

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Felix Virgílio Steffen Cruz

Aceleração de Partículas em Choques Não-Relativísticos

São Paulo

2025

Felix Virgílio Steffen Cruz

Aceleração de Partículas em Choques Não-Relativísticos

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências
Atmosféricas da Universidade de São Paulo
como requisito parcial para obtenção do título
de Bacharel em Astronomia.

Vertente: Pesquisa Básica

Orientador: Prof. Dr. Reinaldo de Santos
Lima

São Paulo

2025

To Mr. Karl Dubash, who was ever so patient with me in Pre-Calc and AP Calc class; and to Mr. Jeff Paradis, irreverent science advocate and Physics teacher who believed in my naive enthusiasm for the subject.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer primeiramente ao meu orientador de iniciação científica e deste TG, o Prof. Dr. Reinaldo de Santos Lima, por toda sua ajuda e paciência comigo.

Também gostaria de agradecer aos meus professores da iniciação científica anterior, o Prof. Dr. José Fernando Diniz Chubaci, e o falecido Prof. Dr. Shiguelo Watanabe.

Além disso, agradeço a todos os meus colegas de IC de ao longo dos anos, e todos os meus colegas de curso, ambos na Física e no IAG, por me ajudarem ao longo de todos esses anos desta graduação.

Agradeço a meus pais por me suportarem, e à minha irmã Olga, por estar do meu lado pela maioria da minha graduação.

Agradeço ao IAG, o IF e à USP por me aceitarem nos cursos de bacharelado em Física e, depois, bacharelado em Astronomia.

Também agradeço à CNPq pela minha bolsa de iniciação científica, sob o nº de projeto 173944/2024-8. E também agradeço às Pró-Reitorias de Graduação, Pesquisa e Inovação, Cultura e Extensão, Inclusão e Pertencimento pelas múltiplas bolsas PUB que tive ao longo dos anos.

Por último, agradeço a todos na minha vida que me ajudaram de vários jeitos, nunca conseguiria chegar aqui sem o verdadeiro altruísmo de muitos que não piscaram duas vezes antes de estenderem suas mãos.

“That’s here. That’s home. That’s us. On it everyone you love, everyone you know, everyone you ever heard of, every human being who ever was, lived out their lives. The aggregate of our joy and suffering, thousands of confident religions, ideologies, and economic doctrines, every hunter and forager, every hero and coward, every creator and destroyer of civilization, every king and peasant, every young couple in love, every mother and father, hopeful child, inventor and explorer, every teacher of morals, every corrupt politician, every ‘superstar,’ every ‘supreme leader,’ every saint and sinner in the history of our species lived there - on a mote of dust suspended in a sunbeam.”

Carl Sagan, *Cosmos: A Spacetime Odyssey* - Episode 13: *Unafraid of the Dark*.

“I believe in a universe that doesn’t care, and people who do.”

Angus, *Night In The Woods*.

“So yea, me and the stars, we go way back. Thanks for nearly getting me eaten by coyotes!”

Red (Overly Sarcastic Productions), *Miscellaneous Myths: The Zodiac*.

Resumo

A origem dos raios cósmicos, principalmente os com maiores energias, e como eles chegam nesses valores de energia aqui na Terra é uma questão da Astrofísica ainda em aberto, e uma que queremos explorar. Neste Trabalho de Graduação, focamos em estudar sobre sua natureza, sua emissão e sua energização. Exploramos a questão da energização em processos de aceleração de Fermi de 1^a ordem, fizemos simulações de choques usando um código *Particle-In-Cell-Magnetohydrodynamical* (PIC-MHD), onde nesses choques há injeção de partículas, para comparar com a teoria. De fato, o modelo mostrou que as partículas ganham energia de forma consistente com o mecanismo de *Diffusive Shock Acceleration*, e pensando na velocidade dos ganhos de energia, é justificável a presença de raios cósmicos altamente energizados. Além disso, procuramos nos dados do Programa *Voyager* por choques de plasma no Meio Interplanetário, e nesses eventos procuramos evidências da aceleração de partículas neste meio, como um análogo ao estudo de aceleração de partículas em choques de remanescentes de supernovas. Entre os choques que achamos, podemos observar evidências inconclusivas da presença de aceleração de partículas no meio interplanetário.

Abstract

The origin of cosmic rays, especially those with higher energies, and how they reach these energy levels on Earth is an open question in Astrophysics, and one that we want to explore. In this undergraduate thesis, we focus on studying their nature, emission, and energization. We explore the issue of energization in first-order Fermi acceleration processes, simulating plasma shock fronts using a Particle-In-Cell Magnetohydrodynamical (PIC-MHD) code with particle injection in these fronts, to compare the particles' behavior to the theory. Indeed, the model showed that particles gain energy in a manner consistent with the Diffusive Shock Acceleration mechanism, and considering the rate of energy gain, the presence of highly energized cosmic rays is justifiable. Furthermore, we search Voyager program data for detections of plasma shocks in the interplanetary medium, and look for evidence of particle acceleration in this medium, as an analogue to the study of particle acceleration in supernova remnant shocks. Among the shocks we found, we can observe inconclusive evidence of the presence of particle acceleration in the interplanetary medium.

Lista de Figuras

1.1	A heliosfera, ilustrada para enfatizar sua parte exterior, onde ela se choca com o meio interestelar. Imagem retirada da <i>Wikimedia Commons</i> (Liewer, 2012).	21
2.1	Diagrama mostrando: na esquerda, uma partícula acelerada por um campo magnético B ; e na direita, como isso gera emissões síncrotron devido à constante aceleração da partícula pela força de Lorentz, com o vetor velocidade em ângulo de <i>pitch</i> com o campo, dentro de um cone de probabilidade de direção com semi-abertura de $\theta \sim 1/\gamma$. Imagem retirada do livro <i>Introducción a la Astrofísica Relativística</i> (Romero, 2021).	25
2.2	Diagramas ilustrando uma interação do processo Compton inverso em ambos: na esquerda, o referencial do elétron em movimento; e, na direita, o referencial do elétron em repouso. Figura retirada do livro <i>Introducción a la Astrofísica Relativista</i> (Romero, 2021).	27
2.3	Na esquerda, temos um diagrama ilustrando o decaimento do píon neutro visto do sistema co-móvel, onde a flecha pontilhada indica a direção dos fótons logo após; e na direita, temos a distribuição espectral dos raios gama produzidos pelo decaimento de uma população de píons neutros. Ambas figuras foram retiradas do livro <i>Introducción a la Astrofísica Relativista</i> (Romero, 2021).	28
2.4	Abundâncias relativas para cada elemento vindo de raios cósmicos galácticos vs. do vento solar. Figura retirada de artigo (Gabici, 2022).	30

3.1	Gráfico das derivadas da velocidade de fluxo radial e temperatura térmica dos prótons contra o tempo em dias, com sete períodos demarcados onde ambas as derivadas oscilam.	33
3.2	Comparação do modelo de choque MHD com <i>pickup ions</i> , na primeira imagem, aos três eventos selecionados para esta análise, nas imagens subsequentes. O gráfico do modelo mostra o campo magnético, em nT ; a velocidade na direção radial, em $km \cdot s^{-1}$; a pressão, em Pa ; e a densidade, em $cc \cdot cm^{-3}$. Os gráficos dos eventos têm a seguinte correspondência: A é o fluxo de massa, em $s \cdot cc \cdot km^{-1} \cdot n^{-2}$; B é a pressão do plasma, em Pa ; C é a temperatura dos prótons do plasma, em oK ; D é a densidade de prótons do plasma, em $n \cdot cc^{-1}$; E é a velocidade de fluxo do plasma no sentido radial, em $km \cdot s^{-1}$; e F é o campo magnético no sentido radial, em nT	35
4.1	Perfis de densidade de energia dos raios cósmicos em diferentes tempos da simulação, normalizados para $U_{cr}(t = 0) = 0.5\rho V_x^2$ calculado. A distância está normalizada para raios de Larmor das partículas.	40
4.2	Perfis de energia das partículas da simulação nos tempos $t = 1.71 \times 10^3 s$, $t = 6.82 \times 10^3 s$, $t = 1.19 \times 10^4 s$ e $t = 1.70 \times 10^4 s$ (os mesmos tempos da Figura 4.1 anterior). Ambos os eixos estão em escala logarítmica.	41
A.1	Movimento de uma partícula devido à presença de um campo magnético variável. O raio de curvatura do movimento ciclotrônico da partícula é tal que um valor de fluxo magnético constante é fechado dentro de seu contorno. Figura retirada do livro <i>High Energy Astrophysics</i> (Longair, 2011).	50
C.1	Visualização da porção final da trajetória de uma sonda da <i>Voyager</i> dentro do sistema solar, onde a sonda entra e percorre as diferentes partes da fronteira da heliosfera (NASA/JPL-Caltech, 2024).	60

Lista de Tabelas

Sumário

1. <i>Introdução</i>	19
2. <i>Fenomenologia de Partículas de Altas Energias</i>	23
2.1 Detecção de Raios Cósmicos	23
2.2 Emissões Não-Térmicas Astrofísicas	24
2.2.1 Síncrotron	25
2.2.2 Compton Inverso	26
2.2.3 Próton-próton - decaimento de píons neutros	27
2.3 Observações de Partículas Não-Térmicas na Magnetosfera Terrestre e no Meio Interplanetário	29
3. <i>Aceleração de Partículas no Meio Interplanetário</i>	31
3.1 Análise das Descontinuidades Encontradas	31
3.1.1 Procura de Choques	32
3.1.2 Análise dos Eventos Escolhidos	33
3.2 Estudo do Modelo de Choques	34
4. <i>Simulações de Aceleração de Partículas em Choques Não-Relativísticos</i>	37
4.1 Código <i>PIC-MHD BUTANTAN</i>	37
4.1.1 Equações Básicas	37
4.1.2 Métodos Numéricos Básicos	38
4.2 Simulação de Choque Magnetohidrodinâmico	39
5. <i>Conclusão</i>	43

<i>Referências</i>	45
<i>Apêndice</i>	47
<i>A. Mecanismos de Energização de Partículas</i>	49
A.1 Equações da Órbita de Partículas Carregadas	49
A.2 Equação de Transporte e Obtenção de Soluções de Leis de Potência Para a Função de Distribuição	50
A.3 Aceleração Difusiva de 1 ^a Ordem em Choques	52
<i>B. Teoria de Choques Magnetohidrodinâmicos e Condições de Rankine-Hugeniot</i> .	55
<i>C. Informações Sobre o Estudo dos Dados do Programa Voyager</i>	59
C.1 O Programa <i>Voyager</i>	59
C.2 Tabela de Referência dos Dados da <i>Voyager</i>	60

Capítulo 1

Introdução

O espaço sideral é repleto de fenômenos astrofísicos, alguns que não são completamente explicados ainda hoje. O estudo de aceleração de raios cósmicos é uma área de pesquisa que ainda tem várias questões em aberto, em relação ao processo, como o desenvolvimento de instabilidades e turbulência ao redor de choques, e confinamento de partículas (Schlickeiser, 2003).

“Raio cósmico” é um nome abrangente que descreve partículas carregadas com energias muito acima do que se observa no meio que se entranham. Suas evidências são múltiplas, desde observações de chuvas de partículas secundárias e terciárias de seu decaimento na atmosfera terrestre, detectadas ambas na superfície terrestre e por balões científicos de altitude, e satélites na exosfera; a observações de interação em plasmas extraterrestres que são afetados pela presença desses, causando formação de ondas Alfvén e hidromagnéticas e amplificando turbulências no campo magnético do plasma ionizado (Longair, 2011); a emissões eletromagnéticas vindas dos meios que estão presentes; a até observações de componentes anômalos na composição do plasma solar que chega à Terra em mínimos solares, e núcleos pesados que aumentam em quantidade no plasma interplanetário do Sistema Solar o quanto mais perto do fim do mesmo as sondas chegam (Schlickeiser, 2003).

