, levando a espalhamentos significativamente maiores que as propostas de 24° . (65, 111, 179) Isto ocorre porque este modelo apresenta um fator de preenchimento volumétrico de campo magnético bastante grande. Deflexões com mais de 100° são raras em ambos modelos de EGMF primordiais.

5.5.2 Efeito do campo magnético galácticos

Para estimar o efeito do GMF selecionamos as composições C1 e C4, de maior e menor deflexões como visto acima e simulamos 4×10^4 eventos no módulo *Magnetic Lens* do *CRPropa3*. Esse módulo gera um mapa de probabilidade de detecção de partículas. As deflexões obtidas são apresentados na Figura 33, enquanto no Apêndice D estão os mapas obtidos. A aplicação da lente galáctica indica que o efeito sobre as direções de chegadas do campo *AstroR* é bastante sutil, com um pequeno espalhamento em outras direções (lembrando que os mapas estão em escala logarítmica). O campo *Prim2R* espalha os UHECR para longitudes maiores, para uma região na qual o GMF faz com que a deflexão total do fluxo no ambiente galáctico dependa menos da composição. Por outro lado, as direções de chegada das composições C1 e C4 são fortemente afetadas pelo modelo *Prim*, com perfis bastante distintos, que também influencia a posição dos picos após a aplicação da lente. Em geral percebemos que o GMF tende a atrair parte do fluxo para mais perto da posição do dipolo da componente extragaláctica dos UHECR, além de diminuir a anisotropia especialmente para o campo magnético *Prim2R*.

Para uma avaliação detalhada do efeito do GMF seria necessário realizar simulações *backtracking*, no qual inverte-se a cargas partículas e a direção de propagação. As partículas seriam então detectadas na posição de Cen A após serem propagadas pelo GMF no interior da região galáctica e pelo EGMF na região extragaláctica. A lente magnética utilizada aqui, traz apenas uma ideia do que poderia ocorrer, com valor quantitativo muito inferior que o das outras seções.

5.5.3 Neutrinos e fótons secundários

Em relação aos neutrinos e fótons secundários, a fração e a integral de eventos em função do ângulo subentendido entre a direção de detecção e o eixo Terra–Cen A estão apresentados nas Figuras 34 e 35 para todos os cenários astrofísicos considerados. Os mapas de direção de chegada para todas as composições está apresentado no Apêndice D. Os perfis apresentados para fótons e neutrinos são semelhantes, sendo as diferenças principalmente devido aos mecanismos de produção distintos. Claramente nota-se que o EGMF tem uma grande influência sobre a direção de chegada dos secundários. Percebemos que todos os neutrinos e fótons secundários estão contidos em uma janela de 5° quando o EGMF *AstroR* é utilizado, independentemente da composição. Para o modelo *Prim2R* começam a surgir pequenas frações destes secundários espalhados para ângulos maiores que $\sim 10^\circ$, mas a maior porcentagem de secundários ($> 80\%$) está localizada próximo da direção da fonte. O caso do modelo *Prim* ocorrem grandes desvios na direção dos secundários, altamente dependentes da composição.

Por estes resultados, percebemos que a estrutura dos campos magnéticos extragalácticos também influencia a direção de chegada da parcela neutra dos secundários.

5.5.4 Possibilidade de detecção

A possibilidade de detecção do sinal anisotrópico de neutrinos secundários de Cen A foi calculada usando a significância Li & Ma (180) pela expressão (181)

$$S = \frac{n - b}{|n - b|} \sqrt{2} \left[n \ln \left(\frac{n + \alpha n}{b + \alpha n} \right) + \frac{b}{\alpha} \ln \left(\frac{b + \alpha b}{b + \alpha n} \right) \right]^{1/2}, \quad (5.1)$$

sendo S a significância estatística do sinal, n o número de eventos observados na região de interesse, b o número de eventos esperados na região de interesse devido ao fundo e α a razão entre número de eventos esperados pelo fundo na região da fonte e o restante do céu. É importante deixar claro que o campo magnético galáctico não deve ter grande influência neste resultado, pois os neutrinos e fótons são produzidos principalmente na região externa à galáxia e não são defletidos pelo GMF.

Uma distribuição homogênea de neutrinos foi gerada usando o fluxo de neutrinos cosmogênicos predito pelo modelo CTG (182) do ajuste combinado do Observatório Pierre Auger (183), que supõe uma distribuição isotrópica de fontes entre redshifts 0 e 1. Esta distribuição foi utilizada como hipótese nula em um teste estatístico com 10 000 realizações e neutrinos com $E > 10^{14}$ eV, em uma janela circular de raio $2,5^\circ$ centrada em Cen A. A significância média obtida é mostrada na Figura 36 como função da contribuição de Cen A ao fluxo total de raios cósmicos medidos pelo Observatório Pierre Auger. Sinais altamente anisotrópicos ($> 5\sigma$) são passíveis de detecção com 95% C.L. para os modelos *AstroR* e *Prim2R* mesmo que a contribuição de Cen A ao fluxo total de UHECR seja inferior a

$\sim 4\%$. Para o campo magnético extragaláctico *Prim*, a detecção de um sinal anisotrópico com 5σ em 95% C.L. é altamente composição-dependente. Um fato interessante é que as composições mais pesadas tendem a ter um sinal mais detectável, porque quando convertemos o fluxo em número de partículas, a fração menos energética é a com maior contribuição. Este resultado mostra que a detecção de neutrinos secundários de Cen A deve ser possível, quando comparada à um fundo de neutrinos difusivos, mesmo que Cen A não contribuía com uma fração muito grande do fluxo de UHECR. A detecção, no entanto, depende da construção de observatórios suficientemente sensíveis.

5.6 Excerto: AGNs como fontes locais

De modo geral, os picos de partículas que surgem longe do eixo Terra–Cen A ocorrem por causa da estrutura do EGMF, com regiões de alta intensidade concentradas. A alta anisotropia das estruturas locais reflete na direção de partida dos UHECR e, conseqüentemente, afetam a direção de chegada na Terra. Além disso, é importante para a composição que chegará à Terra, porque aumenta a distância percorrida. A ausência de grandes deflexões no modelo *AstroR* surge pela baixa intensidade deste campo, que é importante apenas muito próximo de regiões de “bolhas”, relativamente distantes da região entre a Terra e Cen A.

Quando consideramos radiogaláxias FRI como fontes locais, os três objetos mais importantes são Centaurus A (3,8 Mpc), M87 (18,4 Mpc) e Fornax A (20,9 Mpc). Elas constituem os AGNs com maior luminosidade nas proximidades da Terra, com $L_{1,1}^{\text{CenA}} = 2,6 \times 10^{40}$ erg/s, $L_{1,1}^{\text{M87}} = 7,6 \times 10^{40}$ erg/s e $L_{1,1}^{\text{FornaxA}} = 8,3 \times 10^{40}$ erg/s. (120) Com estes valores e a Equação 2.23, podemos estimar a rigidez máxima como $R_{\text{max}}^{\text{CenA}} \sim 10^{19,4}$ V, $R_{\text{max}}^{\text{M87}} \sim 10^{19,5}$ V e $R_{\text{max}}^{\text{FornaxA}} \sim 10^{19,5}$ V, indicando que a aceleração para energias superiores a 10^{20} eV é possível nestes três objetos.

Com base na estrutura local dos EGMF podemos esperar que UHECR emitidos por uma fonte como M87 (Virgo A) possuam alta deflexões nos três modelos de EGMF, pois se encontra após um filamento magnético, o que poderia explicar a ausência de excesso de eventos na direção deste que é o segundo AGN de alta luminosidade mais próximo conhecido. Interessantemente, Fornax A, outro AGN próximo de um pico de eventos local no mapa do Observatório Pierre Auger (veja (65), por exemplo) está localizada em uma região com menos estrutura extragaláctica.

Vamos considerar um modelo simplista para comparar o ângulo de deflexão da direção de chegada dos UHECR emitidos por estas três radiogaláxias. Consideramos que as partículas são emitidas pela fonte com $s = 2$ e um corte exponencial no valor de R_{max} . Este corte exponencial é importante para individualizar cada fonte e filtrar a energia das partículas, uma vez que partículas muito energéticas tendem a apresentar trajetórias mais retilíneas. Estamos ignorando os detalhes das fontes, como g_{cr} e g_{ac} , e focando apenas

nos efeitos dos EGMF. As fontes injetam partículas na mesma proporção $\text{H:He:N:Si:Fe} = 1:1:1:1:1$. Todas as interações com radiações de fundo estão ativadas, como na simulação para Cen A. Para aumentar a eficiência na detecção, o tamanho do observador em cada simulação é ajustado para que o erro na direção de chegada seja o mesmo que o obtido para Cen A. A Figura 37 apresenta o fluxo normalizado de partículas em função do ângulo de direção de chegada medido em relação ao eixo Terra–Fonte.

Notamos que o campo *AstroR* é demasiadamente fraco para produzir deflexões importantes mesmo nos casos de M87, embora possua as maiores frações de fluxo fora da direção da fonte, conforme esperado. Nos campos *Prim2R* e *Prim*, M87 apresenta um perfil muito interessante com uma pequena fração de partículas em uma janela menor que 10° ao redor da fonte. No caso do *Prim*, o campo extremo tende a produzir uma distribuição quase que isotrópica na direção de chegada das partículas.

O perfil obtido para Cen A é muito semelhante ao da Figura 32 e, conforme discutido evidencia a estrutura local do EGMF.

O perfil mais interessante é o de Fornax A: Se o campo magnético *Prim* melhor representar a estrutura magnética local, podemos esperar que as partículas vindas de Fornax A sejam quase totalmente isotropizadas. Por outro lado, um EGMF como o *Prim2R* permite a existência de picos na direção de chegada, incluindo um com deflexões inferiores a 10° da direção de Fornax A.

Estes resultados indicam que a estrutura do EGMF somado às fontes próximas é essencial para explicar os dois *hotspots* presentes nas anisotropias de pequena escala observadas pelo Pierre Auger, e a ausência de UHECR que se esperaria na direção de M87. Novamente ressaltamos a importância de considerar a estrutura dos EGMF quando estudamos fontes locais.

Figura 25 – Trajetória de núcleos de ^{56}Fe com 100 EeV e momento inicial de direção arbitrária. Cen A é mostrada como uma estrela no centro da grade e a Via Láctea é identificada como um ponto azul. Também é indicada a projeção YZ dos EGMFs.

Fonte: Elaborada pelo autor.

H - Prim

Figura 26 – Trajetória de núcleos de ^1H no EGMF *Prim* e momento inicial de direção arbitrária para energias de 1, 10, 100 e 1000 EeV. Cen A é mostrada como uma estrela no centro da grade e a Via Láctea é identificada como um ponto azul.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 27 – Fluxo normalizado de partículas que são detectadas pelo observador nas simulações realizadas em função do ângulo subentendido entre o momento inicial e o eixo Terra–Cen A. Os gráficos estão separados pelo primário injetado. “ND” indica a fração não desintegrada, enquanto “D” indica a fração que sofreu fotodesintegração. No caso do hidrogênio, linhas tracejadas indicam produção de nêutrons via fotoprodução de píons.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 28 – Fluxo de UHECR como função da energia de acordo com os ajustes realizados. São mostrados os resultados para os três EGMFs (*AstroR*, *Prim2R* e *Prim*) e as cinco composições (C1–C5).

