

Anisotropia de raios cósmicos observada pela Rede Global de Detectores de Múons

Cosmic rays anisotropy observed by the Global Muon Detector Network

Jesus Alberto Nuñez^{*1}, Alisson Dal Lago¹, Marlos Rockenbach¹

¹Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, Brasil.

Recebido em 08 de julho de 2024. Revisado em 22 de outubro de 2024. Aceito em 31 de outubro de 2024.

Os raios cósmicos galácticos são partículas carregadas compostas principalmente por prótons, que entram na Heliosfera e são modulados pela atividade solar. Ao ingressar na atmosfera da Terra e colidir com as moléculas presentes no ar, produzem os denominados raios cósmicos secundários, classificados em três componentes: hadrônica, eletromagnética e muônica. Para medir os múons, neste trabalho são utilizados os detectores de múons produzidos a partir de prótons com energia média de 50 GeV, especificamente os detectores que formam a Rede Global de Detectores de Múons (GMDN). Uma das formas de estudar a modulação dos raios cósmicos na Heliosfera é utilizar a anisotropia dos raios cósmicos calculada a partir dos dados fornecidos pela GMDN, a qual depende de fatores espaciais e temporais, além de efeitos atmosféricos como a pressão e temperatura atmosféricas. Para calcular a anisotropia utiliza-se a resolução de equação linear pelo Método dos Mínimos Quadrados.

Palavras-chave: Raios cósmicos, múons, detectores, anisotropia.

Galactic cosmic rays are charged particles mainly composed by protons, which enter the Heliosphere and get affected by the solar activity. When they enter the earth's atmosphere and collide with the molecules in the air, they create secondary cosmic rays, divided into three components: hadronic, electromagnetic and muonic. This work uses muon detectors to measure muons generated by protons with average 50 GeV energy, specifically detector of the Global Muon Detector Network (GMDN). One way of studying the Heliospheric modulation of cosmic rays is through their anisotropy, which is calculated using data provided by the GMDN. It depends on spatial and temporal factors as well as atmospheric effects like atmospheric pressure and temperature. The anisotropy is calculated by solving a linear equation using the Least Squares Method.

Keywords: Cosmic rays, muons, detectors, anisotropy.

1. Introdução

Atualmente, a Heliosfera é considerada uma cavidade de plasma controlada pelo vento solar emitido com uma velocidade super-magnetossônica, cujo tamanho depende da atividade solar. A emissão do plasma solar se deve à diferença de pressão entre a região próxima do Sol e a região distante dele, fazendo com que o vento solar flua. Como o vento solar é um plasma altamente condutor, ele carrega consigo o campo magnético solar, conhecido no meio interplanetário como Campo Magnético Interplanetário ("CMI") [1]. Considerando este fenômeno e a rotação solar em grande escala, as linhas formam a denominada Espiral de Parker [2]. Existem partículas eletricamente carregadas, geralmente compostas por prótons (90%), e íons carregados que ingressam na Heliosfera, denominados raios cósmicos galácticos [3]. Estes são gerados na galáxia, sendo acelerados por ondas de choque geradas em explosões de supernovas [4, 5]. Ao ingressar na Heliosfera, o fluxo dos raios cósmicos é modulado pela atividade solar, variando de forma

inversamente proporcional ao ciclo de atividade solar, decrescendo durante os períodos de máxima atividade solar, e crescendo durante os períodos de mínima atividade solar, numa variação cíclica de aproximadamente 11 anos [6]. As observações dos raios cósmicos mostram que a forma de seus picos de intensidade máxima apresentam alterações de um máximo para o seguinte, repetindo-se a cada dois ciclos de 11 anos, resultando em um ciclo de 22 anos de periodicidade. Para cada ciclo solar, os processos diferem, sendo a difusão o fator modulador em alguns períodos e em outros períodos é a deriva, bem como períodos em que a difusão e a deriva estão acopladas [7].

Quando os raios cósmicos ingressam na atmosfera da Terra, eles colidem com as moléculas presentes no ar, formando os denominados raios cósmicos secundários, classificados em componentes hadrônicas, eletromagnéticas e muônicas, formando o Chuveiro atmosférico extenso [8]. As medições dos raios cósmicos na superfície terrestre envolvem detectores de múons e nêutrons, cujos dados permitem observar as variações anisotrópicas diurnas e siderais, além dos efeitos isotrópicos como o Decréscimo Forbush [7].

*Endereço de correspondência: jesus.nunez@inpe.br

2. Propriedades dos Raios Cósmicos

O transporte dos raios cósmicos galácticos, desde a entrada na Heliosfera até a Terra consiste em interações dessas partículas carregadas com o vento solar, campo magnético interplanetário e as estruturas solares que causam perturbações magnéticas no meio interplanetário [9].

O campo magnético interplanetário modula o fluxo de raios cósmicos na Heliosfera, e o efeito resultante é descrito pela combinação de quatro processos descritos por Parker [10] e redefinidos por [11] e [12]. Este fenômeno é expresso pela seguinte equação:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla f - \langle \mathbf{v}_D \rangle \cdot \nabla f + \nabla \cdot (\mathbf{K}_s \cdot \nabla f) + \frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial f}{\partial \ln P} + Q, \quad (1)$$

onde t é o tempo, P é a rigidez da partícula, $\mathbf{V}$ é a velocidade do vento solar, $\mathbf{K}$ é o tensor de difusão, dividido em uma parte simétrica K_s e uma parte anti-simétrica K_A , e $\langle \mathbf{v}_D \rangle$ é a velocidade média de deriva com uma distribuição $f(\mathbf{r}, P, t)$ isotrópica [13]. A equação (1) contém todos os processos importantes para a modulação dos raios cósmicos, onde:

- O termo do lado esquerdo representa a variação temporal da função distribuição $f(\mathbf{r}, P, t)$, que possui dependência da posição, da rigidez e do tempo.
- O primeiro termo do lado direito descreve a convecção das partículas no vento solar.
- O segundo termo representa o efeito da deriva no campo magnético interplanetário, expressa como uma velocidade média de deriva $\langle \mathbf{v}_D \rangle$, que representa as derivas de curvatura e gradiente, expressas pela equação (2). A deriva da curvatura explica a força centrífuga que uma partícula experimenta em um campo curvo. O desvio do gradiente do campo magnético é perpendicular à direção do campo e à direção do gradiente [14].

$$\mathbf{v}_D = \frac{p}{3q} \frac{c}{B^2} \left(\frac{1}{B^2} \nabla \times \mathbf{B} + \frac{1}{B^4} \mathbf{B} \times \nabla B^2 \right) \quad (2)$$

- O terceiro termo representa a difusão das partículas nas irregularidades do campo magnético interplanetário. Pode ser representado como uma soma da parte simétrica e anti-simétrica da seguinte forma:

$$K = \begin{vmatrix} K_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & K_{\perp} & K_A \\ 0 & -K_A & K_{\perp} \end{vmatrix} = K_A + K_S$$

onde a parte simétrica do tensor de difusão contém os coeficientes de difusão paralelo $K_{\parallel}$ e o tensor de difusão perpendicular $K_{\perp}$ ao campo magnético. O termo

antissimétrico está em função da velocidade de deriva como:

$$\langle \mathbf{v}_D \rangle = \nabla \times K_A \cdot \frac{\mathbf{B}}{B} \quad (3)$$

Na difusão, as partículas podem se mover de um ponto de densidade mais alta para outro ponto de densidade mais baixa, onde podem ser efetivas em uma direção e não na outra. Como as partículas carregadas são transportadas, a difusão é maior na direção paralela às linhas do campo magnético [15].

- O quarto termo representa a mudança de energia devido à expansão adiabática do vento solar.
- O quinto termo refere-se às possíveis fontes dentro da Heliosfera.

Existem fenômenos solares que afetam o ambiente interplanetário e causam mudanças nas condições da equação (1), provocando alterações na intensidade dos raios cósmicos observados na superfície da Terra. Além disso, existem fenômenos terrestres que influenciam a intensidade dos raios cósmicos antes que eles atinjam a superfície terrestre, sendo esses efeitos produzidos pelo campo magnético da Terra. O campo magnético da Terra tem dois efeitos sobre as partículas carregadas: um é a deflexão das partículas devido à presença do campo, e o outro é que a energia primária deve ser maior que a energia de corte para que as partículas atinjam a superfície da Terra [16].