A distribuição energética dos raios cósmicos segue uma lei de potência, com os raios cósmicos primários – prótons e núcleos – variando de 1 GeV a 10^8 TeV por núcleon (Carroll e Ostlie, 2013). Exploram-se origens variadas para eles, podendo vir de fontes galácticas, onde a mais importante fonte de partículas aceleradas seria as cascas de remanescentes de supernovas, através do mecanismo de *Diffusive Shock Acceleration*. Mas ainda há dificuldades em ter certeza, pois por exemplo os mecanismos de aceleração nessas cascas parecem serem improváveis de alcançarem as altas energias atribuídas aos raios cósmicos galácticos.

Há problemas como os campos magnéticos serem baixos demais na frente de choque, o choque ter um curto tempo de duração (em escala astronômica) antes de terminar sua fase mais energética (Longair, 2011), entre outras questões. Então a questão ainda remanesce em aberto.

Sistemas de aceleração em choques onde podemos testar a teoria, e algo próximo da Terra o suficiente para se ter dados observacionais diretos seriam os choques de plasma na heliosfera. O vento solar é uma corrente contínua de partículas de alta velocidade que partem aceleradas da coroa solar, e percorre o Sistema Solar inteiro e além, e se choca com o meio interestelar, a 123 U.A. ($1,84 \times 10^{13}\text{ m}$) do Sol. As partículas que o compõem escapam do Sol através de buracos coronais, e através de ejeções de massa coronal, se bem que essas são consideradas distúrbios de ejeção (Baumjohann e Treumann, 1997). Toda essa região do espaço que é percorrida pelo vento solar é definida como a heliosfera, e onde esse vento se choca com o meio interestelar se chama de heliopausa, pois é onde a heliosfera termina.

Na distância da Terra no Sistema Solar, a velocidade desse vento solar fica entre 300 e 1400 km/s (Baumjohann e Treumann, 1997). As propriedades dinâmicas desse vento solar são primariamente definidas na região de aceleração, a coroa solar, que tem uma temperatura de $1,6 \times 10^6\text{ K}$ e um campo magnético na ordem de 10^{-2}T na parte mais baixa da coroa (Baumjohann e Treumann, 1997). A densidade de partículas do vento solar na distância da Terra ao centro solar é de $5 - 10\text{ particulas/cm}^3$ (Karttunen et al., 2017). A direção e o fluxo de partículas são influenciados pelos campos magnéticos dos objetos do Sistema Solar e a turbulência do meio.

Uma ilustração da heliosfera, focando no seu exterior, pode ser vista na Figura 1.1, onde se vê a parte interior até o término de seu choque, a heliopausa e a heliocauda, e o *bow shock*, do Sol. Todo o Sistema Solar se situa dentro da bolha interior, antes do término do choque.

Choques no plasma do meio interplanetário e interestelar são causados pelo encontro de plasmas de diferentes propriedades dinâmicas e velocidades. Plasmas diferentes se encontrando quer dizer que há várias interações a serem levadas em consideração, hidrodinâmicas e magnéticas, acontecendo na fronteira suposta infinitesimalmente pequena entre as duas regiões. Partículas teoricamente podem estar sendo aceleradas nas frentes de choques no vento solar.

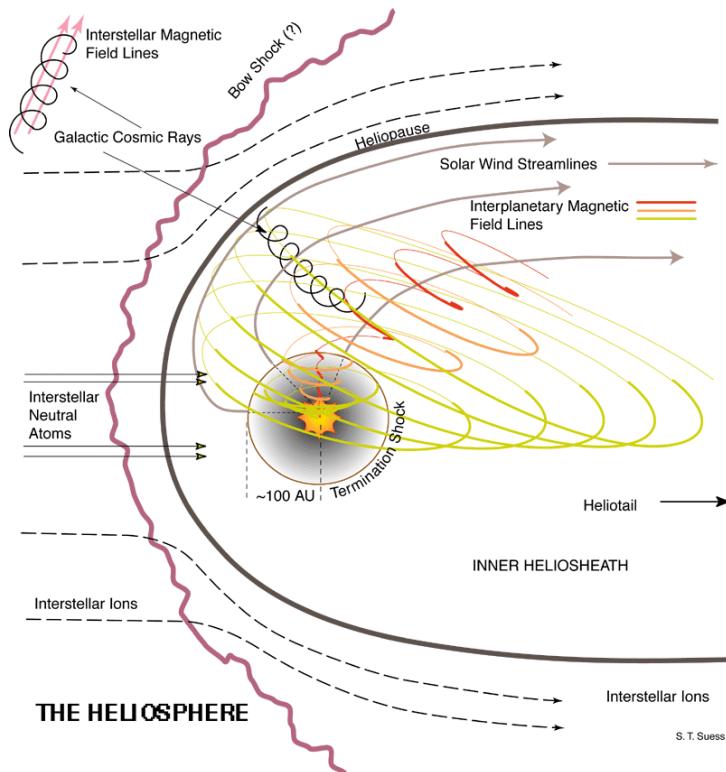


Figura 1.1: A heliosfera, ilustrada para enfatizar sua parte exterior, onde ela se choca com o meio interestelar. Imagem retirada da *Wikimedia Commons* (Liewer, 2012).

Este trabalho está organizado da seguinte forma: no Capítulo 2, iremos fazer uma descrição fenomenológica dos raios cósmicos, como são detectados, e como produzem radiação eletromagnética detectável nos meios astrofísicos. Capítulo 3 iremos focar na busca de evidências de aceleração de partículas na heliosfera com dados do Programa *Voyager*; então, no Capítulo 4, iremos mudar o foco para simulações de aceleração de partículas carregadas em choques de plasma e também os discutiremos; por último, oferecemos nossas conclusões sobre o projeto no Capítulo 5.

Além desses capítulos principais, há três apêndices neste trabalho: no Apêndice A, discutiremos a teoria da aceleração das partículas, com enfoque na aceleração de Fermi de 1^a ordem; no Apêndice B, faremos uma discussão sobre a teoria de choques magnetohidrodinâmicos, e como classificá-los a partir das resoluções das equações de condições de Rankine-Hugoniot; e por último no Apêndice C, falaremos sobre o Programa *Voyager*, os equipamentos e funcionalidades das duas sondas e seus trajetos, e os dados que escolhemos trabalhar no Capítulo 3.

Então, seguimos adiante para a descrição da emissão e detecção desses raios cósmicos.

Capítulo 2

Fenomenologia de Partículas de Altas Energias

2.1 Detecção de Raios Cósmicos

Raios cósmicos são partículas carregadas – núcleos e léptons – que estão aceleradas a tão altas energias que se destacam do meio que elas se propagam. A astrofísica de raios cósmicos começou no começo do século XX com suas detecções aqui na Terra, observando-os e seu decaimento devido à interação com a atmosfera, em eletroscópios e balões atmosféricos. Na década de 1910, Hess e Kolhorster realizaram em separado medidas da ionização da atmosfera com o aumento da altitude a bordo de balões tripulados, e encontraram que a ionização média aumentou em relação à ionização cerca de 1,5 *km* acima do nível do mar, demonstrando que haveria fontes de radiação ionizante acima da atmosfera terrestre.

Em 1929, com o experimento da câmara de nuvens de Skobelzyn, o detector Geiger-Muller e o experimento de Bothe e Kolhorster determinou-se que partículas de raios cósmicos iniciavam chuvas de partículas carregadas na atmosfera, e a maioria das partículas de alta energia observadas na superfície da Terra são, na verdade, produtos secundários, terciários, etc. de raios cósmicos de altíssimas energias que entram no topo da atmosfera. A extensão total de alguns desses extensos chuveiros atmosféricos foi estabelecida por Auger e seus colegas a partir de observações com vários detectores separados, algumas vezes percorrendo áreas superiores a 100 metros no solo, com observações de milhões de partículas ionizantes. As partículas responsáveis por iniciar as chuvas deviam ter energias superiores a 10^6 GeV no topo da atmosfera, uma evidência direta da aceleração de partículas carregadas de origens interestelares a energias extremamente altas (Longair, 2011).

Já na década de 1960, quando detectores de partículas de raios cósmicos foram insta-

lados em satélites, observações estabeleceram que os espectros de energia das partículas têm forma semelhante ao espectro típico de partículas de altas energias que se infere estarem presentes em fontes de rádio não-térmicas Galácticas e extragalácticas. Também, a composição química dos raios cósmicos é semelhante à abundância dos elementos no Sistema Solar, mas para elementos leves como o lítio, as suas abundâncias eram muito altas nos raios cósmicos em comparação com os valores solares. Essas observações fornecem evidências sobre a composição química dos raios cósmicos à medida que foram acelerados em suas fontes, e também que mudanças sofreram durante a propagação de suas fontes até Terra.

Uma questão importante era a origem dos raios cósmicos primários, pois suas direções de chegada pareciam ser isotrópicas no céu e suas trajetórias não deveriam ser influenciadas por campos magnéticos intergalácticos. Também, com essas observações, determinou-se um limite de corte no espectro de energia para acima de $3 \times 10^{10} \text{ GeV}$, devido a interações com fótons da Radiação Cósmica de Fundo de Microondas.

Com o lançamento de satélites e sondas para o estudo de nosso Sistema Solar a partir da década de 1960, a detecção de raios cósmicos se tornou mais direta. Contadores detectam diretamente partículas carregadas que atingem uma sonda, por exemplo, já registrando suas energias, naturezas e outras propriedades intrínsecas. Hoje em dia se utilizam diversos métodos para observações mais diretas dos raios cósmicos, a propósito de estudar suas origens.

2.2 Emissões Não-Térmicas Astrofísicas

A forma mais simples de produzir radiação eletromagnética é aquecendo um gás, mas, para obter fótons na faixa de raios gama via o mecanismo de radiação de corpo negro, a temperatura de um material radiante teria que ser da ordem de $T \sim 10^{13} \text{ K}$, o que não é factível em objetos astrofísicos comuns. Então, precisamos discutir outros mecanismos, não-térmicos, capazes de produzir radiação de altas energias a partir de partículas também não-térmicas, aceleradas até energias relativísticas – os raios cósmicos.

O que queremos dizer por radiação de altas energias? É radiação na faixa do ultravioleta até os menores comprimentos de onda, então incluí-se raios X e raios gama nessa lista. Focamos nas fontes dessas radiações, ou por emissão ou por mecanismos de aceleração.

A seguir faremos a descrição de alguns processos de emissões não-térmicas associados a partículas de altas energias.

2.2.1 Síncrotron

É a radiação produzida pela aceleração de partículas relativísticas eletricamente carregadas que se deslocam ao redor de linhas de um campo magnético (**B**), onde a partícula se move descrevendo uma hélice com eixo paralelo a **B**. A Figura 2.1 apresenta um diagrama desse movimento e de sua subsequente emissão.

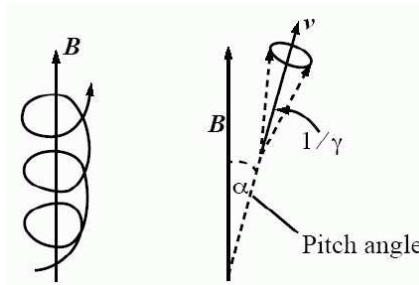


Figura 2.1: Diagrama mostrando: na esquerda, uma partícula acelerada por um campo magnético **B**; e na direita, como isso gera emissões síncrotron devido à constante aceleração da partícula pela força de Lorentz, com o vetor velocidade em ângulo de *pitch* com o campo, dentro de um cone de probabilidade de direção com semi-abertura de $\theta \sim 1/\gamma$. Imagem retirada do livro *Introducción a la Astrofísica Relativística* (Romero, 2021).