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 29 – Composição medida na Terra em função da energia de acordo com os ajustes realizados. São mostrados os resultados para os três EGMFs (*AstroR*, *Prim2R* e *Prim*) e as cinco composições (C1–C5). Os modelos hadrônicos de reconstrução da composição EPOS-LHC, SIBYLL2.3 e QGSJETII-04 aplicados aos dados do Observatório Pierre Auger (10) também são mostrados.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 30 – Fluxo de neutrinos secundários em função da energia. Os resultados são referentes aos três EGMFs (*AstroR*, *Prim2R* e *Prim*) e cinco composições (C1–C5). A sensibilidade dos experimentos futuros POEMMA (11), GRAND (12) e IceCube_2Gen (13) também são apresentadas.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 31 – Fluxo de raios gama secundários como função da energia. Os resultados são referentes aos três EGMFs (*AstroR*, *Prim2R* e *Prim*) e cinco composições (C1–C5). A sensibilidade dos experimentos futuros SWGO (14) e CTA (15) também são apresentadas.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 32 – Direção de chegada dos UHECR para os quinze cenários astrofísicos. É mostrada a fração de UHECR em função do ângulo entre o eixo Terra–Cen A, bem como a integral em função deste ângulo.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 33 – Direção de chegada dos UHECR para os quinze cenários astrofísicos. É mostrada a fração de UHECR em função do ângulo entre o eixo Terra–Cen A, bem como a integral em função deste ângulo para as composições C1 e C4, com e sem a aplicação do campo magnético JF12.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 34 – Direção de chegada dos neutrinos secundários. É mostrada a fração de neutrinos em função do ângulo entre o eixo Terra–Cen A para os três EGMFs e cinco composições, bem como a integral em função deste ângulo.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 35 – Direção de chegada dos fótons secundários. É mostrada a fração de fótons em função do ângulo entre o eixo Terra–Cen A para os três EGMFs e cinco composições, bem como a integral em função deste ângulo.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 36 – Significância Li & Ma (esquerda) e Limite de Confiança (direita) como função da contribuição de Cen A ao fluxo total de UHECR medido pelo Observatório Pierre Auger. Todos os cenários astrofísicos são mostrados.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 37 – Deflexão no ângulo de direção de chegada de UHECR em relação ao eixo Terra-Fonte para Cen A, M87 e Fornax A nos EGMF *AstroR*, *Prim2R* e *Prim*.

Fonte: Elaborada pelo autor.

6 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

Neste trabalho estudamos AGNs como fontes locais de raios cósmicos ultra energéticos e a necessidade de uma abordagem multimensageira para o problema. O principal objetivo foi explorar a produção de neutrinos e fótons produzidos durante a propagação dos UHECR da fonte até a Terra.

Foram apresentados os resultados que nos fazem considerar as radiogaláxias como possíveis aceleradores eficientes de UHECR. Um modelo fenomenológico aplicável à radiogaláxias foi explorado. As interações ocorridas durante a propagação, que levam à produção dos secundários foi discutida com mais detalhes. Estas interações inevitavelmente levam à necessidade de fontes locais para os UHECR. Estes dois fatores foram combinados indicando que Centaurus A continua sendo o objeto mais interessante no estudo de fontes de UHECR, pois é a mais próxima das radiogaláxias. Por este motivo, atualizamos o fluxo esperado de neutrinos para esta fonte, e encontramos que existe a possibilidade de detecção destes neutrinos no futuro, desde que Centaurus A contribuía com ao menos $\sim 50\%$ do fluxo de UHECR medidos pelo Observatório Pierre Auger.

Analizamos com detalhe a propagação de UHECR produzidos por Cen A, assumindo que apenas esta fonte seja suficiente para produzir o espectro medido pelo Observatório Pierre Auger. Para isto, utilizamos cinco composições e três modelos de campos magnéticos extragalácticos estruturados que foram desenvolvidos recentemente. Como resultado, a análise de quinze cenários astrofísicos nos permitiu analisar as direções de chegada de UHECR, neutrinos e fótons secundários, além de prever o fluxo destes secundários para uma ampla faixa possibilidades. Obtivemos que os experimentos planejados não serem capazes de detectar o fluxo previsto para os neutrinos e fótons secundários, devido a sensibilidade. Entretanto, a anisotropia do sinal de neutrinos é alta o suficiente para ser diferenciada do fluxo de neutrinos cosmogênicos gerados pela propagação de UHECR, permitindo a detecção no caso de um observatório com sensibilidade suficiente.

Ressaltamos que Centaurus A não é vista como fonte pontual para observadores na Terra, e a aproximação de fonte pontual constitui uma simplificação. Por ser uma fonte extensa, podemos ter acelerações em diferentes regiões, com características próprias, como índice espectral e composição injetada diferentes. No futuro pretendemos realizar uma análise aprofundada da aceleração em diferentes regiões de Centaurus A e as consequências para o fluxo, direções e composição dos UHECR. Outra limitação da análise é a consideração do campo magnético galáctico, que necessita de um estudo mais aprofundado.

Um modelo simplista foi utilizado para analisar a direção de chegada de UHECR das três radiogaláxias mais próximas: Centaurus A, M87 e Fornax A. O resultado obtido

ressalta a importância de considerar a estrutura dos EGMF quando estudamos fontes locais: A estrutura do EGMF somado à fontes próximas é essencial para explicar as anisotropias de pequena escala observadas pelo Pierre Auger, e a ausência de UHECR que se esperaria na direção de M87. Um estudo detalhado destas três fontes é essencial para a resolução do quebra-cabeça dos raios cósmicos de mais altas energias.

REFERÊNCIAS

- 1 GILMORE, R. C. *et al.* Semi-analytic modelling of the extragalactic background light and consequences for extragalactic gamma-ray spectra. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, The Royal Astronomical Society, v. 422, n. 4, p. 3189–3207, 2012.
- 2 BATISTA, R. A. *et al.* CRPropa 3—a public astrophysical simulation framework for propagating extraterrestrial ultra-high energy particles. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2016, n. 05, p. 038, 2016.
- 3 HACKSTEIN, S. *et al.* Simulations of ultra-high energy cosmic rays in the local universe and the origin of cosmic magnetic fields. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 475, n. 2, p. 2519–2529, 2018.
- 4 PROTHEROE, R.; BIERMANN, P. A new estimate of the extragalactic radio background and implications for ultra-high-energy γ -ray propagation. **Astroparticle Physics**, Elsevier BV, v. 6, n. 1, p. 45–54, 1996.
- 5 CUOCO, A.; HANNESTAD, S. Ultrahigh energy neutrinos from Centaurus A and the Auger hot spot. **Physical Review D**, APS, v. 78, n. 2, p. 023007, 2008.
- 6 KACHELRIESS, M.; OSTAPCHENKO, S.; TOMAS, R. High energy radiation from Centaurus A. **New Journal of Physics**, IOP Publishing, v. 11, n. 6, p. 065017, 2009.
- 7 VERZI, V. **Measurement of the energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays using the Pierre Auger Observatory**. 2019. Disponível em: <https://pos.sissa.it/358/450/pdf>. Acesso em: 23 nov. 2020.
- 8 AAB, A. *et al.* Limits on point-like sources of ultra-high-energy neutrinos with the Pierre Auger Observatory. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2019, n. 11, p. 004, 2019.
- 9 AARTSEN, M. *et al.* All-sky search for time-integrated neutrino emission from astrophysical sources with 7 yr of IceCube data. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 835, n. 2, p. 151, 2017.
- 10 YUSHKOV, A. **Mass composition of cosmic rays with energies above $10^{17.2}$ eV from the hybrid data of the Pierre Auger Observatory**. 2019. Disponível em: <https://pos.sissa.it/358/482/pdf>. Acesso em: 23 nov. 2020.
- 11 VENTERS, T. M. *et al.* **POEMMA’s target of opportunity sensitivity to cosmic neutrino transient sources**. 2019. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1906.07209.pdf>. Acesso em: 30 abr. 2020.
- 12 ALVAREZ-MUÑIZ, J. *et al.* **The giant radio array for neutrino detection (GRAND): science and design**. 2018. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1810.09994.pdf>. Acesso em: 30 abr. 2020.
- 13 AARTSEN, M. *et al.* **IceCube-Gen2: the window to the extreme universe**. 2020. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/2008.04323.pdf>. Acesso em: 05 dez. 2020.

- 14 ABREU, P. *et al.* **The Southern Wide-Field Gamma-Ray Observatory (SWGO)**: a next-generation ground-based survey instrument for VHE gamma-ray astronomy. 2019. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1907.07737.pdf>. Acesso em: 30 abr. 2020.
- 15 HASSAN, T. *et al.* Monte Carlo performance studies for the site selection of the Cherenkov Telescope Array. **Astroparticle Physics**, Elsevier, v. 93, p. 76–85, 2017.
- 16 LIDDLE, A. **An introduction to modern cosmology**. 3rd ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2015.
- 17 DAVIS JUNIOR, R. Nobel lecture: a half-century with solar neutrinos. **Reviews of Modern Physics**, APS, v. 75, n. 3, p. 985, 2003.
- 18 KOSHIBA, M. Nobel lecture: birth of neutrino astrophysics. **Reviews of Modern Physics**, APS, v. 75, n. 3, p. 1011, 2003.
- 19 MÉSZÁROS, P. *et al.* Multi-messenger astrophysics. **Nature Reviews Physics**, Nature Publishing Group, v. 1, n. 10, p. 585–599, 2019.
- 20 ABBOTT, B. P. *et al.* Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. **Physical Review Letters**, APS, v. 116, n. 6, p. 061102, 2016.
- 21 LONGAIR, M. S. **High energy astrophysics**. 3rd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2011.
- 22 PIERRE AUGER OBSERVATORY. **Probing ever higher energies**. Disponível em: <https://www.auger.org/index.php/cosmic-rays>. Acesso em: 01 dez. 2020.
- 23 ANGELIS, A. D. **Spontaneous ionization to subatomic physics**: Victor Hess to Peter Higgs. 2012. Disponível em: <https://indico.cern.ch/event/197799/contributions/371924/attachments/291924/408037/12SpacepartDeangelis.pdf>. Acesso em: 09 jan. 2020.
- 24 WALTER, M.; WOLFENDALE, A. W. Early history of cosmic particle physics. **The European Physical Journal H**, Springer, v. 37, n. 3, p. 323–358, 2012.
- 25 STANEV, T. **High energy cosmic rays**. Berlin: Springer Science & Business Media, 2010.
- 26 USOSKIN, I. G.; KOVALTSOV, G. A. Cosmic rays and climate of the Earth: possible connection. **Comptes Rendus Geoscience**, Elsevier, v. 340, n. 7, p. 441–450, 2008.
- 27 SLOAN, T.; WOLFENDALE, A. Cosmic rays, solar activity and the climate. **Environmental Research Letters**, IOP Publishing, v. 8, n. 4, p. 045022, 2013.
- 28 ALMEIDA, J. *et al.* Molecular understanding of sulphuric acid–amine particle nucleation in the atmosphere. **Nature**, Nature Publishing Group, v. 502, n. 7471, p. 359–363, 2013.
- 29 ORMES, J. F. Cosmic rays and climate. **Advances in Space Research**, Elsevier, v. 62, n. 10, p. 2880–2891, 2018.
- 30 VEPSÄLÄINEN, A. *et al.* **Impact of ionizing radiation on superconducting qubit coherence**. 2020. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/2001.09190.pdf>. Acesso em: 01 jul. 2020.

