

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

Andressa Colaço

**Simulação do fluxo de raios cósmicos de ultra-alta energia
a partir da radiogaláxia M87**

São Carlos

2024

Andressa Colaço

Simulação do fluxo de raios cósmicos de ultra-alta energia a partir da radiogaláxia M87

Trabalho de conclusão de curso apresentado
ao Programa de Graduação em Física
do Instituto de Física de São Carlos,
da Universidade de São Paulo, para a
obtenção do título de Bacharel em Física
Computacional.

Orientador: Prof. Dr. Luiz Vitor de Souza
Filho

Versão original

**São Carlos
2024**

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.

Resumo

Atualmente há diversas questões em aberto a respeito da origem e propagação das partículas mais energéticas no Universo. Resultados recentes de experimentos apontam para a necessidade de uma abordagem multi-mensageira para compreender estes processos, com foco no estudo de fontes no Universo local. Neste trabalho, a radiogaláxia M87 é avaliada como potencial fonte de astropartículas de altíssima energia. Consideramos um modelo de emissão de partículas a partir da aceleração pelo Mecanismo de Fermi I e a limitação energética é extraída de características morfológicas da galáxia. Utilizamos o *framework* CRPropa3 para simular eventos, propagando-os segundo as perdas energéticas relevantes neste contexto: fotoprodução de pares, fotoprodução de píons, fotodesintegração e perda adiabática. Parametrizando a simulação de acordo com características físicas da fonte, obtemos o fluxo esperado de partículas na Terra. Os resultados obtidos sugerem que M87 é uma fonte capaz de contribuir com até 40 – 70% do total medido, dentro dos parâmetros considerados, sendo este fluxo dependente da potência cinética considerada. Além disso, a análise dos espectros obtidos mostra que a região acima de $2 \cdot 10^{19} eV$ ainda precisa ser melhor compreendida. Não foram considerados efeitos de campos magnéticos, que podem modificar o espectro obtido, sendo este um próximo passo de estudo.

Palavras-chave: Raios Cósmicos. Fontes locais. Radiogaláxia M87.

1 Introdução

Em 1912, Victor Hess conduziu experimentos na atmosfera que indicavam um aumento de ionização com a altitude, descobrindo radiação de origem extraterrestre que deu início ao estudo de astropartículas. Raios cósmicos (CR) são definidos como partículas carregadas que atingem a Terra vindas do espaço, sendo estas majoritariamente núcleos ionizados e, em menor parcela, elétrons. Ainda existem diversas questões a serem elucidadas nesta área, sendo de fundamental importância o entendimento sobre os processos de produção, aceleração e propagação destas partículas, bem como seu papel em uma perspectiva geral de processos energéticos no Universo [1].

O espectro de energia de raios cósmicos, apresentado na Figura 1 é bastante amplo, se estendendo por energias da ordem de $10^8 eV$ a $10^{21} eV$ e variando em fluxo desde milhares de eventos por km^2 por ângulo sólido por segundo até poucos eventos por século. Este é bem ajustado por leis de potência, com regiões de diferente índice espectral caracterizadas por

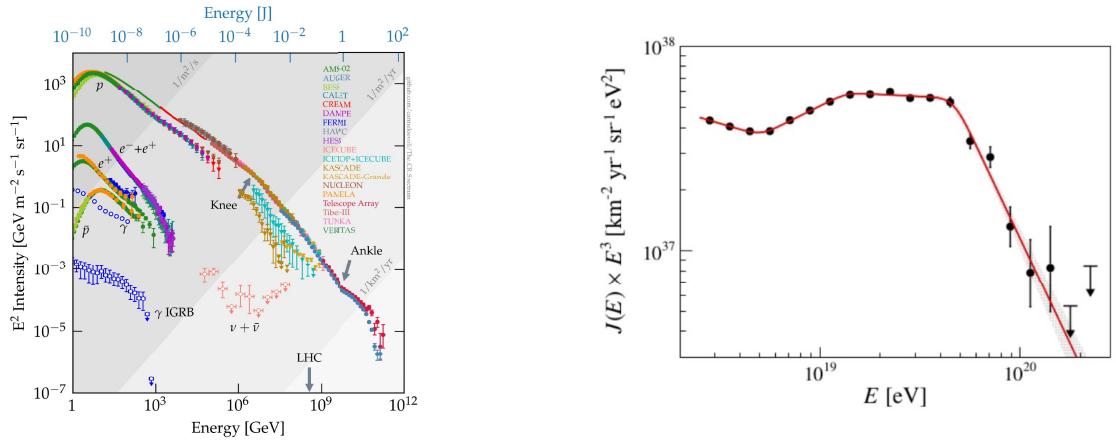


Figura 1: (a) Espectro de raios cósmicos segundo diversos experimentos, com inclusão de secundários. Retirado de: Evoli, 2020 [2]. (b) Recorte de dados acima de 10^{18} eV do Observatório Pierre Auger. Retirado de: Aab *et al.* [3]

transições na origem ou de relevância de perdas energéticas. As mais notáveis ocorrem em 10^{15} eV (conhecida como *knee* ou *joelho*) e em 10^{18} eV (*ankle* ou *tornozelo*).

Uma divisão importante no entendimento no espectro advém da técnica experimental utilizada: na região de energia até 10^{15} eV , tem-se uma coleta de dados *direta*, através de observatórios espaciais e balões na alta atmosfera; na região de energias superiores a 10^{15} eV , o estudo se dá através de *chuveiros atmosféricos* - cascatas de partículas e radiação eletromagnética geradas a partir da interação inicial de um raio cósmico com a atmosfera. O principal experimento de raios cósmicos acima de 10^{17} eV atualmente é o Observatório Pierre Auger (PAO). Uma vez que o estudo desta região de mais alta energia está fortemente atrelado às interações das partículas, nota-se a necessidade de um entendimento multi-mensageiro da região.

Este trabalho tem como objetivo estudar a região de raios cósmicos de ultra alta energia (UHECR), acima de 10^{18} eV , explorando sua aceleração em fontes astrofísicas e propagação no meio extragaláctico no contexto da necessidade de fontes locais para a explicação do espetro de UHECR, com foco na contribuição da galáxia M87 (Virgo A). Para isto, realizamos simulações no *framework* CRPropa3 [4], a partir das quais modelamos o espetro de raios cósmicos utilizando parâmetros físicos de M87, visando obter o fluxo esperado de partículas na Terra.

2 Origem de Raios Cósmicos de Ultra Alta Energia

2.1 Teoria de aceleração em objetos astrofísicos

Os modelos de aceleração de partículas carregadas buscam prover uma explicação para a produção de raios cósmicos com energias segundo as características como índice espectral e composição dos espectros experimentais. Estes são investigados no contexto de processos possivelmente presentes em objetos astrofísicos. Alguns dos modelos mais aceitos atualmente são os Mecanismos de Fermi. Seu funcionamento depende das interações de partículas já afastadas da distribuição de Maxwell-Boltzmann¹ com campos magnéticos. Existem os modelos de Primeira e Segunda Ordem, mas detalharemos apenas o primeiro, uma vez que o último é menos eficiente e sua derivação depende do conhecimento de tempos característicos de interação.

No Mecanismo de Fermi de Primeira Ordem, o ganho energético advém de interações sucessivas de uma partícula com *ondas de choque* intensas em um plasma, que podem ser geradas por eventos como explosões de supernovas ou nos lóbulos de rádio e jatos de Núcleos Ativos de Galáxias (AGNs). Um modelo que exemplifica o processo é apresentado na Figura 2.