Quando os raios cósmicos primários, após passarem pela Heliosfera e interagirem com o campo magnético da Terra, atingem a atmosfera terrestre, encontram um ambiente altamente denso, composto principalmente por moléculas de N_2 (78.1%) e O_2 (21.0%), que compõem 99% do volume atmosférico e da massa da Terra [17]. A colisão dos raios cósmicos primários com a atmosfera produz os raios cósmicos secundários ou partículas secundárias. Após sua produção, essas partículas secundárias decaem em outras partículas que, por sua vez, passam por novos decaimentos. Esses sucessivos decaimentos formam uma cascata, genericamente conhecida na literatura como chuva atmosférica extensa [18]. A Figura 1 mostra a representação de um chuva.

As partículas secundárias produzidas consistem em três componentes:

- 1) Componente eletromagnética: formada por elétrons (e^-), pósitrons (e^+) e fótons (γ) [20].
- 2) Componente hadrônica: composta por píons ($\pi^\pm$), kaons ($K^\pm, K^0$) e bárions (prótons, nêutrons, etc) [21].
- 3) Componente muônica: gerada pelo decaimento de píons e kaons carregados. Os múons são partículas com uma massa igual a $105,658 \text{ MeV}/c^2$, e, portanto, 200 vezes maior do que a massa do elétron. Eles se movimentam com velocidades relativísticas ($0,998 \text{ c}$) e têm uma vida média relativamente curta ($2,2 \mu s$). São gerados a partir

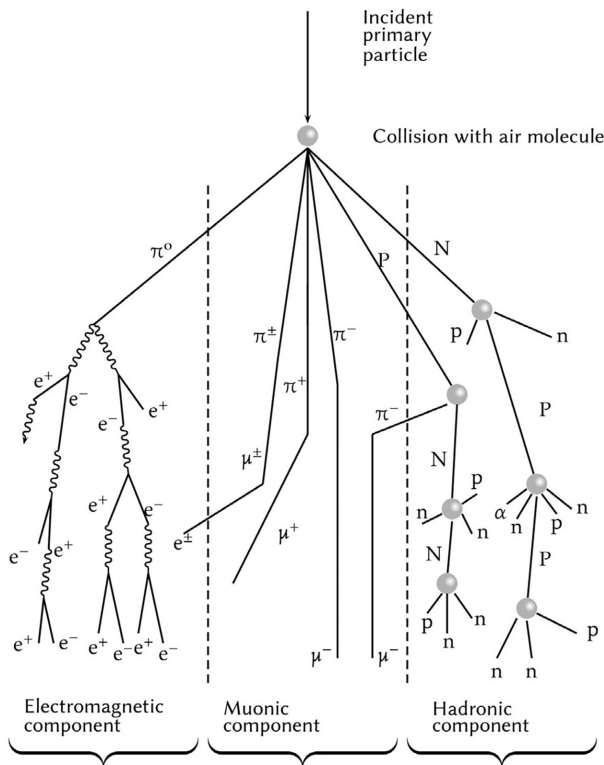


Figura 1: Representação gráfica de um chuveiro atmosférico extenso [19].

dos raios cósmicos galácticos com uma energia aproximadamente de 50 GeV, de modo que a maioria deles pode ser detectado até mesmo ao nível do mar. A ocorrência de múons é dominante mesmo a grandes distâncias do ponto do impacto da partícula primária que gera uma cascata [22].

Na superfície da Terra, os raios cósmicos primários (raios cósmicos galácticos) são detectados indiretamente por meio das componentes secundárias, utilizando detectores de múons e nêutrons. Esses dispositivos são usados para medir anisotropias em energias superiores a 1 GeV. Os detectores de nêutrons têm maior sensibilidade aos raios cósmicos primários a uma energia de aproximadamente 10 GeV, enquanto os detectores de múons são mais eficazes a uma energia de cerca de 50 GeV.

3. Anisotropias

O vetor da anisotropia tridimensional dos raios cósmicos consiste em duas componentes: um ao longo do plano equatorial e outro paralelo ao eixo de rotação da Terra. A amplitude e a fase da variação diurna solar são derivados da componente eclíptica, e a componente paralela ao eixo de rotação da Terra contribui para a anisotropia norte-sul nas variações diurnas siderais [23].

- **Variação diurna solar:** A variação diurna solar é uma componente da modulação dos raios cósmicos,

onde o fluxo convectivo do vento solar se sobrepõe ao fluxo difuso dos raios cósmicos sob as linhas do campo [24]. A variação diurna na intensidade dos raios cósmicos na superfície terrestre resulta da combinação de difusão (ξ_D) e a convecção (ξ_C) [25]. Para um observador na superfície da Terra, há um pequeno efeito devido à translação da Terra, conhecido como o efeito Compton-Getting (ξ_{CG}), que descreve como as distribuições das partículas observadas em movimento relativo em dois referenciais são diferentes [26]. A soma dos vetores anisotrópicos, (ξ_C) e (ξ_{CG}) resulta em (ξ), que descreve o valor máximo da intensidade dos raios cósmicos durante 12–18 horas locais. Quando o processo de convecção é dominante, a fase diurna ocorre por volta das 12 h, horário local, e, no outro caso, quando a difusão paralela domina, o pico de intensidade ocorre próximo às 18 h, horário local [27].

- **Variação diurna sideral:** Esta anisotropia resulta da interação entre o campo magnético interplanetário (B_{CMI}) e o gradiente radial da densidade dos raios cósmicos (G_r). Essa interação é responsável pela formação da anisotropia norte-sul. A direção do fluxo é determinada pelo produto vetorial entre o vetor (B_{CMI}) e o vetor (G_r), e essa direção depende da polaridade do campo magnético interplanetário, que inverte a cada 11 anos [28].

4. Decréscimo de Forbush

A Ejeção de Massa Coronal (“EMC”) e sua manifestação interplanetária, a Ejeção de Massa Coronal Interplanetária (“EMCI”), são considerados fenômenos solares transitórios que alteram a intensidade dos raios cósmicos que atingem a atmosfera terrestre, causando uma redução na intensidade das partículas medidas na Terra. Este evento é chamado de Decréscimo de Forbush [29]. Durante este evento, a intensidade medida pode ser reduzida em até aproximadamente 20% [30]. A formação do Decréscimo de Forbush envolve duas etapas: a primeira relacionada à passagem do choque interplanetário e a segunda relacionada à passagem do material ejetado [31, 32]. Este fenômeno pode ser observado na Figura 2.

5. Rede Global de Detectores de Múons – GMDN

A Rede Global de Detectores de Múons consiste em quatro detectores multidirecionais instalados em Nagoya (Japão), Hobart (Austrália), Kuwait (Kuwait) e São Martinho da Serra (Brasil). As respectivas áreas de detecção são de 36 m², 9 m², 9 m² e 32 m² [33]. Os detectores de Nagoya, Hobart e São Martinho da Serra são do tipo cintiladores, agrupados em duas camadas verticais, diferindo apenas na área de detecção que

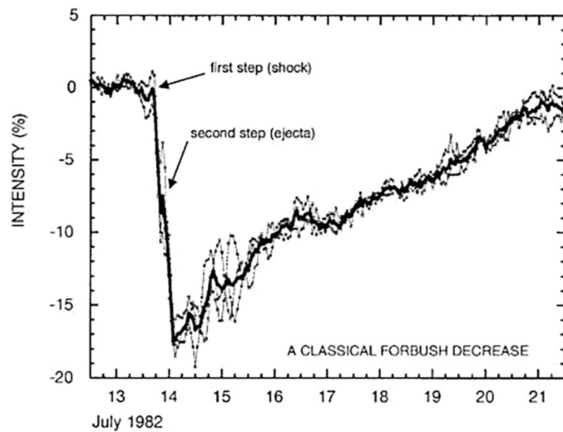


Figura 2: Decréscimo de Forbush clássico, onde o eixo y indica a variação percentual da intensidade dos raios cósmicos e o eixo x o tempo, neste caso desde o dia 13 até 21 de julho de 1982. Neste gráfico é indicado as duas etapas, a primeira etapa do choque e a segunda apresenta a passagem do material ejetado [31].

cobrem. A distância vertical entre as duas camadas do detector é de 1,73 m, com uma camada intermediária de 5 cm de chumbo usada para absorver partículas de raios cósmicos com energia menor que 320 MeV [34]. Cada camada consiste em um grupo de 1 m² de área de detectores unitários, com dimensões dos plásticos cintiladores de 1 m × 1 m × 0,1 m, onde cada unidade possui um fotomultiplicador de 12,7 cm de diâmetro. A detecção consiste em contar pulsos de coincidência entre um par de detectores, um da camada superior e outro da camada inferior, e registrar a taxa do múon através da respectiva direção de entrada. Quando ocorre uma incidência vertical, as coincidências são da camada superior e inferior na mesma direção, e também registram combinações entre os demais detectores superiores e inferiores, observando ocorrências em diferentes cones de visualização [35].

