



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÕES  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21d/2022/09.27.18.26-TDI

## **ESTUDO DA DEPENDÊNCIA DE DECRÉSCIMOS DE RAIOS CÓSMICOS DO TIPO FORBUSH COM A RIGIDEZ MAGNÉTICA**

Ana Clara da Silva Pinto

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Alisson Dal Lago, e Rafael Rodrigues Souza de Mendonça, aprovada em 16 de agosto de 2022.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/47MMH7P>>

INPE  
São José dos Campos  
2022

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE  
Coordenação de Ensino, Pesquisa e Extensão (COEPE)  
Divisão de Biblioteca (DIBIB)  
CEP 12.227-010  
São José dos Campos - SP - Brasil  
Tel.:(012) 3208-6923/7348  
E-mail: pubtc@inpe.br

**CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):**

**Presidente:**

Dra. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Coordenação-Geral de Ciências da Terra (CGCT)

**Membros:**

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação (CPG)  
Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia, Tecnologia e Ciência Espaciais (CGCE)  
Dr. Rafael Duarte Coelho dos Santos - Coordenação-Geral de Infraestrutura e Pesquisas Aplicadas (CGIP)  
Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon  
Clayton Martins Pereira - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)  
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Ivone Martins - Divisão de Biblioteca (DIBIB)  
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÕES  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21d/2022/09.27.18.26-TDI

## **ESTUDO DA DEPENDÊNCIA DE DECRÉSCIMOS DE RAIOS CÓSMICOS DO TIPO FORBUSH COM A RIGIDEZ MAGNÉTICA**

Ana Clara da Silva Pinto

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. Alisson Dal Lago, e Rafael Rodrigues Souza de Mendonça, aprovada em 16 de agosto de 2022.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/47MMH7P>>

INPE  
São José dos Campos  
2022

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Pinto, Ana Clara da Silva.

P658e      Estudo da dependência de decréscimos de raios cósmicos do tipo Forbush com a rigidez magnética / Ana Clara da Silva Pinto. – São José dos Campos : INPE, 2022.

xxxvi + 375 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21d/2022/09.27.18.26-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2022.

Orientadores : Drs. Alisson Dal Lago, e Rafael Rodrigues Souza de Mendonça.

1. Raios cósmicos. 2. Ejeções de massa coronais. 3. Decréscimos de Forbush. 4. Rigidez geomagnética de corte. 5. Rigidez mediana. I.Título.

CDU 550.3

---



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).



MINISTÉRIO DA  
CIÊNCIA, TECNOLOGIA  
E INOVAÇÕES



**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**  
Secretaria de Pós-Graduação - SEPGR

**DEFESA FINAL DE TESE DE ANA CLARA DA SILVA PINTO**  
**BANCA Nº 200/2022, REG. 134910/17**

No dia 16 de agosto de 2022, as 14h, por teleconferência, o(a) aluno(a) mencionado(a) acima defendeu seu trabalho final (apresentação oral seguida de arguição) perante uma Banca Examinadora, cujos membros estão listados abaixo. O(A) aluno(a) foi **APROVADO(A)** pela Banca Examinadora, por unanimidade, em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de Doutora em Geofísica Espacial / Ciências do Ambiente Solar-Terrestre. O trabalho precisa da incorporação das correções sugeridas pela Banca e revisão final pelo(s) orientador(es).

**Novo Título: “ Estudo da dependência de decréscimos de raios cósmicos do tipo Forbush com a rigidez magnética”.**

**Membros da Banca:**

Dr. Cristiano Max Wrasse - Presidente - INPE  
Dr. Alisson Dal Lago - Orientador - INPE  
Dr. Rafael Rodrigues Souza de Mendonça - Orientador - Sem vínculo  
Dr. Marlos Rockenbach da Silva - INPE  
Dr. Ezequiel Echer - INPE  
Dr. Jean Pierre Raulin - Membro Externo - MACKENZIE  
Dr. Anderson Campos Fauth - Membro Externo - UNICAMP



Documento assinado eletronicamente por **Ezequiel Echer, Pesquisador**, em 18/08/2022, às 15:01 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Marlos Rockenbach da Silva, Pesquisador**, em 18/08/2022, às 15:44 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Cristiano Max Wrasse, Pesquisador**, em 18/08/2022, às 16:34 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Alisson Dal Lago, Pesquisador**, em 19/08/2022, às 11:01 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Jean-Pierre Raulin (E), Usuário Externo**, em 22/08/2022, às 08:57 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Anderson Campos fauth (E), Usuário Externo**, em 22/08/2022, às 09:04 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).

---



Documento assinado eletronicamente por **Rafael Rodrigues souza de mendonça (E), Usuário Externo**, em 23/08/2022, às 16:09 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).

---



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site <https://sei.mcti.gov.br/verifica.html>, informando o código verificador **10326402** e o código CRC **8544A000**.

---

Referência: Processo nº 01340.005327/2022-01

SEI nº 10326402

*“Combati o bom combate, completei a carreira, guardei a fé”.*

*2 Timóteo 4:7*



À minha família e aos meus amigos.



## AGRADECIMENTOS

À Deus pelas oportunidades e pela sustentação nos momentos de dúvida e medo.

Aos meus orientadores, Dr. Alisson Dal Lago e Dr. Rafael Rodrigues Souza de Mendonça, pela disponibilidade e paciência com a minha teimosia.

À minha família que sempre me incentivou e ajudou em incontáveis ocasiões.

Aos meus amigos que, perto ou longe, sempre estiveram do meu lado, me acompanhando e torcendo por mim.

Ao Dr. Kazuoki Munakata e ao Dr. Chihiro Kato, que me receberam muito bem no Japão e continuaram me auxiliando durante a pandemia a distância.

A CAPES e ao CNPQ pelo suporte financeiro no curso e a CAPES-Print pelo apoio financeiro para o meu estágio no Japão, que me permitiu conhecer como o trabalho científico é realizado fora do Brasil e excelentes pesquisadores japoneses.

Ao Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovações e à Agência Espacial Brasileira por financiar as despesas do INPE.

Não convém citar por nome todas as pessoas importantes que passaram pela minha vida nesses últimos anos, nem todas as perdas e barreiras que tive que vivenciar e atravessar. Entretanto, com relação às experiências vividas em decorrência de tudo, agradeço, pois permitiram que eu me transformasse na mulher e pesquisadora que sou hoje: mais forte, mais corajosa e mais determinada.



## RESUMO

Há algumas controvérsias sobre a dependência do tempo de recuperação dos decréscimos de Forbush (*Forbush decrease*, FD) com a rigidez. Dessa forma, o objetivo geral deste trabalho é analisar a dependência dos FDs com a rigidez, além de verificar se a dependência varia com a inversão de polaridade do campo magnético solar (período de  $\approx 22$  anos). Para isso, foram utilizados 82 detectores de partículas, entre monitores de nêutrons e detectores de múons da GMDN (*Global Muon detector Network*). Então, 66 ICMEs (*Interplanetary Coronal Mass Ejections*) associadas a decréscimos de Forbush que ocorreram entre 1970 e 2018 foram selecionadas. Ademais, através de 4 modelos distintos os seguintes parâmetros dos FDs foram calculados: a) o tempo característico da fase de recuperação  $T_r$ , definido como o tempo necessário para que a intensidade se recupere  $\approx 63\%$ ; b) a amplitude do decréscimo  $I_{Bmin}$ , que é a diferença entre a intensidade na data de início da ICME ( $I_{bef}$ ) e a intensidade mínima registrada durante a passagem da ICME; e c) a amplitude do FD na fase de recuperação  $I_{Asr}$ , que é a diferença entre a intensidade assintótica  $I_{aft}$ , atingida após o fim do efeito da ICME, e a intensidade registrada na data de fim da passagem da ICME. Calculou-se, por fim, 48254 ajustes, dos quais 69% deles foram utilizados na análise da dependência devido a um processo de exclusão de ajustes fisicamente incompatíveis. Por fim, conclui-se que: a) há um número significativo, inclusive majoritário, de *over-recovery* do que de eventos em que  $I_{aft} = I_{bef}$ , e um número minoritário, porém considerável, de *under-recovery*; b) as amplitudes  $I_{Bmin}$  e  $I_{Asr}$  diminuem com o aumento da rigidez mediana; c) a dependência das amplitudes  $I_{Bmin}$  e  $I_{Asr}$  com a rigidez de corte dos nêutrons é maior do que a dependência com a rigidez de corte dos múons; d) as amplitudes  $I_{Bmin}$  e  $I_{Asr}$  diminuem com o aumento de  $P_c$  dos nêutrons e quase não variam com o aumento de  $P_c$  dos múons; e) a provável dependência de  $T_r$  com a rigidez ( $P_m$  e  $P_c$ ) ocorre de forma não sistemática/recorrente, isto é, diferente para cada evento; e f) nenhuma das variáveis que avaliam a dependência dos parâmetros dos decréscimos de Forbush com a rigidez exibiu uma variação cíclica compatível com o ciclo magnético solar.

Palavras-chave: Raios cósmicos. Ejeções de Massa Coronais. Decréscimos de Forbush. Rigidez Geomagnética de Corte. Rigidez Mediana. Tempo de Recuperação.



# STUDY OF THE DEPENDENCE OF COSMIC RAYS DECREASES OF FORBUSH TYPE WITH MAGNETIC RIGIDITY

## ABSTRACT

There is a controversy about the dependence of Forbush decrease's (FD) recovery time with rigidity. Thus, the main goal of this work is to analyze the FDs dependence with rigidity, in addition to verify whether the dependence varies with the polarity inversion of the solar magnetic field ( $\approx 22$  -year period). In order to do so, 82 cosmic ray detectors were used, including neutron monitors and muon detectors from the GMDN (*Global Muon detector Network*). Then, 66 ICMEs (*Interplanetary Coronal Mass Ejections*) associated with Forbush decreases that occurred between 1970 and 2018 were selected. Furthermore, through 4 different models, the following parameters of the FDs were calculated: a) the characteristic time of the recovery phase  $T_r$ , defined as the time needed for the intensity to recover  $\approx 63\%$ ; b) the decrease magnitude  $I_{Bmin}$ , which is the difference between the intensity at the ICME start  $I_{bef}$  and the minimum intensity recorded during the ICME passage; and c) the FD amplitude in the recovery phase  $I_{Asr}$ , which is the difference between the asymptotic intensity  $I_{aft}$ , reached after the end of the ICME effect, and the intensity recorded at the ICME end date. Finally, 48254 fits were calculated from which 69% of them were used in the dependency analysis due to a process of excluding physically incompatible fits. Lastly, it is concluded that: a) there is a significant number, the majority of the cases, of over-recovery as compared to events in which  $I_{aft} = I_{bef}$ , and a smaller number, but considerable, of under-recovery; b) the amplitudes  $I_{Bmin}$  and  $I_{Asr}$  decrease with increasing median rigidity; c) the dependence of the amplitudes  $I_{Bmin}$  and  $I_{Asr}$  with the neutron cutoff rigidity is greater than the dependence on the muon cutoff rigidity; d) the amplitudes  $I_{Bmin}$  and  $I_{Asr}$  decrease with the increase of neutron's  $P_c$  and almost do not vary with the increase of muon's  $P_c$ ; e) the probable dependence of  $T_r$  with rigidity ( $P_c$ ) occurs in a non-systematic/recurring way, that is, different for each event; f) none of the variables used for the dependence analysis of the Forbush decreases with rigidity exhibited a cyclic variation compatible with the solar magnetic cycle.

Keywords: Cosmic Rays. Interplanetary Coronal Mass Ejecton. Forbush Decrease. Geomagnetic cutoff rigidity. Median Rigidity. Recovery Time.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 2.1 – Evolução das linhas de campo magnético durante o ciclo solar. ...	6
Figura 2.2 – Representação tridimensional da lâmina de corrente heliosférica.	8
Figura 2.3 – Gráficos da variação do número de manchas solares e da intensidade de raios cósmicos registradas por 5 detectores de partículas. ....	21
Figura 2.4 – Variação temporal da intensidade de raios cósmicos observada por um monitor de nêutrons. ....	23
Figura 2.5 – Ilustração esquemática do movimento de deriva de partículas positivamente carregadas na heliosfera. ....	24
Figura 2.6 – Exemplo de decréscimo de Forbush clássico. ....	28
Figura 5.1 – Esquema de um monitor de nêutrons NM64. ....	34
Figura 5.2 – Imagem ilustrativa lateral do funcionamento dos sistemas de coincidência. ....	37
Figura 5.3 – Esquema ilustrativo de múons atravessando os invólucros detectores superiores e inferiores com diferentes ângulos de incidência. ....	38
Figura 5.4 – Esquema ilustrativo da definição de zênite e azimute dos canais direcionais. ....	39
Figura 5.5 – Exemplo de desvio de nível e aumento abrupto na contagem do canal vertical de Hobart. ....	43
Figura 5.6 – Exemplo de desvios de nível do canal vertical de Kuwait. ....	44
Figura 6.1 – Ilustração esquemática da assinatura das CIRs e ICMEs no meio interplanetário. ....	54
Figura 6.2 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos em parte do período 62. ....	56
Figura 6.3 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos incluindo o período 6. ....	57
Figura 6.4 – Ilustração esquemática do <i>ejecta</i> , do choque e da bainha. ....	58
Figura 6.5 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos incluindo o período 20. ....	59

Figura 6.6 –Número de manchas solares e distribuição dos eventos selecionados, de 1970 a 2018.....	63
Figura 6.7 – Dados de Oulu e do canal vertical de Nagoya durante evento selecionado no período 63. ....	65
Figura 6.8 – Imagem ilustrativa do perfil de decréscimo de Forbush. ....	68
Figura 6.9– Exemplo ilustrativo da aplicação da equação que descreve a recuperação de um decréscimo de Forbush. ....	70
Figura 6.10– Dados de do monitor de nêutrons situado em Yakutsk (YAK) no período de ocorrência do evento 56. ....	76
Figura 6.11– Resultado do ajuste da recuperação do evento 68, usando dados do monitor de nêutrons de Polo Sul (SOU), obtido por meio do modelo 1. ....	79
Figura 6.12– Resultado do ajuste da recuperação do evento 68, usando dados do monitor de nêutrons de Polo Sul (SOU), obtido por meio do modelo 2.1. ....	80
Figura 6.13– Resultado do ajuste da recuperação do evento 68, usando dados do monitor de nêutrons de Polo Sul (SOU), obtido por meio do modelo 2.2. ....	81
Figura 6.14– Resultado do ajuste da recuperação do evento 68, usando dados do monitor de nêutrons de Polo Sul (SOU), obtido por meio do modelo 2.3. ....	82
Figura 6.15– Resultado do ajuste da recuperação do evento 42, usando dados do canal Vertical do detector de múons de Nagoya (NGY_VET), obtido por meio do modelo 2.2.....	84
Figura 6.16– Ajustes da fase de recuperação calculados que serão usados e excluídos. ....	85
Figura 6.17– Resultado do ajuste da recuperação do evento 10, usando dados do monitor de nêutrons do Monte Norikura (MTN), obtido por meio do modelo 1. ....	86
Figura 6.18– Resultado do ajuste da recuperação do evento 3, usando dados do monitor de nêutrons do Polo Sul (SOU), obtido por meio do modelo 2.1. ....	87
Figura 6.19– Resultado do ajuste da recuperação do evento 10, usando dados do monitor de nêutrons de Hermanus (HER), obtido por meio do modelo 2.3. ....	88
Figura 7.1– Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\alpha B_{min} P_m)$ de todos os eventos. ....	96

Figura 7.2– Gráfico de $\langle IBminIBminngy vet \rangle$ versus $\ln(Pm)$ usando os resultados de $IBmin$ todos os eventos.....	98
Figura 7.3– Perfil temporal das correlações de $IBmin$ com $Pm$ .....	101
Figura 7.4– Perfil temporal dos coeficientes angulares $\alpha BminPm$ .....	102
Figura 7.5– Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\lambda BminPc)$ de todos os eventos.....	108
Figura 7.6 – Gráfico de $\langle IBminIBminngy vet \rangle$ versus $Pc$ usando os resultados de $IBmin$ todos os eventos. ....	110
Figura 7.7 – Perfil temporal das correlações de $IBmin$ com $Pc$ .....	113
Figura 7.8 – Perfil temporal dos coeficientes angulares $\lambda BminPc$ .....	114
Figura 7.9 – Intensidade de 5 detectores de partículas no período de ocorrência do evento 10.....	130
Figura 7.10 – Intensidade de SOU e MTN e velocidade do plasma no período de ocorrência do evento 14.....	132
Figura 7.11 – Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\alpha TrPm)$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias) de todos os eventos.....	136
Figura 7.12 – Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\alpha TrPm)$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias) de todos os eventos.....	137
Figura 7.13 – Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\alpha TrPm)$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias) de todos os eventos.....	138
Figura 7.14– Gráfico de $\langle Tr - Trngy vet + 1080 \rangle$ versus $Pm$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias), usando todos os eventos. ....	140
Figura 7.15– Gráfico de $\langle Tr - Trngy vet + 1080 \rangle$ versus $Pm$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias), usando todos os eventos. ....	141
Figura 7.16– Gráfico de $\langle Tr - Trngy vet + 1080 \rangle$ versus $Pm$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias), usando todos os eventos. ....	142
Figura 7.17– Gráfico de $\langle Tr - Trngy vet + 1080 \rangle$ versus $Pm$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias), usando todos os eventos e excluindo <i>outliners</i> .....	143
Figura 7.18– Perfil temporal das correlações de $\ln(Tr)$ com $\ln(Pm)$ dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.1 (8 dias). ....	147

Figura 7.19– Perfil temporal das correlações de $\ln (Tr)$ com $\ln (Pm)$ dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.2 (8 dias). .....	148
Figura 7.20 – Perfil temporal das correlações de $\ln (Tr)$ com $\ln (Pm)$ dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.3 (8 dias). .....	149
Figura 7.21 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.1 (8 dias). .....	150
Figura 7.22 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.2 (8 dias). .....	151
Figura 7.23 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.3 (8 dias). .....	152
Figura 7.24 – Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\alpha Tr Pc)$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias) de todos os eventos. ....	167
Figura 7.25 – Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\alpha Tr Pc)$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias) de todos os eventos. ....	168
Figura 7.26 – Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\alpha Tr Pc)$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias) de todos os eventos. ....	169
Figura 7.27– Gráfico de $\langle Tr - Trn_{gy\ vet} + 1080 \rangle$ versus $Pc$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias), usando todos os eventos. ....	171
Figura 7.28– Gráfico de $\langle Tr - Trn_{gy\ vet} + 1080 \rangle$ versus $Pc$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias), usando todos os eventos. ....	172
Figura 7.29– Gráfico de $\langle Tr - Trn_{gy\ vet} + 1080 \rangle$ versus $Pc$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias), usando todos os eventos. ....	173
Figura 7.30– Gráfico de $\langle Tr - Trn_{gy\ vet} + 1080 \rangle$ versus $Pc$ com os $Tr$ calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias), usando todos os eventos. ....	174
Figura 7.31– Perfil temporal das correlações de $Tr$ com $Pc$ dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.1 (8 dias). .....	177
Figura 7.32– Perfil temporal das correlações de $Tr$ com $Pc$ dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.2 (8 dias). .....	178
Figura 7.33– Perfil temporal das correlações de $Tr$ com $Pc$ dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.3 (8 dias). .....	179
Figura 7.34 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.1 (8 dias). .....	180

Figura 7.35 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.1 (8 dias). ....	181
Figura 7.36 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com $Tr$ calculado pelo modelo 2.3 (8 dias). ....	182
Figura 7.37 – Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\alpha Asr Pm)$ com os $IAsr$ calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias) de todos os eventos. ....	197
Figura 7.38 – Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\alpha Asr Pm)$ com os $IAsr$ calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias) de todos os eventos. ....	198
Figura 7.39– Gráfico de $\langle IAsr IAsrngy vet \rangle$ versus $Pm$ com os $IAsr$ calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias), usando todos os eventos. ....	200
Figura 7.40– Gráfico de $\langle IAsr IAsrngy vet \rangle$ versus $Pm$ com os $IAsr$ calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias), usando todos os eventos. ....	201
Figura 7.41– Perfil temporal das correlações de $\ln(IAsr)$ com $\ln(Pm)$ dos eventos selecionados com $IAsr$ calculado pelo modelo 2.1 (8 dias). ....	204
Figura 7.42– Perfil temporal das correlações de $\ln(IAsr)$ com $\ln(Pm)$ dos eventos selecionados com $IAsr$ calculado pelo modelo 2.2 (8 dias). ....	205
Figura 7.43 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com $IAsr$ calculado pelo modelo 2.1 (8 dias). ....	206
Figura 7.44 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com $IAsr$ calculado pelo modelo 2.2 (8 dias). ....	207
Figura 7.45 – Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\alpha Asr Pc)$ com os $IAsr$ calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias) de todos os eventos. ....	219
Figura 7.46 – Gráficos da distribuição das frequências $\tan^{-1}(\alpha Asr Pc)$ com os $IAsr$ calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias) de todos os eventos. ....	220
Figura 7.47– Gráfico de $\langle IAsr IAsrngy vet \rangle$ versus $Pc$ com os $IAsr$ calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias), usando todos os eventos. ....	222
Figura 7.48– Gráfico de $\langle IAsr IAsrngy vet \rangle$ versus $Pc$ com os $IAsr$ calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias), usando todos os eventos. ....	223
Figura 7.49– Perfil temporal das correlações de $IAsr$ com $Pc$ dos eventos selecionados com $IAsr$ calculado pelo modelo 2.1 (8 dias). ....	226
Figura 7.50– Perfil temporal das correlações de $IAsr$ com $Pc$ dos eventos selecionados com $IAsr$ calculado pelo modelo 2.2 (8 dias). ....	227

Figura 7.51 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com $IAsr$ calculado pelo modelo 2.1 (8 dias). .....	228
Figura 7.52 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com $IAsr$ calculado pelo modelo 2.2 (8 dias). .....	229
Figura A.1 – Esquema das coordenadas x e y dos canais direcionais de Nagoya. ....	261
Figura A.2 – Esquema das coordenadas x e y dos canais direcionais de Hobart. ....	261
Figura A.3 – Esquema das coordenadas x e y dos canais direcionais do Kuwait. ....	262
Figura A.4 – Esquema das coordenadas x e y dos canais direcionais de São Martinho da Serra.....	262
Figura B.1 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 1.....	301
Figura B.2 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 3.....	302
Figura B.3 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 4.....	303
Figura B.4 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 6.....	304
Figura B.5 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 9.....	305
Figura B.6 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 10.....	306
Figura B.7 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 11.....	307
Figura B.8 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 13.....	308
Figura B.9 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 14.....	309
Figura B.10 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 15.....	310

Figura B.11 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 16.....	311
Figura B.12 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 17.....	312
Figura B.13 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 18.....	313
Figura B.14 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 19.....	314
Figura B.15 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 22.....	315
Figura B.16 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 23.....	316
Figura B.17 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 29.....	317
Figura B.18 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 30.....	318
Figura B.19 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 31.....	319
Figura B.20 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 32.....	320
Figura B.21 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 38.....	321
Figura B.22 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 39.....	322
Figura B.23 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 41.....	323
Figura B.24 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 42.....	324
Figura B.25 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 43.....	325
Figura B.26 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 44.....	326

Figura B.27 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 45.....	327
Figura B.28 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 46.....	328
Figura B.29 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 47.....	329
Figura B.30 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 48.....	330
Figura B.31 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 49.....	331
Figura B.32 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 50.....	332
Figura B.33 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 51.....	333
Figura B.34 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 52.....	334
Figura B.35 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 53.....	335
Figura B.36 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 54.....	336
Figura B.37 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 55.....	337
Figura B.38 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 56.....	338
Figura B.39 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 57.....	339
Figura B.40 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 60.....	340
Figura B.41 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 61.....	341
Figura B.42 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 62.....	342

Figura B.43 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 63.....	343
Figura B.44 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 65.....	344
Figura B.45 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 66.....	345
Figura B.46 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 67.....	346
Figura B.47 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 68.....	347
Figura B.48 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 70.....	348
Figura B.49 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 73.....	349
Figura B.50 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 74.....	350
Figura B.51 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 76.....	351
Figura B.52 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 77.....	352
Figura B.53 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 78.....	353
Figura B.54 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 79.....	354
Figura B.55 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 82.....	355
Figura B.56 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 85.....	356
Figura B.57 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 88.....	357
Figura B.58 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 91.....	358

Figura B.59 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 94.....	359
Figura B.60 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 96.....	360
Figura B.61 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 97.....	361
Figura B.62 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 98.....	362
Figura B.63 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 100.....	363
Figura B.64 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 101.....	364
Figura B.65 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 102.....	365
Figura B.66 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 103.....	366

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
Tabela 5.1 – Área de detecção dos detectores da GMDN entre 1970 e 2018.	40
Tabela 5.2 – Resumo dos resultados da correção sequencial dos canais direcionais dos detectores da GMDN.....	47
Tabela 5.3 – Resumo dos resultados da correção simultânea dos canais direcionais dos detectores da GMDN.....	47
Tabela 6.1 – Descrição dos modelos usados para o ajuste da recuperação dos decréscimos de Forbush selecionados. ....	74
Tabela 7.1– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (IB_{min})$ e $\ln (P_m)$ usando todos os eventos. ....	94
Tabela 7.2– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (< IB_{min}IB_{minngy\ vet} >)$ e $\ln (P_m)$ usando todos os eventos. ....	99
Tabela 7.3– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (IB_{min})$ e $\ln (P_m)$ usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ , $P_{21}$ , $P_{22}$ , $P_{23}$ e $P_{24}$ )...	103
Tabela 7.4– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (< IB_{min}IB_{minngy\ vet} >)$ e $\ln (P_m)$ usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ , $P_{21}$ , $P_{22}$ , $P_{23}$ e $P_{24}$ ).....	105
Tabela 7.5 – Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $IB_{min}$ e $P_c$ usando todos os eventos. ....	106
Tabela 7.6 – Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $< IB_{min}IB_{minngy\ vet} >$ e $P_c$ usando todos os eventos.....	111
Tabela 7.7 – Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $IB_{min}$ e $P_m$ usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ , $P_{21}$ , $P_{22}$ , $P_{23}$ e $P_{24}$ ). ....	1155

Tabela 7.8 – Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\langle IBminIBminngyvet \rangle$ e $Pc$ usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P20$ , $P21$ , $P22$ , $P23$ e $P24$ ).	117
Tabela 7.9 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos.	119
Tabela 7.10 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos, considerando os eventos da fase $P20$ do ciclo magnético solar.	121
Tabela 7.11 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos, considerando os eventos da fase $P21$ do ciclo magnético solar.	122
Tabela 7.12 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos, considerando os eventos da fase $P22$ do ciclo magnético solar.	123
Tabela 7.13 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos, considerando os eventos da fase $P23$ do ciclo magnético solar.	124
Tabela 7.14 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos, considerando os eventos da fase $P24$ do ciclo magnético solar.	125
Tabela 7.15 – Análise da distribuição dos ajustes calculados por categoria de $Iaft$ , para os modelos 2.1 e 2.2, usando 8 dias de dados de raios cósmicos para calcular o ajuste.	128
Tabela 7.16 – Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (Tr)$ e $\ln (Pm)$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos.	133
Tabela 7.17– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (\langle Tr \rangle)$ e $\ln (Pm)$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos.	144

Tabela 7.18– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (Tr)$ e $\ln (Pm)$ por meio do modelo 2.1 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P20$ , $P21$ , $P22$ , $P23$ e $P24$ ). .....	153
Tabela 7.19– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (Tr)$ e $\ln (Pm)$ por meio do modelo 2.2 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P20$ , $P21$ , $P22$ , $P23$ e $P24$ ). .....	155
Tabela 7.20– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (Tr)$ e $\ln (Pm)$ por meio do modelo 2.3 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P20$ , $P21$ , $P22$ , $P23$ e $P24$ ). .....	157
Tabela 7.21– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (< Tr - Trngy vet + 1080 >)$ e $\ln (Pm)$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase $P20$ do ciclo magnético. ....	160
Tabela 7.22– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (< Tr - Trngy vet + 1080 >)$ e $\ln (Pm)$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase $P21$ do ciclo magnético. ....	161
Tabela 7.23– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (< Tr - Trngy vet + 1080 >)$ e $\ln (Pm)$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase $P22$ do ciclo magnético. ....	162
Tabela 7.24– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (< Tr - Trngy vet + 1080 >)$ e $\ln (Pm)$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase $P23$ do ciclo magnético. ....	163
Tabela 7.25– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (< Tr - Trngy vet + 1080 >)$ e $\ln (Pm)$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase $P24$ do ciclo magnético. ....	164

Tabela 7.26– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $Tr$ e $Pc$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos. ...	165
Tabela 7.27– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\langle Tr - Trngy\ vet + 1080 \rangle$ e $Pc$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos. ....	175
Tabela 7.28– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $Tr$ e $Pc$ por meio do modelo 2.1 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P20$ , $P21$ , $P22$ , $P23$ e $P24$ ).....	183
Tabela 7.29– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $Tr$ e $Pc$ por meio do modelo 2.2 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P20$ , $P21$ , $P22$ , $P23$ e $P24$ ).....	185
Tabela 7.30– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $Tr$ e $Pc$ por meio do modelo 2.3 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P20$ , $P21$ , $P22$ , $P23$ e $P24$ ).....	187
Tabela 7.31– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\langle Tr - Trngy\ vet + 1080 \rangle$ e $Pc$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase $P20$ do ciclo magnético. ....	190
Tabela 7.32– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\langle Tr - Trngy\ vet + 1080 \rangle$ e $Pc$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase $P21$ do ciclo magnético. ....	191
Tabela 7.33– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\langle Tr - Trngy\ vet + 1080 \rangle$ e $Pc$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase $P22$ do ciclo magnético. ....	192

Tabela 7.34– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\langle Tr \rangle$ e $Pc$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase $P23$ do ciclo magnético. ....	193
Tabela 7.35– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\langle Tr - Trngy\ vet + 1080 \rangle$ e $Pc$ com os $Tr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase $P24$ do ciclo magnético. ....	194
Tabela 7.36– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln(IAsr)$ e $\ln(Pm)$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos.....	195
Tabela 7.37– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln(\langle IAsrIAsrngy\ vet \rangle)$ e $\ln(Pm)$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando todos os eventos.....	202
Tabela 7.38– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln(IAsr)$ e $\ln(Pm)$ por meio do modelo 2.1 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P20$ , $P21$ , $P22$ , $P23$ e $P24$ ). ....	2088
Tabela 7.39– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln(IAsr)$ e $\ln(Pm)$ por meio do modelo 2.2 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P20$ , $P21$ , $P22$ , $P23$ e $P24$ ). ....	210
Tabela 7.40– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln(\langle IAsrIAsrngy\ vet \rangle)$ e $\ln(Pm)$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase $P20$ do ciclo magnético. ....	212
Tabela 7.41– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln(\langle IAsrIAsrngy\ vet \rangle)$ e $\ln(Pm)$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase $P21$ do ciclo magnético. ....	213