A expressão relativística para a potência total radiada por uma carga acelerada é dada por

$$P_{sync} = \frac{2}{3} \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 c r_e^2 \beta^2 \gamma^2 B^2 \sin^2 \alpha, \quad (2.1)$$

onde m_e é a massa do elétron, $r_e = e^2/m_e c^2$ é o raio clássico do elétron, e $\beta = v/c$. Se a partícula for ultra-relativística ($\beta \sim 1$), a potência total radiada é

$$P_{sync} = -\frac{2}{3} \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 c r_e^2 \gamma^2 B^2 \sin^2 \alpha \quad (\gamma \gg 1). \quad (2.2)$$

A Equação 2.2 fornece o espectro síncrotron de uma distribuição de partículas com uma distribuição de energia na forma de uma lei de potências também é uma lei de potências, que pode ser integrado sobre a energia das partículas e o ângulo de *pitch*:

$$P(E_{ph}) = \int_{\Omega_\alpha} \int_{E^{min}}^{E^{max}} P(E, E_{ph}, \alpha) n(E, \alpha) dE d\Omega_\alpha, \quad (2.3)$$

onde

$$n(E) dE = K_0 E^{-p} dE, \quad (2.4)$$

com K_0 sendo uma constante, e p o índice espectral. Então fica que o espectro síncrotron de uma distribuição de partículas com uma lei de potências é também uma lei de potências na energia dos fótons, tal que

$$P(E_{ph}) \propto E_{ph}^{-\delta}, \quad \delta = \frac{p-1}{2}, \quad (2.5)$$

onde $p = \text{constante}$.

Um fato interessante de se mencionar é que a radiação síncrotron é intrinsecamente polarizada. Isso possibilita identificá-la em observações astronômicas. Também, os fótons síncrotron podem ser absorvidos pelos próprios elétrons na presença de um campo magnético. Isso leva a uma modificação do espectro síncrotron em baixas frequências.

Se o campo magnético no qual as partículas relativísticas são injetadas for muito intenso, a aproximação clássica para a radiação síncrotron deixa de ser válida. Nesse regime, tornam-se prováveis os processos de aniquilação e criação de pares em um campo magnético \mathbf{B} , onde a emissão de fótons síncrotron tem energia alta o suficientemente para criar pares e causar cascatas eletromagnéticas, como ocorre na magnetosfera de pulsares (Romero, 2021).

2.2.2 Compton Inverso

Quando um fóton de energia E_{ph} é espalhado por um elétron relativístico de energia $E_e (>> E_{ph})$, o elétron pode transferir energia ao fóton, produzindo raios gama. Esse processo é conhecido como efeito de Compton Inverso (*Inverse Compton*). (Romero, 2021) A Figura 2.2 ilustra esse processo de ambos os referenciais do fóton e do elétron.

A partir da conservação da energia e do momento, pode-se determinar a energia do fóton após a colisão no sistema próprio do elétron

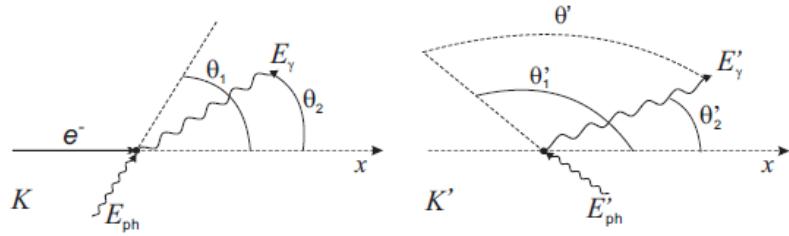


Figura 2.2: Diagramas ilustrando uma interação do processo Compton inverso em ambos: na esquerda, o referencial do elétron em movimento; e, na direita, o referencial do elétron em repouso. Figura retirada do livro *Introducción a la Astrofísica Relativista* (Romero, 2021).

$$E'_\gamma = \frac{E'_{ph}}{1 + (E'_{ph}/m_e c^2)(1 - \cos \theta')} , \quad (2.6)$$

onde θ' é o ângulo de espalhamento neste referencial. $E'_\gamma \leq E'_{ph}$, portanto o fóton transfere energia ao elétron neste referencial. A energia final do fóton no sistema de referência do laboratório é obtida com uma transformação de Lorentz:

$$E_\gamma = \gamma_e E'_\gamma (1 + \beta_e \cos \theta'_2) , \quad (2.7)$$

onde γ_e é o fator de Lorentz do elétron, e $\beta_e = \sqrt{1 - \gamma_e^{-2}}$.

Se a interação ocorre no limite de Thomson ($E'_{ph} \ll mc^2$), a colisão é quase elástica no referencial do elétron, e $E'_\gamma \approx E'_{ph}$. A energia máxima que o fóton espalhado pode atingir então é

$$E_{\gamma, max} \approx 4\gamma_e^2 E_{ph} . \quad (2.8)$$

O espectro de energia de emissão fica

$$q_\gamma(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-(p+1)/2} \int dE_{ph} E_{ph}^{(p-1)/2} n_{ph}(E_{ph}) , \quad (2.9)$$

ou seja, é uma lei de potências, em E_γ , com o índice espectral $\delta = (p+1)/2$.

2.2.3 Próton-próton - decaimento de píons neutros

Na colisão inelástica de prótons relativísticos com prótons de baixa energia no meio interestelar (colisões p-p), mésons π^0 são produzidos, e os decaimentos mais prováveis

criam fótons gama. O limiar da energia cinética dos prótons relativísticos para que seja possível a criação de um único píon neutro (π^0) é de aproximadamente 280 MeV e a energia média do píon neutro é de $8,5 \times 10^{-17} \text{ s}$. Ele decai, com uma probabilidade de 98,8%, em dois fótons, cada um com energia de $E_\gamma \approx 67,5 \text{ MeV}$ (Romero, 2021).

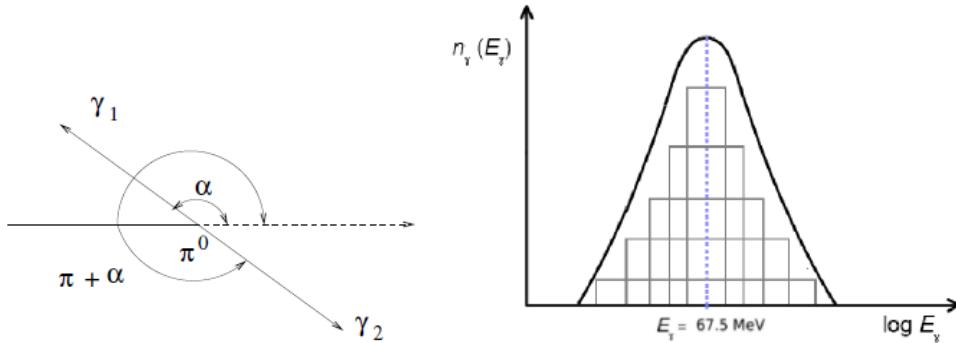


Figura 2.3: Na esquerda, temos um diagrama ilustrando o decaimento do píon neutro visto do sistema co-móvel, onde a flecha pontilhada indica a direção dos fótons logo após; e na direita, temos a distribuição espectral dos raios gama produzidos pelo decaimento de uma população de píons neutros. Ambas figuras foram retiradas do livro *Introducción a la Astrofísica Relativista* (Romero, 2021).

Os píons neutros raramente são criados em repouso, portanto decaem enquanto em movimento. Então temos que considerar o decaimento de um píon que tem uma velocidade $v_\pi = \beta_\pi c$. No referencial próprio do píon, os dois fótons são emitidos formando ângulos α e $\pi + \alpha$ em relação à direção da velocidade do píon, para que o momento seja conservado. A distribuição dos fótons é isotrópica no referencial próprio do píon, e o número de fótons emitidos entre α e $\alpha + d\alpha$ é

$$\frac{dN_\gamma}{d\alpha} d\alpha = \sin \alpha d\alpha. \quad (2.10)$$

Se a energia de um dos fótons no sistema do centro de massa do píon neutro (π^0) é $E_\gamma^{cm} = m_{\pi^0}c^2/2$, então sua energia será

$$E_\gamma = \frac{E_\gamma^{cm}(1 - \beta_\pi \cos \alpha)}{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}, \quad (2.11)$$

e o intervalo permitido para as energias dos fótons é

$$E_\gamma \left(\frac{1 - \beta_\pi}{1 + \beta_\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \leq E_\gamma \leq E_\gamma^{cm} \left(\frac{1 + \beta_\pi}{1 - \beta_\pi} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.12)$$

A emissividade injetada de píons neutros por colisões inelásticas p-p é

$$q_\pi(E_\pi) = cn_H \int_{E_p^{min}}^{E_p^{max}} N_p(E_p) \frac{d\sigma_\pi}{dE_\pi}(E_p, E_\pi) dE_p. \quad (2.13)$$

Experimentalmente, em uma ampla faixa de energias (de GeV a TeV), a inelasticidade vale aproximadamente $k \sim 0,17$. Enfim, o espectro de energia devido ao decaimento de píons neutros se comporta como uma lei de potências até chegar na faixa dos raios gama, onde ele decai rapidamente.

2.3 Observações de Partículas Não-Térmicas na Magnetosfera Terrestre e no Meio Interplanetário

No Sistema Solar, a questão volta a ser se detectamos esses raios cósmicos, produzidos com altas energias. De fato, como mencionado na Seção 2.1, há sim partículas que com certeza são aceleradas por mecanismos não-térmicos que chegam na Terra. Quando um excesso de partículas não-térmicas chegam à magnetosfera da Terra, elas excitam as moléculas da atmosfera que então produzem luz. Essa é a razão para as auroras observadas aqui na Terra. Também há evidências de diferentes processos de aceleração em toda a heliosfera, onde partículas ionizadas ambas vindo do fora e de dentro do Sistema Solar sofrem interações com o meio interplanetário e se energizam e difundem. Essas interações do meio com os raios cósmicos, como já mencionado no Capítulo 1, causam turbulência do plasma do meio, e formação de ondas Alfvén e magnetodinâmicas (Longair, 2011).