No referencial do laboratório, há uma onda de choque se propagando com velocidade U no meio, sendo $U \ll c$ (verifica-se que este é mais eficiente para o caso de choques não-relativísticos [5]). A região que o choque acabou de passar é chamada *downstream*, enquanto a que ainda será alcançada é chamada *upstream*. Estando o choque em repouso na origem, matéria entra nesta região com velocidade v_1 e sai com velocidade v_2 . Para um gás ideal monoatômico, $v_2 = v_1/4$. Por sua vez, nos referenciais em que uma das regiões está em repouso, ambas observam o plasma se movimentando com a diferença das velocidades v_1 e v_2 , $v = 3/4U$, em sua direção. Assim, se a partícula relativística com velocidade $v \approx c$ atravessar a onda de choque de qualquer direção, acaba em uma colisão frontal, ganhando energia.

Se a partícula inicia o ciclo na região *upstream*, com energia E e momento inicial $p_x = p \cos \theta$ (θ é o ângulo em relação à frente do choque) e atravessa para a região *downstream*, que se aproxima com velocidade $V = 3V/4c$, a variação de energia nesta passagem é:

$$\Delta E = E_f - E_i = \gamma_V \left(E + \frac{3}{4} U p \cos \theta \right) - E \quad (1)$$

sendo $V = -3/4U$ e γ_V o fator de Lorentz $\gamma_V = (1 - V^2/c^2)^{-1}$. Considerando os termos em

¹Os modelos de aceleração até mais altas energias pressupõem, em geral, uma aceleração prévia. As partículas injetadas, desta forma, devem advir de outras interações com o meio. Este processo ainda não é muito bem entendido e o problema é referido como *problema da injeção*.

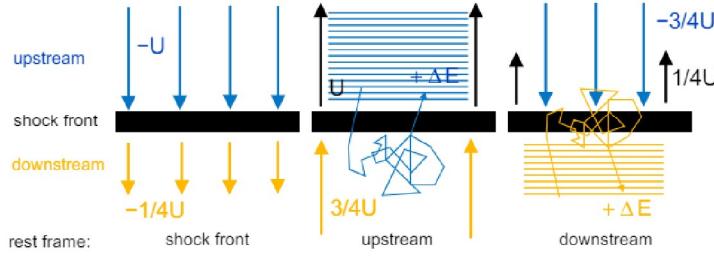


Figura 2: Representação do Mecanismo de Fermi de Primeira Ordem. Esquerda: são indicadas as velocidades relativas das regiões do choque no referencial do laboratório. Centro: referencial da região *upstream* - as partículas advindas da região *downstream* encontram o choque com $V = 3U/4$ e depois retornam com ganho de energia ΔE . Direita: ciclo de aceleração no referencial da região *downstream*. Retirado de: Funk, 2005 [6]

primeira ordem das aproximações $V/c \ll 1$ e $\gamma_V \approx 1$, a variação de energia é dada por:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{3}{4} \frac{U}{c} \cos \theta \quad (2)$$

Temos uma dependência do ganho de energia com a direção de colisão da partícula, que por sua vez se torna isotrópica por conta de irregularidades e turbulências dos campos magnéticos astrofísicos que interagem com a mesma antes do choque. A probabilidade $P(\theta)$ de uma partícula cruzar o choque é proporcional a $\sin \theta d\theta$ e a taxa de colisões é proporcional a $v \cos \theta$, logo $P(\theta) \propto \sin \theta \cos \theta$. Se um ciclo for considerado como a passagem e retorno para a mesma região, então o ganho médio de energia por ciclo é:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle_{ciclo} = 2 \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{U}{c} = \frac{4V}{3c} \quad (3)$$

Para derivar o formato do espectro de energia das partículas aceleradas, consideramos a situação: temos um conjunto inicial de N_0 partículas com probabilidade P de permanecer na região aceleradora. Após k espalhamentos, o número de partículas restante na região aceleradora é $N = N_0 P^k$. Em cada espalhamento, a fração de ganho de energia é β , logo, após k espalhamentos, as N partículas terão energia mínima $E = E_0 \beta^k$. Após eliminar k , temos a relação para $N(E)$, que diferenciamos N em relação a E para encontrar o número de partículas em um intervalo $[E, E + dE]$:

$$N(E \geq E_0) = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln(P)}{\ln(\beta)}} \implies \frac{dN}{dE} = \frac{N_0 \ln(P)}{E_0 \ln(\beta)} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln(P)}{\ln(\beta)} - 1} \quad (4)$$

Agora, avaliamos os parâmetros β e P de acordo com o modelo de choques. Para β temos:

$$\beta = \frac{E}{E_0} = \frac{E_i}{E_f} = \frac{\Delta E + E}{E} = 1 + \frac{U}{c} \quad (5)$$

Após a passagem para a região *downstream*, para completar o ciclo, a partícula deve retornar à região *upstream*. Dois processos competem: a difusão da partícula e a aproximação do choque

que permite a reentrada na região *upstream*. A partícula deve retornar nos primeiros momentos da entrada para a *upstream*, se não escapa da região do choque. A “corrente” que adentra a região *downstream* (J_+) deve ser igual à soma das correntes que retorna à *upstream* (J_-) e que se afasta do choque indefinidamente (J_∞), logo $J_+ = J_- + J_\infty$. Assim, a probabilidade de permanecer na região aceleradora, ou seja, de completar o ciclo, é a razão $\frac{J_-}{J_+}$. Para obter J_+ temos $dJ_+ = dAnv$, onde n é a densidade de partículas que atravessam o choque e v é a velocidade perpendicular à superfície de área dA . Integrando e considerando que a velocidade em $J_\infty = v_2 = U/4$, $J_\infty = \frac{nU}{4}$, temos:

$$P = \frac{J_-}{J_+} = \frac{J_+ - J_\infty}{J_+} = \frac{\frac{nc}{4} - \frac{nU}{4}}{\frac{nc}{4}} = 1 - \frac{U}{c} \quad (6)$$

Assim, podemos avaliar o índice da equação [4]

$$\frac{\ln(P)}{\ln(\beta)} = \frac{\ln\left(1 - \frac{U}{c}\right)}{\ln\left(1 + \frac{U}{c}\right)} = -1 \quad (7)$$

Desta forma,

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N_0 \ln(P)}{E_0 \ln(\beta)} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\ln(P)}{\ln(\beta)} - 1} = N_0 E_0 E^{-2} \implies \frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-2} \quad (8)$$

E, desta maneira, podemos concluir que $\alpha = 2$ para o Mecanismo de Primeira Ordem.

2.2 Fontes de partículas ultra-energéticas

Objetos candidatos a fontes de astropartículas de altíssima energia devem satisfazer alguns critérios: as partículas emitidas devem seguir uma distribuição em lei de potência; a fonte deve ser capaz de acelerar partículas até energias próximas a $10^{20}eV$ e; a composição das partículas injetadas deve ser similar à abundância cósmica de elementos químicos [1]. Particularmente, dados do observatório Pierre Auger confirmam a existência de uma anisotropia nas direções de chegada que aponta a origem extragaláctica de raios cósmicos acima de $8 \cdot 10^{18}eV$ [7].