Tabela 7.42– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (< IAsrIAsrngy vet >)$ e $\ln (Pm)$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase $P22$ do ciclo magnético. ....	214
Tabela 7.43– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (< IAsrIAsrngy vet >)$ e $\ln (Pm)$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase $P23$ do ciclo magnético. ....	215
Tabela 7.44– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\ln (< IAsrIAsrngy vet >)$ e $\ln (Pm)$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase $P24$ do ciclo magnético. ....	216
Tabela 7.45– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $IAsr)$ e $Pc$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos....	217
Tabela 7.46– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $< IAsr >$ e $Pc$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando todos os eventos.....	224
Tabela 7.47– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $IAsr$ e $Pc$ por meio do modelo 2.1 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P20, P21, P22, P23$ e $P24$ ).....	230
Tabela 7.48– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $IAsr$ e $Pc$ por meio do modelo 2.2 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P20, P21, P22, P23$ e $P24$ ).....	232
Tabela 7.49– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $< IAsrIAsrngy vet >$ e $Pc$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase $P20$ do ciclo magnético.....	234

Tabela 7.50– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\langle IAsrIAsrngy\ vet \rangle$ e $Pc$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase $P21$ do ciclo magnético.....	235
Tabela 7.51– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\langle IAsrIAsrngy\ vet \rangle$ e $Pc$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase $P22$ do ciclo magnético.....	236
Tabela 7.52– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\langle IAsrIAsrngy\ vet \rangle$ e $Pc$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase $P23$ do ciclo magnético.....	237
Tabela 7.53– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo $\langle IAsrIAsrngy\ vet \rangle$ e $Pc$ com os $IAsr$ calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase $P24$ do ciclo magnético.....	238
Tabela A.1 – Lista de detectores de raios cósmicos. ....	255
Tabela A.2 – Canais direcionais da GMDN.....	258
Tabela A.3 – Resultados do cálculo do zênite e azimute dos detectores da GMDN. ....	264
Tabela A.4 – Coeficientes de pressão cedidos pelos gerenciadores da GMDN. . .....	266
Tabela A.5 – Resultados da correção simultânea pela temperatura e pressão dos canais direcionais de Hobart (HBT).....	269
Tabela A.6 – Resultados da correção simultânea pela temperatura e pressão dos canais direcionais de Kuwait (KWT).....	270
Tabela A.7 – Resultados da correção simultânea pela temperatura e pressão dos canais direcionais de São Martinho da Serra (SMS).....	271
Tabela A.8 – Resultados da correção simultânea pela temperatura e pressão dos canais direcionais de Nagoya (NGY). ....	272
Tabela A.9 – Resultados do cálculo de $Rc$ dos monitores de nêutrons usando modelo de campo magnético de 1975, 1985, 1995, 2005 e 2015.....	273

Tabela A.10 – Resultados do cálculo de $R_c$ dos canais direcionais dos detectores da GMDN usando modelo de campo magnético de 1975, 1985, 1995, 2005 e 2015. ....	274
Tabela A.11 – Valores da rigidez geomagnética de corte média ( $P_c$ ) e da rigidez mediana ( $P_m$ ) dos monitores de nêutrons.....	277
Tabela A.12 – Valores da rigidez geomagnética de corte média ( $P_c$ ) e da rigidez mediana ( $P_m$ ) dos canais direcionais dos detectores da GMDN. ....	278
Tabela B.1 – Lista de períodos com possíveis candidatos a ICME.....	280
Tabela B.2 – Datas de início e fim dos eventos selecionados.....	295
Tabela B.3 – Parâmetros do vento solar, índice DST e duração da estrutura interplanetária selecionada.....	297
Tabela D.1 – Descrição da incerteza dos parâmetros de saída dos modelos que realizam o ajuste da fase de recuperação.....	371
Tabela E.1 – Análise da distribuição dos ajustes calculados por categoria de $I_{aft}$ . .....	374
Tabela E.2 – Análise da distribuição dos ajustes calculados, com $Adj R2 \geq 0.6$ , por categoria de $I_{aft}$ .....	375

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO.....	1
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA .....	3
2.1 Da heliosfera ao campo geomagnético .....	3
2.1.1 Campo geomagnético .....	10
2.2 Raios Cósmicos.....	11
2.2.1 Mecanismos de transporte de partículas cósmicas no meio interplanetário.....	13
2.2.2 Efeitos que a Terra produz nos raios cósmicos .....	16
2.2.3 Modulações de raios cósmicos .....	20
2.3 Decréscimos de Forbush.....	25
3 MOTIVAÇÃO .....	29
4 OBJETIVOS.....	32
5 INSTRUMENTAÇÃO E DADOS .....	33
5.1 Descrição dos instrumentos utilizados.....	33
5.1.1 Dados de monitores de nêutrons .....	33
5.1.2 Dados de detectores de múons (GMDN) .....	35
5.1.3 Dados de temperatura.....	40
5.1.4 Dados do meio interplanetário e índice DST.....	41
5.2 Tratamento de dados de raios cósmicos .....	41
5.2.1 Ajuste de nível e eliminação de períodos.....	41
5.2.2 Correção dos dados da GMDN pela temperatura e pressão .....	45
5.3 Rigidez associada aos detectores de partículas.....	47
6 METODOLOGIA .....	50
6.1 Seleção de decréscimos de Forbush.....	50
6.1.1 Etapa 1: seleção de candidatos .....	51
6.1.2 Etapa 2: assinaturas de estruturas interplanetárias .....	51
6.1.3 Eventos selecionados .....	60
6.2 Método de análise da dependência dos parâmetros dos decréscimos de Forbush com a rigidez.....	66

6.2.1	Modelo teórico do perfil de um decréscimo de Forbush (FD).....	67
6.2.2	Calculo dos parâmetros dos decréscimos de Forbush.....	71
6.2.2.1	Calculo da amplitude <b><i>IBmin</i></b> .....	72
6.2.2.2	Calculo de <b><i>Tr</i></b> e <b><i>Iaft</i></b> .....	72
6.2.2.3	Calculo da amplitude da fase de recuperação <b><i>IASr</i></b> .....	89
6.2.3	Método de análise da dependência dos parâmetros dos decréscimos de Forbush com <b><i>Pm</i></b> .....	89
6.2.4	Método de análise da dependência dos parâmetros dos FDs com <b><i>Pc</i></b>	90
7	ANÁLISE ESTATÍSTICA DA DEPENDÊNCIA DE DECRÉSCIMOS DE FORBUSH COM A RIGIDEZ.....	92
7.1	Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( <b><i>IBmin</i></b> ) com <b><i>Pm</i></b> . .....	94
7.1.1	Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( <b><i>IBmin</i></b> ) com <b><i>Pm</i></b> em todo período das observações .....	94
7.1.2	Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( <b><i>IBmin</i></b> ) com <b><i>Pm</i></b> nas fases do ciclo magnético solar .....	100
7.2	Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( <b><i>IBmin</i></b> ) com <b><i>Pc</i></b> .. .....	105
7.2.1	Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( <b><i>IBmin</i></b> ) com <b><i>Pc</i></b> em todo período das observações .....	106
7.2.2	Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( <b><i>IBmin</i></b> ) com <b><i>Pc</i></b> nas fases do ciclo magnético solar .....	112
7.3	Análise estatística da qualidade do ajuste da fase de recuperação de decréscimos de Forbush .....	117
7.4	Análise estatística de <b><i>Iaft</i></b> .....	126
7.5	Análise estatística da dependência de <b><i>Tr</i></b> com <b><i>Pm</i></b> .....	132
7.5.1	Análise estatística da dependência de <b><i>Tr</i></b> com <b><i>Pm</i></b> em todo período das observações.....	133
7.5.2	Análise estatística da dependência de <b><i>Tr</i></b> com <b><i>Pm</i></b> nas fases do ciclo magnético solar .....	145
7.6	Análise estatística da dependência de <b><i>Tr</i></b> com <b><i>Pc</i></b> .....	164

7.6.1	Análise estatística da dependência de $Tr$ com $Pc$ em todo período das observações .....	165
7.6.2	Análise estatística da dependência de $Tr$ com $Pc$ nas fases do ciclo magnético solar .....	176
7.7	Análise estatística da dependência da amplitude da fase de recuperação de decréscimos de Forbush ( $IAsr$ ) com $Pm$ .....	194
7.7.1	Análise estatística da dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação ( $IAsr$ ) com $Pm$ em todo período das observações .....	195
7.7.2	Análise estatística da dependência de $IAsr$ com $Pm$ nas fases do ciclo magnético solar .....	203
7.8	Análise estatística da dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação ( $IAsr$ ) com $Pc$ .....	216
7.8.1	Análise estatística da dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação ( $IAsr$ ) com $Pc$ em todo período das observações.....	217
7.8.2	Análise estatística da dependência de $IAsr$ com $Pc$ nas fases do ciclo magnético solar .....	225
8	CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	239
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	245
	APÊNDICE A - INFORMAÇÕES ADICIONAIS SOBRE OS DETECTORES DE RAIOS CÓSMICOS.....	254
	APÊNDICE B – DECRÉSCIMOS DE FORBUSH SELECIONADOS .....	279
	APÊNDICE C - FORMULÁRIO .....	367
	APÊNDICE D - INFORMAÇÕES ADICIONAIS SOBRE OS AJUSTES DA RECUPERAÇÃO.....	370
	APÊNDICE F - INFORMAÇÕES COMPLEMENTARES DA ANÁLISE DE $Iaft$ ..	373



## 1 INTRODUÇÃO

Os decréscimos de Forbush são caracterizados por uma queda abrupta na intensidade dos raios cósmicos, seguida por uma longa fase de recuperação. Esse fenômeno, observado no perfil dos raios cósmicos, pode ser gerado por remanescentes interplanetários das ejeções de massa coronal (ICME) ou regiões de interação corrotantes, estruturas interplanetárias relacionadas, respectivamente, a emissão intermitente de massa do Sol e a interação recorrente de ventos solares com velocidades diferentes. É importante destacar que, neste trabalho, estudou-se apenas os decréscimos de Forbush associados às ICMEs.

Os raios cósmicos chegam à Terra quase isotropicamente e os que são originados dentro da Via Láctea são denominados raios cósmicos galácticos. Essas partículas cósmicas, primárias antes de interagirem com a atmosfera terrestre, são afetadas pelo campo magnético interplanetário. Para que elas cheguem à superfície da Terra, entretanto, precisam atravessar o campo magnético da Terra e, para isso, precisam de uma energia mínima para gerar partículas secundárias detectáveis na superfície terrestre, denominada rigidez geomagnética de corte. Nesta tese, todavia, além da rigidez de corte, se utilizou a rigidez mediana. Essa, por sua vez, é calculada usando o espectro de rigidez das partículas cósmicas primárias, a partir da rigidez de corte, e a *yield function*, função que inclui a sensibilidade do detector de partículas e as interações nucleares dos raios cósmicos com a atmosfera terrestre.

O objetivo geral dessa tese é analisar a dependência de decréscimos de Forbush, ou seja, parâmetros como a amplitude do decréscimo e tempo de recuperação, por exemplo, com a rigidez geomagnética de corte e mediana. Além disso, também pretende-se analisar se essa possível dependência pode estar relacionada a inversão do campo magnético do Sol, que troca de polaridade em um ciclo de 22 anos e é o principal modulador de partículas cósmicas no meio interplanetário. Logo, ao invés de fazer estudos de caso, decidiu-se realizar uma análise estatística, sendo necessário selecionar decréscimos de Forbush em um período, de pelo menos, 44 anos.

O Capítulo 2 deste trabalho apresenta definições e conceitos que foram utilizados no decorrer desta tese. O Capítulo 3 é denominado motivação e tem como finalidade apresentar ao leitor, através de uma discussão, hipóteses e indagações, que foram usadas para desenvolver este trabalho de doutorado. O Capítulo 4, por sua vez, esclarece o objetivo geral desta tese e os objetivos específicos. Já o Capítulo 5 descreve os instrumentos e os dados utilizados, assim como explica de que forma os dados foram tratados e o porquê. O Capítulo 6, mostra de que maneira os dados foram processados para obter os resultados necessários para a análise estatística que foi discutida no Capítulo seguinte. Por fim, as considerações finais, apresentadas no Capítulo 8, finalizam o texto principal da tese, demonstrando que os objetivos propostos foram atingidos e resumindo os resultados mais importantes.

## **2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA**

Este Capítulo visa apresentar conceitos e definições que foram utilizados no decorrer deste trabalho. A Seção 2.1 expõe sobre o ambiente interplanetário, ou seja, as suas características, os agentes que promovem algumas das variações observadas no plasma e as suas fronteiras com a Terra e com o ambiente interestelar. Já a Seção 2.2, introduz tópicos relevantes envolvendo raios cósmicos, incluindo a sua composição, espectro de energia, mecanismos de transporte de partículas, variações no tempo e as influências da Terra nas partículas que chegam à superfície do planeta. Por fim, a Seção 2.3 descreve os decréscimos de Forbush, objeto de estudo desta tese.

### **2.1 Da heliosfera ao campo geomagnético**

A energia gerada no núcleo solar, através da fusão do Hidrogênio em Hélio, é transportada até sua 'superfície'. O termo 'superfície' pode causar estranheza, já que o Sol é gasoso, logo não possui uma superfície rígida como é o caso da Terra. Entretanto, a fotosfera, nome dado a esta camada da atmosfera solar, pode ser considerada a região de fronteira entre um plasma denso e a cromosfera solar mais diluída. Sobre a cromosfera, camada acima da fotosfera, pode-se destacar um aumento de temperatura de 4300K, no início, até 25000K, no topo. Por fim, a última camada da atmosfera solar, ainda mais quente que a anterior, a coroa, é a fonte do vento solar. Portanto, a atmosfera solar pode ser dividida em três regiões: fotosfera, cromosfera e coroa (TASCIONE, 2010; CRAVENS, 1997).

A teoria do dínamo solar é a teoria mais aceita atualmente para a origem do campo magnético solar. A ideia desta teoria é que o campo magnético solar é gerado e mantido por interações não lineares complexas entre o plasma solar e campos magnéticos. Essa teoria é baseada nos princípios da magnetohidrodinâmica, que combina equações da hidrodinâmica com as equações de Maxwell (CHOUDHURI, 2003).

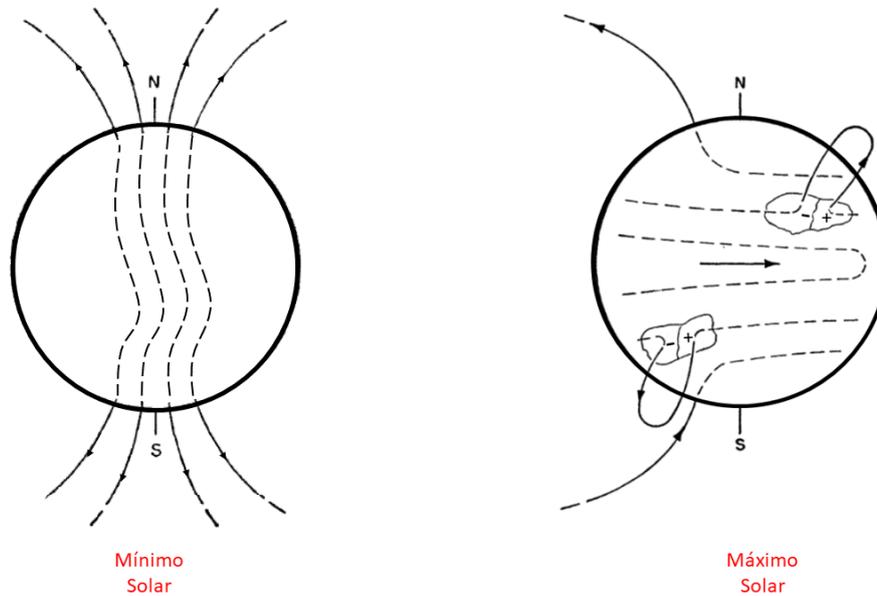
O vento solar é um fluxo de plasma ionizado produzido continuamente pelo Sol, com velocidade supersônica. Este vento se expande a partir da coroa até a fronteira entre o meio interplanetário e o meio interestelar. Ele consiste, basicamente, de Hidrogênio ionizado, com uma pequena quantidade de Hélio e uma quantidade ainda menor de íons de elementos mais pesados. Como o vento solar é um plasma altamente condutor, ele transporta consigo as linhas de campo magnético do Sol, devido ao 'congelamento' das linhas de campo magnético no fluido, formando o Campo Magnético Interplanetário (*Interplanetary Magnetic Field*, IMF) (SCHRIJVER; SISCOE, 2010; KIVELSON; RUSSEL, 1995).

A atmosfera solar roda em torno de um eixo que é quase perpendicular ao plano da eclíptica. A taxa de rotação varia com a latitude, no sistema de coordenadas heliosférico. Próximo do equador solar, na média, o período de rotação é de 25.4 dias para um observador estacionário e de aproximadamente 27 dias para um observador com o movimento orbital da Terra por referência. A geometria do IMF é determinada, portanto, pela expansão radial do vento solar e pela rotação do Sol. Isto quer dizer que, como as linhas estão congeladas no vento solar e ele é expelido radialmente para fora enquanto o Sol rotaciona, a configuração do IMF torna-se semelhante a uma espiral de Arquimedes, quando observada em um plano perpendicular ao equador solar em duas dimensões. Próximo da Terra, o ângulo da espiral é aproximadamente  $45^{\circ}$ , sob condições de vento solar normais (KIVELSON; RUSSEL, 1995; TASCIONE, 2010).

Imagens da atmosfera solar, em várias regiões do espectro eletromagnético, exibem uma grande variedade de estruturas, como as manchas solares, os buracos coronais, explosões solares, etc. As manchas solares, em particular, são regiões localmente mais frias e nelas o campo magnético é aproximadamente 1000 vezes mais intenso que o campo médio da fotosfera. A quantidade de manchas observadas na superfície solar varia com um período de aproximadamente 11 anos (ciclo de manchas solares ou ciclo de 11 anos) (CRAVENS, 1997). Ao longo de um ciclo solar há épocas em que se observa um grande número de manchas solares (máximo solar) e épocas em que o número de manchas no disco solar é mínimo ou inexistente (mínimo solar) (LANG, 2001).

No início do ciclo de 11 anos, quando o número de manchas é mínimo, o campo magnético é majoritariamente poloidal (norte-sul) (imagem à esquerda na Figura 2.1). Como o Sol não é um corpo rígido, ele gira com velocidades diferentes, dependendo da latitude e, de fato, gira mais rápido no equador do que nos polos. Dessa forma, conforme o tempo passa, o material interno do Sol, altamente condutor, carrega consigo as linhas de campo magnético. Devido a rotação diferencial, as linhas são carregadas com velocidades diferentes, dependendo da latitude. Por essa razão, ocorre a torção das linhas de campo próximo a região equatorial. Assim, as linhas de campo se tornam cada vez mais torcidas, podendo se concentrar e se intensificar em algumas regiões específicas, emergindo através da superfície do Sol como *loops* magnéticos (imagem à direita na Figura 2.1). Assim que os *loops* magnéticos rompem a fotosfera, um par de manchas bipolares surge no disco solar. Em época de máxima atividade solar, quando se observa um grande número de manchas na fotosfera, o campo magnético do Sol passa a possuir uma configuração majoritariamente toroidal (Leste-Oeste), como pode ser observado na imagem da Figura 2.1. (LANG, 2001; ANTIA et al., 2003; BABCOCK, 1961).

Figura 2.1 – Evolução das linhas de campo magnético durante o ciclo solar.



Na imagem à esquerda, o Sol está em época de atividade solar mínima. Nessa época do ciclo, a configuração do campo magnético é predominantemente dipolar (Norte-Sul). Conforme as linhas de campo magnético são carregadas pela rotação diferencial, os campos magnéticos internos são esticados e enrolados em torno do centro do Sol, culminando na ilustração do segundo esquema, quando a atividade solar é máxima. Nessa fase do ciclo, as linhas de campo magnético assumem uma configuração toroidal (Leste-Oeste). Nessa última imagem, também é possível observar os *loops* magnéticos (*Magnetic Loop*) e dois grupos de manchas solares bipolares.

Fonte: Adaptada de Babcock (1961).

É importante ressaltar que assim que um período de mínima atividade solar se inicia, a polaridade magnética do Sol é contrária à polaridade magnética do ciclo anterior. Isto quer dizer que, por exemplo, se o Sol inicia um ciclo (de 11 anos) com uma polaridade magnética Norte-Sul (em época de atividade solar mínima), no próximo mínimo de atividade solar, a polaridade magnética será Sul-Norte. E, essa inversão de polaridade magnética também possui um caráter cíclico, com um período de 22 anos (ou ciclo magnético do Sol). Portanto, o ciclo magnético solar refere-se a alternância entre as polaridades magnéticas Norte-Sul e Sul-Norte em cada mínimo de atividade solar (ANTIA et al., 2003).

Por convenção, diz-se que a polaridade do Sol é positiva ( $A > 0$ ) quando a polaridade do Norte magnético coincide com o Norte heliográfico e, portanto, o Sul magnético também coincide com o Sul heliográfico (ou seja, as linhas de campo magnético estão saindo no Norte do Sol e entrando no Sul solar). Na

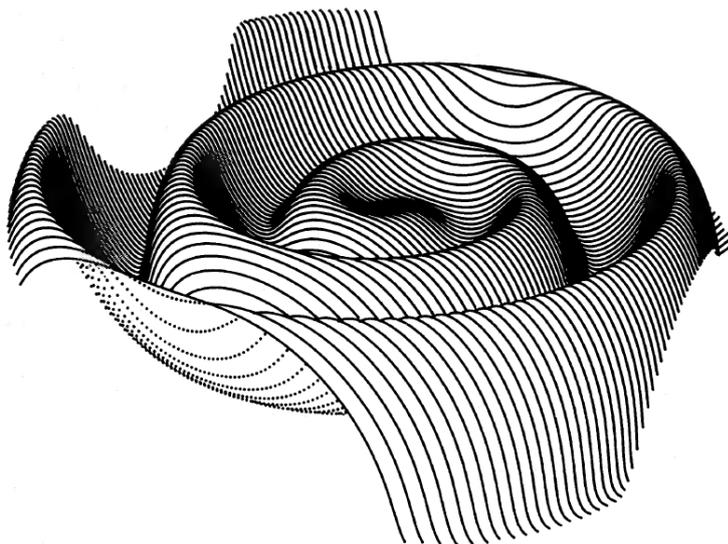
situação inversa, a polaridade do Norte magnético coincide com o Sul solar e o Sul magnético coincide com o Norte do Sol (ou seja, as linhas de campo magnético estão entrando no Norte heliosférico e saindo no Sul heliosférico), nesse caso, diz-se que a polaridade do Sol é negativa ( $A < 0$ ).

Como já mencionado anteriormente, períodos de maior atividade solar costumam ser marcados pela presença, em maior número, de manchas solares. Contudo, em períodos de mínimo, outra estrutura ganha protagonismo na superfície solar: os buracos coronais (*coronal holes*). Estas estruturas, são regiões unipolares com linhas de campo magnético abertas que, em épocas de mínima atividade solar, ficam localizadas nos polos do Sol (cada polo com uma polaridade magnética oposta). Além disso, através dessas linhas de campo, observa-se o vento solar rápido (*High Speed Solar Wind Streams*, HSSWS). Já nas outras latitudes heliográficas, observa-se a emissão de um vento solar lento, com propriedades físicas diferentes das observadas no vento solar rápido. Caso o vento solar rápido, emitido pelos buracos coronais, alcance o vento solar lento, uma compressão dos dois plasmas e campos magnéticos será observada na região de interação entre os dois regimes. O campo magnético intenso criado por essa interação é chamado de região de interação corrotante (*Corotating Interaction Region*, CIR) (TSURUTANI et al., 2006).

As linhas de campo magnético “abertas” (associadas a buracos coronais na região polar do solar), se ‘encontram’ próximo ao plano da eclíptica, onde uma camada magneticamente neutra, chamada lâmina de corrente heliosférica (*Heliospheric Current Sheet*, HCS) é formada. Dessa forma, a lâmina de corrente é uma fina interface separando regiões de polaridades magnéticas opostas. Somando-se a rotação solar com a expansão radial do vento solar e a inclinação entre o eixo de dipolo magnético em relação ao eixo de rotação do Sol, uma estrutura complexa tridimensional da lâmina de corrente é formada (Figura 2.2), cuja configuração se assemelha a uma saia de bailarina. A ondulação da lâmina de corrente heliosférica é definida pelo ângulo de inclinação (*tilt angle*), que varia ao longo do ciclo solar, de modo que a lâmina de corrente é aproximadamente plana em torno do mínimo solar e alcança seus valores máximos

(aproximadamente  $70^\circ$ ) em épocas de máximo solar (BAZILEVSKAYA et al. 2014; LANG, 2001).

Figura 2.2 – Representação tridimensional da lâmina de corrente heliosférica.



A Figura mostra uma representação da lâmina de corrente heliosférica modelada, obtida a partir de equações e de condições de contorno físicas próximas das condições do meio interplanetário real.

Fonte: Jokipii e Thomas (1981).

Conforme a atividade solar aumenta, os grandes buracos coronais polares desaparecem e outros menores surgem em várias regiões do disco solar, fazendo com que a lâmina de corrente fique ainda mais ondulada, tornando a estrutura do campo magnético solar mais complexa (TASCIONE, 2010; MEYER-VERMET, 2007). Além disso, nessa fase do ciclo, conforme mostrado na ilustração à direita da Figura 2.1, é possível observar linhas de campo magnético fechadas, ancoradas na fotosfera em dois pontos, sendo esticadas na coroa como um *loop*. Nessas regiões de campo fechado, frequentemente sobre grupos de manchas solares, a atmosfera solar está confinada. Repentina e violentamente, essas “bolhas/línguas” de gás e campos magnéticos são ejetadas. Estas estruturas são chamadas de ejeções de massa coronais (*Coronal Mass Ejection*, CME). É importante salientar que o termo CME se refere a ejeção de massa que pode ser vista com um coronógrafo (MEYER-VERNET, 2007; LANG, 2001; ECHER et al., 2005). Geralmente, para se referir a

manifestação das CMEs no meio interplanetário usa-se o termo ICME (*Interplanetary Coronal Mass Ejection*). Ademais, normalmente, em associação a algumas CMEs, também é possível observar explosões solares (*flares*), liberações intensas e temporárias de energia que irradiam por todo espectro eletromagnético e também provocam aceleração de partículas (ECHER et al., 2005; NEUGEBAUER; GOLDSTEIN, 1997).

As CMEs viajam com velocidades que variam de, aproximadamente, 500-1500km/s e levam tipicamente 1 a 4 dias para cruzar a região entre o Sol e a Terra. Em uma frequência menor, é possível observar CMEs muito rápidas que chegam a Terra em um dia ou menos. Além disso, quando a velocidade do *ejecta* (gás e campos ejetados) é maior do que a velocidade ambiente cria-se, na frente da estrutura interplanetária, uma região de plasma quente e comprimido, denominada bainha (*Sheat*) e, à frente dela, o choque. Com relação ao *ejecta*, vale salientar a existência de um subconjunto de CMEs denominado nuvem magnética (*Magnetic Cloud* ou *Magnetic Flux Rope Geometry*) que, por possuir uma intensificação e rotação no campo magnético singular, possui uma assinatura que é facilmente identificada (BURLAGA, et al., 1981; CANE, 2000; ECHER et. al 2005).

É possível salientar duas características comuns às estruturas interplanetárias mencionadas (CIRs e ICMEs): a primeira, é que em ambas existe a interação de dois tipos de plasma se movendo em diferentes velocidades; e a segunda é a produção de choques, quando a diferença de velocidades é grande (MEYER-VERNET, 2007). Além disso, detalhado na Seção 2.3, estas estruturas interplanetárias podem provocar variações na intensidade de raios cósmicos.

A heliosfera é uma cavidade no plasma interestelar controlada pelo vento solar e pelo campo magnético heliosférico produzido pelo dínamo solar. O tamanho exato da heliosfera varia no curso do ciclo solar de 11 anos. Como resultado observa-se que a extensão heliosférica é máxima no declínio do ciclo, quando os feixes de vento solar rápido são mais proeminentes (BAZILEVSKAYA et al., 2014). Segundo Bazilevskaya et al. (2014), a heliosfera pode ser dividida em três regiões, separadas por fronteiras claras. A região mais interna da heliosfera é

conhecida como *Termination Shock* (TS). Essa é a região limite do vento solar supersônico com campo magnético heliosférico ‘congelado’ no plasma. Além disso, ela é caracterizada por uma configuração esfericamente simétrica. Sabe-se que a região além da TS ainda é preenchida pelo vento solar e pelo campo magnético heliosférico, que é distorcido pela presença do vento interestelar. Essa região é limitada pela heliopausa. A heliopausa, por sua vez, não possui simetria esférica como na região anterior, sendo que seu tamanho, na direção do ‘nariz’, é de aproximadamente 122 UA, como descoberto pela Voyager 1 em 2012 (STONE et al., 2013), enquanto o tamanho na região da ‘cauda’ permanece desconhecido. Por fim, a última região de fronteira da heliosfera, é uma região de interface com o vento interestelar, cujo tamanho também não é conhecido.

### **2.1.1 Campo geomagnético**

O campo geomagnético é o campo magnético intrínseco da Terra que, em uma primeira aproximação, possui forma dipolar. Na ausência do plasma interplanetário, o campo magnético dipolar da Terra se estenderia indefinidamente em todas as direções. Contudo, devido a presença do vento solar fluindo continuamente, produz-se uma cavidade em torno da qual esse plasma flui. Dá-se a extensão desse obstáculo o nome de magnetosfera. É importante destacar que a maior parte do vento solar é direcionado ao redor da magnetosfera e não se aproxima da Terra por conta da magnetopausa, ‘superfície’ onde a força externa do campo geomagnético comprimido com a pressão do plasma magnetosférico é equilibrada pela força do plasma do vento solar (TASCIONE, 2010).

Os primeiros episódios de flutuações extraordinárias do campo geomagnético foram associados a tempestades geomagnéticas em meados do século XIX. Estas tempestades podem ser definidas como distúrbios nas populações de plasma presentes em toda magnetosfera. Sabe-se que o plasma do vento solar é ‘congelado’ no campo magnético interplanetário e o plasma da magnetosfera da Terra é ‘congelado’ no campo geomagnético. Dessa forma, esses dois plasmas podem ser tratados como dois sistemas ‘fechados’ e independentes. Uma tempestade geomagnética só ocorre caso a estrutura interplanetária tenha

alguma componente de  $B_z$  (componente z do campo magnético) negativa, apontando para o Sul, ou seja, na direção antiparalela do campo magnético da Terra. Nesse caso, o sistema deixa de ser fechado e um mecanismo denominado reconexão magnética ocorre. Esse mecanismo envolve a transferência de massa-energia dos dois sistemas e é a causa principal das tempestades geomagnéticas (ECHER et al., 2005; GONZALEZ et al., 1994).