O detector de Kuwait tem um desenho totalmente diferente. Este detector é do tipo Hodoscópio, formado por cilindros de 10 cm de diâmetro e 5 m de comprimento, preenchidos com gás e equipados com um sistema de detecção semelhante ao contador Geiger-Muller [27]. O desenho esquemático desses detectores podem ser observados na Figura 3.

Atualmente, os detectores possuem um novo sistema de correlação, onde o detector de Nagoya possui 121 direções de observações, Hobart 49, Kuwait 529 e São Martinho da Serra 119. Estes sensores detectam os múons em diferentes direções. Eles detectam os múons produzidos por prótons com energias aproximadamente iguais a 50 GeV [23].

A medição da intensidade dos múons pela Rede Global de Detectores de Múons requer, primeiramente, as correções atmosféricas, incluindo as considerações de pressão e temperatura.

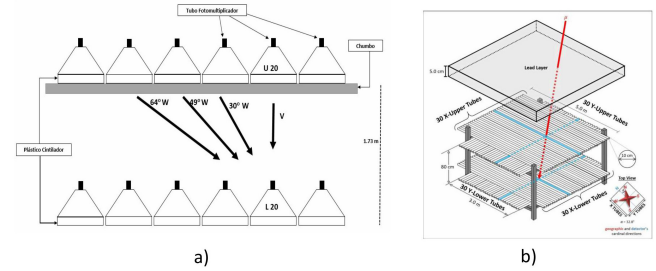


Figura 3: a) Esquema do detector de duas camadas, que registra a coincidência de contagem e a direção de incidência. Modificada de [36]. b) Esquema do detector do Kuwait. O sistema de detecção consiste nas coincidências de dois pares de cilindros X e Y, as camadas superior e inferior, respectivamente, que podem ser usadas para inferir a trajetória dos múons que passam pelo detector [35].

5.1. Correção por efeitos atmosféricos

A intensidade dos raios cósmicos na superfície terrestre, medida pelos detectores de superfície, depende do estado da atmosfera. A altitude onde ocorre o decaimento do pión para múon varia de acordo com a temperatura e com a pressão atmosférica, fazendo com que mais ou menos múons cheguem à superfície terrestre. Por esta razão, faz-se necessária uma correção dos efeitos atmosféricos [37].

5.1.1. Efeito da pressão atmosférica

O efeito barométrico representa uma atenuação do fluxo de raios cósmicos pela atmosfera terrestre. A pressão atmosférica e a intensidade dos raios cósmicos são inversamente proporcionais. Para calcular o efeito atmosférico, considera-se uma correlação linear entre a intensidade dos raios cósmicos (I) e a correspondente pressão atmosférica (P), utilizando a seguinte equação (5):

$$\frac{I_{PC}}{I} = \beta \cdot \Delta P, \quad (4)$$

onde β representa o coeficiente barométrico (%/hPa), I é a intensidade dos múons medida pelos detectores, e I_{PC} corresponde à intensidade dos múons influenciada pela pressão atmosférica, ou seja, a intensidade dos múons corrigida. A variação da pressão atmosférica é dada por $\Delta P = P - P_0$. O cálculo da variação percentual na intensidade dos múons corrigido pelo efeito da pressão é definido por:

$$\Delta I_{PC}(t) = \frac{I_{PC} - \langle I_{PC} \rangle}{\langle I_{PC} \rangle} * 100, \quad (5)$$

onde $\langle I_{PC} \rangle$ representa a média da contagem dos múons corrigido pela pressão. Para este estudo, normalmente são utilizados os dados da pressão atmosférica local [5, 27, 38].

5.1.2. Efeito da temperatura atmosférica

Para a remoção do efeito da temperatura, utiliza-se o método proposto por [39], que explica que o efeito da temperatura na intensidade dos múons detectados na superfície terrestre é removido considerando a temperatura ponderada pela massa. A variação da temperatura é dada pelas seguintes equações:

$$T_{TPM} = \sum_{n=0}^n w(h_n) \cdot T(h_n) \quad (6)$$

$$w(h_n) = \frac{x(h_n) - x(h_{n+1})}{x(h_0)} \quad (7)$$

Na equação (6) e na equação (7), T_{TPM} indica a temperatura média ponderada pela massa, $T(h_n)$ é a temperatura observada na altitude h_n , $x(h_n)$ é a profundidade atmosférica para cada altitude n , $w(h_n)$ é a função peso baseado na profundidade atmosférica, e h_0 é a altitude mais próxima da superfície. Para a obtenção do coeficiente de correlação, utiliza-se a seguinte equação:

$$\Delta I_T(t) = \alpha_{TPM} * \Delta T_{TPM}, \quad (8)$$

onde, α_{TPM} é o coeficiente de temperatura ponderada pela massa, expresso em $(\%/K)$, e ΔT_{TPM} é a diferença da temperatura ponderada pela massa. Este coeficiente é calculado utilizando uma regressão linear entre a variação da intensidade dos múons corrigido pela pressão, ΔI_{PC} , e ΔT_{TPM} .

5.2. Vetor anisotropia tridimensional

A distribuição tridimensional das partículas no espaço é um resultado matemático calculado primeiramente por [40]. Para medir essas distribuições na superfície terrestre mediante detectores, é necessário definir os coeficientes de acoplamento, que foram calculados por [41] e melhorados por [42] devido às modificações na atmosfera ou na forma de corrigir os efeitos atmosféricos. Esses coeficientes são baseados na distribuição de partículas primárias no meio interplanetário e no efeito produzido nos canais direcionais dos detectores de múons para cada localidade, declinação e espectro de rigidez.

Para calcular os coeficientes, é necessário conhecer a direção assintótica para cada direção possível de incidência de múons medidos pelos detectores. A direção assintótica de uma partícula primária é definida como as posições de entrada das partículas primárias antes do efeito do campo magnético. Os detectores de raios cósmicos instalados na superfície terrestre, como os da GMDN, não observam as partículas primárias que compõem os raios cósmicos galácticos. Devido às características já descritas dos múons, ele mantém a direção da partícula incidente.

A Figura 4 mostra as direções assintóticas com base nos valores de rigidez de corte média, P_m , de cada canal de direção dos detectores da GMDN, calculada em

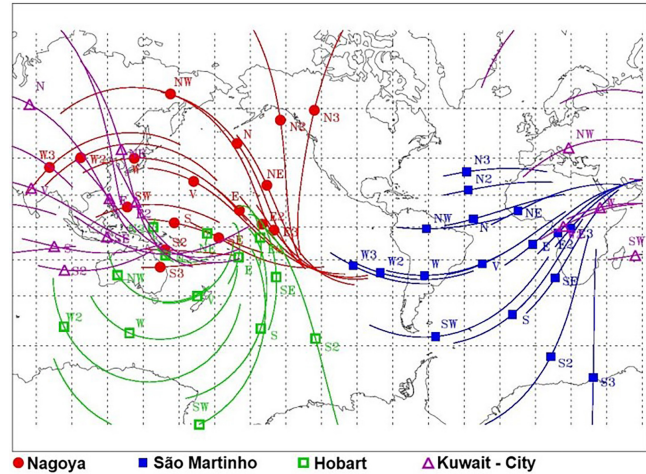


Figura 4: Direção assintótica de cada canal para cada local de detecção formado pela Rede de Detectores. O traço mediante cada símbolo representa a distribuição de visualização correspondentes à resposta de energia de 80% de cada detector. Modificado de [43].

função da resposta dos múons na atmosfera, onde cada linha representa a dispersão das direções de partículas de rigidez diferente com a resposta de energia de 80% de cada canal direcional [44]. Este cálculo utiliza a integração adaptativa de Runge-Kutta para tratar o deslocamento das partículas dos raios cósmicos pelo campo magnético terrestre [45].

