

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

**Isadora Parillo**

**Aceleração e Propagação de Raios Cósmicos a partir da  
Radiogaláxia Fornax A**

**São Carlos**

**2024**

**Isadora Parillo**

**Aceleração e Propagação de Raios Cósmicos a partir da  
Radiogaláxia Fornax A**

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

**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.

# 1 Resumo

Nesse trabalho, estudamos o comportamento de galáxias de núcleo ativo, sob a perspectiva da aceleração de raios cósmicos de altíssima energia em suas estruturas. Além disso, aprofundamo-nos na caracterização de uma galáxia específica, Fornax A (NGC 1316), considerada promissora candidata à aceleração de raios cósmicos. Enfim, estudamos os efeitos de perda energética que os raios cósmicos enfrentam durante sua propagação no Universo, atentando-se às interações com a radiação cósmica de fundo em microondas e a luz de fundo extragaláctica. Por fim, utilizamos o *framework* computacional CRPropa3 para realizar uma simulação simplificada da propagação de astropartículas aceleradas em Fornax A, gerando espectros de energia comparáveis com dados do Observatório Pierre Auger.

**Palavras-chave:** Raios Cósmicos. Astropartículas. Fornax A. CRPropa3.

# 2 Introdução

A percepção de que existe um tipo de radiação ionizante presente na atmosfera é antiga; foi observada interferindo em experimentos de inúmeros cientistas, como Coulomb, Becquerel e Rutherford, ao longo de todo o século XIX. No entanto, para caracterizar sua origem como extraterrestre, foram necessárias observações a diferentes altitudes – como as de Theodor Wulf na Torre Eiffel, as de Domenico Pacini debaixo d’água e, principalmente, as de Victor Hess em balões de ar quente, datadas do início do século XX (1). A partir desses experimentos, verificou-se que, quanto maior a altitude, mais intensa é a radiação. Em 1925, o físico Robert Millikan atribuiu a esse efeito o termo raios cósmicos (2), que perdura até os dias atuais, embora saibamos que os “raios” são na verdade astropartículas.

A princípio, os raios cósmicos foram uma importante ferramenta para estudo e desenvolvimento da física de partículas, haja vista sua abundância e fácil acesso. No Brasil, especialmente, os primeiros estudos em física ocorreram nessa área, com Gleb Wataghin e G. Occhialini e vários de seus alunos, como Marcelo Damy, Paulus Pompeia e César Lattes (3). O ambiente da época propiciou a contribuição de Lattes para descoberta do méson- $\pi$  a partir da detecção da trajetória de raios cósmicos, em experimento realizado no Monte Chacaltaya, na Bolívia, em conjunto com Occhialini e Cecil Powell (3).

Aos poucos, os raios cósmicos tornaram-se cada vez mais relevantes como uma área de interesse e não somente uma ferramenta, sobretudo com a descoberta de raios cósmicos de ultra-alta energia (UHECR, acrônimo do inglês *ultra high energy cosmic rays*), que possuem mais de  $10^{18}$  eV. Nesse sentido, um importante marco foi a detecção do primeiro UHECR, com  $\sim 10^{20}$  eV, em 1962, nos Estados Unidos (4). Atualmente, há

diversos experimentos dedicados à UHECR, como o Observatório Pierre Auger (PAO) e o *Cherenkov Telescoping Array Observatory* (CTAO); no entanto, há dificuldades relacionadas a seu baixo fluxo na Terra.

Nesse trabalho, realizamos o estudo de uma categoria de objeto astrofísico onde ocorre a aceleração de UHECR, as galáxias de núcleo ativo (AGNs, do inglês *active galactic nuclei*), bem como o estudo dos efeitos de propagação dos raios cósmicos pelo Universo. Por fim, realizamos uma simulação computacional para emular o espectro de uma AGN específica – Fornax A (NGC 1316) – considerada promissora candidata à produção de UHECR que chegam à Via Láctea e comparamos os resultados com dados do Observatório Pierre Auger.

### 3 O espectro de energia dos raios cósmicos

Desde meados do século XXI, coleta-se sistematicamente dados acerca dos raios cósmicos que chegam à Terra através de diversos experimentos. Nesse contexto, desenvolveu-se um importante panorama acerca da energia e composição dessas astropartículas. Em relação a seu espectro de energia, é possível descrevê-lo relativamente bem com leis de potência. Especialmente, na Figura 1a, explicitamos o espectro de energia de raios cósmicos medido por diversos experimentos, onde se destacam as regiões do *knee* (em  $\sim 10^{15}$  eV) e do *ankle* (em  $\sim 10^{18}$  eV); indicadoras de uma mudança de índice espectral. A mudança do índice espectral do *knee* está associada à limitação de aceleração de partículas por fontes galácticas; enquanto a mudança no *ankle* relaciona-se à transição entre a origem galáctica e extragaláctica dos raios cósmicos. Na Figura 1b, dá-se enfoque ao espectro de energia dos UHECR (isto é, a partir do *ankle*), medido pelo Observatório Pierre Auger.

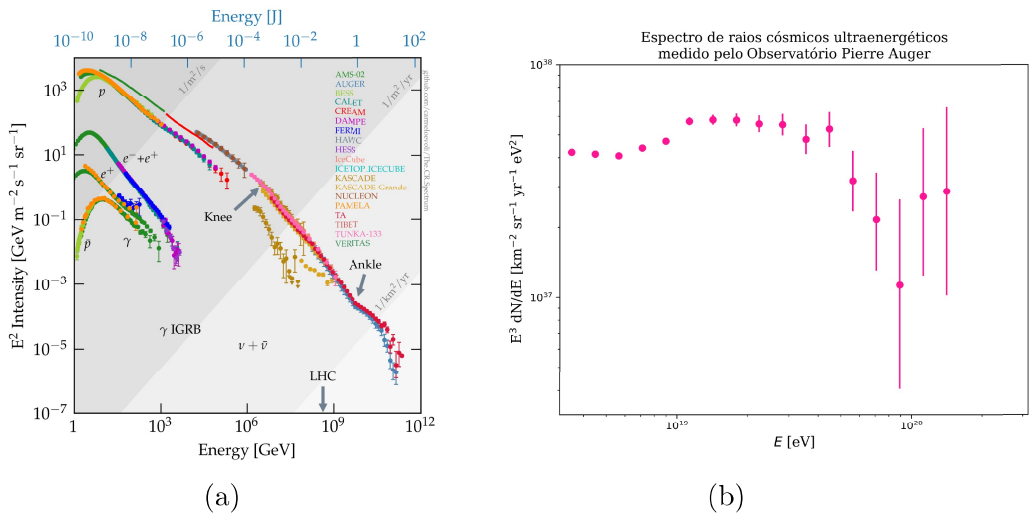


Figura 1 – (a) Espectro de energia de raios cósmicos e partículas secundárias medido por diversos experimentos. Retirado de (5). (b) Espectro de UHECR medido pelo Observatório Pierre Auger, com seu erro estatístico. Retirado de (6)

## 4 Aceleração de partículas em objetos astrofísicos

### 4.1 Critério de Hillas

Em ambientes astrofísicos altamente energéticos, é comum a existência de plasma, que apresenta alta condutividade elétrica. Devido à alta condutividade, é raro encontrar grandes diferenças de potencial elétrico, visto que seriam rapidamente neutralizadas por partículas carregadas no plasma, que se ajustam de forma a redistribuir cargas e neutralizar qualquer campo elétrico estático que surja. Assim, campos elétricos estáticos são muito fracos nesses ambientes. Nesse contexto, a aceleração de partículas às mais altas energias relaciona-se à existência de campos eletromagnéticos dinâmicos, cujas instabilidades, capazes de criar diferenças de potencial efêmeras no plasma, traduzem-se em forças eletromotrizes.