Uma das características principais das tempestades é o decréscimo na intensidade da componente H (horizontal) do campo geomagnético durante várias horas. Atualmente, já se sabe que este decréscimo está associado à intensificação da corrente anelar (sistema de corrente que circula no equador terrestre para a direção Oeste), ou seja, observa-se um aumento da população de partículas aprisionadas. Geralmente, esta corrente é monitorada pelo índice Dst (média horária das variações da componente H medida por observatórios em baixas latitudes) (TASCIONE, 2010; GONZALEZ et al., 1994).

Tanto CIRs quanto ICMEs podem provocar tempestades geomagnéticas. Pode-se destacar, contudo, que as tempestades produzidas por CMEs são breves e com picos mais intensos que as tempestades geradas por CIRs, que são de maior duração, além de estarem associadas a atividade geomagnética de intensidade moderada a fraca (BOROVSKY; DELTON, 2006; TSURUTANI et al., 2006).

## **2.2 Raios cósmicos**

As seis horas da manhã do dia 7 de agosto de 1912, o físico austríaco Victor Hess, acompanhado por um navegador (Capitão W. Hoffory) e um meteorologista (W. Wolf) subiram na gôndola de um balão para o último de uma série de 7 lançamentos. Durante as 6 horas de voo, Hess registrou as leituras de 3 eletroscópios e notou um aumento no nível de radiação à medida que o balão aumentava de altitude. Em novembro daquele mesmo ano, no jornal alemão *Physikalische Zeitschrift*, Hess escreveu: "Os resultados dessas observações parecem ser melhor explicadas por uma radiação de grande poder de penetração entrando na nossa atmosfera por cima...". Vinte e quatro anos

depois, Hess dividiu o prêmio Nobel em física por demonstrar a existência dos raios cósmicos (ROSSI, 1964; SCHLICKEISER, 2002).

Raios cósmicos são partículas de alta energia incidentes na Terra que vem do espaço exterior (CHIRINOS, 2009). Essas partículas podem ser divididas em dois tipos, os raios cósmicos primários, que vem do espaço e entram na atmosfera terrestre, e os secundários, produzidos por reações entre os primários e a atmosfera (SANDSTROM, 1964). A maior parte dos raios cósmicos primários são prótons (86%), seguido por partículas alfa (11%) e o restante são elétrons (2%) e elementos mais pesados (1%) (CHIRINOS, 2009).

A origem dos raios cósmicos, por conseguinte, os mecanismos capazes de acelerá-los a energias extremamente altas (o espectro de energia observado se estende de  $\sim MeV$  a  $\sim ZeV$ ) são complexos (BLANDFORD et al., 2014). Chama-se de raios cósmicos solares partículas com energias de até  $10^9 eV$ , cujos processos de aceleração estão relacionados a fenômenos solares. Ademais, denomina-se de raios cósmicos galácticos partículas de origem galáctica com energia de  $10^9 eV$  e  $10^{15} eV$  (OLIVEIRA et al., 2014). Particularmente, os raios cósmicos galácticos são núcleos altamente energéticos, completamente ionizados, que entram na heliosfera e são modulados pela atividade magnética solar (BAZILEVSKAYA et al., 2014). É importante destacar que este trabalho de doutorado utilizou dados de raios cósmicos na região do espectro de energia dos raios cósmicos galácticos e, por essa razão, todos os aspectos estudados nesta revisão teórica incluem somente fenômenos/características que ocorrem nessa região do espectro de energia.

Portanto, neste trabalho, serão introduzidos, na Seção 2.2.1, os mecanismos de transporte de partículas cósmicas no interior da heliosfera. Em seguida, na Seção 2.2.2, aos principais tópicos sobre a interação dessas partículas com o campo geomagnético e a atmosfera terrestre. Por fim, na Seção 2.2.3, a algumas variações de raios cósmicos observados na Terra.

### **2.2.1 Mecanismos de transporte de partículas cósmicas no meio interplanetário**

A estrutura e as condições da heliosfera podem ser sondadas tanto por veículos espaciais quanto por instrumentos situados na Terra, incluindo observações de raios cósmicos. Portanto, a variabilidade da intensidade de raios cósmicos, na faixa de energia afetada pela modulação solar, fornece informação indireta acerca do estado da heliosfera (BAZILEVSKAYA et al., 2014). Além disso, a variação temporal da intensidade de raios cósmicos na heliosfera é denominada modulação de raios cósmicos (MORAAL, 2013).

Os raios cósmicos são partículas eletricamente carregadas. Dessa forma, eles tendem a ficar confinados nos campos magnéticos que permeiam o cosmos, pois, estão sujeitos a força de Lorentz. No caso de plasmas altamente condutores, como é o caso do vento solar, as partículas rapidamente se reorganizam para cancelar qualquer campo elétrico, de maneira que a força exercida sobre essas partículas é puramente magnética. Portanto, as partículas eletricamente carregadas confinadas às linhas de campo magnético, executam uma trajetória helicoidal em torno da linha de campo (MORAAL, 2013). Logo, é possível concluir que o transporte de partículas cósmicas no interior da heliosfera é fortemente modulado pelo campo magnético interplanetário e suas flutuações no tempo.

A equação que descreve o transporte de partículas no meio interplanetário foi escrita primeiro por Parker (1965) e por Gleeson e Axford (1968), dois anos depois, sendo que esses últimos chegaram a mesma equação de maneira mais rigorosa (KÓTA, 2013). Basicamente, a equação descreve quatro mecanismos responsáveis pelo transporte de partículas: convecção, difusão, deriva de partículas (de curvatura e de gradiente) e mudança de energia adiabática (POTGIETER, 2013). No trabalho de Moraal (2013), o autor chega na equação de Parker partindo do princípio da continuidade. Esse princípio, conforme está motrado na Equação 2.1, estabelece que a variação temporal do número de partículas em um dado volume (termo do lado esquerdo da equação) deve ser igual a taxa de partículas fluindo através de uma superfície fechada em torno

desse volume (primeiro termo do lado direito da equação) mais a taxa em que as partículas podem ser criadas ou destruídas por processos físicos (segundo termo do lado direito da equação), como por exemplo, colisões inelásticas.

$$\frac{dN}{dt} = - \oint \vec{S} \cdot d\vec{a} + Q \quad (2.1)$$

Nesta equação,  $N$  é a densidade de partículas no volume,  $\vec{S}$  é a soma vetorial da quantidade líquida de partículas (quantidade de partículas que atravessa a superfície fechada) e  $Q$  é uma função fonte. O sinal de menos na equação se deve ao fato de que a quantidade de partículas diminui se existe um fluxo saindo. A física do problema, portanto, está contida nos processos que provocam fluxo.

No trabalho de Moraal (2013), são descritos três tipos de fluxo. O primeiro está associado a convecção radial do vento solar, como está mostrado na Equação 2.2. Nesta equação,  $n$  é a densidade de partículas e  $\vec{V}$  é o vetor velocidade do vento solar.

$$\vec{S}_{convecção} = n\vec{V} \quad (2.2)$$

O segundo tipo de fluxo descrito pelo autor é o difusivo. Esse tipo de fluxo está associado ao espalhamento das partículas devido às irregularidades das linhas de campo magnético. A influência dessas irregularidades depende do tamanho da irregularidade no campo em relação ao raio de giro da partícula em torno da linha de campo. Desta forma, se o raio de giro é muito maior do que o tamanho da irregularidade do campo, a partícula praticamente não irá interagir com a irregularidade. Por outro lado, se o tamanho da irregularidade é da mesma ordem de grandeza do raio de giro, há vários tipos de ‘alterações de trajetória’ possíveis, sendo que estas ‘alterações’ dependem fortemente da fase do giro da partícula no momento em que ela começa a ‘sentir’ o campo. Logo, se existir um gradiente de densidade ao longo da linha de campo, será possível observar um fluxo difusivo. Para facilitar o estudo desse tipo de fluxo, ele foi dividido em duas componentes, uma paralela e a outra perpendicular às linhas de campo magnético:

$$\vec{S}_{difusivo} = \kappa_{||} \vec{V} n_{||} + \kappa_{\perp} \vec{V} n_{\perp} \quad (2.3)$$

onde  $\kappa_{\parallel}$  e  $\kappa_{\perp}$  são os coeficientes de difusão paralelo e perpendicular, respectivamente. Enquanto  $\vec{\nabla}n_{\parallel}$  e  $\vec{\nabla}n_{\perp}$  são os gradientes de densidade paralelo e perpendicular ao campo magnético, respectivamente.

É importante salientar que, tipicamente,  $\kappa_{\perp} \ll \kappa_{\parallel}$ . O limite superior que o coeficiente perpendicular pode assumir é  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel}$ , que pode ser atingido conforme a turbulência do campo aumenta. Isso quer dizer que quando as flutuações do campo se tornam tão grandes, quanto o valor do campo médio de fundo, a difusão se torna isotrópica.

Como o campo magnético interplanetário não é constante e uniforme, as partículas carregadas sofrem derivas ao interagir com ele. As principais derivas são: espalhamento perpendicular e deriva de gradiente e de curvatura. O fluxo associado a deriva de gradiente e de curvatura é dado pela Equação 2.4, abaixo:

$$\vec{S}_{deriva} = \frac{\beta P}{3B^2} \vec{B} \times \vec{\nabla}n \quad (2.4)$$

onde  $\beta = v/c$  ( $v$  é a velocidade da partícula e  $c$  é a velocidade da luz),  $P$  é a rigidez (é a razão entre o momento da partícula e a carga) e  $B$  o módulo do campo magnético.

Uma simplificação, que é comumente adotada pela comunidade científica, envolve a combinação do movimento de deriva com os outros coeficientes de difusão ( $\kappa_{\parallel}$  e  $\kappa_{\perp}$ ). Essa combinação está expressa na Equação 2.5, por meio do tensor difusão  $\vec{K}$ . Nesse tensor, as componentes assimétricas ( $\kappa_A = \beta P / 3B^2$ ) estão relacionadas ao mecanismo de deriva e as componentes da diagonal a difusão.

$$\vec{K} = \begin{bmatrix} \kappa_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_{\perp} & \kappa_A \\ 0 & \kappa_A & \kappa_{\perp} \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Como o movimento de deriva e a difusão podem ser reunidos em um único tensor o fluxo associado possui a forma  $-\vec{K} \cdot \vec{\nabla}n$ . Portanto, o fluxo total dos raios cósmicos na heliosfera é:

$$\vec{S} = \vec{V}_n - \vec{K} \cdot \vec{\nabla} n \quad (2.6)$$

Parker percebeu que as partículas perdem energia na expansão do vento solar e ganham quando são aceleradas por regiões de compressão de plasma e/ou choques (KÓTA, 2013) e, por esse motivo, acrescentou mais esse mecanismo de transporte a sua equação.

### 2.2.2 Efeitos que a Terra produz nos raios cósmicos

Os raios cósmicos atravessam a heliosfera por meio do IMF, podendo sofrer várias modulações, mas quando chegam próximo a Terra podem interagir com o seu campo magnético e/ou com sua atmosfera. Por essa razão, nesta Seção, as interações de importância significativa para as análises realizadas neste trabalho serão apresentadas.

Para entender melhor as relações entre os raios cósmicos e a Terra é necessário compreender primeiro o conceito de rigidez magnética de uma partícula cósmica ( $P$ ). Essa quantidade pode ser interpretada como uma medida de resistência de uma partícula contra o efeito de desvios de campo. A Equação 2.7 abaixo mostra a definição de rigidez magnética em *Volts* (SANDSTROM, 1964):

$$P = \frac{pc}{Ze} \quad (2.7)$$

onde  $p$  é o momento da partícula e  $Z$  é o número de cargas elementares  $e$ .

É possível escrever o raio de giro ou raio de Larmor ( $r_g$ ) de uma partícula sobre uma linha de campo magnético como uma função da rigidez, conforme mostrado na Equação 2.8 abaixo. Além disso, a relação entre a rigidez e a energia cinética por *nucleon* da partícula ( $T$ ) pode ser escrita como exposto na Equação 2.9 (MORAAL, 2013).

$$r_g = P/Bc \quad (2.8)$$

$$P = (A/Ze)\sqrt{T(T + 2E_0)} \quad (2.9)$$

Onde  $A$  é o número atômico e  $E_0$  é a energia da massa de repouso da partícula.

Em geral, partículas cósmicas de baixa energia são refletidas pelo campo geomagnético quando incidem na Terra fora das regiões polares magnéticas, de

modo que, um detector de raios cósmicos operando nas regiões polares do campo deve medir todo o espectro de rigidez de raios cósmicos (limitado pela absorção atmosférica), enquanto um detector situado em regiões equatoriais registra apenas as partículas acima da rigidez de corte. Logo, define-se rigidez de corte ou rigidez geomagnética de corte ( $P_c$ ) como a menor rigidez que uma partícula carregada pode possuir e ainda chegar a um ponto específico da superfície da Terra. A rigidez de corte de qualquer localização geográfica é uma função dos ângulos de chegada, da altitude do local de detecção e das condições geomagnéticas no momento da medição. Sabe-se que a equação geral do movimento das partículas no campo geomagnético não tem uma solução fechada, mesmo para um campo dipolar simples. Logo, para determinar quais rigidezes são permitidas em determinada localização geográfica, é necessário realizar cálculos numéricos de trajetórias de raios cósmicos em um modelo de campo magnético da Terra. Basicamente, as trajetórias dos raios cósmicos são calculadas com rigidez cada vez mais baixa, até atingir uma rigidez abaixo da qual todas as partículas são proibidas naquele local (SHEA; SMART, 1990). É importante destacar que, geralmente, os programas usados para obter o valor de  $P_c$ , em um ponto específico A, ao invés de calcular a trajetória de uma partícula positiva atingindo o ponto A, calculam a trajetória de uma partícula negativa, de mesma massa, saindo do ponto A.

As partículas com rigidez suficiente para atravessar o campo geomagnético são capazes de interagir com as partículas atmosféricas, de modo que os raios cósmicos primários energéticos podem iniciar cascatas nuclear-eletromagnéticas na atmosfera, enquanto partículas de baixa energia (abaixo de 1000 MeV) são absorvidas pela mesma (BAZILEVSKAYA, 2008). No que diz respeito aos raios cósmicos secundários produzidos pela interação, podem ser divididos em 3 componentes: a componente méson (múons), a componente nucleônica (prótons e nêutrons) e a componente eletromagnética (elétrons e radiação gama  $\gamma$ ) (SANDSTROM, 1964). Particularmente, os múons são produzidos a partir da cascata dos píons, de forma que os píons carregados decaem em múons carregados e neutrinos ( $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  ou  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ) e píons não carregados contribuem com a cascata eletromagnética ( $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ).

É importante destacar que o comprimento de absorção das cascatas eletromagnéticas (ou componente *soft*) é curto em comparação com a profundidade atmosférica total. Por outro lado, os múons de alta energia podem atravessar toda atmosfera sem serem absorvidos, podendo chegar até o subsolo. Além disso, os múons constituem cerca de 80% das partículas carregadas a nível do mar (CHIRINOS, 2009).

Sabe-se que a taxa de contagem de um instrumento que detecta múons na superfície da Terra depende da altura de produção do méson. Além disso, essa camada de produção depende da profundidade atmosférica média (quantidade de partículas atmosféricas em uma coluna de ar, de espessura tendendo a zero, localizada em uma determinada altura), na qual os prótons primários penetram na atmosfera acima do detector. Como, segundo a termodinâmica da atmosfera, pode-se dizer que a altura da camada de produção do méson depende da temperatura, conclui-se que a taxa de contagem de múons registrada por um instrumento na superfície da Terra também depende da temperatura (SANDSTRÖM, 1964).

Há dois efeitos que a temperatura pode produzir, um está associado ao aumento na taxa de contagem (efeito positivo) e o outro a diminuição (efeito negativo). O efeito positivo é referente a relação entre o aumento da produção de píons e o aumento de temperatura, produzindo, conseqüentemente, o aumento da taxa de contagem de múons. Enquanto o efeito negativo está relacionado a expansão atmosférica durante o verão, que aumenta o livre caminho médio de um múon gerado em altas altitudes, diminuindo a probabilidade de interação ou decaimento, o que, por sua vez, diminui a taxa de contagem registrada. No inverno, contudo, o efeito positivo produz um decréscimo na taxa de contagem e, por outro lado, o negativo provoca um aumento no registro dos detectores de múons (MENDONÇA, 2015).

Conforme mostrado em Sandström (1964), a taxa de contagem de raios cósmicos observados na superfície da Terra está sujeita ao efeito integrado das variações da densidade atmosférica acima do detector de raios cósmicos. Além disso, segundo a teoria dos gases ideais, a densidade e a pressão são

grandezas diretamente proporcionais. Logo, é razoável concluir que a taxa de contagem de raios cósmicos observados depende da pressão atmosférica. Particularmente, o aumento da densidade de partículas atmosféricas com a proximidade da superfície terrestre (KIRCHHOFF, 1942) gera um aumento da probabilidade de colisão entre as partículas cósmicas e atmosféricas. Isso faz com que os raios cósmicos interajam antes de serem observados pelos detectores, promovendo uma diminuição da taxa de contagem (SANDSTRÖM, 1964).

A Equação 2.10 abaixo relaciona os efeitos atmosféricos (pressão e temperatura) e a taxa de contagem de raios cósmicos (SAGISAKA, 1986):

$$\ln\left(\frac{C}{\langle C \rangle}\right) = \beta\Delta p + \alpha\Delta T \quad (2.10)$$

Onde  $C$  é a contagem de raios cósmicos registrada por um detector situado na superfície da Terra,  $\langle C \rangle$  é a contagem média,  $\Delta p$  é a diferença entre a pressão e a média da pressão atmosférica,  $\beta$  é o coeficiente da pressão atmosférica,  $\Delta T$  é a diferença entre a temperatura e a temperatura média atmosférica e  $\alpha$  é o coeficiente de temperatura.

Como apresentado em Caballero-Lopez e Moraal (2012), Mishev et al. (2013) e Jämsén et al. (2007) e Usoskin et al. (2008) a taxa de contagem de um detector situado na superfície da Terra  $N(P_c, x, t)$  é:

$$N(P_c, x, t) = \sum_{P_c}^{\infty} \int S_i(P, x) J_i(P, t) dP = \sum_{P_c}^{\infty} \int F_i(P, x, t) dP \quad (2.11)$$

onde  $x$  é a profundidade atmosférica,  $J_i(P, t)$  é o espectro da espécie primária  $i$  sobre a atmosfera,  $S_i(P, x)$  é a *yield function* e  $F_i(P, x, t)$  é a função resposta.

Analisando a Equação 2.11 é possível concluir, portanto, que a relação entre a intensidade de raios cósmicos primários e a taxa de contagem de um instrumento dentro da atmosfera é dada pela *yield function* (CABALLERO-LOPEZ; MORAAL, 2012). Sobre a função  $S_i(P, x)$ , vale destacar que ela inclui tanto o desenvolvimento da cascata nucleônica iniciada pelos raios cósmicos na atmosfera quanto a eficiência do detector (USOSKIN et al., 2011). Além disso,

define-se rigidez mediana (por exemplo, JÄMSÉN et al., 2007; USOSKIN et al., 2008) como sendo a metade da taxa de contagem do detector ( $N(P_c, x, t)/2$ ).

A intensidade dos raios cósmicos galácticos é aproximadamente isotrópica (AMENOMORI et al., 2006). Entretanto, no referencial da Terra, é possível observar uma anisotropia mensurável, isto é, uma direção em que se observa uma maior concentração de partículas cósmicas (MUNAKATA et al. 2014; NAGASHIMA, 1971). O vetor anisotropia possui 3 componentes, duas no plano da eclíptica e uma normal a esse plano. Particularmente, as componentes do plano da eclíptica são observadas na variação diurna, enquanto a componente perpendicular é observada na anisotropia Norte-Sul. Para calcular a anisotropia diurna, por exemplo, pode-se utilizar os coeficientes de acoplamento, conforme apresentado em Nagashima (1971). Para obter esses coeficientes utiliza-se o espectro de rigidez (ou energia), a função resposta e a direção assintótica dos raios cósmicos (FUJIMOTO et al., 1984; YASUE et al., 1982).

### **2.2.3 Modulações de raios cósmicos**

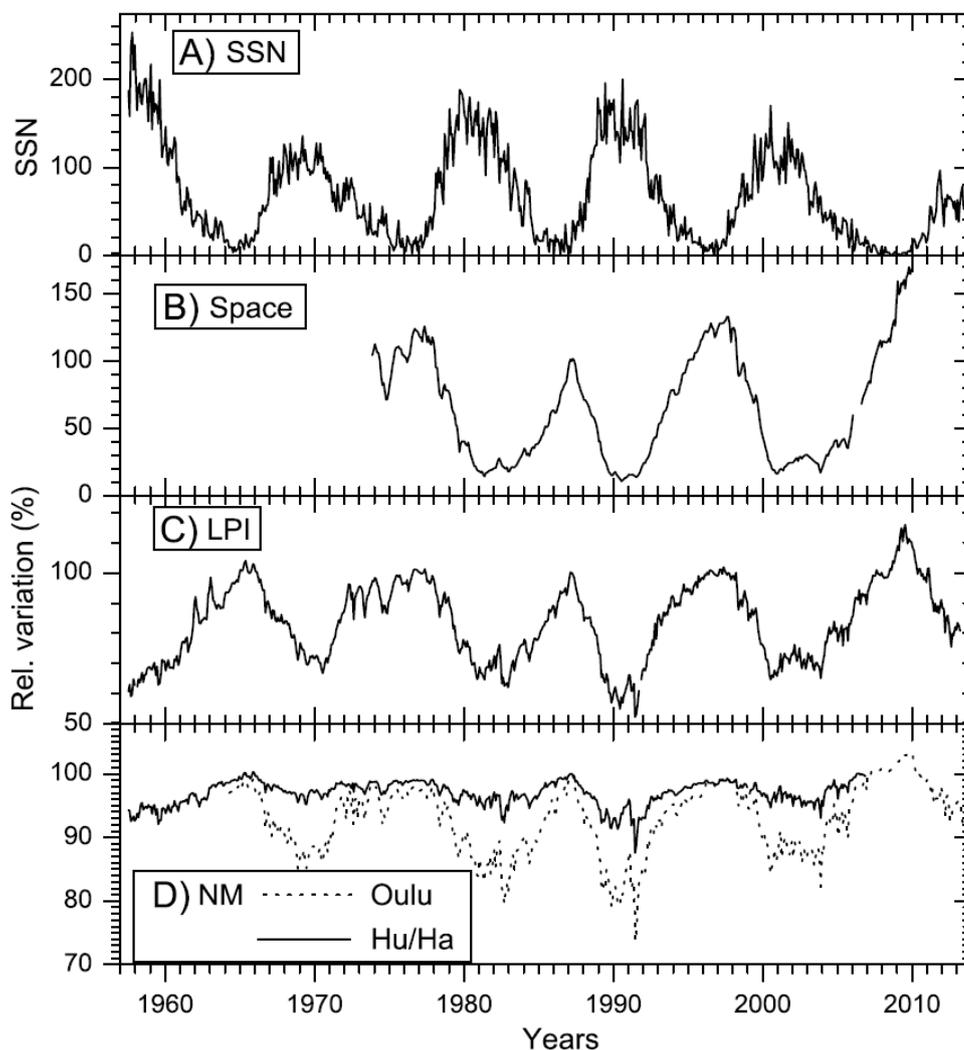
O Sol possui ciclos de atividade de períodos curtos e longos. Pode-se citar, por exemplo, o ciclo de 25-27 dias, de periodicidade menor, e o ciclo de 11 e de 22 anos, de periodicidade maior. Existem indicações de períodos ainda maiores como de 50-65 anos, 90-130 anos, 220 e 600 anos. Ainda não está claro se essas variabilidades devem ser consideradas “perturbações” ou superposições de processos periódicos. Um dos casos de “perturbação” mais famoso é conhecido como mínimo de Maunder (1645-1715), quando se observou um grande período de mínima atividade solar, embora o ciclo magnético ainda estivesse em operação na heliosfera (SCHERER et al., 2006; BAZILEVSKAYA et al., 2014).

A variabilidade mais importante e dominante relacionada a atividade solar é o ciclo de 11 anos (SCHERER et al., 2006). Essa periodicidade também é observada nos registros de raios cósmicos, que variam ciclicamente e em antifase com o número de manchas solares (BAZILEVSKAYA et al., 2014). Isso quer dizer que, ao comparar os registros do número de manchas com as medidas da intensidade de raios cósmicos (Figura 2.3), é possível verificar que

quando o número de manchas é máximo, a contagem de raios cósmicos é mínima e vice-versa.

O gráfico superior da Figura 2.3, mostra o número de manchas solares entre o final da década de 1950 até meados de 2010, já os outros gráficos, mostram os registros de raios cósmicos realizados por três instrumentos sensíveis a diferentes faixas de energia de raios cósmicos primários.

Figura 2.3 – Gráficos da variação do número de manchas solares e da intensidade de raios cósmicos registradas por 5 detectores de partículas.



O primeiro gráfico (superior), mostra o registro do número de manchas solares (SSN) entre o final da década de 50 até meados da 2ª década dos anos 2000. O segundo gráfico mostra a intensidade de raios cósmicos relativa, medida no espaço (*space*, realizados pelas espaçonaves IMP8 e PAMELA). O terceiro gráfico mostra a intensidade de raios cósmicos relativa, medida por balões de alta latitude (*High Latitude Balloons*, LPI). O último gráfico mostra a intensidade de raios cósmicos relativa, medida por monitores de nêutrons, na região polar (Oulu) e na região equatorial da Terra (Huancayo/Haleakala, no gráfico: Hu/Ha).

Fonte: Bazilevskaya et al. (2014).

Além do que já foi mencionado a respeito da anticorrelação cíclica entre o número de manchas e a variação relativa da intensidade de raios cósmicos, é possível concluir, analisando o último gráfico da Figura 2.3, que a profundidade da modulação depende da energia da partícula. Observa-se neste gráfico que a variação relativa da intensidade é apenas de alguns pontos percentuais, para os dados registrados próximo do equador (Hu/Ha), enquanto para os dados de raios cósmicos medidos na região polar (Oulu), é de aproximadamente 20%.

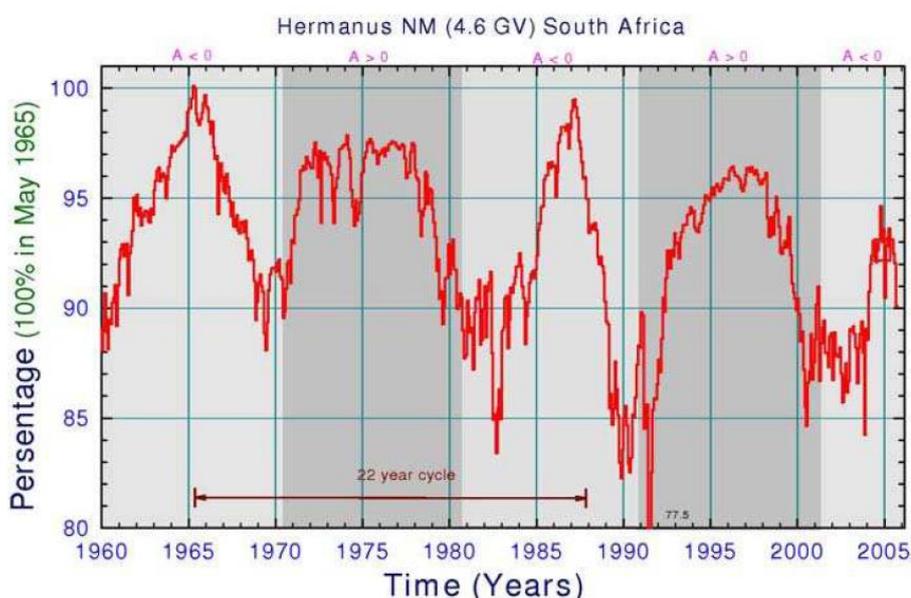
Também é possível verificar, através dos gráficos contidos na Figura 2.3, que a variação cíclica da intensidade de partículas cósmicas, observada na Terra, só pode ser provocada por algum(s) processo(s) físico(s) que tenha(m) ocorrido no meio interplanetário, uma vez que, há uma congruência entre os registros de raios cósmicos observados na Terra (gráficos C e D) e o observado no espaço (gráfico B).

A Seção 2.2.1 discutiu os mecanismos responsáveis pelo transporte de partículas cósmicas, são eles: convecção, difusão, deriva de partículas e perda de energia adiabática. Desta forma, sabe-se que a combinação desses mecanismos é responsável pela modulação de raios cósmicos no interior da heliosfera (POTGIETER, 2013). Logo, a partir do que já foi mostrado até aqui pode-se indicar a existência de uma possível relação entre o ciclo manchas (de 11 anos) e os mecanismos de transporte de partículas cósmicas. Contudo, do ponto de vista da modulação, o número de manchas solares não é um parâmetro muito útil, uma vez que, as grandes modulações observadas na Terra são causadas, principalmente, pelo que ocorre em 3 dimensões, entre a fronteira exterior (heliopausa) e a Terra (ou qualquer outro ponto de observação) (SCHERER et al., 2006).

A Figura 2.4 mostra, além da intensidade de raios cósmicos registrada entre 1965 e 2005, a indicação das épocas em que a polaridade do Sol era positiva ( $A > 0$ ) e negativa ( $A < 0$ ). Pode-se observar que, quando a atividade solar é mínima, os picos, observados no registro de raios cósmicos, também possuem um caráter cíclico: o primeiro e o terceiro períodos de máxima contagem de raios cósmicos apresentam uma forma pontuda (são em forma de pico), enquanto o

segundo e o quarto períodos de máxima contagem são mais planos (tem forma platô). Logo, é possível concluir que, os picos na contagem de raios cósmicos ocorrem nos períodos em que a polaridade do Sol é negativa ( $A < 0$ ), enquanto os platôs ocorrem quando a polaridade é positiva ( $A > 0$ ). Dessa forma, fica evidente a correlação entre a polaridade solar, relacionada ao ciclo de 22 anos, e a forma do perfil temporal dos raios cósmicos observados na Terra.

Figura 2.4 – Variação temporal da intensidade de raios cósmicos observada por um monitor de nêutrons.



