



Instituto Principia
Universidade Federal do Paraná - UFPR

**Propagação Extragaláctica de Raios
Cósmicos de Altíssima Energia:
Contribuições do Observatório Pierre Auger**

Carolina Helena de Piza Christofolletti
Orientadora: Rita de Cassia dos Anjos

Julho de 2025

Agradecimentos

Gostaria de agradecer ao Instituto Principia por todas as oportunidades que me proporcionou ao longo dos últimos anos. Foram experiências incríveis e muito marcantes, como o estudo de mecânica quântica no primeiro ano e, especialmente, o desenvolvimento desse projeto sobre raios cósmicos no último ano, um tema que considero absolutamente fascinante. Os encontros presenciais também deixaram memórias muito queridas. Agradeço especialmente à minha orientadora, professora Rita, por todo o apoio, paciência e dedicação durante o projeto. Também sou muito grata à minha família, aos professores e aos amigos que me acompanharam e me incentivaram ao longo do processo.

Resumo

Neste trabalho, associamos a análise dos eventos híbridos públicos do Observatório Pierre Auger à simulações de propagação extragaláctica realizadas com o código *PriNCe*, com o objetivo de elucidar a formação do espectro de raios cósmicos de altas energias. Primeiramente, examinamos as propriedades dos dados públicos do Auger e avaliamos as deflexões experimentadas pelas partículas no campo magnético Galáctico, empregando o modelo Jansson & Farrar (JF12). Em seguida, conduzimos simulações de injeção isotrópica seguindo leis de potência e diversas composições na fonte, incorporando de modo progressivo as perdas de energia por produção de pares, fotodesintegração e efeitos adiabáticos, bem como comparando diferentes modelos de radiação cósmica de fundo. Nossos resultados demonstram que apenas cenários com composições ricas em elementos intermediários (CNO) e a consideração conjunta de todos os processos de atenuação conseguem reproduzir com precisão as características observadas no espectro do Observatório Pierre Auger, em particular o “tornozelo” em $\sim 10^{18.7}$ eV e a supressão acima de $10^{19.5}$ eV. Concluimos que uma descrição consistente da física de propagação de raios cósmicos de altíssimas energias exige um tratamento integrado da distribuição das possíveis fontes (especialmente as próximas), da composição química inicial das partículas na fonte e dos mecanismos de perda física e cosmológica.

Abstract

In this work, we combine the analysis of hybrid events released by the Pierre Auger Observatory with extragalactic propagation simulations performed using the *PriNCE* code, aiming to elucidate the formation of the high-energy cosmic-ray spectrum. First, we examine the properties of the Auger public data and assess the deflections experienced by particles in the Galactic magnetic field using the Jansson & Farrar (JF12) model. We then conduct isotropic injection simulations following power-law spectra and various source compositions, progressively incorporating energy losses due to pair production, photodisintegration, and adiabatic effects, as well as comparing different cosmic background radiation models. Our results demonstrate that only scenarios with compositions rich in intermediate-mass nuclei (CNO) and the simultaneous inclusion of all attenuation processes accurately reproduce the features observed by Auger—particularly the “ankle” at $\sim 10^{18.7}$ eV and the suppression above $10^{19.5}$ eV. We conclude that a consistent description of ultrahigh-energy cosmic-ray propagation physics requires an integrated treatment of the distribution of potential sources (especially nearby ones), the initial chemical composition at the source, and the relevant physical and cosmological energy-loss mechanisms.

Sumário

1	Descrição da Pesquisa	5
1.1	Introdução e objetivos	5
2	Dados públicos do Observatório Pierre Auger	6
2.1	O Observatório Pierre Auger	6
2.1.1	Raios cósmicos e as descobertas do Auger	9
2.2	Dados Públicos do Auger	10
2.2.1	Análise da amostra de eventos medidos por FD	11
3	Efeitos do Campo Magnético Galáctico na Propagação de Raios Cósmicos	15
3.1	Rosquinhas magnéticas e espirais cósmicas: o campo Magnético Galáctico	17
3.1.1	Campo regular de grande escala	18
3.1.2	Campo regular + estriado	19
3.1.3	Campo randômico	19
3.2	Impacto do Modelo JF12 nas direções de Chegada dos UHECRs	19
4	Propagação de raios cósmicos	22
4.1	Radiações Cósmicas e Principais perdas de energia	25
4.1.1	Radiações cósmicas	25
4.2	Perdas de energia	27
4.2.1	Fotoprodução de píons e o efeito GZK	27
4.2.2	Produção de pares	28
4.2.3	Fotodesintegração de núcleos pesados	29
4.3	PriNCe - Propagation including Nuclear Cascade equations	31
4.4	Simulações e resultados	32
4.4.1	Efeito da distância e composição no espectro de energia	32
4.4.2	Efeito das perdas de energia no espectro de partículas	33
5	Conclusão	38
6	Referências	40

1 Descrição da Pesquisa

1.1 Introdução e objetivos

Em 1912, Victor Hess demonstrou, por meio de balões de alta altitude, que a taxa de ionização da atmosfera aumentava com a altitude, revelando uma radiação de origem extraterrestre que hoje chamamos de raios cósmicos [1]. Raios cósmicos são partículas carregadas, predominantemente prótons e núcleos atômicos, que atravessam o espaço interestelar e atingem a atmosfera terrestre com energias que variam de algumas dezenas de MeV até além de 10^{20} eV. Na faixa de energia ultrarrelativística, acima de 10^9 GeV, esses chamados UHECRs (Ultra-High-Energy Cosmic Rays) apresentam fluxos extremamente raros e sua origem ainda não é completamente compreendida. Estudos recentes enfatizam que tais partículas são aceleradas em ambientes astrofísicos extremos, como remanescentes de supernovas, ventos de estrelas massivas ou núcleos ativos de galáxias, e perdem energia durante a propagação por meio de interações com o fundo cósmico de diferentes comprimentos de onda e campos magnéticos Galácticos e extragalácticos [1, 2].

A astrofísica de partículas de altíssima energia dedica-se a investigar a origem, os processos de aceleração e a propagação de raios cósmicos com energias superiores a 10^{18} eV [3, 4]. O maior Observatório de raios cósmicos - Observatório Pierre Auger, com seus detectores de superfície (tanques de água Cherenkov) e telescópios de fluorescência cobrindo ~ 3000 km², registra eventos até 10^{20} eV com excelente resolução angular e energética [5]. Em fevereiro de 2021, a Colaboração liberou publicamente 10% desses eventos, assim como todos os dados meteorológicos e de clima espacial coletados até dezembro de 2020, sob licença CC BY-SA 4.0 ¹, democratizando o acesso a dados reais de raios cósmicos para a comunidade científica e educacional.

Este trabalho está organizado em dois eixos principais de investigação. No primeiro, analisamos os *Dados públicos do Observatório Pierre Auger*, iniciando com uma descrição detalhada da infraestrutura do Observatório, seus detectores e métodos de aquisição de dados. Em seguida, realizamos uma análise dos eventos de alta energia, incluindo a compilação de catálogos, análise estatística dos dados e estudo do efeito do campo magnético Galáctico, com base nos dados disponibilizados publicamente [5]. No segundo eixo, investigamos a propagação de UHECRs no meio extraGaláctico por meio de simulações computacionais utilizando o código **PriNCe** [6]. Modelamos as perdas de energia associadas a interações com o fundo difuso de radiação e perdas de energia, comparando nossos resultados com predições teóricas e observacionais presentes na literatura [1, 2].

Este estudo visa aprofundar a compreensão dos mecanismos de propagação de partículas de altas energias carregadas, contribuindo para a discussão sobre as fontes astrofísicas dos UHECRs [3, 4]. A utilização dos dados abertos do Observatório Pierre Auger permite a validação de métodos de análise e também a democratização do acesso a informações de alta relevância para a comunidade científica. As simulações realizadas complementam a abordagem observacional, fornecendo modelos sobre os processos físicos que governam a trajetória das partículas.

¹https://openaccess.mpg.de/319790/PM_Ppublication_Berlin_Declaration.pdf

O projeto está dividido em dois tópicos:

1. Dados públicos do Observatório Pierre Auger
 - (a) Apresentação do Observatório Pierre Auger
 - (b) Análises dos eventos de alta energia
2. Propagação de partículas e comparação dos resultados com os dados do Auger

Nas seções subsequentes, cada etapa metodológica e seus respectivos resultados serão apresentados e discutidos em detalhes.

2 Dados públicos do Observatório Pierre Auger

Esta seção apresenta uma análise detalhada da infraestrutura e operação do Observatório Pierre Auger, com ênfase nos seus sistemas de detecção e nos dados públicos disponibilizados.

Subtópico 1.a – Apresentação do Observatório Pierre Auger

Objetivo: Apresentar o que é o Observatório e os principais mecanismos de detecção de partículas

Tasks:

- Revisar a história e estrutura do Observatório Pierre Auger: localização, o que são os detectores de superfície (SD) e os telescópios de fluorescência (FD), e uma breve cronologia de construção e operação.
- Descrever o princípio de funcionamento do detector de superfície (tanques de água Cherenkov): processos físicos de detecção, configuração geométrica e parâmetros de reconstrução de eventos (energia, direção, $X_{\max}$).

2.1 O Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger, instalado na planície da Pampa Amarilla em Malargüe, Argentina, representa a maior infraestrutura científica do mundo dedicada ao estudo de raios cósmicos de altíssima energia. Inaugurado em 2004, o experimento ocupa uma área de aproximadamente 3000 km^2 , superior ao território de Luxemburgo e quase o dobro da extensão da cidade de São Paulo, e emprega uma metodologia híbrida que combina 24 telescópios de fluorescência com um extenso arranjo de mais de 1660 detectores de superfície do tipo tanque de água Cherenkov. Essa configuração permite a detecção indireta de partículas de energias superiores a 10^{18} eV , sendo o principal objetivo caracterizar as propriedades desses raios cósmicos e elucidar suas fontes astrofísicas, contribuindo de modo decisivo para o avanço da astrofísica de altas energias [7, 8].

Como descrito na Figura 1, cada tanque de superfície contém três fotomultiplicadores imersos em água ultrapura para registrar o brilho azulado característico da radiação Cherenkov, produzida quando partículas secundárias relativísticas atravessam o detector a velocidades superiores à da luz naquele meio. Dispostos em uma malha hexagonal com espaçamento de 1.5

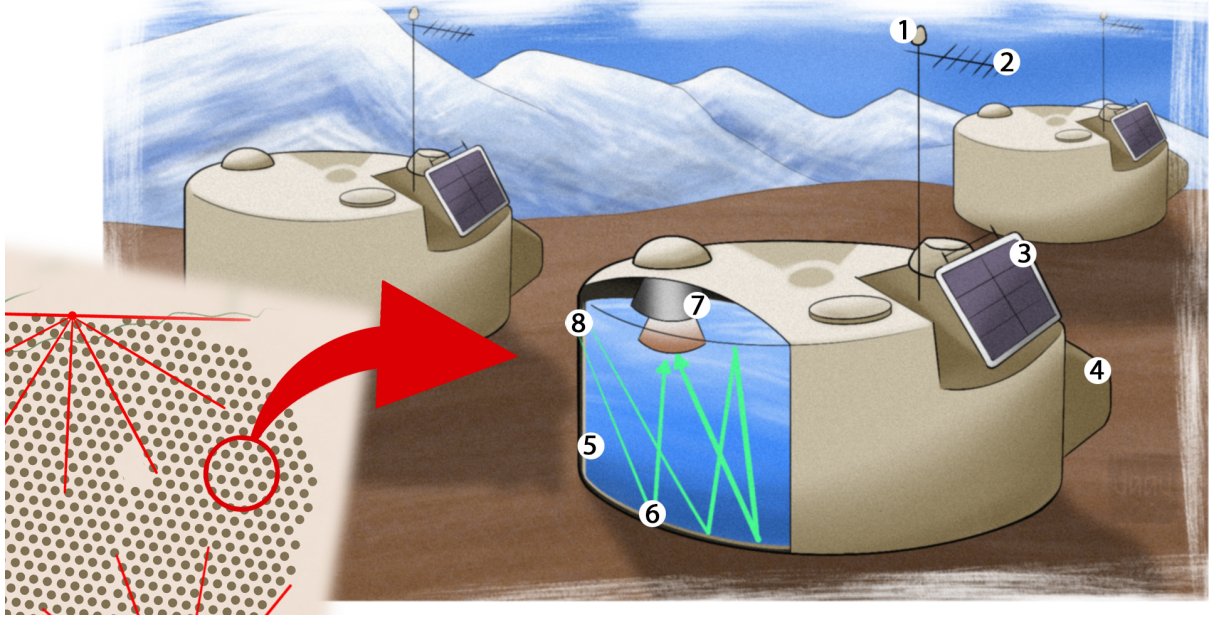


Figura 1: Esquema de um tanque de água Cherenkov: (1) antena GPS para sincronização temporal; (2) antena de comunicação UHF/VHF; (3) painel solar; (4) banco de baterias; (5) tanque com 12000 L de água ultrapura; (6) trajetórias da luz Cherenkov refletida no revestimento interno; (7) fotomultiplicadores (PMTs) que convertem luz em sinal elétrico; (8) partículas do chuva atmosférico que geram a radiação Cherenkov. Fonte: A autora.

km, esses detectores operam de forma autônoma, alimentados por energia solar e comunicando-se via rádio com o centro de operações em Malargüe. A ativação simultânea de ao menos três tanques define o gatilho para a aquisição de dados, incluindo timestamp, amplitude e forma de onda do sinal, que são então transmitidos para reconstrução dos parâmetros primários do evento.

Para complementar a amostragem de partículas de menor energia, o subprojeto AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) instala detectores subterrâneos a 2.5 *m* de profundidade, permitindo a separação da componente muônica dos chuviros atmosféricos [9]. Além disso, a malha Infill adiciona 85 pares de tanques de superfície com espaçamento de 750 *m* e 24 tanques com espaçamento de 433 *m*, especialmente projetados para estudar chuviros de energia relativamente mais baixa, cuja distribuição espacial requer uma densidade maior de detectores para uma amostragem e reconstrução precisas [10].

Vinte e quatro telescópios de fluorescência em quatro diferentes sítios (Coihueco, Loma Amarilla, Los Morados e Los Leones) monitoram, durante noites claras e sem Lua, a fraca luz ultravioleta emitida pela excitação de moléculas de nitrogênio quando as partículas secundárias dos chuviros atmosféricos interagem com a atmosfera [3, 11], veja Figura 2. Cada unidade é equipada com um espelho de 11 *m*², de raio de curvatura 3.4 *m* e diâmetro 2.2 *m*, além de um filtro óptico que reduz o ruído de fundo e otimiza a relação sinal-ruído, como mostrado na Figura 2. A radiação ultravioleta coletada pelo espelho é focalizada em uma câmera composta por centenas de tubos fotomultiplicadores, capazes de registrar a posição e o instante em que a luz atinge o detector. A intensidade e a cor do sinal fornecem informações sobre o perfil longitudinal do chuva e permitem determinar, entre outros parâmetros, a profundidade $X_{\max}$ onde ocorre o máximo de produção de partículas [12].

Apesar de a luz de fluorescência ser detectável a dezenas de quilômetros de distância, sua

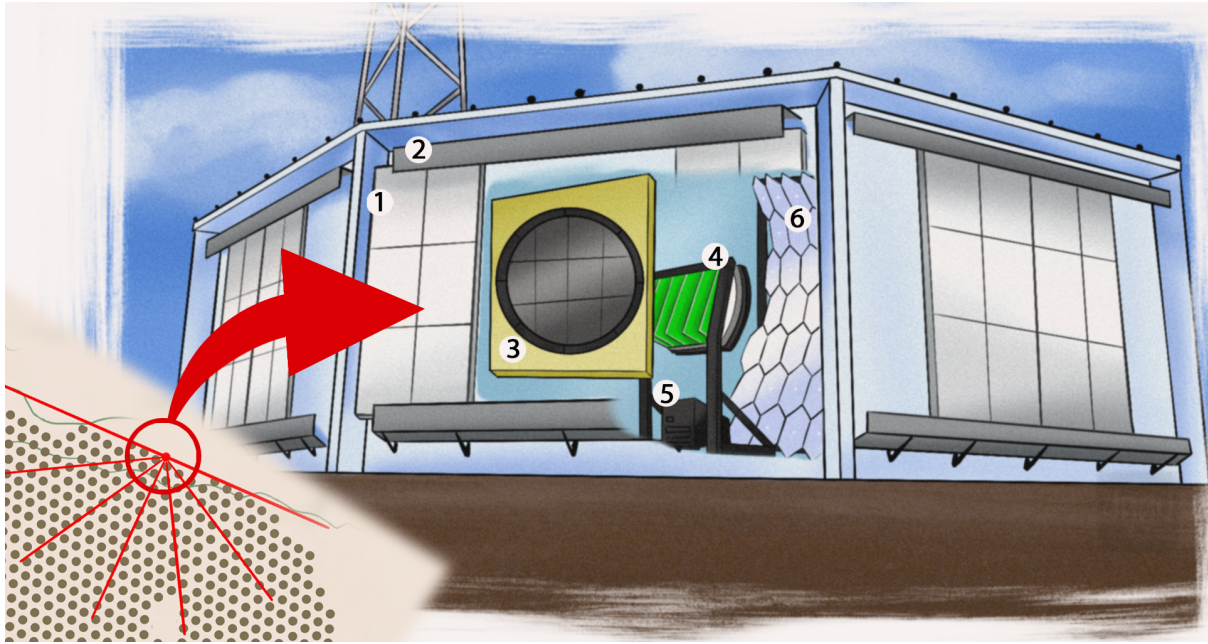


Figura 2: Esquema de um dos telescópios de fluorescência do Observatório Pierre Auger, mostrando (1) a persiana ou janela de abertura para selecionar as condições de observação; (2) o mecanismo de abertura que permite o fechamento rápido em caso de presença de Luz, Lua ou nuvens; (3) o filtro ultravioleta, responsável por atenuar a luz de fundo e otimizar a relação sinal-ruído; (4) a câmera composta por centenas de fotomultiplicadores (PMTs), que detectam o rastro luminoso do chuveiro atmosférico; (5) a eletrônica de leitura e aquisição de dados, incluindo pré-amplificadores e conversores analógico-digitais; e (6) o conjunto de espelhos segmentados, cuja superfície reflexiva concentra a luz ultravioleta na câmera. Fonte: A autora.

observação exige aparelhos extremamente sensíveis, pois corresponde a um sinal comparável ao de uma lâmpada de poucos *Watts* movendo-se à velocidade da luz. Para contornar essa limitação, o Pierre Auger combina os dados de fluorescência com os obtidos pelos tanques de superfície (modo híbrido), possibilitando reconstruções de alta precisão: a resolução angular típica é de $\sim 1^\circ$, enquanto a incerteza na energia primária fica abaixo de 15% [13].