5.3. Análise

O cálculo do vetor anisotropia no espaço e da intensidade dos raios cósmicos incidentes (I) é dado pela equação:

$$I(t) = \int \int_{P_0}^{\infty} J(P, \Psi, \Lambda) dP d\Omega, \quad (9)$$

onde (Ω) é o ângulo sólido, P é a rigidez magnética e P_0 corresponde à rigidez de corte. Considerando o fluxo das partículas primárias, descrito em esterradiano por segundo com rigidez P , viajando em uma direção no espaço definida por um ângulo polar Ψ e um ângulo azimutal Λ relativo a um sistema de coordenadas, ele é descrito pela função $J(P, \Psi, \Lambda)$ [46].

Considerando essa descrição e para qualquer variação de J em relação a (Ψ, Λ) que seja pequena, podemos escrever:

$$J(P, \Psi, \Lambda) = J(P) + \delta J(P, \Psi, \Lambda), \quad (10)$$

onde $J(P)$ corresponde ao fluxo isotrópico. Considerando a anisotropia tridimensional, é conveniente expressar o grau da anisotropia da seguinte forma:

$$\frac{J(P, \Psi, \Lambda)}{J(P)} = 1 + \frac{\delta J(P, \Psi, \Lambda)}{J(P)}, \quad (11)$$

realizando aproximações de $J(P, \Psi, \Lambda) \gg J(P)$ e $\frac{\delta J(P, \Psi, \Lambda)}{J(P)} \gg 1$, obtemos que:

$$J(P, \Psi, \Lambda) = \frac{\delta J(P, \Psi, \Lambda)}{J(P)} \quad (12)$$

A equação (12) expressa o grau da anisotropia como $\frac{\delta J(P, \Psi, \Lambda)}{J(P)}$, que representa a variação do fluxo em relação ao fluxo isotrópico. Essa equação é fundamental para entender como a anisotropia pode ser considerada como uma série anisotrópica com eixo simétrico. Para uma anisotropia com eixo único, pode-se escrever o eixo simétrico correspondente a $\Lambda = 0$ da seguinte maneira:

$$J(P, \Psi, 0) = \frac{\delta J(P, \Psi, 0)}{J(P)} = F(\Psi) \cdot G(P) \quad (13)$$

Aqui, $G(P)$ é o espectro diferencial de rigidez dos raios cósmicos, que é descrito pela equação (14):

$$G(P) = \begin{cases} \left(\frac{P}{10}\right)^\gamma & \text{quando } P \leq P_u \\ 0 & \text{quando } P > P_u \end{cases} \quad (14)$$

onde P_u é a rigidez máxima e γ é o índice espectral. A função $F(\Psi)$ representa a distribuição espacial da densidade dos raios cósmicos, onde Ψ define a direção de incidência dos raios cósmicos (**OJ**) em relação ao eixo de referência da anisotropia (**OR**). A Figura 5 ilustra o sistema de coordenadas equatorial e eclíptico, que é importante para a análise da anisotropia [46, 47].

Para realizar uma conversão de coordenadas para um referencial terrestre, a função $F(\Psi)$ pode ser expandida em uma série polinomial de Legendre. A transformação para a coordenada geográfica produz então:

$$F(\Psi) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n(\Psi) = \sum_{n=0}^{\infty} \eta_n P_n(\cos \Psi), \quad (15)$$

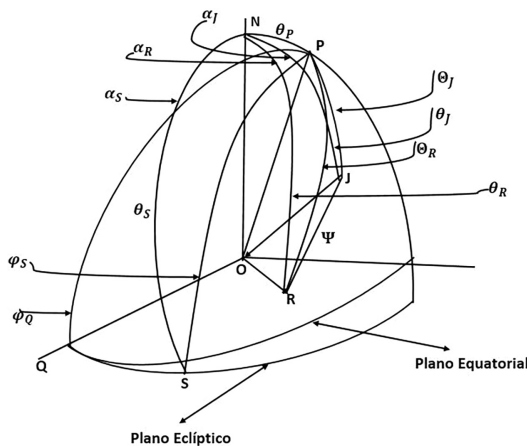


Figura 5: Sistema de coordenadas equatorial e eclíptico. Adaptada de [47].

onde a distribuição espacial $F_n(\Psi)$ é transformada na componente projetada $f_n^m(\Psi)$ da seguinte maneira:

$$F(\Psi) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n(\Psi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n f_n^m(\Psi), \quad (16)$$

Seja $f_n^m(\Psi)$ a componente projetada de $F_n(\Psi)$, que é obtida através do Teorema da Adição de Harmônicos Esféricos, escrita como:

$$f_n^m = \eta_n P_n^m(\cos \theta_J) P_n^m(\cos \theta_R) \cos(m(\alpha_J - \alpha_R)), \quad (17)$$

onde η_n é uma constante, α_J e θ_J correspondem à ascensão reta e declinação do eixo de simetria da anisotropia, e α_R e θ_R são a ascensão da reta e declinação das partículas cósmicas incidentes (ver Figura 5). Os P_n^m representam os Polinômios Associados de Legendre.

A equação (16) é representado como:

$$F(\Psi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \eta_n P_n^m(\cos \theta_J) P_n^m(\cos \theta_R) \times \cos(m(\alpha_J - \alpha_R)).$$

Considerando os Harmônicos Esféricos Semi-Normalizados de Schmidt, representados por:

$$P_n^m(\cos x) = \begin{cases} P_{n,m}(\cos x) & p/m = 0 \\ \sqrt{2 \frac{(n-m)!}{(n+m)!}} P_{n,m}(\cos x) & p/m \neq 0 \end{cases}, \forall x \in \mathbb{R} \wedge n, m \in \mathbb{N} \quad (18)$$

A função $F(\Psi)$ fica como:

$$F(\Psi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (x_n^m \cos(m\omega t) + y_n^m \sin(m\omega t)), \quad (19)$$

Essa função $F(\Psi)$ da distribuição espacial produz uma variação diurna $D(t)$ na intensidade dos múons devido à rotação da Terra, observada por um detector instalado em um sistema de referência local. A componente projetada f_n^m produz a variação diurna harmônica como:

$$D(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n D_n^m(t), \quad (20)$$

a equação (20) é expandida em uma série de Fourier, conforme mostrado na equação (21):

$$D_n^m(t) = A_n^m \cos(2\pi\omega t) + B_n^m \sin(2\pi\omega t), \quad (21)$$

o tempo t neste caso é medido em dias e $\omega = \pi/12$, e A_n^m e B_n^m são os coeficientes da série de Fourier, que são calculados a partir das equações:

$$\begin{aligned} A_n^m &= c_n^m x_n^m + s_n^m y_n^m \\ B_n^m &= -s_n^m x_n^m + c_n^m y_n^m \end{aligned}$$

A equação (20) é representado como:

$$D(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (A_n^m \cos(m\omega t) + B_n^m \sin(m\omega t))$$

A partir desde ponto, a relação entre os coeficientes da variação diurna A_n^m e B_n^m e a anisotropia dos raios cósmicos galácticos no meio interplanetário (x_n^m, y_n^m) é representada em coordenadas geográficas e expressa por um fator de acoplamento, conforme a equação (22):

$$\begin{pmatrix} A_n^m \\ B_n^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_n^m & s_n^m \\ -s_n^m & c_n^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n^m \\ y_n^m \end{pmatrix} \quad (22)$$

Com esta equação, as componentes da variação diurna $D_n^m(t)$ para a distribuição espacial podem ser calculadas, utilizando os coeficientes de acoplamento definidos a seguir:

$$\begin{aligned} c_n^m &= \frac{1}{I} \int_{P_0}^{\infty} \int_{\Omega} Y \cdot A \cdot G(P) \cdot P_n^m(\cos \theta_{i,j}) \\ &\quad \cdot \cos[m(\phi_{i,j} - \phi_i) d\omega dP] \\ s_n^m &= \frac{1}{I} \int_{P_0}^{\infty} \int_{\Omega} Y \cdot A \cdot G(P) \cdot P_n^m(\cos \theta_{i,j}) \\ &\quad \cdot \sin[m(\phi_{i,j} - \phi_i) d\omega dP] \end{aligned}$$

Esses coeficientes de acoplamento descrevem a relação entre os múons observados e os raios cósmicos primários no espaço interplanetário. A intensidade total média de múons é representada por I . A função de resposta é dada por $Y = Y(P, \theta, d, x)$, que representa o fluxo de múons em $m^{-2}s^{-1}str^{-1}$ produzidos por partículas primárias com rigidez P , que percorrem uma profundidade atmosférica d e uma profundidade atmosférica angular x . Os ângulos (θ, ϕ) correspondem aos ângulos zenitais e azimutais, enquanto $d\omega$ corresponde ao elemento do ângulo sólido, sendo Ω o ângulo sólido total. ϕ_i corresponde à longitude geográfica local, e $(\theta_{i,j}, \phi_{i,j})$ representa a co-latitudes e a longitude geográficas em concordância com a direção assintótica. O fator geométrico A , medido em m^2str , é definido como o ângulo sólido formado entre duas camadas de detectores e a área envolvida, consistindo em um fator de proporcionalidade que depende apenas da geometria dos detectores. A integração total é realizada sobre todas as rigidezes, a partir da rigidez de corte, em todas as direções observadas pelos detectores que formam a Rede Global de Detectores de Múons [41, 42, 46].