Além disso, considerando que, para que ocorra a aceleração de partículas a altas energias, devem haver mecanismos que as aprisionem na região aceleradora por tempo o suficiente, é também importante que essa região apresente um tamanho mínimo. Nesse sentido, podemos delimitar as características essenciais para uma região aceleradora; sendo um importante indicador o Critério de Hillas (4):

$$E_{máx} = \beta Z \left( \frac{B}{\mu\text{G}} \right) \left( \frac{L}{\text{kpc}} \right) 10^{18} \text{ eV}. \quad (1)$$

Onde  $\beta$  é a velocidade da região (em unidades de  $c$ ),  $B$  é seu campo magnético (em  $\mu\text{G}$ ) e  $L$  é seu tamanho (em kpc). O Critério de Hillas explicita o fato de que o sítio acelerador deve ser capaz de comportar o raio de Larmor ( $r_L = E/ZeB$ ) de partículas com alta energia; quando  $L < r_L$ , a partícula escapa dessa região. A origem extragaláctica dos UHECR relaciona-se a esse fato, visto que seu raio de Larmor é maior que o disco da Via Láctea.

Na Figura 2, está representado o diagrama de Hillas, que, assumindo valores típicos de raio e campo magnético, delimita quais objetos astrofísicos são capazes de acelerar partículas a altas energias. As linhas verdes indicam condições para aceleração de partículas às energias do *knee*, *ankle* e supressão GZK ( $\sim 10^{19,6}$  eV), que será abordada na Seção 6.2. A linha cinza pontilhada mostra um limite superior imposto por perdas de energia factíveis. Além disso, são ilustradas as condições para a energia do feixe do Large Hadron Collider (LHC) em verde.

O diagrama de Hillas ilustra esquematicamente a dificuldade em encontrar possíveis fontes aceleradoras de UHECR. No entanto, explicita também a relevância das galáxias de núcleo ativo (AGNs), que, dadas suas características usuais de campo magnético e geometria, são promissoras candidatas a regiões de aceleração.

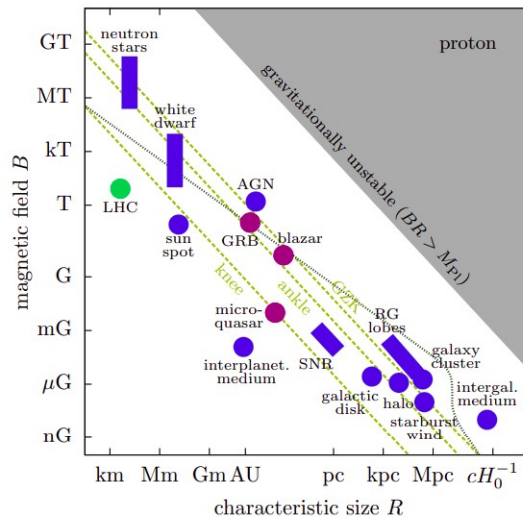


Figura 2 – Diagrama de Hillas. Retirado de (7).

## 4.2 Galáxias de núcleo ativo

As galáxias de núcleo ativo (AGNs) são uma categoria de objeto astrofísico que se destaca devido à alta emissividade em sua região central e apresentam uma alta luminosidade em todo o espectro eletromagnético. As AGNs classificam-se em diversos tipos – como radiogaláxias, galáxias Seyfert, blazares e quasares – que, na verdade, correspondem a diferentes ângulos de visão do mesmo fenômeno: acreção de matéria em um buraco negro supermassivo em diferentes momentos de sua evolução e atividade (4). A intensa luminosidade (de  $\sim 10^{38}$  erg  $s^{-1}$  a  $\sim 10^{46}$  erg  $s^{-1}$ ) desses objetos está relacionada ao atrito entre nuvens de gás e regiões com velocidades diversas no disco de acreção, que aquece e emite radiação (7).

A maior parte das AGNs apresentam jatos relativísticos que se estendem alinhados ao eixo de rotação do buraco negro supermassivo em seu centro. Há ainda campos magnéticos atrelados ao buraco negro e, enquanto esse se movimenta, as linhas de campo se entrelaçam, gerando regiões instáveis e propícias à reconexão magnética; que podem causar a aceleração de partículas presentes nos jatos ou em regiões próximas a eles. Além disso, a propagação dos jatos no meio galáctico pode gerar ondas de choques próximas da velocidade do som, o que cria um ambiente propício à aceleração pelo mecanismo de choques difusos, abordado na Seção 4.3.

Dentre os tipos de AGN, as radiogaláxias, em sua maioria, apresentam jatos relativísticos. Esses objetos distinguem-se por sua expressiva emissividade em rádio, que é aproximadamente  $10^8$  vezes mais intensa que em outras classes de galáxias. Nas estruturas das radiogaláxias, há variações de luminosidade, que foram sistematizadas e utilizadas por Fanaroff e Riley para desenvolver uma classificação: FRI e FRII (8). As radiogaláxias FRI apresentam focos de luminosidade (*hotspots*) mais próximos a seu centro e que estão confinados aos limites galácticos; enquanto nas FRII, os *hotspots* são mais distantes e

encontram-se em ambiente extragaláctico, formando estruturas denominadas lóbulos. No Universo local, são mais comuns radiogaláxias FRI (4).

### 4.3 Mecanismo de Fermi de primeira ordem

Um importante mecanismo de aceleração de partículas em ambientes astrofísicos foi proposto por Enrico Fermi, em 1949, e corresponde à aceleração devido a sucessivas interações com nuvens velozes de matéria interestelar, de forma a obter um ganho energético médio de:

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

onde  $V$  é a velocidade da nuvem interestelar e  $c$  é a velocidade da luz. Dada a dependência quadrática com a velocidade da nuvem, que é tipicamente muito baixa, esse resultado ficou conhecido como “mecanismo de Fermi de segunda ordem”. No entanto, para explicar o espectro energético dos raios cósmicos medidos na Terra, é necessário um ganho linear, explícito no “mecanismo de Fermi de primeira ordem” ou “mecanismo de aceleração por choques difusos” (*DSA*, do inglês *Diffusive Shock Acceleration*). Nesse caso, há nuvens de gás com velocidades fortemente relacionadas, como na situação de uma onda de choque. Alguns exemplos de eventos que enriquecem o ambiente com ondas de choque são supernovas, *gamma ray bursts*, colisões entre galáxias e propagação de jatos relativísticos pelo meio interestelar (9).