O nosso próprio Sol acelera partículas em eventos como *solar flares*, onde a reconexão de campos magnéticos na sua cromosfera é tão violenta que libera imensas quantidades de energia. A Figura 2.4 mostra a diferença entre as composições químicas dos raios cósmicos da composição química do sistema solar, que é representada pelo meio interplanetário. (Schlickeiser, 2003)

Outra evidência ainda para a existência dos raios cósmicos como partículas de fontes diferentes do meio que são observadas está na anti-correlação de contagens deles com épocas de altas de *solar flares*. Quando o Sol chega a um mínimo de atividade, contagens dessas partículas aumentam devido ao menor vento solar, e o oposto ocorre quando sua atividade está em alta. Além disso, a contagem dessas partículas cresce com a distância radial ao

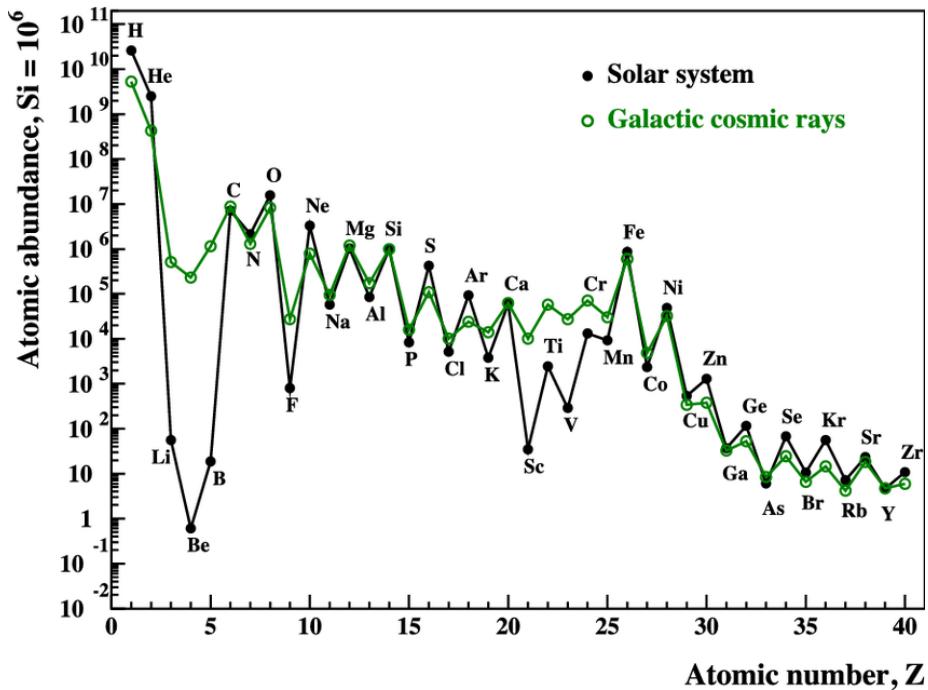


Figura 2.4: Abundâncias relativas para cada elemento vindo de raios cósmicos galácticos vs. do vento solar. Figura retirada de artigo (Gabici, 2022).

centro do sistema solar, como evidenciado pelas *Voyagers* (Longair, 2011).

As evidências dessas partículas ocorrem no Sistema Solar e além, e sua interação com o meio é de alto interesse para nós. Adiante discutiremos como se energizam os raios cósmicos para alcançarem as energias relativísticas.

Capítulo 3

Aceleração de Partículas no Meio Interplanetário

Como anteriormente mencionado, a heliosfera pode ser usada como um laboratório para o estudo de fenômenos envolvendo partículas não-térmicas, dado que o meio interplanetário foi bem estudado por diferentes experimentos astronômicos de diferentes programas espaciais. Um tal programa que será focado neste estudo é o Programa *Voyager*, onde duas sondas, *Voyager 1* e *Voyager 2* foram enviadas na década de 70 ao espaço com o objetivo de estudar o sistema solar, e os planetas em suas trajetórias, e depois continuar a transitar para além da heliopausa, onde há o término do vento solar de nossa estrela, para o espaço interestelar. Esses objetivos já foram alcançados, e ambas as sondas hoje em dia se encontram para além de 100 *U.A.* do Sol, e os dados referentes ao projeto estão liberados para uso público, então podendo ser investigados para o propósito deste projeto (Logreira, 2025).

A heliopausa, onde ocorre o término do vento solar, é um tipo de descontinuidade, mas há outras que ocorrem no espaço sideral, e até no próprio sistema solar. Procuramos eventos de choques que podem estar associados à aceleração de partículas neste meio.

3.1 Análise das Descontinuidades Encontradas

A partir desses dados se especificou, para o desenvolvimento de metodologia de análise, um coorte temporal, baseado no artigo de Fraternale et al. (2016). Nele, foi selecionado um coorte temporal dos dias 1 de janeiro a 29 de junho de 1979, totalizando 180 dias do ano de 1979, enquanto que nesta pesquisa foram selecionados os dias 10 de maio a 29 de junho de 1979, totalizando 50 dias. Nesse tempo, a *Voyager 2* percorreu $\sim 2,992 \times 10^7 \text{ km}$ de distância, com uma velocidade média de $\sim 6,93 \text{ km/s}$. Este foco ajuda a melhor estudar

a estrutura fina dos dados e procurar os choques no meio interplanetário.

Tivemos que tratar os dados antes da análise, primeiro eliminando os valores de erro do funcionamento dos equipamentos, que são valores arbitrários que são registrados pelos diferentes equipamentos das *Voyagers* quando eles ficam inoperantes ou com algum tipo de erro de registro. Para a melhor análise dos dados, convertemos as datas (que estavam em modelo ano, mês, dia, hora) em dias decimais e segundos, que serão usados para as diferentes construções gráficas. Por último, vários dados, como as velocidades, tinham os seus valores em magnitudes e ângulos em relação às sondas, e então converteu-se esses dados em valores na base RTN (Radial-Transversal-Normal) heliográfica, para ser possível comparar os resultados à teoria.

3.1.1 Procura de Choques

Para identificar potenciais eventos de choque do vento solar, comparamos a derivada da temperatura térmica dos prótons com a derivada da velocidade radial de fluxo dos prótons, ambas derivadas tomadas com a rotina do programa *Origin 2022* de diferenciação ponto-a-ponto¹. Como critério de seleção de eventos, fizemos uma análise do valor médio e da distribuição de cada derivada, e selecionamos os valores das derivadas que estavam a 2 desvios padrões da média da distribuição. Selecioneamos os pontos onde ambas as derivadas tinham essas variações nos valores, o que indicava uma instabilidade, e também os pontos até 3 horas antes e depois do potencial evento, para assegurar que observaríamo-os por completo.

Como visto na Figura 3.1, sete períodos, de horas a dias, nesse coorte de 50 dias qualificaram-se como potenciais descontinuidades (que podem ser vistos na Figura 3.1). Desses sete, os três períodos com oscilações mais pronunciadas foram tomados como o foco das análises. Estudamos como os valores das componentes de velocidade e campo magnético, densidade, fluxo de massa, pressão e temperatura de plasma se comportam, e o que isso diz sobre que tipo de fenômenos podem estar ocorrendo nessas descontinuidades presenciadas. Para uma melhor visualização dos padrões de comportamento, ajustes polinomiais foram aplicados aos dados para suavização das curvas.

¹ A função de diferenciação ponto-a-ponto do *Origin 2022* está explicada no site do programa, www.originlab.com

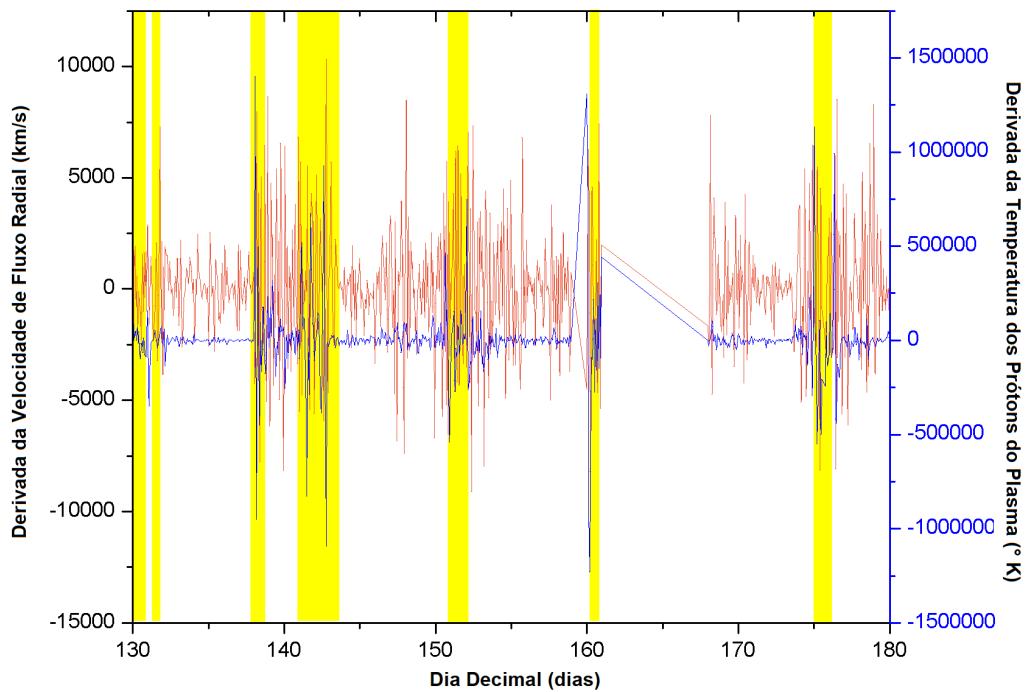


Figura 3.1: Gráfico das derivadas da velocidade de fluxo radial e temperatura térmica dos prótons contra o tempo em dias, com sete períodos demarcados onde ambas as derivadas oscilam.

3.1.2 Análise dos Eventos Escolhidos

Os três eventos escolhidos demonstraram com uma certa clareza padrões de comportamento de acordo com certos tipos de eventos de choque teóricos, especificamente, o dia 138 parece ser um *slow shock*; o dia 160 parece obedecer o padrão de comportamento de uma *intermediary shock*; e o dia 175 parece bastante com um *fast shock*.

Esta análise dos dados sofreu de alguns problemas com os dados, especificamente esses problemas de intervalos de confiança. Como não se encontrou os intervalos de erro de todas as medidas, com a exceção das medidas de campo magnético, tentamos estimar os erros e os valores de desvio padrão, o que pode ter impactado severamente os valores finais dos intervalos.

Por último, com esses eventos definidos, uma análise foi feita do comportamento de partículas não-térmicas nos entornos dos eventos, para verificar se há evidência de energização.

3.2 Estudo do Modelo de Choques

Após, se estudou um modelo magnetohidrodinâmico com o código em *FORTRAN* chamado *OpenMHD* por Zenitani (2024). Esse modelo foi originalmente desenvolvido para o estudo de reconexão magnética e choques, e está disponível ao público *online*. Usando uma versão modificada desse código, onde os parâmetros majoritariamente não foram modificados, mas que somente iria ter um pulso, e os parâmetros referentes a injeção de partículas e outros do tipo foram a maioria desligados, com exceção do parâmetro de *pickup ions*. Uma vez configurados todos os parâmetros, geramos *outputs* de dados a cada 100 dias para um choque unidimensional. Este choque seria mais lento do que os choques observados nos dados da *Voyager*, mas o comportamento pode ser comparado.

Ao comparar os gráficos do modelo depois de evoluir 50 dias com os gráficos dos eventos dos dias de 1979 que foram selecionados, como pode ser visto na Figura 3.2, se nota uma semelhança entre as curvas de pressão, densidade, campo magnético e velocidade com as dos eventos, mas não todas as curvas coincidem em um evento só.

Particularmente, o dia 138 tem o seu campo magnético e velocidade similares aos valores do modelo; o dia 160 tem a pressão e densidade com curvas muito similares ao modelo; e os gráficos do campo magnético, da velocidade e talvez da densidade do dia 175 parecem o modelo. Esta análise é puramente qualitativa, e não necessariamente correta, somente sendo sugestiva de que talvez haja de fato evidências de *pickup ions* nos eventos observados escolhidos.