- 31 BARISH, R. J. In-flight radiation exposure during pregnancy. **Obstetrics & Gynecology**, LWW, v. 103, n. 6, p. 1326–1330, 2004.
- 32 FEDERICO, C. A. *et al.* Estimates of cosmic radiation dose received by aircrew of DCTA's flight test special group. **Journal of Aerospace Technology and Management**, SciELO Brasil, v. 2, n. 2, p. 137–144, 2010.
- 33 MAROV, M. Y. Radiation and space flights safety: an insight. **Acta Astronautica**, Elsevier, v. 176, p. 580–590, 2020. DOI: 10.1016/j.actaastro.2020.03.022.
- 34 MORISHIMA, K. *et al.* Discovery of a big void in Khufu's Pyramid by observation of cosmic-ray muons. **Nature**, Nature Publishing Group, v. 552, n. 7685, p. 386–390, 2017.
- 35 BATISTA, R. A. *et al.* Open questions in cosmic-ray research at ultrahigh energies. **Frontiers in Astronomy and Space Sciences**, Frontiers, v. 6, p. 23, 2019.
- 36 KOTERA, K.; OLINTO, A. V. The astrophysics of ultrahigh-energy cosmic rays. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, Annual Reviews, v. 49, p. 119–153, 2011.
- 37 TORRES, D. F.; ANCHORDOQUI, L. A. Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays. **Reports on Progress in Physics**, IOP Publishing, v. 67, n. 9, p. 1663, 2004.
- 38 APEL, W. *et al.* Kneelike structure in the spectrum of the heavy component of cosmic rays observed with KASCADE-Grande. **Physical Review Letters**, APS, v. 107, n. 17, p. 171104, 2011.
- 39 LAGAGE, P.; CESARSKY, C. Cosmic-ray shock acceleration in the presence of self-excited waves. **Astronomy and Astrophysics**, v. 118, p. 223–228, 1983.
- 40 CAPRIOLI, D.; AMATO, E.; BLASI, P. The contribution of supernova remnants to the galactic cosmic ray spectrum. **Astroparticle Physics**, Elsevier, v. 33, n. 3, p. 160–168, 2010.
- 41 THOUDAM, S. *et al.* Cosmic-ray energy spectrum and composition up to the ankle: the case for a second galactic component. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 595, p. A33, 2016.
- 42 PTUSKIN, V. *et al.* Diffusion and drift of very high energy cosmic rays in galactic magnetic fields. **Astronomy and Astrophysics**, v. 268, n. 2, p. 726–735, 1993.
- 43 CANDIA, J.; ROULET, E.; EPELE, L. N. Turbulent diffusion and drift in galactic magnetic fields and the explanation of the knee in the cosmic ray spectrum. **Journal of High Energy Physics**, IOP Publishing, v. 2002, n. 12, p. 033, 2003.
- 44 AAB, A. *et al.* Measurement of the cosmic-ray energy spectrum above 2.5×10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory. **Physical Review D**, APS, v. 102, n. 6, p. 062005, 2020.
- 45 KANG, H.; RACHEN, J. P.; BIERMANN, P. L. Contributions to the cosmic ray flux above the ankle: clusters of galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 286, n. 2, p. 257–267, 1997.

- 46 BEREZINSKY, V.; GAZIZOV, A.; GRIGORIEVA, S. Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 612, n. 3-4, p. 147–153, 2005.
- 47 MURASE, K.; INOUE, S.; ASANO, K. Cosmic rays above the 2nd knee from clusters of galaxies. **International Journal of Modern Physics D**, World Scientific, v. 18, n. 10, p. 1609–1614, 2009.
- 48 UNGER, M.; FARRAR, G. R.; ANCHORDOQUI, L. A. Origin of the ankle in the ultrahigh energy cosmic ray spectrum, and of the extragalactic protons below it. **Physical Review D**, APS, v. 92, n. 12, p. 123001, 2015.
- 49 KACHELRIESS, M. *et al.* Minimal model for extragalactic cosmic rays and neutrinos. **Physical Review D**, APS, v. 96, n. 8, p. 083006, 2017.
- 50 EICHMANN, B. High energy cosmic rays from Fanaroff-Riley radio galaxies. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2019, n. 05, p. 009, 2019.
- 51 TANABASHI, M. *et al.* Review of particle physics. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 98, n. 3, p. 030001, 2018.
- 52 SÁNCHEZ, F. A. **The muon component of extensive air showers above $10^{17.5}$ eV measured with the Pierre Auger Observatory**. 2019. Disponível em: https://www.icrc2019.org/uploads/1/1/9/0/119067782/pao_umd_results_fsanchez-pos411-uploaded.pdf. Acesso em: 20 nov. 2020.
- 53 RIEHN, F. **Measurement of the fluctuations in the number of muons in inclined air showers with the Pierre Auger Observatory**. 2019. Disponível em: <https://www.icrc2019.org/uploads/1/1/9/0/119067782/auger-rmu-icrc2019-v6.pdf>. Acesso em: 20 nov. 2020.
- 54 AAB, A. *et al.* Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} eV. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 357, n. 6357, p. 1266–1270, 2017.
- 55 ROULET, E. *et al.* **Large-scale anisotropies above 0.03 EeV measured by the Pierre Auger Observatory**. 2019. Disponível em: https://www.icrc2019.org/uploads/1/1/9/0/119067782/lsaicrc_roulet.pdf. Acesso em: 20 nov. 2020.
- 56 ABBASI, R. *et al.* Observation of anisotropy in the galactic cosmic-ray arrival directions at 400 TeV with IceCube. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 746, n. 1, p. 33, 2012.
- 57 AARTSEN, M. *et al.* Anisotropy in cosmic-ray arrival directions in the southern hemisphere based on six years of data from the IceCube detector. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 826, n. 2, p. 220, 2016.
- 58 CHIAVASSA, A. *et al.* KASCADE-Grande experiment measurements of the cosmic ray spectrum and large scale anisotropy. **Nuclear and Particle Physics Proceedings**, Elsevier, v. 279, p. 56–62, 2016.
- 59 GAISSER, T. K.; STANEV, T. High-energy cosmic rays. **Nuclear Physics A**, Elsevier, v. 777, p. 98–110, 2006.

- 60 GREISEN, K. End to the cosmic-ray spectrum? **Physical Review Letters**, APS, v. 16, n. 17, p. 748, 1966.
- 61 ZATSEPIN, G. T.; KUZ'MIN, V. A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. **JETP Letters**, v. 4, p. 78, 1966.
- 62 LANG, R. G. *et al.* **Revisiting the distance to the nearest UHECR source: effects of extra-galactic magnetic fields**. 2020. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/2005.14275.pdf>. Acesso em: 10 dez. 2020.
- 63 RYDEN, B. **Introduction to cosmology**. Cambridge: Cambridge University Press, 2017.
- 64 CACCIANIGA, L. **Anisotropies of the highest energy cosmic-ray events recorded by the Pierre Auger Observatory in 15 years of operation**. 2019. Disponível em: <https://pos.sissa.it/358/206/pdf>. Acesso em: 10 jun. 2020.
- 65 MATTHEWS, J. H. *et al.* Fornax A, Centaurus A, and other radio galaxies as sources of ultrahigh energy cosmic rays. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: letters**, Oxford University Press, v. 479, n. 1, p. L76–L80, 2018.
- 66 AAB, A. *et al.* **The Pierre Auger Observatory: contributions to the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019)**. 2019. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1909.09073.pdf>. Acesso em: 10 jul. 2020.
- 67 BRANCHESI, M. Multi-messenger astronomy: gravitational waves, neutrinos, photons, and cosmic rays. **Journal of Physics: conference series**, v. 718, n. 2, p. 022004, 2016.
- 68 HIRATA, K. *et al.* Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A. **Physical Review Letters**, APS, v. 58, n. 14, p. 1490, 1987.
- 69 ALEXEYEV, E. *et al.* Detection of the neutrino signal from SN1987A in the LMC using the INR Baksan underground scintillation telescope. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 205, n. 2-3, p. 209–214, 1988.
- 70 HAINES, T. *et al.* Neutrinos from SN1987a in the IMB detector. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment**, Elsevier, v. 264, n. 1, p. 28–31, 1988.
- 71 ABBOTT, B. P. *et al.* Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger: GW170817 and GRB 170817A. **Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 848, n. 2, p. L13, 2017.
- 72 MIRZOYAN, R. *et al.* First-time detection of VHE gamma rays by MAGIC from a direction consistent with the recent EHE neutrino event IceCube-170922A. **The Astronomer's Telegram**, v. 10817, n. 1, Oct. 2017.
- 73 THE ICECUBE COLLABORATION. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 361, n. 6398, p. 1378, 2018.
- 74 TAYLOR, A. M. **The propagation of ultra high energy cosmic rays**. 2006. Ph D. Thesis (Doctor) — University of Oxford, Oxford, 2006.

- 75 HILLAS, A. M. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 22, p. 425–444, 1984.
- 76 DOVA, M. **Ultra-high energy cosmic rays**. 2016. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1604.07584.pdf>. Acesso em: 12 set. 2020.
- 77 VIETRI, M. **Foundations of high-energy astrophysics**. Chicago: University of Chicago Press, 2008.
- 78 BEREZINSKY, V.; KACHELRIESS, M.; VILENKIN, A. Ultrahigh energy cosmic rays without Greisen-Zatsepin-Kuzmin cutoff. **Physical Review Letters**, APS, v. 79, n. 22, p. 4302, 1997.
- 79 FERMI, E. On the origin of the cosmic radiation. **Physical Review**, American Physical Society, v. 75, n. 8, p. 1169, 1949.
- 80 VIETRI, M. **On the acceleration of ultra high energy cosmic rays in gamma ray bursts**. 1995. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/astro-ph/9506081.pdf>. Acesso em: 20 set. 2020.
- 81 ANCHORDOQUI, L. A.; ROMERO, G. E.; COMBI, J. A. Heavy nuclei at the end of the cosmic-ray spectrum? **Physical Review D**, APS, v. 60, n. 10, p. 103001, 1999.
- 82 AXFORD, W. Acceleration of cosmic rays by shock waves. *In*: LEPRINCE-RINGUET, L. *et al.* **Invited papers**. Berlim: Springer, 1977. p. 132–135. DOI 10.1007/978-3-662-25523-0.
- 83 KRYMSKII, G. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. **Doklady Akademii Nauk SSSR**, v. 234, p. 1306–1308, 1977.
- 84 BELL, A. The acceleration of cosmic rays in shock fronts–I. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press Oxford, UK, v. 182, n. 2, p. 147–156, 1978.
- 85 BLANDFORD, R. D.; OSTRICKER, J. P. Particle acceleration by astrophysical shocks. **Astrophysical Journal**, v. 221, Part. 2, p. L29–L32, 1978.
- 86 LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. **Course of theoretical physics: fluid mechanics**. Berlim: Elsevier, 1987.
- 87 PELLETIER, G.; LEMOINE, M.; MARCOWITH, A. On Fermi acceleration and magnetohydrodynamic instabilities at ultra-relativistic magnetized shock waves. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 393, n. 2, p. 587–597, 2009.
- 88 LEMOINE, M.; PELLETIER, G.; REVENU, B. On the efficiency of Fermi acceleration at relativistic shocks. **Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 645, n. 2, p. L129, 2006.
- 89 BEDNARZ, J.; OSTROWSKI, M. Energy spectra of cosmic rays accelerated at ultrarelativistic shock waves. **Physical Review Letters**, APS, v. 80, n. 18, p. 3911, 1998.