Um exemplo de parâmetro reconstruído a partir desse método é o S_{1000} , que corresponde à densidade de sinal registrada a 1000 m do eixo do chuveiro e serve como indicador direto da energia do raio cósmico incidente. A análise conjunta dos modos SD e FD também viabiliza estudos de anisotropia na distribuição de chegada de UHECRs, oferecendo pistas sobre possíveis fontes astrofísicas. Evidências recentes apontam para uma correlação entre eventos com energia acima de 8×10^{18} eV e grandes estruturas cósmicas, como aglomerados de galáxias e núcleos ativos de galáxias (AGN) [14].

A Figura 3 mostra um panorama geral da distribuição dos telescópios e dos tanques no Auger, à esquerda, cada um dos quatro sítios de telescópios de fluorescência (Coihueco, Loma Amarilla, Los Morados e Los Leones) é marcado por uma série de linhas radiais que representam o campo de visão individual de cada unidade óptica. As linhas vermelhas indicam os setores padrão de cobertura angular, enquanto o traçado em azul, junto a Coihueco, sinaliza a extensão adicional fornecida pelo sistema HEAT (High Elevation Auger Telescopes), projetado para observar chuueiros de menor energia em ângulos mais elevados. Ao fundo, os pontos marrons simbolizam a disposição hexagonal dos tanques do detector de superfície, cobrindo cerca de 3000 km².

No painel à direita, o mesmo arranjo é visto sob a perspectiva de um evento real: a linha

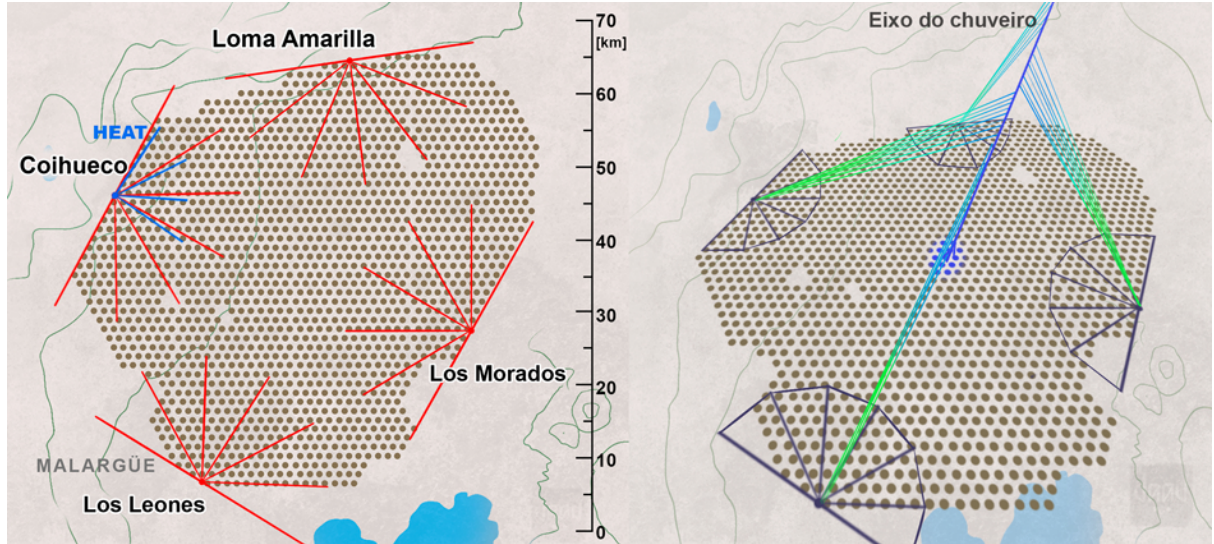


Figura 3: Visão superior da cobertura do Pierre Auger: à esquerda, campos de visão dos telescópios de fluorescência nos sítios Coihueco (com HEAT), Loma Amarilla, Los Morados e Los Leones sobre a distribuição de tanques SD; à direita, linhas de observação dos FD convergindo para o eixo de um chuveiro atmosférico simulado. Fonte: A autora.

uma linha de cor degradê (do verde ao azul-escuro) mostra o eixo do chuveiro atmosférico que se desenvolve através da malha de SD, enquanto os polígonos em contorno escuro em torno de cada sítio FD delineiam os limites de seus campos de visão. As múltiplas linhas que partem de cada sítio até o eixo do chuveiro ilustram as diferentes direções de observação convergindo para o desenvolvimento da cascata. Dessa forma, as figuras sintetizam a geometria de detecção híbrida do Pierre Auger, combinando simultaneamente medições de superfície e fluorescência para reconstruir com precisão a trajetória, o perfil longitudinal e a energia das partículas primárias de altíssima energia.

Além disso, o Pierre Auger tem sido fundamental na verificação do corte GZK (Greisen–Zatsepin–Kuzmin), uma supressão esperada do fluxo de prótons acima de $\sim 5 \times 10^{19}$ eV causada pela produção de píons em interações com o Fundo Cósmico de Micro-ondas (CMB). A capacidade de detectar esses raríssimos eventos e medir seu espectro com precisão oferece um teste empírico decisivo para as previsões teóricas sobre a atenuação de UHECRs no universo [1, 11].

2.1.1 Raios cósmicos e as descobertas do Auger

O Observatório Pierre Auger tem sido fundamental na busca por respostas de diversos aspectos dos raios cósmicos de altíssima energia, com implicações tanto para a astrofísica quanto para a física de partículas. Dois dos resultados mais marcantes referem-se ao parâmetro $X_{\max}$ e à composição nuclear dos eventos primários. O $X_{\max}$ corresponde à profundidade atmosférica (em g.cm^{-2}) na qual o chuveiro de partículas atinge máxima intensidade, sendo altamente sensível à massa do núcleo incidente: núcleos leves, como prótons e hélio, penetram mais profundamente antes de interagir, produzindo valores maiores de $X_{\max}$, enquanto núcleos pesados, como nitrogênio ou ferro, iniciam seus chuveiros mais cedo, com $X_{\max}$ menor [15, 16].

Em energias abaixo de 10^{18} eV, os valores de $X_{\max}$ medidos pelo Auger indicam predominantemente primários leves. À medida que se avança para regiões ultrarelativísticas, acima de 10^{19} eV, observa-se um endurecimento na composição, sugerindo uma fração crescente de

núcleos pesados [16].

Outro marco recente da Colaboração Pierre Auger foi apresentado em 2022 na análise de $N = 155$ eventos com energia acima de 32 EeV (3.2×10^{19} eV) utilizando dados coletados até dezembro de 2020 [17]. Nesse trabalho, os autores realizaram uma busca de correlações espaciais com o catálogo Véron–Cetty & Véron de AGNs (distância máxima de 75 Mpc), empregando um procedimento de máxima verossimilhança em que se varreram simultaneamente o limiar de energia, o ângulo de corte ψ e a fração de eventos atribuída às fontes candidatas. A melhor associação foi obtida para $\psi \simeq 3.1^\circ$ e $E > 32$ EeV, resultando em uma sobreposição angular que excedeu a expectativa isotrópica com significância de 3.3σ (p-valor $\approx 2 \times 10^{-4}$) após correção. Esse método, mais sofisticado do que o teste binomial cumulativo usado em estudos iniciais de 2007 [18], reforça a hipótese de que uma fração não negligenciável de UHECRs aponta para AGNs próximos, embora ainda não permita identificar fontes individuais com certeza.

Além disso, o Auger estabeleceu limites rigorosos para fluxos de neutrinos e fótons de ultra-alta energia. Em particular, chuviros gerados por neutrinos são caracterizados por mergulharem muito mais profundamente na atmosfera, uma assinatura que o experimento consegue identificar graças à combinação híbrida de detectores de superfície e fluorescência [19].

Atualmente, o projeto AugerPrime está em fase de implantação para aprimorar a discriminação entre as espécies primárias. Este upgrade visa responder questões cruciais: a origem da supressão de fluxo acima de $\sim 5 \times 10^{19}$ eV, a contribuição real de prótons à população UHECR e a natureza das interações hadrônicas em energias e regimes cinemáticos inacessíveis aos aceleradores terrestres [20, 16].

2.2 Dados Públicos do Auger

Subtópico I.b – Análises dos eventos de alta energia

Objetivo: Estudar correlações entre os eventos de alta energia detectados pelos telescópios de fluorescência.

Tasks:

- Compilar um catálogo dos eventos de ultra-alta energia ($E \geq 10^{19.1}$ eV) registrados pelos FD, incluindo coordenadas de chegada, energia reconstruída e perfil longitudinal.
- Aplicar técnicas estatísticas como análise de funções de autocorrelação angular para identificar agrupamentos espaciais de eventos e testar hipóteses de anisotropia em coordenadas galácticas.
- Elaborar distribuições do espectro de energia com base nos eventos observados e avaliar correlações estatísticas entre as variações espectrais e parâmetros de interesse.

Em conformidade com sua Política de Dados Abertos, a Colaboração Pierre Auger disponibiliza aproximadamente 10% de todos os eventos de raios cósmicos registrados pelo Observatório, cuidadosamente selecionados para constituir uma amostra representativa dos dados já objeto de publicações científicas e apresentações em conferências internacionais. Além disso, são também liberados os registros meteorológicos e de clima espacial coletados até 31 de dezembro de 2020, fornecendo contexto essencial à interpretação dos chuviros atmosféricos [4].

O portal *Pierre Auger Open Data*² é uma ferramenta poderosa para pesquisadores, docentes e entusiastas, ao oferecer acesso livre não apenas aos arquivos brutos (JSON e CSV), mas também a notebooks Python, visualizações interativas e catálogos dos eventos mais energéticos. A organização em cinco seções: **Datasets** (dados brutos), **Catalog** (eventos de maior energia), **Visualize** (reconstruções 3D e mapas de sinal), **Analysis** (notebooks para espectros, histogramas, correlações e anisotropia) e **Outreach** (material didático multilíngue), facilita tanto investigações avançadas quanto o engajamento de leigos.

O conjunto completo público reúne 81.121 chuviros atmosféricos, detectados exclusivamente por telescópios de fluorescência, exclusivamente por tanques Cherenkov de superfície (WCDs) ou de forma híbrida. A inclusão dos eventos de superfície obedece a rigorosos critérios de qualidade: o tanque de maior sinal deve estar cercado por quatro estações ativas no caso de eventos verticais ($\theta < 60^\circ$) ou por cinco em eventos inclinados ($60^\circ \leq \theta < 80^\circ$), enquanto análises do espectro ultrapotente ($E \gtrsim 10^{18}$ eV) exigem seis estações, garantindo cobertura espacial suficiente e eliminando registros afetados por instabilidades meteorológicas, falhas de fotomultiplicadores ou calibração.

A seção *Visualize* permite ao usuário explorar online cada evento, exibindo a disposição dos detectores acionados, os traços de sinal e a trajetória reconstruída do raio cósmico. Já os notebooks da seção *Analysis* abrangem desde a leitura de CSV/JSON até a determinação de $X_{\max}$, cálculo da seção de choque próton-ar, correções atmosféricas e estudos de anisotropia. Finalmente, o módulo *Outreach* disponibiliza materiais que explicam o funcionamento do Observatório, o mecanismo de formação dos chuviros e ferramentas interativas de comparação geográfica.

Desde a primeira versão (Release 1.0, 15 fev. 2021: 10% dos eventos verticais, $0^\circ - 60^\circ$) o portal é atualizado periodicamente e cada release possui DOI próprio. Todos os dados são licenciados sob CC BY-SA 4.0³ e acompanham documentação detalhada dos formatos, critérios de seleção e histórico do software *Offline* [5].

2.2.1 Análise da amostra de eventos medidos por FD

Nesta seção apresentamos uma amostra de $N = 59$ eventos únicos de ultra-alta energia, com energias variando de 1.25×10^{19} a 8.20×10^{19} eV, registrados pelos telescópios de fluorescência do Observatório Pierre Auger, veja Tabela 1 e continuação na Tabela 2. O objetivo foi analisar a distribuição de $X_{\max}$, o espectro de energia e a direção de chegada desses eventos, de modo a investigar a composição primária e eventuais assinaturas de anisotropia na chegada destas partículas.

O gráfico 4 mostra para cada um dos quatro sítios de telescópios de fluorescência (Coihueco, Loma Amarilla, Los Leones e Los Morados), a distribuição dos valores de energia dos eventos de UHECRs. Cada barra (ou ponto-média) indica a energia média registrada naquele sítio, e as linhas-erro ou caixas destacam a dispersão (desvio-padrão ou quartis) em torno desse valor. Em conjunto, a Tabela 3 mostra que Loma Amarilla atingiu a maior energia média, cerca de 34.1 EeV⁴, embora com dispersão significativa (desvio-padrão de 23.3 EeV), ao passo que Los Morados registrou a média mais baixa, aproximadamente 25.3 EeV, com um espectro mais concentrado (desvio-padrão de 21.6 EeV). Coihueco e Los Leones exibem padrões quase idênticos: Coihueco conta 29 eventos com média de 29.4 EeV e desvio-padrão de 19.9 EeV, enquanto Los Leones

²<https://opendata.auger.org/>

³<https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/>

⁴1 E = 10^{18}

ID	Data	Telescópios	Energia [EeV]	$X_{\max}$ [g/cm ²]	θ [°]
PAO100815	15/08/2010	LA, CO, LM, LL	82	763.2	53.8
PAO140131	31/01/2014	LA	75.5	847	60.8
PAO090322	22/03/2009	CO, LL	67.3	816.9	44.4
PAO150912	12/09/2015	CO	63.7	812.9	76.6
PAO080703a	03/07/2008	CO, LL	57.6	779.1	53.8
PAO110527	27/05/2011	LL	55.1	781.7	42.6
PAO071111	11/11/2007	CO	55.6	782.3	76.7
PAO060329	29/03/2006	LL	56.5	744.3	26.3
PAO110627	27/06/2011	LA, CO	52.2	728.1	43.1
PAO080703b	03/07/2008	CO	50.8	771.3	49.6
52814714300	08/10/2005	LL	25.03	771.97	43.42
70544999800	23/02/2007	LL, CO	41.32	803.35	65.25
71904435600	09/07/2007	CO	24.25	819.56	27.95
81847956000	03/07/2008	LL, CO	56.83	772.33	54.12
81855093300	03/07/2008	LL	25.01	711.74	29.18
83056084000	01/11/2008	LM	21.06	769.46	63.17
93196456000	16/11/2009	LL, CO	20.68	773.35	59.54
93475189000	13/12/2009	CO	22.7	848.36	42.33
100096111900	10/01/2010	LL	28.56	783.13	71.19
101297444900	10/05/2010	CO, LM	24.77	741.15	49.96
111007362100	11/04/2011	CO, LA	22.52	771.97	56.51
111246647400	05/05/2011	LA	25.24	727.29	29.21
120274889800	27/01/2012	CO, LL	52.69	766.57	60.10
131055814300	16/04/2013	LL	26.81	789.47	45.32
131354334600	15/05/2013	LA	31.75	859.59	66.17
133345159200	30/11/2013	LL	35.09	790.68	54.95
140895936400	31/03/2014	LL	21.11	754.17	29.10
151676195000	17/06/2015	LA	20.66	793.72	68.21
152545772700	12/09/2015	CO, LL	20.81	755.20	38.66
172004617100	19/07/2017	LL, LA	27.34	763.77	45.20
43485539000	14/12/2004	LL	14.81	735.54	27.71
53046835600	01/11/2005	LM	18.75	753.04	39.85
53396721700	06/12/2005	LL	19.08	807.69	35.11

Tabela 1: Eventos híbridos mais energéticos detectados pelo Observatório Pierre Auger (parte 1). Abreviações dos telescópios: LA = Loma Amarilla, CO = Coihueco, LM = Los Morados, LL = Los Leones.

ID	Data	Telescópios	Energia [EeV]	$X_{\max}$ [g/cm ²]	θ [°]
63596325100	26/12/2006	LL	12.50	780.21	41.77
70767063900	18/03/2007	LM	13.13	744.19	28.93
71344648400	14/05/2007	CO, LM	16.89	751.95	50.55
80136375800	14/01/2008	CO	18.04	745.42	37.25
53076621500	04/11/2005	LL	12.86	799.34	53.52
91714019400	20/06/2009	CO, LA	19.46	774.96	43.92
103075687000	04/11/2010	LM	13.62	738.54	42.73
100145112200	14/01/2010	CO	17.98	735.52	35.30
101096573000	20/04/2010	CO	14.96	736.10	55.59
103415061700	07/12/2010	LA	17.00	761.34	51.82
111746273000	24/06/2011	CO	17.97	762.95	50.26
111816771500	01/07/2011	LA	20.62	727.45	29.27
112375232900	25/08/2011	CO	17.69	756.23	38.21
120527142100	22/02/2012	LL	18.83	750.27	30.35
120875857600	28/03/2012	CO	15.34	769.74	52.78
121725991300	21/06/2012	LM	23.12	839.81	59.21
132786938900	06/10/2013	LM	14.74	777.69	59.98
141145465600	25/04/2014	CO	12.98	718.87	51.84
141857531801	05/07/2014	CO	15.47	775.14	65.33
152035348900	16/07/2015	LL	16.68	798.98	52.62
151714514400	20/06/2015	LL	14.22	769.85	65.83
152607492200	18/09/2015	CO	15.57	798.68	40.20
153096277400	06/11/2015	CO, LL	14.28	769.52	44.69
160436226300	13/02/2016	LA	14.36	810.38	46.73
162155077600	02/08/2016	CO	19.90	764.99	41.25
172657447200	23/09/2017	CO	16.07	784.16	35.78
172976165300	25/10/2017	LL	13.73	770.77	33.31

Tabela 2: Eventos híbridos mais energéticos detectados pelo Observatório Pierre Auger (parte 2). Abreviações dos telescópios: LA = Loma Amarilla, CO = Coihueco, LM = Los Morados, LL = Los Leones.