6. Coeficientes de Acoplamento para Detectores de Múons

Para os canais direcionais do detector de múons, o coeficiente de acoplamento consiste em um fator complexo de obtê-lo, cuja magnitude varia entre 0 e 1. Esses coeficientes representam a relação entre a intensidade relativa observada no meio interplanetário e a intensidade de

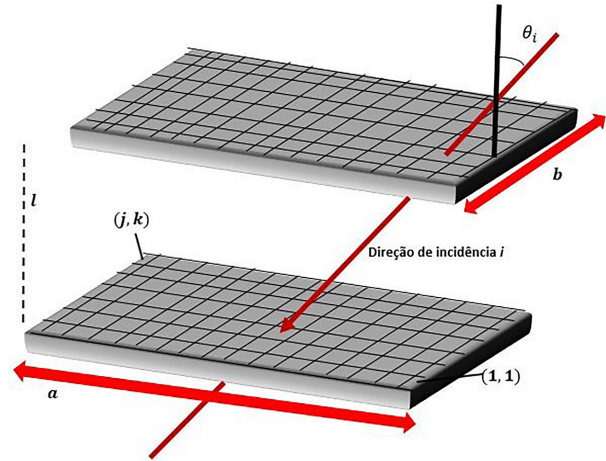


Figura 6: Detector de múons com comprimento a e largura b com separação perpendicular l . Este detector é dividido em grade (j, k) , com θ_i a direção de incidência. Modificada de [41].

múons medida em cada um dos canais direcionais na superfície terrestre. Além disso, há uma diferença entre a longitude e a direção de detecção para cada canal, devido ao efeito do campo magnético terrestre [14].

Para o cálculo dos coeficientes de acoplamento, utilizado-se uma técnica de somas finitas proposta por [48] para cada camada do detector, que é dividida em elementos de grade, conforme apresentado na Figura 6. Integrando para todas as direções resulta nos seguintes coeficientes para cada camada do detector, seja superior ou inferior:

$$\begin{aligned} c_n^m &= \frac{1}{I} \int_{P_0}^{\infty} \sum_{i=1}^U Y(P, i) \cdot W(i) \cdot G(P) \cdot P_n^m(\cos \theta_{i,j}(P, i)) \\ &\quad \cdot \kappa(P, i) \cdot \cos[m(\phi_{i,j}(P, i) - \phi_{i,j})] dP \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} s_n^m &= \frac{1}{I} \int_{P_0}^{\infty} \sum_{i=1}^U Y(P, i) \cdot W(i) \cdot G(P) \cdot P_n^m(\cos \theta_{i,j}(P, i)) \\ &\quad \cdot \kappa(P, i) \cdot \sin[m(\phi_{i,j}(P, i) - \phi_{i,j})] dP, \end{aligned} \quad (24)$$

onde

$$I(t) = \int_{P_0}^{\infty} \sum_{i=1}^U Y(P, i) \cdot W(i) \cdot \kappa(P, i) dP \quad (25)$$

Neste contexto, U indica o número total das direções no detector, definido pelos elementos de grade. $W(i)$ representa o peso relativo da taxa de contagens e está relacionado com a função $A(\theta, \phi)$. O fator $\kappa(P, i)$ assume valores entre 0 e 1; se o valor for 1, indica que a direção está presente na direção assintótica, enquanto 0 indica que os pares de elementos não são observados.

A função resposta, $R = Y(P, \theta, d, x)$ é transformada para uma forma polar utilizando parâmetros de aproximação derivados da resolução da equação da cascata hadrônica. Para um modelo atmosférico universal do tipo $\rho(r) = \rho_0 \cdot \exp(-ar)$, o cálculo é realizado da seguinte

forma:

$$R(\theta) = a \cdot \exp(-a[r_0 - r_e]) \cdot \int_{r_0-r_e}^{\infty} \frac{\exp(-a\delta) \cdot (r_e + \delta) d\delta}{\sqrt{(r_e + \delta)^2 - r_0^2} \sin \theta^2}, \quad (26)$$

onde $\delta = r_0 - r_e$ representa a altitude do local onde o detector está localizado, a^{-1} é a função escala, e r_e é o raio da Terra.

Utilizando um fator de correção, a equação se torna:

$$R(\theta) = a \cdot \left[\frac{r_0}{2} \right]^2 \cdot \int_0^{\infty} \frac{\exp(-a\delta) d\delta}{\sqrt{\left(\frac{r_0}{2} \right)^2 \cos \theta^2 + \delta}} \quad (27)$$

Os termos de segunda ordem de δ são desprezados, pois $r_0 = r_e$ [42, 48]. Os valores calculados dos coeficientes para cada detector que compõe a Rede Global de Detectores de Múons podem ser obtidos em [14].

7. Cálculo do Vetor Anisotropia de Primeira Ordem para os Dados da Rede Global de Detectores de Múons

A anisotropia pode ser calculada a partir do melhor ajuste da função $I^{fit}(t)$ nos dados medidos pelos detectores da Rede Global de Detectores de Muons, representados por $I_{i,j}(t)$.

A equação para o ajuste é dada por:

$$\begin{aligned} I_{i,j}^{fit}(t) = & I_{i,j}^0(t) c_{0,i,j}^0 \\ & + \xi_x^{GEO}(t) (c_{1,i,j}^1 \cos \omega t_i - s_{1,i,j}^1 \sin \omega t_i) \\ & + \xi_y^{GEO}(t) (s_{1,i,j}^1 \cos \omega t_i + c_{1,i,j}^1 \sin \omega t_i) \\ & + \xi_z^{GEO}(t) c_{1,i,j}^0 \end{aligned} \quad (28)$$

A variação temporal observada em $I_{i,j}(t)$ inclui as contribuições das variações da densidade dos raios cósmicos galácticos (ou intensidade isotrópica) $I_o(t)$ e da anisotropia expressa no vetor $\xi(t)$. A contagem de múons é registrada no horário universal no j -ésimo canal direcional do i -ésimo detector da GMDN (onde $i = 2$ para Nagoya, $i = 3$ para Hobart, $i = 3$ para Kuwait e $i = 4$ para São Martinho da Serra). As componentes ($\xi_x^{GEO}(t)$, $\xi_y^{GEO}(t)$, $\xi_z^{GEO}(t)$) são os parâmetros de melhor ajuste para a representação da anisotropia, onde os coeficientes de acoplamento estão representados por $c_{0,i,j}^0$, $c_{1,i,j}^1$, $s_{1,i,j}^1$ e $c_{1,i,j}^0$.

A anisotropia aponta para uma direção a partir da qual o maior fluxo dos raios cósmicos galácticos é medido; ou seja, o vetor anisotropia é dirigido no sentido oposto ao vetor do fluxo dos raios cósmicos galácticos. As componentes da anisotropia, como $\xi_z^{GEO}(t)$, correspondem à anisotropia norte-sul, enquanto $\xi_x^{GEO}(t)$ e $\xi_y^{GEO}(t)$ estão ligadas à variação diurna. Os parâmetros de melhor ajuste do conjunto dos quatro parâmetros ($I_o(t)$, $\xi_x^{GEO}(t)$, $\xi_y^{GEO}(t)$, $\xi_z^{GEO}(t)$) são obtidos a partir

da resolução da equação linear pelo Método dos Mínimos Quadrados:

$$\frac{\partial S^2}{\partial I_0(t)} = \frac{\partial S^2}{\partial \xi_x^{GEO}(t)} = \frac{\partial S^2}{\partial \xi_y^{GEO}(t)} = \frac{\partial S^2}{\partial \xi_z^{GEO}(t)} = 0, \quad (29)$$

onde S^2 é o valor residual do ajuste, definido por:

$$S^2 = \sum_{i,j} \frac{\left(I_{i,j}^0(t) - I_{i,j}^{fit}(t) \right)^2}{\sigma_{c_{i,j}}^2}, \quad (30)$$

com $\sigma_{c_{i,j}}^2$ representando o erro da contagem de cada canal direcional, onde a margem do erro é considerada como sendo menor que 1% [49–51]. O primeiro termo da equação (28) é convertido em uma desvio percentual ($r_{i,j}^0$), aplicando correções devido aos efeitos barométricos e da temperatura. Para eliminar a variação diurna espúria na anisotropia, é utilizado o método proposto por [52], aplicando uma normalização de média móvel, onde $I_{i,j}^0(t)$ é normalizado para 24 horas, para qual ($r_{i,j}^0$) é obtido pela seguinte relação:

$$\bar{r}_{i,j}(t) = \sum_{t-23}^t \frac{r_{i,j}^0}{24}, \quad (31)$$

onde $\bar{r}_{1,1}(t)$ corresponde ao canal vertical do detector de Nagoya. Esta técnica minimiza eficientemente a variação diurna espúria da anisotropia, e a utilização desta técnica ajuda a identificar precursores que possibilitam a previsão de tempestades geomagnéticas.