Para ocorrência da aceleração por choques difusos, é preciso ambiente com abundância de ondas de choque intensas, produzidas quando um fluido é submetido a perturbações de amplitude finita. Para ondas com amplitude não infinitesimal, quanto maior a densidade do meio, maior é sua velocidade de propagação. Dessa forma, a região próxima à crista da onda se moverá mais rapidamente que a região próxima de seu vale, o que não é desprezível, dada sua amplitude. Eventualmente, o pico e o vale da onda se alinham, criando uma superfície de descontinuidade (10).

A superfície de descontinuidade separa duas regiões do fluido com pressão, temperatura e densidade diferentes, conforme esquematizado na Figura 3. Existe um fluxo de massa entre as duas regiões, bem como um fluxo de partículas, sendo esse responsável por gerar irregularidades ou “espelhos” magnéticos capazes de isotropizar a direção das velocidades das partículas. No caso da *DSA*, a velocidade da onda de choque não é relativística, mas há partículas nas regiões anterior e à frente do choque que o são. As regiões 1 e 2 serão também chamadas de “nuvens” 1 e 2 de matéria.

No referencial do choque, a nuvem à frente (“*upstream*”) aproxima-se com velocidade  $\vec{u}_u$ , enquanto a região pós-choque (“*downstream*”) afasta-se com velocidade  $\vec{u}_d$ . Para um gás monoatômico, de acordo com a teoria cinética dos gases, vale a relação  $|\vec{u}_u| = 4|\vec{u}_d|$  (10). Imaginemos agora uma partícula com energia  $E$ , velocidade  $v \approx c$  e momento  $p$

cruzando duas vezes a onda de choque; isso é considerado um ciclo. No referencial de qualquer uma das duas nuvens, o ganho energético é análogo ao de uma colisão frontal com velocidade  $V = |\vec{u}_u - \vec{u}_d|$  no referencial do laboratório. Como a massa das nuvens é muito maior que a da partícula, a colisão é elástica.

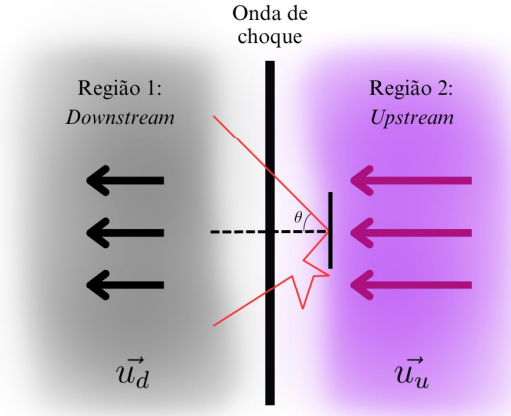


Figura 3 – Representação de um choque, pelo referencial da onda de choque. Em rosa, representação de uma partícula cruzando a superfície de descontinuidade do choque e sendo refletida por um espelho magnético. Elaborado pela autora.

Consideremos uma trajetória semelhante à representada em rosa na Figura 3, na qual a partícula encontra um espelho magnético formando um ângulo  $\theta$  com a direção  $x$ , de propagação da onda de choque. Nesse caso, apenas a componente em  $x$  do momento da partícula se altera, de forma que sua energia, no referencial da nuvem *downstream* é:

$$E' = (E + p_x V) \Rightarrow E' = (E + pV \cos \theta) \Rightarrow E' = \left( E + \frac{V}{c} E \cos \theta \right). \quad (3)$$

Portanto, a variação de energia da partícula equivale a:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (4)$$

Dessa forma, o ganho energético médio por encontro é dado por:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{V}{c} \langle \cos \theta \rangle = \frac{2V}{3c}, \quad (5)$$

visto que:

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta} = \frac{2}{3}. \quad (6)$$

Pois a probabilidade de que a partícula interaja com o espelho magnético é proporcional ao elemento de volume  $\sin \theta d\theta$  e à taxa de cruzamento  $v \cos \theta \approx c \cos \theta$ ; isto é,  $P \propto \cos \theta \sin \theta d\theta$ , e o ângulo está restrito ao intervalo  $0 < \theta < \pi/2$ .

Como um ciclo é composto por duas passagens através da onda de choque, o ganho energético médio por ciclo ( $\beta$ ) é igual a:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4V}{3c} \equiv \beta. \quad (7)$$

A fim de compreender a distribuição energética das partículas aceleradas pelo mecanismo por choques difusos, podemos levar em consideração uma série de  $\kappa$  ciclos. Nesse caso, considerando  $E_i$  a energia inicial de uma partícula, sua energia final após  $\kappa$  ciclos é de:

$$E = E_i(1 + \beta)^\kappa. \quad (8)$$

Além disso, a probabilidade de que uma partícula escape da região aceleradora é  $P_{esc}$ , de forma que a quantidade de partículas restantes na região aceleradora com  $E > \varepsilon$ , em que  $\varepsilon$  é um valor arbitrário, dá-se por:

$$N(E > \varepsilon) = N_0 \sum_{i=\kappa}^{\infty} (1 - P_{esc})^i = \frac{N_0(1 - P_{esc})^\kappa}{P_{esc}}. \quad (9)$$

Utilizando as equações (8) e (9), podemos eliminar a constante  $\kappa$ , chegando a:

$$\frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \beta)} = \frac{\ln(NP_{esc}/N_0)}{\ln(1 - P_{esc})} \Rightarrow N = \frac{N_0}{P_{esc}} \left( \frac{E}{E_0} \right)^\xi, \quad (10)$$

em que:

$$\xi = \frac{\ln(1 - P_{esc})}{\ln(1 + \beta)}. \quad (11)$$

Ao derivarmos a expressão (10) em relação à energia  $E$ , obtemos uma lei de potência que representa o comportamento das partículas aceleradas pelo mecanismo de choques difusos em ambientes astrofísicos, dada por:

$$\frac{dN}{dE} \propto N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\xi-1}. \quad (12)$$

Esse resultado explicita um fato conhecido na astrofísica de altas energias: de que há uma classe de partículas cuja distribuição energética é descrita por uma lei de potência, como a da equação (12). Nesse contexto, um importante resultado é que, embora vários detalhes acerca dos fenômenos sejam desconhecidos, desconsiderando perdas energéticas, o índice espectral  $\alpha = -(\xi - 1) = 2$  para choques intensos.