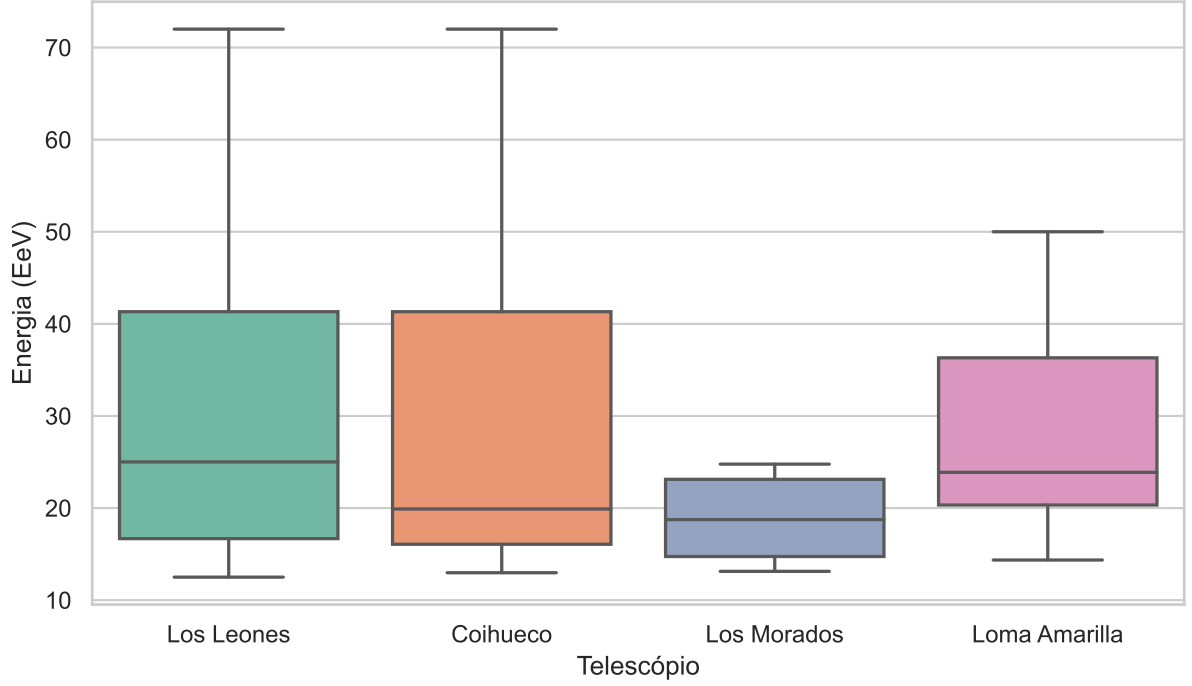


Figura 4: Distribuição das energias dos eventos de ultra-alta energia registrados pelos diferentes sítios de telescópios de fluorescência do Observatório Pierre Auger: Los Leones, Coihueco, Los Morados e Loma Amarilla. Cada barra representa a energia média (em 10^{19} eV) dos eventos atribuídos a cada telescópio.

possui 25 eventos, média de 31.2 EeV e desvio-padrão de 19.7 EeV. As medianas confirmam essa semelhança, situando-se em 19.9 EeV para Coihueco e 25.0 EeV para Los Leones, e os quartis superiores são também muito próximos (41.3 EeV em ambos os sítios). Os valores máximos coincidem em 82 EeV, indicando caudas semelhantes nas distribuições.

Tabela 3: Estatísticas descritivas das energias (em $\log(E)$ eV) por sítio de telescópio de fluorescência

Telescópio	N	Média	Desvio	Min.	25%	Mediana	75%	Máx.
Coihueco	29	29.36	19.88	12.98	16.07	19.90	41.32	82.00
L. Amarilla	12	34.08	23.35	14.36	20.33	23.88	36.31	82.00
Los Leones	25	31.21	19.69	12.50	16.68	25.01	41.32	82.00
Los Morados	9	25.34	21.64	13.13	14.74	18.75	23.12	82.00

Os resultados mostram que Loma Amarilla concentra, em média, os eventos mais energéticos, porém acompanhados de grande dispersão. Já Los Morados, além de possuir a menor contagem de eventos, apresenta a menor média de energia e um espectro mais estreito, indicando menor variabilidade relativa. Essas diferenças podem decorrer da cobertura angular de cada estação, da eficiência instrumental ou simplesmente da estatística reduzida em alguns locais. Por sua vez, Coihueco e Los Leones exibem médias e dispersões muito semelhantes; contudo, Los Leones reúne ligeiramente mais ocorrências acima da mediana de energia, sinalizando uma leve tendência a valores mais altos nesse sítio.

A Figura 5 apresenta os boxplots do parâmetro de profundidade de máximo $X_{\max}$ e do ângulo zenital θ dos mesmos eventos de UHECRs detectados pelos quatro sítios de telescópios de fluorescência. O $X_{\max}$ (em g/cm^2) corresponde à profundidade atmosférica na qual o chuveiro induzido pelo raio cósmico atinge sua máxima intensidade de partículas secundárias. É um

dos principais observáveis para inferir a massa do primário: chuveis iniciados por prótons penetram mais profundamente (maiores X_{max}) do que aqueles iniciados por núcleos pesados, conforme já discutido. Na Figura 5 - (a), nota-se que Loma Amarilla apresenta a mediana mais alta ($\sim 830 \text{ g/cm}^2$), seguida por Coihueco ($\sim 820 \text{ g/cm}^2$), Los Leones ($\sim 800 \text{ g/cm}^2$) e Los Morados ($\sim 780 \text{ g/cm}^2$). A dispersão (distância entre quartis) também varia: Los Morados exibe a menor variabilidade, sugerindo eventos mais homogêneos, enquanto Loma Amarilla e Coihueco apresentam caudas mais longas, indicando alguns chuveis excepcionalmente profundos.

O ângulo zenital θ (em graus) mede a inclinação do eixo do chuvelo em relação à vertical e afeta tanto a geometria de detecção quanto a atenuação atmosférica do sinal. Chuveis mais inclinados (θ grande) percorrem trajetórias mais longas na atmosfera, alterando o perfil de desenvolvimento. Na Figura 5 - (b), observamos que Loma Amarilla tende a registrar eventos com θ mais elevados (mediana $\sim 40^\circ$) e maior amplitude de variação (até $\sim 70^\circ$), enquanto Los Leones filtra preferencialmente chuveis mais verticais (mediana $\sim 25^\circ$, máximo $\sim 60^\circ$). Coihueco e Los Morados apresentam distribuições intermediárias, com medianas próximas de 35° e 30° , respectivamente, e dispersões moderadas.

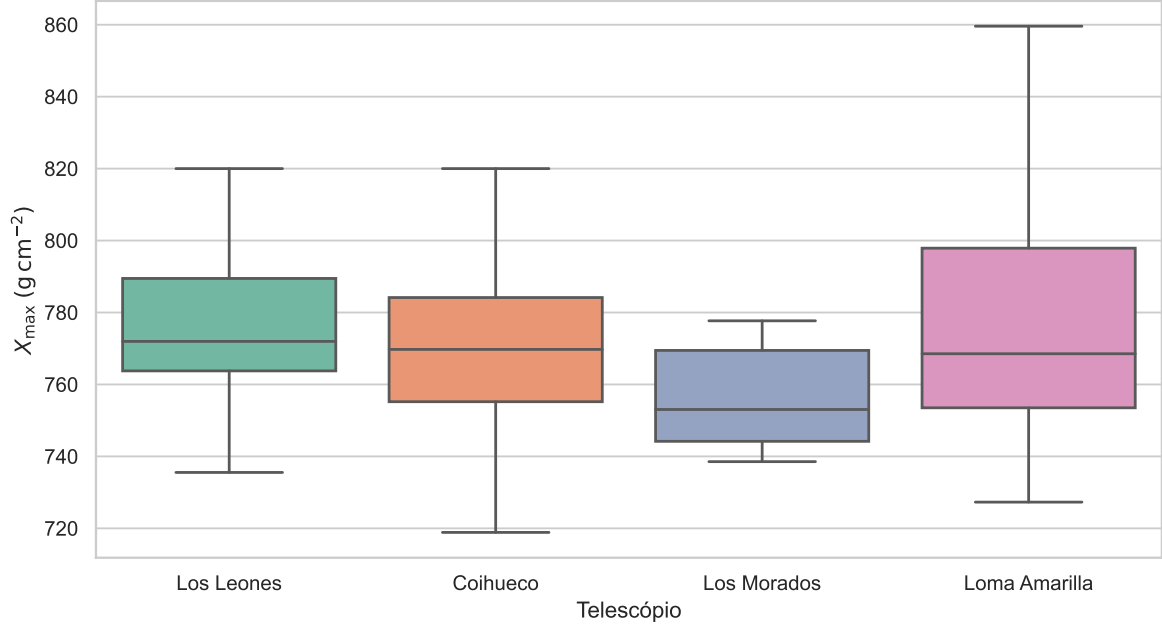
Em conjunto, essas distribuições de X_{max} e θ por sítio destacam como diferenças de cobertura angular e condições de operação afetam as amostras de eventos e, conseqüentemente, a interpretação física de sua composição e região de desenvolvimento.

A análise conjunta das variáveis de energia, profundidade do máximo de desenvolvimento do chuvelo (X_{max}) e ângulo zenital da amostra de eventos de FD não revelou evidências estatísticas de que os diferentes sítios de telescópios de fluorescência apresentem comportamentos significativamente distintos na detecção de UHECRs. Apesar de variações numéricas nas médias (como a energia ligeiramente superior registrada em Loma Amarilla), essas diferenças não se mostraram estatisticamente significativas. Adicionalmente, os parâmetros atmosféricos relacionados ao desenvolvimento do chuvelo (X_{max}) e à geometria de chegada (ângulo zenital) também apresentaram distribuições compatíveis entre os quatro sítios, sem indicar vieses sistemáticos de registro por localização. Em resumo, os dados disponíveis reforçam a homogeneidade estatística entre os telescópios, sugerindo que a distribuição espacial e operacional da rede FD do Observatório Pierre Auger assegura uma cobertura equilibrada, sem favorecimento evidente de sítios na detecção de eventos extremos.

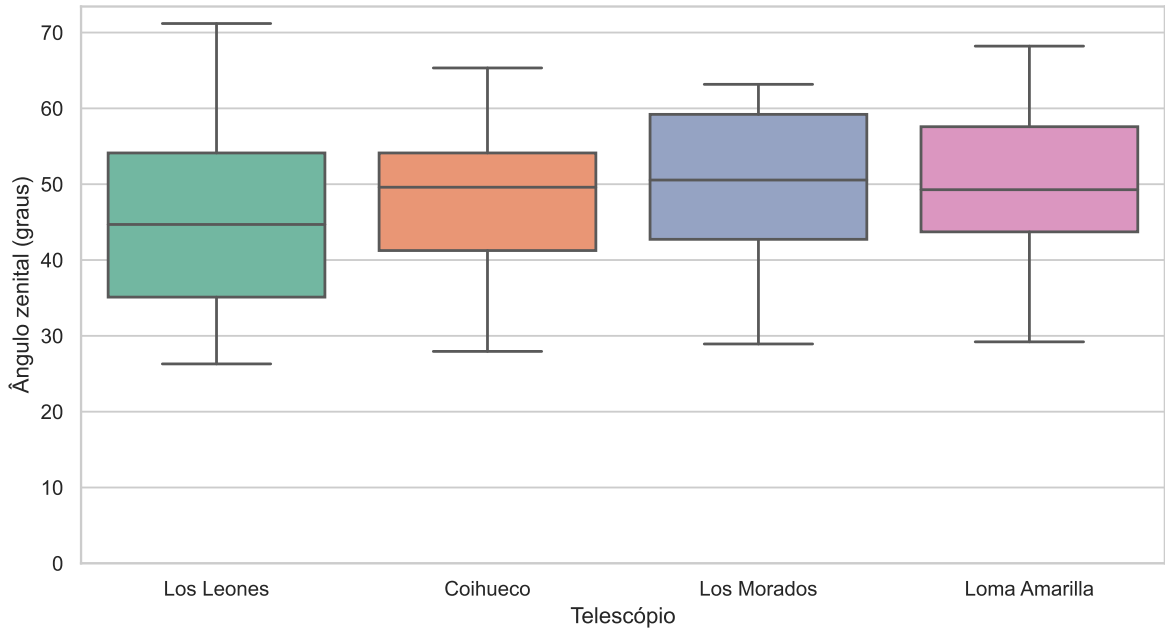
3 Efeitos do Campo Magnético Galáctico na Propagação de Raios Cósmicos

Para interpretar corretamente as direções de chegada dos eventos registrados pelo Observatório Pierre Auger, é fundamental considerar a influência do campo magnético Galáctico sobre as trajetórias das partículas em sua jornada até a Terra. Ao penetrar no meio interestelar da Via Láctea, os raios cósmicos sofrem deflexões cujas magnitudes dependem da intensidade e da estrutura turbulenta e regular do campo magnético local. Essas deflexões não apenas alteram as direções originais dos primários, mas também podem afetar o espectro observado, isto é, a distribuição de fluxo em função da energia, que é a principal ferramenta para estudar os processos de aceleração e a origem dos raios cósmicos.

Podemos distinguir, portanto, dois regimes de propagação: no regime Galáctico, os raios cósmicos viajam exclusivamente pelo meio interestelar da própria Via Láctea, atravessando nuvens de gás ionizado e regiões de campos magnéticos com comprimentos de coerência típicos de dezenas de parsecs; já no regime extraGaláctico, as partículas percorrem trajetórias que



(a) Distribuição de $X_{\max}$



(b) Distribuição de ângulo zenital

Figura 5: Distribuições da (a) profundidade de máximo $X_{\max}$ e (b) do ângulo zenital θ dos eventos de UHECRs em cada sítio de telescópio de fluorescência.

incluem grandes distâncias intergalácticas [1]. A caracterização dessas duas janelas de propagação é essencial para reconstruir as possíveis fontes dos UHECRs e para modelar corretamente a distribuição de chegada observada pelo Auger, uma vez que a deflexão acumulada ao longo do caminho pode mascarar completamente as posições originais dos aceleradores cósmicos mais distantes.

3.1 Rosquinhas magnéticas e espirais cósmicas: o campo Magnético Galáctico

O campo magnético Galáctico é o campo que permeia a Via Láctea e se origina na movimentação do plasma, gás ionizado que conduz corrente elétrica, aliada à rotação diferencial do disco e aos processos de dínamo Galáctico. Ainda que sua intensidade média seja fraca, da ordem de 10^{-5}G ($10\mu\text{G}$), ele exerce papel decisivo na dinâmica do meio interestelar, influenciando a trajetória de partículas carregadas como elétrons, prótons e núcleos de raios cósmicos, modulando a formação estelar ao controlar a densidade e o colapso de nuvens de gás, e guiando a polarização da radiação síncrotron, cuja observação indireta permite mapear sua geometria [21, 22].

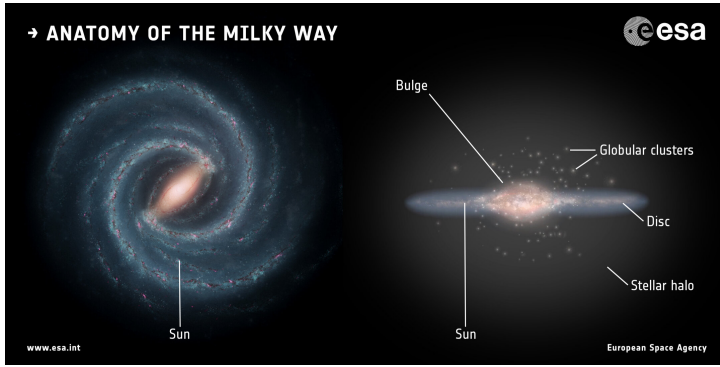


Figura 6: A anatomia da Via Láctea
Créditos: esquerda: NASA/JPL-Caltech; direita: ESA. layout: ESA/ATG medialab

tanto, sofrem deflexões adicionais em campos magnéticos tanto intergalácticos quanto na nossa própria galáxia [11].

Para corrigir e interpretar essas deflexões, adotamos o modelo JF12 de Jansson & Farrar (2012) [21], que combina levantamentos de emissão síncrotron (WMAP7) e medidas de rotação de Faraday para reconstruir tanto o componente regular de grande escala, subdividido em braço espiral, estriado e halo, quanto o componente turbulento, caracterizado por flutuações em escalas de dezenas de parsecs [22]. Esse modelo fornece a base para o cálculo de trajetórias de UHECRs por back-tracking, essencial para associar as direções observadas hoje às possíveis fontes astrofísicas no céu.

O reconhecimento da existência de um campo magnético na nossa galáxia remonta aos trabalhos de Alfvén e Fermi, em 1949, que já sugeriam tanto um componente caótico — linhas de campo “embriçadas” em turbilhões imprevisíveis — quanto um componente organizado no plano Galáctico. Embora a aceleração de partículas até $E \sim 10^{17}\text{eV}$ possa ocorrer em fontes galácticas (remanescentes de supernova, ventos estelares), entende-se que os UHECRs têm origem predominantemente extragaláctica e, por-

O modelo JF2012 contempla três componentes:

1. Campo regular de grande escala
 - (a) Disco
 - (b) Halo toroidal
 - (c) Componente fora do plano
2. Campo regular + estriado
3. Campo randômico

3.1.1 Campo regular de grande escala

O componente regular de grande escala do campo magnético Galáctico divide-se em três subestruturas que, definidas de forma independente, garantem a nulidade da divergência total [21].