Quanto ao primeiro critério, a emissão da fonte pode ser modelada pela seguinte expressão

$$\frac{dN}{dR} \propto R^{-\alpha} e^{-R/R_{max}} \quad (9)$$

onde $R = E/Z$ é a rigidez da partícula (Z sendo seu número atômico) e α é o índice espectral.

Em relação à limitação da aceleração, as partículas carregadas são aceleradas pela componente eletromotriz dos campos eletromagnéticos, pois plasmas cósmicos não serem capazes de manter altas diferenças de potencial por campos elétricos [8]. Sendo um campo magnético com

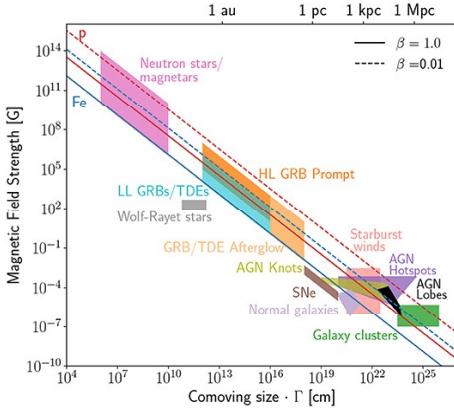


Figura 3: Diagrama de Hillas de objetos astrofísicos com suas dimensões típicas. São indicados dois casos de β_{sh} que evidenciam o caráter mais eficiente de choques não-relativísticos. Retirado de: Batista, 2019 [12].

intensidade B com escala de tamanho de dimensão R , se este sofrer variações com velocidade \mathcal{V} , a o campo elétrico induzido \mathcal{E} a energia máxima a qual a partícula de carga $Z \cdot e$ pode ser acelerada é:

$$\frac{|\mathcal{E}|}{R} \approx \frac{|\mathbf{B}|}{R/\mathcal{V}} \implies E_{max} = \int dx q |\mathcal{E}| \sim Z e R \mathcal{V} |\mathbf{B}| \quad (10)$$

Esta expressão é conhecida como *Critério de Hillas* e é utilizada para restringir as possibilidades de fontes candidatas à aceleração. Considerando-se a velocidade do choque $\beta_{sh} = \mathcal{V}/c$ e utilizando as unidades típicas das grandezas envolvidas, pode-se simplificar o critério para $E_{max} = Z \beta_{sh} R_B B$. Quando o choque é altamente oblíquo, o limite independe de β_{sh} [9]. Adicionando as dimensões típicas, temos:

$$E_{max} = Z \left(\frac{R_B}{1 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{B}{1 \mu G} \right) 10^{18} eV \quad (11)$$

Em geral, o Critério de Hillas é visualizado através de um diagrama de dimensão de comprimento *vs* intensidade do campo magnético, como o apresentado na Figura 3, que mostra objetos astrofísicos em suas escalas típicas de grandeza, provendo os possíveis candidatos a fontes de UHECR. Estes são, principalmente, Núcleos Ativos de Galáxias (AGNs) e galáxias com alta taxa de formação estelar, denominadas galáxias *starburst* (SBGs) [10]. Nos primeiros, os jatos relativísticos e os lóbulos de rádio estão em concordância com as escalas típicas do Critério de Hillas [11] e, nos últimos, há uma grande taxa de eventos como hipernovas, *gamma ray bursts* e magnetares.

Galáxias de Núcleo Ativo são caracterizadas por uma intensa emissão de radiação eletromagnética em diversas regiões do espectro, sobretudo em rádio e raios-X, advinda da acreção de matéria em buracos negros supermassivos [13]. A classificação destas é feita com base principalmente em seus espectros de emissão. Dentro do Modelo Unificado de AGNs, a diferença nas categorias advém da perspectiva com a qual são vistas da Terra, ou seja, o ângulo

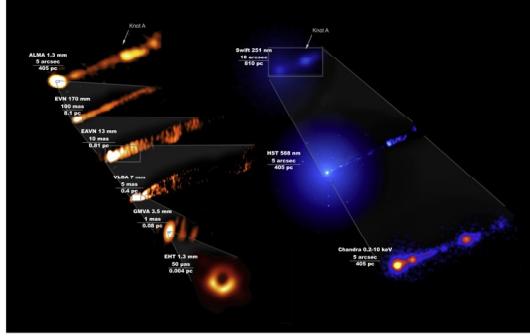


Figura 4: Compilação de imagens obtida por vários instrumentos durante a campanha de 2017 do Event Horizon Telescope (EHT), evidenciando as estruturas do jato (nós) em Rádio e Raio-X. Retirado de: [15]

do jato relativístico em relação à linha de visada [13]. Caracterizar estas fontes, especialmente as mais próximas, é capaz de prover mais informações sobre a origem de astropartículas de altíssima energia.

2.3 A galáxia M87

M87 (Virgo A) é uma galáxia gigante elíptica localizada no centro do Aglomerado de Virgem, a 16.4 Mpc da Terra, o que faz dela uma das AGNs mais próximas [14]. É classificada como uma radiogaláxia *Faranoff-Riley de Classe I* (FR-I), um grupo caracterizado por uma emissão em rádio mais intensa próximo à galáxia hospedeira em relação às extremidades dos lóbulos de rádio. Possui uma extensa morfologia em rádio, incluindo o jato (também ativo em raios-X), lóbulos e um halo extenso de dimensões de cerca de 50kpc . Diversos aspectos de sua morfologia em escalas do tamanho do halo, em raio-X, indicam atividade recorrente do núcleo [11].

A possibilidade de aceleração na radiogaláxia M87 foi inicialmente sugerida por Ginzburg na década de 60. Há um argumento para que os *hotspots* de radiogaláxias (núcleo e jato) sejam regiões aceleradoras: se observa um *cutoff* referente a elétrons na região de $3 \times 10^{14}\text{Hz}$, que indicaria a passagem sucessiva destes por um choque. [8] Nos lóbulos de rádio, é esperada a aceleração em choques criados pela interação do jato com o meio interestelar e com a matéria presente nas vizinhanças do núcleo. [10]

O jato possui inclinação de $\sim 30^\circ$ em relação à linha de visada e possui vários *nós*, proeminentes nas regiões de rádio, visível e raio-X, conforme apresentado na Figura 4. Estes nós são regiões densas ao longo do jato, outra possibilidade de existência de choques intensos na AGN. [14] O nó mais proeminente é chamado Hubble Space Telescope Knot 1 (HST-1), que se encontra a $0.86''$ (70 pc) do núcleo da AGN e se estende por $0.05''$ em complexas subestruturas

[16]. Foram observadas violentas explosões de raios-X que, em determinados intervalos de tempo, chegaram a brevemente ultrapassar a emissão do núcleo [14]. Estas características são fundamentais para uma estimativa da capacidade de aceleração da galáxia.

3 Necessidade de Fontes Locais: Perdas Energéticas

Os principais fatores que desafiam o estudo de fontes de UHECR são as perdas energéticas que as partículas sofrem durante o caminho até a Terra e as interações com campos magnéticos extragaláticos e galáticos. Estes processos devem ser importantes no formato do espectro de UHECR, pois uma vez que se tornam relevantes para uma faixa energética, podem suprimir a contribuição de uma gama de objetos.