- 90 KIRK, J. *et al.* Particle acceleration at ultrarelativistic shocks: an eigenfunction method. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 542, n. 1, p. 235, 2000.
- 91 BELL, A. *et al.* Cosmic-ray acceleration by relativistic shocks: limits and estimates. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 473, n. 2, p. 2364–2371, 2018.
- 92 MATTHEWS, J.; BELL, A.; BLUNDELL, K. **Particle acceleration in astrophysical jets**. 2020. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/2003.06587.pdf>. Acesso em: 30 out. 2020.
- 93 THE EVENT HORIZON TELESCOPE COLLABORATION. First M87 Event Horizon Telescope results. I. the shadow of the supermassive black hole. **Astrophysical Journal Letters**, v. 875, n. 1, p. L1, 2019.
- 94 BLANDFORD, R.; MEIER, D.; READHEAD, A. Relativistic jets from active galactic nuclei. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, Annual Reviews, v. 57, p. 467–509, 2019.
- 95 OSTERBROCK, D. E.; FERLAND, G. J. **Astrophysics of gas nebulae and active galactic nuclei**. Sausalito: University Science Books, 2006.
- 96 CARROL, B. W.; OSTLIE, D. A. **An introduction to modern astrophysics**. 2nd ed. San Francisco: Pearson Addison-Wesley, 2007.
- 97 KACHELRIEß, M. **Lecture notes on high energy cosmic rays**. 2008. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/0801.4376.pdf>. Acesso em: 10 ago. 2020.
- 98 SHUKLA, A.; MANNHEIM, K. Gamma-ray flares from relativistic magnetic reconnection in the jet of the quasar 3C 279. **Nature Communications**, Nature Publishing Group, v. 11, n. 1, p. 1–8, 2020.
- 99 WILLOTT, C. J. *et al.* The emission line—radio correlation for radio sources using the 7C Redshift Survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 309, n. 4, p. 1017–1033, 1999.
- 100 FANAROFF, B. L.; RILEY, J. M. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 167, n. 1, p. 31P–36P, 1974.
- 101 BEGELMAN, M. C.; BLANDFORD, R. D.; REES, M. J. Theory of extragalactic radio sources. **Reviews of Modern Physics**, APS, v. 56, n. 2, p. 255, 1984.
- 102 MATTHEWS, J. H. *et al.* Ultrahigh energy cosmic rays from shocks in the lobes of powerful radio galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 482, n. 4, p. 4303–4321, 2019.
- 103 BICKNELL, G. A model for the surface brightness of a turbulent low mach number jet. i-theoretical development and application to 3C 31. **Astrophysical Journal**, v. 286, p. 68–87, 1984.
- 104 LAING, R. Radio observations of jets: large scales. **Astrophysics and Space Science Library**, v. 103, p. 95–119, 1993.

- 105 BICKNELL, G. V. On the relationship between BL Lacertae objects and Fanaroff-Riley I radio galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 422, p. 542–561, 1994.
- 106 LAING, R. A. Large-scale structure: jets on kiloparsec scales. In: EKERs, R.; FANTI, C.; PADRIELLI, L. (ed.). **Extragalactic radio sources**. Dordrecht: Springer, 1996. p. 147–152. (International astronomical union, v. 175). DOI: 10.1007/978-94-009-0295-4_58.
- 107 LAING, R.; BRIDLE, A. Relativistic jet models for two low-luminosity radio galaxies: evidence for backflow? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 424, n. 2, p. 1149–1169, 2012.
- 108 NEUMAYER, N. *et al.* The central parsecs of Centaurus A: high-excitation gas, a molecular disk, and the mass of the black hole. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 671, n. 2, p. 1329, 2007.
- 109 HAMER, S. *et al.* MUSE discovers perpendicular arcs in the inner filament of Centaurus A. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 575, p. L3, 2015.
- 110 FEAIN, I. J. *et al.* The radio continuum structure of Centaurus A at 1.4 GHz. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 740, n. 1, p. 17, 2011.
- 111 EICHMANN, B. *et al.* Ultra-high-energy cosmic rays from radio galaxies. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2018, n. 02, p. 036, 2018.
- 112 PACHOLCZYK, A. G. **Radio astrophysics**: nonthermal processes in galactic and extragalactic sources. San Francisco: Freeman, 1970.
- 113 BECK, R.; KRAUSE, M. Revised equipartition and minimum energy formula for magnetic field strength estimates from radio synchrotron observations. **Astronomische Nachrichten**: astronomical notes, Wiley Online Library, v. 326, n. 6, p. 414–427, 2005.
- 114 TURNER, R. J.; SHABALA, S. S.; KRAUSE, M. G. RAiSE III: 3C radio AGN energetics and composition. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 474, n. 3, p. 3361–3379, 2018.
- 115 GODFREY, L.; SHABALA, S. Mutual distance dependence drives the observed jet-power–radio-luminosity scaling relations in radio galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, The Royal Astronomical Society, v. 456, n. 2, p. 1172–1184, 2016.
- 116 BÎRZAN, L. *et al.* A systematic study of radio-induced X-ray cavities in clusters, groups, and galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 607, n. 2, p. 800–809, 2004.
- 117 BÎRZAN, L. *et al.* Radiative efficiency and content of extragalactic radio sources: toward a universal scaling relation between jet power and radio power. **Astrophysical Journal**, v. 686, n. 2, p. 859–880, 2008.
- 118 CAVAGNOLO, K. W. *et al.* A relationship between AGN jet power and radio power. **Astrophysical Journal**, v. 720, n. 2, p. 1066–1072, 2010.

- 119 CHANDRA PHOTO ALBUM. **Chandra X-ray Observatory Center**, 2005. MS 0735.6+7421: a cluster of galaxies 2.6 billion light years from Earth. Disponível em: https://chandra.harvard.edu/photo/2005/ms0735/ms0735_hand.html. Acesso em: 05 dez. 2020.
- 120 VELZEN, S. van *et al.* Radio galaxies of the local universe-all-sky catalog, luminosity functions, and clustering. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 544, p. A18, 2012.
- 121 GROUP, P. D. *et al.* Review of particle physics. **Progress of Theoretical and Experimental Physics**, Oxford University Press, v. 2020, n. 8, p. 083C01, 2020.
- 122 PERLOV, D.; VILENKIN, A. **Cosmology for the curious**. Berlim: Springer, 2017.
- 123 COORAY, A. Extragalactic background light measurements and applications. **Royal Society Open Science**, The Royal Society Publishing, v. 3, n. 3, p. 150555, 2016.
- 124 KNEISKE, T. M. *et al.* Implications of cosmological gamma-ray absorption-ii. modification of gamma-ray spectra. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 413, n. 3, p. 807–815, 2004.
- 125 STECKER, F. W.; MALKAN, M. A.; SCULLY, S. Intergalactic photon spectra from the far-IR to the UV Lyman limit for $0 < z < 6$ and the optical depth of the universe to high-energy gamma rays. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 648, n. 2, p. 774, 2006.
- 126 FRANCESCHINI, A.; RODIGHIERO, G.; VACCARI, M. Extragalactic optical-infrared background radiation, its time evolution and the cosmic photon-photon opacity. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 487, n. 3, p. 837–852, 2008.
- 127 FINKE, J. D.; RAZZAQUE, S.; DERMER, C. D. Modeling the extragalactic background light from stars and dust. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 712, n. 1, p. 238, 2010.
- 128 DOMÍNGUEZ, A. *et al.* Extragalactic background light inferred from AEGIS galaxy-SED-type fractions. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, The Royal Astronomical Society, v. 410, n. 4, p. 2556–2578, 2011.
- 129 ANJOS, R. C. **Propagação de raios cósmicos extragaláticos**. 2014. Tese (Doutorado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.
- 130 TAYLOR, A.; CASTRO, A. D.; CASTILLO-RUIZ, E. Ultra high energy cosmic ray, neutrino, and photon propagation and the multi-messenger approach. **AIP Conference Proceedings**, v. 1123, n. 1, p. 94–114, 2009.
- 131 RACHEN, J. P. **Interaction processes and statistical properties of the propagation of cosmic rays in photon backgrounds**. 1996. Ph D. Thesis (Doctor) — Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Bonn, 1996.
- 132 KAMPERT, K.-H. *et al.* CRPropa 2.0—a public framework for propagating high energy nuclei, secondary gamma rays and neutrinos. **Astroparticle Physics**, Elsevier, v. 42, p. 41–51, 2013.

- 133 BLUMENTHAL, G. R. Energy loss of high-energy cosmic rays in pair-producing collisions with ambient photons. **Physical Review D**, APS, v. 1, n. 6, p. 1596, 1970.
- 134 DOLAG, K. *et al.* Constrained simulations of the magnetic field in the local universe and the propagation of ultrahigh energy cosmic rays. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2005, n. 01, p. 009, 2005.
- 135 BATISTA, R. A. *et al.* Implications of strong intergalactic magnetic fields for ultrahigh-energy cosmic-ray astronomy. **Physical Review D**, APS, v. 96, n. 2, p. 023010, 2017.
- 136 DOLAG, K. *et al.* Lower limit on the strength and filling factor of extragalactic magnetic fields. **Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 727, n. 1, p. L4, 2010.
- 137 PLANCK COLLABORATION. Constraints on primordial magnetic fields. **Astronomy & Astrophysics**, v. 594, p.A19, 27p., 2016.
- 138 VAZZA, F. *et al.* Simulations of extragalactic magnetic fields and of their observables. **Classical and Quantum Gravity**, IOP Publishing, v. 34, n. 23, p. 234001, 2017.
- 139 JANSSON, R.; FARRAR, G. R. A new model of the galactic magnetic field. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 757, n. 1, p. 14, 2012.
- 140 JANSSON, R.; FARRAR, G. **The galactic magnetic field**. 2012. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1210.7820.pdf>. Acesso em: 10 set. 2020.
- 141 FARRAR, G. R.; SUTHERLAND, M. S. Deflections of UHECRs in the galactic magnetic field. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2019, n. 05, p. 004, 2019.
- 142 BUSTAMANTE, M.; BEACOM, J. F.; WINTER, W. Theoretically palatable flavor combinations of astrophysical neutrinos. **Physical Review Letters**, APS, v. 115, n. 16, p. 161302, 2015.
- 143 ANGELIS, A. D.; GALANTI, G.; RONCADELLI, M. Transparency of the universe to gamma-rays. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, The Royal Astronomical Society, v. 432, n. 4, p. 3245–3249, 2013.
- 144 LEE, S. Propagation of extragalactic high energy cosmic and γ rays. **Physical Review D**, APS, v. 58, n. 4, p. 043004, 1998.
- 145 BATISTA, R. A. *et al.* CRPropa-a toolbox for cosmic ray simulations. **Journal of Physics**, v. 1181, n. 1, p. 012034, 2019.
- 146 STECKER, F. W.; SCULLY, S. T.; MALKAN, M. A. An empirical determination of the intergalactic background light from UV to FIR wavelengths using FIR deep galaxy surveys and the gamma-ray opacity of the universe. **Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 827, n. 1, p. 6, 2016.
- 147 KHAN, E. *et al.* Photodisintegration of ultra-high-energy cosmic rays revisited. **Astroparticle Physics**, Elsevier, v. 23, n. 2, p. 191–201, 2005.

- 148 MÜCKE, A. *et al.* Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics. **Computer Physics Communications**, Elsevier, v. 124, n. 2-3, p. 290–314, 2000.
- 149 HARRIS, G. L.; REJKUBA, M.; HARRIS, W. E. The distance to NGC 5128 (Centaurus A). **Publications of the Astronomical Society of Australia**, Cambridge University Press, v. 27, n. 4, p. 457–462, 2010.
- 150 ISRAEL, F. Centaurus A–NGC 5128. **Astronomy and Astrophysics Review**, Springer, v. 8, n. 4, p. 237–278, 1998.
- 151 HARDCASTLE, M. *et al.* Radio and X-ray observations of the jet in Centaurus A. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 593, n. 1, p. 169, 2003.
- 152 SNIOS, B. *et al.* Variability and proper motion of X-ray knots in the jet of Centaurus A. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 871, n. 2, p. 248, 2019.
- 153 BURNS, J. O.; FEIGELSON, E.; SCHREIER, E. The inner radio structure of Centaurus A—clues to the origin of the jet X-ray emission. **Astrophysical Journal**, v. 273, p. 128–153, 1983.
- 154 YANG, R.-Z. *et al.* Deep observation of the giant radio lobes of Centaurus A with the Fermi Large Area Telescope. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 542, p. A19, 2012.
- 155 SUN, X.-n. *et al.* Giant lobes of Centaurus A as seen in radio and γ -ray images obtained with the Fermi-LAT and Planck satellites. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 595, p. A29, 2016.
- 156 STRUVE, C. *et al.* Centaurus A: morphology and kinematics of the atomic hydrogen. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 515, p. A67, 2010.
- 157 CAPPELLARI, M. *et al.* The mass of the black hole in Centaurus A from SINFONI AO-assisted integral-field observations of stellar kinematics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 394, n. 2, p. 660–674, 2009.
- 158 ISRAEL, F. *et al.* The outflow of gas from the Centaurus A circumnuclear disk-atomic spectral line maps from Herschel/PACS and APEX. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 599, p. A53, 2017.
- 159 THE H.E.S.S. COLLABORATION. Resolving acceleration to very high energies along the jet of Centaurus A. **Nature**, v. 582, n. 7812, p. 356–359, 2020.
- 160 HARDCASTLE, M. *et al.* New results on particle acceleration in the Centaurus A jet and counterjet from a deep Chandra observation. **Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 670, n. 2, p. L81, 2007.
- 161 KATAOKA, J. *et al.* The X-ray jet in Centaurus A: clues to the jet structure and particle acceleration. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 641, n. 1, p. 158, 2006.
- 162 KRAFT, R. *et al.* Chandra observations of the X-ray jet in Centaurus A. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 569, n. 1, p. 54, 2002.