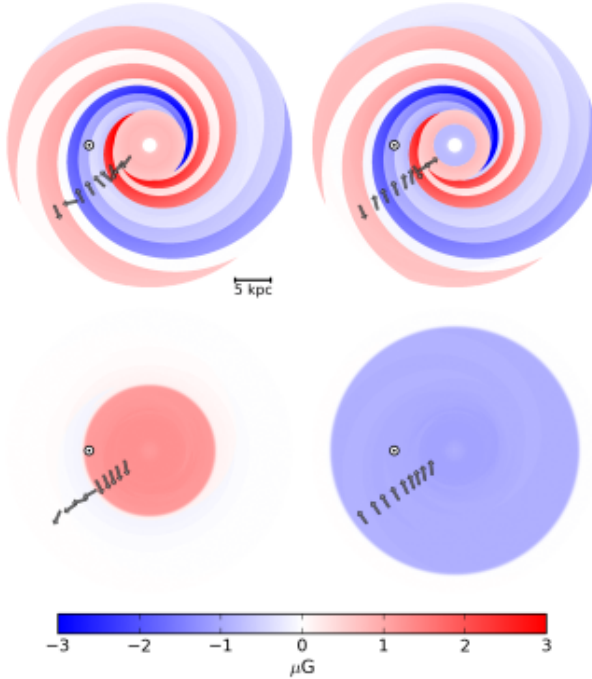


Figura 7: Mapeamento do módulo do campo regular no disco Galáctico, em cortes paralelos aos planos $z = \pm 10$ pc e $z = \pm 1$ kpc. O círculo indica a posição solar. Figura retirada de [21].

quanto $\cot i_i$ menores (ou i_i maiores) geram braços mais abertos. Essa configuração segue os valores observacionais de 5.1; 6.3; 7.1; 8.3; 9.8; 11.4; 12.7 e 15.5 kpc para os braços principais.

I. Disco No plano do disco (coordenadas x, y), que se estende de 3 kpc até cerca de 20 kpc do centro, o campo apresenta um segmento interior (3–5 kpc) de orientação puramente azimuthal, circundando o núcleo Galáctico. Além dessa região, as linhas de campo organizam-se em braços espirais descritos pela lei

$$r(\phi) = r_{-x} \exp(\phi \cot i),$$

onde $r(\phi)$ descreve a distância radial ao centro galáctico de um ponto sobre o braço magnético em função do ângulo azimuthal ϕ , r_{-x} é o valor de r quando $\phi = 0$, definindo a posição inicial da espiral. O parâmetro i_i corresponde ao “pitch” da espiral, isto é, o ângulo constante entre a curva e uma circunferência circular em torno do centro, de modo que a presença de $\cot i_i$ no expoente faz com que o raio evolua exponencialmente à medida que ϕ cresce, determinando a abertura da curva: valores maiores de $\cot i_i$ (equivalentes a i_i menores) produzem braços mais fechados, enquanto

II. Halo toroidal Acima e abaixo do disco, o componente toroidal predomina até alguns kpc, assumindo novamente orientação azimuthal. Essa estrutura, análoga a um toro, ou “donut” magnético, envolve o eixo Galáctico em circunferências concêntricas.

III. Componente em “X” Complementarmente, um campo axi-simétrico em forma de “X” projeta-se para fora do disco, com linhas oblíquas que emergem em altas latitudes, reproduzindo medições de rotação de Faraday em regiões extraplanares.

3.1.2 Campo regular + estriado

Além do núcleo regular, bolhas de plasma em expansão e o cisalhamento diferencial do disco geram um componente “estriado”. Este segue a mesma geometria espiral do componente regular, mas com inversões de polaridade em escalas de poucas centenas de parsecs, transportando estruturas magnéticas presas em nuvens quentes para altitudes maiores.

3.1.3 Campo randômico

Por fim, o campo randômico, ajustado a partir de observações de emissão síncrotron (WMAP) e de distorções no plano de polarização, introduz flutuações turbulentas em escalas típicas de dezenas de parsecs. Essas irregularidades são sobrepostas à componente regular do disco e do halo, completando o modelo global de Jansson & Farrar (JF12) para o GMF [21].

3.2 Impacto do Modelo JF12 nas direções de Chegada dos UHE-CRs

Nesta seção investigamos como o modelo de campo magnético Galáctico JF12 (Jansson & Farrar 2012 [21]) altera as direções de chegada aparentes dos UHECRs detectados pelo Observatório Pierre Auger. Aplicando o modelo JF12 para o cálculo das trajetórias, realizamos um *back-tracking* (retorno) de cada evento, oriundo inicialmente das coordenadas galácticas observadas, até sua direção de “origem” após atravessar o campo magnético. Com isso, avaliamos tanto o desvio angular individual (ângulo de deflexão) como a redistribuição global dos eventos no céu Galáctico.

Na Figura 8 utilizamos uma projeção Mollweide para representar as coordenadas galácticas (ℓ, b) dos eventos UHECRs registrados pelo Pierre Auger Observatory. A escolha da projeção Mollweide garante a preservação de área, permitindo comparar diretamente a densidade de pontos em toda a esfera celeste. As linhas de grade, espaçadas a cada 30° em longitude e 15° em latitude, servem de guia para localizar regiões de maior concentração ou ausência de eventos. Este mapeamento inicial evidencia a distribuição angular bruta dos raios cósmicos antes de considerarmos os efeitos de deflexão do campo magnético Galáctico descrito pelo modelo JF12.

Observa-se que a estação de telescópios Los Leones domina o conjunto de detecções, com dezenas de pontos concentrados principalmente nas longitudes próximas a $0^\circ - 30^\circ$ e entre -60° e -30° , enquanto Coihueco surge em seguida com um número ligeiramente menor, porém espalhado por quase toda a faixa de longitudes, sobretudo entre $+60^\circ$ e $+150^\circ$. As marcações associadas a Loma Amarilla e à configuração Los Leones + Coihueco aparecem de forma mais esparsa, com aproximadamente meia dúzia de eventos cada, o que sugere detecções mais pontuais nessas regiões do céu. Em contraste, as estações Los Morados, Loma Amarilla + Los Leones e Coihueco + Los Morados registram apenas poucos eventos, evidenciando sua contribuição complementar e menor eficiência em cobertura angular. Por fim, a categoria “Todos” (evento detectado simultaneamente por todas as estações) é quase inexistente, reforçando a relevância do arranjo Los Leones–Coihueco para alcançar uma estatística robusta de UHECRs.

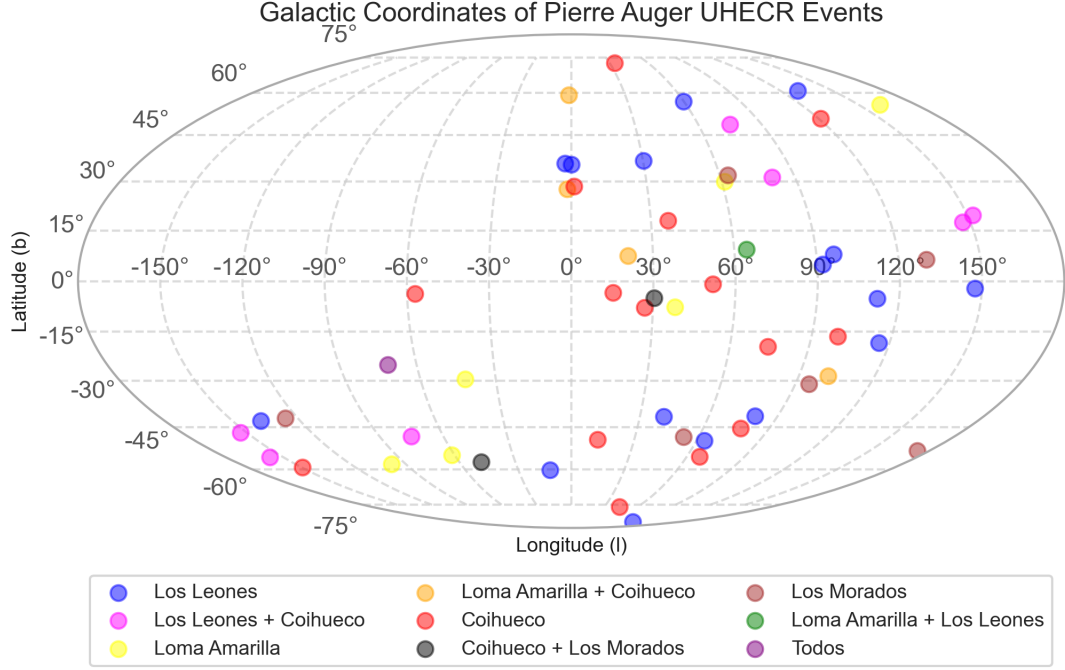
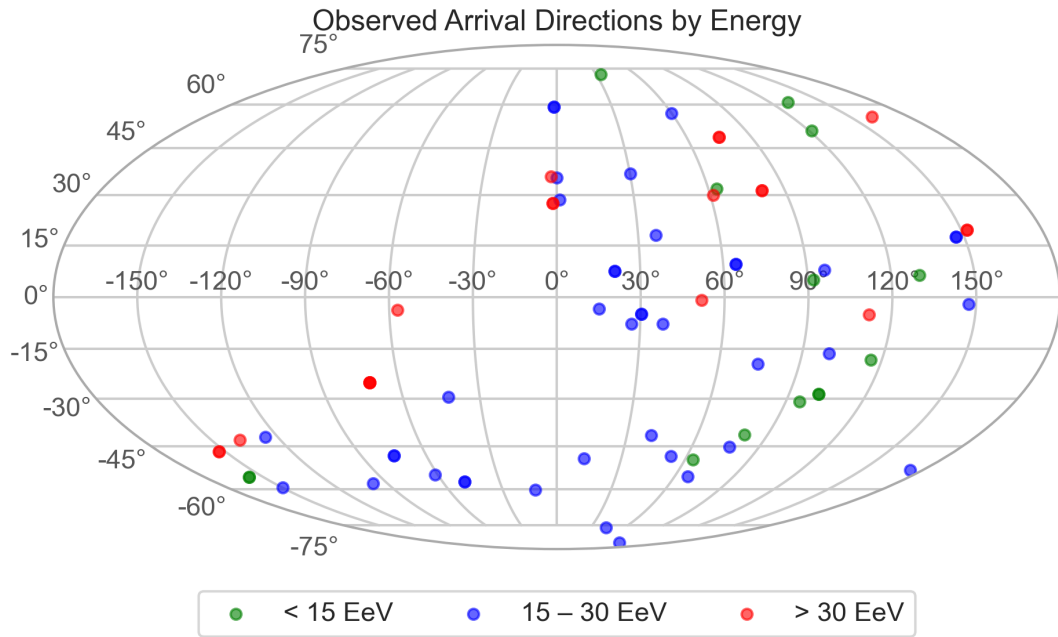


Figura 8: Mapa em projeção Mollweide das coordenadas galácticas (l, b) dos eventos UHECRs detectados pelo Observatório Pierre Auger. Cada marcador colorido corresponde a um evento observado, sendo a tonalidade atribuída de acordo com a combinação de estações envolvidas. As longitudes variam de -180° a $+180^\circ$ e as latitudes de -90° a $+90^\circ$, com linhas de grade a cada 30° em longitude e 15° em latitude. A legenda abaixo do mapa associa cada cor a uma configuração de estação/sítio, permitindo avaliar visualmente a distribuição e a cobertura angular dos eventos

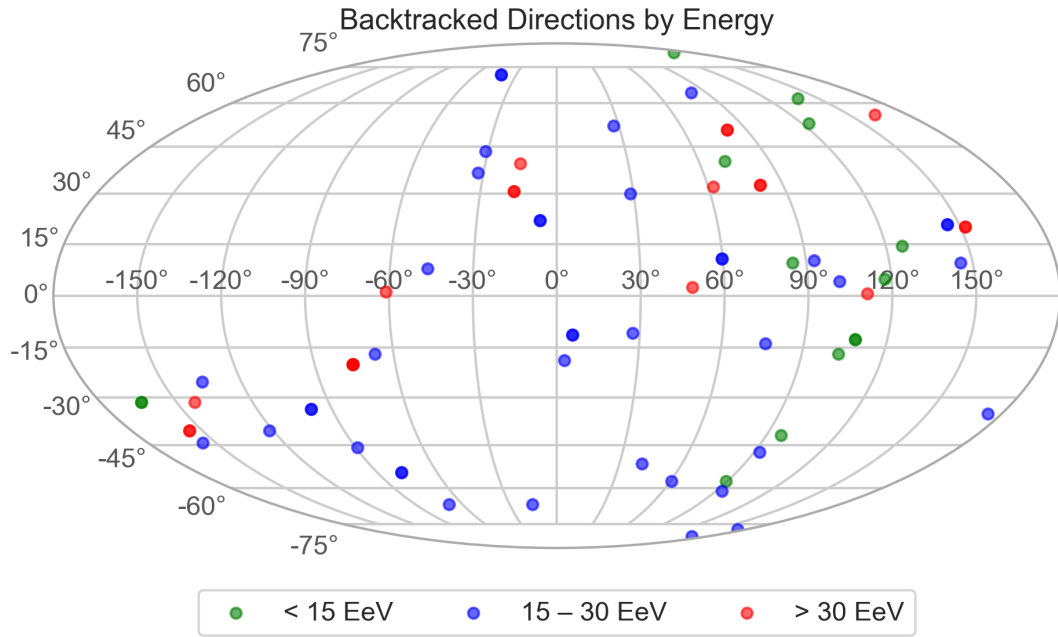
A Figura 9 - (a) apresenta a projeção Mollweide das direções de chegada observadas dos UHECRs registrados pelo Pierre Auger Observatory, separadas em três faixas de energia: < 15 EeV (verde), $15\text{--}30$ EeV (azul) e > 30 EeV (vermelho). Observa-se que os eventos de energia intermediária (azul) são os mais numerosos e distribuem-se amplamente em longitude, com certa concentração em torno de $l \approx 0^\circ\text{--}30^\circ$ e $l \approx -60^\circ\text{--}-30^\circ$, enquanto os de maior energia (vermelho) tendem a agrupar-se em longitudes positivas, entre $l \approx 0^\circ$ e $l \approx 60^\circ$, e também perto de $l \approx 150^\circ$. Os poucos eventos de energia mais baixa (verde) aparecem dispersos, sobretudo em latitudes negativas entre $b \approx -20^\circ$ e $b \approx -60^\circ$.

Já a Figura 9 - (b) exhibe as direções back-tracked pelo modelo JF12 nas mesmas faixas de energia, considerando que a composição dos eventos seja de prótons. Nota-se que o back-tracking provoca um leve deslocamento global dos pontos: os eventos de energia intermediária (azul) continuam dominando o mapa, mas agora com densidade maior em regiões de latitude negativa ($b < -30^\circ$), enquanto os de alta energia (vermelho) mostram deslocamentos notáveis em longitude, deslocando-se em alguns casos de $l \approx 0^\circ$ para $l \approx -60^\circ$. Os pontos verdes (< 15 EeV) mantêm-se poucos e pontuais, reafirmando que partículas de menor energia sofrem deflexões significativas que as dispersam ainda mais no céu Galáctico.

Para melhor visualização do efeito da deflexão pelo campo JF12, apresentamos na Figura 10 - (a), em projeção Mollweide, os vetores de deflexão dos eventos UHECRs sob suposição de composição predominante de ferro ou próton. Os círculos abertos indicam as direções galácticas observadas (l, b), enquanto os pontos preenchidos correspondem às mesmas trajetórias após o back-tracking pelo modelo JF12. Cada seta parte da posição observada e aponta para a posição back-tracked, sendo colorida de acordo com o ângulo de deflexão, que varia de aproximadamente



(a) Distribuição dos eventos por energia



(b) Distribuição dos eventos - protons após propagados

Figura 9: (a) Projeção Mollweide das direções de chegada observadas dos UHECRs detectados pelo Pierre Auger Observatory, agrupadas em três faixas de energia (< 15 EeV em verde; $15 - 30$ EeV em azul; > 30 EeV em vermelho). As grades a cada 30° em longitude e 15° em latitude permitem localizar concentrações e dispersões angulares antes da aplicação do modelo de campo magnético. (b) Projeção Mollweide das direções de chegada back-tracked pelo modelo JF12 para as mesmas faixas de energia (< 15 EeV em verde; $15 - 30$ EeV em azul; > 30 EeV em vermelho). O deslocamento dos pontos ilustra o impacto da deflexão magnética galáctica nas trajetórias originais dos UHECRs.

15° (azul escuro) a mais de 140° (amarelo). A grade a cada 30° em longitude e 15° em latitude fornece referência para avaliar visualmente o comprimento e a direção de cada vetor de deflexão. Na Figura 10 - (b) exibimos o mesmo procedimento para eventos assumidos como prótons. Aqui, os ângulos de deflexão são tipicamente menores, variando de cerca de 2° (azul escuro) até 60° (amarelo), e as setas são consequentemente mais curtas. As setas permitem comparar diretamente a magnitude das deflexões magnéticas em função da carga e energia das partículas.