Para prótons ultrarrelativísticos, as principais formas de perda energética neste contexto são a produção de pares elétron-pósitron $p + \gamma \rightarrow p + e^- + e^+$, a fotoprodução de píons $p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$ ou $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$ e a perda adiabática devido à expansão do universo. Para núcleos mais pesados, o efeito de fotodesintegração também deve ser explorado. Este leva não apenas à perda de energia, como a uma mudança na composição original da fonte. Notamos assim a importância do estudo de composições mistas de núcleos, pois medidas atuais de chuveiros gerados por UHECR se mostram inconsistentes com uma composição somente de prótons [17].

3.1 Interações com fótons de fundo

Sendo o universo permeado por radiação, são de fundamental importância as interações de partículas com fótons. Para que estes processos ocorram, é necessário que a energia do centro de massa do sistema próton-fóton atinja um valor mínimo correspondente à soma de todas as massas de partículas produzidas. Por conta do efeito Doppler relativístico, no referencial dos prótons ultrarrelativísticos mesmo fótons de baixa energia (para observadores em repouso em relação a estes) como a radiação cósmica de fundo em microondas (CMB) possuem energia suficiente para estes processos. Para a fotoprodução de pares, o limiar de energia, no referencial do próton, é $m_e c^2 \approx 1 \text{ MeV}$, enquanto para a fotoprodução de píons este limiar é de $m_\pi c^2 \approx 145 \text{ MeV}$ [1]. Para o próton, no referencial do laboratório, os limiares são $6 \cdot 10^{17} \text{ eV}$ e $7 \cdot 10^{19} \text{ eV}$, respectivamente [17].

Os principais campos de fótons considerados são a CMB e a luz de fundo extragaláctica (EBL). A CMB é remanescente do início do Universo, a partir do momento em que os átomos foram formados e o Universo deixou de ser opaco para radiação. A distribuição de fótons da

CMB (assumindo isotropia) é dada por um espectro de corpo negro,

$$n_{ph}(\epsilon) = \frac{dN_{ph}}{dVd\epsilon} \frac{1}{\pi^2(\hbar c)^3} \frac{\epsilon^2}{\exp(\epsilon/k_B T_o) - 1} \quad (12)$$

sendo ϵ a energia dos fótons, \hbar a constante de Planck reduzida, k_B a constante de Boltzmann e $T_o \approx 2.73K$ a temperatura atual da CMB. A EBL, por sua vez, é composta de radiação de fundo nas regiões do infravermelho, visível e ultravioleta, remanescentes de diversos processos como formação de estruturas, e espalhamento e emissão de luz por matéria. [17]

A quantificação da perda energética pode ser calculada através da *taxa de interação*. Se ϵ é a energia do fóton no referencial do laboratório e $\epsilon' = \gamma\epsilon(1 - \cos\theta)$ (γ sendo o fator de Lorentz do próton) é a mesma no referencial do próton, a taxa de interação é dada por [17]:

$$\frac{dN_{int}}{dt} = \frac{c}{2\gamma^2} \int_{\epsilon'_{thr}}^{\infty} d\epsilon' \epsilon' \sigma(\epsilon') \int_{\epsilon'/2\gamma}^{\infty} d\epsilon \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2} \quad (13)$$

onde $n(\epsilon)$ é a densidade de fótons e $\sigma(\epsilon')$ é a seção de choque do processo considerado, dada por:

$$\sigma_{p\gamma} = \frac{\int d\Omega \sigma(\epsilon')(1 - \cos\theta)}{d\Omega(1 - \cos\theta)} \quad (14)$$

Para obter a distância de perda de energia, deve-se incluir a inelasticidade do processo, ou seja, a fração média de energia $f(\epsilon') = \langle (E_{in} - E_{out})/E_{in} \rangle$ perdida por interação. Esta é então:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{c}{2\gamma^2} \int_{\epsilon'_{thr}}^{\infty} d\epsilon' f(\epsilon') \epsilon' \sigma(\epsilon') \int_{\epsilon'/2\gamma}^{\infty} d\epsilon \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2} \quad (15)$$

Esta taxa é convertida em uma distância segundo:

$$l_{loss} = -c \left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right)^{-1} = -E \frac{dx}{dE} \Rightarrow \frac{dE}{dx} = -\frac{E}{l_{loss}} \quad (16)$$

onde x é a distância percorrida pela partícula.

Quando um fóton com energia necessária se encontra na vizinhança de um núcleo, este pode produzir um par e^-/e^+ sem violar a conservação do quadrimomento do sistema. Este é o processo de *fotoprodução de pares*, que, por extrair pouca energia a cada interação ($\approx 2m_e/m_p$), pode ser tratado como contínuo.

Por sua vez, a fotoprodução de píons é conhecida por gerar uma forte supressão no espectro de prótons em $5 \cdot 10^{19} eV$ conhecida como *Efeito GZK*. Como este processo pode produzir um ou mais píons de diversas formas, sua seção de choque total é a soma das seções de diversos canais. Estas apresentam ressonâncias bariônicas, sendo a mais importante a ressonância $\Delta(1232)$ de massa $1232 MeV$ [18].

A fotodesintegração pode ocorrer em energias bem mais baixas que a produção de píons, com o fóton no referencial do próton tendo dezenas de MeV . Nestas energias pode ser

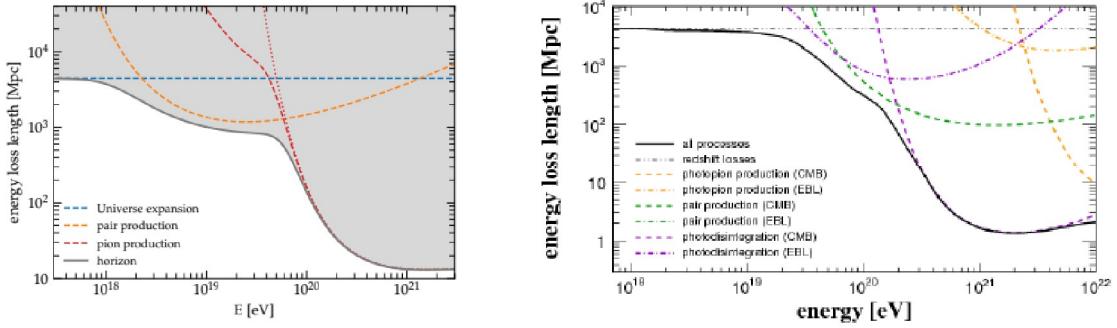


Figura 5: Horizonte de perda de energia: junção das distâncias médias de interação para processos de produção de píons, de pares e expansão do Universo para prótons (esquerda) e ferro (direita). Este horizonte indica que fontes muito distantes possuem uma energia máxima com a qual partículas podem chegar à Terra. Retirado de: Boncioli, 2023 [17]

desconsiderada a energia de ligação dos núcleons, sendo então as distâncias de perda de energia calculadas separadamente da modificação do fator de Lorentz pelos processos já discutidos [17]:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\gamma}{dt} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (17)$$

A seção de choque deste processo contém duas regiões principais, que podem ser descritas por ressonâncias correspondentes a comportamentos do núcleo em diferentes energias. Em energias intermediárias, a produção de pares é superada pela fotodesintegração na EBL e em altas energias a fotodesintegração na CMB é dominante [17].

Os processos mencionados também geram neutrinos e fôtons de alta energia secundários, partículas que podem auxiliar na identificação de objetos astrofísicos como aceleradores de raios cósmicos. Estes possuem a vantagem de não serem defletidos por campos magnéticos, porém a detecção de fluxos apreciáveis destes que atestem a aceleração de raios cósmicos ainda precisa ser investigada.