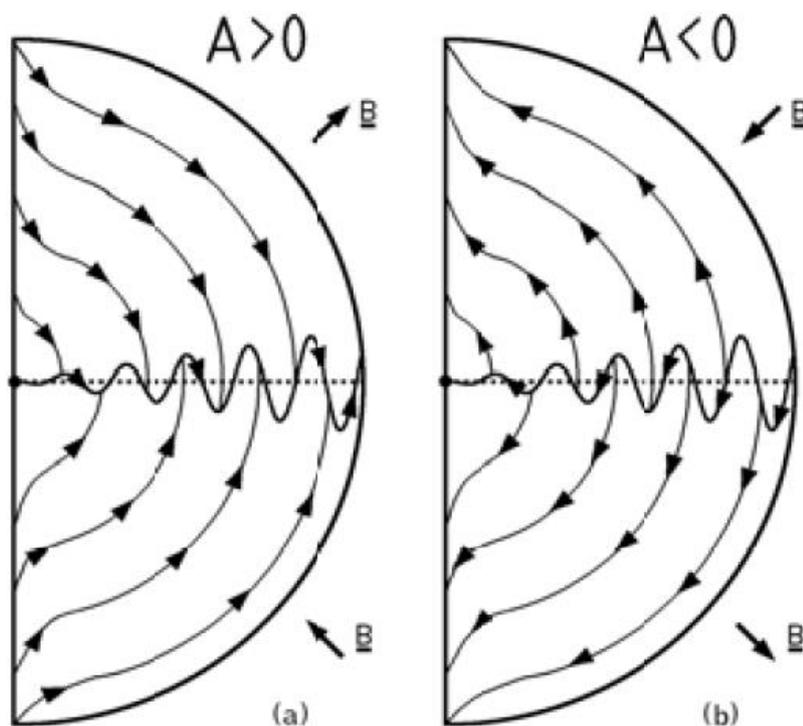
O gráfico mostra a intensidade de raios cósmicos observada pelo monitor de nêutrons Hermanus na África do Sul, entre 1960 e 2005. O gráfico também indica o ciclo de 22 anos e a polaridade magnética do Sol ( $A > 0$  ou  $A < 0$ ).

Fonte: Scherer et al. (2006).

Essa alternância entre picos e platôs está associada a épocas de atividade solar mínima. Nessas épocas, o mecanismo de transporte dominante é a deriva de partículas. Quando a polaridade solar é positiva ( $A > 0$ ), ou seja, as linhas de campo magnético estão saindo do Norte e entrando no Sul, as partículas positivamente carregadas derivam entrando na heliosfera através das regiões polares e saindo pela lâmina de corrente (BAZILEVSKAYA et al., 2014), o que produz os platôs (segundo e quarto períodos de máxima contagem do gráfico da Figura 2.4). Quando a polaridade solar é negativa ( $A < 0$ ) a direção de deriva das partículas é inversa, ou seja, as partículas positivamente carregadas derivam para dentro, ao longo da lâmina de corrente, e saem pelos polos, o que produz

os picos (primeiro e o terceiro períodos de máxima contagem no gráfico da Figura 2.4) (SCHERER et al., 2006). Os padrões de deriva descritos, quando  $A>0$  e  $A<0$ , podem ser observados na Figura 2.5.

Figura 2.5 – Ilustração esquemática do movimento de deriva de partículas positivamente carregadas na heliosfera.



No esquema (a), a polaridade do Sol é positiva. Nesse caso, as partículas positivamente carregadas, derivam principalmente a partir de altas heliolatitudes (pólos) em direção ao plano equatorial e saem pela lâmina de corrente. No esquema (b), a direção é inversa, as partículas derivam para dentro ao longo da lâmina de corrente e saem pelos polos.

Fonte: Adaptada de Heber e Potgieter (2006).

O platô ( $A>0$ ) nos anos 90, como pode ser observado na Figura 2.4, não é tão plano como aquele apresentado nos anos 70 (também  $A>0$ ), permitindo concluir que o pico dos anos 90 tenha sido menos dominado pelas derivas. Além disso, vale salientar que os picos não são perfeitamente simétricos o que também pode ser observado da Figura 2.4. Desta forma, é possível concluir que o ciclo solar também tem um formato assimétrico, o que também é evidente nos cálculos do ângulo de inclinação da lâmina de corrente (SCHERER et al., 2006).

É importante salientar que, para partículas negativamente carregadas, a direção de deriva é inversa. Isso significa que, quando  $A>0$ , essas partículas entrariam

pela lâmina de corrente e saíam pelos polos, enquanto quando  $A < 0$ , elas entrariam pelos pólos e saíam pela lâmina. Isso evidencia a clara dependência entre a carga da partícula e a direção da deriva, fenômeno que foi confirmado por observações realizadas pela missão Ulysses para mais de um ciclo solar (HEBER et al., 2003; POTGIETER; VOS, 2017). O movimento de deriva é, portanto, o principal mecanismo de transporte de raios cósmicos na heliosfera (SCHRIJVER; SISCOE, 2010). Em decorrência disso, o ângulo de inclinação da lâmina pode ser considerado o índice de atividade solar mais útil no estudo de raios cósmicos (SCHERER et al., 2006).

Há outros tipos de variabilidade associadas à atividade solar. No artigo de Kojima et al. (2015), por exemplo, os autores mostraram, através dos dados de múons de 2000 a 2005 do GRAPES-3 (Gamma Ray Astronomy PeV EnergieS phase-3), que existe uma clara anticorrelação entre variação da intensidade de múons e variação da velocidade do plasma interplanetário. Quanto a variabilidades com períodos de tempo mais curto, pode-se citar: (a) a variação diurna, caracterizada por ser uma variação do tipo harmônica, com periodicidade de 1 dia, cujo vetor anisotropia aponta na direção entre 12 e 18 horas locais (CHILINGARIAN; MAILYAN, 2009; MENDONÇA, 2015); (b) o aumento da intensidade na superfície (*Ground Level Enhancement, GLE*), que são eventos esporádicos em que raios cósmicos são emitidos pelo Sol com energia suficientemente alta para provocar aumento na intensidade registrada por monitores de nêutrons e detectores de múons no nível do mar (PLAINAKI et al., 2007) e (c) decréscimos de Forbush, que serão apresentados em detalhes na Seção 2.3.

### **2.3 Decréscimos de Forbush**

Decréscimos abruptos na contagem de raios cósmicos foram observados na Terra por Forbush (1937). Dá-se a essas diminuições na taxa de contagem de partículas cósmicas, associadas a ICMEs ou CIRs (CANE, 2000), o nome de decréscimos de Forbush (*Forbush decrease, FD*). Tais eventos podem ser observados na superfície da Terra assim como no espaço ou na superfície de outros planetas como demonstram os dados registrados em missões a Lua (por

exemplo, SOHN et al., 2019) e a Marte (FREIHERR VON FORSTNER et al., 2020).

Basicamente, os decréscimos de Forbush podem ser divididos em dois tipos: (a) os decréscimos não recorrentes, produzidos por ICMEs, definidos como depressões transientes na intensidade de raios cósmicos galácticos, caracterizados por um súbito decréscimo de 1 a 2 dias, seguido por uma recuperação gradual (ALANIA; WAWRZYNCZAK, 2012; LE ROUX; POTGIETER, 1991; CANE, 2000) e (b) os decréscimos recorrentes, associados a CIRs, marcados por um início mais gradual e um perfil mais simétrico (CANE, 2000). Vale salientar que, neste trabalho estudou-se apenas decréscimos de Forbush produzidos por ICMEs.

O perfil clássico de decréscimos de Forbush, associados a ICMEs, pode ser observado na curva da Figura 2.6. É possível notar que a intensidade de raios cósmicos diminui subitamente, atinge uma intensidade mínima e se recupera gradualmente, conferindo um perfil assimétrico a curva.

Pode-se destacar, dentre as características de decréscimos de Forbush: (1) a possibilidade de ocorrer um aumento precursor ao decréscimo que, segundo Cane (2000) pode ser resultado da reflexão de partículas do choque ou da aceleração no choque; (2) um aumento da anisotropia diurna durante a fase de recuperação (CANE, 2000; LOCKWOOD, 1971); (3) que os FDs ocorrem durante todo o ciclo, mas são mais frequentes próximo do máximo solar (CANE, 2000); (4) que a recuperação na maioria dos casos é bem representada por uma exponencial (LOCKWOOD et al., 1986) e (5) que a recuperação dos múons é mais lenta do que dos nêutrons (ÖSTMAN, 1968).

O trabalho de Lockwood (1971) mostrou que os decréscimos observados por monitores de nêutrons com rigidez de corte de  $\sim 1 \text{ GV}$  é duas vezes maior do que o decréscimos observados por monitores de nêutrons de rigidez de corte de  $\sim 15 \text{ GV}$ . Entretanto, o mesmo decréscimo observado por detectores de mésons com rigidez de corte de  $\sim 1 \text{ GV}$  foi registrado com metade da magnitude. Além disso, utilizando detectores de mésons debaixo da Terra, com resposta mínima de  $\sim 80 \text{ GV}$ , Lockwood (1971) mostrou que FDs quase não são detectáveis nessa

faixa de energia. Portanto, pode-se concluir que a detecção e a magnitude do FDs dependem do tipo de detector usado, da rigidez de corte vertical e da profundidade atmosférica. Isso sugere que talvez exista alguma relação entre a rigidez (ou energia) mediana e a magnitude do decréscimo de Forbush observado na Terra.

Em Morishita et al. (1990) e Sakakibara et al. (1987), assumiu-se que a magnitude de um decréscimo de Forbush é proporcional a  $P^{-\gamma}$ , bem como revisado no artigo de Cane (2000), que incluiu que o expoente do espectro de rigidez deve variar de 0.4 a 1.2. Já na aproximação descrita no trabalho de Alania e Wawrzynczak (2012), a magnitude de decréscimos de Forbush pode ser escrita como:

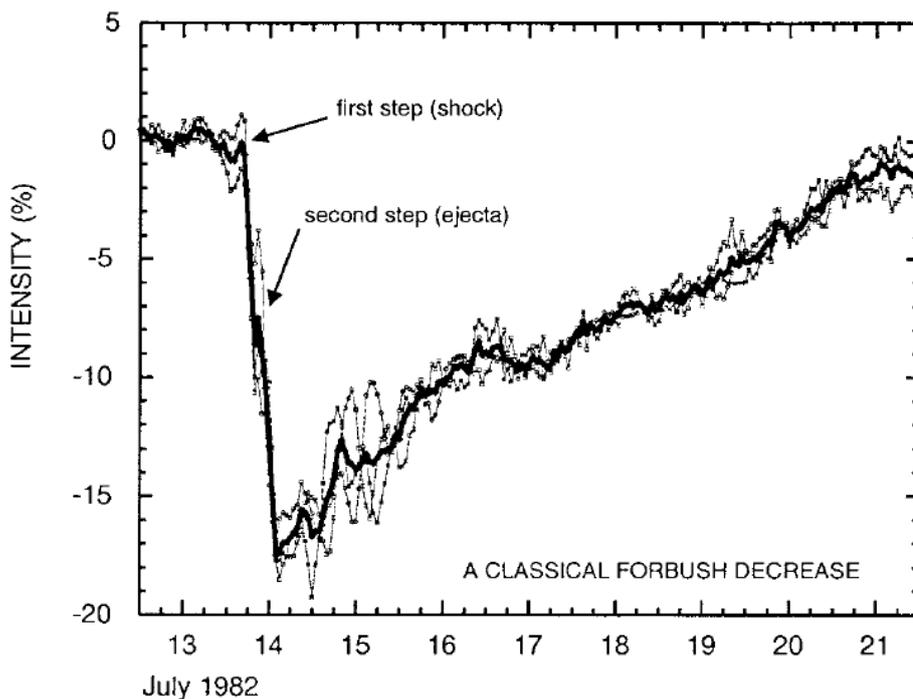
$$J = \int_{P_c}^{R_{max}} A \left( \frac{P}{10} \right)^{-\gamma} W(P, x) dP \quad (2.12)$$

onde  $J$  é a variação média da taxa de contagem diária,  $W(P, h)$  é o coeficiente de acoplamento e  $x$  é a profundidade atmosférica.

No modelo desenvolvido por Wibberenz et al. (1998), os decréscimos de Forbush, associados a ICMEs com *ejecta* e choque, possuem um perfil temporal de 2 degraus (*steps*), conforme mostrado na Figura 2.6. Nessa Figura é possível observar o efeito do choque, que gerou o primeiro degrau (*step*), e do *ejecta*, que produziu o segundo degrau, nos raios cósmicos observados na Terra. Por outro lado, no trabalho de Jordan et al. (2011), das 233 ICMEs selecionadas, 80 criaram decréscimos de Forbush e, dessas últimas, apenas 13 possuíam o perfil de 2 *steps*, sugerindo que esse perfil não é frequente e nem inevitável. Entretanto, mesmo que o perfil de 2 *steps* não seja o mais abrangente, o modelo de Wibberenz et al. (1998) ainda é usado para modelar a parte do decréscimo de Forbush associada ao choque interplanetário, como foi utilizado em Freiherr Von Forstner et al. (2020), por exemplo. Há, contudo, modelos que tentam explicar a parte do decréscimo associado ao *ejecta*. A aproximação mais amplamente usada para isto (difusão-expansão), supõe uma estrutura magneticamente fechada presa ao Sol (tubos de fluxo e, em inglês, *flux rope*,

FR), inicialmente vazia de partículas que é lentamente preenchida conforme a ICME se propaga no espaço interplanetário (DUMBOVIC et al., 2018; KRITTINATHAM; RUFFOLO, 2009). Vários trabalhos usaram essa aproximação para explicar decréscimos de Forbush associados a tubos de fluxo como, por exemplo, o trabalho de Krittinatham e Ruffolo (2009), que mostrou que a deriva de curvatura e gradiente contribui para a entrada de partículas; o artigo de Kubo e Shimazu (2010), que evidenciou a importância das irregularidades do campo magnético na penetração de raios cósmicos; e o modelo numérico apresentado em Munakata et al. (2006), que propõe que as partículas entrariam por difusão do campo magnético cruzado (difusão perpendicular). Portanto, é possível concluir que os mecanismos de transporte de entrada de partículas no *ejecta* não é um tema fechado na comunidade científica.

Figura 2.6 – Exemplo de decréscimo de Forbush clássico.



A Figura exibe o perfil temporal de um decréscimo de Forbush clássico, caracterizado por um decréscimo abrupto, seguido por uma recuperação lenta. A intensidade (*intensity*) de raios cósmicos mostrada é de 3 monitores de nêutrons situados em Deep River, Mt. Wellington e Kerguelen (linhas finas). A curva com a linha grossa é a média da intensidade das 3 estações. A imagem também ilustra o primeiro degrau (*first step*), associado ao choque (*shock*) e o segundo degrau (*second step*), relacionado ao *ejecta*.

Fonte: Cane (2000).

### 3 MOTIVAÇÃO

Este Capítulo tem como finalidade apresentar ao leitor algumas discussões controversas no estudo da dependência do tempo de recuperação com a energia (ou rigidez). É importante destacar que a argumentação trazida neste Capítulo inspirou desde a definição dos objetivos (Capítulo 4), a construção da metodologia (Capítulo 6) até a análise de resultados (Capítulo 7).

Mulder e Moraal (1986) concluíram que existe um pequeno, mas mensurável, efeito do mecanismo de deriva no perfil de pequenos decréscimos de Forbush. Anos mais tarde, trabalhos como o de Rana et. al (1996) e Singh e Badruddin (2006), confirmaram as conclusões apresentadas por Mulder e Moraal (1986). Basicamente, esses trabalhos mostram que, em épocas de  $A > 0$ , as partículas cósmicas devem preencher mais rapidamente a cavidade deixada pela estrutura, já que, nesse cenário, os raios cósmicos entram na heliosfera pelos polos e saem pela lâmina de corrente, assim há mais partículas cósmicas atrás da ICME do que na frente. Em épocas de  $A < 0$ , quando os raios cósmicos entram na heliosfera pela lâmina de corrente e saem pelos polos, as partículas levam mais tempo para preencher a cavidade deixada pela estrutura interplanetária, fazendo com que o tempo de recuperação do FD seja maior. Isto evidencia a existência de uma relação entre a polaridade do Sol e, por sua vez, o efeito do mecanismo de deriva, e o tempo de recuperação de decréscimos de Forbush.

Lockwood et. al (1986), em contraste com o Mulder e Moraal (1986), concluiu que não existe nenhuma relação aparente entre o tempo de recuperação e a inversão do campo magnético solar, indicando que as características da estrutura interplanetária teriam uma influência maior no tempo de recuperação do que os mecanismos de transporte. Além disso, os autores também observaram que o tempo de recuperação não parece depender da energia das partículas cósmicas.

Por outro lado, há artigos como, por exemplo, o de Jämsén et. al (2007) e Munini et. al (2018) que corroboram com a tese da dependência do tempo de recuperação com a energia através da análise de eventos individuais. Sobre o artigo de Jämsén et. al (2007) é importante ressaltar que os autores observaram

um *over-recovery* na intensidade de raios cósmicos nos dados do detector de múons (denominado MUG e localizado na Finlândia). Neste artigo, definiu-se que o *over-recovery* ocorre quando a intensidade registrada após a recuperação é maior do que a intensidade do período pré-evento, sendo que, neste período, um mês antes da ocorrência dos 3 eventos estudados, não ocorreu distúrbios no fluxo de raios cósmicos. Ademais, durante o período de investigação dos eventos estudados, até aproximadamente 8 dias após a data da mínima intensidade, nenhum distúrbio de larga escala, além do que causou o FD, foi observado. Como este comportamento na intensidade de raios cósmicos não é trivial, os autores decidiram especular qualitativamente a causa desse perfil na intensidade de raios cósmicos. Todavia, os autores concluíram que para verificar e entender o processo previsto é necessário reconstruir os parâmetros da região perturbada (choque, nuvem magnética, etc) e realizar uma modelagem do transporte de partículas em sua vizinhança em uma geometria 3D.

O trabalho de Usoskin et. al (2008) realizou uma análise estatística da dependência do tempo de recuperação de decréscimos de Forbush com a energia. Essa análise foi realizada usando dados da rede de monitores de nêutrons e 3 detectores de múons (situados na Rússia, Alemanha e Finlândia). Ademais, 39 decréscimos de Forbush foram selecionados, entre 1964 e 2006, dos quais 24 mostraram uma clara dependência do tempo de recuperação com a energia e 15 não mostraram dependência. Além disso, os autores concluíram que todos os decréscimos de Forbush, com magnitude acima de 10%, exibiram dependência do tempo de recuperação com a energia, e que não havia nenhuma relação aparente entre a dependência/independência da recuperação com a polaridade do Sol. É importante destacar alguns pontos sobre esse trabalho, são eles: (a) os decréscimos de Forbush que foram selecionados não precisavam ser obrigatoriamente associados a alguma estrutura interplanetária específica, (b) os decréscimos de Forbush selecionados só podem ter magnitude maior ou igual a 4% e (c) o início do intervalo de dados usado para calcular o tempo de recuperação foi escolhido com base na mínima intensidade registrada; (d) os decréscimos de Forbush, cujos intervalos de dados usados para o cálculo do tempo de recuperação não dependem fortemente da escolha do intervalo, foram

descartados; e (e) o intervalo de dados usado para o cálculo de tempo de recuperação é menor para os dados dos detectores de múons do que para os dados dos monitores de nêutrons.

Logo, a partir da discussão apresentada é possível concluir que a relação de dependência do tempo de recuperação com a energia ainda é um tema controverso na comunidade científica. Além disso, realizou-se indagações por meio das quais foi possível construir desde o objetivo geral desta tese até aspectos da metodologia e análise de resultados, são elas: (a) Existe alguma correlação, quiçá dependência, do tempo de recuperação de decréscimos de Forbush com a energia/rigidez das partículas cósmicas?; (b) A polaridade do Sol, ou seja, o mecanismo de deriva, influencia o tempo de recuperação?; (c) Existe alguma dependência da amplitude de decréscimos de Forbush com a polaridade do Sol, uma vez que, em épocas de  $A < 0$ , as partículas entram na Heliosfera pela lâmina de corrente fazendo com que possivelmente a intensidade de raios cósmicos seja maior no período pré-evento se comparado a épocas de  $A > 0$ ? ; (d) O *over-recovery* observado em Jämsén et. al (2007) é um fenômeno atípico?; (e) Se em Usoskin et. al (2008) os autores tivessem escolhido apenas decréscimos de Forbush associados a alguma estrutura interplanetária específica o resultado obtido seria o mesmo? e (f) Se em Usoskin et. al (2008) o período usado para calcular o tempo de recuperação fosse fixo, ou seja, independente do evento ou do tipo de partícula observada pelo detector (múon ou nêutron), o resultado obtido seria o mesmo?.

#### 4 OBJETIVOS

Através da discussão apresentada no Capítulo anterior decidiu-se que o objetivo geral desta tese de doutorado é analisar a dependência de decréscimos de Forbush com a rigidez. Além disto, os objetivos específicos, por meio dos quais o objetivo geral será alcançado, são:

- 1) Verificar se, estatisticamente, há dependência entre o tempo de recuperação ( $T_r$ ) dos decréscimos de Forbush com a rigidez (mediana e geomagnética de corte);
- 2) Verificar se, estatisticamente, há dependência entre a amplitude do decréscimo de Forbush ( $I_{Bmin}$ ) com a rigidez (mediana e geomagnética de corte);
- 3) Verificar se, estatisticamente, há dependência entre a amplitude da recuperação ( $I_{Asr}$ ) com a rigidez (mediana e geomagnética de corte);
- 4) Verificar se a dependência do tempo de recuperação, da amplitude do decréscimo de Forbush e da amplitude da recuperação com a rigidez (geomagnética de corte e mediana) apresenta correlação com o ciclo magnético solar.

## **5 INSTRUMENTAÇÃO E DADOS**

A Seção 5.1 deste Capítulo apresenta os instrumentos que detectam as partículas cósmicas, dados indispensáveis para o estudo de decréscimos de Forbush realizado neste trabalho, bem como outros que foram usados, tanto para o tratamento de dados (Seção 5.2) quanto na seleção de ICMEs (Seção 6.1). Além disso, a Seção 5.3 descreve os valores de rigidez geomagnética de corte e mediana, associados a cada detector de raios cósmicos, parâmetro essencial para atingir os objetivos propostos (Capítulo 4).

### **5.1 Descrição dos instrumentos utilizados**

Esta Seção descreve detalhes sobre os instrumentos de detecção de raios cósmicos, monitores de nêutrons (5.1.1) e detectores de múons (5.1.2), os dados de temperatura, usados na correção devida aos efeitos atmosféricos (Seção 5.2.2) e os dados do meio interplanetário, usados tanto no tratamento de dados (Seção 5.2) quanto na seleção de decréscimos de Forbush associados a ICMEs (Seção 6.1).

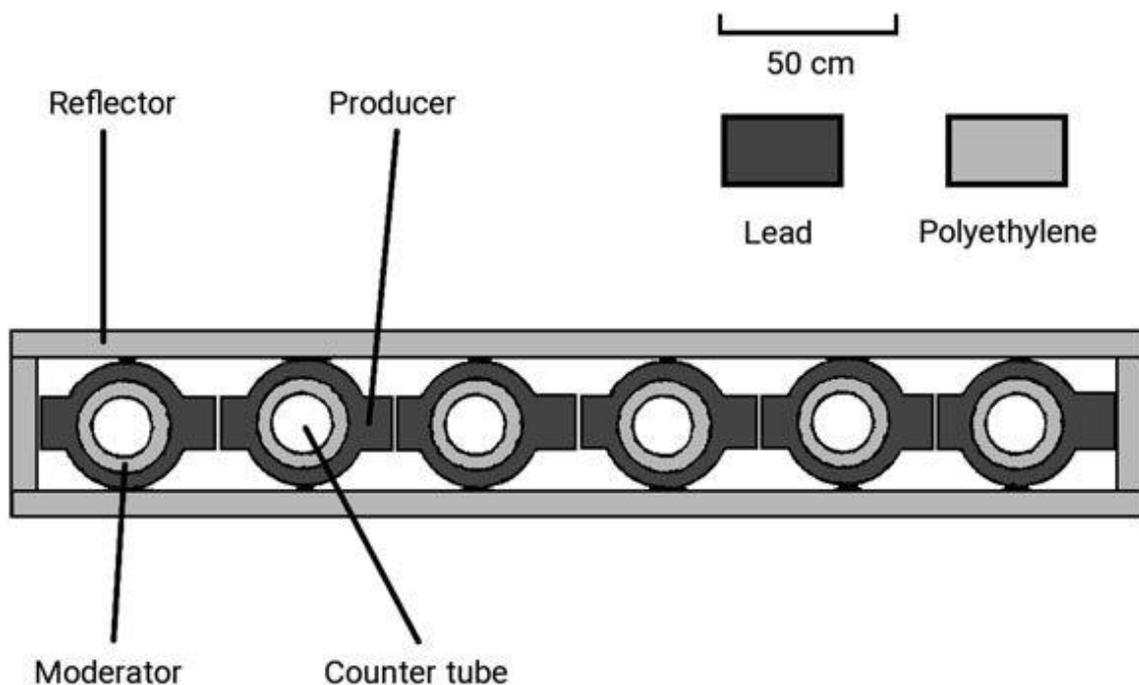
#### **5.1.1 Dados de monitores de nêutrons**

Entre os dias 1 de julho de 1957 e 31 de dezembro de 1958 mais de 60 nações realizaram um estudo cooperativo sobre a Terra, que foi denominado Ano Geofísico Internacional (*International Geophysical Year, IGY*). O detector padrão de raios cósmicos utilizado durante esse período foi o monitor de nêutrons IGY. Como este estudo colaborativo ocorreu em época de atividade solar máxima e verificou-se a necessidade de analisar dados de raios cósmicos em época de mínima atividade solar, realizou-se outro estudo cooperativo entre nações denominado Anos Internacionais de Sol Calmo (*International Years of the Quiet Sun, IQSY*), entre os anos de 1964 e 1965. Todavia, durante o período do IQSY, o detector padrão utilizado foi o NM64 (STOKER, 2009).

Resumidamente, o NM64 foi desenvolvido com o objetivo de aumentar a sensibilidade a prótons de energia mais baixas e a taxa de contagem de partículas detectadas. Contudo, vale salientar que o princípio de funcionamento dos dois tipos de monitores de nêutrons (IGY e NM64) é o mesmo. Esses instrumentos consistem-se em contadores proporcionais preenchidos por um

gás cercado por um moderador, um produtor principal e um refletor. Basicamente, o *núcleon* incidente do fluxo de raios cósmicos secundários interage com o chumbo. Parte dos nêutrons produzidos por essa interação são parados no refletor enquanto a outra parte é desacelerada pelo moderador, quando é finalmente detectado. Vale destacar que uma das alterações realizadas no IGY para que a detecção se tornasse mais eficiente no NM64 (Figura 5.1) foi a substituição do moderador de parafina por outro material como polietileno, por exemplo (SANDSTRÖM, 1964; HATTON; CARMICHAEL, 1964).

Figura 5.1 – Esquema de um monitor de nêutrons NM64.



A imagem mostra um esquema de um monitor de nêutrons NM64 constituído pelo: produtor (*producer*), o moderador (*moderator*), refletor (*reflector*) e um tubo contador (*conter tube*). Além disso, a ilustração exibe os materiais: chumbo (*Lead*) e de polietileno (*polyethylene*).

Fonte: Bütikofer (2018).

Na Tabela A.1 do apêndice A há uma lista com todos os detectores utilizados neste trabalho, sua localização, altitude, período(s) de operação do instrumento e tipo (IGY ou NM64, por exemplo). Dos 30 detectores de partículas cósmicas secundárias listados, 26 são monitores de nêutrons omnidirecionais (instrumentos cuja direção de incidência do *núcleon* é indistinguível) e 4 são detectores multidirecionais de múons (*Multidirectional Muon Detector*, MMD).

Os dados de Mcmurdo, Newark, Polo Sul e Thule foram obtidos do website do programa de monitoramento de nêutrons do Instituto de pesquisa de Bartol da Universidade de Delaware<sup>1</sup>. Já os dados de monitor de nêutrons localizado Oulu foram adquiridos do website da Universidade de Oulu e Observatório Geofísico de Sodankyla<sup>2</sup> e os dados do monitor de nêutrons situado na Tailândia foram fornecidos como uma cortesia do projeto *Princess Sirindhorn Neutron Monitor*<sup>3</sup>. Por fim, os dados de todos os outros monitores de nêutrons foram obtidos do website do World Data Center for Cosmic Rays, WDCCR<sup>4</sup>. Depois de baixados, todos os dados foram lidos e processados. É importante mencionar que os dados de nêutrons são horários e que, quando foram baixados, já estavam corrigidos devido aos efeitos barométricos e pela eficiência do detector.

### 5.1.2 Dados de detectores de múons (GMDN)

Os dados dos detectores de múons utilizados neste trabalho (ver mais informações sobre eles na Tabela A.1) fazem parte da Rede Global de Detectores de Múons (*Global Muon Detector Network*, GMDN). Há 4 detectores que fazem parte da GMDN, e eles estão situados em Nagoya, Japão (NGY), Cidade do Kuwait, Kuwait (KWT), São Martinho da Serra, Brasil (SMS) e Hobart, Austrália (HBT). Os dados de Kuwait, São Martinho da Serra e Hobart, foram obtidos por meio do website da equipe de ciência experimental de raios cósmicos da Universidade de Shinshu<sup>5</sup>, enquanto os dados de Nagoya foram obtidos através do servidor da colaboração formada pela GMDN. É importante destacar que os arquivos baixados incluem a contagem de partículas por hora, corrigida pela pressão atmosférica e pela eficiência do detector, e os dados horários da pressão atmosférica.

Os detectores de NGY, HBT e SMS são formados por vários invólucros individuais em formato de pirâmide com base de  $1\text{ m}^2$ . Esses invólucros ficam

---

<sup>1</sup>[http://neutronm.bartol.udel.edu/~pyle/bri\\_table.html](http://neutronm.bartol.udel.edu/~pyle/bri_table.html) Data do último acesso: março de 2022.

<sup>2</sup><http://cosmicrays oulu.fi/> Data do último acesso: março de 2022.

<sup>3</sup><http://astro.phys.sc.chula.ac.th/NMdata.html> Data do último acesso: março de 2022.