Para desenvolver esse resultado, primeiramente calculamos o fluxo de partículas  $J$  que atravessa a frente da onda de choque. Esse fluxo representa a quantidade de partículas que cruza uma área unitária por unidade de tempo. Consideramos uma distribuição isotrópica de partículas com velocidade  $c$  em uma região com densidade  $n$ . O fluxo  $J$  é obtido integrando a contribuição das partículas que se deslocam na direção da frente de choque, ou seja, aquelas cujas velocidades possuem componente normal positiva em relação à superfície da onda de choque. A expressão matemática para  $J$  é dada pela integral sobre o hemisfério superior da esfera direcional, onde  $\theta$  é o ângulo entre a direção de movimento das partículas e a normal à frente de choque:

$$J = \int_{\cos\theta \geq 0} \frac{d\Omega}{4\pi} nc \cos\theta \Rightarrow J = \frac{nc}{4}. \quad (13)$$

Ademais, a fim de determinar a quantidade de partículas que escapam da região aceleradora, consideramos o fluxo de partículas que se propagam na direção oposta à frente de onda de choque. Esse fluxo de escape é mensurado pela quantidade de partículas que deixam a região *downstream* com uma velocidade  $u_d$ . Como a densidade de partículas na região é  $n$ , o fluxo de escape é dado por:

$$\frac{nu_d}{nc/4} = \frac{4u_d}{c} = \frac{u_u}{c}, \quad (14)$$

pois, como explícito anteriormente,  $|\vec{u}_u| = 4|\vec{u}_d|$ . Nesse contexto, a probabilidade de que uma partícula se mantenha na região aceleradora é igual a  $(1 - P_{esc}) = (1 - u_u/c)$ . Note também que:

$$\beta = \frac{4V}{3c} = \frac{4}{3c}|u_d \rightarrow u_u| = \frac{4}{3c} \frac{3u_u}{4} \Rightarrow \beta = \frac{u_u}{c}. \quad (15)$$

Com isso, podemos calcular  $\xi$ :

$$\xi = \frac{\ln(1 - u_u/c)}{\ln(1 + u_u/c)} \approx -\frac{u_u/c}{u_u/c} = -1, \quad (16)$$

de forma a obtermos o índice espectral  $-\alpha = \xi - 1 = -2 \Rightarrow \alpha = 2$ . Em suma, a lei de potência que descreve as partículas aceleradas pelo mecanismo por choques difusos é:

$$\frac{dN}{dE} \propto N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-2}. \quad (17)$$

Embora seja um modelo simplificado, esse resultado é factível para reproduzir o espectro de raios cósmicos de alta energia detectados na Terra, indicando a importância desse mecanismo de aceleração por ondas de choque intensas em objetos astrofísicos.

### 4.3.1 Espectro de energia de fontes astrofísicas

O fluxo diferencial de partículas emitidas por fontes astrofísicas é satisfatoriamente modelado (9) pela equação:

$$J(E) = \left. \frac{dN}{dE} \right|_0 = f_i E_0^{-2} e^{-E_0/E_{máx}}. \quad (18)$$

Em que o índice espectral  $\alpha = 2$  é proveniente da hipótese de aceleração pelo mecanismo de choques difusos; o termo  $e^{-E_0/E_{máx}}$  corresponde a um corte exponencial relacionado à perda de eficiência dos processos de aceleração conforme a partícula alcança altas energias; e  $f_i$  relaciona-se à composição da fonte e varia de acordo com a abundância de diferentes átomos.

## 5 A radiogaláxia Fornax A

Fornax A é uma grande galáxia elíptica localizada no Aglomerado de Fornax. É umas das mais luminosas em rádio, especialmente em 1,44 GHz, no Universo local, e está

à distância de 20,8 Mpc (11). Ela apresenta um jato e um contra-jato em formato de “s”, que se estendem por cerca de 6 kpc a partir da emissão central, bem como dois grandes lóbulos que atingem mais de 120 kpc. Dado que seus jatos terminam em ambiente galáctico, pode-se classificá-la como uma radiogaláxia FRI; embora apresente grandes lóbulos com terminações luminosas, que remetem a FRII. Isso é um indicativo de um passado diferente para essa AGN, como de maior atividade em seu núcleo (12).

A luminosidade dos jatos de Fornax A chega a aproximadamente  $2,4 \times 10^{42}$  erg  $s^{-1}$  (13). Além disso, o campo magnético máximo estimado nos jatos de Fornax A é de cerca de  $23 \mu\text{G}$ ; nos lóbulos, é próximo de  $3 \mu\text{G}$ ; e na região da emissão central, de aproximadamente  $50 \mu\text{G}$  (12). Outro aspecto de interesse nessa galáxia é o fato de que há, em sua morfologia, fortes evidências observacionais de que sofreu processos de *merging* com outras galáxias; sendo o último há  $3 \times 10^9$  anos. Isso indica um possível enriquecimento do ambiente galáctico com perturbações capazes de gerar ondas de choque, como também, e principalmente, dá pistas acerca de sua composição.

Fornax A é uma importante candidata à aceleração de raios cósmicos extragalácticos devido a sua dimensão, luminosidade e campos magnéticos. Outro aspecto relevante é o fato de que essa galáxia está relativamente próxima, de forma que astropartículas nela aceleradas não estão suscetíveis a maiores perdas energéticas durante sua propagação até a Terra. Além disso, outro fator de interesse é a proximidade de Fornax A com uma região do céu de acúmulo na detecção de partículas com mais de  $6 \times 10^{19}$  eV, o *Hotspot 2* (HS2), medido pelo Observatório Pierre Auger, conforme explícito na Figura 4. Considerando campos eletromagnéticos galácticos e extragalácticos, astropartículas provenientes de Fornax A podem ser defletidas em sua propagação até cerca de  $22,5^\circ$  (14) – como exposto em laranja na Figura 4 –, de tal modo que pode haver influência no HS2.

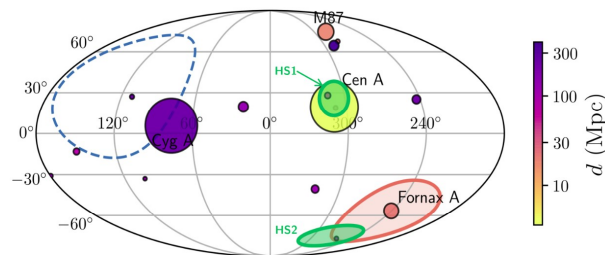


Figura 4 – 16 radiogaláxias mais luminosas, em coordenadas galácticas. As áreas em verde representam um acúmulo de eventos detectados com mais de  $6 \times 10^{19}$  eV de acordo com o Observatório Pierre Auger. Retirado de (14).

Dado que Fornax A apresenta diversas características relevantes para a aceleração de astropartículas em suas estruturas, restringimo-nos à aceleração em seus jatos, visto que apresentam campo magnético e dimensão consideráveis. Além disso, a propagação dos jatos no meio galáctico pode causar perturbações responsáveis pela geração de ondas de choque – criando ambiente propício ao mecanismo de choques difusos.