- 163 FEIGELSON, E. *et al.* The X-ray structure of Centaurus A. **Astrophysical Journal**, v. 251, p. 31–51, 1981.
- 164 AAB, A. *et al.* Indication of anisotropy in arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays through comparison to the flux pattern of extragalactic gamma-ray sources. **Astrophysical Journal Letters**, p. 853–863, 2018.
- 165 ROMERO, G. E. *et al.* Centaurus A as a source of extragalactic cosmic rays with arrival energies well beyond the GZK cutoff. **Astroparticle Physics**, Elsevier, v. 5, n. 3-4, p. 279–283, 1996.
- 166 DERMER, C. *et al.* Ultra-high-energy cosmic rays from black hole jets of radio galaxies. **New Journal of Physics**, IOP Publishing, v. 11, n. 6, p. 065016, 2009.
- 167 GOPAL-KRISHNA, G. *et al.* Ultra-high energy cosmic rays from Centaurus A: jet interaction with gaseous shells. **Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 720, n. 2, p. L155–L158, 2010.
- 168 WYKES, S. *et al.* UHECR propagation from Centaurus A. **Nuclear and Particle Physics Proceedings**, Elsevier, v. 297, p. 234–241, 2018.
- 169 BIERMANN, P. L.; SOUZA, V. D. Centaurus A: the extragalactic source of cosmic rays with energies above the knee. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 746, n. 1, p. 72, 2012.
- 170 ABRAHAM, J. *et al.* Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei. **Astroparticle Physics**, Elsevier, v. 29, n. 3, p. 188–204, 2008.
- 171 ALLISON, P. *et al.* Performance of two Askaryan Radio Array stations and first results in the search for ultrahigh energy neutrinos. **Physical Review D**, APS, v. 93, n. 8, p. 082003, 2016.
- 172 ANKER, A. *et al.* **A search for cosmogenic neutrinos with the ARIANNA test bed using 4.5 years of data**. 2019. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1909.00840.pdf>. Acesso em: 10 ago. 2020.
- 173 ROBITAILLE, T. P. *et al.* Astropy: a community python package for astronomy. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 558, p. A33, 2013.
- 174 PRICE-WHELAN, A. M. *et al.* The Astropy project: building an open-science project and status of the v2.0 core package. **Astronomical Journal**, IOP Publishing, v. 156, n. 3, p. 123, 2018.
- 175 HACKSTEIN, S. *et al.* Propagation of ultrahigh energy cosmic rays in extragalactic magnetic fields: a view from cosmological simulations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, The Royal Astronomical Society, v. 462, n. 4, p. 3660–3671, 2016.
- 176 ALOISIO, R.; BEREZINSKY, V.; BLASI, P. Ultra high energy cosmic rays: implications of Auger data for source spectra and chemical composition. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2014, n. 10, p. 020, 2014.

- 177 LIU, R.-Y. *et al.* On the excess of ultra-high energy cosmic rays in the direction of Centaurus A. **Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 755, n. 2, p. 139, 2012.
- 178 OLIVEIRA, C; SOUZA, V. **Probing UHECR production in Centaurus A using secondary neutrinos and gamma-rays**. 2020. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/2011.13984.pdf>. Acesso em: 15 dez. 2020.
- 179 SIGL, G.; MINIATI, F.; ENSSLIN, T. A. Ultrahigh energy cosmic rays in a structured and magnetized universe. **Physical Review D**, APS, v. 68, n. 4, p. 043002, 2003.
- 180 LI, T.-P.; MA, Y.-Q. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. **Astrophysical Journal**, v. 272, p. 317–324, 1983.
- 181 AAB, A. *et al.* A targeted search for point sources of EeV neutrons. **Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 789, n. 2, p. L34, 2014.
- 182 VLIET, A. van; HÖRANDEL, J. R.; BATISTA, R. A. **Cosmogenic gamma-rays and neutrinos constrain UHECR source models**. 2017. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1707.04511.pdf>. Acesso em: 30 out. 2020.
- 183 AAB, A. *et al.* Combined fit of spectrum and composition data as measured by the Pierre Auger Observatory. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, IOP Publishing, v. 2017, n. 04, p. 038, 2017.

APÊNDICES

APÊNDICE A – ONDAS DE CHOQUE E MECANISMOS DE FERMÍ

A.1 Propriedades hidrodinâmicas

Para compreender os mecanismos de Fermi, de primeira (DSA) e segunda ordem, é necessário conhecer algumas propriedades de ondas de choques, noções estas provenientes de hidrodinâmica, que serão desenvolvidas nas próximas seções e foram retiradas dos livros *Foundations of High-Energy Astrophysics* de Mario Vietri (77) e do curso de física teórica *Fluid Mechanics* de Landau e Lifshitz. (86)

Inicialmente, precisamos determinar as expressões para o fluxo de massa, energia e momento de um fluido. Estas expressões serão de fundamental importância para determinar como as propriedades de elementos do fluido se alteram ao cruzar as ondas de choque. A primeira lei fundamental da hidrodinâmica (não-relativística) estabelece a conservação da massa e é fornecida pela familiar equação da continuidade. Imagine um fluido contido em um volume $\mathcal{V}$ qualquer que possua densidade de massa ρ . Seja $d\mathbf{A}$ um elemento de área infinitesimal da fronteira de $\mathcal{V}$ orientado “para fora”, de modo que a quantidade de massa cruzando o elemento de área $d\mathbf{A}$ seja* $\rho v_i dA_i$ †. Portanto, o fluxo total de massa através da superfície de $\mathcal{V}$ será

$$\oint_{\partial\mathcal{V}} \rho v_i dA_i = \int_{\mathcal{V}} \partial_i(\rho v_i) d\mathcal{V}, \quad (\text{A.1})$$

onde a igualdade é devido ao teorema de Gauss; $\partial\mathcal{V}$ indica a fronteira do volume e

$$\partial_i \equiv \frac{\partial}{\partial x_i}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (\text{A.2})$$

Este fluxo de massa deve ser igual à massa “perdida” pelo volume por unidade de tempo, logo‡

$$\int_{\mathcal{V}} \partial_i(\rho v_i) d\mathcal{V} = -\frac{d}{dt} \int_{\mathcal{V}} \rho d\mathcal{V} = -\int_{\mathcal{V}} \partial_t \rho d\mathcal{V}. \quad (\text{A.3})$$

A última igualdade é válida se assumimos que $\mathcal{V}$ é constante no tempo. Como a igualdade deve ser válida para qualquer volume, temos que

$$\begin{aligned} \partial_i(\rho v_i) &= \partial_t \rho, \text{ ou, em notação vetorial} \\ \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= \frac{\partial \rho}{\partial t}. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

A partir desta expressão, definimos a densidade de fluxo de massa

$$\mathbf{j}_m := \rho \mathbf{v}. \quad (\text{A.5})$$

* Utilizarei a notação de Einstein de que índices repetidos estão somados.

† A orientação de $d\mathbf{A}$ estabelece que $\rho v_i dA_i > 0$ implica que o conteúdo de massa dentro do volume $\mathcal{V}$ diminui.

‡ Novamente $\partial_t \equiv \frac{\partial}{\partial t}$.

A expressão para a densidade de momento pode ser obtida a partir de considerações semelhantes. Consideremos um fluido ideal, isto é, que não apresente dissipação energética interna ou viscosidade. Sabemos que este fluido exerce uma força $p\mathbf{dA}$ sobre um elemento de área $\mathbf{dA}$. Logo, a força total que o volume exerce sobre o fluido será

$$-\oint_{\partial V} p\mathbf{dA} = -\int_V \nabla p dV. \quad (\text{A.6})$$

Logo, a força sobre um elemento de volume dV do fluido é $-\nabla p$. De acordo com a segunda lei de Newton, este elemento do fluido sofrerá uma aceleração tal que

$$\rho \frac{Dv_i}{Dt} = -\partial_i p. \quad (\text{A.7})$$

A notação $\frac{D}{Dt}$ indica que estamos interessados na aceleração do elemento de massa e não na aceleração de um ponto fixo. Isto acontece porque nosso sistema de coordenadas está fixo no espaço, enquanto o fluido em si possui movimento em relação a este sistema de coordenadas. A derivada $\frac{D}{Dt}$, chamada derivada convectiva, ou derivada material, será dada por

$$\begin{aligned} D_t f &\equiv \frac{Df}{Dt} = \lim_{dt \rightarrow 0} \frac{f(x_{0i} + v_{0i}dt, t_0 + dt) - f(x_{0i}, t_0)}{dt} = \lim_{dt \rightarrow 0} \frac{f(x_{0i} + v_{0i}dt, t_0 + dt) - f(x_{0i}, t_0)}{dt} \\ &= \partial_t f + v_i \partial_i f = \mathbf{v} \cdot \nabla f + \partial_t f. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Note que o termo $\mathbf{v} \cdot \nabla$ serve para corrigir a posição do elemento de massa devido ao seu movimento em relação ao sistema de coordenadas. Aplicando esta definição, obtemos a equação de movimento do fluido, chamada Equação de Euler

$$\partial_t v_i + v_j \partial_j v_i = -\frac{1}{\rho} \partial_i p. \quad (\text{A.9})$$

Qualquer força externa (não-hidrodinâmica, como força gravitacional) deverá ser somada do lado direito da expressão acima. Para encontrar a expressão do fluxo de momento devemos reescrever a equação A.9 na forma de uma equação de continuidade para a densidade de momento. A densidade de momento é dada por ρv_i , logo

$$\partial_t(\rho v_i) = \rho \partial_t(v_i) + v_i \partial_t(\rho). \quad (\text{A.10})$$

Usando a equação de continuidade para massa A.4 e a equação de Euler A.9 obtemos

$$\partial_t(\rho v_i) = -\rho v_j \partial_j v_i - \partial_i p - v_i \partial_j(\rho v_j) = -\partial_i p - \partial_j(\rho v_i v_j) \quad (\text{A.11})$$

$$= -\partial_j(p\delta_{ij} + \rho v_i v_j) := -\partial_j R_{ij}. \quad (\text{A.12})$$

O tensor R_{ij} é chamado de Tensor de Stress de Reynold e componentes, contraídas com elementos de área, $R_{ij}dA_j$, fornecem o fluxo de momento da direção i através de uma

área orientada na direção j . Por exemplo, $R_{12}dA_2 = R_{xy}dA_y$ fornece o fluxo de momento na direção x através de uma área perpendicular à direção y .