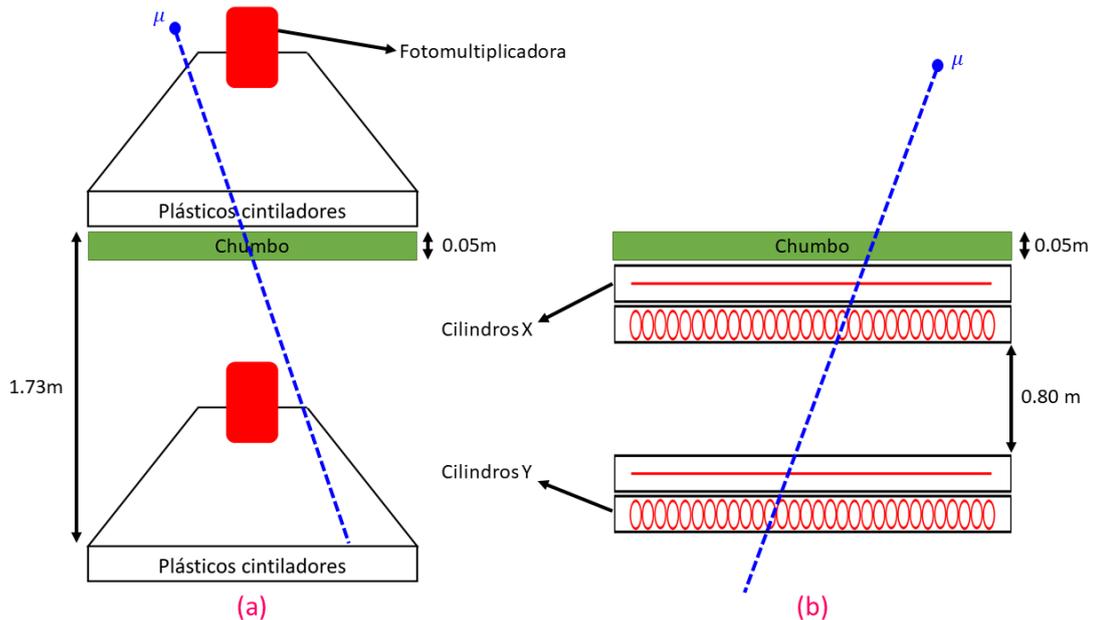
<sup>4</sup><https://cidas.isee.nagoya-u.ac.jp/WDCCR/> Data do último acesso: março de 2022.

<sup>5</sup><http://cosray.shinshu-u.ac.jp/crest/DB/Public/Archives/GMDN.php> Data do último acesso: março de 2020.

agrupados em duas camadas horizontais, separadas verticalmente por uma coluna de ar de  $1.68\text{ m}$  e uma camada de chumbo de  $5\text{ cm}$  de espessura (esquema (a) da Figura 5.2). Já o detector de KWT é formado por 2 conjuntos de camadas horizontais de tubos de gás contadores de partículas, sendo que, em cada conjunto, os cilindros contadores ficam perpendiculares entre si por uma distância de  $80\text{ cm}$ , com uma camada de chumbo de  $5\text{ cm}$  de espessura acima do conjunto de detectores superior (esquema (a) da Figura 5.2).

Os detectores da GMDN detectam raios cósmicos secundários por meio de um sistema de coincidências. Conforme mostrado no esquema (a) da Figura 5.2, quando um múon atravessa um dos invólucros (superior ou inferior) e interage com os plásticos cintiladores, ocorre a emissão de luz, que é captada pela fotomultiplicadora. A fotomultiplicadora, por sua vez, converte a luz em pulso, que pode ser contado pela eletrônica do detector. No caso de dois invólucros, superior e inferior, registrarem um pulso em um intervalo extremamente pequeno, o sistema realiza uma contagem. Já o esquema (b) da Figura 5.2 ilustra o sistema de coincidências utilizado pelo detector de KWT. Nesse esquema, ao invés de plásticos cintiladores, utiliza-se cilindros preenchidos por gás com dimensões de 10 centímetros de diâmetro e 5 metros de comprimento.

Figura 5.2 – Imagem ilustrativa lateral do funcionamento dos sistemas de coincidência.

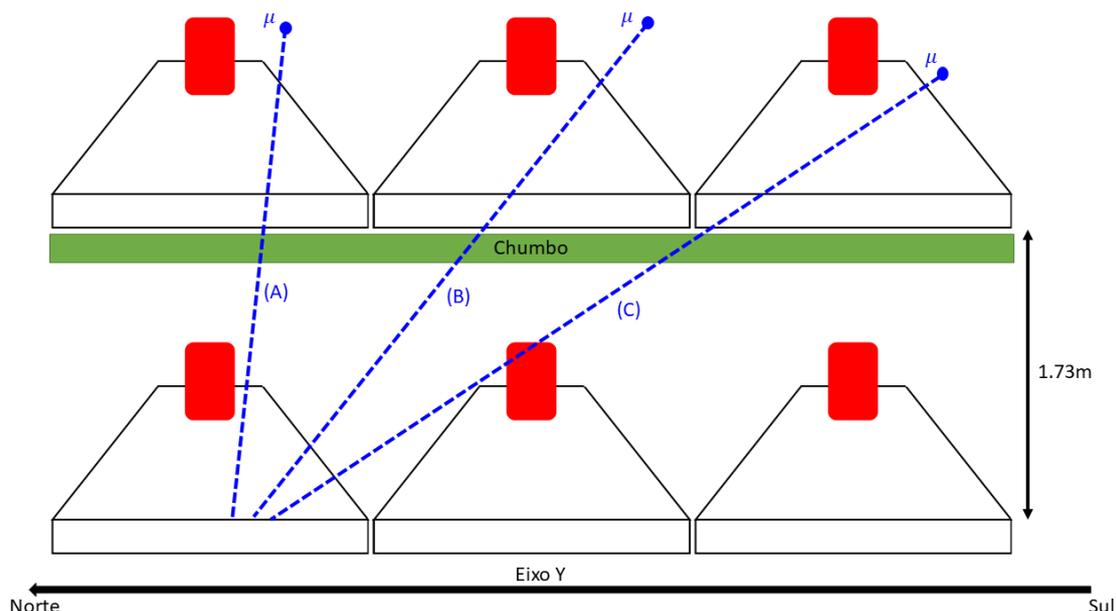


A ilustração (a) mostra o funcionamento do sistema de coincidências dos detectores situados em NGY, SMS e HBT. A ilustração (b) mostra o funcionamento do sistema de coincidências do detector localizado em KWT. Vale destacar que, nos dois esquemas apresentados, a camada de chumbo age como um filtro que elimina partículas de energia mais baixa.

Fonte: Produção do autor.

Como o sistema de coincidências funciona por meio da contagem praticamente simultânea de um detector superior e outro inferior, é possível inferir a direção de incidência da partícula cósmica. A Figura 5.3 abaixo ilustra 3 trajetórias de múons diferentes sendo que, em todas, a partícula chega ao mesmo invólucro inferior. Na trajetória (a), o múon incidente atravessa os dois invólucros na direção vertical, compondo o sinal do canal direcional vertical, cuja posição na coordenada x e y (ou seja, Oeste-Leste e Norte-Sul do detector) é 0 e 0, respectivamente. Já nas trajetórias de múons indicadas por (b) e (c), a partícula atravessa os invólucros em direções inclinadas, com posições -1 e 0 na configuração mostrada em (b) e -2 e 0 na trajetória mostrada em (c). Por outro lado, no caso do detector de KWT a posição do canal direcional é dada pela posição relativa entre os pares de tubos ortogonais superior e inferior, sendo que cada canal direcional de KWT é produzido por 7 tubos. Por fim, a nomenclatura dos 56 canais direcionais dos detectores da GMDN está na Tabela A.2 do apêndice. Além disso, a posição [x,y] desses canais direcionais está mostrada nas Figuras A.1 a A.4.

Figura 5.3 – Esquema ilustrativo de múons atravessando os invólucros detectores superiores e inferiores com diferentes ângulos de incidência.

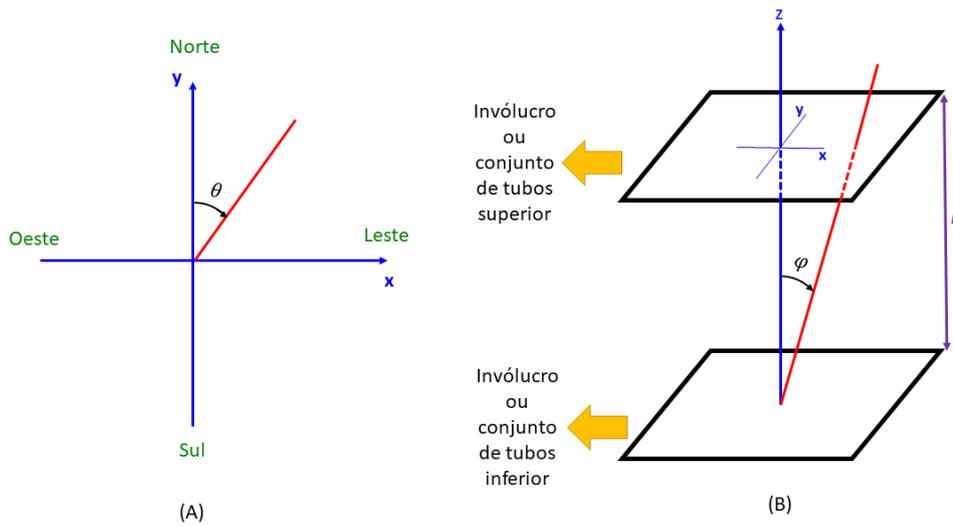


A imagem ilustra 3 direções de incidência de múons. Na trajetória (A) a partícula cósmica incide verticalmente sobre os detectores e, por essa razão, compõe o sinal dos dados do canal direcional vertical, cuja posição  $[x,y]$  é igual a  $[0,0]$ . A trajetória (B), por outro lado, compõe o sinal de Norte 1 (com coordenada  $[x,y]$  igual a  $[-1,0]$ ) e a trajetória (C) está associada ao sinal do canal direcional Norte 2 (com coordenada igual a  $[-2,0]$ ). A posição  $[x,y]$  de todos os canais direcionais estão mostrados nas Figuras A.1 a A.4 e na Tabela A.3.

Fonte: Produção do autor.

Para realizar o cálculo da rigidez geomagnética de corte, apresentado na Seção 5.4, foi necessário calcular o zênite e o azimute associado aos canais direcionais dos detectores da GMDN. Define-se azimute ( $\theta$ ) como a abertura angular a partir do Norte geográfico, conforme indicado no esquema (a) da Figura 5.3. Além disso, pode-se destacar que essa abertura angular varia de  $0^\circ$  a  $360^\circ$  e está no plano horizontal (ou plano  $xy$ ) de cada detector. Já no esquema (b) da Figura 5.3 define-se como zênite ( $\varphi$ ) a abertura angular em relação ao eixo  $z$ , na vertical. Os ângulos zênite e azimute dos detectores da GMDN estão listados na Tabela A.3 (ver mais detalhes do cálculo na Seção A.3 do apêndice).

Figura 5.4 – Esquema ilustrativo da definição de zênite e azimute dos canais direcionais.



O esquema (A) ilustra a definição do ângulo azimutal e o esquema (B) a definição do ângulo zenital. É importante destacar que, para os detectores de SMS, HBT e NGY  $h = 1.73 m$ , enquanto para KWT  $h = 0.8 m$ .

Fonte: Produção do autor.

Os detectores de raios cósmicos situados na superfície da Terra costumam operar ininterruptamente. Contudo, não é raro que eles passem por algumas modificações com o tempo, a fim de aperfeiçoar a qualidade da medição. Particularmente, alguns detectores da GMDN, passaram por expansões na área de detecção, conforme apresentado na Tabela 5.1. Essas modificações, por exemplo, aumentam o fluxo de partículas que atravessam o detector, aumentando, por conseguinte, a qualidade da medição. Por outro lado, conforme apresentado na Seção 5.2.1, pode ser necessário um ajuste de nível na contagem de partículas.

Tabela 5.1 – Área de detecção dos detectores da GMDN entre 1970 e 2018.

Detector	Área de detecção	Período
SMS	28 m <sup>2</sup>	03/2006 - 08/2012
	32 m <sup>2</sup>	01/2012 – 06/2016
	36 m <sup>2</sup>	07/2016 – 12/2018
HBT	9 m <sup>2</sup>	01/2006 - 11/2010
	16 m <sup>2</sup>	12/2010 - 12/2018
NGY	36 m <sup>2</sup>	10/1970 – 12/2018
KWT	9 m <sup>2</sup>	03/2006 – 03/2015
	21.5 m <sup>2</sup>	04/2015 – 12/2018

Fonte: Shinshu University (2022).

### 5.1.3 Dados de temperatura

Para realizar a correção devido aos efeitos atmosféricos, descrita na Seção 5.2, os dados da pressão e da temperatura, associados aos detectores da GMDN, são necessários. Os dados de pressão estão disponíveis nos arquivos txt dos detectores. Por outro lado, os dados de temperatura precisaram ser baixados de outra fonte.

Os dados de temperatura que foram utilizados neste trabalho são do Projeto Reanalysis e obtidos pelo website do NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*)<sup>6</sup>. É importante destacar que os dados baixados estavam em formato gbl e continham dados de temperatura do mundo todo. Depois de baixar os arquivos gbl de 1970 a 2018, o programa HYSPLIT<sup>7</sup> foi utilizado para extrair os dados do perfil vertical de temperatura, na latitude e longitude de cada detector da GMDN e exportá-lo em arquivos com formato txt.

Os dados do perfil vertical temperatura, associados a cada detector da GMDN, não podem ser utilizados diretamente na correção apresentada na Seção 5.2. Portanto, para viabilizar a utilização desses dados, primeiro realizou-se o cálculo da temperatura média ponderada pela massa e, em seguida, a interpolação dos

<sup>6</sup> <ftp://ftp.arl.noaa.gov/archives/reanalysis/> Data do último acesso: novembro de 2019.

<sup>7</sup> <https://www.ready.noaa.gov/HYSPLIT.php> Data do último acesso: dezembro de 2019.

dados, a fim de torná-los horários. Uma vez que os dados baixados são de 6 em 6 horas e os dados de raios cósmicos e pressão atmosférica são horários.

O cálculo da temperatura média ponderada pela massa foi realizado conforme apresentado em De Mendonça et. al (2016) e consiste, simplificada, em dividir a atmosfera em seções e somar as temperaturas atmosféricas de cada Seção, dando maior peso às seções com maior massa.

#### **5.1.4 Dados do meio interplanetário e índice DST**

Os dados do meio interplanetário (velocidade do plasma, campo magnético no sistema de coordenadas GSE, densidade, temperatura dos prótons e parâmetro Beta) e o índice DST, de 1970 a 2018, foram baixados do OMNIweb<sup>8</sup>. Vale destacar que a resolução dos dados utilizada é de 1 hora e que, conforme apresentado na Seção 6.1, esses dados foram utilizados para selecionar ICMEs que estivessem vinculadas a decréscimos de Forbush e, na Seção 5.2, para selecionar períodos de meio interplanetário calmo para realização da correção devido a efeitos atmosféricos.

### **5.2 Tratamento de dados de raios cósmicos**

Após baixar e ler os dados de raios cósmicos, os dados de alguns detectores precisaram ser tratados, primeiro, conforme descrito na Seção 5.2.1, removendo erros devido a eletrônica do detector e/ou expansão/redução da área de detecção e, em seguida, como será apresentado na Seção 5.2.2, corrigindo os dados devido aos efeitos atmosféricos.

#### **5.2.1 Ajuste de nível e eliminação de períodos**

Foram observados dois tipos de variações na contagem de partículas cósmicas que não estão relacionadas a nenhum fenômeno físico, são elas: (1) aumentos/diminuições grandes e isoladas na contagem e (2) aumento/diminuição abrupto no nível da contagem de partículas. Vale salientar

---

<sup>8</sup> <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/> Data do último acesso: novembro de 2019.

que se costuma relacionar (1) a algum problema na eletrônica do detector e (2) a alguma expansão/redução da área de detecção.

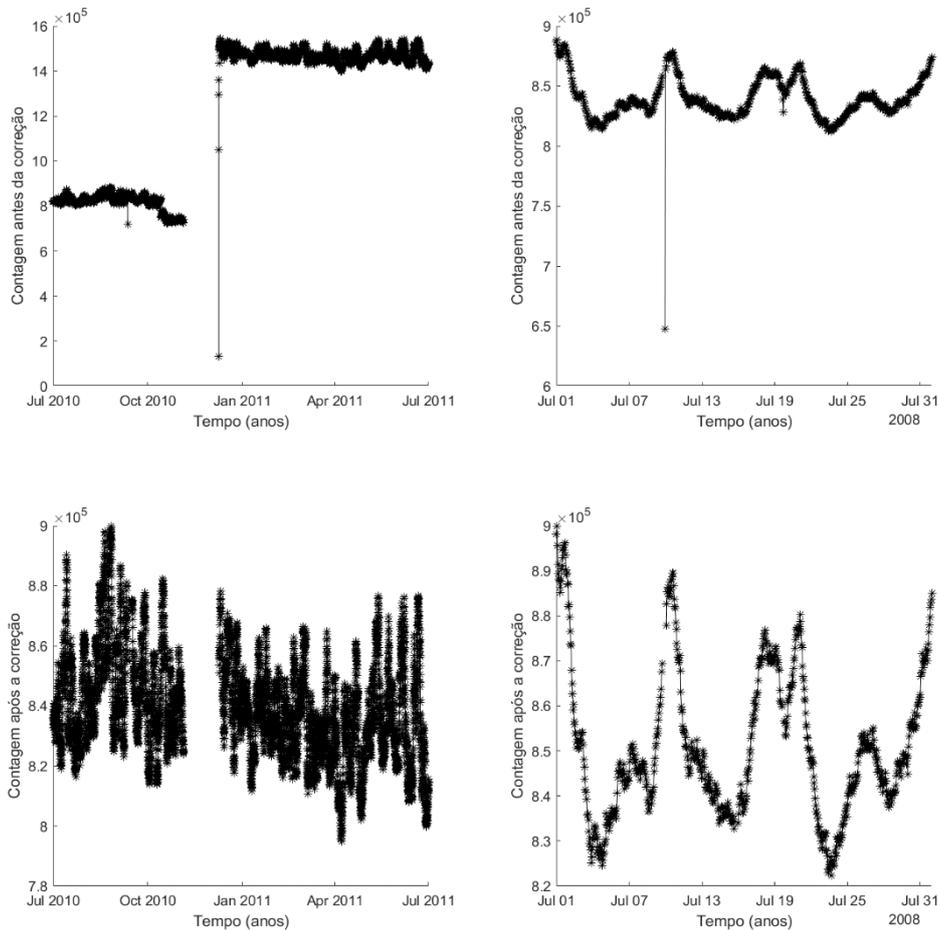
As variações do tipo (1) e (2) não foram eliminadas dos dados de monitores de nêutrons, uma vez que a taxa de contagem que foi utilizada neste trabalho só envolveu decréscimos de Forbush e esses fenômenos são da ordem de grandeza de dias. Por essa razão, decidiu-se que os detectores usados na análise de cada FD seriam selecionados por evento (mais detalhes sobre o processo de seleção serão apresentados no Capítulo 6). Ademais, as variações do tipo (1) e (2) costumam ser mais importantes em análises de larga escala. Entretanto, como os dados dos detectores de múons precisam ser corrigidos pelo efeito da temperatura (vide Seção 2.2), que exige uma janela de dados sem irregularidades artificiais superior a um ano, eliminou-se as variações do tipo (1) e (2) dos dados dos detectores da GMDN.

Para eliminar as variações do tipo (1) é apenas eliminou-se o período em que os dados registraram o aumento/diminuição na contagem. Por outro lado, para eliminar as variações do tipo (2) multiplicou-se os dados posteriores a expansão/redução da área do detector por um fator multiplicador, que é obtido através da divisão da média da contagem do período anterior a expansão/redução pela média da contagem obtida no período posterior.

Um exemplo das correções aplicadas neste trabalho pode ser observado na Figura 5.5. A imagem superior à esquerda dessa Figura mostra um desvio de nível na contagem de partículas, que antes estava na ordem de  $8 \times 10^4$ , após um período de falta de dados, e passou para, aproximadamente,  $15 \times 10^4$ . Além disso, antes do aumento do nível de contagem também é possível observar variações do tipo (1). A imagem inferior à esquerda mostra a contagem após a correção devido a (1) e (2), quando não há mais os decréscimos abruptos da contagem antes do ajuste de nível; e o nível de contagem de todo período está, aproximadamente, em  $8 \times 10^4$ . Ademais, na imagem superior à direita da Figura 5.5, observa-se duas contagens consideravelmente menores do que as demais. Por outro lado, na imagem inferior à esquerda, mostra-se o perfil temporal

corrigido, após a eliminação das datas ao redor do dia 9 de julho e do dia 19 de julho de 2007.

Figura 5.5 – Exemplo de desvio de nível e aumento abrupto na contagem do canal vertical de Hobart.



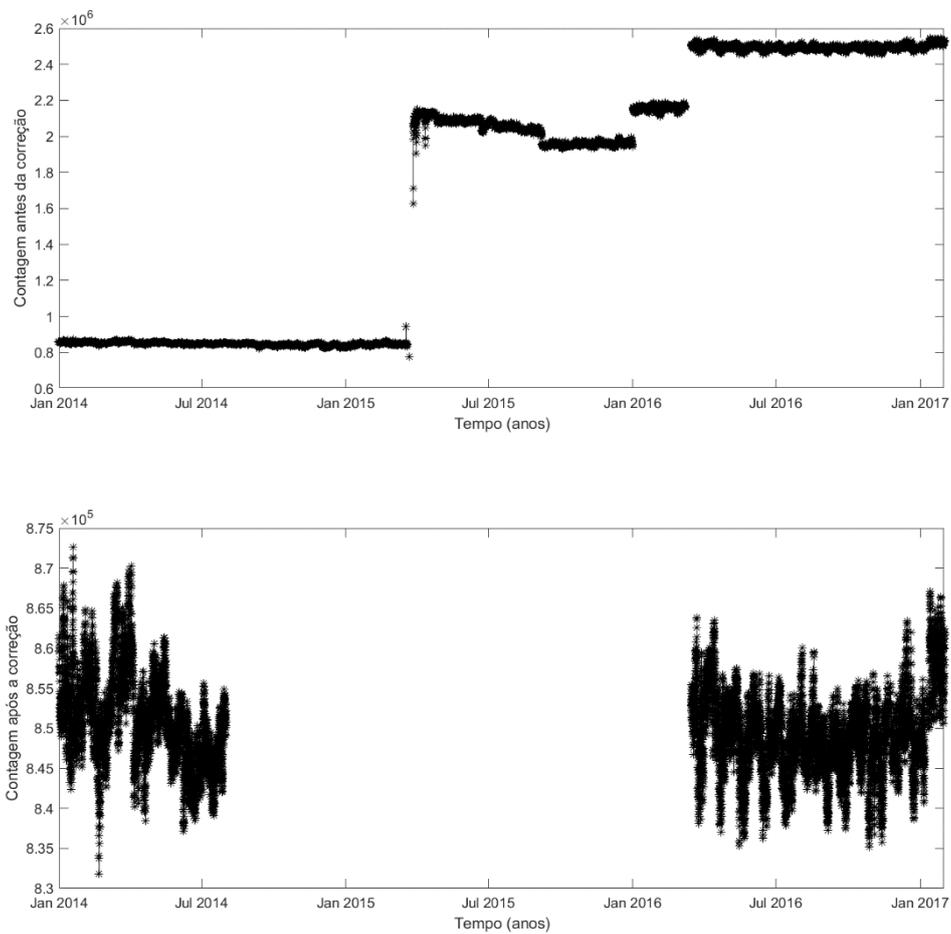
As 4 imagens da Figura mostram a contagem do canal vertical do detector de múons situado em Hobart. Os gráficos da primeira linha apresentam os dados antes da correção devido às variações (1) e (2), enquanto os gráficos da segunda linha exibem os dados após as correções. Por outro lado, o período dos gráficos mostrados na primeira coluna está entre julho de 2010 e julho de 2011, já os gráficos da segunda coluna, está entre 1 de julho de 2007 e 31 de julho de 2007.

Fonte: Produção do autor.

É importante destacar que várias tentativas de eliminar variações artificiais nos dados do Kuwait mostraram-se insuficientes, já que a correlação entre as contagens e os parâmetros atmosféricos não era satisfatória (muito abaixo de 0.5). Por outro lado, após as correções devidas a (1) e (2), as correlações

associadas aos outros detectores da GMDN mostraram-se razoáveis. Contudo, após inúmeras tentativas, verificou-se que não foi possível realizar os ajustes de nível no período de agosto de 2014 a março de 2016 (imagem superior da Figura 5.6) de forma eficiente. Por esse motivo, após várias tentativas de corrigir o nível de contagem dos dados dos canais direcionais de KWT, decidiu-se que seria mais prudente excluir esse período de dados e ajustar o período a partir de março de 2016 ao nível de agosto de 2014 (imagem à direita da Figura 5.6).

Figura 5.6 – Exemplo de desvios de nível do canal vertical de Kuwait.



A imagem superior mostra a contagem do canal vertical do Kuwait antes da correção no período de janeiro de 2014 a janeiro de 2017, enquanto a imagem inferior mostra a contagem do canal vertical do Kuwait após as correções devido a (1) e (2).

Fonte: Produção do autor.

### 5.2.2 Correção dos dados da GMDN pela temperatura e pressão

A correção devida aos efeitos atmosféricos foi realizada usando a Equação 2.10. Além disso, essa correção foi feita usando apenas instantes em que o meio interplanetário não estivesse sob efeito de nenhuma perturbação intensa, tendo sido utilizados apenas períodos calmos. Considerou-se período calmo momentos em que todas as seguintes condições fossem satisfeitas, simultaneamente: velocidade do plasma menor do que 400 km/s; módulo do campo magnético menor que 5 nT; índice DST menor que 30 e componente z do campo magnético, na coordenada GSE, entre -5 nT e 5 nT.

Os dados da GMDN baixados já estavam corrigidos pela pressão atmosférica. Contudo, ainda era necessário remover o efeito da temperatura na contagem de múons. Há alguns caminhos possíveis para isso, como, por exemplo: corrigir os dados baixados pela temperatura; desfazer a correção pela pressão já realizada nos dados baixados e realizar a correção simultânea pela pressão e temperatura; desfazer a correção pela pressão dos dados baixados, em seguida, realizar a correção pela pressão, usando um período curto, e pela temperatura, usando um período longo, dentre outros. Por fim, após as correções devido a (1) e (2), decidiu-se realizar duas correções pela temperatura e pressão, foram: (a) correção simultânea pela temperatura e pressão e (b) correção sequencial, pela pressão e, em seguida, pela temperatura. Primeiro, para que fosse possível realizar ambas, foi necessário desfazer a correção pressão dos dados baixados. Para este fim, utilizou-se a Equação 5.1 nos dados dos canais direcionais de todos os detectores da GMDN e os coeficientes de pressão ( $\beta$ ) fornecidos pelos gerenciadores dessa rede de detectores (os valores estão apresentados na Tabela A.5 do apêndice).

$$C_{uncorr} = \frac{C_p}{e^{-\beta \cdot \Delta p}} \quad (5.1)$$

Onde  $C_{uncorr}$  é a contagem não corrigida,  $C_p$  a contagem corrigida pela pressão e  $\Delta p$  é a diferença entre a pressão atmosférica e a pressão atmosférica média.

Para obter os novos coeficientes atmosféricos ( $\beta$  e  $\alpha$ ) utilizou-se, no caso da correção simultânea, uma regressão linear múltipla tendo como base a Equação

5.2. Em seguida, aplicando-se os coeficientes da regressão obtidos na Equação 5.3, obteve-se a contagem corrigida devido aos efeitos atmosféricos ( $C_{PT}$ ) por meio da correção simultânea. Entretanto, para realizar a correção sequencial os seguintes procedimentos foram efetuados: (1) aplicou-se uma regressão linear simples a Equação 5.4, para obter  $\beta$ ; (2) aplicou-se  $\beta$  a Equação 5.5, para calcular a contagem corrigida pela pressão  $C_P$ ; (3) usou-se  $C_P$  na Equação 5.6 para realizar outra regressão linear, à fim de obter o coeficiente de temperatura  $\alpha$ ; e, por fim, (4) calculou-se a contagem corrigida pela pressão e temperatura ( $C_{PT}$ ), por meio da correção sequencial, utilizando a Equação 5.7.

$$\ln\left(\frac{C_{uncorr}}{\langle C_{uncorr} \rangle}\right) = \beta \cdot \Delta p + \alpha \cdot \Delta T \quad (5.2)$$

$$C_{PT} = C_{uncorr} \cdot e^{-(\beta \cdot \Delta p + \alpha \cdot \Delta T)} \quad (5.3)$$

$$\ln\left(\frac{C_{uncorr}}{\langle C_{uncorr} \rangle}\right) = \beta \cdot \Delta p \quad (5.4)$$

$$C_P = C_{uncorr} \cdot e^{-\beta \cdot \Delta p} \quad (5.5)$$

$$\ln\left(\frac{C_P}{\langle C_P \rangle}\right) = \alpha \cdot \Delta T \quad (5.6)$$

$$C_{PT} = C_P \cdot e^{-\alpha \cdot \Delta T} \quad (5.7)$$

Onde  $\Delta T$  é a diferença entre a temperatura ponderada pela massa  $T$  e a média de  $T$  (ou seja,  $\langle T \rangle$ ) e  $C_{PT}$  é a contagem corrigida pela temperatura e pressão.

Para comparar as correções, sequencial e simultânea, criou-se as Tabelas 5.2 e 5.3. A Tabela 5.2 mostra, na primeira coluna, os detectores da GMDN; na segunda coluna, o módulo da média da correlação de  $C_{uncorr}$  dos canais direcionais com a pressão atmosférica ( $Corr_p$ ); na terceira coluna, o desvio padrão das correlações  $Corr_p$  dos canais direcionais; na quarta coluna, o módulo da média da correlação da contagem  $C_P$  dos canais direcionais, com a temperatura ponderada pela massa ( $Corr_T$ ); e, por fim, na quinta coluna, o desvio padrão de  $Corr_T$ . Por outro lado, a Tabela 5.3 apresenta, na segunda coluna, o módulo da média das correlações da contagem  $C_{uncorr}$  com a pressão

atmosférica e a temperatura ponderada pela massa ( $Corr_{PT}$ ) e, na terceira coluna, o desvio padrão das correlações  $Corr_{PT}$ .

Após análise dos resultados mostrados na Tabela 5.2 e 5.3, pode-se concluir: (a) as correlações não variam significativamente (o maior desvio padrão das correlações é 0.06); (b) a média das correlações de KWT e SMS são consideravelmente maiores na correção simultânea e (c) a média das correlações de NGY e HBT estão razoáveis nas duas correções. Por fim, devido principalmente a (b) e (c), verificou-se que a correção simultânea apresenta resultados melhores e, por esse motivo, foi escolhida como método de correção dos dados da GMDN utilizados neste trabalho. Os valores dos coeficientes atmosféricos, de correlação, bem como outros resultados das regressões lineares múltiplas, estão exibidos nas Tabelas A.5 a A.8 do apêndice A.

Tabela 5.2 – Resumo dos resultados da correção sequencial dos canais direcionais dos detectores da GMDN.

Símbolo dos detectores da GMDN	Módulo da média de $Corr_p$ dos canais direcionais	Desvio padrão de $Corr_p$ dos canais direcionais	Módulo da média de $Corr_T$ dos canais direcionais	Desvio padrão de $Corr_T$ dos canais direcionais
HBT	0.8481	0.0093	0.6382	0.0225
KWT	0.1225	0.0640	0.2819	0.0260
SMS	0.5999	0.0327	0.5543	0.0399
NGY	0.9802	0.0049	0.6971	0.0282

Fonte: Produção do autor.