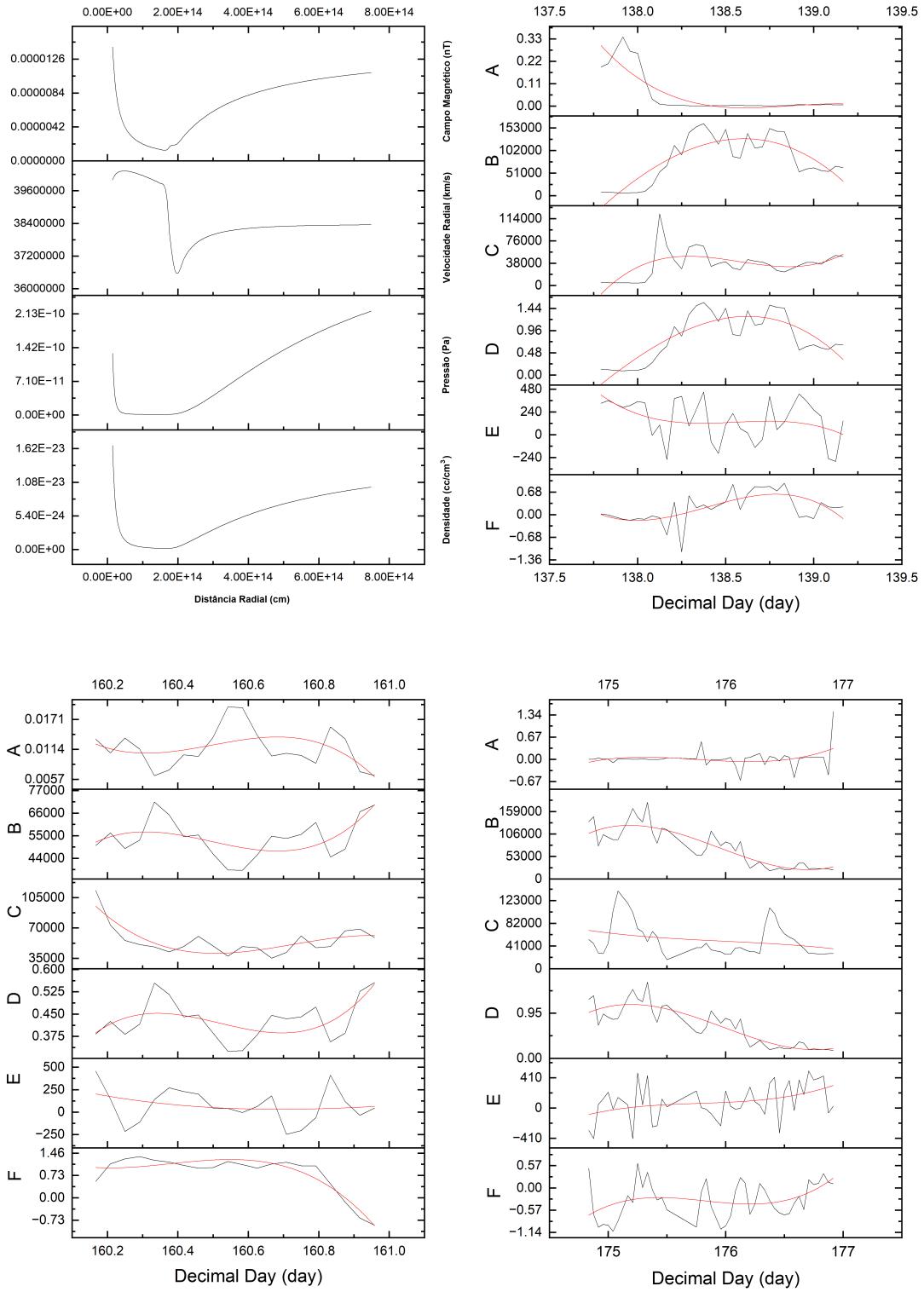


Figura 3.2: Comparação do modelo de choque MHD com *pickup ions*, na primeira imagem, aos três eventos selecionados para esta análise, nas imagens subsequentes. O gráfico do modelo mostra o campo magnético, em nT ; a velocidade na direção radial, em $km \cdot s^{-1}$; a pressão, em Pa ; e a densidade, em $cc \cdot cm^{-3}$. Os gráficos dos eventos têm a seguinte correspondência: A é o fluxo de massa, em $s \cdot cc \cdot km^{-1} \cdot n^{-2}$; B é a pressão do plasma, em Pa ; C é a temperatura dos prótons do plasma, em $^{\circ}K$; D é a densidade de prótons do plasma, em $n \cdot cc^{-1}$; E é a velocidade de fluxo do plasma no sentido radial, em $km \cdot s^{-1}$; e F é o campo magnético no sentido radial, em nT .

Capítulo 4

Simulações de Aceleração de Partículas em Choques Não-Relativísticos

4.1 Código *PIC-MHD BUTANTAN*

No Capítulo 3, usamos para simulação de choques de plasma magnetohidrodinâmicos o código *OpenMHD* de S. Zenitani, agora prosseguimos com o código próprio do grupo de pesquisa, o *PIC-MHD BUTANTAN*. O *PIC-MHD BUTANTAN* é um código em *FORTRAN*, que tem a habilidade de gerar simulações de choques de plasma em uma e duas dimensões e as interações a partir de cálculos feitos das interações de partículas com gás térmico.

A descrição a seguir das equações do algoritmo e os métodos numéricos para resolvê-las é adaptada do artigo *Magnetic field dynamo amplification induced by cosmic-ray pressure at non-relativistic shock precursors: kinetic-fluid simulations* (Koshikumo, 2024).

4.1.1 Equações Básicas

Representamos o meio interestelar e sua evolução temporal com uma descrição de fluído não-relativística, como a seguir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u^2 + P) + \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \mathbf{F}_{cr}, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(e + P + \frac{B^2}{2} \right) \mathbf{u} - \mathbf{B}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}) \right] = -\nabla \cdot \left[\frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} - \mathbf{E}_0) \times \mathbf{B} \right] + \mathbf{F}_{cr} \cdot \mathbf{u}, \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + c \nabla \times \mathbf{E} = 0, \quad (4.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (4.5)$$

onde ρ é a densidade, \mathbf{u} é a velocidade, P é a pressão térmica, \mathbf{B} é o campo magnético, c é a velocidade da luz no vácuo, e

$$e = \frac{P}{\Gamma - 1} + \frac{\rho u^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi} \quad (4.6)$$

é a densidade de energia por unidade de volume do gás, com $\Gamma = 5/3$ sendo o índice adiabático. Ainda,

$$\mathbf{E}_0 = -\frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B}, \quad (4.7)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 - \frac{n_{cr}}{cn_e} (\mathbf{u}_{cr} - \mathbf{u}) \times \mathbf{B}, \quad (4.8)$$

onde n_e é a densidade numérica de elétrons, n_{cr} é a densidade numérica de raios cósmicos, $n_e = n_{cr} + n_i$ onde n_i é a densidade numérica de íons térmicos, e \mathbf{u}_{cr} é a velocidade média dos raios cósmicos.

Combinando as Equações 4.2 e 4.3, temos que

$$-\mathbf{F}_{cr} = \frac{d\mathbf{P}_{cr}}{dt} = qn_{cr}\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{J}_{cr} \times \mathbf{B}, \quad (4.9)$$

que é a força por unidade de volume sentida pela distribuição de raios cósmicos, onde q é a carga deles, e \mathbf{J}_{cr} é o vetor densidade de carga dos raios cósmicos.

4.1.2 Métodos Numéricos Básicos

A evolução das órbitas das partículas é calculada a partir da integração das seguintes equações:

$$\frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = q\mathbf{E} + q\frac{\mathbf{v}_i}{c} \times \mathbf{B}, \quad (4.10)$$

e

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{v}_i, \quad (4.11)$$

onde $\mathbf{p}_i = \gamma_i m_{0,i} \mathbf{v}_i$.

O código *PIC-MHD BUTANTAN* itera sobre essas equações para resolvê-las numericamente com um algoritmo de evolução temporal preditivo-corretivo de segunda ordem, os fluxos são calculados usando um *HLL solver* adaptado do código *OpenMHD* mencionado acima, e a órbita completa das partículas é integrada com um *Boris pusher* relativístico adaptado do código *SKELETON Particle-In-Cell*. Finalmente, a resolução das equações de centro de guia de movimento é feita com um algoritmo de Runge-Kutta de segunda ordem.

A decisão do passo de tempo é ponderada do mínimo entre o valor de passo de tempo determinado para o algoritmo e o valor dado pela equação $\Delta t_{cfl} = 0,3\Delta x/u_{mhd,max}$ (onde $u_{mhd,max}$ é o valor de velocidade de sinal MHD máxima do domínio), e o tempo de cruzamento de uma partícula em uma célula do domínio é $\Delta t_{cr} = 0,5\Delta x/v_{cr,max}$ (onde $v_{cr,max} \leq c$ é a velocidade máxima da partícula no domínio). Também, as partículas têm seus passos de tempo limitados pela equação $\Delta t_{sub} = 0,5\Omega_{max}^{-1}$, onde Ω_{max} é a frequência de Larmor máxima para as partículas dessa célula.

4.2 Simulação de Choque Magnetohidrodinâmico

Com o código *PIC-MHD BUTANTAN*, uma simulação unidimensional foi feita de um choque estacionário com um domínio dividido em 1024 células, e a massa crítica de raios cósmicos por célula de $5,12 \times 10^{-22} g/cm^2$. As condições iniciais de choque foram: $\rho = 1,670 \times 10^{-24} g/cm^3$, $v_x = -9,000 \times 10^7 cm/s$, $P = 5,530 \times 10^{-12} Ba$, e $B_x = 3,880 \times 10^{-6} G$.

A evolução do sistema conta com essa injeção constante de partículas energéticas com energia única, mas que, ao longo das suas interações com o choque, modificam-se às suas próprias energias, e se redistribuem. A Figura 4.1 mostra a variação da energia dos raios cósmicos ao longo do comprimento do espaço antes a depois do choque, e sua variação com o tempo.

Na Figura 4.1 pode-se ver que a energia tem seu pico ao redor de onde o choque ocorre, e esse padrão se mantém ao longo do tempo. Mas também é de se notar que ao redor do choque há uma variação distinta ao longo do tempo desses perfis de energia dos raios

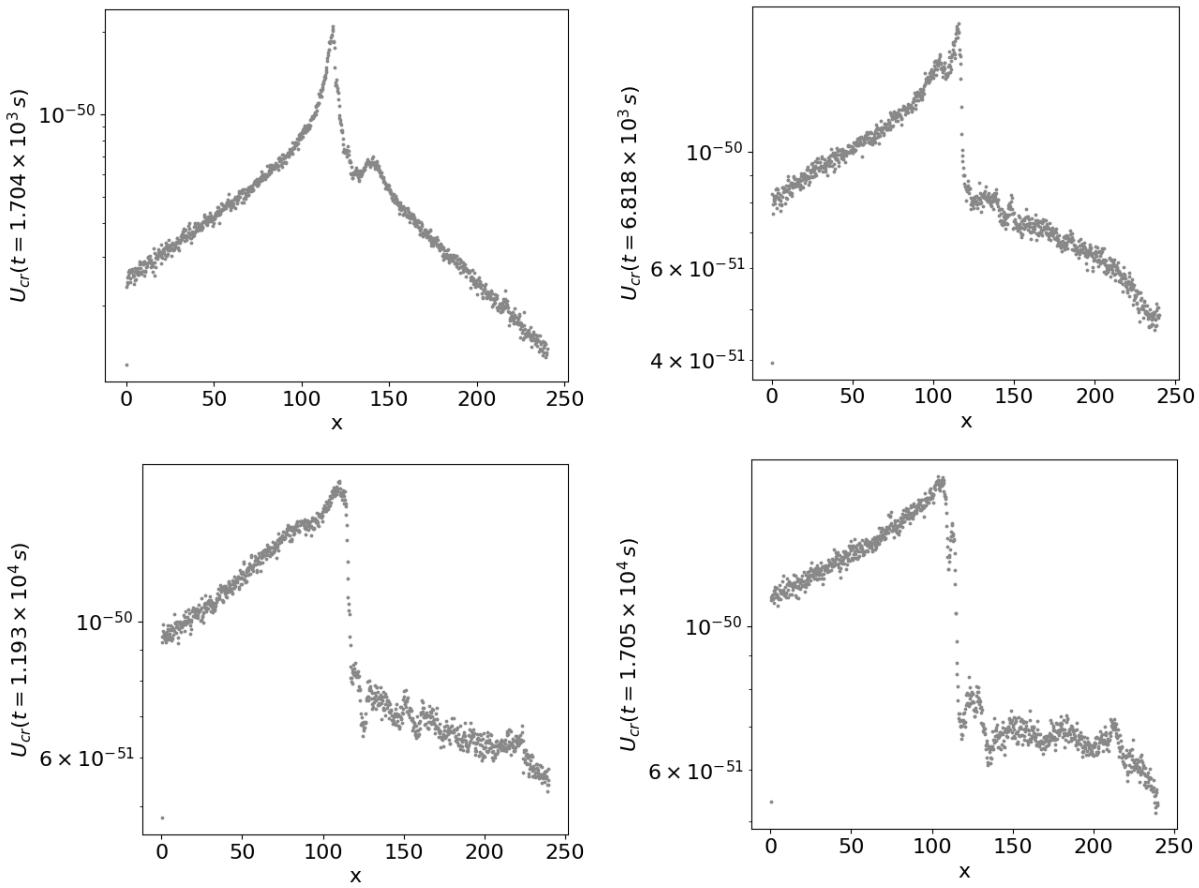


Figura 4.1: Perfis de densidade de energia dos raios cósmicos em diferentes tempos da simulação, normalizados para $U_{cr}(t = 0) = 0.5\rho V_x^2$ calculado. A distância está normalizada para raios de Larmor das partículas.