De posse da equação da continuidade de massa e da equação de Euler, é possível encontrar a expressão para o fluxo de energia. A densidade de energia total de um elemento de massa fluido é $\rho v^2/2 + \rho\epsilon$, sendo ϵ a energia interna por unidade de massa do fluido. Novamente escrevemos uma expressão na forma de equação de continuidade, sendo necessário encontrar

$$\partial_t \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho\epsilon \right). \quad (\text{A.13})$$

Mas, podemos usar as equações A.4 e A.9 para escrever

$$\partial_t \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right) = \frac{1}{2} v^2 \partial_t \rho + \rho v_i \partial_t v_i = -\frac{1}{2} v^2 \partial_i (\rho v_i) - \rho v_i \left(v_j \partial_j v_i + \frac{1}{\rho} \partial_i p \right) \quad (\text{A.14})$$

$$= -\frac{1}{2} v^2 \partial_i (\rho v_i) - \rho v_j \partial_j \left(\frac{1}{2} v^2 + h \right) + \rho T v_j \partial_j s \quad (\text{A.15})$$

onde na última passagem utilizou-se a definição de entalpia por unidade de massa

$$h = \epsilon + pv = \epsilon + \frac{p}{\rho} \Rightarrow dh = Tds + \frac{1}{\rho} dp \quad (\text{A.16})$$

de modo que

$$\partial_i p = -\rho T \partial_i s + \rho dh. \quad (\text{A.17})$$

Então, usa-se a primeira lei da Termodinâmica para escrever

$$d\epsilon = Tds - p d\mathcal{V} = Tds + \frac{p}{\rho^2} d\rho, \quad (\text{A.18})$$

obtendo

$$\partial_t (\rho\epsilon) = \rho \partial_t \epsilon + \epsilon d\rho = \rho T \partial_t s + \frac{p}{\rho} \partial_t \rho + \epsilon \partial_t \rho = \rho T \partial_t s + h \partial_t \rho \quad (\text{A.19})$$

$$= \rho T v_i \partial_i s + h \partial_i (\rho v_i). \quad (\text{A.20})$$

A última igualdade vêm da continuidade da massa A.4 e do fato que, em um sistema em que não há mecanismos dissipativos e há conservação de energia, a entropia de um elemento de massa de fluido não pode mudar no tempo, de modo que

$$D_t s = \partial_t s + v_i \partial_i s = 0. \quad (\text{A.21})$$

Combinando as expressões A.15 e A.20, encontramos

$$\partial_t \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho\epsilon \right) = -\partial_i \left(\rho v_i \left(\frac{1}{2} v^2 + h \right) \right), \quad (\text{A.22})$$

o que define um fluxo de energia dado por

$$j_E := \rho v_i \left(\frac{1}{2} v^2 + h \right). \quad (\text{A.23})$$

Ingenuamente poderia-se pensar que $\rho v_i (\frac{v^2}{2} + \epsilon)$ forneceria o fluxo de energia. Isto não é verdade devido à trabalhos de expansões aos quais o fluido pode estar sujeito: nem toda energia interna do fluido estará disponível durante seu percurso.

A.2 Ondas de choque e condições de Rankine-Hugoniot

Ondas de choque são superfícies de descontinuidade caracterizadas pela existência de um fluxo de massa pela superfície. O choque separa parcelas do fluido com propriedades físicas, como pressão, densidade e temperatura diferentes. Analisemos como os fluxos de massa, energia e momento se comportam ao cruzar uma superfície em que as quantidades físicas (tais como pressão, densidade, temperatura, velocidade, etc) são descontínuas. Por simplicidade, vamos considerar uma onda de choque plana, cuja normal está orientada ao longo do eixo x e analisar as propriedades dos fluidos em um sistema de referência sobre a onda de choque.

Em relação ao meio não-perturbado **(1)**, a onda de choque possui velocidade U e, portanto, $u_1 = -U$ no referencial do choque; o meio **(2)** já perturbado pelo choque possuirá velocidade u_2 . Além disso, o sistema deverá se encontrar (também por simplicidade) em um regime estacionário[§], de modo que todas as propriedades do fluido dependerão apenas da coordenada x . Considere um elemento de fluido que cruza o choque. O fluxo de massa, bem como energia e momento, devem ser contínuos, visto que a massa, energia e momento por unidade de área do choque, não podem desaparecer. Isto porque, no regime estacionário[¶] $\partial_t f = 0$, sendo f a densidade de massa, de energia ou de momento, e então as equações de continuidade A.4, A.9 e A.22 podem ser escritas na forma

$$\frac{dJ}{dx} = 0, \quad (\text{A.24})$$

com J representando o fluxo de massa, energia ou momento. Portanto, o fluxo entre as duas regiões é conservado: embora as propriedades físicas sejam descontínuas quando cruza-se a onda de choque, os fluxos permanecem contínuos. Denotando

$$J_2 - J_1 =: [J], \quad (\text{A.25})$$

obtemos as chamadas condições de Rankine-Hugoniot (CRH), dadas por ^{||}

$$\begin{aligned} [\rho v_x] &= 0 \\ \left[\frac{1}{2}v_x^2 + h\right] &= 0 \\ [p + \rho v_x^2] &= 0 \\ [\rho v_x v_y] &= 0 = [\rho v_x v_z] \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

Nas situações astrofísicas de nosso interesse, é comum aplicarmos a hipótese de gás ideal, cuja entalpia é dada por $h = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho}$, sendo γ o índice politrópico. Resolvendo as equações

[§] Isto é, não há dependência temporal explícita.

[¶] Se o sistema não estivesse em um regime estacionário, poderia-se considerar um intervalo de tempo suficientemente curto.

^{||} Utilizamos que $[v_y] = [v_z] = 0$, que decorrem de $[\rho v_x] = 0 = [\rho v_x v_y] = [\rho v_x v_z]$.

acima, encontramos relações entre as propriedades dos meios 1 e 2

$$\begin{aligned}\frac{\rho_2}{\rho_1} &= \frac{v_2}{v_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1 + 2/M_1^2} \\ \frac{p_2}{p_1} &= \frac{2\gamma M_1^2}{\gamma + 1} - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \\ \frac{T_2}{T_1} &= \frac{[2\gamma - \frac{\gamma-1}{M_1^2}][(\gamma - 1) + \frac{2}{M_1^2}]}{(\gamma + 1)^2},\end{aligned}\tag{A.27}$$

para um número de Mach $M_i = u_i/c_{si}$ e com c_{si} a velocidade do som no meio $i = 1, 2$.

O modelo DSA é aplicado no limite de choques intensos, quando a velocidade da onda de choque é muito superior à velocidade do som, mas sem atingir o limite relativístico, de modo que $c_s \ll U \ll c$. Como estamos no referencial da onda de choque, temos que $u_1 \gg c_{s1}$ e então $M_1 \rightarrow \infty$ e as relações acima são simplificadas para

$$\begin{aligned}\frac{\rho_2}{\rho_1} &= \frac{v_2}{v_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \\ \frac{p_2}{p_1} &= \frac{2\gamma M_1^2}{\gamma + 1} \\ \frac{T_2}{T_1} &= \frac{[2\gamma - \frac{\gamma-1}{M_1^2}][(\gamma - 1) + \frac{2}{M_1^2}]}{(\gamma + 1)^2}\end{aligned}\tag{A.28}$$

A.3 Aceleração por Choques Difusivos - DSA

Os modelos de Fermi partem da hipótese que as partículas carregadas são aceleradas estocasticamente ao colidirem com os espelhos magnéticos. O tratamento simplificado é realizado na *aproximação de partícula teste*, de modo que o cruzamento de partículas não ocasione uma força de reação no choque. (36) Suponha que após cada colisão a partícula alcance uma energia média $E = \beta E_0$, com E_0 a energia antes da colisão; e que exista uma probabilidade P de continuar na região de aceleração após a colisão. Após κ colisões haverá $N = N_0 P^\kappa$ partículas na região de aceleração com uma energia (mínima) de $E = E_0 \beta^\kappa$. Eliminando κ e derivando em relação à energia, obtemos o espectro diferencial

$$N(E \geq E_0) = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln P}{\ln \beta}} \implies \frac{dN(E)}{dE} = \text{constante} \times E^{-1 + \frac{\ln P}{\ln \beta}},\tag{A.29}$$

que possui a forma de uma lei de potência. O índice espectral s pode ser calculado teoricamente encontrando a razão $\ln P / \ln \beta$, sendo obtido em uma faixa típica entre 2 e 3 para a DSA. No mecanismo de Segunda Ordem os fatores β e P não são obtidos a priori. (21)

A DSA restringe-se à aceleração em regiões de fluxo coerente, como na vizinhança de ondas de choque intensas. Consideremos uma onda de choque intensa propagando-se através de um meio difuso, tal como o ambiente interestelar. Assume-se que existam partículas relativísticas tanto à frente quanto atrás do choque e, devido à presença de

instabilidades e turbulências, as partículas têm sua velocidade isotropizada rapidamente em ambos os lados. (21)

Conforme vimos, a onda de choque separa o meio em duas regiões (Figura 7): a região anterior à onda de choque (Região 2) e a região após a onda de choque (Região 1). De forma geral, as nuvens movem-se a uma velocidade $u \ll c$. Se tomarmos uma partícula de velocidade v que colide com uma nuvem em um ângulo θ em relação à normal da superfície do espelho magnético (direção x) e considerarmos a massa do espelho infinita e que a colisão é elástica, teremos que, no referencial da nuvem (S'), a energia E e o momento p_x da partícula serão:

$$E'_i = \gamma_u(E + up \cos \theta) \quad (\text{A.30})$$

$$p'_{x,i} = \gamma_u(p \cos \theta + uE/c^2), \quad (\text{A.31})$$

onde $\gamma_u = (1 - \frac{u^2}{c^2})^{-1/2}$. Impondo conservação de energia, colisão elástica $p'_{x,f} = -p'_{x,i}$ no referencial S' e, voltando ao referencial do observador externo, obtemos que

$$E_f = \gamma_u(E'_f - up_{x,f}) = \gamma_u^2 E (1 + 2 \frac{u}{c} \cos \theta + \frac{u^2}{c^2}), \quad (\text{A.32})$$

onde utilizamos que $E = pc \Rightarrow p_x = \frac{E \cos \theta}{c}$, pois as partículas são relativísticas. No caso do mecanismo de Fermi de Segunda Ordem, a alta instabilidade na direção dos espelhos magnéticos anula o termo de ordem u , resultando em um mecanismo de segunda ordem. Isto não ocorre no mecanismo DSA (como veremos) e, portanto, em 1ª ordem em u/c com $v \approx c$ e $\gamma_u \approx 1$ (uma vez que as nuvens não são relativísticas),

$$\Delta E = E_f - E = 2E \frac{u \cos \theta}{c}. \quad (\text{A.33})$$

O fluxo de partículas pela descontinuidade do choque tende a produzir amplificações magnéticas, gerando instabilidades no plasma. Este fato leva à turbulências e irregularidades, que tendem a aumentar o espalhamento de partículas e isotropizar a direção das velocidades. (21, 36) A probabilidade P da partícula cruzar o choque é proporcional à $\sin \theta d\theta$ e a taxa de cruzamento é $v \cos \theta \approx c \cos \theta$, então $P \propto \cos \theta \sin \theta d\theta$. Logo,

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = 2 \frac{u}{c} \langle \cos \theta \rangle = \frac{4}{3} \frac{u}{c}, \quad (\text{A.34})$$

pois

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta \cos \theta}{\int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta} = \frac{2}{3}. \quad (\text{A.35})$$

Para um ciclo, a partícula parte da região anterior (ou posterior) ao choque e retorna a mesma região. Neste processo a partícula sofrerá colisão com duas nuvens à

velocidades distintas, u_1 e u_2 . Entretanto, na região após a onda de choque, a partícula só retornará se o ângulo de colisão $\theta_2 \in (\frac{\pi}{2}, \pi]$. Desta forma, o ganho de energia por ciclo será

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle_{\text{ciclo}} = \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle_{u_1} + \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle_{u_2} = \frac{4u}{3c} + 2\frac{u}{c} \langle \cos \theta_2 \rangle = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c}. \quad (\text{A.36})$$

Índice Espectral

O índice espectral s pode ser calculado teoricamente encontrando a razão $\frac{\ln P}{\ln \beta}$. Para sua determinação, serão utilizadas as CRH A.26, que relacionam a densidade, pressão e velocidade em ambos os lados da frente da onda de choque. No referencial do choque (Figura 7), o campo de velocidade das partículas é supersônico à frente do choque (região 1), com velocidade $u_1 > C_{s1}$, e subsônico após o choque (região 2), com velocidade $u_2 < C_{s2}$. Note que, no referencial do choque, a região 1 se aproxima com velocidade $u_1 = U$. O fator de compressão $r := \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2}$ é dado pela equação A.28. Sob a hipótese de gás ideal monoatômico ou totalmente ionizado de pressão não-relativística, $\gamma = 5/3$ e, portanto, $r = 4$ e $u_1 = U = 4u_2$.