Segundo [33], existem discrepâncias significativas nas medições com duração superior a 24 horas, então desenvolveu uma metodologia para calcular as componentes do vetor anisotropia $\xi(t)$. Onde é definida a diferença isotrópica $\Delta I_{i,j}^0(t)$ porcentual como:

$$\Delta I_{i,j}^0(t) = r_{i,j}^0(t) - r_{i,1}^0(t), \quad (32)$$

onde $r_{i,1}^0(t)$ é o desvio porcentual do canal vertical do i -ésimo detector. Com isso, a equação (28) precisa ser reescrita, levando em consideração que:

$$\begin{aligned} \Delta c_{1,i,j}^1 &= c_{1,i,j}^1 - c_{1,i,1}^1 \\ \Delta s_{1,i,j}^1 &= s_{1,i,j}^1 - s_{1,i,1}^1 \\ \Delta c_{1,i,j}^0 &= c_{1,i,j}^0 - c_{1,i,1}^0 \end{aligned}$$

A rigidez média dos raios cósmicos primários também necessita de ser normalizada. Na continuação, é apresentado esta normalização:

$$\Delta P_{m_{i,j}} = \frac{P_{m_{i,j}} - P_{m_{i,1}}}{P_{m_{1,1}}}, \quad (33)$$

onde $P_{m_{1,1}}$ corresponde à rigidez média no canal vertical de Nagoya e $P_{m_{i,1}}$ é a rigidez média do canal vertical do i -ésimo detector. Após esta modificação, a contagem dos

raios cósmicos observados é dada pela seguinte equação:

$$\begin{aligned} \Delta I_{i,j}^{fit}(t) = & I_{i,j}''(t) \Delta P_{m,i,j} \\ & + \xi_x^l(t) (\Delta c_{1,i,j}^1 \cos \omega t_i - \Delta s_{1,i,j}^1 \sin \omega t_i) \\ & + \xi_y^l(t) (\Delta s_{1,i,j}^1 \cos \omega t_i + \Delta c_{1,i,j}^1 \sin \omega t_i) \\ & + \xi_z^s(t) \Delta c_{1,i,j}^0, \end{aligned} \quad (34)$$

este método remove automaticamente os efeitos atmosféricos na detecção dos raios cósmicos. Partindo desta base, as componentes da anisotropia são reescritas em duas partes:

$$\xi = (\xi^s(t) - \bar{\xi}^s(t)) + \bar{\xi}^l(t), \quad (35)$$

onde

$$\bar{\xi}^l(t) = \sum_{t=23}^t \frac{\xi^l(t)}{24},$$

e

$$\bar{\xi}^s(t) = \sum_{t=23}^t \frac{\xi^s(t)}{24}.$$

A equação (35) consiste numa combinação entre a metodologia de [52] e [33]. $\xi^s(t)$ representa o vetor anisotropia calculado por [52]. $\bar{\xi}^l(t)$ representa a média corrigida e $\xi^s(t)$ representa a média móvel do vetor anisotropia através da subtração do canal vertical. Para este caso, a anisotropia diurna é eliminada, as flutuações de longa escala são suprimidas e as de menor escala são destacadas. Com este método, os elementos terrestres são incorporados para determinar a densidade e a direção das partículas dos raios cósmicos primários [23].

O vetor anisotropia é transformada para o sistema de coordenadas GSE (“Geocêntrico-Solar-Eclíptico”). Este sistema é centrado na Terra, e o plano x-y é alinhado com o plano eclíptico, formado pela rotação da Terra ao redor do Sol; o eixo x é alinhado com a linha Terra-Sol, apontando para o Sol, o eixo y aponta para o anoitecer, e o eixo z aponta para o norte do plano da eclíptica. Também é necessário subtrair o fluxo devido à convecção do vento solar e ao movimento de translação da Terra (considerando a velocidade de 30 km/s), assim obtém-se a anisotropia no sistema de coordenadas do vento solar (ξ^w), assumindo o espectro de energia dos raios cósmicos da forma $E^{-2.7}$ [52].

O cálculo do vetor de anisotropia leva em consideração diversos parâmetros distintos para cada detector. São utilizados dados provenientes das quatro localidades dos detectores que formam a Rede Global de Detectores de Múons (descritos na seção 5). Ao aplicar a equação (34) e realizar a conversão para o sistema de GSE, os resultados são apresentados na Figura 7. Nesta figura, é possível examinar os parâmetros do meio interplanetário à esquerda, os quais, de cima para baixo, representam o campo magnético $\mathbf{B}$, as componentes do campo

magnético (B_x, B_y, B_z) no sistema GSE, a densidade, a velocidade e a temperatura do vento solar medidas pelo ACE [53]. À direita, são apresentadas as componentes percentuais do vetor de anisotropia dos raios cósmicos, incluindo a intensidade isotrópica (I_0) e as componentes denotados por (ξ_x, ξ_y, ξ_z) no sistema GSE.

Na Figura 7, a linha tracejada vermelha indica a chegada do choque proveniente de uma Ejecção de Massa Coronal Interplanetária, que atingiu a Terra nas primeiras horas do dia 14 de dezembro de 2012, enquanto que as linhas azuis indicam a nuvem magnética dessa Ejecção de Massa Coronal Interplanetária. Esses dados referem-se ao período de dezembro de 2012, quando o início do choque ocorreu no dia 14 de dezembro, às 02 h, e a chegada da nuvem magnética foi entre 7 h e 17 h. Esse intervalo foi escolhido com base na lista de EMCIs de Richardson e Cane [54]. Observa-se que, durante a EMCI, a intensidade isotrópica apresenta uma queda na detecção, enquanto as componentes anisotrópicas começam a sofrer alterações.

Com base nos resultados e análises conduzidos, torna-se viável examinar o comportamento do meio interplanetário por meio do estudo dos raios cósmicos. Além disso, isso permite a compreensão dos parâmetros físicos que explicam a dinâmica do vetor de anisotropia.

7.1. Determinação da anisotropia de difusão dos raios cósmicos galácticos

A propagação difusiva dos raios cósmicos galácticos no interior da Heliosfera é descrita pela equação de transporte:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = - \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{3} P \mathbf{V}_{sw} \cdot \nabla U \right), \quad (36)$$

onde $U(\mathbf{r}, P, t)$ é a densidade dos raios cósmicos na posição $\mathbf{r}$, com momento da partícula P no tempo t , $\mathbf{V}_{sw}$ é a velocidade do vento solar, e $\mathbf{S}(\mathbf{r}, P, t)$ consiste no fluxo dos raios cósmicos em termos da difusão e convecção do vento solar como:

$$\mathbf{S} = C U \mathbf{V}_{sw} - \kappa \cdot \nabla U, \quad (37)$$

onde κ é o tensor de difusão e C é o coeficiente do efeito Compton - Getting (CG) dado por $C = 1 - \frac{1}{U} \frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{1}{3} P U \right) = (2 + \gamma)/3$ com U proporcional a $P^{-\gamma}$, sendo $\gamma = 2.7$, que define o espectro de energia das partículas dos raios cósmicos. A anisotropia (ξ^D) de difusão é dada por:

$$\xi^D(t) = - \frac{3\mathbf{S}}{\nu U} = \frac{3}{\nu} (\kappa \cdot \mathbf{G} - C \mathbf{V}_{sw}), \quad (38)$$

onde ν é a velocidade das partículas dos raios cósmicos, aproximadamente igual à velocidade da luz c , e $\mathbf{G} = \nabla U / U$ é o gradiente espacial da densidade dos raios cósmicos.