3.2 Perda adiabática

Devido à expansão do universo, nota-se que existe uma dependência da energia de uma partícula com o *redshift* z em relação à energia observada em $z=0$, $E(z) = E_0(z+1)$. A variação temporal desta energia nos fornece a taxa de perda de energia $\beta(t)$ [17]:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dz} \frac{dz}{dt} = -E_0(1+z)H(z) \implies \beta(E) = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} \quad (18)$$

Assim, a energia medida em $z = 0$ é menor do que no momento de produção $z > 0$. Este processo é conhecido como *perda adiabática* e é mais relevante para fontes muito distantes. Um

exemplo do efeito de composição destes processos pode ser visto na Figura 5, onde são tratados prótons interagindo com a CMB.

4 Simulação de UHECR a partir de M87

Sendo justificado nas seções anteriores o estudo e escolha da AGN M87 como fonte de UHECR e discutidos os desafios na identificação de dados experimentais como provenientes desta fonte, visamos construir um modelo fenomenológico para a emissão desta. Podemos assim obter os fluxos esperados de partículas na Terra baseados nas características de propagação. A deflexão de campos magnéticos astrofísicos não será considerada neste modelo, porém discutimos brevemente seu papel em relação aos resultados obtidos.

4.1 Características da Simulação

Realizamos a simulação através do *framework* CRPropa3 [4], que provê um ambiente caracterizado pela geração de *eventos* (uma partícula caracterizada por energia inicial E_0 , número atômico Z e massa atômica A) segundo uma lei de potência estabelecida pelo usuário e a propagação destes, onde são incluídos os processos de perda energética. As interações entre partículas relevantes na propagação são computadas baseadas em um método de Monte Carlo que considera os livres caminhos médios de interação e a distribuição de fôtons de fundo para determinar se uma interação ocorre ou não. Existem módulos de propagação tridimensionais e unidimensionais, sendo que ao primeiro podem ser associados modelos de campos magnéticos galácticos e extragalácticos existentes na literatura, para a inclusão da deflexão magnética na direção de chegada de partículas.

Neste trabalho, utilizamos o módulo de simulação unidimensional, através de um modelo de fonte com emissão isotrópica e caracterizada por um espectro em forma de lei de potência de índice espectral $\alpha = 1$, escolhido para garantir flutuações estatísticas equiparáveis em todos os intervalos de energia [18]. Iniciamos 10^6 eventos dos núcleos H_1^1 , 4He , ^{14}N , ^{28}Si e ^{56}Fe , escolhidos como representantes das composições leve, intermediária e pesada de núcleos primários, em iguais quantidades. Utilizamos os campos de fôtons *CMB* e *IRB Gilmore 12* (EBL) [19], já implementados no CRPropa3. Quanto aos processos de perda energética, consideramos a fotoprodução de pares, a fotoprodução de píons, a perda adiabática e o fotodesintegração nuclear, todos segundo as implementações existentes no *framework*. Escolhemos que os eventos sejam propagados até que atinjam uma energia inferior a 10^{17} eV ou sejam detectados pelo observador. Através de simulações teste, estimamos que o erro médio da simulação em relação

ao espectro teórico, para 10^6 candidatos nas condições descritas, é de 2%.

4.2 Ponderação da simulação por parâmetros físicos

Com intuito de obter fluxos de UHECR comparáveis com dados experimentais, a próxima etapa é ponderar o espectro genérico provido pelo *framework* por características físicas da fonte estudada, segundo abordagem discutida por Eichmann *et al.* [20] e de Oliveira & de Souza [18]. Realizamos a reparametrização do resultado obtido na etapa anterior em relação ao índice espectral, potência de raios cósmicos, composição e rigidez máxima esperados na fonte. Além de características com motivação física, a reparametrização também precisará incluir parâmetros da simulação realizada, tais como número de eventos e índice espectral simulados, para retirar estas dependências do resultado. Cada evento simulado receberá um peso w dependente destes parâmetros. A normalização é feita individualmente para cada número atômico Z e o espectro final é dado pela soma destes.

Inicialmente, para ser possível que simulações com números diferentes de candidatos iniciais produzam o mesmo fluxo, é necessário que o peso de normalização $w_{norm,z}$ seja

$$w_{norm,z} = \frac{\int_{R_{min}}^{R_{max}} dR \frac{dN}{dR}|_{sim}}{N_{sim,z}} \quad (19)$$

onde $N_{sim,z}$ é o número de eventos de determinado Z simulados e a integral fornece o número total de eventos que *deveriam* ser contidos no intervalo de energia da simulação. O peso final w é proporcional ao de normalização $w \propto w_{norm}$, com a adição de parâmetros físicos.

O modelo para o espectro de emissão da fonte assumido é da forma da equação 9 uma lei de potência com corte exponencial. Uma vez que a simulação já é iniciada com índice espectral 1, este é ajustado através do peso w conforme a diferença dos valores do modelo e simulado:

$$w_i \propto \frac{\frac{dN}{dR}|_{fonte}}{\frac{dN}{dR}|_{sim}} = \frac{R^{-\alpha} e^{-R/R_{max}}}{R^{-1}} = R^{-\alpha+1} e^{-R/R_{max}} \quad (20)$$

Outro fator que o espectro deve ser proporcional é à *taxa de injeção* de raios cósmicos, $w_i \propto Q_{CR,i,z}/E_{CR,i,z}$, que relaciona a energia total emitida por uma região pela energia dos eventos, fornecendo uma escala de tempo adequada para a parametrização. O termo Q_{CR} representa a potência de emissão de raios cósmicos. Por ser um parâmetro desconhecido, assume-se este como a potência cinética do jato, onde se espera aceleração, fora um fator de eficiência, uma vez que a energia total do jato não é inteiramente alocada para raios cósmicos. Em regime de equipartição, uma boa aproximação é $Q_{CR} = 4/7Q_{jato}$ [18]. Este é então tomado como um *limite superior* para a injeção de raios cósmicos. Ademais, deve-se considerar o fato

que cada partícula de carga diferente terá uma fração diferente desta energia total, dependente da carga e da abundância do elemento, sintetizados na expressão:

$$Q_{CR,i}(Z_i) = \frac{f_i Z_i}{\sum f_i Z_i} Q_{CR} \quad (21)$$

onde f_i é a fração do núcleo de carga Z_i na composição da fonte e o somatório é uma normalização das frações. O parâmetro $E_{CR,z}$ pode ser encontrado a partir de

$$E_{CR,z} = \int_{E_{esc}}^{\infty} E \frac{dN}{dE} dE = Ze \int_{Ze \cdot R_{esc}}^{\infty} R \frac{dN}{dR} dR \quad (22)$$

onde R_{esc} é a rigidez de escape de raios cósmicos da galáxia, ou seja, o valor de energia para qual partículas começam a se propagar para fora desta região. Assim, esta integral representa a energia total injetada no meio extragaláctico, fornecendo à expressão uma escala característica de tempo.

Por fim, como a simulação é unidimensional, é necessário adicionar um fator que assume emissão isotrópica da fonte e considera o fluxo que chega na direção da Terra $w_i \propto \frac{1}{4\pi D^2}$, onde D é a distância até o objeto astrofísico. Podemos então resumir os termos mencionados na seguinte expressão, que engloba todos os parâmetros mencionados:

$$w_{i,z} = \frac{w_{norm,z}}{4\pi D^2} \frac{Q_{CR,z,i}}{E_{CR,z,i}} R^{-\alpha+1} e^{-R/R_{max}} \quad (23)$$

4.3 Escolha de parâmetros e comparação com dados do Observatório Pierre Auger

Para a construção dos pesos, devemos conhecer a distância à fonte D , a potência cinética do jato Q_{jato} , o índice espectral α da fonte, a rigidez máxima R_{max} da fonte e a abundância de elementos na fonte. Podemos verificar que, com exceção da distância, os outros parâmetros apresentam grandes incertezas.