## 5.1 Rigidez máxima

Levando em conta a aceleração de astropartículas pelo mecanismo de choques difusos nos jatos de Fornax A, é possível determinar um limite superior para a energia delas. Nesse sentido, a rigidez máxima, que equivale a energia máxima por próton que uma astropartícula pode alcançar em uma região aceleradora, é um valor importante. A energia máxima que uma partícula alcança relaciona-se à rigidez da forma:

$$E_{m\acute{a}x} = ZeR_{m\acute{a}x}, \quad (19)$$

onde  $Z$  é o número atômico, tal que  $Ze$  é a carga do átomo. De acordo com Eichmann (15), podemos relacionar a rigidez máxima à potência do jato de uma AGN ( $Q_{jato}$ ) através da expressão:

$$R_{m\acute{a}x} = 5,4g_{ac}\sqrt{1-g_{cr}}\left(\frac{Q_{jato}}{10^{43}\text{ erg/s}}\right)^{1/2} \times 10^{18}\text{ V}, \quad (20)$$

onde  $g_{ac}$  é um parâmetro que caracteriza a eficiência da aceleração através das propriedades do plasma na região aceleradora e  $g_{cr}$  relaciona a energia contida nos hádrons à energia magnética da região aceleradora, utilizando-se de seus valores de campo magnético ( $B$ ) e campo magnético de equipartição ( $B_m$ ) – o qual corresponde ao campo na situação de equipartição, em que a contribuição para energia total da região advinda da energia magnética e energia cinética das partículas são semelhantes (15, 16).

Fazendo uso de valores típicos para radiogaláxias do tipo FRI (15) e características de Fornax A, explícitas na seção 5, chegamos ao resultado de:

$$R_{m\acute{a}x} \simeq 1,45 \times 10^{18}\text{ V}. \quad (21)$$

Esse resultado corresponde a um limite superior para a rigidez máxima de partículas aceleradas nos jatos de Fornax A e é um importante parâmetro para a simulação computacional realizada.

## 6 Efeitos de propagação

As partículas aceleradas que deixam Fornax A e, eventualmente, chegam à Terra sofrem efeitos de perda de energia devido a razões cosmológicas e interações com os campos de fótons do Universo. Nesse contexto, o espectro de energia de partículas emitidas por Fornax A é modulado pelas perdas energéticas durante sua propagação. Logo, a fim de emular o espectro energético medido na Terra, é necessário considerarmos esses efeitos.

## 6.1 Perda adiabática pela expansão do Universo

Considerando que o Universo está em expansão, duas regiões quaisquer do espaço se afastam com o passar do tempo. Com isso, e uma vez que a energia cinética de um objeto é dependente de seu observador, verifica-se, da Terra, que as partículas se propagando pelo Universo sofrem uma perda energética. Especialmente, para partículas relativísticas, como as de interesse, a taxa de perda de energia devido à expansão do Universo é contínua e descrita por (7):

$$E(z) = E_{z=0}(1 + z), \quad (22)$$

onde  $E_{z=0}$  equivale à energia da astropartícula no instante atual ( $z = 0$ ). Nesse caso, uma partícula emitida por uma fonte astrofísica a  $z > 0$  apresenta, inevitavelmente, energia menor em relação à que possui em  $z = 0$ . Dado que o Universo é um sistema isolado, essa é chamada perda adiabática.

A taxa de perda energética relaciona-se ao parâmetro de Hubble  $H(z)$  através de:

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}, \quad (23)$$

em que  $H_0 = H(z = 0)$ , a constante de Hubble, equivale ao parâmetro de Hubble mensurado no instante atual e, nesse trabalho, utilizou-se o valor  $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , em consonância com a referência (11), associada à distância de Fornax A. Além disso, faz-se uso dos parâmetro de densidade do Universo,  $\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda$ ; em que  $\Omega_m$  equivale à densidade de matéria;  $\Omega_\Lambda$  se refere à densidade de energia escura. Na idade atual do Universo, considera-se que é dominado por energia escura, tal que  $\Omega_\Lambda \approx 0,685$ , e a densidade de matéria é  $\Omega_m \approx 0,315$  (7).

Como a taxa de perda energética devido à expansão do Universo não está relacionada à energia da própria partícula se propagando, conforme explícito na equação (23), esse mecanismo é o de menor influência dentre os efeitos de propagação, sendo mais relevantes as interações com os fótons de fundo.

## 6.2 Interações com radiações cósmicas de fundo

O Universo é permeado por campos de fótons com diferentes origens e energias – a radiação cósmica de fundo em micro-ondas (CMB, do inglês *Cosmic Microwave Background*) e a luz de fundo extragaláctica (EBL, acrônimo de *Extragalactic Background Light*), que abarca comprimentos de onda referentes ao ultravioleta, óptico e infravermelho.

A CMB preserva assinaturas do Universo primordial, pois, em seus estágios iniciais, esse era preenchido por um plasma denso que espalhava eficientemente a radiação,

tornando-o opaco. À medida que o plasma perdeu energia devido à expansão do Universo, os primeiros átomos estáveis se formaram; permitindo que os fótons percorressem distâncias cada vez maiores sem serem absorvidos e reemitidos – tornando o Universo transparente à radiação. Desde então, os fótons da CMB perderam energia e, atualmente, distribuem-se com uma densidade altamente isotrópica e com um espectro que corresponde ao de um corpo negro a uma temperatura de  $\simeq 2,7$  K (4)

O restante da radiação que permeia o Universo, a EBL, corresponde à totalidade da emissão de radiação por fontes extragalácticas diversas. A densidade de fótons da EBL, cuja intensidade é cerca de 30 a 40 vezes menor que a da CMB, é resultado dos processos de formação de objetos astrofísicos como estrelas e galáxias, bem como do espalhamento, absorção e reemissão de radiação por poeira no meio interestelar (3). Enquanto a distribuição energética da CMB é bem conhecida, há maiores dificuldades quanto à da EBL, devido a influências locais nas medidas dos experimentos (4) – portanto assumimos um modelo atualizado (*Gilmore 2012* (17)) para realização da simulação.

Durante sua propagação, os núcleos interagem com os fótons das radiações cósmicas ( $\gamma_{bg}$ ), perdendo energia e gerando partículas secundárias, como também, possivelmente, alterando seu número atômico. Como esses processos estão relacionados à energia do raio cósmico propagado, são mais relevantes. Para mensurar seus efeitos, valemo-nos do livre caminho médio de interação  $\lambda$ , isto é, a distância média que um núcleo percorre antes de interagir em um meio com densidade  $n$  de partículas:

$$\lambda = \frac{1}{n(\varepsilon)\sigma_{ef}}, \quad (24)$$

onde  $n(\varepsilon)$  é a densidade de fótons de fundo do Universo com energia  $\varepsilon$  e  $\sigma_{ef}$  é a seção de choque efetiva, que corresponde à probabilidade de que a interação ocorra (17).