Em geral, o ângulo de deflexão θ de uma partícula cósmica ao atravessar um campo magnético é inversamente proporcional à sua rigidez $R = E/Z$ e pode ser aproximado por

$$\theta \simeq \frac{Ze}{E} \int_0^L B_{\perp} dl \approx 0.5^{\circ} Z \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{L}{1 \text{kpc}} \right) \left(\frac{E}{10^{20} \text{eV}} \right)^{-1},$$

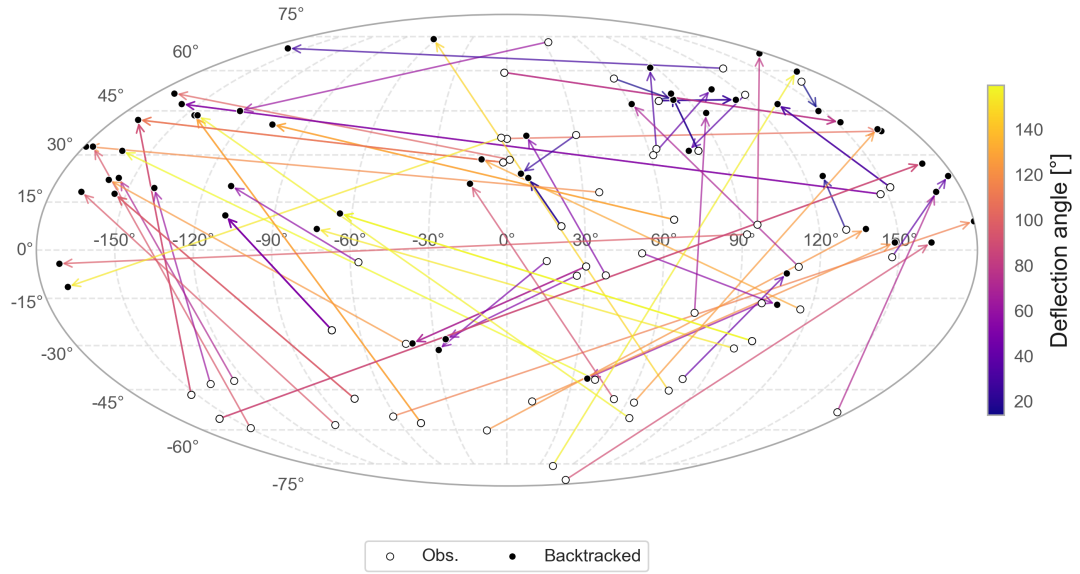
onde Z é o número atômico do núcleo, E a energia da partícula, $B_{\perp}$ o componente do campo magnético Galáctico perpendicular à trajetória e L a extensão percorrida dentro do campo. Consequentemente, prótons ($Z = 1$) com $E \sim 10^{19}$ eV apresentam deflexões típicas de poucos graus, enquanto núcleos pesados, como ferro ($Z = 26$), podem ser desviados em dezenas de graus sob as mesmas condições energéticas. Este comportamento, evidente nos histogramas de deflexão obtidos para diferentes composições (Figura 11), está em concordância com o modelo de campo magnético JF12 [21].

Para quantificarmos a deflexão dos eventos de UHECRs, a Figura 11 - (a) apresenta o histograma dos ângulos de deflexão resultantes do back-tracking considerando os eventos com composição de ferro. As barras indicam o número de eventos em cada intervalo de ângulo, subdividido pelas três faixas de energia (< 15 EeV em verde, $15\text{--}30$ EeV em azul e > 30 EeV em vermelho). Como esperado, observa-se que partículas de ferro sofrem altas deflexões, com valores distribuídos ao longo de todo o intervalo de $\sim 10^{\circ}$ até quase 160° , sendo mais comuns angulações entre 50° e 120° . A curva de densidade suavizada sobreposta destaca um pico em torno de $70^{\circ}\text{--}90^{\circ}$, indicando que a maioria dos eventos é desviada nessa faixa de ângulo elevado. Na Figura 11 - (b) exibe-se o histograma equivalente para composição predominantemente de prótons. Aqui as deflexões são manifestamente menores, confinando-se ao intervalo aproximado de 0° a 60° , com concentração acentuada abaixo de 30° . A curva de densidade suavizada revela um máximo em torno de $15^{\circ}\text{--}25^{\circ}$, demonstrando que prótons sofrem desvios mais reduzidos pelo campo magnético Galáctico em comparação com núcleos pesados.

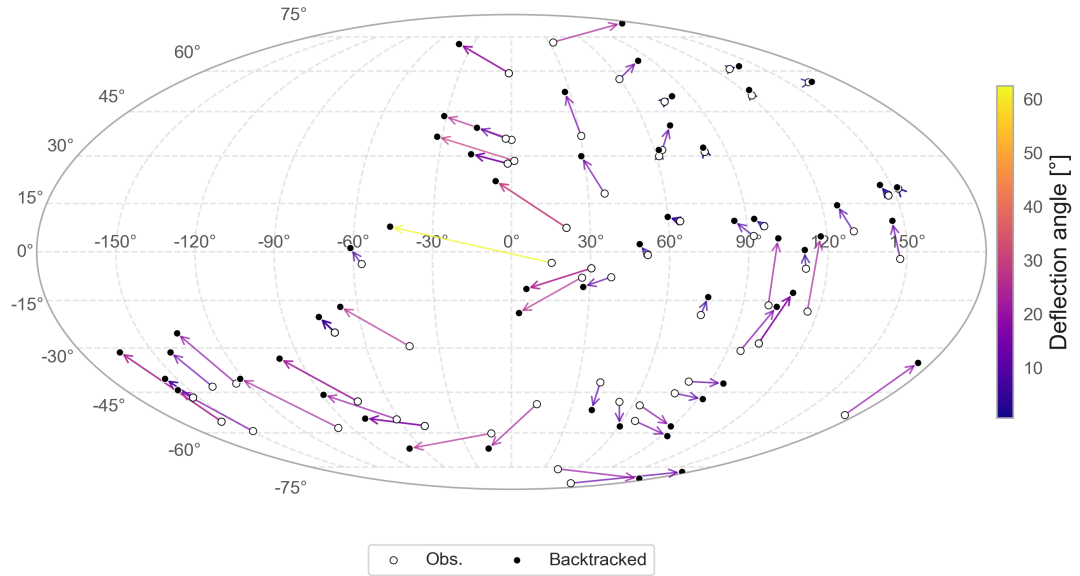
Os resultados desta seção mostram que o ângulo de deflexão θ dos UHECRs ao atravessarem o campo magnético Galáctico descrito pelo modelo JF12 depende sensivelmente da rigidez E/Z das partículas. Prótons ($Z = 1$) apresentam desvios tipicamente da ordem de algumas dezenas de graus, com pico abaixo de $\sim 25^{\circ}$, enquanto núcleos pesados como ferro ($Z = 26$) podem ser desviados em até $\sim 150^{\circ}$, espalhando-se por praticamente toda a projeção Mollweide. Esse contraste evidencia a importância de se determinar a composição primária dos UHECRs para reconstituir com precisão suas trajetórias de origem, mesmo em energias extremas. A combinação de vetores de deflexão e histogramas de ângulos fornece, portanto, uma fundamentação quantitativa para as futuras tentativas de identificação de fontes astrofísicas desses eventos.

4 Propagação de raios cósmicos

Neste capítulo, descrevemos nosso estudo sobre a propagação extragaláctica de UHECRs empregando o código de simulação *PriNCe* (**P**ropagation including **N**uclear **C**ascade **e**quations) [6]. Nosso objetivo é expor os principais aspectos do processo de propagação e avaliar como a distân-

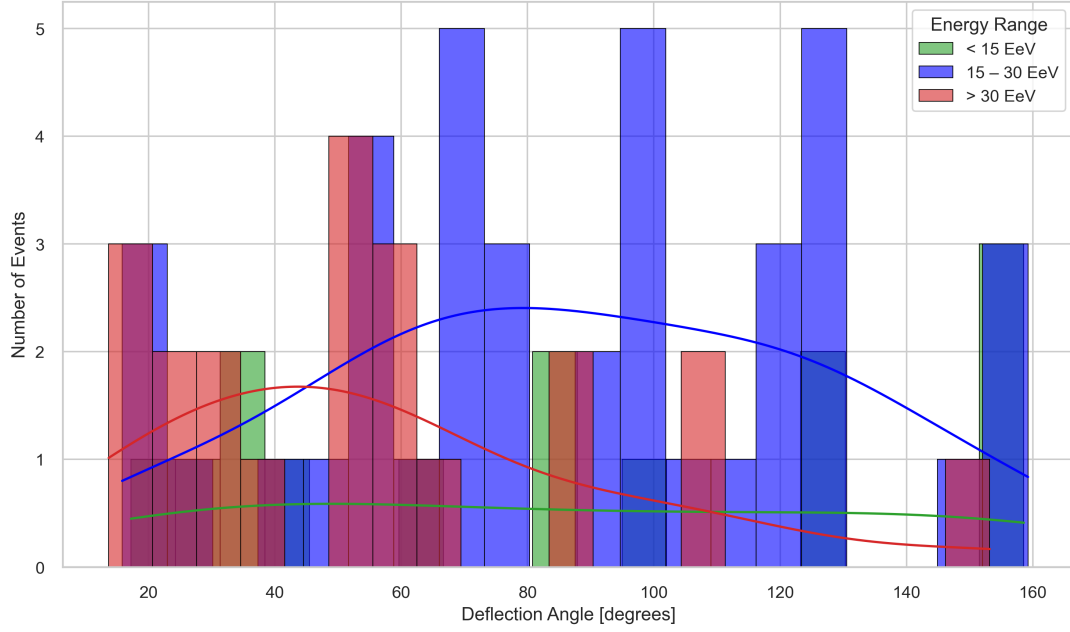


(a) Deflexão de UHECRs - Ferro

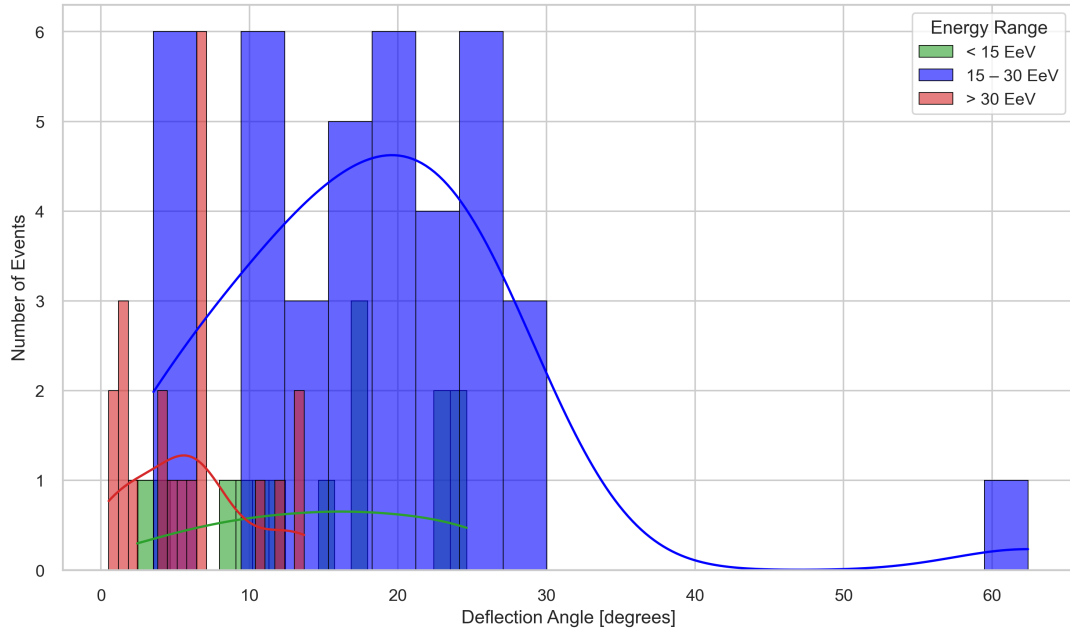


(b) Deflexão de UHECRs - Próton

Figura 10: (a) Projeção Mollweide das direções de chegada observadas dos UHECRs detectados pelo Pierre Auger Observatory, agrupadas em três faixas de energia (< 15 EeV em verde; $15\text{--}30$ EeV em azul; > 30 EeV em vermelho). As grades a cada 30° em longitude e 15° em latitude permitem localizar concentrações e dispersões angulares antes da aplicação do modelo de campo magnético. (b) Projeção Mollweide das direções de chegada back-tracked pelo modelo JF12 para as mesmas faixas de energia (< 15 EeV em verde; $15\text{--}30$ EeV em azul; > 30 EeV em vermelho). O deslocamento dos pontos ilustra o impacto da deflexão magnética galáctica nas trajetórias originais dos UHECRs.



(a) Histograma de UHECRs - Ferro



(b) Histograma de UHECRs - Próton

Figura 11: Histogramas dos ângulos de deflexão θ resultantes do back-tracking pelo modelo JF12, para as composições de ferro (a) e prótons (b), subdivididos em três faixas de energia (< 15 EeV em verde; $15\text{--}30$ EeV em azul; > 30 EeV em vermelho). As curvas de densidade suavizada ilustram a distribuição contínua dos desvios em cada caso, ressaltando deflexões muito maiores para núcleos de ferro em comparação com prótons.

cia de origem, a composição nuclear e o fluxo dessas partículas influenciam o espectro observado pelo Observatório Pierre Auger [10].

Podemos dividir a propagação em dois regimes distintos. No regime Galáctico, os raios cósmicos percorrem apenas o meio interestelar da Via Láctea, atravessando nuvens de gás ionizado e regiões com campos magnéticos cuja coerência estende-se por dezenas de parsecs [23]. Já no regime extraGaláctico, o foco deste Capítulo, as trajetórias incluem longas distâncias entre galáxias, onde as partículas experimentam o campo magnético de grande escala presente em filamentos e vazios cósmicos, além de sofrer perdas adicionais por fotodesintegração e interações adiabáticas associadas à expansão do Universo. Por simplicidade, não consideraremos o efeito do campo magnético extragaláctico. Uma visão detalhada deste Capítulo encontra-se na Tabela abaixo.

Subtópico II – Comparação dos resultados com os dados

Objetivo: Simular UHECRs com o código Prince e comparar com os dados do Observatório Pierre Auger

Tasks:

- Calcular os efeitos de EBL (*Extragalactic Background Light*) e perdas de energia na propagação extragaláctica de partículas.
- Comparar os resultados com o espectro do Observatório Pierre Auger.

4.1 Radiações Cósmicas e Principais perdas de energia

4.1.1 Radiações cósmicas

Nesta seção, apresentamos as radiações de fundo relevantes para a propagação de UHECRs e discutimos os principais processos de perda de energia que delas decorrem. A luz de fundo extragaláctica EBL é a soma de toda a luz emitida em todo o espectro eletromagnético ao longo da história do Universo. Ela inclui os chamados fundos cósmicos, que cobrem uma ampla faixa de comprimentos de onda, desde os raios gama até as ondas de rádio, e estão associados a fenômenos primordiais [1, 24].

Essas radiações cósmicas de fundo são campos difusos de fótons que preenchem o espaço e interagem com partículas de alta energia. Entre as mais relevantes estão: a CMB (*Cosmic Microwave Background*, ou radiação cósmica de fundo de micro-ondas), a CIB (*Cosmic Infrared Background*, ou radiação cósmica infravermelha) e a COB (*Cosmic Optical Background*, ou radiação cósmica no óptico). Nesta seção, detalharemos cada uma delas e discutiremos como interferem na propagação dos raios cósmicos, veja Figura 12.

Essas radiações são importantes porque resultam em efeitos que causam perdas de energia nos raios cósmicos, como a produção de pares, a fotoprodução de píons (responsável pelo efeito GZK) e a fotodesintegração de núcleos - processos que também serão explicados nas próximas subseções.

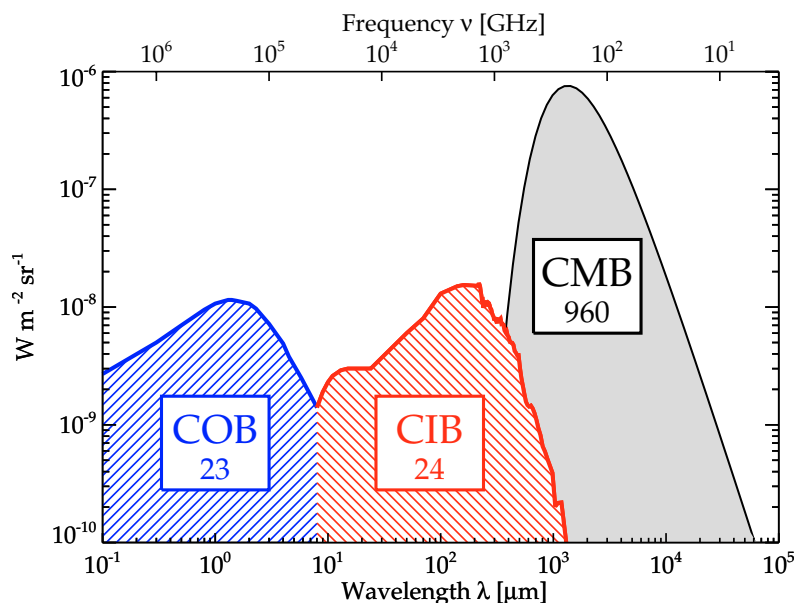


Figura 12: Distribuições Espectrais de Energia esquemáticas dos fundos mais intensos do Universo, com seu brilho aproximado em $\text{nW m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ indicado em cada caixa. Da direita para a esquerda: Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas (RCM), Fundo Cósmico Infravermelho (RCI) e Fundo Cósmico Óptico (COB). Figura retirada de [25].

Radiações cósmicas

1. Radiação Cósmica de Micro-ondas (RCM)
2. Radiação Cósmica Infravermelha (RCI)
3. Radiação cósmica no Óptico (COB)

I. Radiação cósmica de micro-ondas

Cerca de 380.000 anos após o Big Bang, o Universo havia esfriado até cerca de 3000 K, tornando-se transparente aos fótons que, até então, permaneciam acoplados à matéria. Essa “liberação” de radiação deu origem ao que hoje chamamos de Radiação Cósmica de Fundo em Micro-ondas. À medida que o Universo se expandiu, seus comprimentos de onda foram esticados (redshift), deslocando o pico de emissão de aproximadamente $1 \mu\text{m}$, na região visível-infravermelha, para cerca de $1,9 \text{ mm}$, na faixa de micro-ondas. Atualmente, a CMB apresenta uma temperatura de aproximadamente 2.725 K, apenas algumas frações de grau acima do zero absoluto. Como todo raio cósmico ultradenso cruza esse campo de fótons, são na CMB que ocorrem mecanismos cruciais de perda de energia, desde a produção de pares elétron-pósitron até a fotoprodução de píons, fundamentais para modelar o espectro observado em detectores terrestres [11, 25].