A potência cinética do jato varia na literatura entre $[2 \times 10^{42}, 10^{44}] erg s^{-1}$, dependendo do método escolhido para determinação, em uma faixa característica de galáxias *Faranoff-Riley I*. É escolhido o valor de $5 \cdot 10^{43} erg s^{-1}$ [21], por ser o valor intermediário e mais frequente e também por conseguir explicar valores maiores de R_{max} em modelos dependente da potência cinética do jato. Notamos, no entanto, que o caráter deste parâmetro no espectro é multiplicativo, sendo de fácil ajuste no resultado final.

O índice espectral α é estimado de acordo com mecanismos de aceleração, sendo $\alpha = 2$, conforme derivado na seção 2, para o mecanismo de Fermi de 1^a ordem. O caso relativístico deste mecanismo gera um índice espectral $\alpha = 2.2$ [18]. Uma vez que podem existir diferentes

mecanismos com efeito conjunto, variamos o valor de α para 2.2 para entender seu impacto no resultado.

Podemos obter a rigidez máxima R_{max} a partir do Critério de Hillas (eq. [11]), que estimamos conhecendo os valores típicos de campos magnéticos e suas dimensões em determinadas regiões. Tomando a região do nó HST- 1, obtemos sua dimensão $\sim 15mas \approx 1.2pc$ ($1mas \approx 0.078pc$), $\beta_{sh} = 1$ e a estimativa de campo magnético $B = 18.15mG$ nesta região [16]. Através da eq. [11], temos:

$$R_{max} = \left(\frac{1.2 \times 10^{-3}kpc}{1kpc} \right) \left(\frac{18.15 \times 10^3 \mu G}{1\mu G} \right) 10^{18}eV \approx 2 \cdot 10^{19}eV \quad (24)$$

Este é um valor compatível com os limites esperados, visto que prótons já conseguem ser acelerados a energias maiores que $10^{18}eV$. Os eventos detectados com maior energia aqui são da ordem de $10^{20}eV$ [9], sendo então a rigidez obtida compatível com este cenário para o caso de núcleos pesados.

A composição das partículas injetadas é uma questão em aberto, porém há pistas que deve ser em algum grau similar ao meio intergaláctico. Por conta da dificuldade em determinar estes parâmetros, escolhemos diferentes composições para investigar seu efeito no fluxo resultante de UHECR: a composição Solar, a composição Estelar com enriquecimento por Fermi, a composição da Via Láctea e a composição dos núcleos observados pelo Pierre Auger, conforme apresentado por Oliveira [18].

5 Resultados

Utilizando os métodos descritos na seção anterior para a geração de eventos e ponderação do histograma, simulamos os cenários astrofísicos que serão detalhados a seguir.

Devido à incerteza em relação à composição de injeção de partículas, simulamos quatro casos com parâmetros fixos $Q_{CR} = 5 \cdot 10^{43} erg s^{-1}$, $\alpha = 2$, $N = 10^6$ e $R_{max} = 2 \cdot 10^{19} eV$ e fração de núcleos variável, de acordo com a Tabela 1. Os resultados são apresentados na Figura 6.

	H	He	N	Si	Fe	\bar{Z}
C1: Solar	0.75277	0.24447	0.00098	0.00066	0.001103	1.286488
C2: Fermi	0.922	0.078	0.0008	0.00008	0.00003	1.0855
C3: Via Láctea	0.7692	0.1538	0.0461	0.0231	0.00759	1.92024
C4: Pierre Auger	0.849	0.1437	0.0052	0.001	0.00072	1.20552

Tabela 1: Composições empregadas nas simulações.

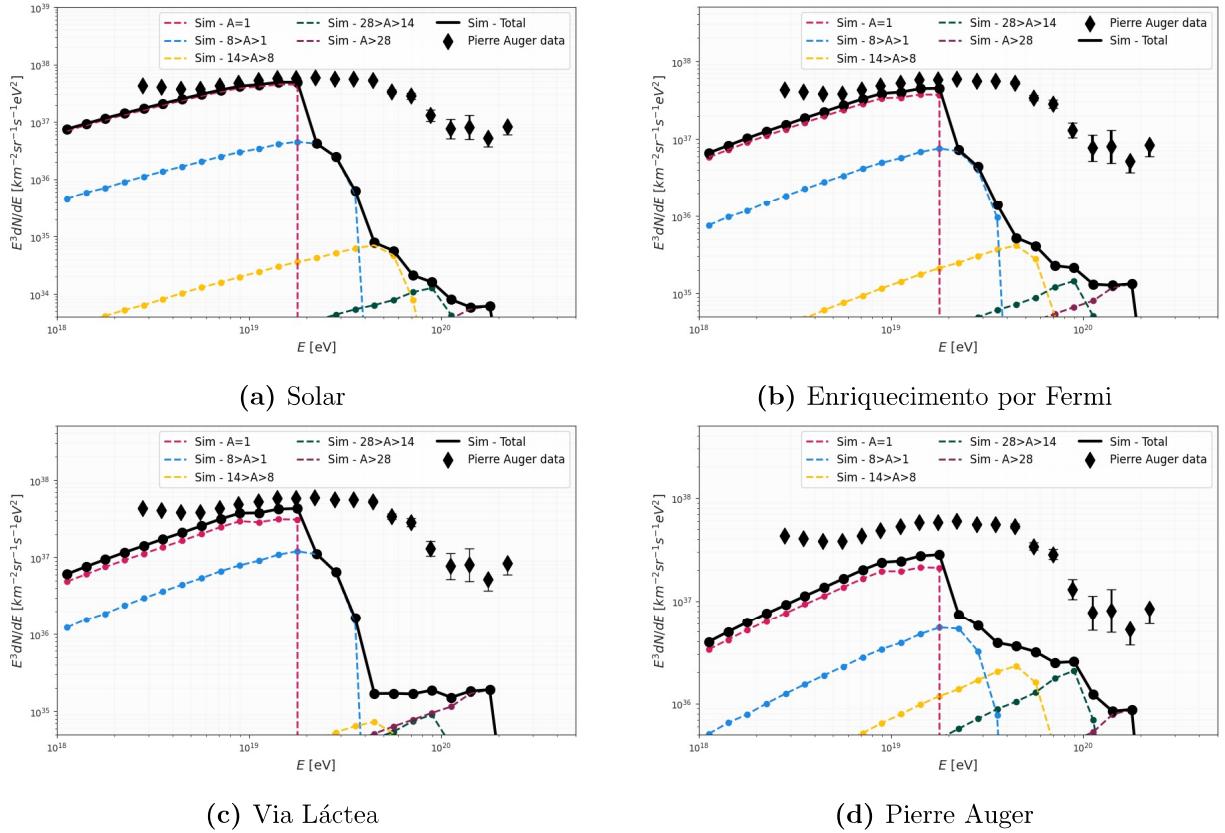


Figura 6: Fluxo de raios cósmicos em função da energia conforme simulação explicada na seção 4 e medidos pelo Observatório Pierre Auger [3]. Os pontos circulares e linhas tracejadas coloridas se referem a grupos de massa de partículas da simulação que chegam à Terra. Os pontos circulares e linha contínua preta se referem ao espectro total simulado - a soma dos grupos de massa. Os pontos em formato de diamante são dados experimentais e suas barras de erro.