Como já foi explicado, a anisotropia calculada é transformada para o sistema GSE subtraindo-se a convecção

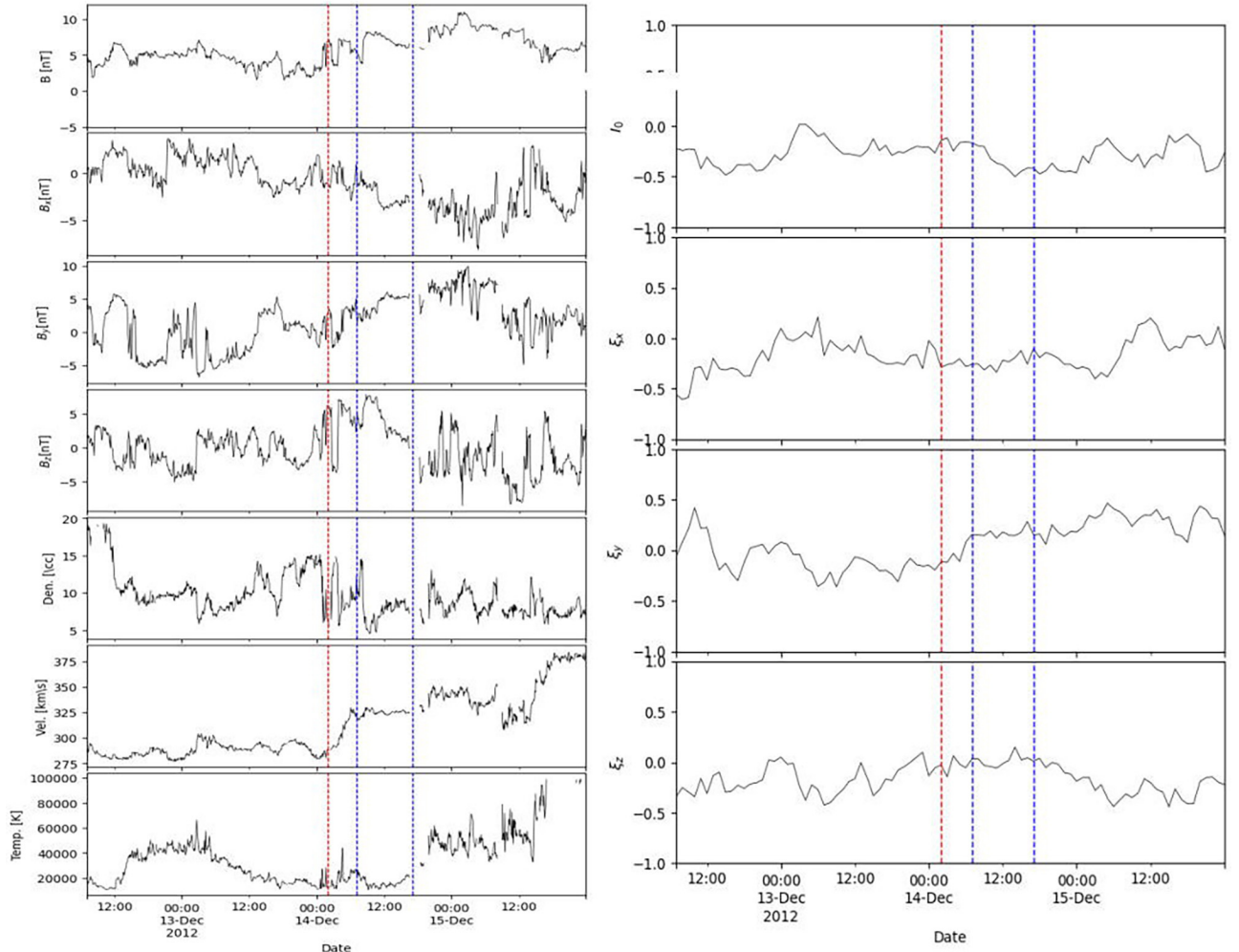


Figura 7: Parâmetros do meio interplanetário (esquerda), e as componentes percentuais da anisotropia dos raios cósmicos calculadas para Dezembro de 2012 (direita).

do vento solar e a anisotropia aparente decorrente do movimento orbital da Terra em torno do Sol, conforme:

$$\xi^w(t) = \xi^{GSE}(t) + (2 + \gamma) \frac{V_{sw} - \nu_E}{c}, \quad (39)$$

onde ν_E é a velocidade da Terra. O efeito Compton – Getting é representado como $\xi_{CG}(t) = -(2 + \gamma) \frac{\nu_E}{c}$, e a convecção é representado por $\xi_C(t) = -(2 + \gamma) \frac{V_{sw}}{c}$, considerando que a Terra tem uma velocidade oposta ao vento solar. Substituindo $\xi^w(t)$ por $\xi^D(t)$, obtém-se:

$$\xi^w(t) = \xi^D(t),$$

ignorando a contribuição para o $\xi^w(t)$ de outras possíveis anisotropias não difusivas e derivativas.

Na equação (39) é possível calcular o vetor anisotropia devido ao processo de difusão a partir da seguinte relação:

$$\xi^D(t) = \xi^{GSE}(t) - \xi_{CG}(t) - \xi_C(t), \quad (40)$$

onde, com esta equação, é calculado e removido o Efeito Compton – Getting do vetor anisotropia [49, 51].

Partindo destas relações, o cálculo da intensidade dos raios cósmicos, que está relacionada com a anisotropia resultante, requer inicialmente o cálculo das componentes da anisotropia (ξ_x, ξ_y, ξ_z). Em seguida, para calcular a intensidade dos raios cósmicos em relação às anisotropias de difusão (ξ^D), utiliza-se também a equação (28), mais empregando as componentes da anisotropia (ξ^D) da equação (40), onde os valores são estimados pelo método de [33].

8. Considerações Finais

Nesta revisão bibliográfica, foi explorado o tema da anisotropia dos raios cósmicos observada na superfície terrestre utilizando detectores de múons da Rede Global de Detectores de Múons (GMDN). Para detectar os múons provenientes dos raios cósmicos primários, os detectores da Rede utilizam plásticos cintiladores e fotomultiplicadoras, bem como detectores gasosos proporcionais, distribuídos em camadas, separadas por isolamento de chumbo. Estes detectores multidirecionais fornecem

informações para mapear a distribuição espacial das partículas primárias.

A anisotropia observada nos dados de múons permite estudar fenômenos do espaço interplanetário que modulam o fluxo de raios cósmicos na Heliosfera, afetando o fluxo de múons medidos na superfície terrestre pelos detectores da Rede. Este método utiliza coeficientes de acoplamento definidos por uma matriz que faz a conexão entre eles. Realizadas as correções devidas aos fenômenos atmosféricos, como a pressão e a temperatura, e aplicando-se um método de média móvel nos dados, é possível estudar o ambiente interplanetário desde a superfície da Terra, onde as flutuações de longa escala são suprimidas e as de menor escala são destacadas. Com este método, são incorporados os elementos terrestres para determinar a densidade e direção das partículas dos raios cósmicos primários.

Agradecimentos

Os autores agradecem à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal Nível Superior (CAPES) e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro. Agradecimento à Agência Espacial Brasileira (AEB) e ao Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação. Jesus Alberto Nuñez agradece à CAPES pela bolsa de Doutorado número 676670/2022-00. M. Rockenbach agradece ao CNPq pela bolsa de produtividade número 306996/2021-2. Alisson Dal Lago agradece ao CNPq, projeto número 312377/2022-3. Agradecimentos ao Dr. Rafael Rodriguez Souza de Mendonça pelo fornecimento do código em IDL.