A princípio, verificaremos a seção de choque para interações próton-fóton ( $p\gamma_{bg}$ ) e depois apresentaremos a solução para núcleos ( $X\gamma_{bg}$ ). No referencial de repouso do próton, a energia do fóton é descrita por  $\varepsilon' = \gamma_p\varepsilon(1 - \cos\theta)$ , onde  $\theta$  é o ângulo da colisão e  $\gamma_p$  é o fator de Lorentz. Considerando, então, densidade isotrópica de fótons de fundo, a seção de choque efetiva média da interação é dada por:

$$\sigma_{ef} = \frac{\int d\Omega \sigma(\varepsilon')(1 - \cos\theta)}{\int d\Omega (1 - \cos\theta)}, \quad (25)$$

expressão que dá conta da interação para todos os possíveis ângulos  $\theta$  de colisão (4, 7). Para o caso de um próton com energia  $E$  e *redshift*  $z$  em um ambiente com densidade de fótons  $n(\varepsilon)$ , o livre caminho médio é:

$$\lambda_p(E) = 2\gamma_p^2 \left( \int_{\varepsilon_{thr}/2\gamma_p}^{\varepsilon_{max}} d\varepsilon \frac{n(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \int_{\varepsilon_{thr}}^{2\gamma_p\varepsilon} d\varepsilon' \varepsilon' \sigma_{p\gamma}(\varepsilon') \right)^{-1}, \quad (26)$$

em que  $\varepsilon' = 2\gamma_p\varepsilon$  é a energia máxima do fóton no referencial do próton. Essa expressão pode ser generalizada para núcleos quaisquer  $X$  tal que (4, 7):

$$\lambda_X(E) = 2\gamma_X^2 \left( \int_{\varepsilon_{thr}/2\gamma_X}^{\varepsilon_{max}} d\varepsilon \frac{n(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \int_{\varepsilon_{thr}}^{2\gamma_X\varepsilon} d\varepsilon' \varepsilon' \sigma_{X\gamma}(\varepsilon') \right)^{-1}. \quad (27)$$

A fim de mensurar a perda energética dos núcleos durante sua propagação, é necessário conhecer o livre caminho médio de interação e a inelasticidade  $K := \Delta E/E$ , que corresponde à taxa de perda energética do núcleo a cada interação. Diferentes processos caracterizam-se por diferentes valores de  $\sigma(\varepsilon')$  (e portanto  $\lambda(E)$ ), bem como de  $K(\varepsilon')$ . No caso da propagação de raios cósmicos pelo meio interestelar, as interações mais relevantes são (4, 17):

- **Produção de pares:**  $X + \gamma_{bg} \longrightarrow X + e^- + e^+$ ; o produto é um par elétron-pósitron. Ocorre para núcleos com massa  $A \geq 1$ ;
- **Fotoprodução de píons:**  $X + \gamma_{bg} \longrightarrow p + \pi^0 + \dots$  ou  $X + \gamma_{bg} \longrightarrow n + \pi^+ + \dots$ ; o produto são um ou múltiplos píons. Ocorre para núcleos com  $A \geq 1$ . Os píons rapidamente decaem gerando fótons e neutrinos;
- **Fotodesintegração:**  ${}^A_Z X + \gamma_{bg} \longrightarrow {}^{A'}_{Z'} X + \dots$ ; o produto é um núcleo mais leve e um próton, nêutron ou partícula- $\alpha$ . Ocorre para núcleos com  $A \geq 2$ . Podemos interpretar esse processo como a absorção do fóton pelo núcleo, conseqüente excitação e posterior decaimento.

Especialmente, a fotoprodução de píons dá origem a uma supressão no espectro de energia dos raios cósmicos próxima à  $E_{GZK} \approx 10^{19,6}$  eV. Devido a esse efeito, infere-se que, a fim de explicar a chegada de núcleos com altíssimas energia à Terra, as fontes astrofísicas que os originam devem estar no Universo local (4).

## 7 Simulação computacional com CRPropa3

A partir do panorama exposto, foi construída uma simulação computacional com objetivo de emular o espectro de energia de raios cósmicos detectados na Terra originados por Fornax A. Para tanto, foi utilizado o *framework* computacional CRPropa3 (17) – um programa escrito em C++ com uma interface de adaptação para uso em Python através da ferramenta SWIG. O funcionamento do CRPropa3 baseia-se em simulações de Monte Carlo; isto é, na estimativa do comportamento estatístico de um sistema a partir da análise do comportamento de uma amostragem aleatória.

Para propagação de astropartículas, o método implementado consiste em resolver as equações de movimento considerando possíveis interações, em um passo específico

$\Delta d$ , avaliando partícula a partícula. Em geral, os processos de perda energética são satisfatoriamente tratados estocasticamente. O procedimento realizado pelo `CRPropa3` é a comparação do passo da simulação com o livre caminho médio  $\lambda$  de cada interação, tal que, se  $\Delta d > \lambda$ , a partícula sofre uma perda energética proporcional a  $\Delta E/\Delta d$ . Isso ocorre sucessivamente até que seja atingida alguma condição de parada imposta ou até que a partícula seja detectada por um observador definido. As interações já estão implementadas no `CRPropa3`.

Na simulação implementada <sup>1</sup>, foi realizado o sorteio aleatório de partículas cuja energia segue uma distribuição em forma de lei de potência com índice espectral  $\alpha = 1$ , a fim de garantir flutuações estatísticas equiparáveis para todos os casos, dentro de um dado intervalo de energia (nesse caso,  $10^{18} \text{ eV} < E < 10^{21} \text{ eV}$ ). Além disso, a injeção de partículas na galáxia foi dividida igualmente entre diferentes átomos:  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{28}\text{Si}$  e  $^{56}\text{Fe}$ . Os átomos foram então propagados, conforme o procedimento descrito, por uma distância de 20,8 Mpc, e sujeitos às perdas energéticas devido à expansão do Universo e às interações fotoprodução de píons, produção de pares e fotodesintegração.

A maior parte das características da fonte analisada pode ser atribuída posteriormente, com base nos dados simulados. Isto é, a fim de reproduzir a expressão (18), que modela o comportamento do espectro de energia de Fornax A, foram implementados o corte exponencial, bem como feito o ajuste do índice espectral  $\alpha = 2$  e quantificada a composição da fonte. Além disso, a fim de comparar com os dados do Observatório Pierre Auger, Fornax A foi considerada a única fonte responsável pelos UHECR detectados. Embora essa seja uma suposição inverossímil, a partir dela, é possível confrontar o comportamento do espectro de energia de raios cósmicos acelerados nessa galáxia com o detectado na Terra, investigando sua compatibilidade.