No referencial das partículas à frente do choque (região 1), as partículas da região 2 se aproximam com velocidade $\frac{3}{4}U$, conforme apresentado na Tabela 3**. No referencial das partículas após o choque (região 2), as partículas da região 1 se aproximam com velocidade $\frac{3}{4}U$ e, assim, o mesmo processo de ganho de energia ocorre quando as partículas se propagam da região após o choque para frente do choque. Portanto, independentemente da posição de uma partícula em relação à onda de choque, ao cruzá-la haverá ganho de energia, que só é obtido devido ao fluxo convergente produzido pelo choque.

Tabela 3 – Mudanças de referenciais entre as regiões da onda de choque.

Referencial	Região (1)	Região (2)
Choque	$ u_1 = U$	u_2
Região (1)	$ v_1^{(1)} = u_1 - u_1 = 0$	$ v_2 = u_2 - u_1 = (u_1/4) - u_1 = 3U/4$
Região (2)	$ v_1^{(2)} = u_1 - u_2 = 3U/4$	$ v_2^{(2)} = 0$

Fonte: Elaborada pelo autor.

Para o cálculo da probabilidade de escape das partículas da região de aceleração, considere que, da teoria cinética clássica, o fluxo de partículas que cruza a frente de choque será $n\bar{v}/4 \approx nc/4$, onde n é a densidade de partículas. O fluxo de partículas que escapa da região de aceleração é nu_2 , visto que se propagam na direção contrária ao choque. Logo, a fração de partículas que escapa é $\frac{nu_2}{nc/4} = 4u_2/c = U/c$. Uma vez que admite-se um choque não-relativístico, apenas uma pequena fração de partículas escapa da região de aceleração, logo, a probabilidade de uma partícula continuar nesta região será $P = 1 - U/c$.

** Aqui a transformação de velocidades galileana se aplica, uma vez que a onda de choque não é relativística.

Para encontrar β , note que a diferença entre a velocidade das regiões 1 e 2 é $3U/4$. Substituindo este valor na Equação A.36, obtemos

$$\beta = \frac{E}{E_0} = 1 + \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle_{ciclo} = 1 + \frac{U}{c}, \quad (\text{A.37})$$

e, assim,

$$\frac{\ln P}{\ln \beta} = \frac{\ln(1 - U/c)}{\ln(1 + U/c)} \approx -\frac{U/c}{U/c} = -1. \quad (\text{A.38})$$

Uma onda de choque intensa e não-relativística propagando-se em um meio com partículas relativísticas, deve fornecer $s \approx 2$ e, devido ao seu caráter estocástico do modelo, produz uma distribuição isotrópica de partículas. Embora este seja um modelo simplista, seu sucesso em fornecer um espectro tipo lei de potências com índice espectral compatível ao esperado das medidas experimentais, sugere que o mecanismo de Fermi contém as bases físicas necessárias para a aceleração. Um tratamento completo deve considerar que as ondas de choque podem apresentar diferentes geometrias; que o campo magnético atuante na região da onda de choque pode ser paralelo, inclinado ou perpendicular em relação à normal do choque; que a região de aceleração apresenta dimensão finita; que existem perdas por radiação durante a aceleração; e que existe a possibilidade da onda de choque ser relativística. (21, 77)

APÊNDICE B – PERDA ADIABÁTICA DE ENERGIA

Nesta seção, abordaremos o problema da expansão do Universo e a perda de energia ocasionada por ela. Para realizar essa análise, considere uma família de observadores que enxergam o Universo de modo isotrópico, denominados observadores co-móveis. Eles definem um sistema de coordenadas onde os “rótulos” de cada ponto estão presos ao ponto e vão sendo carregados ao longo da expansão. Neste sistema de coordenadas, uma partícula que seria vista em movimento apenas devido à expansão, sempre é descrita em coordenadas espaciais constantes. Adotaremos o sistema de coordenadas esférico $\{(t, \chi, \theta, \phi)\}$, no qual o elemento-de-linha pode ser escrito na forma (16)

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left[d\chi^2 + \varphi(\chi)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right], \quad (\text{B.1})$$

e induz a métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

$$g_{\mu\nu} = \text{diag} \left(-1, a^2, a^2 \varphi(\chi), a^2 \varphi(\chi) \sin^2 \theta \right). \quad (\text{B.2})$$

A função $\varphi(\chi)$ é dependente da curvatura do espaço: Se $\varphi(\chi) = \chi^2$, o Universo é plano; $\varphi(\chi) = \sin^2 \chi$, a curvatura é positiva; e, se $\varphi(\chi) = \sinh^2 \chi$, a curvatura é negativa. Note que a distância física entre dois pontos neste sistema de coordenadas é dado por $a(t)\sqrt{\varphi(\chi)}$, como pode ser visto pelo cálculo da área de esferas. O fator $a(t)$ é chamado *fator de escala* e indica como a distância física entre dois pontos muda com o tempo, a partir dele define-se o parâmetro de Hubble

$$H(t) := \frac{1}{a(t)} \frac{da}{dt}, \quad (\text{B.3})$$

sendo $H_0 := H(t_0)$ a Constante de Hubble, com t_0 o instante atual.

B.1 Partículas sem massa

Vamos analisar como partículas sem massa, como os fótons, se propagam no Universo em expansão. Considere que os fótons são emitidos no instante t_e com uma frequência ν_e , ou seja, um fóton é emitido a cada intervalo $\delta t_e = 1/\nu_e$, estando a fonte localizada na posição χ_e (fixa). Os fótons são detectados na posição $\chi_o = 0$ a cada intervalo $\delta t_o = 1/\nu_o$, após percorrerem uma trajetória radial. A trajetória dos fótons está restrita a geodésicas tipo-luz e, portanto,

$$0 = ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 d\chi^2 \Rightarrow \chi_o - \chi_e = \int_{t_e}^{t_o} \frac{dt}{a(t)} = \int_{t_e + \delta t_e}^{t_o + \delta t_o} \frac{dt}{a(t)}. \quad (\text{B.4})$$

Como o fator de escala é aproximadamente constante no intervalo δt , $a(t + \delta t) \approx a(t)$, obtemos

$$\frac{\delta t_e}{a(t_e)} = \frac{\delta t_o}{a(t_o)} \Rightarrow \nu_o = \nu_e \frac{a(t_e)}{a(t_o)}, \quad (\text{B.5})$$

de modo que, se o Universo expande ($a(t_o) > a(t_e)$), a energia dos fótons diminui. Definindo o fator de redshift $z := \Delta\lambda/\lambda_e$, encontramos que a energia $E = h\nu$ e o momento p de um fóton são

$$E(z) = E|_{z=0}(1+z), \quad (\text{B.6})$$

$$p(z) = p|_{z=0}(1+z). \quad (\text{B.7})$$

Segue também que

$$a(z) = \frac{a_0}{1+z}, \quad H(z) = -\frac{1}{1+z} \frac{dz}{dt} \quad (\text{B.8})$$

e, combinando com a Equação 3.2, encontramos a dependência do tempo em função do redshift

$$\left| \frac{dt}{dz} \right| = \left[H_0(1+z) \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} \right]^{-1}. \quad (\text{B.9})$$

B.2 Partículas massivas

Analisaremos agora o caso de partículas com massa, em particular o caso dos UHECR. Durante a propagação, os UHECR podem ser considerados partículas livres (pelo menos nos instantes em que não ocorrem interações com radiações de fundo). Considere que eles possuam massa de repouso m , e linha-de-mundo descrita por $x^\mu = (t, r(t), \theta(t), \phi(t))$, com 4-velocidade v^μ e 4-momento $p^\mu = mv^\mu$ *. Sua trajetória será regida pela equação da geodésica

$$v^\alpha \nabla_\alpha v^\mu = 0, \quad (\text{B.10})$$

que implica, uma vez que estamos desprezando os instantes de interação, na condição

$$p^\alpha \nabla_\alpha p^\mu = 0. \quad (\text{B.11})$$

Suponha que a energia E desta partícula seja medida (localmente) por um observador com 4-velocidade u^μ , de modo que $E = -p^\mu u_\mu$. A variação de energia é calculada derivando-se em relação ao tempo próprio τ da partícula, que, por se constituir um parâmetro a fim da curva (para trajetórias tipo-tempo, $m \neq 0$), podemos escrever

$$\frac{dE}{d\tau} = v^\alpha \nabla_\alpha E = -v^\alpha \nabla_\alpha (p^\mu u_\mu) = -u_\mu v^\alpha \nabla_\alpha p^\mu - p^\mu v^\alpha \nabla_\alpha u_\mu = -p^\mu v^\alpha \nabla_\alpha u_\mu. \quad (\text{B.12})$$

Se considerarmos apenas observadores em repouso no sistema de coordenada isotrópico, $u^\mu = (c, \vec{0})$, obtemos que $\nabla_\alpha u_\mu = \partial_\alpha u_\mu - \Gamma_{\alpha\mu}^\lambda u_\lambda = -\Gamma_{\alpha\mu}^0 u_0$, sendo

$$\Gamma_{\alpha\mu}^0 = \frac{g^{0\sigma}}{2} \left[\partial_\alpha g_{\mu\sigma} + \partial_\mu g_{\alpha\sigma} - \partial_\sigma g_{\alpha\mu} \right] = -\frac{1}{2} \left[\partial_\alpha g_{\mu 0} + \partial_\mu g_{\alpha 0} - \partial_0 g_{\alpha\mu} \right] \quad (\text{B.13})$$

$$= \frac{1}{2} \partial_0 g_{\alpha\mu} = \frac{\dot{a}}{a} g_{ij} \delta_\alpha^i \delta_\mu^j = \frac{\dot{a}}{a} g_{ij} \delta_\alpha^i \delta_\mu^j = H g_{ij} \delta_\alpha^i \delta_\mu^j. \quad (\text{B.14})$$

* Lembrando que a 4-velocidade e o 4-momento estão sujeitos a condição de normalização $v^\mu v_\mu = -1$ e $p^\mu p_\mu = -m^2$.

Assim encontramos que

$$\frac{dE}{d\tau} = -\frac{p^i p^j}{m} g_{ij} H = -\frac{p^\mu p_\mu - p^0 p_0}{m} H = -\frac{m^2 - m^2 (v^0)^2}{m} H, \quad (\text{B.15})$$

que pode ser escrito em função do tempo t como

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d\tau}{dt} \frac{dE}{d\tau} = \frac{1}{v^0} m \left[1 - (v^0)^2 \right] H(t) = -\frac{E^2 - m^2}{E} H(t), \quad (\text{B.16})$$

onde usamos o fato que $v^0 = -v^\mu u_\mu = -(p^\mu/m)u_\mu = E/m$.