cósmicos simulados, onde valores mais energéticos parecem se acumular ante-choque, e depois do choque os valores aparecem menores, ao longo do tempo. É como se o choque formasse um paredão de partículas energéticas antes dele.

Por último, vemos as distribuições de energia ao longo do tempo na Figura 4.2. Note que a distribuição energética começa bem estreita, até pela própria definição do modelo, onde as partículas são injetadas na proximidade do choque com uma velocidade específica, e, ao longo do tempo da simulação, essa distribuição vai se alargando. Isso é de se esperar, pois as energias das partículas são redistribuídas com as suas inúmeras interações com o meio, aumentando a energia térmica do sistema, e a variação da mesma e da energia cinética.

O que há de se concluir sobre essas simulações é que em um choque estacionário, digamos por exemplo no meio interplanetário ou no remanescente de uma supernova, os raios cósmicos, ao aproximarem do choque, se energizam e se espalham pelo meio ao redor

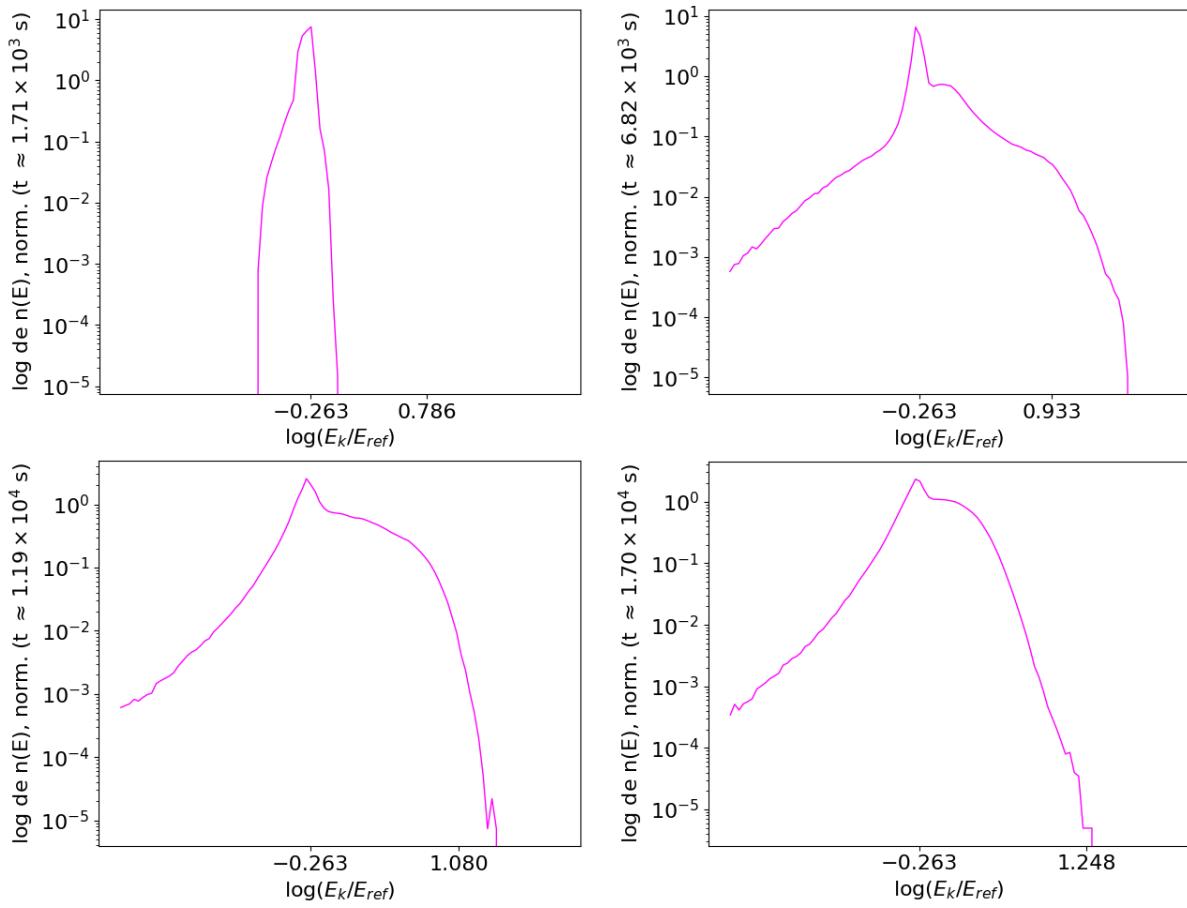


Figura 4.2: Perfis de energia das partículas da simulação nos tempos $t = 1.71 \times 10^3$ s, $t = 6.82 \times 10^3$ s, $t = 1.19 \times 10^4$ s e $t = 1.70 \times 10^4$ s (os mesmos tempos da Figura 4.1 anterior). Ambos os eixos estão em escala logarítmica.

do choque, as partículas mais energéticas sendo confinadas no pós-choque.

Capítulo 5

Conclusão

Este estudo sobre raios cósmicos, como eles se originam, como ganham energia, e sua detecção no meio interplanetário, explorando teoria, simulações, e análise de dados. De fato, as evidências destas partículas são encontradas desde as interações observadas com o meio interestelar às chuvas de partículas que observamos na atmosfera terrestre. Os principais mecanismos de emissão dessas partículas nas fontes astrofísicas são as emissões síncrotron, Compton inverso, e de decaimento de píons neutros, como vimos no Capítulo 2. Consideramos as partículas podem alcançar altíssimas energias através de processos de aceleração de Fermi, como apresentado no Apêndice A.

No Capítulo 3, como um análogo aos processos de aceleração de partículas em cascadas de remanescentes de supernovas, olhamos para os dados do Programa *Voyager*, em busca de choques de plasma no contexto do meio interplanetário, e, nesses choques, evidências de que havia aceleração de partículas acontecendo neles. A teoria de choques é melhor descrita no Apêndice B, e usamos os critérios dados pelas resoluções das condições de Rankine-Hugeniot para diferentes cenários para tentativamente classificarmos certos eventos como choques verdadeiros. Achamos evidências de aceleração de partículas em eventos de choques presenciados pela sonda *Voyager 2* a 5 UA de distância do Sol. Para comparação, utilizando um modelo magnetohidrodinâmico (o *OpenMHD*) simulamos choques unidimensionais no meio interplanetário.

Por último, no Capítulo 4 trabalhamos com o código do próprio grupo de estudos, o *PIC-MHD BUTANTAN*, onde pudemos estudar o comportamento de partículas injetadas em uma frente de choque magnetohidrodinâmico. Nosso modelo unidimensional mostrou que as partículas ganham energia de forma consistente com o mecanismo de *diffusive shock acceleration*. Essa simulação demonstra que de fato, com um curto intervalo de tempo, as

partículas injetadas ganham bastante energia nesse processo de aceleração de 1^a ordem de Fermi, e, quando pensando em escalas de tempo astronômicas, pode justificar a presença de partículas altamente energéticas.

Referências Bibliográficas

Baumjohann W., Treumann R. A., Basic space plasma physics. World Scientific Publishing Company, 1997

Carroll B. W., Ostlie D. A., An Introduction to Modern Astrophysics. Cambridge University Press, 2013

Davis P., , 2025 Interstellar Mission - NASA Science

Fraternale F., Gallana L., Iovieno M., Opher M., Richardson J. D., Tordella D., Turbulence in the solar wind: Spectra from Voyager 2 data at 5 AU., *Physica Scripta*, 2016, vol. 91

Gabici S., Low-energy cosmic rays: regulators of the dense interstellar medium, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 2022, vol. 30

Karttunen H., Kroger P., Oja H., Poutanen M., Donner K. J., Fundamental astronomy sixth edn. Springer Berlin Heidelberg, 2017

Knopf W., , 2017 Mission Information

Koshikumo C. N., Transporte de campos magnéticos e raios cósmicos no meio interestelar turbulento, Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, 2024, Tese de Doutorado

Law E. S., Crichton D., , 2006a PDS: Instrument Profile - Cosmic Ray Subsystem

Law E. S., Crichton D., , 2006b PDS: Instrument Profile - Low Energy Charged Particle

Liewer P., , 2012 File:Diagram of Heliosphere with Incoming Rays and Ions.png — Wikimedia Commons, the free media repository

Logreira D., , 2025 Where are voyager 1 and 2 now? - NASA science

Longair M. S., High Energy Astrophysics 3rd edition edn. Cambridge University Press, 2011

NASA/JPL-Caltech, 2024 Voyager - Galleries

Romero G. E., Introducción a la Astrofísica Relativista. Universidad Nacional de La Plata, 2021

Schlickeiser R., Cosmic Ray Astrophysics. Springer International Publishing, 2003

Williams D. R., , 2022a Voyager 1: Cosmic Ray System (CRS) - the NSSDCA - NASA

Williams D. R., , 2022b Voyager 1: Low-Energy Charged Particles (LECP) - the NSSDCA - NASA

Williams D. R., , 2022c Voyager 1: Plasma Spectrometer (PLS) - the NSSDCA - NASA

Zenitani S., , 2024 OpenMHD code

Apêndice

Apêndice A

Mecanismos de Energização de Partículas

A.1 Equações da Órbita de Partículas Carregadas

Aqui iremos discutir sobre como partículas carregadas, como prótons e elétrons, podem ser aceleradas para chegar até as energias dos raios cósmicos que observamos daqui na Terra. Este apêndice inteiro será baseado fortemente na descrição do livro de Longair (2011).