5.1 Análise de parâmetros

Verificamos que, dentro deste modelo, a composição relativa de núcleos afeta significativamente o formato do espectro obtido, sobretudo para energias progressivamente mais altas, onde há a necessidade de uma composição mais pesada para explicação dos dados. Notamos que em todos os casos a descrição dos dados possui uma região inicial até $5 \cdot 10^{18} eV$ onde o modelo implementado não descreve corretamente os dados, o que é esperado pois nesta região energética o fluxo ainda é dominado por fontes galácticas.

Em sequência, notamos uma faixa de energias com fluxos bem explicados pelo modelo, com contribuições majoritariamente de hidrogênio. Conforme a energia aumenta e o fluxo deixa de ser dominado pelo hidrogênio, notamos que este começa a ter uma descrição comprometida. Mesmo no caso 6d, com composição ajustada ao medido na Terra, vemos que o modelo empregado não consegue descrever os dados. Isto pode indicar dois cenários: o modelo implementado apresenta uma insuficiência de partículas pesadas ou M87 não gera fluxo suficiente nas mais

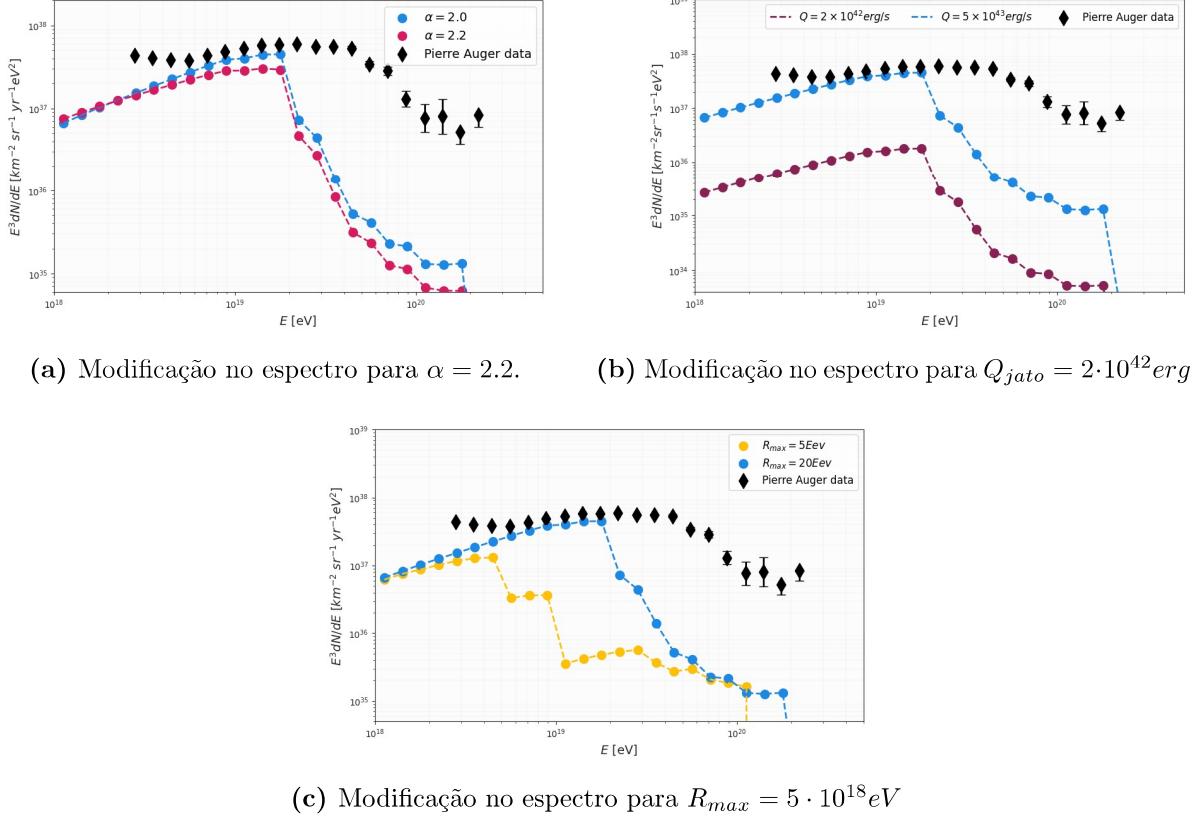


Figura 7: Fluxos de UHECR obtidos a partir da variação de um parâmetro da simulação em relação ao padrão escolhido. Os pontos e linha contínua coloridos se referem ao fluxo simulado para cada cenário. Os pontos em formato de diamante são dados experimentais do Observatório Pierre Auger [3] e suas barras de erro.

altas energias, surgindo a necessidade de considerarmos a contribuição de outras fontes.

Para avaliar a influência da escolha de outros parâmetros, fizemos esta mesma análise fixando uma composição e avaliando a influência desta mudança no espectro. Escolhendo a composição de enriquecimento por Fermi como padrão ($Q_{CR} = 5 \cdot 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$, $\alpha = 2$, $N = 10^6$ e $R_{max} = 2 \cdot 10^{19} \text{ eV}$) variamos por vez um parâmetro dentre índice espectral, potência cinética do jato e rigidez máxima da fonte. Os resultados são apresentados na Figura 7.

5.2 Limite de fluxo de UHECR de M87

Considerando um valor de energia $9 \cdot 10^{18} \text{ eV}$, acima do qual podemos considerar uma contribuição apenas extragaláctica de raios cósmicos, integramos os fluxos de partículas obtidos nas simulações (considerando os erros inerentes a esta discussão) e comparamos estes com os fluxos obtidos no Observatório Pierre Auger. Os resultados com seus parâmetros e respectivas figuras de apresentação são explicitados na Tabela 2.

As modificações no espectro são apresentadas na Figura 7. Notamos que com a variação

Figura	Composição	α	Q_{jato}	R_{max}	Fluxo simulado/Fluxo medido
6a	Solar	2	$5 \cdot 10^{43} erg/s$	$2 \cdot 10^{19} eV$	$67 \pm 1\%$
6b	Fermi	2	$5 \cdot 10^{43} erg/s$	$2 \cdot 10^{19} eV$	$73 \pm 1\%$
6c	Via Láctea	2	$5 \cdot 10^{43} erg/s$	$2 \cdot 10^{19} eV$	$64 \pm 1\%$
6d	Auger	2	$5 \cdot 10^{43} erg/s$	$2 \cdot 10^{19} eV$	$41.4 \pm 0.8\%$
7a	Fermi	2.2	$5 \cdot 10^{43} erg/s$	$2 \cdot 10^{19} eV$	$48 \pm 1\%$
7b	Fermi	2	$2 \cdot 10^{42} erg/s$	$2 \cdot 10^{19} eV$	$6.0 \pm 0.1\%$
7c	Fermi	2	$5 \cdot 10^{43} erg/s$	$5 \cdot 10^{18} eV$	$3.56 \pm 0.07\%$

Tabela 2: Fração do fluxo total de UHECR experimental para cada conjunto de parâmetros considerado.

no índice espectral (Figura 7a), a alteração principal se dá no fluxo total, porém ainda se mostra compatível com um espectro capaz de explicar os dados para valores de energia menores que R_{max} . Para um valor de Q_{CR} alternativo (Figura 7b), verificamos a diminuição do fluxo de raios cósmicos igualmente para todas as energias, sem alteração no formato da curva. Desta maneira, este é um parâmetro que pode ser tomado como fornecendo um intervalo de possível contribuição ao fluxo total de raios cósmicos advindos desta fonte. Além destes fatores, podemos notar que, conforme a Figura 7c no caso de uma rigidez máxima R_{max} da ordem $R_{max} = 10^{18} eV$, a fonte não seria adequada para explicar a produção de partículas tão energéticas quanto as observadas.