Os UHECR estão em um regime ultrarrelativístico, no qual $E \gg m$, o que implica que, a taxa de perda de energia devido a expansão do Universo é

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = -H(t) \quad (\text{B.17})$$

Você pode se perguntar qual o significado físico desta perda de energia. Para isso, vamos resolver a Equação B.16 para o caso geral, de modo que, sendo $\mathbf{p}$ o tri-momento da partícula (que satisfaz a relação de dispersão), então

$$-H(t) = -\frac{d}{dt} \ln a(t) = \frac{1}{E^2 - m^2} \frac{1}{2} \frac{dE^2}{dt} = \frac{1}{\mathbf{p}^2} \frac{1}{2} \frac{d\mathbf{p}^2}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \ln \mathbf{p}^2 \quad (\text{B.18})$$

e segue $\mathbf{p}(t)a(t) = \text{constante} = \mathbf{p}_0 a_0$. Escrevendo em termos do redshift z , obtemos que

$$p(z) = p|_{z=0} \frac{a_0}{a(z)} = p|_{z=0} (1+z), \quad (\text{B.19})$$

exatamente a mesma relação obtida para ondas! Esta expressão pode então ser entendida a luz do comprimento de onda de de Broglie da partícula: conforme a partícula se propagada, seu comprimento de onda aumenta, como se a onda estivesse “esticando” com o próprio espaço!

Portanto, podemos afirmar, de modo geral, que o momento das partículas em função do redshift é

$$p(z) = p|_{z=0} (1+z), \quad (\text{B.20})$$

e, no caso de partículas ultrarrelativísticas ($E \gg m$),

$$E(z) = E|_{z=0} (1+z). \quad (\text{B.21})$$

Note que a energia medida no instante atual ($z = 0$) é menor que a energia da partícula no instante de produção ($z > 0$), efeito conhecido como *perda adiabática*. Podemos entender que as partículas exercem trabalho sobre o espaço durante a expansão e, como consideramos o Universo como sistema isolado, não há fluxo de calor, de modo que o trabalho de expansão é dito adiabático.

APÊNDICE C – CÓDIGOS

C.1 Script CRPropa3 - Propagação de núcleos

```
# coding: utf-8 import numpy as np import sys

out = str(sys.argv[1])

#Ler arquivo com as propriedades das fontes, isto é, dados ge-
rados a partir do catálogo de van Velzen

import csv
max_range = 575 # Número de fontes no catálogo
flag = 0

    with open('Sources_Positions.txt') as f:
reader = csv.reader(f, delimiter='\ t')
data = [(int(col1), float(col2), float(col3), float(col4), float(col5),
col6)
for col1, col2, col3, col4, col5, col6 in reader]

    #Colunas = [Índex', 'Luminosidade (1.1 GHz)', 'distância', 'Lon-
gitude Supergalática', 'Latitude Supergalática', 'tipo']

    for cont in xrange(0,max_range):
name = str(data[cont][0]) # número que indexa o AGN
L_11 = float(data[cont][1]) #Luminosidade do AGN
distance = float(data[cont][2]) #distância
SGL = float(data[cont][3]) #Longitude em coordendas supergaláti-
cas em radianos
SGB = float(data[cont][4]) #Latitude em coordendas supergaláticas
em radianos
AGN_type = str(data[cont][5]) #tipo do AGN de acordo com o catá-
logo usado van Venzel

if distance < 4 and AGN_type != 'g': #Selecionar apenas Centaurus
A e excluir Starforming Galaxies

from crpropa import *
#Transformação em Coordenadas Cartesianas para utilização da grade
```

```

no CRPropa
x = distance*np.cos(SGB)*np.cos(SGL) * Mpc
y = distance*np.cos(SGB)*np.sin(SGL) * Mpc
z = distance*np.sin(SGB) * Mpc

direction = Vector3d(x,y,z)

#Ativar a produção de todos os secundários neutrinos = True
photons = True
electrons = True
haveRedshiftDependence = True

#Carregar Campo Magnético b_field = "magnetic-field_clues.dat"
#Criar grade para carregar o Campo Magnético gridOrigin = Vector3d(0,0,0)
gridSize = 1024 #Padrão de pontos do campo magnético fornecido pelo Projeto CLUES
size = 249.827 * Mpc #Tamanho padrão do campo magnético fornecido pelo Projeto CLUES
b_factor = 1. #Modulação do Campo Magnético = Sem Modulação
spacing = size/(gridSize) #Resolução do Campo Magnético

boxOrigin = Vector3d( 0, 0, 0,)
boxSize = Vector3d( size, size, size )

#Posição da Via Láctea = Centro da grade obsPosition = Vector3d(0.5*size,0,0)

position = Vector3d(x+0.5*size , y+0.5*size, z+0.5*size) #Posição da fonte na grade

#Carregar Módulos do CRPropa na simulação
sim = ModuleList()

vgrid = VectorGrid( gridOrigin, gridSize, spacing )
loadGrid( vgrid, b_field, b_factor )
bField = MagneticFieldGrid( vgrid )

sim.add( PropagationCK( bField, tolerance=0.0001) )

```

```

sim.add( PeriodicBox( boxOrigin, boxSize ) )
sim.add( CubicBoundary (Vector3d(0.5*size-5*Mpc, 0.5*size-5*Mpc,
0.5*size-5*Mpc), 10 * Mpc) )
sim.add( Redshift() )
sim.add( PhotoPionProduction(CMB, photons, neutrinos, electrons,
haveRedshiftDependece) )
sim.add( PhotoPionProduction(IRB_Gilmore12, photons, neutrinos, elec-
trons, haveRedshiftDependece) )
sim.add( PhotoDisintegration(CMB, havePhotons=photons) )
sim.add( PhotoDisintegration(IRB_Gilmore12, havePhotons=photons)
)
sim.add( NuclearDecay(electrons, photons, neutrinos) )
sim.add( ElectronPairProduction(CMB, electrons) )
sim.add( ElectronPairProduction(IRB_Gilmore12, electrons) )

    sim.add( MinimumEnergy( 0.1 * EeV ) ) #Energia Máxima para Pro-
pagação

    #Observador para Núcleos
obsH = Observer()
obsH.add( ObserverSmallSphere( obsPosition, 100 * kpc ) )
obsH.add( ObserverNeutrinoVeto() ) # Não detectar Neutrinos, Fó-
tons ou  $e^+/e^-$ 
obsH.add( ObserverPhotonVeto() )
obsH.add( ObserverElectronVeto() )
outputH=TextOutput(name+'_AGN3D_p'+out+'.txt.gz', Output.Event3D)
# Salvar os núcleos detectados em um arquivo comprimido #outputH.disable
#outputH.enable(outputH.SourcePositionColumn)
obsH.onDetection( outputH )
obsH.setDeactivateOnDetection(True) # Uma vez detectada, ignorar
a partícula
sim.add( obsH )

#Observador para Neutrinos = Salvar todos os neutrinos produzidos
sem propagar
obsN = Observer()
obsN.add( ObserverDetectAll() )
obsN.add( ObserverNucleusVeto() )
obsN.add( ObserverPhotonVeto() )

```

```

obsN.add( ObserverElectronVeto() )
outputN = TextOutput(name+'_Neutrinos_AGN3D_p'+out+'.txt.gz', Out-
put.Everything)
obsN.onDetection( outputN )
obsN.setDeactivateOnDetection(True)
sim.add( obsN )

#Observador para Fótons e  $e^+/e^-$  = Salvar todos sem propagar
obsP = Observer()
obsP.add( ObserverDetectAll() )
obsP.add( ObserverNucleusVeto() )
obsP.add( ObserverNeutrinoVeto() )
outputP = TextOutput(name+'_Photons_AGN3D_p'+out+'.txt.gz', Out-
put.Everything)
obsP.onDetection( outputP )
obsP.setDeactivateOnDetection(True)
sim.add( obsP )

#Características da Fonte source = Source()
source.add( SourcePosition(position) )
source.add( SourceRedshift1D() )
source.add( SourcePowerLawSpectrum( 1 * EeV, 1000 * EeV, -1 ) )
source.add( SourceIsotropicEmission() )
composition = SourceMultipleParticleTypes()
composition.add(nucleusId(1, 1), 1) # H
composition.add(nucleusId(4, 2), 1) # He-4
composition.add(nucleusId(14, 7), 1) # N-14
composition.add(nucleusId(28, 14), 1) # Si-28
composition.add(nucleusId(56, 26), 1) # Fe-56
source.add( composition )

# Executar simulação
sim.run(source, 5*(10**7), True)

```

C.2 Script CRPropa3 - Propagação de neutrinos

```

# -*- coding: utf-8 -*- from crpropa import *
import numpy as np

```



```
# Carregar Partículas do Arquivo
input = ParticleCollector()
input.load(f+'.gz')

#Estamos interessados em Neutrinos. Como neutrinos não inte-
ragem com a matéria, sua única perda de energia é devido redshift.
Cascatas eletromagnéticas não estão envolvidas
neutrinos = True
photons = False
electrons = False
haveRedshiftDependece = True

#Manter informações da propagação. Não é necessário carregar
o campo magnético size = 249.827 * Mpc
obsPosition = Vector3d(0.5*size,0.5*size,0.5*size) #Posição da
Via Láctea para detecção

sim = ModuleList()

sim.add( SimplePropagation(80*kpc, 100*kpc) ) #Propagação com
distâncias menores que o raio do observador
sim.add( Redshift() )
sim.add( CubicBoundary (Vector3d(0.5*size-5*Mpc, 0.5*size-5*Mpc,
0.5*size-5*Mpc), 50 * Mpc) )
sim.add( MinimumEnergy( 10**(14) * eV ) )

# Observador para os netrinos, mantendo apenas as informações
relevantes obsN = Observer()
#obsN.add( ObserverSmallSphere( obsPosition, 100 * kpc ) )
obsN.add( ObserverSurface( Sphere(obsPosition, 100 * kpc) ) )
obsN.add( ObserverNucleusVeto() )
obsN.add( ObserverPhotonVeto() )
obsN.add( ObserverElectronVeto() )
outputN = TextOutput(f, Output.Event3D)
outputN.enable(outputN.SourceDirectionColumn)
outputN.disable(outputN.TrajectoryLengthColumn)
outputN.disable(outputN.RedshiftColumn)
outputN.disable(outputN.CreatedIdColumn)
```

```
outputN.disable(outputN.CreatedEnergyColumn)
outputN.disable(outputN.CreatedPositionColumn)
outputN.disable(outputN.CreatedDirectionColumn)
outputN.disable(outputN.SourcePositionColumn)
outputN.disable(outputN.SerialNumberColumn)
outputN.disable(outputN.WeightColumn)
obsN.onDetection( outputN )
sim.add( obsN )

# Propagar as partículas no arquivo for c in input:
c.setActive(True)
sim.run(c, True)
```

APÊNDICE D – MAPAS DE DIREÇÃO DE CHEGADA

Figura 38 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas da direção de chegada do fluxo de UHECR para as composições C1, C3 e C4 e EGMF *AstroR*, sem (esquerda) e com (direita) a aplicação da lente galáctica JF12. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 39 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas da direção de chegada do fluxo de UHECR para as composições C1, C3 e C4 e EGMF *Prim2R*, sem (esquerda) e com (direita) a aplicação da lente galáctica JF12. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 40 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas da direção de chegada do fluxo de UHECR para as composições C1, C3 e C4 e EGMF *Prim*, sem (esquerda) e com (direita) a aplicação da lente galáctica JF12. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 41 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas da direção de chegada do fluxo de UHECR para as composições C2 e C5 e C4 para os três EGMF. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 42 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas com a direção de chegada com o fluxo de neutrinos fótons secundários para a composição C1. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias para os três EGMFs.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 43 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas com a direção de chegada com o fluxo de neutrinos fótons secundários para a composição C2. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias para os três EGMFs.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 44 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas com a direção de chegada com o fluxo de neutrinos fótons secundários para a composição C3. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias para os três EGMFs.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 45 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas com a direção de chegada com o fluxo de neutrinos fótons secundários para a composição C4. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias para os três EGMFs.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 46 – Projeções Mollweide em coordenadas galácticas com a direção de chegada com o fluxo de neutrinos fótons secundários para a composição C5. O fluxo está em escala logarítmica e em unidades arbitrárias para os três EGMFs.

Fonte: Elaborada pelo autor.