Referências

- [1] A.G.I. de Oliveira, M. Rockenbach e A.A. Pacini, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **36**, 2316 (2014).
- [2] S.K. Solanki, B. Inhester e M. Schussler, *Reports on Progress in Physics* **69**, 563 (2006).
- [3] M. Zhang, X. Luo e N. Pogorelov, *Physics of Plasmas* **22**, 091501 (2015).
- [4] E. Fermi, *Physics Review* **75**, 1169 (1949).
- [5] L.I. Dorman, *Cosmic rays in the Earth's Atmosphere and Underground* (Springer Science+Business Media, New York, 2004), v. 1.
- [6] J. Jokipii e J. Giacalone, *Space Science Reviews* **83**, 123 (1998).
- [7] W. Wozniak, K. Iskra, R. Modzelewska e M. Siluszyk, *Solar Physics* **298**, 28 (2023).
- [8] T.K. Gaisser, *Cosmic rays and Particle Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1990), v. 2.
- [9] J.S. Rankin, V. Bindi, A.M. Bykov, A.C. Cummings, S. Della Torre, V. Florinski, B. Heber, M.S. Potgieter, E.C. Stone e M. Zhang, *Space Science Reviews* **218**, 42 (2022).
- [10] E.N. Parker, *Planetary and Space Science* **13**, 9 (1965).
- [11] L.J. Gleeson e W.I. Axford **154**, 1011 (1968).
- [12] J.R. Jokipii e E.N. Parker **160**, 735 (1970).
- [13] N.E. Engelbrecht, F. Effenberger, V. Florinski, M.S. Potgieter, D. Ruffolo, R. Chhiber, A.V. Usmanov, J.S. Rankin e P.L. Els, *Space Science Reviews* **218**, 33 (2022).
- [14] C.R. Braga, *Study of coronal mass ejections and their corresponding interplanetary structures using combined observations of cosmic ray detectors and coronagraphs*. Tese de Doutorado, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos (2015).
- [15] K. Munakata, S. Yasue, C. Kato, J. Kota, M. Tokumaru, M. Kojima, A.A. Darwish, T. Kuwabara e J.W. Bieber, *Advances in Geosciences* **2**, 115 (2006).
- [16] P.K.F. Grieder, *Cosmic Rays at Earth* (Elsevier Science B.V., Amsterdam, 2001), v. 1.
- [17] J.A. Curry e P.J. Webster, *Thermodynamics of Atmospheres and Oceans* (Academic Press, San Diego, 2005), v. 65.
- [18] P.K.F. Grieder, *Extensive Air Showers* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2010), v. 1.
- [19] M. Barrantes, J.F. Valdés-Galicia, O. Musalem, A. Hurtado, M. Anzorena, R. García, R. Taylor, Y. Muraki, T. Sako, Y. Sasai et al., *Geofísica Internacional* **57**, 253 (2018).
- [20] E. González Hernández, J.C. Arteaga, A. Fernández Tellez e M. Rodríguez-Cahuantzi, *Symmetry* **12**, 10 (2020).
- [21] P. Lipari, *Comptes Rendus Physique* **15**, 357 (2014).
- [22] C.Y.E. Ho, *Cosmic Ray Muon Detection using NaI Detectors and Plastic Scintillators*. Tese de Doutorado, University of Virginia, Charlottesville (2018).
- [23] K. Munakata, em: *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)* (The Hague, 2015).
- [24] M.V. Alania, R.G. Aslamazashvili, T.B. Bochorishvili, K. Iskra e M. Siluszyk, *Advances in Space Research* **27**, 613 (2001).
- [25] A. Gil, A. Mishev, S. Poluiano e I. Usoskin, *Advances in Space Research* **70**, 2618 (2022).
- [26] C. Navia, M. de Oliveira e A. Nepomuceno, *arXiv:2303.14101* (2023).
- [27] R.R.S. Mendonça, *Análise em uma e duas dimensões de precursores de tempestades geomagnéticas através de dados da rede global de detectores de múons (GMDN)*. Tese de Doutorado, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos (2015).
- [28] D.L. Hall, M.L. Duldig e J.E. Humble, *The Astrophysical Journal* **482**, 1038 (1995).
- [29] S.E. Forbush, *Phys. Rev.* **51**, 1108 (1937).
- [30] J. Knezevic, D. Mrdja, K. Bikit, I. Bikit, J. Hansman, J. Slivka e S. Forkapic, *Applied Radiation and Isotopes* **151**, 157 (2019).
- [31] H.V. Cane, *Space Science Reviews* **93**, 55 (2000).
- [32] M. Dumbović, L. Kramarić, I. Benko, B. Heber e B. Vršnak, *Astronomy & Astrophysics* **683**, A168 (2024).
- [33] Y. Okazaki, A. Fushishita, T. Narumi, C. Kato, S. Yasue, T. Kuwabara, J.W. Bieber, P. Evenson, M.R. Silva, A. Dal Lago et al., *The Astrophysical Journal* **681**, 693 (2008).
- [34] M.R. Silva, D.B. Contreira, S. Monteiro, N.B. Trivedi, K. Munakata, T. Kuwabara e N.J. Schuch, *Astrophysics and Space Science* **290**, 389 (2004).

- [35] R.R.S. Mendonça, C. Wang, C.R. Braga, E. Echer, A. Dal Lago, J.E.R. Costa, K. Munakata, H. Li, Z. Liu, J.P. Raulin et al., *Journal of Geophysical Research* **124**, 9791 (2019).
- [36] M.R. Silva, *Detecção de distúrbios solar-interplanetários combinando observações de satélites e de raios cósmicos de superfície para aplicação em clima espacial*. Tese de Doutorado, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos (2009).
- [37] A.A. Kovylyayeva, A.N. Dmitrieva, N.V. Tolkacheva e E.I. Yakovleva, *Journal of Physics: Conference Series* **409**, 012128 (2013).
- [38] I. Riádigos, D. García-Castro, D. González-Díaz e V. Pérez-Muñuzuri, *Earth and Space Science* **7**, e2020EA001131 (2020).
- [39] R.R.S. Mendonça, C.R. Braga, E. Echer, A. Dal Lago, K. Munakata, T. Kuwabara, M. Kozai, C. Kato, M. Rockenbach, N.J. Schuch et al., *The Astrophysical Journal* **830**, 88 (2016).
- [40] K. Nagashima, K. Fujimoto, Z. Fujii, H. Ueno, I. Kondo, *Rep. Ionos. Space Res. Jpn.* **26**, 31 (1972).
- [41] K. Fujimoto, S. Yasue, I. Kondo e K. Nagashima, em: *15th International Cosmic Ray Conference* (Plovdiv, 1977).
- [42] C.P. Baker, M.L. Duldig e J.E. Humble, *Astron. Society of Australia* **8**, 55 (1989).
- [43] Y. Okazaki, *Three dimensional anisotropy and density gradient of galactic cosmic rays measured by Global Muon Detector Network*. Tese de Doutorado, Tohoku University, Sendai (2008).
- [44] M. Rockenbach, A. Dal Lago, N.J. Schuch, K. Munakata, T. Kuwabara, A.G. Oliveira, E. Echer, C.R. Braga, R.R.S. Mendonça, C. Kato et al., *Space Science Reviews* **182**, 1 (2014).
- [45] J.C. Butcher, *Numerical Methods for Ordinary Differential Equations* (John Wiley & Sons, Chichester, 2008).
- [46] C.P. Baker, J.E. Humble e M.L. Duldig, *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity* **42**, 1137 (1990).
- [47] Z. Fujii, R. Tatsuoka, S. Matsuzaki e K. Nagashima, *J. Geomag. Geoelectr.* **151**, 689 (1995).
- [48] K. Fujimo, K. Murakami, I. Kondo e K. Nagashima, *Report 9, Cosmic Rays Lab* **9**, 1 (1984).
- [49] W. Kihara, K. Munakata, C. Kato, R. Kataoka, A. Kadokura, S. Miyake, M. Kozai, T. Kuwabara, M. Tokumaru, R.R.S. Mendonça et al., *Space Weather* **19**, e2020SW002531 (2021).
- [50] K. Munakata, M. Kozai, C. Kato, Y. Hayashi, R. Kataoka, A. Kadokura, M. Tokumaru, R.R.S. Mendonça, E. Echer, A. Dal Lago et al., *The Astrophysical Journal* **938**, 30 (2022).
- [51] K. Munakata, M. Kozai, P. Evenson, T. Kuwabara, C. Kato, M. Tokumaru, M. Rockenbach, A. Dal Lago, R.R.S. Mendonça, C.R. Braga et al., *The Astrophysical Journal* **862**, 170 (2018).
- [52] T. Kuwabara, K. Munakata, S. Yasue, C. Kato, S. Akahane, M. Koyama, J.W. Bieber, P. Evenson, R. Pyle, Z. Fujii et al., *Geophysical Research Letters* **31**, L19803 (2004).
- [53] ADVANCED COMPOSITION EXPLORER, disponível em: <https://izw1.caltech.edu/ACE>.
- [54] I. Richardson e H. Cane, *Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections Since January 1996*, disponível em: <https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.html>.