Primeiramente, teremos uma descrição sobre como as partículas se movimentam na presença de campos magnéticos. Dado uma partícula com massa de repouso m_0 , carga zq , em um campo magnético \mathbf{B} , e uma velocidade \mathbf{v} (então com um fator de Lorentz igual a $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$), a sua equação de movimento é

$$\frac{d}{dt} (\gamma m_0 \mathbf{v}) = zq \left(\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right), \quad (\text{A.1})$$

e considerando que $\mathbf{a}_B \cdot \mathbf{v} = 0$ (\mathbf{a}_B sendo a aceleração devida à força magnética),

$$\gamma m_0 \frac{d\mathbf{v}}{dt} = zq \left(\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right). \quad (\text{A.2})$$

A aceleração paralela ao campo magnético é nula, então somente sobra a aceleração perpendicular a \mathbf{v} e \mathbf{B} , causando uma aceleração centrípeta ao redor das linhas do campo magnético. Podemos igualar à equação de movimento centrípeta, para achar o raio da porção circular do movimento da partícula, que fica

$$r = \frac{\gamma m_0 |\mathbf{v}| \sin \theta}{zq |\mathbf{B}|}, \quad (\text{A.3})$$

onde θ é o ângulo de *pitch*, o ângulo entre a velocidade da partícula e o campo magnético. Portanto, o movimento de uma partícula carregada em um campo magnético é constante na direção do campo magnético, e em círculos ao redor da linhas de campo, formando uma hélice. A girofrequência angular (ou frequência angular) do movimento da partícula é

$$\omega_g = \frac{v_{\perp}}{r} = \frac{zq|\mathbf{B}|}{\gamma m_0 c}. \quad (\text{A.4})$$

Se o campo magnético que a partícula está atravessando não é constante, variando de intensidade ou direção, o movimento da partícula ainda vai ter uma componente de movimento do centro de giração e de aumento ou redução do raio de giração. Isso é ilustrado na Figura A.1 a seguir.

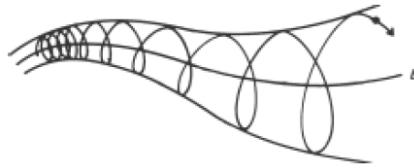


Figura A.1: Movimento de uma partícula devido à presença de um campo magnético variável. O raio de curvatura do movimento ciclotrônico da partícula é tal que um valor de fluxo magnético constante é fechado dentro de seu contorno. Figura retirada do livro *High Energy Astrophysics* (Longair, 2011).

A.2 Equação de Transporte e Obtenção de Soluções de Leis de Potência Para a Função de Distribuição

Pensando agora, em não apenas uma partícula, mas um conjunto delas sendo injetado em um espaço dV de um plasma, com uma taxa de injeção, essas partículas são energizadas ou de-energizadas em diferentes taxas. Para ter aceleração dessas partículas, temos que ter $\alpha E > \tau_{cool}^{-1} E$, onde α é a taxa de energização, e τ_{cool} é o tempo de perda de energia da partícula (por exemplo por emissão radiativa), e a variação total da energia de uma certa partícula fica

$$\frac{dE}{dt} = \alpha E - \tau_{cool}^{-1} E. \quad (\text{A.5})$$

Desta forma, a variação da distribuição de energia $N(\mathbf{r}, E, t)$ das partículas nesse volume fica

$$\frac{dN}{dt} = D\nabla^2 N - \frac{\partial}{\partial E} [(\alpha - \tau_{cool}^{-1}) EN] - \frac{N}{\tau_{esc}} + Q(E), \quad (\text{A.6})$$

onde D é o coeficiente de difusão espacial das partículas, τ_{esc} é o tempo de escape das partículas, e $Q(E)$ é a função de injeção de partículas nesse volume.

A Equação A.6 acima tem como forma estacionária quando não há difusão nem injeção de partículas a seguinte equação

$$-\frac{d}{dE} [(\alpha - \tau_{cool}^{-1}) EN] - \frac{N}{\tau_{esc}} = 0. \quad (\text{A.7})$$

Uma solução simples, quando $\alpha\tau_{esc}$ e τ_{esc}/τ_{cool} independem da energia, é uma lei de potências:

$$N(E) = KE^{-\Gamma}, \quad (\text{A.8})$$

onde

$$\Gamma = 1 + \frac{1}{(\alpha - \tau_{cool}^{-1}) \tau_{esc}} + \frac{\partial \ln(\alpha - \tau_{cool}^{-1})}{\partial \ln(E)}. \quad (\text{A.9})$$

Se adicionarmos mais um termo à equação A.6 acima, para a difusão da energia no volume dV , ficamos então com

$$\frac{dN}{dt} = D\nabla^2 N - \frac{\partial}{\partial E} [(\alpha - \tau_{cool}^{-1}) EN] - \frac{N}{\tau_{esc}} + Q(E) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} [D_E N], \quad (\text{A.10})$$

onde $D_E = \frac{d}{dt} \langle (\Delta E)^2 \rangle$ e $(\Delta E)^2 \approx 4\beta^2\mu^2 E^2$, e dado $\beta = v/c$ e $\mu = \gamma m_0 v_\perp / 2B$ (o momento magnético da partícula), então fica que

$$D_E = \frac{d}{dt} \langle (\Delta E)^2 \rangle = \frac{d}{dt} \int_{-1}^1 P_{coll}(\mu) [4\beta^2\mu^2 E^2] d\mu = \frac{4}{3} \beta^2 \tau_{scatt}^{-1} E^2, \quad (\text{A.11})$$

onde τ_{scatt} é o tempo de espalhamento das partículas do meio.

Para ondas turbulentas, há um efeito de ressonância das partículas sendo aceleradas com o campo magnético do plasma turbulento, e a função de distribuição nesse caso é tal que

$$N(p) \propto p^{-\Gamma'}, \quad (\text{A.12})$$

onde

$$\Gamma' = \frac{q+1}{2} + \sqrt{\left(\frac{q+1}{2}\right)^2 + \frac{\tau_{acc}}{\tau_{esc}}}, \quad (\text{A.13})$$

e $\tau_{acc} = p^2/D_E$ e p é o momento relativístico da partícula ($\gamma m_o v$), e assume-se que o segundo termo na raiz quadrada é constante. Este é um processo de aceleração de Fermi de 2^a ordem.

A.3 Aceleração Difusiva de 1^a Ordem em Choques

Em regiões onde se sabe que partículas são aceleradas a altas energias, como nos choques de remanescentes de supernovas, elas sofrem do que se chamam mecanismos de *diffusive shock acceleration* (aceleração difusiva em choques). A principal característica desse processo é que a aceleração é de primeira ordem na velocidade do choque.

Descrevendo o mecanismo de Fermi de uma maneira ligeiramente diferente, definimos as constantes: β a partir de $E = \beta E_0$, onde ela é a energia média da partícula após uma colisão; e P é a probabilidade de a partícula permanecer na região de aceleração após uma colisão. Então, após k colisões, há $\eta = N_0 P^k$ partículas com energias $E > E_0 \beta^k$. Eliminando k entre essas grandezas, e simplificando a equação, ficamos com

$$\frac{\eta}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\ln P}{\ln \beta}} \Rightarrow N = \frac{d\eta}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\ln P}{\ln \beta} - 1}. \quad (\text{A.14})$$

O aumento fracionário de energia é de $\Delta E/E_0 \propto 2V/c$, ou seja, de primeira ordem em V/c . O processo de *diffusive shock acceleration* é, de fato, uma aceleração de Fermi de primeira ordem na presença de choques fortes. Ele envolve um choque forte propagando-se através de um meio difuso, onde partículas de altas energias se propagam pelo meio interestelar à frente de remanescentes de supernovas em expansão supersônica. A velocidade do choque é muito menor do que a das partículas, e essas mal percebem o choque, já que a espessura da frente de choque é normalmente muito menor do que o raio de Lamor da partícula.

Devido ao espalhamento por instabilidades de fluxo ou movimentos turbulentos em ambos os lados da onda, quando as partículas atravessam o choque em qualquer direção, sua distribuição de velocidades rapidamente se torna isotrópica no referencial do fluido em movimento em ambos os lados do choque. Tomando a onda de choque em um referencial no qual a frente de choque está em repouso, o gás *upstream* em direção ao choque com velocidade $v_1 = U$, e para além do choque com uma velocidade *downstream* $v_2 = 1/4 v$. Temos então que

$$\rho_1 v_1 = \rho_1 U = \rho_2 v_2. \quad (\text{A.15})$$

Pensando nas partículas de altas energias na frente do choque, o choque avança pelo meio a uma velocidade U , mas o gás atrás do choque viaja a uma velocidade $(3/4)U$ em relação ao gás *upstream*. Quando uma partícula de alta energia atravessa a frente de choque, ela obtém um pequeno aumento de energia, da ordem de $\Delta E/E_0 \sim U/c$. As partículas são então espalhadas na região atrás da frente de choque, de modo que suas distribuições de velocidade se tornam isotrópicas em relação a esse fluxo.

Agora, pensando no processo oposto da partícula se difundindo de trás do choque para a região à frente do choque. Agora, a distribuição de velocidade das partículas é isotrópica atrás do choque e, ao atravessar à frente do choque, encontram gás se movendo em direção à frente de choque, novamente com a mesma velocidade $(3/4)U$. Em outras palavras, a partícula passa exatamente pelo mesmo processo de receber um pequeno aumento de energia ΔE ao atravessar o choque do fluxo *downstream* para o fluxo *upstream*, como ocorreu ao viajar de *upstream* para *downstream*. Cada vez que a partícula atravessa a frente de choque, ela recebe o mesmo aumento de energia em ambas as direções.

Então, ao fazer uma viagem de ida e volta através do choque, o aumento fracionário de energia é, em média,

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{V}{c}, \quad (\text{A.16})$$

e então,

$$\beta = \frac{E}{E_0} = 1 + \frac{4}{3} \frac{V}{c} \quad (\text{A.17})$$

para uma viagem. O espectro de energia diferencial das partículas de energias relativísticas é

$$N(E)dE \propto E^{-2}dE. \quad (\text{A.18})$$

Há um limite superior para a energia à qual as partículas podem ser aceleradas por esse mecanismo, pois embora o mecanismo de aceleração descrito aqui seja melhor do que o mecanismo de Fermi original de segunda ordem, ele ainda não é um processo rápido. As partículas precisam se difundir para frente e para trás através da onda de choque muitas vezes e, no caso das camadas de remanescentes de supernova, suas energias aumentam por volta de 1% a cada cruzamento. Embora o mecanismo de aceleração continue ao longo da vida de um remanescente de supernova até que ele se dissolva no meio interestelar, após cerca de 10^6 anos no máximo, a maior parte da aceleração das partículas ocorre durante a fase de onda de choque não desacelerada (fase de expansão livre, ou *blast wave*), que dura menos de 10^3 anos. Assumindo que a densidade de fluxo magnético do campo magnético interestelar é de $10^{-6} G$, se estima que o limite superior máximo para a energia das partículas é na ordem de $10^5 GeV$, ou $10^{14} eV$.

Tanto a energia do campo magnético quanto a energia das partículas em remanescentes de supernovas em forma de casca são derivadas da energia cinética de expansão da supernova. E, como o processo acelera partículas com a mesma energia por núcleon, núcleos como hélio, carbono, oxigênio e ferro podem atingir energias totais ainda maiores. Por último, o espectro de energia dos raios cósmicos se estende muito além desse limite superior calculado de $10^{14} eV$, e há muitos locais potenciais de aceleração de partículas para $E \sim 10^{20} eV$ na galáxia e além, mas é improvável que seja o caso dos choques em aglomerados de galáxias e remanescentes de supernovas.