II. Radiação cósmica infravermelha

A Radiação Cósmica Infravermelha de Fundo (RCI) corresponde a um brilho difuso de fótons infravermelhos que preenche todo o espaço. Em vez de provir de fontes pontuais, ela resulta da soma de toda a radiação infravermelha emitida por estrelas, galáxias e outros objetos ao longo

da história cósmica. Grande parte dessa luz original jamais nos chega diretamente: durante seu trajeto, poeira e gás absorvem radiação ultravioleta e visível e reemitem essa energia em comprimentos de onda mais longos, no infravermelho, pelo chamado processo de emissão térmica — responsável pela parcela dominante da RCI. Além disso, contribuem para esse fundo a radiação síncrotron, gerada por elétrons acelerados em campos magnéticos, e a emissão resultante da recombinação de átomos de hidrogênio e hélio no universo primordial.

Como um verdadeiro “registro fóssil” do Universo, a RCI contém informações valiosas sobre a formação de galáxias, a evolução de nuvens de poeira e os mecanismos de aglomeração da matéria em grande escala ao longo do tempo cósmico [11, 25].

III. Radiação cósmica no óptico

O Fundo Cósmico Óptico (COB) corresponde ao brilho difuso na faixa visível do espectro eletromagnético: a luz “que nossos olhos poderiam captar” se não fosse tão fraca. A maior parte desse brilho origina-se das estrelas formadas ao longo da história cósmica, sobretudo em galáxias com redshift $z \lesssim 10$, ou seja, relativamente próximas em termos astronômicos. Fontes adicionais incluem reinos ativos em torno de buracos negros supermassivos (AGNs), explosões de supernova e até eventuais decaimentos de partículas exóticas.

O COB funciona como um “registro fotográfico” do Universo: nele estão impressos vestígios do nascimento e da morte estelar, desde as primeiras gerações de estrelas da População III até as galáxias mais recentes. Comparar o brilho total do COB com a soma da luz atribuída a objetos individuais ajuda a quantificar quanta radiação visível ainda permanece sem identificação.

[26]

4.2 Perdas de energia

4.2.1 Fotoprodução de píons e o efeito GZK

Os prótons e outros núcleos interagem com os fótons difusos que preenchem o Universo, e essa probabilidade cresce com a energia da partícula. Quando um próton ultrarrelativístico possui energia no referencial de centro de massa superior a $\sim 280 \text{ MeV}$ (seu limiar para a fotoprodução de píons) e energia no laboratório da ordem de 10^{20} eV , a colisão com um fóton da CMB pode gerar uma ressonância Δ^+ , seguida da produção de píons e da consequente perda de energia do próton original.

Esse mecanismo, conhecido como efeito GZK (Greisen–Zatsepin–Kuzmin) devido aos seus descobridores, impõe um “corte” no espectro de raios cósmicos observáveis na Terra. Esquematicamente (ver Figura 13), temos:

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} p + \pi^0 \\ n + \pi^+ \end{cases}$$

A ressonância Δ^+ existe por apenas $\sim 10^{-24} \text{ s}$, tempo suficiente para fragmentar o próton em um pión e um nucleon, o que reduz tipicamente $\sim 200 \text{ MeV}$ da energia cinética do próton por interação [11, 23].

Além de responsáveis pelo corte no espectro de prótons, esses processos geram raios gama: os píons neutros decaem quase instantaneamente em pares de fótons: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, ou, em menores proporções, em léptons e fótons: $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$. Dessa forma, a energia perdida pelo próton

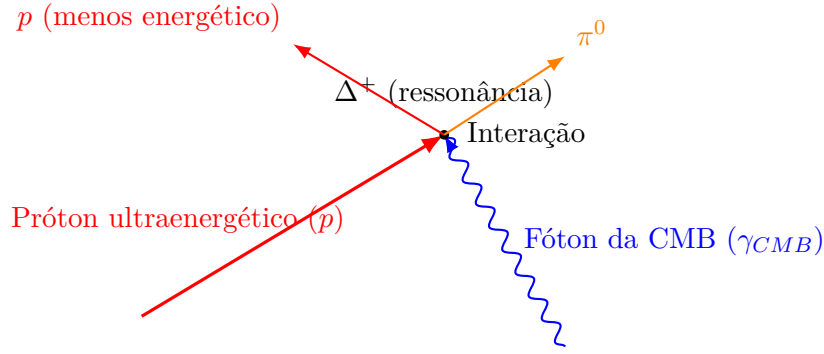


Figura 13: Esquema ilustrativo do Efeito GZK: interação de um próton ultraenergético com fótons do Fundo Cósmico de Micro-ondas, levando à produção de píons e à perda de energia do próton.

é, indiretamente, convertida em radiação gama. Por fim, define-se a *esfera GZK* como o raio máximo de origem de partículas que ainda chegam à Terra com energia acima do corte, uma distância além da qual as perdas acumuladas na fotoprodução de píons tornam sua detecção inviável [11].

Curiosidade sobre a descoberta do pión!

César Lattes e o mediador da força nuclear

Em 1935, o físico japonês Hideki Yukawa propôs que a força forte, responsável pela coesão dos núcleos atômicos, seria mediada por uma nova partícula: o méson π . Dois anos depois, em 1937, Carl D. Anderson e Seth H. Neddermeyer, ao buscarem esse “píon”, identificaram por acaso o múon (μ), cuja massa ($\approx 105 \text{ MeV}$) era próxima àquela prevista para o π ($135\text{--}140 \text{ MeV}$), o que gerou a confusão inicial.

Já em 1943, teóricos previram que o píon decairia em um múon, que por sua vez se desintegraria em um elétron e neutrinos, sequência de decaimentos confirmada experimentalmente em seguida. Em 1946, o brasileiro César Lattes obteve uma bolsa de estudos, curiosamente financiada por uma empresa de charutos, para trabalhar na Universidade de Bristol, no grupo de Cecil Powell (futuro Nobel de Física, 1950) e Giuseppe Occhialini, que já colaborara com cientistas da USP.

Pouco depois, Lattes contribuiu decisivamente para a descoberta experimental definitiva do píon [27]. Lattes introduziu no Brasil o uso de emulsões nucleares “supercarregadas”, películas fotográficas aprimoradas com compostos como o borato, nas quais partículas ionizantes deixam trilhas que podem ser examinadas ao microscópio. Essa técnica, fundamental para o mapeamento de eventos de partículas, formou gerações de pesquisadores brasileiros em física de altas energias [28]. Em experimentos com ciclotrons, aceleradores que impulsionam prótons em trajetórias helicoidais, Lattes observou diretamente mésons π^+ e π^- produzidos por fotoprodução, marcando a primeira geração controlada dessas partículas em laboratório [27].

4.2.2 Produção de pares

O processo de produção de pares, visto do referencial do núcleo, pode ser representado pela reação

$$A + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow A + e^+ + e^-,$$

onde A é o núcleo carregado, inicialmente em repouso. Nesse fenômeno, um fóton de alta energia interage com o núcleo, gerando um par elétron-pósitron sem alterar significativamente o núcleo, veja Figura 14. Esse processo ocorre quando a energia do fóton atinge o limiar de aproximadamente 1 MeV [24].

Como a fração de energia perdida em cada interação é muito pequena, a produção de pares pode ser tratada como um mecanismo contínuo de atenuação. No referencial de laboratório, adotando-se $m_\gamma = 0$, a condição de conservação de energia para este processo torna-se:

$$E_A E_{\gamma_{\text{CMB}}} = \Delta m \left(m_A + \frac{\Delta m}{2} \right)$$

onde $\Delta m = 2m_e$ é o incremento de massa correspondente ao par elétron-pósitron [23]. Além

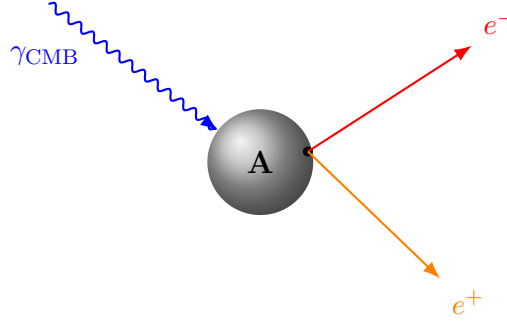


Figura 14: Produção de pares: um fóton da CMB interage com um núcleo A , gerando um par elétron-pósitron.

disso, o par formado pode aniquilar-se, emitindo dois fótons de energia aproximadamente igual à massa de repouso do elétron (0.511 MeV cada). Esses raios gama secundários contribuem para o fluxo observado na Terra, não proveniente diretamente de fontes astrofísicas, mas sim de interações de partículas durante sua propagação [1, 11].

4.2.3 Fotodesintegração de núcleos pesados

A fotodesintegração (ou fotoerosão) é o mecanismo de perda de energia mais eficiente para núcleos com número de massa $A > 2$. Ela ocorre quando um núcleo interage com um fóton de alta energia, tipicamente da radiação cósmica de fundo, e se fragmenta em núcleos mais leves. Durante a propagação intergaláctica, esses núcleos perdem energia pela emissão de prótons, nêutrons ou agrupamentos como núcleos de hélio. Por exemplo, um átomo de silício pode sucessivamente liberar fragmentos ${}^4\text{He}$ ao colidir com fótons de fundo.

Nesta subseção, examinamos quatro regimes principais de fotodesintegração:

1. **Ressonância de Dipolo Gigante (GDR):** Atua em energias de fóton no núcleo entre ~ 10 e 30 MeV, produzindo um pico largo na seção de choque de absorção de γ pelos núcleos, característico de oscilações coletivas de prótons contra nêutrons [11].
2. **Mecanismo Quasi-Deuteron (QD):** Para energias até ~ 150 MeV, o fóton interage preferencialmente com pares de núcleons (próton-nêutron) dentro do núcleo, que se comportam como um “mini-deutério” (${}^2_1\text{H}$), promovendo sua quebra [11].
3. **Produção de Mésons:** Em energias intermediárias, o fóton pode excitar estados bari-

ônicos (ressonâncias), por exemplo

$$\gamma + p \rightarrow \Delta(1232) \rightarrow p + \pi^0,$$

onde $\Delta(1232)$ decai num próton e um pión neutro [29].

4. **Foto-Fragmentação (PF):** Acima de ~ 1 GeV, o núcleo sofre fragmentação múltipla, emitindo diversos fragmentos leves e nucleons, esvaziando progressivamente sua massa e energia.

Em cada etapa, o núcleo original perde energia de forma quase contínua, pois a fração de energia removida em cada interação é pequena. À medida que as interações se sucedem, o átomo torna-se cada vez mais leve, modificando sua composição nuclear e influenciando o espectro final dos UHECRs detectados na Terra. A figura 15 ilustra esse fenômeno:

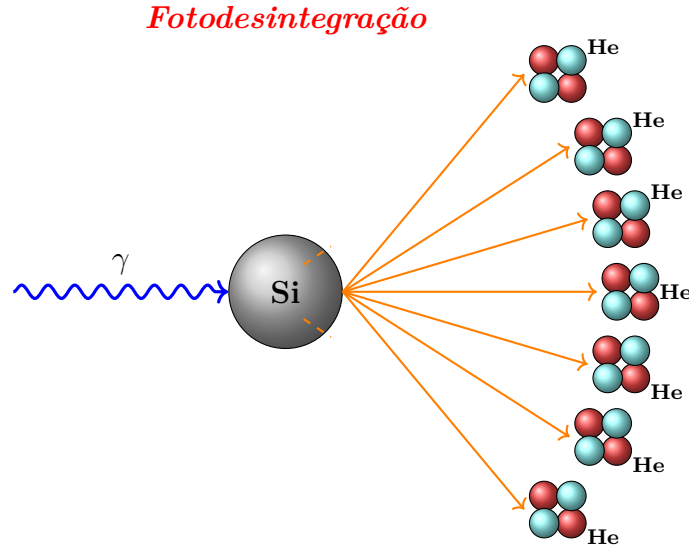
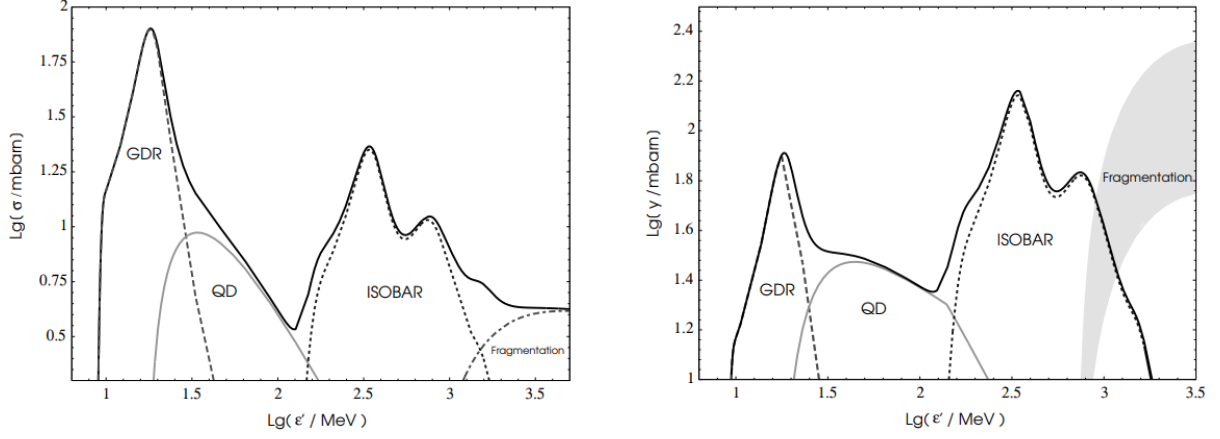


Figura 15: Esquema de fotodesintegração de um núcleo de silício (**Si**) por um fóton de alta energia, resultando na emissão de núcleos de hélio (**He**).

A figura 16 apresenta alguns aspectos da fotodesintegração mencionados. Podemos concluir alguns pontos a partir delas:

- (a) A figura (a) mostra a seção de choque total σ_{tot} da fotodesintegração em função da energia do fóton incidente, evidenciando a probabilidade de ocorrência do processo em diferentes faixas de energia. Identificam-se claramente os picos correspondentes a GDR (ressonância de dipolo gigante), QD (quasi-deuteron), ISOBAR (produção de mésons via ressonâncias bariônicas) e fragmentação nuclear, conforme discutido anteriormente.
- (b) A figura (b) apresenta o número médio de núcleons emitidos por interação versus a energia do fóton, fornecendo uma estimativa da energia perdida pelo núcleo em cada evento. A curva de fragmentação aparece com uma faixa sombreada, que representa a incerteza entre dois cenários extremos: evaporação gradual do núcleo remanescente versus destruição instantânea na primeira interação.



(a) Seção de choque total para fotodesintegração.

(b) Número médio de núcleons emitidos por interação.

Figura 16: Contribuições dos diferentes processos (GDR, QD, ISOBAR e fragmentação) para a fotodesintegração nuclear. Figuras retiradas de [30]

4.3 PriNCe - Propagation including Nuclear Cascade equations

O código *PriNCe* (**P**ropagation including **N**uclear **C**ascade equations) calcula a propagação de UHECRs ao longo de trajetórias extragalácticas, incorporando processos físicos como perdas de energia, interações com fótons de fundo e transformações de núcleos devido a fotodesintegração.

Matematicamente, o problema reduz-se à integração de um sistema de equações diferenciais que governam a evolução, em tempo e energia, da densidade comóvel $Y_i(E_i, z)$ para cada espécie de partícula i (prótons, núcleos leves e pesados, etc.). Aqui, Y_i é a quantidade média de partículas i por unidade de volume em um Universo em expansão. A equação geral é:

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial E} [b_{\text{ad}}(E, z) Y_i] - \frac{\partial}{\partial E} [b_{e^+e^-}(E, z) Y_i] - \tau_i^{-1}(E, z) Y_i + \sum_j Q_{j \rightarrow i}[Y_j] + J_i(E, z), \quad (1)$$

onde:

- $\partial_t Y_i$ – variação temporal da densidade comóvel da espécie i .
- $b_{\text{ad}} = -\dot{E}_{\text{ad}}$ – taxa de perda de energia por expansão cósmica (perdas adiabáticas).
- $b_{e^+e^-} = -\dot{E}_{e^+e^-}$ – perdas por produção de pares elétron–pósitron na interação com a radiação de fundo.
- τ_i^{-1} – coeficiente de interação fotonuclear (inclui decaimentos espontâneos e fotodesintegração).
- $Q_{j \rightarrow i}[Y_j]$ – termo de acoplamento que representa o surgimento de partículas i a partir da fragmentação ou decaimento de espécies j .
- $J_i(E, z)$ – termo fonte, definindo a injeção de partículas i pelas fontes astrofísicas.

Em lugar de uma simulação tridimensional completa, assume-se que, em altas energias, as partículas descrevem trajetórias essencialmente retilíneas (regime balístico), dada a fraca deflexão pelos campos magnéticos coerentes em escalas galácticas e intergalácticas. Dessa forma,

a dependência temporal pode ser convertida em função do *redshift* z , simplificando a modelagem sem comprometer a precisão em regimes de alta energia [6].

O código permite ainda parametrizar as fontes de UHECRs quanto à:

1. **Espectro de emissão:** forma e normalização da distribuição de energia.
2. **Composição nuclear:** frações relativas de prótons, hélio, carbono, ferro etc.
3. **Distribuição no espaço-tempo:** fontes isotrópicas e homogêneas, separadas por distâncias muito inferiores ao comprimento de difusão efetivo.

Com essa formulação, o *PriNCe* gera perfis espectrais simulados que podem ser comparados diretamente com o espectro observado pelo Observatório Pierre Auger, permitindo explorar sistematicamente o impacto da distância, composição e evolução da população de fontes sobre o sinal detectado.