## 7.1 Composição

A fim de emular o espectro de energia de raios cósmicos originados em Fornax A, é necessário agregar sua composição à simulação. Nesse contexto, devido à dificuldade observacional considerando a distância dessa galáxia, foram utilizadas estimativas. Os valores escolhidos, e explícitos na Tabela 1, equivalem à composição da população estelar dos lóbulos de Centaurus A (C1), à composição solar enriquecida pelo mecanismo de Fermi (C2), à composição de estrelas do tipo Wolf-Rayet (C3) e à composição prevista de acordo com os dados medidos pelo Observatório Pierre Auger (C4) (7).

A escolha de C1 foi baseada na semelhança entre Fornax A e Centaurus A, outra grande radiogaláxia elíptica que passou por processos de *merging*. Por estar mais próxima, a cerca de 4 Mpc, há estimativas mais robustas sobre sua composição. A escolha de C2,

<sup>1</sup> <https://github.com/aisarillo/cosmic-ray-propagation/>

por outro lado, foi fundamentada na referência (15), que extrapola as características da composição solar por meio dos mecanismos de aceleração de Fermi, considerando que estrelas semelhantes ao Sol, de massa intermediária e na sequência principal, são comuns no Universo. A composição C3 é de interesse por favorecer núcleos de massa intermediária e pela relevância de estrelas Wolf-Rayet, que são variáveis e possuem ventos capazes de acelerar partículas.

Por fim, a escolha de C4 deve-se ao fato de que esses valores ajustam os dados do Observatório Pierre Auger, sob a suposição de uma distribuição homogênea de fontes. Como Fornax A foi considerada a única fonte capaz de acelerar UHECR no Universo local, espera-se que a detecção dos raios cósmicos originados nela reproduza a detecção total dos eventos medidos para essa composição. Assim, essa comparação serve como parâmetro de consistência dos resultados. Com isso, foi elaborado um intervalo de análise que varia de composições que priorizam núcleos menos massivos a que priorizam núcleos mais massivos, tal que, com os resultados, é possível delimitar quais são factíveis para descrever as detecções de UHECR.

	$f_H$	$f_{He}$	$f_N$	$f_{Si}$	$f_{Fe}$
C1	0,916	0,083	$4,2 \times 10^{-4}$	$5,7 \times 10^{-5}$	$1,5 \times 10^{-5}$
C2	0,849	0,1437	0,0052	0,0010	$7,2 \times 10^{-4}$
C3	0	0,62	0,37	0,01	0
C4	0,7692	0,1538	0,0461	0,0231	0,00759

Tabela 1 – Composições utilizadas.

## 8 Resultados

Na Figura 5, estão expressos os resultados obtidos para as diferentes composições expostas na Tabela 1. Os gráficos apresentam o fluxo diferencial de partículas por energia; isto é, o espectro de energia resultante de astropartículas aceleradas em Fornax A e propagadas até a Terra. Nesse sentido, embora tenhamos simulado os elementos  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{28}\text{Si}$  e  $^{56}\text{Fe}$  na fonte astrofísica, são detectados na Terra diferentes átomos, divididos conforme sua massa, expressa na legenda dos gráficos. Isso se deve à fotodesintegração dos núcleos, que ocorre durante sua propagação. O agrupamento de átomos com diferentes massas é útil para a análise do impacto de diferentes composições da fonte no espectro detectado na Terra.

No caso de C1 (Figura 5a), uma composição mais leve, é perceptível que a quantidade de detecções em altíssimas energias é menor quando comparada aos dados reais. Isso se deve ao fato de que a energia máxima de uma astropartícula está condicionada ao número de prótons que essa possui, conforme a equação (19), tal que, quanto mais

prótons, maior essa energia. Nesse contexto, uma fonte astrofísica com composição majoritariamente leve para uma rigidez semelhante não é capaz de, sozinha, explicar os UHECR medidos pelo Observatório Pierre Auger. Quando considerada C2 (Figura 5b), uma composição com quantidade um pouco maior de átomos mais massivos, nota-se detecção mais expressiva a partir de  $\sim 10^{19}$  eV, como esperado, e, portanto, uma aproximação ao espectro real.

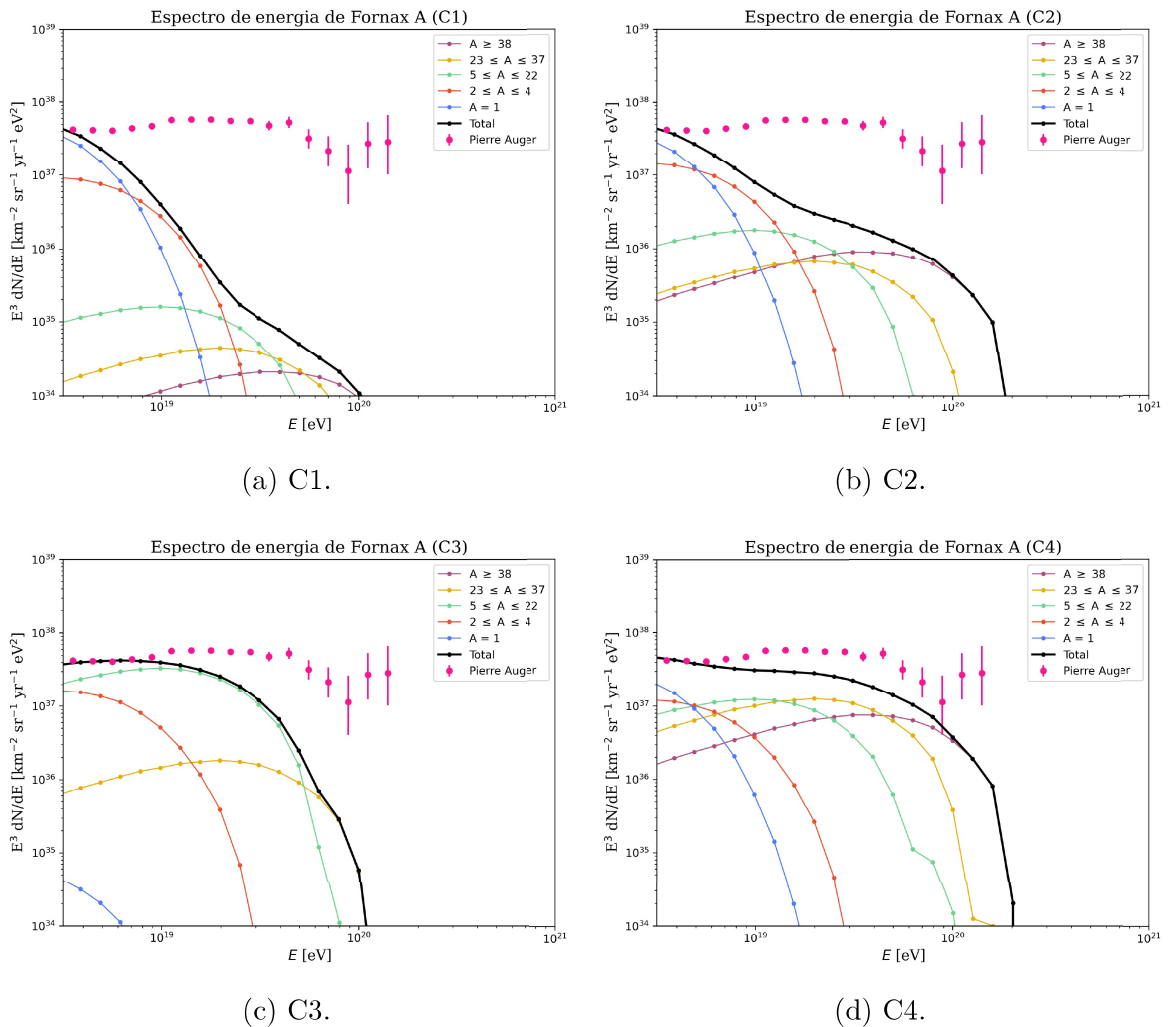


Figura 5 – Espectro de energia de raios cósmicos originados em Fornax A e detectados na Terra com diferentes composições. Elaborado pela autora.