Apêndice B

Teoria de Choques Magnetohidrodinâmicos e Condições de Rankine-Hugeniot

A teoria que descreve as descontinuidades e choques é conhecida e desenvolvida em vários livros-texto, então seguimos o desenvolvimento dela no Capítulo 8 do livro de Baumjohann e Treumann (1997). Resumindo, as descontinuidades devem obedecer às seguintes regras para que as leis de conservação se mantenham:

$$\mathbf{n} \cdot [n\mathbf{v}] = 0, \quad (B.1)$$

$$\mathbf{n} \cdot [nm\mathbf{v}\mathbf{v}] + \mathbf{n} \left[p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right] - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{n} \cdot [\mathbf{B}\mathbf{B}] = 0, \quad (B.2)$$

$$[\mathbf{n} \times \mathbf{v} \times \mathbf{B}] = 0, \quad (B.3)$$

$$\mathbf{n} \cdot [\mathbf{B}] = 0, \quad (B.4)$$

e

$$\left[nm\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \left(\frac{v^2}{2} + w + \frac{1}{nm} \left(p + \frac{B^2}{\mu_0} \right) \right) - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{n} \cdot \mathbf{B} \right] = 0, \quad (B.5)$$

onde n é a densidade do plasma, m é o fluxo de massa, \mathbf{v} é a velocidade do plasma, \mathbf{B} é o campo magnético, p é a pressão de plasma, w é a energia interna por unidade de massa, μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo. Adicionalmente, todos os valores em negrito são vetores, e os colchetes $([...])$ representam variações das quantidades contidas neles, ao redor da superfície da descontinuidade, cuja normal é denominada por um vetor \mathbf{n} .

Essas equações, em conjunto, são chamadas das equações de Rankine-Hugoniot, e contêm todas as propriedades básicas das descontinuidades magneto-hidrodinâmicas ide-

ais. As soluções destas equações classificam esses fenômenos em pelo menos seis tipos de descontinuidades e choques verdadeiros.

O primeiro tipo é de descontinuidades de contato, onde não há fluxo de material através da descontinuidade:

$$f = 0, \quad (B.6)$$

onde $f = nmvN$ é o fluxo de massa. As descontinuidades tangenciais e de contato são dessa categoria. Ao resolver as equações de Rankine-Hugoniot com essa condição de fluxo, e impor que $\Delta B_N = 0$, tem-se as descontinuidades de contato, que obedecem às seguintes regras:

$$\Delta p = 0; \Delta v_T = 0; \Delta B_N = 0; \Delta B_T = 0; \quad (B.7)$$

onde v_T e B_T são a velocidade de fluxo e campo magnético tangenciais à superfície da descontinuidade, e v_N e B_N são a velocidade de fluxo e campo magnético normais à superfície da descontinuidade. E, quando $\Delta B_N \neq 0$, têm-se as descontinuidades tangenciais, que obedecem estas regras:

$$\Delta \left[p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right] = 0; \Delta v_N = 0; \Delta B_N = 0; \quad (B.8)$$

onde B^2 é o produto escalar do campo magnético por si próprio.

O segundo tipo de descontinuidades são as descontinuidades rotacionais, onde há uma quantidade finita de fluxo através delas, dependente do campo magnético normal ao plano da descontinuidade:

$$f = \pm \frac{B_N}{\sqrt{\mu_0 \langle \nu \rangle}}. \quad (B.9)$$

Resolvendo as equações de R-H para esta condição tem-se que as descontinuidades rotacionais obedecem às seguintes regras:

$$\Delta n = 0; \Delta p = 0; \Delta v_N = 0; \Delta B_N = 0; \Delta B^2 = 0; \Delta \left[v_T + \frac{B_T}{\sqrt{nm\mu_0}} \right] = 0. \quad (B.10)$$

O terceiro tipo de descontinuidades são chamados de choques verdadeiros, que são os *slow shocks* (choques lentos), *intermediary shocks* (choques intermediários) e *fast shocks* (choques rápidos). A condição de fluxo fica

$$f^2 = -\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta p}{\Delta \nu} - \frac{< B >^2}{\mu_0 < \nu >} \right) \pm \sqrt{\frac{\Delta}{4}}, \quad (\text{B.11})$$

onde $\nu = (nm)^{-1}$. Resolvendo as equações de R-H para essa condição, tem-se que *slow shocks* obedecem às seguintes regras:

$$B_N \neq 0; v_N \neq 0; \Delta v_N = -\frac{< v_N >}{< n >} \Delta n; B_T \text{ antes} < B_T \text{ depois}. \quad (\text{B.12})$$

Intermediary shocks obedecem às regras de que:

$$\Delta p \neq 0; \Delta \nu \neq 0. \quad (\text{B.13})$$

E, finalmente, *fast shocks* obedecem

$$B_N \neq 0; v_N \neq 0; \Delta v_N = -\frac{< v_N >}{< n >} \Delta n; B_T \text{ antes} > B_T \text{ depois}. \quad (\text{B.14})$$

Essas regras derivadas das condições de R-H foram importantes para a classificação das descontinuidades estudadas na *database* do Programa *Voyager*.

Apêndice C

Informações Sobre o Estudo dos Dados do Programa *Voyager*

Os dados disponíveis publicamente e usados neste projeto foram coletados pelos instrumentos das sondas do Programa *Voyager*. A explicação a seguir desse programa, as sondas e seus instrumentos *científicos* é retirada do site da missão *Voyager* da própria *NASA* (Davis, 2025); os sites salvos no arquivamento virtual de sites *Wayback Machine* do *Internet Archive* sobre os instrumentos das sondas: Williams (2022a), (Williams, 2022c), (Williams, 2022b), (Law e Crichton, 2006a) e (Law e Crichton, 2006b); entre outras páginas: (Logreira, 2025) e (Knopf, 2017).

C.1 O Programa *Voyager*

O Programa *Voyager* é um programa de exploração espacial americano, usando um par de sondas carregadas de equipamentos científicos para o estudo do meio interplanetário e interestelar. Ele se originou do programa *Mariner*, mas depois as duas sondas *Voyager* se tornaram o foco de seu próprio programa, e elas tinham o intuito de explorar o sistema solar, especificamente Júpiter, Saturno, Urano e Netuno, e algumas luas, e o meio interplanetário (Knopf, 2017).

Cada sonda foi provida de vários instrumentais, desde câmeras a detectores, telescópio, espectrômetros, etc., além dos famigerados Discos Dourados que contém várias informações sobre a Terra e a humanidade, feitos com o propósito mais filosófico-existencial do possível, mas improvável, futuro contato com civilizações extraterrestres. Elas foram lançadas da Terra em direção a fora do sistema solar em 1977, com a *Voyager 2* indo primeiro, e a *Voyager 1* depois. A *Voyager 2* seguiu o plano solar, passando rente de Júpiter e Saturno,

enquanto a *Voyager 1* passou rente de Urano (1986) e Netuno (1989), e da lua Titã de Saturno, e aí se descolou do plano solar. Em 2012, a *Voyager 1* alcançou a heliopausa, e no final de 2018 a *Voyager 2* também.

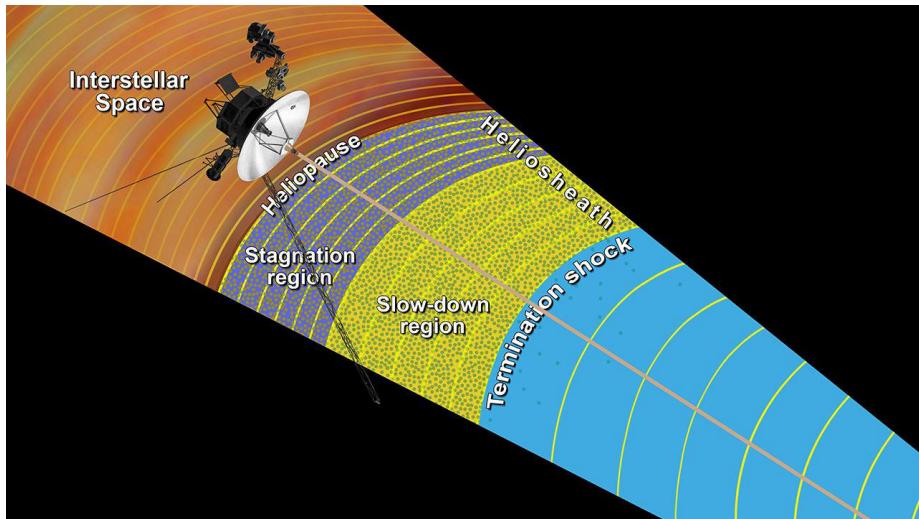


Figura C.1: Visualização da porção final da trajetória de uma sonda da *Voyager* dentro do sistema solar, onde a sonda entra e percorre as diferentes partes da fronteira da heliosfera (NASA/JPL-Caltech, 2024).

Atualmente estão em operação somente parte dos sistemas agora nas *Voyagers* (*Voyager 1* - *CRS, LECP, MAG, PWS*; *Voyager 2* - *CRS, LECP, MAG, PWS, PLS*), ambas sondas já passaram para o espaço interestelar (a *Voyager 1* está além de 159 U.A. da Terra, e a *Voyager 2* além de 139 U.A.), e até 2025, todos os instrumentos se desligarão devido à falta de energia para sustentá-los, e perderemos o contato com ambas as sondas.

C.2 Tabela de Referência dos Dados da *Voyager*

As bases de dados abertas do projeto *Voyager* são extremamente amplas e repletas de todos os tipos de dados e formatos, com abrangências de períodos e frequências múltiplas. Somente os dados da *Voyager 1* são na ordem de 32 Gb, então, houve-se de selecionar que dados seriam focados neste projeto de pesquisa. A Tabela C.1 lista todos os dados que foram usados neste projeto até agora, com os seus nomes, suas frequências de medição, abrangência temporais e links de acesso.

Tabela C.1 - Listagem de todos os dados usados até agora das bases de dados públicas referentes ao programa da *Voyager*, com descrição dos dados, período total de registro, frequência temporal da captura dos dados, e *hyperlinks* para os arquivos no site da *NASA*.

Voyager 1		período	freq. da série	localização dos dados (link)
nome do campo (velocidade, número de partículas, campo magnético, etc.)				
Média da Magnitude do Campo $ B $		1977 - 2022	Hora	
Magnitude do Campo Médio $ B $		1977 - 2022	Hora	
Campo B Radial		1977 - 2022	Hora	
Campo B Transversal		1977 - 2022	Hora	
Campo B Normal		1977 - 2022	Hora	https://spdf.gsfc.nasa.gov/pub/data/voyager/voyager1/merged/
Velocidade de Fluxo dos Prótons		1977 - 2022	Hora	
Ângulo de Elevação Theta do Vetor de		1977 - 2022	Hora	
Velocidade de Fluxo dos Prótons				
Ângulo Azimutal Phi do Vetor de		1977 - 2022	Hora	
Velocidade de Fluxo dos Prótons				
Densidade dos Prótons		1977 - 2022	Hora	
Temperatura dos Prótons		1977 - 2022	Hora	
Fluxos de Diferentes Coortes de Energias das Partículas		1977 - 2022	Hora	
Voyager 2		período	freq. da série	localização dos dados (link)
nome do campo (velocidade, número de partículas, campo magnético, etc.)				
Média da Magnitude do Campo $ B $		1977 - 2022	Hora	
Magnitude do Campo Médio $ B $		1977 - 2022	Hora	
Campo B Radial		1977 - 2022	Hora	
Campo B Transversal		1977 - 2022	Hora	
Campo B Normal		1977 - 2022	Hora	https://spdf.gsfc.nasa.gov/pub/data/voyager/voyager2/merged/
Velocidade de Fluxo dos Prótons		1977 - 2022	Hora	
Ângulo de Elevação Theta do Vetor de		1977 - 2022	Hora	
Velocidade de Fluxo dos Prótons				
Ângulo Azimutal Phi do Vetor de		1977 - 2022	Hora	

Velocidade de Fluxo dos Prótons			
Densidade dos Prótons	1977 - 2022	Hora	
Temperatura dos Prótons	1977 - 2022	Hora	
Fluxos de Diferentes Coortes de Energias	1977 - 2022		
das Partículas			