Tabela 5.3 – Resumo dos resultados da correção simultânea dos canais direcionais dos detectores da GMDN.

Símbolo dos detectores da GMDN	Módulo da média de $Corr_{PT}$ dos canais direcionais	Desvio padrão de $Corr_{PT}$ dos canais direcionais
HBT	0.9141	0.0075
KWT	0.7128	0.0660
SMS	0.8177	0.0394
NGY	0.9932	0.0024

Fonte: Produção do autor.

### 5.3 Rigidez associada aos detectores de partículas

Para calcular a rigidez geomagnética de corte utilizou-se o modelo de Smart et al. (2000). Nesse modelo, os parâmetros de entrada são: latitude, longitude, ângulo zenital e azimutal. Além disso, para o cálculo das trajetórias das

partículas no campo geomagnético, o modelo utiliza o Campo de Referência Geomagnético Internacional (*International Geomagnetic Reference Field, IGRF*). Particularmente, o IGRF é uma série de modelos matemáticos que descreve a parte interna em larga escala do campo magnético da Terra. Além disso, o IGRF tem sido mantido por uma equipe internacional de cientistas da Associação Internacional de Geomagnetismo e Aeronomia (IAGA) desde 1965 (THÉBAULT et al., 2015).

Os valores da latitude e longitude que foram usados no modelo estão apresentados na Tabela A.1, enquanto os de zênite e azimute dos canais direcionais dos detectores da GMDN estão na Tabela A.3. Vale recordar que os monitores de nêutrons são omnidirecionais e que, por esse motivo, o zênite e azimute é zero.

Decidiu-se calcular a rigidez geomagnética de corte ( $R_c$ ) de todos os monitores de nêutrons e de todos os canais direcionais dos detectores da GMDN, considerando o IGRF dos anos de 1975, 1985, 1995, 2005 e 2015. Para isso, por meio do modelo (código em fortran), um executável de cada ano foi gerado. Em seguida, cada executável calculou a rigidez  $R_u$  (última rigidez conhecida antes da primeira trajetória proibida) e a rigidez  $R_l$  (rigidez da última trajetória permitida em uma varredura de rigidez decrescente) usando arquivos txt contendo os parâmetros de entrada de cada detector. Calculou-se, por fim, a rigidez  $R_c$  como sendo a média de  $R_u$  e  $R_l$ . Os valores de  $R_c$  de todos os detectores estão exibidos nas Tabelas A.9 e A.10 do apêndice A. É importante destacar que, em alguns detectores como MCM, por exemplo, a rigidez de corte era tão pequena que o programa não conseguiu encontrar  $R_u$ . Por esse motivo, nesses casos, definiu-se  $R_c$  como sendo a precisão do cálculo realizado pelo programa. Além disso, houve casos em que o programa não conseguiu encontrar  $R_l$ . Nessas situações, definiu-se  $R_l = R_c$ .

A rigidez geomagnética de corte média ( $P_c$ ), usada nas análises das seções subsequentes, foi definida como sendo a média das rigidezes calculadas em cada ano (Equação 5.8). A rigidez geomagnética de corte média, bem como o seu desvio padrão (Equação B.2 do apêndice B) estão apresentados na Tabela

A.11 (monitores de nêutrons) e na Tabela A.12 (detectores de múons) do apêndice A.

$$P_c = \frac{\sum_{i=1}^5 R_{c,i}}{5} \quad (5.8)$$

Onde  $i$  está representada, respectivamente, os anos de 1975, 1985, 1995, 2005 e 2015.

A rigidez mediana dos canais direcionais, apresentada na Tabela A.12 foi retirada do artigo de Okasaki et al. (2008). Já a rigidez mediana dos monitores de nêutrons, foi calculada por meio dos seguintes procedimentos: (a) calculou-se a energia mediana (em GeV) utilizando a Equação 5.9 abaixo (USOSKIN et al., 2008) e; depois (b) converteu-se energia em rigidez (em GV) utilizando a Equação 2.9 (neste caso,  $E_m = T$ ) e considerando que todas as partículas incidentes são prótons com energia de repouso de  $938 \text{ MeV}$ . Os resultados de cada etapa desse processo estão exibidos na Tabela A.11.

$$E_m = 0.0877P_c^2 + 0.154P_c + 10.12 \quad (5.9)$$

## 6 METODOLOGIA

O objetivo geral da tese será atingido por meio da análise estatística da relação entre os parâmetros dos decréscimos de Forbush com a rigidez mediana e a rigidez geomagnética de corte. É importante destacar que este trabalho chama de parâmetros de decréscimos de Forbush o tempo de recuperação e a amplitude/magnitude dos decréscimos e da recuperação. Além disso, determinou-se que os decréscimos de Forbush usados na análise devem estar associados a ICMEs e o período usado para selecioná-los deve ter pelo menos 44 anos. A escolha de limitar os eventos a um único tipo de estrutura interplanetária deve-se ao fato de que os resultados obtidos estejam circunscritos aos efeitos físicos provocados por ICMEs no meio interplanetário e nos raios cósmicos. Além disso, o período mínimo para realizar a seleção de decréscimos de Forbush (44 anos) foi escolhido com a finalidade de incluir 2 períodos do ciclo magnético solar e, desta forma, fazer com que o objetivo específico (2) pudesse ser atingido. Portanto, realizou-se uma seleção de ICMEs, que ocorreram entre 1970 e 2018 e geraram decréscimos de Forbush (Seção 6.1). Ademais, na Seção 6.2, os parâmetros dos FDs selecionados foram calculados e relacionados com a rigidez mediana ( $P_m$ ) e a rigidez geomagnética de corte ( $P_c$ ).

### 6.1 Seleção de decréscimos de Forbush

Pensou-se, inicialmente, em utilizar um catálogo de ICMEs para que, a partir dessa Tabela, as estruturas interplanetárias que não produzissem decréscimos de Forbush fossem eliminadas. Entretanto, como determinou-se que os FD a serem estudados deveriam ocorrer entre 1970 e 2018 e nenhum catálogo e/ou dados de coronógrafos, que envolvesse todo o período, foram encontrados, decidiu-se realizar o processo de seleção em 2 etapas. Na primeira etapa, os períodos em que havia candidato(s) a evento(s) foram selecionados, conforme mostrado na Seção 6.1.1. Na segunda etapa (Seção 6.1.2), os períodos pré-selecionados foram avaliados, desta vez para verificar se havia alguma assinatura de ICME nos dados do meio interplanetário e se havia algum decréscimo de Forbush associado a ele. No caso de os dois critérios serem

satisfeitos, o evento foi incluído na análise. Os decréscimos de Forbush, associados a ICMEs, utilizados nesse trabalho de tese estão apresentados na Seção 6.1.3.

### **6.1.1 Etapa 1: seleção de candidatos**

Na primeira etapa do processo de seleção, os dados de 1970 a 2018, do monitor de nêutrons de Oulu (OUL), do canal vertical do detector de múons de Nagoya (NGY\_VET), da velocidade do plasma do meio interplanetário (V), da temperatura (T), do módulo do campo magnético (B), das componentes x, y e z do campo magnético ( $B_x$ ,  $B_y$  e  $B_z$ ), da densidade (N) e do índice DST, foram divididos em períodos de 30 a 40 dias. Uma Figura, de cada período, foi criada com todos os dados observados no respectivo intervalo. Em seguida, por meio da inspeção visual dos gráficos, foi verificado se havia alguma perturbação no meio interplanetário e/ou decréscimo na intensidade de raios cósmicos. Em caso afirmativo, o período foi selecionado. Na Tabela B.1 do apêndice B, há uma Tabela com os 106 períodos selecionados. Além disso, essa Tabela também inclui uma coluna com as CMEs catalogadas por Cane e Richardson (2003)<sup>9</sup> em cada período selecionado. É importante destacar que o catálogo de Cane e Richardson (2003) iniciou-se no em 1996, portanto, as CMEs listadas só foram incluídas na Tabela a partir do período 43.

### **6.1.2 Etapa 2: assinaturas de estruturas interplanetárias**

Esta etapa envolveu, basicamente, analisar os períodos selecionados na etapa apresentada na Seção 6.1.1 a fim de verificar se havia alguma assinatura de ICME e de decréscimo de Forbush ocorrendo concomitantemente. Para isso, é necessário conhecer previamente a assinatura do choque, da bainha e do *ejecta*, bem como a assinatura de CIRs, já que esta estrutura interplanetária também pode gerar decréscimos de Forbush.

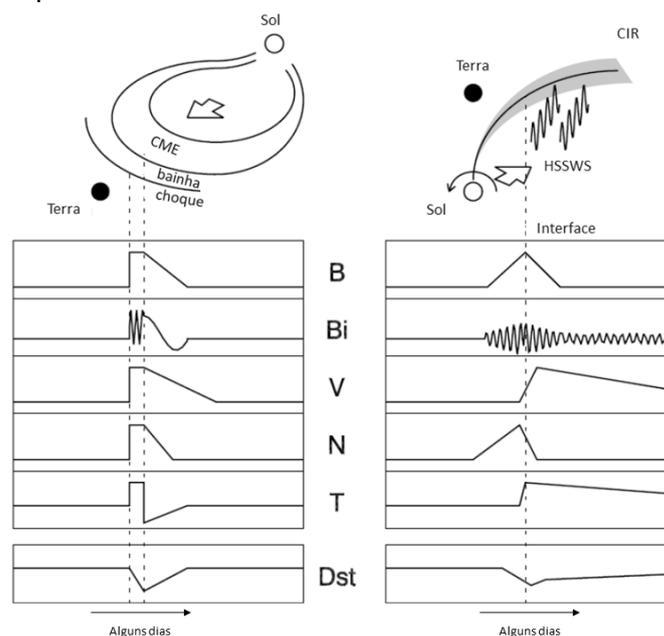
---

<sup>9</sup> <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm> Data do último acesso: fevereiro de 2022.

Entendeu-se como CIRs períodos em que se observou, ao mesmo tempo: aumento da velocidade do vento solar ( $V$ ), aumento de temperatura ( $T$ ), aumento precedente de densidade ( $N$ ), uma intensificação do campo magnético ( $B$ ) e um perfil oscilatório, quase ruidoso, na direção Norte-Sul do campo magnético (KATAOKA; MIYOSHI, 2006). Com relação às assinaturas de ICMEs, sabe-se que nem sempre todas elas são observadas no mesmo evento (NEUGEBAUER; GOLDSTEIN, 1997). Logo, decidiu-se que a melhor abordagem era examinar o maior número possível de assinaturas e chegar a um consenso baseado no grupo de assinaturas observadas. Neste trabalho, considerou-se assinaturas de *ejecta*: a rotação de  $B$ , a diminuição da variância de  $B$ , perfil decrescente da velocidade e diminuição da densidade numérica, além da presença de nuvem magnética. Quanto à assinatura de ICMEs também se inclui a presença de choque e da bainha. Vale destacar que, definiu-se assinatura de nuvem magnética o período em que se observou, simultaneamente: o aumento dos campos magnéticos associados a uma rotação lenta e suave, baixa temperatura e baixo  $\beta$  do plasma (razão entre a pressão cinética e magnética). É importante recordar, conforme foi apresentado na Seção 2.1, que nuvens magnéticas são um subconjunto de ICMEs, portanto, a identificação da nuvem é suficiente para confirmar a presença do *ejecta*. Vale destacar que além das assinaturas de *ejecta* citadas, há outras assinaturas, como, por exemplo, a diminuição da temperatura ( $T < 0.5T_{exp}$ , onde  $T_{exp}$  é determinado a partir da correlação empírica da velocidade do vento e  $T$ ), que não foram utilizadas nesse trabalho (ZURBUCHEN; RICHARDSON, 2006). Além disso, na Seção 2.1, comentou-se o fato de que tanto CIRs quanto ICMEs podem provocar tempestades geomagnéticas. Por esse motivo, o índice DST só foi utilizado para auxiliar no processo de seleção de eventos em que há poucos dados do meio interplanetário. Outro critério que ajudou a distinguir ICMEs de CIRs, além da assinatura, é que, geralmente, perturbações associadas a uma única CME duram somente alguns dias, enquanto aquelas associadas a HSSWS (*High Speed Solar Wind Streams*) podem durar até uma semana (KATAOKA; MIYOSHI, 2006).

O esquema apresentado à esquerda da Figura 6.1 mostra assinaturas da passagem de uma ICME (com choque, bainha e *ejecta*) nos parâmetros do plasma interplanetário e índice DST. Nesse esquema é possível observar o choque (primeira linha vertical pontilhada), caracterizado pela descontinuidade registrada nos gráficos de  $B$ ,  $V$ ,  $N$  e  $T$ , além do início da queda do índice DST. Também é possível observar o efeito da bainha (entre a primeira e a segunda linha vertical pontilhada) distinguido pelo aumento de  $B$ ,  $V$ ,  $N$  e  $T$ , bem como pelo decréscimo do índice DST e pela oscilação da componente  $B_i$  do campo, que se iniciou no choque e durou até a fronteira do *ejecta*. Durante o *ejecta* ilustrado é possível observar um campo mais suave e decrescente, uma rotação na componente  $B_i$  do campo, uma diminuição de  $V$  e  $N$ , a temperatura do plasma baixa e uma recuperação do índice DST. Nessa mesma Figura, à direita, há um outro esquema que mostra o efeito de uma CIR nos dados do meio interplanetário e índice DST. Nessa parte do esquema, há uma linha vertical pontilhada indicando a interface entre os ventos rápidos e lentos. Vale destacar que todas as assinaturas de CIRs mencionadas foram apresentadas nessa ilustração (KATAOKA; MIYOSHI, 2006; NEUGEBAUER; GOLDSTEIN, 1997).

Figura 6.1 – Ilustração esquemática da assinatura das CIRs e ICMEs no meio interplanetário.



A ilustração mostra as assinaturas de uma ICME (esquema à esquerda) e de uma CIR (esquema à direita) no meio interplanetário e índice DST. De cima para baixo tem-se: campo magnético ( $B$ ), uma das componentes do campo magnético ( $B_i$ ), densidade ( $N$ ), temperatura ( $T$ ) e índice DST.

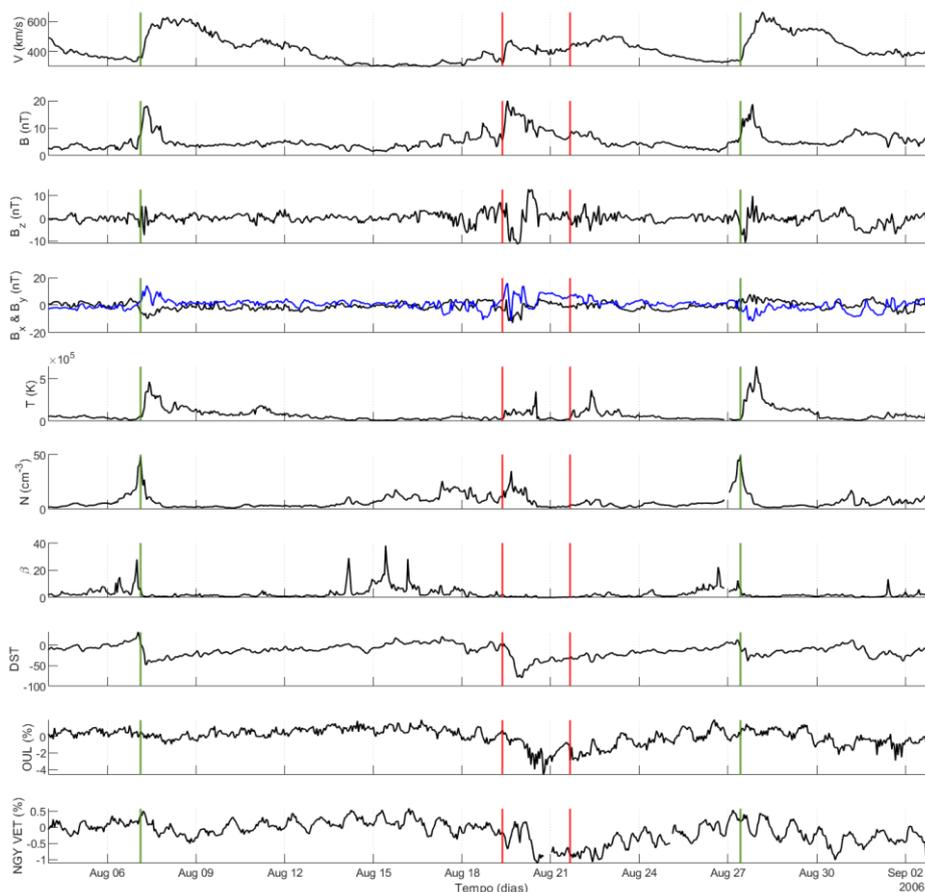
Fonte: Adaptada de Kataoka e Miyoshi (2006).

Neste trabalho, chama-se de CIR os períodos em que se observou a assinatura dessa estrutura nos dados do meio interplanetário, sem verificar se havia buracos coronais recorrentes associados. Essa decisão foi tomada porque a finalidade desta etapa é excluir possíveis decréscimos de Forbush que não estejam associados a ICME. Na Figura 6.2 abaixo, há dois exemplos de períodos com assinatura de CIR. A interface entre os ventos está indicada por duas retas verticais verde, nos dias 7 e 27 de agosto de 2006, respectivamente. É importante destacar que as datas da interface estão de acordo com o catálogo de Maris et al. (2011)<sup>10</sup> e que as assinaturas de CIR podem ser observadas nos parâmetros do meio interplanetário dos dois eventos. Verificou-se também que essas estruturas não conseguiram provocar decréscimo de Forbush recorrente, já que não é possível observar uma diminuição na intensidade de raios cósmicos

<sup>10</sup> [http://www.space-science.ro/00-old/new1/HSS\\_Catalogue.html](http://www.space-science.ro/00-old/new1/HSS_Catalogue.html) Data do último acesso: fevereiro de 2022.

compatível com esse decréscimo. No período mostrado nessa Figura também há uma outra estrutura interplanetária entre os dias 18 e 24 de agosto. Neste caso, é possível verificar a ausência de choque, já que a estrutura era muito lenta para produzi-lo. Entretanto, como há algumas assinaturas de ICME (rotação de  $B_z$ , campo magnético alto e suave e densidade alta), incompatíveis com CIR, considerou-se que a estrutura em questão se tratava de uma ICME. As datas de início e fim da passagem desta ICME estão indicadas pelas linhas verticais vermelha (19 e 21 de agosto), respectivamente.

Figura 6.2 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos em parte do período 62.



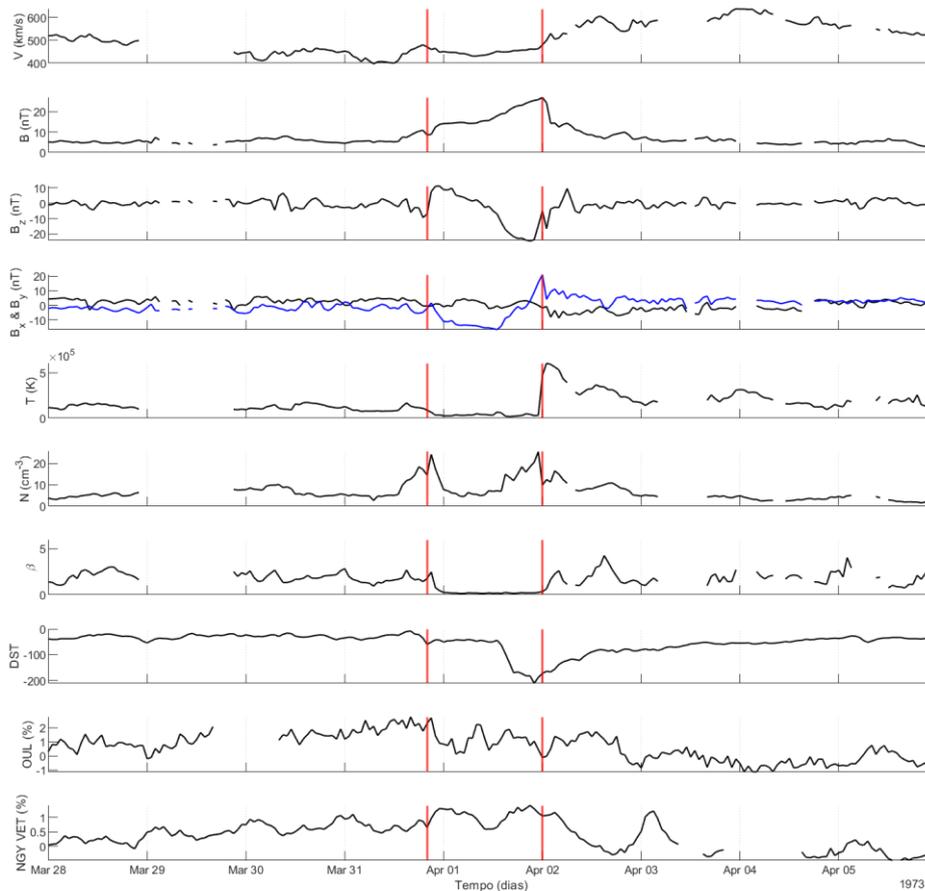
Os gráficos mostram, de cima para baixo: dados da velocidade, campo magnético, componente z do campo magnético, componentes x e y (curva azul) do campo magnético, temperatura, densidade,  $\beta$  do plasma, índice DST, monitor de nêutrons de Oulu e canal vertical do detector de múons de Nagoya. Além disso, há 2 linhas verticais verde, indicando a interface dos ventos e 2 linhas verticais vermelha, mostrando as datas de início e fim da passagem da ICME.

Fonte: Produção do autor.

As razões típicas para excluir períodos/candidatos a eventos foram: (1) ausência de dados suficientes do meio interplanetário para identificar a ICME; (2) ausência de decréscimo de Forbush produzido pela ICME; (3) falta de clareza na identificação da ICME; (4) impossibilidade de identificação do perfil do decréscimo de Forbush nos dados de nêutrons e múons; (5) identificação de assinatura de CIR ou outra perturbação interplanetária não caracterizada como ICME ou (6) possibilidade de observação apenas da assinatura do choque e da bainha.

Em relação ao critério (2) de exclusão de eventos, pode-se analisar, por exemplo, o candidato a evento mostrado na Figura 6.3. Segundo Dal Lago et al. (2002), entre a primeira e a segunda linha vertical vermelha há uma nuvem magnética, que foi seguida por uma HSSWS. Também é possível observar uma queda considerável do índice DST, indicando uma tempestade geomagnética intensa. Contudo, mesmo que a presença da nuvem seja clara, como não é possível observar um decréscimo de Forbush nos dados de raios cósmicos, o evento foi descartado.

Figura 6.3 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos incluindo o período 6.

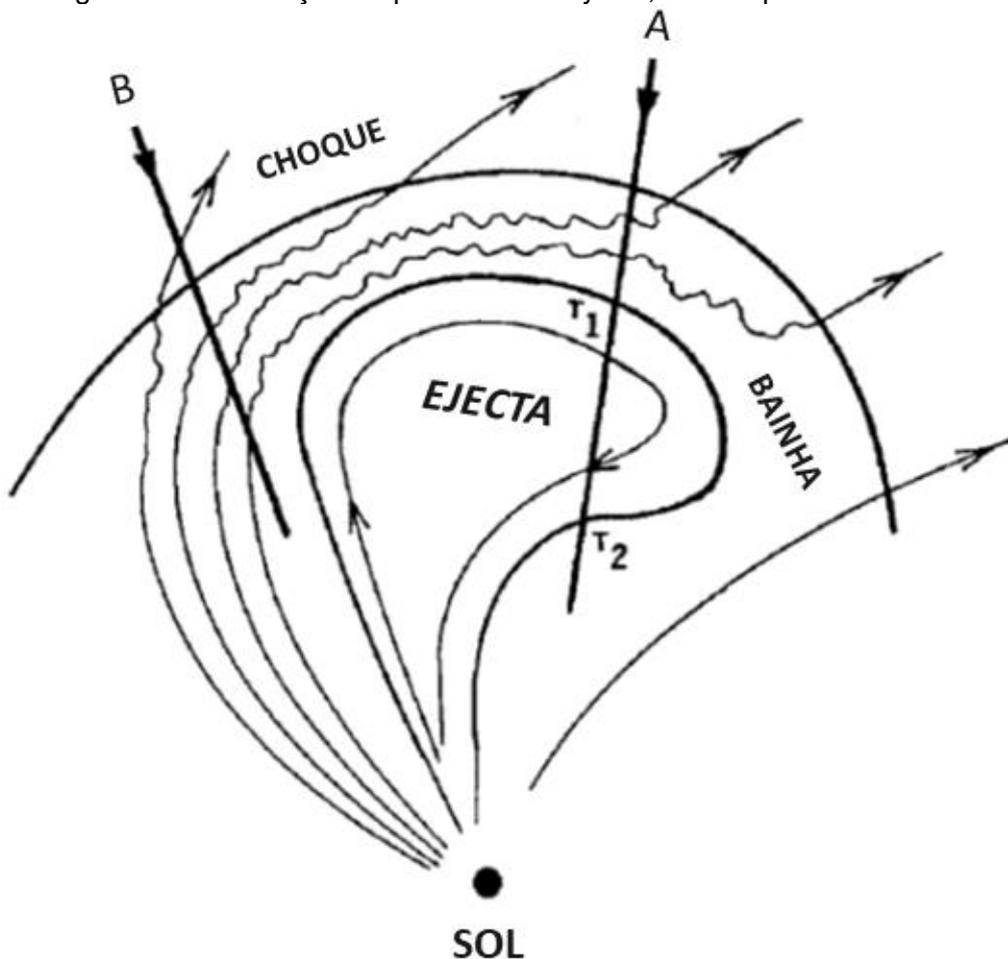


Os gráficos mostram, de cima para baixo: dados da velocidade, campo magnético, componente z do campo magnético, componentes x e y (curva azul) do campo magnético, temperatura, densidade,  $\beta$  do plasma, índice DST e canal vertical do detector de múons de Nagoya. A Figura também indica as datas de início e fim da nuvem magnética através de duas linhas verticais vermelha.

Fonte: Produção do autor.

Na ilustração da Figura 6.4 é possível verificar que, dependendo da forma com que a estrutura cruzar a Terra, somente as assinaturas do choque e da bainha serão observadas. A Figura 6.5 mostra um caso em que isso ocorreu. Inclusive, neste exemplo, é possível observar um decréscimo na intensidade de raios cósmicos. No entanto, como não há como haver certeza da existência do *ejecta* e como definiu-se que sua existência é uma condição necessária para a seleção do evento, conforme o critério (6) de exclusão, este e outros eventos com a mesma característica foram excluídos.

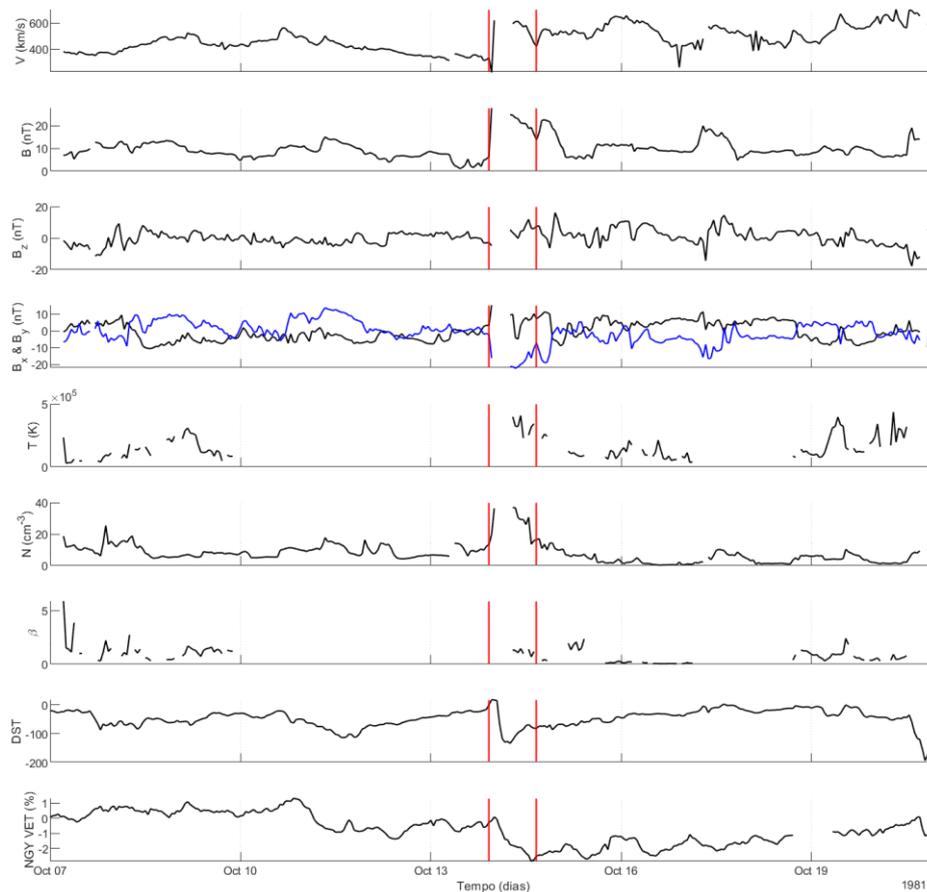
Figura 6.4 – Ilustração esquemática do *ejecta*, do choque e da bainha.



A Figura mostra um esquema em que o *ejecta* está se expandindo pelo meio interplanetário, seguido pela bainha e pelo choque. A ilustração também apresenta 2 caminhos pelos quais um observador pode atravessar a estrutura interplanetária. No caminho A, o observador registra a passagem do choque, da bainha, em seguida, entra no *ejecta* no instante  $T_1$  e sai no instante  $T_2$ . No caminho B, o observador cruza apenas o choque e a bainha.

Fonte: Adaptada de Cane (2000).

Figura 6.5 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos incluindo o período 20.



Os gráficos mostram, de cima para baixo: dados da velocidade, campo magnético, componente z do campo magnético, componentes x e y (curva azul) do campo magnético, temperatura, densidade,  $\beta$  do plasma e canal vertical do detector de múons de Nagoya. A primeira linha vertical vermelha indica o início do choque, enquanto a segunda o fim da bainha.

Fonte: Produção do autor.

Geralmente, a identificação das fronteiras de uma ICME é ambígua e subjetiva (KILPUA et al., 2017). Neste trabalho, as datas de início das ICMEs selecionadas, normalmente, coincidem com o início do choque. Contudo, nos casos de ICMEs sem choque, como mostrado na Figura 6.2 (primeira linha vertical vermelha), a data de início da ICME coincide com o início do *ejecta*. Já as datas de fim da ICME, na maior parte dos casos, foram escolhidas usando como critério o fim da rotação de uma das componentes do campo magnético ou

o fim da recuperação do parâmetro  $\beta$ , quando  $\beta$  fosse, aproximadamente, menor ou igual a 1.