Obtemos um fluxo total que varia entre uma situação inferior 6% até 73%. Esta grande variação é esperada quando notamos que esta porcentagem é dependente principalmente da potência cinética do jato considerada. Neste sentido, se esperados maiores valores de Q_{jato} , esta fonte se tornaria dominante na faixa de raios cósmicos extragaláticos. A potência que M87 precisaria possuir para contribuir com 100% do fluxo medido seria $6.5 \cdot 10^{44} erg s^{-1}$ (ainda que o ajuste não seja perfeito por conta dos efeitos discutidos na composição). Notamos que as regiões de energia dominadas por hidrogênio ($9 \cdot 10^{18} eV$ até R_{max}) correspondem à maior parte do fluxo integrado (por conta do formato de lei de potência), logo sendo o modelo bem sucedido nesta faixa energética, este terá frações do fluxo experimental próximas de 100% mesmo que não explique bem o fluxo em energias mais altas.

Considerando o caso de menor fluxo obtido, ainda verificamos que esta fonte poderia contribuir com o fluxo acima de $9 \cdot 10^{18} eV$, porém sem dominar o espectro nesta região. Isto é, dentro deste modelo, M87 possui as condições necessárias para ser uma fonte de UHECR. Uma etapa possível seguinte é a adição de campos magnéticos à simulação, para a verificação do efeito deste nas direções de chegada dos raios cósmicos advindos desta fonte. Notado que indicamos que M87 possui capacidade de aceleração, devemos investigar se estes campos não

promovem significativa deflexão em relação à direção da Terra. Também devemos notar que não foram investigados os fótons e neutrinos secundários neste trabalho, que devem ser produzidos caso a aceleração destas partículas for eficiente nesta fonte, com a vantagem de não interagirem com campos magnéticos porém com o desafio de detectar fluxos apreciáveis destes na Terra.

6 Conclusões

Este trabalho visou compreender a contribuição da radiogaláxia M87 para o fluxo de raios cósmicos de ultra-alta energia medidos pelo Observatório Pierre Auger. Utilizando o Mecanismo de Fermi de Primeira Ordem para a modelagem da aceleração e dados da região HST-1 do jato relativístico desta, construímos um modelo de emissão para a fonte. A partir deste, simulamos e propagamos partículas até a Terra utilizando o *framework* CRPropa3.

Os resultados obtidos, após reponderados por parâmetros físicos, nos forneceram fluxos esperados desta galáxia na Terra, em princípio como limites superiores. O modelo empregado se adequou bem à descrição da composição leve do espectro, porém não foi adequado para a composição mais pesada, sugerindo uma nova abordagem para a região energética acima de $R_{max} = 2 \cdot 10^{19} eV$. Os fluxos totais na região de CR extragaláticos obtidos estão na faixa de 40 – 70%, assumindo $Q_{cr} = 5 \cdot 10^{43} eV$, podendo ser tomados como limites superiores de contribuição ao fluxo total de UHECR desta fonte. Em hipóteses de potência menor da fonte, constatamos que esta ainda pode gerar fluxos relevantes, a menos que seus limites de aceleração sejam inferiores a $10^{19} eV$.

Desta forma, nossos resultados indicam que M87 é capaz de produzir UHECR em fluxos apreciáveis na Terra, porém se torna necessário estudar as deflexões promovidas por campos magnéticos. Estas conclusões podem ser investigadas também por estudos de fluxos de neutrinos e raios gama advindos das interações hadrônicas relacionadas. Portanto, verificamos que estudar a contribuição multi-mensageira e os campos magnéticos galáctico e extragaláctico são etapas importantes para avançar o estudo de fontes de UHECR.

Referências

- [1] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics. Third Edition.* Cambridge University Press, United Kingdom, 2011.
- [2] C. Evoli. The cosmic-ray energy spectrum, December 2020.
- [3] A. Aab et al. Measurement of the cosmic-ray energy spectrum above $2.5 \times 10^{18} eV$ using the pierre auger observatory. *Physical Review D*, 102(6), September 2020.

- [4] R. Alves Batista et al. CRPropa 3.2 — an advanced framework for high-energy particle propagation in extragalactic and galactic spaces. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2022(09):035, September 2022.
- [5] A. R. Bell et al. Cosmic-ray acceleration by relativistic shocks: limits and estimates. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 473(2):2364–2371, September 2017.
- [6] S. Funk. A new population of very high-energy gamma-ray sources detected with H.E.S.S. in the inner part of the milky way, 2005.
- [7] A. Aab et al. Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} ev. *Science*, 357(6357):1266–1270, September 2017.
- [8] P. L. Biermann et al. *A Possible Nearby Origin for the Highest-Energy Events Observed*. In: *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, pp. 181–195. Springer, 01 2002.
- [9] Gopal-Krishna et al. Ultra-high-energy cosmic rays from centaurus a: Jet interaction with gaseous shells. *The Astrophysical Journal Letters*, 720(2):L155, aug 2010.
- [10] O. Kobzar et al. Search for ultra high-energy cosmic rays from radiogalaxy Virgo A. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2018.
- [11] F. M. Rieger. Active galactic nuclei as potential sources of ultra-high energy cosmic rays. *Universe*, 8(11):607, 2022.
- [12] R. Alves Batista et al. Open questions in cosmic-ray research at ultrahigh energies. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 6, 2019.
- [13] B. W. Carroll and D. A. Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics*. Cambridge University Press, 2 edition, 2017.
- [14] V. B. Martins. *Probing the cosmic-ray pressure in the Virgo Cluster and the origin of the very-high-energy gamma rays of M87 with H.E.S.S. and CTA*. PhD thesis, Humboldt-Universität Zu Berlin, 2022.
- [15] T. E. M. S. W. Group et al. Broadband multi-wavelength properties of M87 during the 2017 event horizon telescope campaign. *The Astrophysical Journal Letters*, 911(1):L11, apr 2021.
- [16] Giroletti, M. et al. The kinematic of HST-1 in the jet of M87. *AA*, 538:L10, 2012.
- [17] D. Boncioli. Cosmic-ray propagation in extragalactic space and secondary messengers, 2023.
- [18] C. de Oliveira. Fontes locais de raios cósmicos ultra energéticos. Master’s thesis, Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2021.
- [19] R. C. Gilmore et al. Semi-analytic modelling of the extragalactic background light and consequences for extragalactic gamma-ray spectra: Modelling of the ebl and gamma-ray spectra. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 422(4):3189–3207, April 2012.
- [20] B. Eichmann et al. Ultra-high-energy cosmic rays from radio galaxies. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2018(02):036–036, February 2018.
- [21] R. Anantua et al. On the comparison of AGN with GRMHD simulations – II. M87. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 528(1):735–756, 12 2023.