4.4 Simulações e resultados

Nesta seção apresentamos os resultados da propagação utilizando o código *PriNCe* [6]. Realizamos diferentes simulações variando as distâncias das fontes para avaliar o impacto das perdas de energia e da composição química no espectro total de partículas medido. Para isso, simulamos um espectro de injeção “hard” (índice espectral $\gamma = 1.0$) com composições mistas de elementos na fonte, fixando as energias mínima e máxima em $E_{\min} = 10^{18}$ eV e $E_{\max} = Z \times 10^{19.7}$ eV, respectivamente. As simulações isotrópicas incluem fontes até $D_C \approx 3400$ Mpc (equivalente a $z \approx 1,0$ ⁵). Além disso, comparamos diferentes modelos de EBL para quantificar como a atenuação extragaláctica afeta o espectro final [25].

4.4.1 Efeito da distância e composição no espectro de energia

As partículas são geradas nas fontes segundo uma lei de potência ($dN/dE = E^{-\gamma}$) e propagam-se pelo meio intergaláctico, interagindo com a radiação cósmica de fundo conforme discutido na Seção 4.1.1. O gráfico 17 ilustra as diferenças entre os modelos de EBL implementados no código, sendo que, neste trabalho, adotamos os modelos de Gilmore e de Domínguez [31].

Nas Figuras 18 apresentamos o resultado da injeção “hard” de ferro e nitrogênio, ilustrando em cada painel colorido as contribuições de diferentes faixas de redshift, e comparando os modelos de EBL de Gilmore et al. (linha cheia) e Domínguez et al. (linha pontilhada) [25]. Observa-se que, à medida que o redshift aumenta, o pico de $E^3 J(E)$ desloca-se para energias progressivamente menores e sofre redução de amplitude, devido ao aumento do processo de foto-desintegração, gerando uma maior contribuição de partículas leves. No modelo de Domínguez, a supressão do fluxo torna-se mais pronunciada em $E \gtrsim 10^{19.5}$ eV, achatando o contorno do pico principal; já no modelo de Gilmore a atenuação é um pouco menor, resultando em um pico ligeiramente mais estreito e deslocado para energias superiores. Essas diferenças tornam-se especialmente evidentes nos painéis de maior redshift, onde a escolha do modelo de EBL impacta de forma significativa a forma e amplitude do espectro de partículas.

Como mostrado na Figura 19, os três modelos de composição química apresentam comportamentos distintos quando confrontados com os dados experimentais do Pierre Auger Observatory

⁵Em um modelo CDM plano com $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$ e $\Omega_\Lambda = 0.7$, a distância comóvel até $z = 1$ é $D_C \approx 3400 \text{ Mpc}$.

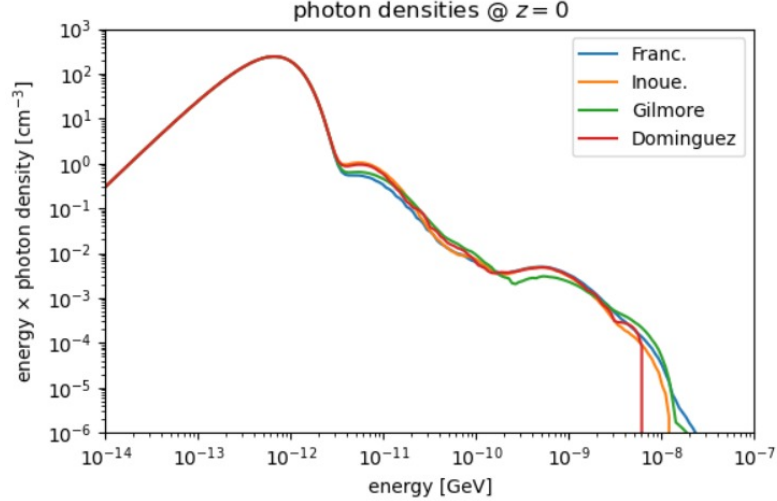


Figura 17: Densidade espectral de fótons do fundo extraGaláctico de luz no redshift $z = 0$, representada como $E \cdot n(E)$ em unidades de cm^{-3} versus a energia do fóton em GeV. As curvas correspondem aos modelos de Franceschini et al. (azul), Inoue et al. (laranja), Gilmore et al. (verde) e Domínguez et al. (vermelho) [31]. Observa-se um pico comum em torno de $E \sim 10^{-11}$ – 10^{-9} GeV, relacionado ao infravermelho e ótico, seguido por uma segunda estrutura menor no ultravioleta. As pequenas diferenças entre os modelos na região ótica refletem distintas estimativas da evolução estelar e do acúmulo de poeira, enquanto o corte abrupto indicado pela linha vertical vermelha ($E \sim 10^{-8}$ GeV) evidencia a energia máxima considerada no modelo de Domínguez et al.

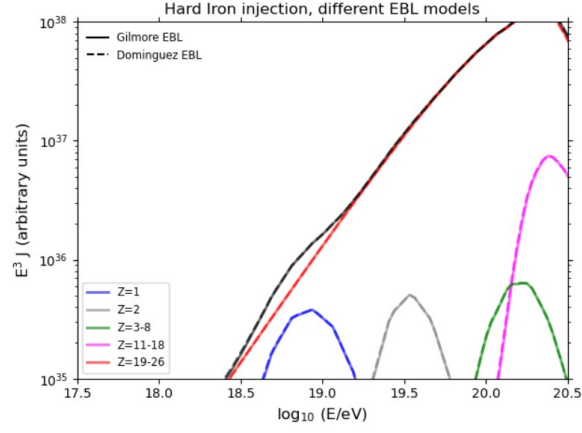
Tabela 4: Composições dos Modelos A, B e C

Modelo	f_{H}	f_{He}	f_{N}	f_{Si}	f_{Fe}
A	0.5	0.3	28.1	4.6	0.2
B	0.6	0.1	0.1	0.01	0.0
C	0.0	67.3	28.1	4.6	0.0

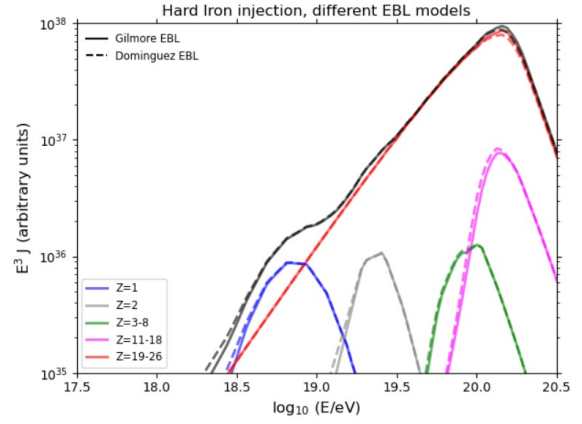
(Auger 2017 [32]), veja Tabela 4. No modelo A observa-se boa concordância com os pontos experimentais na região de transição (10^{18} – 10^{19} eV), porém a curva teórica tende a superestimar o fluxo acima de $\sim 10^{19.5}$ eV, indicando que a presença significativa de prótons e hélio pode ser excessiva em energias mais altas. Já o modelo B, quase puramente leve, falha em reproduzir a região conhecida como “tornozelo” em $\sim 10^{18.7}$ eV e exibe uma queda abrupta acima de 10^{19} eV, afastando-se dos dados Auger e sugerindo que uma mistura quase sem núcleos pesados não é compatível com o espectro observado. Por fim, o modelo C, em que a composição é dominada por hélio e nitrogênio, ajusta com maior precisão tanto o “tornozelo” quanto a inclinação de decaimento do fluxo até 10^{20} eV, mostrando concordância ampla com os pontos experimentais na faixa de $10^{18.5}$ – $10^{19.5}$ eV. Esses resultados, resumidos na Tabela 4, indicam que cenários com predomínio de elementos intermediários e contribuições moderadas de componentes leves (como no modelo C) oferecem a melhor descrição do espectro de raios cósmicos ultrarrápidos observados pelo Pierre Auger

4.4.2 Efeito das perdas de energia no espectro de partículas

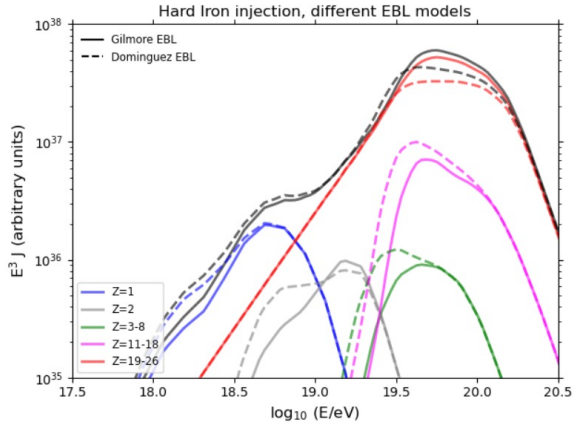
Nesta seção analisamos como diferentes mecanismos de perda de energia moldam o espectro de partículas observado, partindo de uma emissão isotrópica de composição descrita pelo Modelo C (veja Tabela 4) na fonte e acrescentando progressivamente os processos de produção de par,



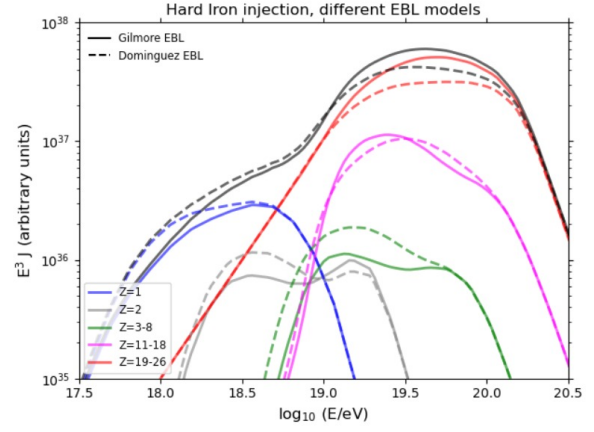
(a) $z = 0.001$



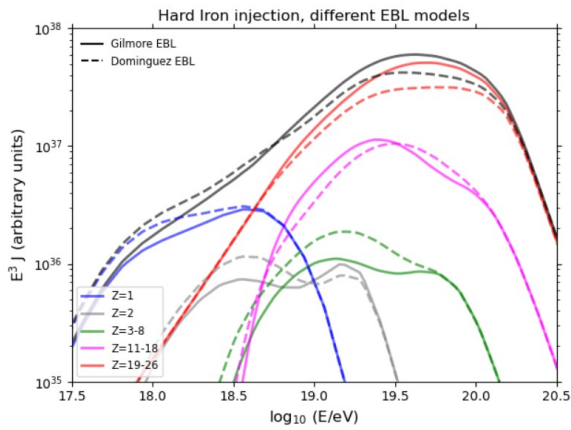
(b) $z = 0.01$



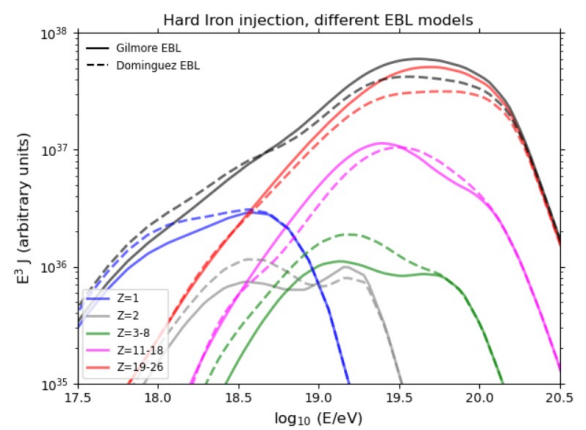
(c) $z = 0.1$



(d) $z = 0.5$



(e) $z = 1$



(f) $z = 3$

Figura 18: Gráficos para diferentes valores de redshift (z) com energia máxima de $E = Z \times 10^{19.7}$ eV. Cada subfigura mostra o espectro correspondente ao valor de z indicado na legenda.

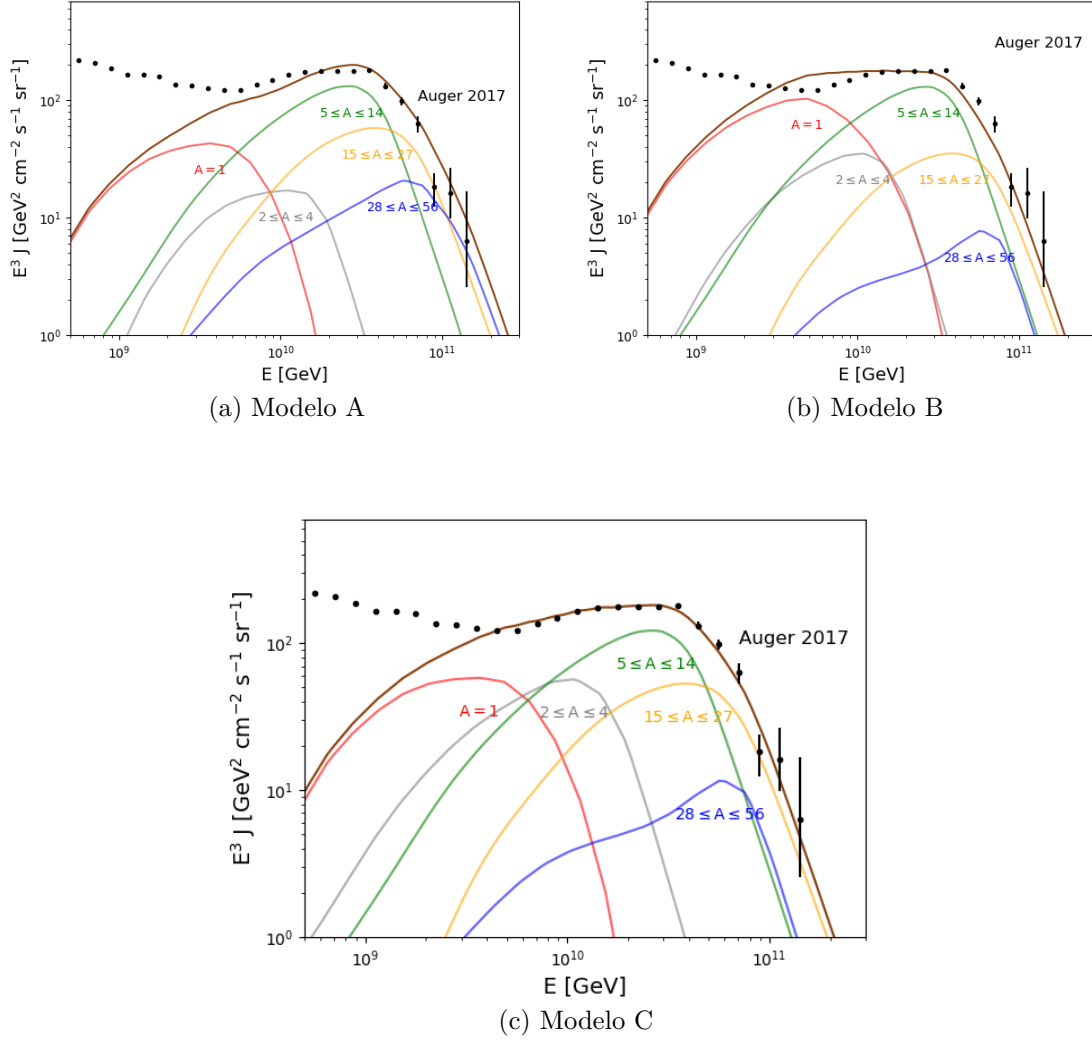


Figura 19: Comparação entre os espectros energéticos previstos pelos modelos A, B e C e os dados experimentais do Pierre Auger Observatory (pontos pretos) de 2017 [32]. Cada curva representa $E^3 J(E)$ em função da energia E , evidenciando como variações na composição química influenciam a forma do “tornozelo” e a inclinação de decaimento do fluxo até $\sim 10^{20}$ eV.

fotodesintegração e perdas adiabáticas. Cada um desses efeitos introduz supressões específicas em distintas faixas de energia, de modo a alterar tanto a inclinação quanto a amplitude do espectro final.

Na Figura 20 apresentamos inicialmente o caso em que não se considera a produção de pares ao longo da propagação. Observa-se que, sem essa perda, a curva $E^3 J(E)$ (linha marrom escura) permanece elevada e suave até energias superiores a 10^{11} GeV, não exibindo a diminuição característica esperada pela interação próton-fóton no fundo de micro-ondas cósmico. Como os prótons não perdem energia, o fluxo é maior nesta região do espectro. Os pontos pretos correspondem aos dados do Pierre Auger Observatory (2017) e mostram um declínio mais acentuado acima de $\sim 10^{10.5}$ eV, evidenciando a importância de incluir a produção de par para reproduzir corretamente a forma do “tornozelo” e a queda do fluxo em altas energias.

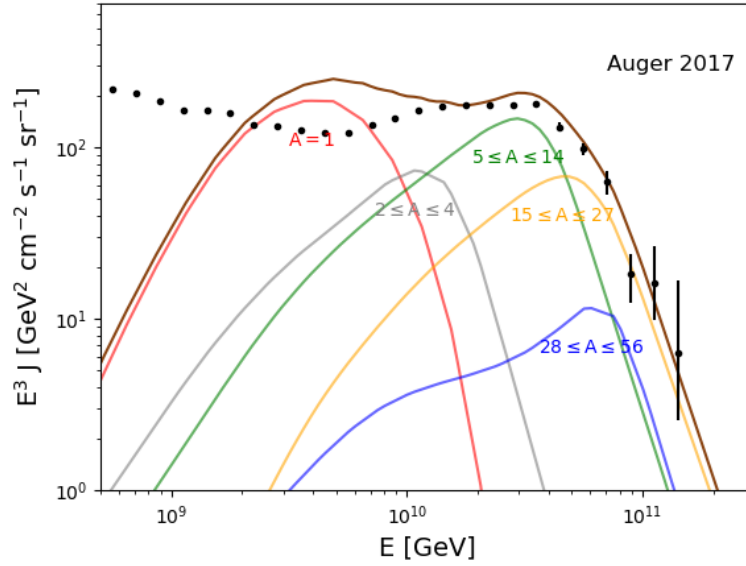


Figura 20: Espectro $E^3 J(E)$ para emissão isotrópica sem perdas por produção de par. A curva contínua marrom mostra o resultado teórico obtido sem incluir esse mecanismo, em contraste com os pontos experimentais do Pierre Auger Observatory (2017) [32].