Há eventos selecionados que, na verdade, incluem mais de uma ICME. Nesses casos, decidiu-se tratá-los como um único evento ou porque o decréscimo de Forbush produzido é inseparável e/ou porque não foi possível identificar o início e fim de cada uma das estruturas interplanetárias. Um exemplo de caso em que mais de uma ICME ocorreu em um período de tempo relativamente curto e foi necessário trata-las como uma única estrutura interplanetária são os eventos que ocorreram próximo do Halloween de 2003 (para mais detalhes sobre o evento ver Figura B.34 no apêndice B e Manchester IV et al. (2008)). No evento que ocorreu no período 49, no entanto, há duas ICMEs e FDs separáveis (ver Figura B.31 no apêndice B). Determinou-se, entretanto, que apenas a segunda ICME seria utilizada nesta análise, já que o tempo entre o fim da passagem da primeira e o início da segunda é insuficiente para calcular o tempo de recuperação (esse cálculo será apresentado na próxima Seção).

O catálogo de Cane e Richardson (2003) foi utilizado nesta etapa para auxiliar na seleção de possíveis ICMEs. Sobre isto é importante destacar que: (1) em muitos casos, as datas de início das ICMEs catalogadas não coincidiram com as escolhidas por Cane e Richardson (2003), uma vez que os autores do artigo selecionam apenas o *ejecta*; (2) as ICMEs selecionadas neste trabalho consideram apenas as estruturas que provocaram decréscimos de Forbush e que pudessem ser observadas dos dados de nêutrons e múons. Logo, muitos eventos observados por Cane e Richardson (2003) não foram analisados e (3) os critérios de seleção e escolha da data de início e fim das ICMEs adotados por Cane e Richardson (2003) podem ser diferentes dos assumidos neste trabalho, havendo, portanto, eventos selecionados que não foram incluídos no catálogo, e vice-versa, ou cujas datas de início e fim não coincidem.

### **6.1.3 Eventos selecionados**

No total, 66 eventos (ICMEs associadas a decréscimos de Forbush) foram selecionados. Na Seção B.2 do Apêndice B há duas Tabelas, a primeira contém as datas de início e fim da passagem das ICMEs selecionadas, a segunda,

informações sobre os parâmetros do meio interplanetário e índice DST durante a passagem das estruturas. Na Seção B.3 há Figuras do perfil temporal dos dados do plasma, raios cósmicos e índice DST, a partir de 9 dias antes do início da ICME até 9 dias depois do fim, de todas os eventos selecionados.

A média do campo magnético máximo registrado, durante a passagem das estruturas, é de 27.39 nT, com desvio padrão de 10.49 nT. Já a média da velocidade máxima observada é de 712.20 km/s, com desvio padrão associado de 185.95 km/s. Por outro lado, a média do máximo e mínimo de  $B_z$ , durante os eventos, é 14.19 nT e -15.23 nT, respectivamente, com desvios padrão de 7.83 nT e 8.87 nT. A média do mínimo do índice DST, registrado durante o evento, é -130.08, com desvio padrão de 77.93. A duração média das ICMEs selecionadas é de 40.85 horas com desvio padrão de 18.77 horas.

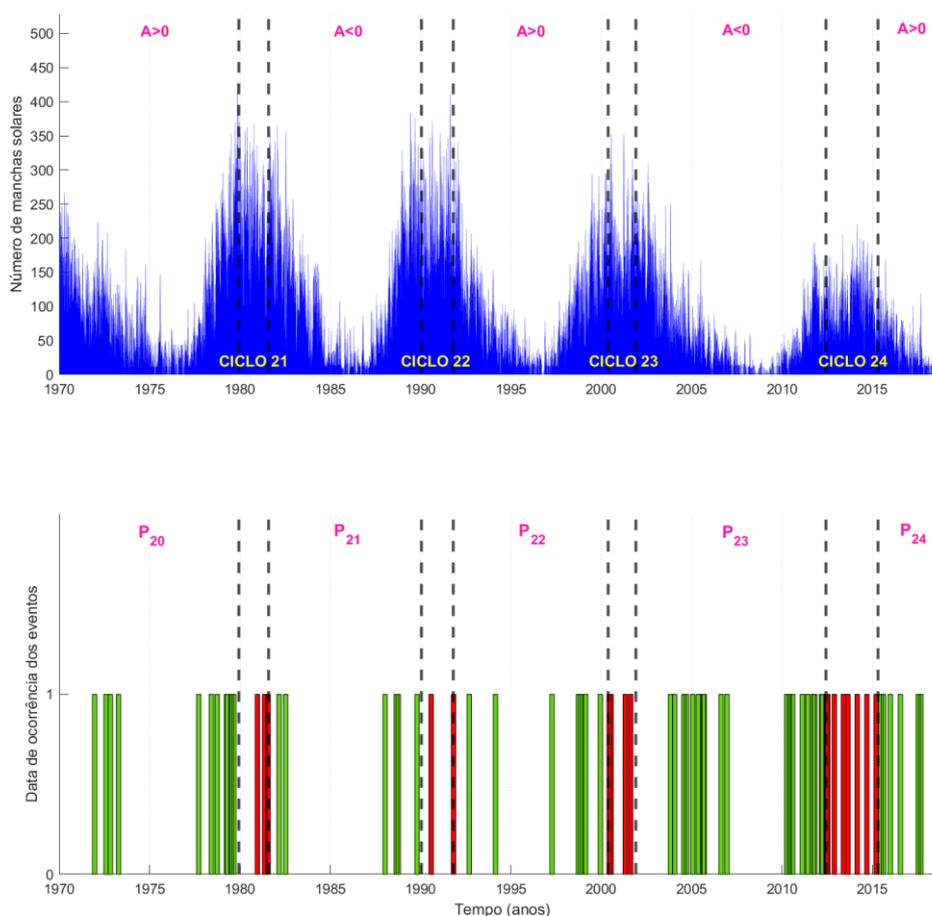
Conforme apresentado no Capítulo 4, um dos objetivos específicos do trabalho é analisar a dependência/independência dos parâmetros dos decréscimos de Forbush com a rigidez no ciclo solar. Para isso, decidiu-se que os eventos seriam estudados de acordo com a polaridade do ciclo solar em que eles ocorreram. Com esta finalidade, utilizou-se as datas dos períodos de inversão calculadas em Piskalo (2019). Considerou-se intervalo de troca de polaridade a partir do instante de inversão do campo do polo Norte solar, na faixa de latitude de  $55^\circ$  a  $90^\circ$ , até o instante em que a inversão é concluída no polo Sul solar. O gráfico superior da Figura 6.6 abaixo, mostra o perfil temporal do número de manchas solares<sup>11</sup> e, o gráfico inferior, apresenta a distribuição dos eventos selecionados. É possível observar, claramente, através da análise desta Figura, que as ICMEs são mais frequentes em períodos de máximo solar, caracterizados por picos número de manchas solares. As linhas verticais pontilhadas indicam o início e o fim de 4 períodos de inversão da polaridade magnética do Sol. Logo, o gráfico da distribuição dos eventos foi dividido em 5 períodos, de acordo com o ciclo solar:  $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ . Os eventos representados por barras verdes são

---

<sup>11</sup> Dados retirados de *Sunspot data from the World Data Center*, SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels. Website: <https://wwwbis.sidc.be/silso/datafiles>. Data do último acesso: fevereiro de 2022.

os eventos que ocorreram fora dos períodos de inversão de polaridade e, por esta razão, foram incluídos nas análises da influência da polaridade magnética, em contraste com os eventos representados por barras vermelha que foram excluídos desta análise. Vale salientar que no período  $P_{20}$  há 11 eventos (eventos de número 1, 3, 4, 6, 9, 10, 11, 13, 14, 15 e 16), no período  $P_{21}$  há 6 eventos (eventos de número 22, 23, 29, 30, 31 e 32), no período  $P_{22}$  há 7 eventos (eventos de número 41, 42, 43, 44, 45, 46 e 47), no período  $P_{23}$  há 19 eventos (eventos de número 52, 53, 54, 55, 56, 57, 60, 61, 62, 63, 65, 66, 67, 68, 70, 73, 74, 76 e 77) e, por fim, no período  $P_{24}$  há 6 eventos (eventos de número 97, 98, 100, 101, 102 e 103). Portanto, no total, 17 eventos não serão usados nesse tipo de análise.

Figura 6.6 –Número de manchas solares e distribuição dos eventos selecionados, de 1970 a 2018.



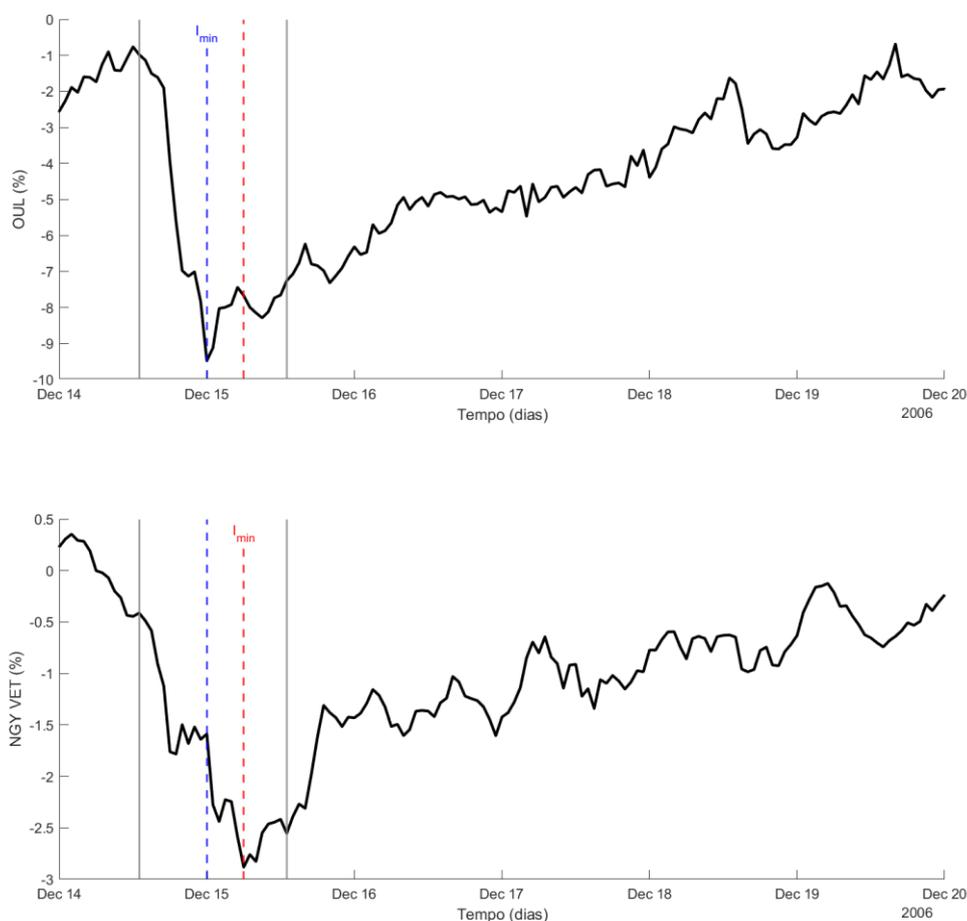
O gráfico superior mostra a distribuição do número de manchas solares (dados diários) de 1970 a 2018. Nesse gráfico também há a indicação do número do ciclo solar (21, 22, 23 ou 24) e a polaridade magnética de cada período ( $A>0$  ou  $A<0$ ). O gráfico inferior apresenta a distribuição dos eventos selecionados no tempo. As barras vermelhas mostram os eventos que ocorreram nos períodos de inversão de polaridade magnética (retas verticais pontilhadas). As barras verdes representam os eventos que ocorreram em períodos ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ) de diferentes polaridades magnéticas do Sol.

Fonte: Produção do autor.

Sobre os eventos selecionados (informações sobre os eventos estão disponíveis no Apêndice B), alguns detalhes interessantes foram observados, dentre eles: (1) no evento 14 observou-se que após o fim da passagem da ICME a velocidade ainda estava alta e diminuiu, gradualmente, com o passar dos dias, além disso verificou-se que a recuperação nos detectores de raios cósmicos (Oulu e no canal vertical de Nagoya) não possuía um perfil exponencial típico, parecendo-se mais com uma reta crescente, indicando a possibilidade da convecção ser o

mecanismo de transporte dominante durante esse período em alguns eventos; (2) no evento 17 verificou-se um aumento da velocidade logo após o fim da passagem da estrutura interplanetária, seguida por um período de decréscimo gradual e, similar ao que foi percebido em (1), também observou-se que a recuperação dos decréscimos de Forbush não possuíam o perfil exponencial esperado; (3) no evento 79 verificou-se que após o fim da passagem da ICME, os dados de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya registraram um decréscimo na intensidade, o que é contrário ao perfil clássico esperado para a recuperação; (4) no evento 16 observou-se um *over-recovery* nos dados de raios cósmicos, provavelmente, neste caso, este fenômeno tenha ocorrido devido a uma estrutura interplanetária anterior, mas assim como no caso de (3), pode ser que na análise de outros eventos e detectores esse fenômeno tenha ocorrido por outras razões; (5) os mínimos registrados nos dados de Oulu e no canal vertical de Nagoya, geralmente, não coincidem com a data de fim da passagem da ICME (ver exemplo na Figura 6.7); (6) no evento 23 observou-se um aumento atípico no campo magnético durante a estrutura e (7) os mínimos registrados nos dados de Oulu e no canal vertical de Nagoya, na maioria dos casos, não são coincidentes. Em 62 dos 66 eventos selecionados os mínimos não coincidem, sendo a média da diferença dos mínimos de 7.61 horas, com um desvio padrão de 7.74 horas.

Figura 6.7 – Dados de Oulu e do canal vertical de Nagoya durante evento selecionado no período 63.



O gráfico superior mostra o perfil temporal da intensidade de Oulu e, o inferior, o perfil temporal da intensidade do canal vertical do detector de múons de Nagoya. As linhas cinza no gráfico indicam o início e fim da ICME. A linha pontilhada azul indica a data em que a intensidade mínima de Oulu foi registrada e a linha pontilhada vermelha a data em que a mínima intensidade do canal vertical de Nagoya foi registrada.

Fonte: Produção do autor.

Sobre como os eventos selecionados foram usados nas análises descritas nas próximas seções, é importante destacar que os períodos sob influência de GLEs não foram excluídos, uma vez que, entendeu-se que eles não afetariam os resultados finais obtidos. Além disso, a Equação 6.1 abaixo mostra como a intensidade de raios cósmicos ( $I(t)$ ) que foi usada na tese foi calculada.

$$I(t) = \frac{C - \langle C \rangle}{\langle C \rangle} \quad (6.1)$$

Nesta equação,  $C$  é a contagem de raios cósmicos,  $\langle C \rangle$  é a contagem média calculada usando 25 dias antes a 25 dias depois da data de início da ICME. Escolheu-se este método para calcular a intensidade porque os dados dos monitores de nêutrons não estão corrigidos devido a ajustes de nível, logo não é possível usar a média da contagem do período todo. Para a análise descrita nesta Seção, escolheu-se usar os dados de Oulu e do canal vertical de Nagoya porque cobriam todo período da série temporal e, no caso de Oulu, não se observou a necessidade de realizar nenhum ajuste de nível.

Verificou-se a necessidade de realizar uma seleção de detectores, por evento, que poderiam ser usados nas etapas seguintes do trabalho. Isto deve-se ao fato de que cada evento ocorreu em uma data diferente (Tabela B.2 do Apêndice B) e o período de operação dos instrumentos de detecção de partículas varia (Tabela A.1 do Apêndice A). Por este motivo, decidiu-se que a condição necessária para a utilização de um detector em um evento é que o mesmo estivesse disponível no período usado para calcular a intensidade. Além disso, incluiu-se algumas condições suficientes para excluir detectores das análises que descritas na Seção 6.2, são elas: (a) quando se observou um longo(s) período(s) sem dados no intervalo usado para calcular a intensidade; (b) quando se observou ausência de dados em algum período importante como, por exemplo, durante o evento ou na data de início do decréscimo de Forbush e (c) quando observou-se um desvio de nível nos dados, no período usado para calcular a intensidade. Por fim, em cada evento, os detectores disponíveis no período do evento e que não foram excluídos por conta de algum problema nos dados, foram selecionados para as análises descritas na Seção 6.2.

## **6.2 Método de análise da dependência dos parâmetros dos decréscimos de Forbush com a rigidez**

O objetivo desta Seção é apresentar de que maneira a análise da dependência dos parâmetros dos decréscimos de Forbush com a rigidez (mediana e geomagnética de corte) foi realizada. Para isso, esta Seção foi dividida em 6 subseções: (a) a 6.2.1 que apresenta um modelo teórico de decréscimo de Forbush com a finalidade de definir os parâmetros de FDs como o tempo de

recuperação, por exemplo; (b) a 6.2.2, que mostra os métodos utilizados para obter esses parâmetros; (c) a 6.2.3, que exibe de que maneira avaliou-se a qualidade dos ajustes da fase de recuperação apresentados na Seção 6.2.2; (d) a 6.2.4, que destaca de que forma a intensidade de raios cósmicos, após o efeito da ICME, foi interpretada neste trabalho; (e) a 6.2.5, que revela os métodos para analisar a dependência dos parâmetros dos decréscimos de Forbush com a rigidez mediana ( $P_m$ ); e, por fim, (f) a 6.2.6, que explica os métodos utilizados para analisar a dependência dos parâmetros dos FD com a rigidez de corte ( $P_c$ ).

### 6.2.1 Modelo teórico do perfil de um decréscimo de Forbush (FD)

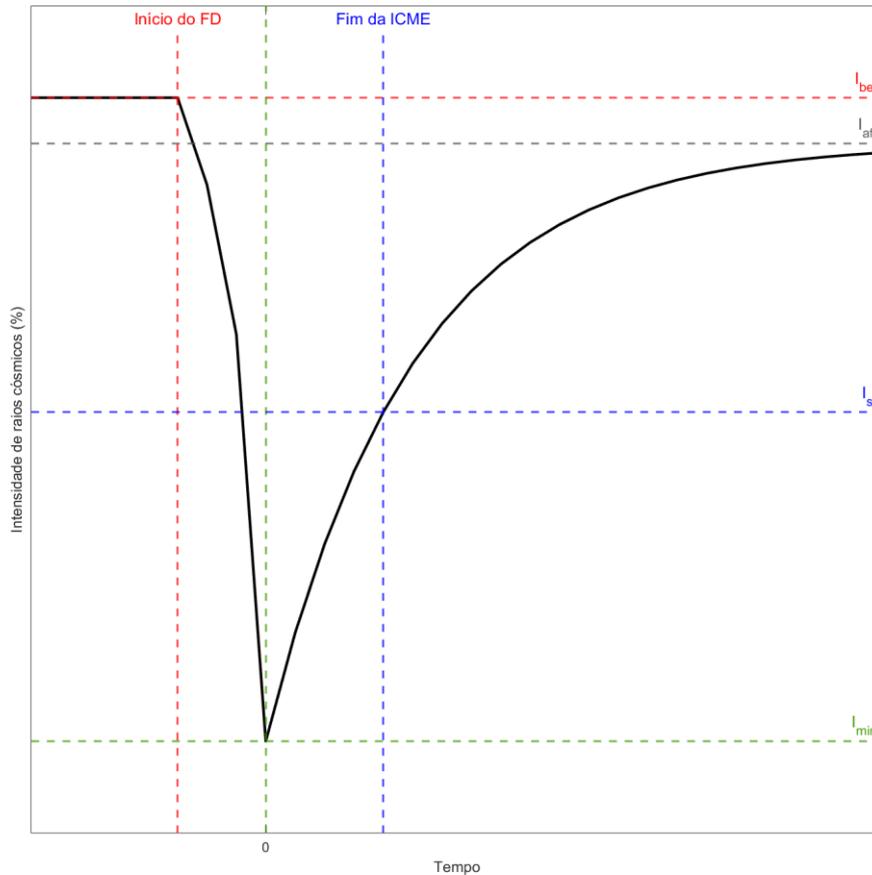
A partir do que foi apresentado na Seção 2.3 entende-se que um FD ideal deve ter um perfil similar ao apresentado na Figura 6.8, ou seja, uma queda abrupta na intensidade de raios cósmicos seguida por uma recuperação lenta. Os parâmetros apresentados nessa Figura são:  $I_{bef}$ , intensidade imediatamente antes do decréscimo;  $I_{min}$ , intensidade mínima registrada durante a passagem da ICME;  $I_{sr}$ , intensidade na data de fim da passagem da ICME; e  $I_{aft}$ , intensidade após o efeito da passagem da estrutura interplanetária. Contudo, além dos parâmetros explicitados nessa Figura, há também o tempo de recuperação total, que é definido como sendo o tempo necessário para que a intensidade alcance  $I_{aft}$ .

Neste trabalho, assumiu-se que durante a fase de recuperação de um decréscimo de Forbush, a intensidade aumenta gradualmente até atingir uma intensidade máxima/limite ( $I_{aft}$ ) que, em condições ideais, ou seja, sem perturbação externa, se mantém constante após o fim da atuação da ICME nos raios cósmicos. Logo, espera-se que o perfil da recuperação de um FD, isto é, a curva entre  $I_{min}$  e  $I_{aft}$  na Figura 6.8, seja próximo a curva de uma exponencial (LOCKWOOD et al., 1986). Nesta tese, a equação utilizada para descrever essa definição é:

$$I_r(t) = (I_{aft} - I_{min}) \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{T_r}\right) \right) + I_{min} \quad 0 \leq t < \infty \quad (6.2)$$

onde  $I_r(t)$  é a intensidade de raios cósmicos durante a fase de recuperação em função do tempo,  $T_r$  é o tempo característico da recuperação,  $I_{min}$  é a intensidade mínima observada durante a passagem da ICME e  $I_{aft}$  é a intensidade assintótica registrada no término da fase de recuperação.

Figura 6.8 – Imagem ilustrativa do perfil de decréscimo de Forbush.



A curva preta exibida mostra o perfil da intensidade de raios cósmicos de um decréscimo de Forbush ideal. A linha vertical vermelha mostra o tempo em que ocorreu o início do FD, enquanto a linha horizontal vermelha representa a intensidade  $I_{bef}$  nesse instante. A linha vertical verde mostra o instante zero, onde se observa a intensidade mínima de um FD relacionada está representada pela linha horizontal verde  $I_{min}$ . A linha vertical azul mostra o instante em que a ICME terminou de passar pela Terra, já a linha horizontal da mesma cor apresenta a intensidade  $I_{sr}$  neste momento. A linha horizontal cinza indica a intensidade após o efeito da ICME nos raios cósmicos ( $I_{aft}$ ).

Fonte: Produção do Autor.

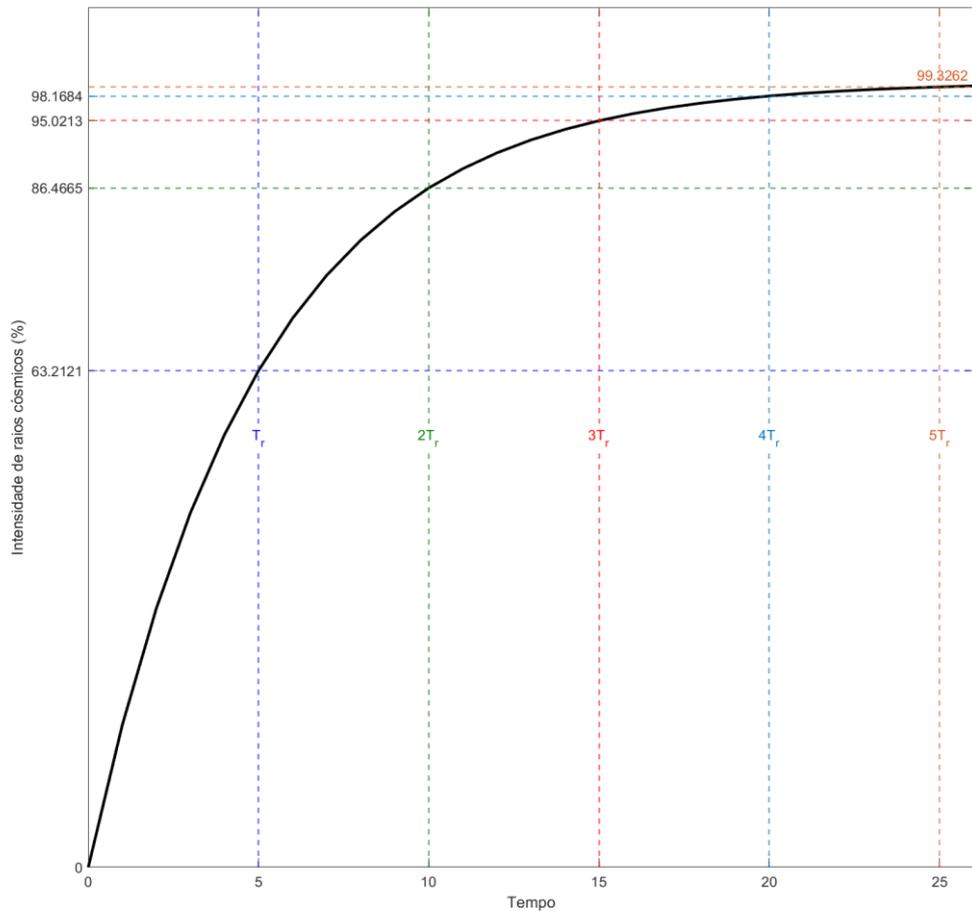
A Equação 6.2 representa, portanto, o perfil teórico da intensidade de raios cósmicos na fase de recuperação de FDs. Esta equação considera que a

perturbação que gerou o decréscimo de Forbush está isolada, ou seja, não há nenhuma outra influência externa, significativamente intensa, após da passagem da ICME. Em consequência disso, matematicamente, quando  $t \rightarrow \infty \Rightarrow I \rightarrow I_{aft}$ . Sabe-se, contudo que, em FD reais, isso não é sempre verdadeiro, uma vez que ICMEs são mais frequentes em períodos de maior atividade solar, aumentando a probabilidade de modulação nos raios cósmicos na fase de recuperação. É importante evidenciar também que, neste modelo, o instante em que  $I_{min}$  ocorre é um tempo de referência, já que se considera o tempo zero neste instante.

Talvez, intuitivamente, é possível que o leitor interprete  $T_r$  como sendo o tempo de recuperação de um FD. Entretanto, esse parâmetro não indica o tempo necessário para que a intensidade de raios cósmicos se recupere do efeito de uma ICME. Ademais, como o entendimento da interpretação física de  $T_r$ , geralmente, não é trivial, decidiu-se criar um caso hipotético para construir essa interpretação. Nesse caso hipotético decidiu-se fazer  $I_{min} = 0$ ,  $T_r = 5$  e  $I_{aft} = 1$  e, em seguida, aplicou-se esses valores à Equação 6.2 para obter a Equação 6.3. Logo após, calculou-se a intensidade de raios cósmicos  $I_r(t)$  nos instantes  $t = NT_r$ , sendo  $N$  um número natural que varia entre 1 e 5, conforme mostrado na Figura 6.9. Analisando os valores obtidos conclui-se que quando  $t = T_r$  a intensidade de raios cósmicos se recuperou, aproximadamente, 63% e, de forma similar, a intensidade se recuperou 86.5% em  $2T_r$ , 95% em  $3T_r$ , 98.2% em  $4T_r$  e 99.3% em  $5T_r$ . Vale destacar que essa interpretação pode ser utilizada em qualquer caso, independente das condições iniciais adotadas. Desta forma, pode-se dizer que  $T_r$  é o instante de tempo característico em que um decréscimo de Forbush se recuperou 63%. Neste trabalho,  $T_r$  foi o parâmetro utilizado para analisar o tempo de recuperação.

$$I_r(t) = \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T_r}\right)\right) \quad \text{ou} \quad \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{5}\right)\right) \quad (6.3)$$

Figura 6.9– Exemplo ilustrativo da aplicação da equação que descreve a recuperação de um decréscimo de Forbush.



O gráfico apresenta uma recuperação hipotética  $I_{min} = 0$ ,  $T_r = 5$  e  $I_{aft} = 1$ . As linhas verticais representam, da esquerda para a direita,  $T_r$ ,  $2T_r$ ,  $3T_r$ ,  $4T_r$  e  $5T_r$ . As linhas horizontais representam a intensidade associada a cada um dos instantes citados.

Fonte: Produção do Autor.

Para obter  $T_r$  a partir dos dados de raios cósmicos, normalmente, calcula-se o ajuste da fase de recuperação, como realizado, por exemplo, em Jämsén et al. (2007), Lockwood et al. (1986), Singh e Badruddin (2006), Rana et al. (1996) e Munini et al. (2018). Nos ajustes realizados nesses trabalhos, assumiu-se que  $I_{aft} = I_{bef}$ , ou seja, que a intensidade após o fim da recuperação (quando não há mais nenhum efeito da ICME sobre o fluxo de raios cósmicos) retorna, obrigatoriamente, à intensidade observada antes do efeito da passagem da estrutura interplanetária pela Terra. Contudo, conforme já discutido no Capítulo

3, Jämsén et al. (2007) observou a existência dos *over-recovery*, ou seja,  $I_{aft} > I_{bef}$ . Além disso, na análise visual do perfil de raios cósmicos dos eventos selecionados, observou-se alguns casos que poderiam ser de *over-recovery* e de *under-recovery* (quando  $I_{aft} < I_{bef}$ ). Por esse motivo, decidiu-se, desenvolver uma função  $I_r(t)$  (Equação 6.2), diferente dos outros trabalhos, que fosse compatível com a definição de recuperação, cuja inclusão da condição  $I_{aft} = I_{bef}$  seja facultativa.

### 6.2.2 Cálculo dos parâmetros dos decréscimos de Forbush

Conforme o modelo ideal de decréscimo de Forbush ilustrado pela Figura 6.8, a intensidade no início do decréscimo de Forbush ( $I_{bef}$ ) seria a intensidade registrada no momento da chegada da estrutura interplanetária na Terra. Porém, como a data da chegada da ICME foi escolhida com base em uma análise visual, decidiu-se utilizar a média da intensidade nas 23 horas anteriores ao tempo de chegada da ICME para obter o valor de  $I_{bef}$ . O desvio padrão associado a este parâmetro ( $\sigma_{bef}$ ) foi obtido usando a Equação C.2, apresentada no Apêndice C. Essa definição de  $I_{bef}$  foi estabelecida porque, na maioria dos eventos selecionados, as ICMEs produzem choque no meio interplanetário e o primeiro degrau/diminuição observada em um FD típico (*first step*) ocorre na região atrás do choque (CANE, 2000). Vale destacar que, no modelo teórico utilizado, a ICME está isolada, então  $I_{bef}$  também representa a intensidade média antes do efeito da estrutura interplanetária nos raios cósmicos. Por esse motivo, antes de chegar à definição utilizada, tentou-se definir  $I_{bef}$  como sendo a média da intensidade registrada em um período calmo, anterior ao efeito da ICME. Entretanto, isso não foi possível, uma vez que, a maior parte dos eventos selecionados ocorreu em períodos de maior atividade solar, logo, em muitos casos, não foi possível encontrar um período calmo nas vizinhanças do evento.