A composição C3 (Figura 5c) prioriza injeção de átomos de massa intermediária na fonte, de forma que se observa maior abundância de detecções de átomos com massa  $5 < A < 22$  na Terra. Nesse caso, é verificada maior concordância em relação aos dados do Observatório Pierre Auger em detrimento das composições C1 e C2; porém, após a energia de aproximadamente  $10^{19,5}$  eV, a discordância torna-se cada vez mais evidente – fato relacionado à ausência de núcleos mais massivos, como o  $^{56}\text{Fe}$ , na fonte.

Conforme citado na Seção 7.1, é esperado que a composição C4, que ajusta a composição para explicar os eventos detectados pelo Observatório Pierre Auger, sob a

hipótese de que Fornax A é a única fonte a contribuir a partir de  $10^{18}$  eV, concorde com os dados reais. No entanto, é perceptível que isso não ocorre, mesmo para essa composição (Figura 5d). Essa diferença é explicada pelo fato de que o ajuste do Observatório considera uma distribuição uniforme de muitas fontes astrofísicas, enquanto os resultados apresentados pressupõem influência de apenas uma fonte, associada a uma rigidez máxima específica – não sendo, portanto, necessariamente representativa do ajuste desenvolvido pela Colaboração Auger.

Em relação às demais composições, C4 explica mais satisfatoriamente as medidas do Observatório, sobretudo acima de  $10^{19,5}$  eV, por apresentar maior abundância de átomos mais massivos.

## 9 Conclusão

No presente trabalho, verificou-se que pode ocorrer aceleração de partículas pelo mecanismo de choques difusos nos jatos relativísticos da radiogaláxia Fornax A, e que os raios cósmicos acelerados nessa galáxia podem alcançar uma energia máxima de  $E_{máx} \simeq Z \times 1,45 \times 10^{18}$  eV. Considerando que a fonte astrofísica está no Universo local, é possível que ela contribua com o fluxo de eventos ultraenergéticos detectados pelo Observatório Pierre Auger, sendo, portanto, uma galáxia de interesse.

Nesse cenário, foi realizada a simulação de um modelo simplificado de emissão em Fornax A, utilizando `CRPropa3`, para emular o espectro energético das astropartículas detectadas na Terra, originadas nessa fonte e cuja energia foi modulada pelos efeitos de propagação. Foram testadas diferentes estimativas para a composição da radiogaláxia, e verificou-se que apenas composições com abundância significativa de núcleos mais massivos, como o ferro, podem explicar as detecções de ultra-alta energia feitas pelo Observatório.

No entanto, os resultados obtidos para a composição C4, que ajusta os dados do Observatório Pierre Auger, mostraram uma dissonância entre o espectro obtido e os dados reais, mesmo sob hipótese de que Fornax A é a única fonte responsável pelos UHECR. Essa limitação é esperada; não é factível que Fornax A seja a única fonte astrofísica a contribuir com os dados observados. Isso se torna evidente ao observar a existência de uma região de acúmulo de detecções de UHECR muito afastada da galáxia, como o *hotspot* 1, explícito na Imagem 4.

Apesar de a modelagem apresentada não capturar todos os aspectos da emissão de Fornax A, a boa correspondência obtida entre os eventos simulados e os dados observados ao se utilizar a composição C4 demonstra a consistência da simulação. Assim, os resultados sugerem que Fornax A pode contribuir significativamente para o espectro de

raios cósmicos de ultra-alta energia detectado pelo Observatório Pierre Auger, mas não pode ser considerada a única fonte responsável por esses eventos. Uma sequência natural do trabalho é mensurar quão significativa é essa contribuição, com base em características físicas da fonte, como a luminosidade.

## Referências

- 1 BUSTAMANTE, M. C. A descoberta dos raios cósmicos ou o problema da ionização do ar atmosférico. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, SciELO Brasil, v. 35, p. 2603, 2013.
- 2 FRIEDLANDER, M. A century of cosmic rays. *Nature*, Nature Publishing Group UK London, v. 483, n. 7390, p. 400–401, 2012.
- 3 OLIVEIRA, F. F. d.; GUERRA, A.; MOURA, C. B. d. A circulação de pessoas, ideias e técnicas: a FFCL da USP no início das pesquisas de Física Nuclear no Brasil. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, SciELO Brasil, v. 45, p. e20230007, 2023.
- 4 ANJOS, R. d. C. d. *Propagação de raios cósmicos extragaláticos*. 2014. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2014.
- 5 EVOLI, C. *The Cosmic-Ray Energy Spectrum*. Zenodo, 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.5281/zenodo.4396125>>.
- 6 Pierre Auger Collaboration. *Auger Open Data*. 2024. Disponível em: <<https://opendata.auger.org>>.
- 7 OLIVEIRA, C. d. *Fontes locais de raios cósmicos ultra energéticos*. 2021. Dissertação (Mestrado) — Universidade de São Paulo, 2021.
- 8 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 Oxford, UK, v. 167, n. 1, p. 31P–36P, 1974.
- 9 VIETRI, M. *Foundations of high-energy astrophysics*. [S.l.]: University of Chicago Press, 2019.
- 10 LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. *Fluid mechanics: Landau And Lifshitz: course of theoretical physics, Volume 6*. [S.l.]: Elsevier, 2013. v. 6.
- 11 CANTIELLO, M. *et al.* The distance to NGC 1316 (Fornax A): yet another curious case. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 552, p. A106, 2013.
- 12 MACCAGNI, F. *et al.* The flickering nuclear activity of Fornax A. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 634, p. A9, 2020.
- 13 MACCAGNI, F. M. *et al.* AGN feeding and feedback in Fornax A-Kinematical analysis of the multi-phase ISM. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 656, p. A45, 2021.

- 14 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.
- 15 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.
- 16 OLIVEIRA, C. de; SOUZA, V. de. Magnetically induced anisotropies in the arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays from nearby radio galaxies. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 925, n. 1, p. 42, 2022.
- 17 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.