Quando não se consideram as perdas adiabáticas, ou seja, a diluição de energia das partículas devido à expansão do Universo, o espectro resultante permanece excessivamente “duro” em baixas energias, gerando um fluxo elevado e quase plano até cerca de $10^{9.5}$ GeV, conforme ilustrado na Figura 21. A curva marrom contínua, obtida sem esse mecanismo, exibe um pico deslocado para energias inferiores e não apresenta o achatamento gradual observado experimentalmente entre 10^9 e $10^{10.5}$ GeV. Além disso, a falta de perdas adiabáticas faz com que a contribuição de núcleos leves ($A = 2-4$) e intermediários ($A = 5-14$) mantenha-se exageradamente alta, enquanto os dados do Auger indicam um declínio mais acentuado nessa região. Portanto, não considerar as perdas adiabáticas leva a uma discrepância significativa no formato do “tornozelo” e impede um adequado ajuste do modelo ao espectro observado.

Por fim, quando as perdas por fotodesintegração são ignoradas, o espectro final exibe um comportamento significativamente mais duro em energias elevadas, conforme ilustrado na Figura 22. Com a composição de fonte dominada por hélio ($f_{\text{He}} = 67.3$), nitrogênio ($f_{\text{N}} = 28.1$) e silício ($f_{\text{Si}} = 4.6$), observa-se que, sem a desintegração dos núcleos ao interagirem com fótons de EBL e CMB, a contribuição de componentes mais pesados (particularmente silício e nitrogênio)

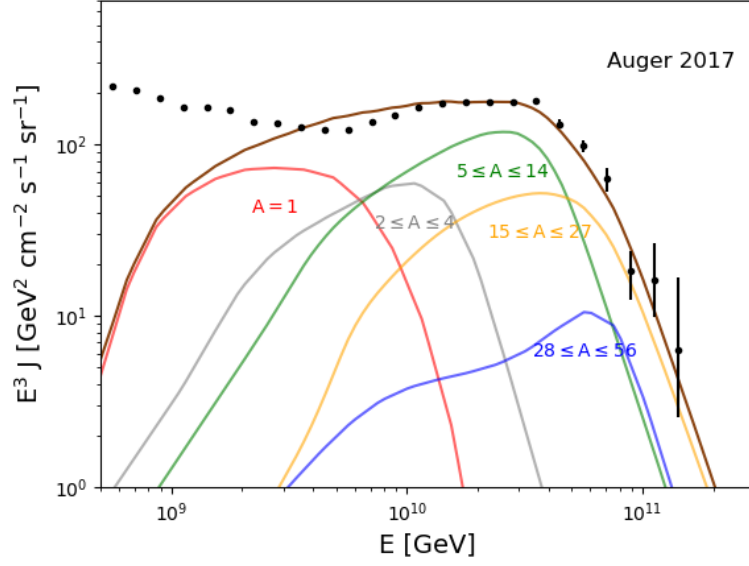


Figura 21: Espectro $E^3 J(E)$ para emissão isotrópica com perdas por produção de par e fotodesintegração incluídas, mas sem considerar perdas adiabáticas devido à expansão cósmica. As curvas coloridas representam contribuições por faixas de massa ($A = 1$ em vermelho, $2 \leq A \leq 4$ em cinza, $5 \leq A \leq 14$ em verde, $15 \leq A \leq 27$ em laranja e $28 \leq A \leq 56$ em azul), enquanto a linha marrom contínua mostra o espectro total. Os pontos pretos são os dados experimentais do Pierre Auger Observatory (2017). A ausência de perdas adiabáticas resulta em um “ankle” excessivamente duro em baixas energias e em um pico deslocado, evidenciando a importância desse mecanismo para reproduzir corretamente a forma do espectro ultrarrápido.

permanece pronunciada até $\sim 10^{11}$ GeV. Isso resulta em um pico deslocado para energias maiores e em uma queda menos abrupta do fluxo em comparação com os dados do Pierre Auger Observatory (2017) [32]. Em suma, desprezar a fotodesintegração faz com que os núcleos pesados cheguem ao observador com energia excessiva, impedindo que o modelo reproduza corretamente o “tornozelo” e a supressão esperada acima de $\sim 10^{19.5}$ eV.

Neste capítulo, concluímos que as simulações realizadas com o código *PriNce* revelam que a forma do espectro de UHECRs depende de maneira crítica da distância das fontes, da composição química injetada e dos mecanismos de atenuação extragaláctica. Ao variar o alcance das fontes até $z \approx 1$ (Figura 18), observamos que contribuições de altas distâncias deslocam o pico de $E^3 J(E)$ para energias menores e reduzem sua amplitude, efeito acentuado quando se adota o modelo de EBL de Domínguez em comparação ao de Gilmore. A comparação entre os três cenários de composição (Tabela 4, Figura 19) demonstra que misturas ricas em elementos intermediários (modelo C) reproduzem com maior fidelidade o “tornozelo” e a supressão acima de $10^{19.5}$ eV registradas pelo Pierre Auger (2017) [32]. Finalmente, a inclusão de todas as perdas de energia: produção de pares, fotodesintegração e adiabáticas, é essencial para modelar corretamente tanto o formato quanto a inclinação do espectro observado, evidenciando que a combinação desses processos física e cosmológica é indispensável para a interpretação robusta dos UHECRs.

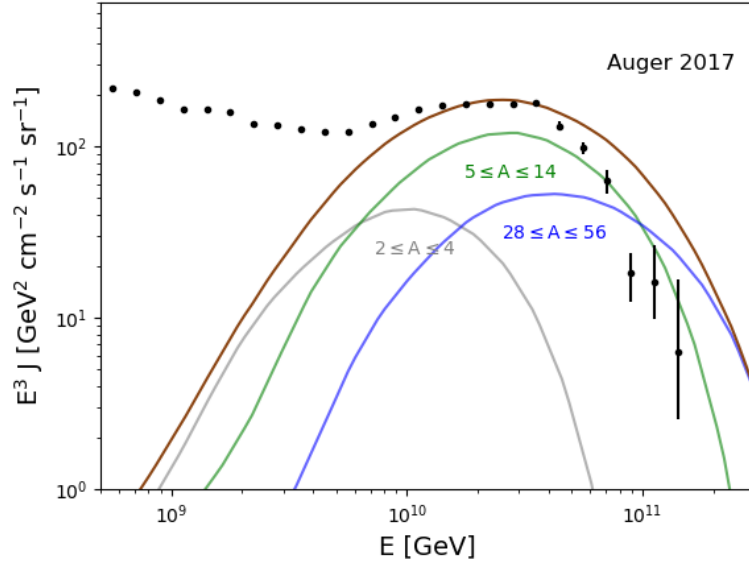


Figura 22: Espectro $E^3 J(E)$ resultante de emissão isotrópica com composição mista na fonte, sem incluir perdas por fotodesintegração. As curvas coloridas correspondem às contribuições de diferentes intervalos de massa atômica ($A = 2-4$ em cinza, $5 \leq A \leq 14$ em verde e $28 \leq A \leq 56$ em azul), enquanto a linha marrom contínua representa o espectro total. A ausência de fotodesintegração mantém um excesso de núcleos pesados em altas energias, resultando em um pico deslocado para energias maiores e em uma supressão menos acentuada acima de $\sim 10^{19.5}$ eV.

5 Conclusão

Este trabalho visou investigar os mecanismos que moldam o espectro de UHECRs desde sua emissão na fonte até a detecção em Terra, combinando análise de dados públicos do Observatório Pierre Auger com simulações numéricas de propagação extragaláctica. Nosso objetivo foi quantificar como a distância das fontes, a composição química inicial e os diferentes processos de perda de energia interagem para produzir o formato observado do espectro, incluindo o “tornozelo” e a supressão em altas energias.

Inicialmente, exploramos a qualidade e a distribuição dos eventos híbridos liberados pelo Auger até 2020, estabelecendo a base empírica para calibrar nosso código de propagação PriNCe [6]. Em seguida, investigamos o papel do campo magnético Galáctico na deflexão e difusão das partículas, aplicando o modelo Jansson & Farrar (JF12) para quantificar o efeito das componentes regular, estriada e turbulenta sobre as trajetórias dos UHECRs. A análise de $N = 59$ eventos híbridos do Pierre Auger revelou que a distribuição em três faixas de energia: 12 eventos ($\approx 20\%$) com $E < 15$ EeV, 35 ($\approx 60\%$) em $15-30$ EeV e 12 ($\approx 20\%$) acima de 30 EeV, está diretamente refletida nos ângulos de deflexão médios. Para prótons, obtivemos

$$\langle \theta \rangle_p = 22^\circ \pm 13^\circ,$$

com cerca de 75% dos desvios abaixo de 30° . Já para núcleos de ferro, a deflexão média elevou-se a

$$\langle \theta \rangle_{\text{Fe}} = 90^\circ \pm 35^\circ,$$

com a maioria dos eventos desviados entre 50° e 120° .

Na etapa de propagação extragaláctica, incorporamos de forma progressiva os principais

mecanismos de atenuação: produção de pares, fotodesintegração e perdas adiabáticas, em diferentes cenários de composição, variando desde injeção rica em prótons até misturas dominadas por hélio e nitrogênio. Também comparamos distintos modelos de EBL (Gilmore e Domínguez) para avaliar a sensibilidade do espectro final ao nível de radiação de fundo. Os resultados mostram que apenas a combinação adequada de composições intermediárias (CNO) e a inclusão de todos os processos de perda reproduz com fidelidade o “tornozelo” e a supressão em altas energias do espectro, ressaltando a importância de cada efeito físico e cosmológico na interpretação dos UHECRs. As simulações extragalácticas usando o modelo C de composição (predominância de CNO) reproduziram o “tornozelo” em $\sim 10^{18.7}$ eV e a supressão acima de $\sim 10^{19.5}$ eV com divergências relativas inferiores a 10% em toda a faixa.

O Observatório Pierre Auger desempenha um papel crucial no estudo das propriedades dos raios cósmicos de mais altas energias, fornecendo um dos maiores conjuntos de dados híbridos disponíveis, combinando detectores de partículas em superfície com telescópios de fluorescência. Graças à sua vasta área de coleta e à sensibilidade a várias componentes do chuveiro atmosférico, o Auger permite determinar com precisão a energia, a composição e a profundidade do máximo desenvolvimento do chuveiro (X_{max}) das partículas incidentes, abrindo janelas para testes físicos além do Modelo Padrão em regimes de energia inalcançáveis por aceleradores terrestres. Além disso, suas observações do espectro, da anisotropia e da composição enriquecem nosso entendimento sobre os mecanismos de aceleração em fontes astrofísicas e sobre os processos de interação envolvendo radiação de fundo, consolidando o Observatório como uma referência essencial para toda a comunidade de física de altas energias.

6 Referências

Referências

- [1] Luis A. Anchordoqui. Ultra-high-energy cosmic rays. *Phys. Rep.* , 801:1–93, April 2019.
- [2] Stefano Gabici, Carmelo Evoli, Daniele Gaggero, Paolo Lipari, Philipp Mertsch, Elena Orlando, Andrew Strong, and Andrea Vittino. The origin of Galactic cosmic rays: Challenges to the standard paradigm. *International Journal of Modern Physics D*, 28(15):1930022–339, January 2019.
- [3] The Pierre Auger Collaboration. The pierre auger cosmic ray observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 798:172–213, 2015.
- [4] Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory open data. *European Physical Journal C*, 85(1):70, January 2025.
- [5] S. Argirò, S. L. C. Barroso, J. Gonzalez, L. Nellen, T. Paul, T. A. Porter, L. Prado, Jr., M. Roth, R. Ulrich, and D. Veberič. The offline software framework of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 580:1485–1496, October 2007.
- [6] Jonas Heinze, Anatoli Fedynitch, Denise Boncioli, and Walter Winter. A New View on Auger Data and Cosmogenic Neutrinos in Light of Different Nuclear Disintegration and Air-shower Models. *ApJ* , 873(1):88, March 2019.
- [7] The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report. *arXiv e-prints*, page arXiv:1604.03637, April 2016.
- [8] T. Suomijärvi. Performance of the Pierre Auger Observatory Surface Detector. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 311–314, January 2008.
- [9] A. Etchegoyen, U. Fröhlich, A. Lucero, I. Sidelnik, and B. Wundheiler. The Pierre Auger Project and Enhancements. In Ricardo Alarcon, Phil Cole, Andres J. Kreiner, and Hugo F. Arellano, editors, *VIII Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications*, volume 1265 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 129–138. AIP, August 2010.
- [10] Pierre Auger Collaboration. Design, upgrade and characterization of the silicon photo-multiplier front-end for the amiga detector at the pierre auger observatory. *Journal of Instrumentation*, 16(01):P01026, jan 2021.
- [11] Rodrigo Sasse. Luminosidade de raios cósmicos de altas energias: análise multimensageira e limites superiores. Dissertação de mestrado, Universidade Federal da Integração Latino-Americana, Foz do Iguaçu, PR, Brasil, 2022.
- [12] Pierre Auger Collaboration. The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 620(2-3):227–251, August 2010.

- [13] Miguel Mostafá and Pierre Auger Collaboration. Hybrid Activities of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 165:50–58, March 2007.
- [14] Pierre Auger Collaboration. Reconstruction of events recorded with the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Journal of Instrumentation*, 15(10):P10021, October 2020.
- [15] The Pierre Auger Collaboration. Depth of maximum of air-shower profiles at the pierre auger observatory: Measurements at energies above $10^{17.8}$ ev. *Physical Review D*, 90(12):122005, 2014.
- [16] Luan B. Arbeletche and Vitor de Souza. On the parametrization of the distributions of depth of shower maximum of ultra-high energy extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 116:102389, 2020.
- [17] Pierre Auger Collaboration. Arrival Directions of Cosmic Rays above 32 EeV from Phase One of the Pierre Auger Observatory. *ApJ*, 935(2):170, August 2022.
- [18] Pierre Auger Collaboration. Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei. *Astroparticle Physics*, 29(3):188–204, April 2008.
- [19] Azadeh Keivani, Glennys R. Farrar, and Michael Sutherland. Magnetic deflections of ultra-high energy cosmic rays from Centaurus A. *Astroparticle Physics*, 61:47–55, February 2015.
- [20] Antonella Castellina and Pierre Auger Collaboration. AugerPrime: the Pierre Auger Observatory Upgrade. In *European Physical Journal Web of Conferences*, volume 210 of *European Physical Journal Web of Conferences*, page 06002, October 2019.
- [21] Ronnie Jansson and Glennys R. Farrar. A New Model of the Galactic Magnetic Field. *ApJ*, 757(1):14, September 2012.
- [22] Larissa Cristina dos Santos. Estudo de deflexões de uhcr na presença do campo magnético galáctico jf2012. Dissertação de mestrado, Universidade Federal da Integração Latino-americana, Instituto latino americano de ciências da vida e da natureza, programa de pós-graduação em física aplicada, 2023.
- [23] Yan Bueno Bandeira and Luiz Fernando Mackedanz. Mecanismos de limitação da energia de raios cósmicos durante sua propagação. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 41(4), 2019.
- [24] Rita de Cássia dos Anjos. *Propagação de raios cósmicos extragaláticos*. Tese de doutorado em física básica, Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.
- [25] H. Dole, G. Lagache, J. L. Puget, K. I. Caputi, N. Fernández-Conde, E. Le Floc’h, C. Papovich, P. G. Pérez-González, G. H. Rieke, and M. Blaylock. The cosmic infrared background resolved by Spitzer. Contributions of mid-infrared galaxies to the far-infrared background. *A&A*, 451(2):417–429, May 2006.
- [26] K. Kawara Y. Matsuoka, N. Ienaka and S. Oyabu. COSMIC OPTICAL BACKGROUND: THE VIEW FROM PIONEER. *The Astrophysical Journal*, jul 2011.

- [27] Edivaldo Moura Santos, José Maria Filardo Bassalo, Mauro S. D. Cattani, Sergio Duarte, and Valdir Guimarães. Experimental particle physics, tracking detectors and cosmic rays: A legacy of César Lattes. *Brazilian Journal of Physics*, 55:102, 2025.
- [28] Cássio Leite Vieira and Antonio A.P. Videira. O papel das emulsões nucleares na institucionalização da pesquisa em física experimental no Brasil. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 33(2):2603–2607, jun 2011.
- [29] V. Crede A.V. Anisovich G. Anton R. Bantes Yu. Beloglazov R. Bogendörfer R. Castelijns A. Ehmanns J. Ernst I. Fabry H. Flemming A. Fösel M. Fuchs Ch. Funke R. Gothe A. Gridnev E. Gutz St. Höffgen I. Horn J. Höbl J. Junkersfeld H. Kalinowsky F. Klein E. Klempt H. Koch M. Konrad B. Kopf B. Krusche J. Langheinrich H. Löhner I. Lopatin J. Lotz H. Matthäy D. Menze J. Messchendorp V.A. Nikonov D. Novinski M. Ostrick A. Radkov A.V. Sarantsev S. Schadmand C. Schmidt H. Schmieden B. Schoch G. Suft V. Sumachev T. Szczepanek U. Thoma D. Walther Ch. Weinheimer H. van Pee, O. Bartholomy. Photoproduction of π^0 mesons off protons from the $\delta(1232)$ region to $e\gamma = 3$ GeV.
- [30] Jörg Paul Rachen. *Interaction Processes and Statistical Properties of the Propagation of Cosmic Rays in Photon Backgrounds*. PhD thesis, Max-Planck-Institute for Radioastronomy, Bonn, September 1996.
- [31] L. Morejon, A. Condorelli, J. Biteau, and K. H. Kampert. Propagation of Ultra High-Energy Cosmic Rays in light of the latest EBL constraints. In *38th International Cosmic Ray Conference*, page 283, September 2024.
- [32] Pierre Auger Collaboration. Combined fit of spectrum and composition data as measured by the Pierre Auger Observatory. *JCAP*, 2017(4):038, April 2017.