Como os decréscimos de Forbush analisados neste trabalho estão associados exclusivamente a passagem de ICMEs, definiu-se que  $I_{min}$  é a intensidade mínima registrada entre o instante de início e fim da passagem da ICME pela Terra. Além disso, para se evitar flutuações pontuais,  $I_{min}$  corresponde ao valor

médio obtido no entorno (+3 e -3 horas) do instante de tempo em que se observou o valor mínimo. Por fim, o desvio padrão associado ( $\sigma_{min}$ ) foi calculado usando a Equação B.2.

Definiu-se que  $I_{sr}$  é a média da intensidade a partir de 6 horas antes da data de fim da ICME até 6 horas depois. O desvio padrão associado a  $I_{sr}$  ( $\sigma_{sr}$ ) foi calculado usando o mesmo período de cálculo da média.

Os cálculos dos parâmetros dos decréscimos de Forbush que foram usados na análise da dependência com a rigidez,  $I_{Bmin}$  (Subseção 6.2.2.1),  $T_r$  (Subseção 6.2.2.2) e  $I_{Asr}$  (Subseção 6.2.2.3) são apresentados nas subseções a seguir.

### 6.2.2.1 Cálculo da amplitude $I_{Bmin}$

A amplitude  $I_{Bmin}$  foi definida como sendo o módulo da diferença de  $I_{bef}$  e  $I_{min}$  (Equação 6.4), enquanto a incerteza associada a deste parâmetro ( $\sigma_{Bmin}$ ), foi calculada usando a Equação 6.4, obtida por meio da propagação de erros de  $\sigma_{bef}$  e  $\sigma_{min}$  (Equação B.13 do Apêndice B). É importante destacar que essa amplitude indica o quanto a estrutura interplanetária afetou os dados de raios cósmicos registrada por cada detector. Ademais, as Seções 6.2.5.2. e 6.2.6.2. mostraram de que maneira a análise da dependência de  $I_{Bmin}$  com  $P_m$  e  $P_c$ , respectivamente, foi realizada.

$$I_{Bmin} = |I_{bef} - I_{min}| \quad (6.4)$$

$$\sigma_{Bmin} = \sqrt{\sigma_{bef}^2 - \sigma_{min}^2} \quad (6.5)$$

### 6.2.2.2 Cálculo de $T_r$ e $I_{aft}$

Em muitos trabalhos, como, por exemplo, em Jämsén et. al (2007), Lockwood et. al (1986), Singh e Badruddin (2006) e Rana et. al (1996), o ajuste da fase de recuperação é calculado a partir de  $I_{min}$ . Entretanto, após análise dos eventos selecionados, verificou-se que, em alguns casos, o instante em que se registra o mínimo em um detector não coincide com o instante registrado em outros instrumentos. Além disso, também é possível perceber que o instante em que se

observa a mínima intensidade, geralmente, não coincide com a data de fim da passagem da ICME (ver mais detalhes na Seção 6.1.3). Decidiu-se, portanto, que o ajuste da fase de recuperação seria realizado a partir do instante de tempo em que ocorre o fim da passagem de ICME, onde a intensidade de raios cósmicos tem valor  $I_{sr}$ .

Neste trabalho, os parâmetros  $T_r$  e  $I_{aft}$  foram obtidos através do melhor ajuste da Equação 6.2. Como esta equação não é linear, decidiu-se realizar o ajuste utilizando dois métodos: (a) um método que torna a Equação 6.2 linear (Modelo 1, ver descrição do método no Apêndice D) e (b) um método não linear (Modelos 2.1, 2.2 e 2.3). O ajuste, no modelo 1, foi realizado por meio do método dos mínimos quadrados, enquanto para os modelos 2.1, 2.2 e 2.3, utilizou-se um algoritmo denominado Levenberg-Marquardt, que calcula os coeficientes por meio do método dos mínimos quadrados não linear. A diferença entre os modelos 2.1, 2.2 e 2.3 é o número de parâmetros de entrada e, por conseguinte, de saída. A Tabela 6.1 abaixo resume as informações sobre os modelos usados para o ajuste da fase de recuperação. Nesta Tabela, a primeira coluna indica o modelo, a segunda coluna, o tipo de regressão utilizada, a terceira e quarta coluna, consecutivamente, os parâmetros de entrada e saída e, por fim, a última coluna, mostra a equação utilizada no ajuste.

Tabela 6.1 – Descrição dos modelos usados para o ajuste da recuperação dos decréscimos de Forbush selecionados.

Modelo	Tipo de regressão	Parâmetros de entrada	Parâmetros de saída	Equação utilizada no ajuste (onde $a$ , $b$ ou $c$ são parâmetros obtidos por meio do ajuste)
1	Regressão Linear de Mínimos Quadrados	$I_{sr}$	$T_r$ e $I_{aft}$	$y = a \cdot x + b$ <p>Onde:</p> $y = I(t + 1) - I_{sr}$ $x = I(t) - I_{sr}$ $T_r = \frac{-1}{\ln(a)}$ $I_{aft} = \frac{b}{1 - a} + I_{sr}$
2.1	Regressão não linear de mínimos quadrados	$I_{sr}$	$T_r$ e $I_{aft}$	$y = a(1 - e^{-t/b})$ <p>Onde:</p> $y = I(t) - I_{sr}$ $I_{aft} = a + I_{sr}$ $T_r = b$
2.2	Regressão não linear de mínimos quadrados	Nenhum	$T_r$ , $I_{aft}$ e $I_{sr}$	$y = a(1 - e^{-\frac{t}{b}}) + c$ <p>Onde:</p> $y = I(t)$ $T_r = b$ $I_{sr} = c$ $I_{aft} = a + c$
2.3	Regressão não linear de mínimos quadrados	$I_{aft}$ e $I_{sr}$	$T_r$	$y = 1 - e^{-t/a}$ <p>Onde:</p> $y = (I(t) - I_{sr}) / (I_{aft} - I_{sr})$ $T_r = a$ <p>Onde:</p> $I_{aft} = I_{bef}$

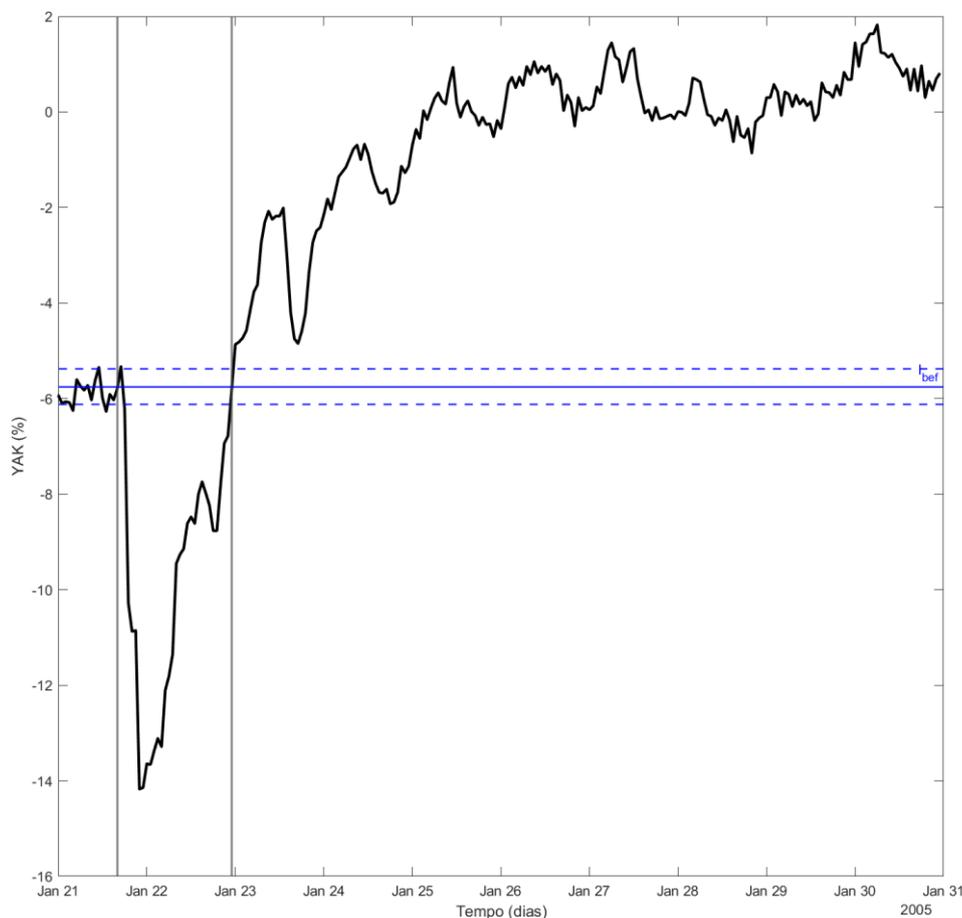
Fonte: Produção do autor.

Sobre os modelos usados para ajustar a recuperação é importante destacar alguns pontos: (a) dentre os modelos, o 2.2 é o que possui o maior número de graus de liberdade, já que não possui nenhum parâmetro de entrada; (b) o modelo 2.3 é o que possui o menor número de graus de liberdade, uma vez que  $T_r$  é o único parâmetro de saída; (c) nos modelos 1, 2.1 e 2.2, o  $I_{aft}$  é um parâmetro de saída, enquanto no modelo 2.3, o  $I_{aft}$  é um parâmetro de entrada; (d) o modelo 2.3 assume  $I_{aft} = I_{bef}$ , ou seja, o modelo considera que a intensidade após o término da fase de recuperação retorne a intensidade anterior à chegada da estrutura interplanetária ( $I_{bef}$ ); (e) como um dos parâmetros de entrada do modelo 2.3 é  $I_{aft}$  e assume-se  $I_{aft} = I_{bef}$ , para que o ajuste realizado seja compatível com a definição de recuperação (aumento gradual da intensidade de raios cósmicos), é necessário estabelecer que o modelo 2.3 pode ser utilizado, se e somente se, o  $I_{sr}$  assumido for menor que  $I_{bef} - \sigma_{bef}$ , portanto, isso significa que para o caso mostrado na Figura 6.10, por exemplo, o ajuste não foi calculado para o modelo 2.3, uma vez que, nesse caso,  $I_{sr} \geq I_{bef} - \sigma_{bef}$ ; e, por fim, (f) a incerteza dos parâmetros de saída dos modelos foi calculada por meio da expressão  $t\sqrt{S}$ , onde  $t$  é o inverso da função cumulativa  $t$  de Student, com nível de confiança de 95% e  $S$  é um vetor dos elementos diagonais da matriz covariância estimada para cada um dos coeficientes obtidos no ajuste<sup>12</sup>. É importante destacar que a incerteza de  $T_r$  ( $\sigma_r$ ) e de  $I_{aft}$  ( $\sigma_{aft}$ ) são apresentadas na Seção D.2 do Apêndice D.

---

<sup>12</sup> Informação obtida do website: <https://www.mathworks.com/help/curvefit/confidence-and-prediction-bounds.html> Data do ultimo acesso: março de 2002.

Figura 6.10– Dados de do monitor de nêutrons situado em Yakutsk (YAK) no período de ocorrência do evento 56.



A primeira linha vertical cinza do gráfico indica a data de início do decréscimo de Forbush, enquanto a segunda, a data de fim da passagem da ICME, com intensidade de  $I_{SR}$ . A linha horizontal contínua azul representa a intensidade na data de início da passagem da estrutura interplanetária ( $I_{bef}$ ), já as linhas tracejadas azuis, o desvio padrão de  $I_{bef}$ , ou seja  $\pm\sigma_{bef}$ .

Fonte: Produção do autor.

Além do que já foi discutido sobre o ajuste da recuperação, também é necessário definir o período de dados de raios cósmicos utilizado para realizar esse ajuste. Conforme apresentado na Seção 2.3, a duração de um decréscimo de Forbush é da ordem de dias, portanto, é necessário escolher um período que não seja muito pequeno a ponto de não ser possível encontrar um ajuste compatível a curva esperada, e que não seja muito grande a ponto de aumentar muito a probabilidade de ocorrer perturbações no meio interplanetário que possam obscurecer o efeito da ICME nos raios cósmicos. Decidiu-se, assim, calcular o

ajuste da intensidade de raios cósmicos utilizando períodos de 4, 5, 6, 7 e 8 dias a partir da data de fim da passagem da ICME ( $I_{sr}$ ).

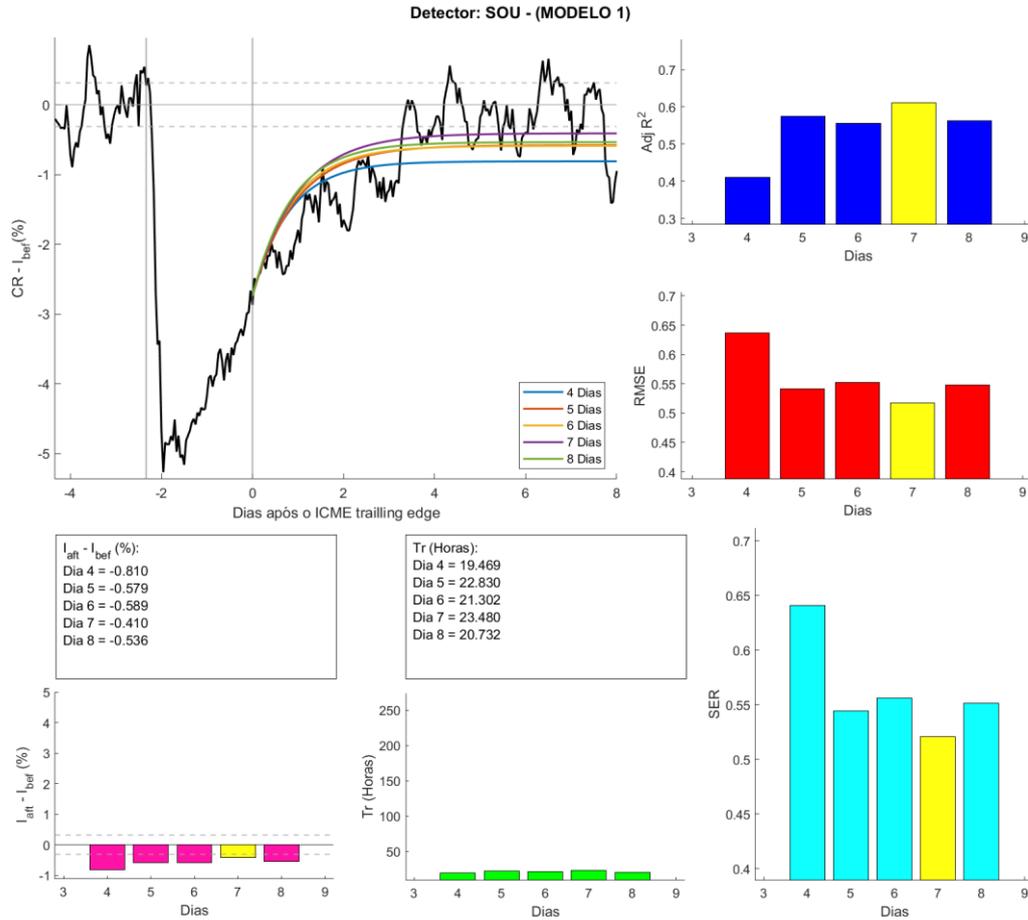
Resumidamente, todos os modelos foram utilizados para calcular o ajuste da fase de recuperação de FDs utilizando dados de raios cósmicos dos detectores selecionados, por evento, com períodos diferentes (4, 5, 6, 7 e 8 dias após a data de fim da ICME) para executar o cálculo. Contudo, nem todos os dados dos detectores selecionados, para cada evento, foram utilizados no cálculo do ajuste. Isso porque houve ocasiões em que não foi possível realizar o ajuste, uma vez que não foram encontrados valores de coeficientes que possibilitassem a criação de uma curva que se ajustasse aos dados. Nos casos em que isso ocorreu, o detector foi excluído do cálculo do ajuste da fase de recuperação. É importante ressaltar que os detectores que foram excluídos do cálculo do ajuste foram mantidos no cálculo de  $I_{Bmin}$ , já que o cálculo dessa variável não depende do ajuste. Comparativamente, dos 3029 casos (soma dos detectores disponíveis para o cálculo do ajuste de todos os eventos), 2462 casos foram usados para fazer o ajuste, ou seja, 81.3% dos detectores selecionados não foram excluídos devido a algum problema no cálculo do ajuste. Além disso, é importante recordar que há uma condição de contorno que exclui casos do cálculo do ajuste no modelo 2.3 (quando  $(I_{sr} \geq I_{bef} - \sigma_{bef})$ ). Com relação a esse critério, somente  $\approx 8\%$  dos dados de raios cósmicos provenientes dos casos selecionados não foram ajustados pelo modelo 2.3.

As Figuras 6.11, 6.12, 6.13 e 6.14 mostram os resultados dos ajustes da fase de recuperação do evento 68, calculados com os dados de raios cósmicos do monitor de nêutrons de SOU (Polo Sul), usando os modelos 1, 2.1, 2.2 e 2.3, respectivamente. No gráfico localizado no canto superior esquerdo, apresentado em todas as Figuras, é possível observar as curvas ajustadas usando diferentes períodos. As curvas azul, vermelha, amarela, roxa e verde representam os ajustes calculados usando, 4, 5, 6, 7 e 8 dias após a data de fim da ICME, consecutivamente. Para avaliar a qualidade dos ajustes realizados e conseguir comparar os resultados obtidos, calculou-se os parâmetros de qualidade dos ajustes, apresentados nos gráficos a direita das Figuras, são eles, de cima para baixo: o coeficiente de determinação ajustado ( $Adj R^2$ ), o RMSE (*Root Mean*

*Square Error*) e *SER (Standard Error of the Regression)*. As equações usadas no cálculo desses parâmetros estão disponíveis no Apêndice C e, a partir da análise dessas equações, concluiu-se que o melhor ajuste dentre os dias de cada modelo é o menor valor do RMSE e SER e o maior valor do  $Adj R^2$ . Dessa forma, nos gráficos dos parâmetros de qualidade, o melhor ajuste de cada modelo é representado por uma barra amarela. Constata-se, neste exemplo, que dentre os modelos, os resultados dos parâmetros de qualidade dos ajustes são compatíveis entre si, já que para o modelo 1 (Figura 6.11) todos os parâmetros de qualidade indicaram que o ajuste calculado, usando um período de 7 dias de dados, produziu o melhor ajuste e, similarmente, para os modelos 2.1, 2.2 e 2.3, Figuras 6.12, 6.13 e 6.14) o melhor ajuste foi calculado usando 8 dias de dados, a partir da data de fim da passagem da ICME.

Ainda sobre os resultados dos ajustes apresentados nas Figuras 6.11, 6.12, 6.13 e 6.14 há os resultados de  $T_r$ , mostrados no lado esquerdo do gráfico SER e, para os modelos 1, 2.1 e 2.2, os valores de  $I_{aft} - I_{bef}$ , do lado esquerdo do gráfico de  $T_r$ . É importante destacar que: (a) acima dos gráficos de  $T_r$  e de  $I_{aft} - I_{bef}$  há uma Tabela com os valores numéricos dos gráficos e (b) a Figura 6.14 não exibe o gráfico de  $I_{aft} - I_{bef}$  porque, neste modelo,  $I_{aft}$  é um parâmetro de entrada. Sobre os resultados de  $T_r$  obtidos por meio dos ajustes, observa-se que, neste exemplo, dependendo do modelo e do período de dados usados, os resultados variam consideravelmente, de ~19 horas a ~264 horas, o que pode alterar de forma significativa os resultados das análises da dependência de  $T_r$  com a rigidez. Nos gráficos de  $I_{aft} - I_{bef}$  quanto mais próximo de zero mais próximo de  $I_{bef}$  o  $I_{aft}$  obtido está. Esse parâmetro é interessante para analisar a premissa de alguns trabalhos que supõe que, obrigatoriamente,  $I_{aft} = I_{bef}$  (mais detalhes desse assunto foram destrinchados na Seção 6.2.4). Ademais, a barra amarela do gráfico de  $I_{aft} - I_{bef}$ , evidencia que o  $I_{aft}$  que está mais próximo de  $I_{bef}$  dentre os ajustes realizados.

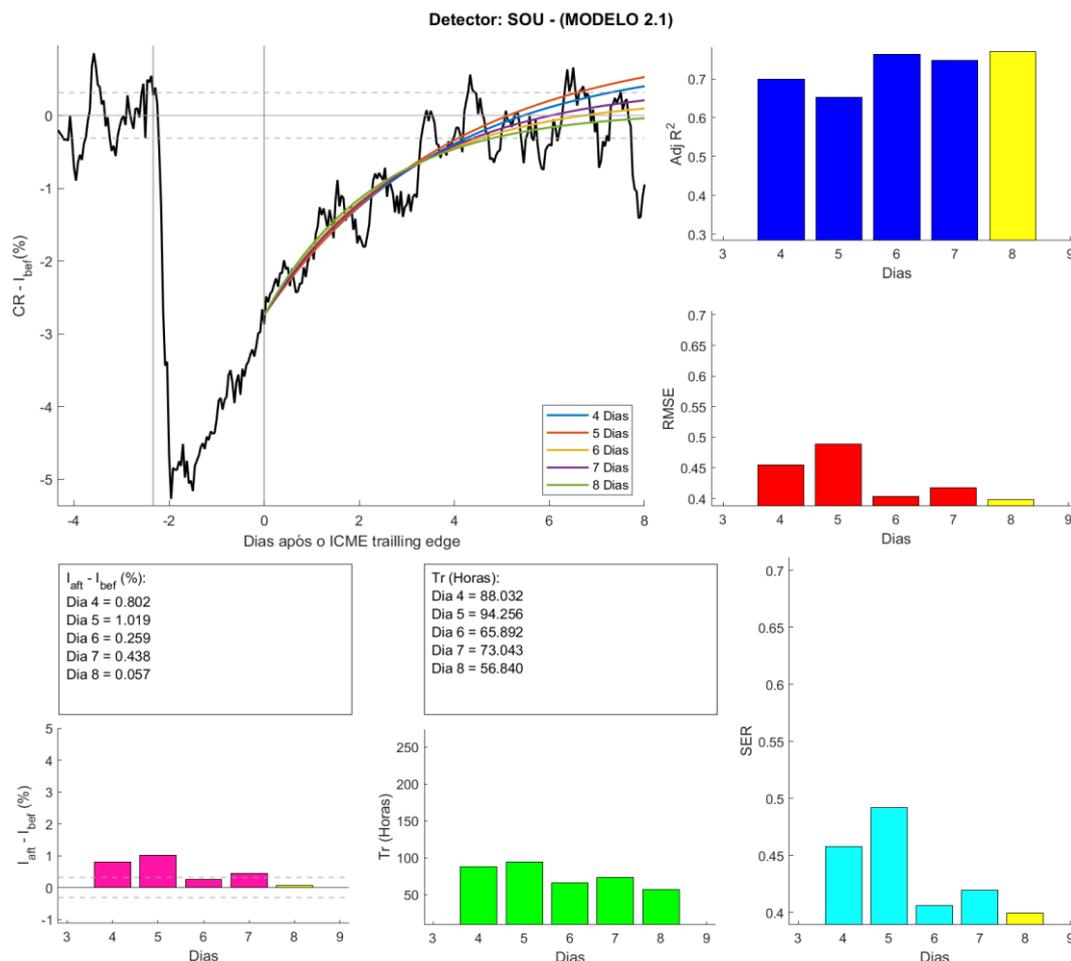
Figura 6.11– Resultado do ajuste da recuperação do evento 68, usando dados do monitor de nêutrons de Polo Sul (SOU), obtido por meio do modelo 1.



A Figura apresenta 6 gráficos e duas Tabelas. No gráfico superior a esquerda, a curva preta representa a intensidade de raios cósmicos menos  $I_{bef}$  (reta horizontal cinza). Nesse gráfico há 2 retas horizontais pontilhadas que representam  $\pm\sigma_{bef}$ . Além disso, também há 2 retas verticais cinza que representam, respectivamente, a data de início e fim da passagem da ICME. As curvas coloridas nesse gráfico representam a recuperação prevista pelo modelo 1, usando um período de dados de 4 dias (curva azul), 5 dias (curva laranja), 6 dias (curva amarela), 7 dias (curva roxa) e 8 dias (curva verde), após o fim da passagem da ICME. Os 3 gráficos a direita da Figura apresentam, de cima para baixo, o coeficiente de determinação ajustado, o RMSE e o SER, referente a cada uma das curvas de ajuste, calculadas usando períodos de 4, 5, 6, 7 e 8 dias. Nesses gráficos, a barra amarela representa o melhor resultado, entre os períodos, para cada parâmetro de qualidade do ajuste. Abaixo do gráfico superior a esquerda há dois gráficos e duas Tabelas, o gráfico de  $I_{aft} - I_{bef}$ , inferior à esquerda da imagem e o gráfico de  $T_r$ , entre o gráfico de SER e  $I_{aft} - I_{bef}$ . As Tabelas acima dos gráficos de  $I_{aft} - I_{bef}$  e  $T_r$  apresentam, respectivamente, o resultado numérico do que foi mostrado nos gráficos. As linhas cinza pontilhadas mostradas no gráfico  $I_{aft} - I_{bef}$  representam  $\sigma_{bef}$ , e a barra amarela representa o período em que o  $I_{aft}$  calculado esteve mais próximo de  $I_{bef}$ .

Fonte: Produção do Autor.

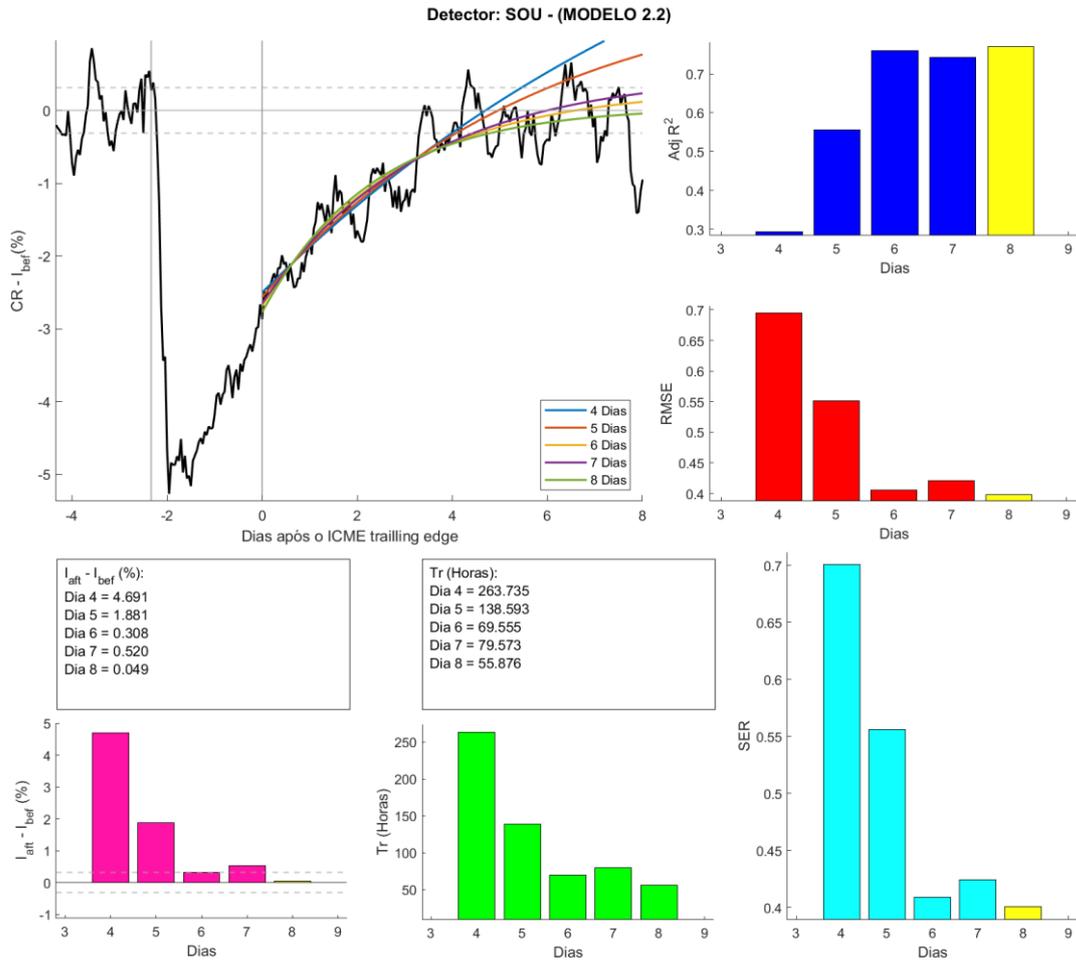
Figura 6.12– Resultado do ajuste da recuperação do evento 68, usando dados do monitor de nêutrons de Polo Sul (SOU), obtido por meio do modelo 2.1.



A Figura apresenta 6 gráficos e duas Tabelas. No gráfico superior a esquerda, a curva preta representa a intensidade de raios cósmicos menos  $I_{bef}$  (reta horizontal cinza). Nesse gráfico há 2 retas horizontais pontilhadas que representam  $\pm\sigma_{bef}$ . Além disso, também há 2 retas verticais cinza que representam, respectivamente, a data de início e fim da passagem da ICME. As curvas coloridas nesse gráfico representam a recuperação prevista pelo modelo 2.1, usando um período de dados de 4 dias (curva azul), 5 dias (curva laranja), 6 dias (curva amarela), 7 dias (curva roxa) e 8 dias (curva verde), após o fim da passagem da ICME. Os 3 gráficos a direita da Figura apresentam, de cima para baixo, o coeficiente de determinação ajustado, o RMSE e o SER, referente a cada uma das curvas de ajuste, calculadas usando períodos de 4, 5, 6, 7 e 8 dias. Nesses gráficos, a barra amarela representa o melhor resultado, entre os períodos, para cada parâmetro de qualidade do ajuste. Abaixo do gráfico superior a esquerda há dois gráficos e duas Tabelas, o gráfico de  $I_{aft} - I_{bef}$ , inferior à esquerda da imagem e o gráfico de  $T_r$ , entre o gráfico de SER e  $I_{aft} - I_{bef}$ . As Tabelas acima dos gráficos de  $I_{aft} - I_{bef}$  e  $T_r$  apresentam, respectivamente, o resultado numérico do que foi mostrado nos gráficos. As linhas cinza pontilhadas mostradas no gráfico  $I_{aft} - I_{bef}$  representam  $\sigma_{bef}$ , e a barra amarela representa o período em que o  $I_{aft}$  calculado esteve mais próximo de  $I_{bef}$ .

Fonte: Produção do Autor.

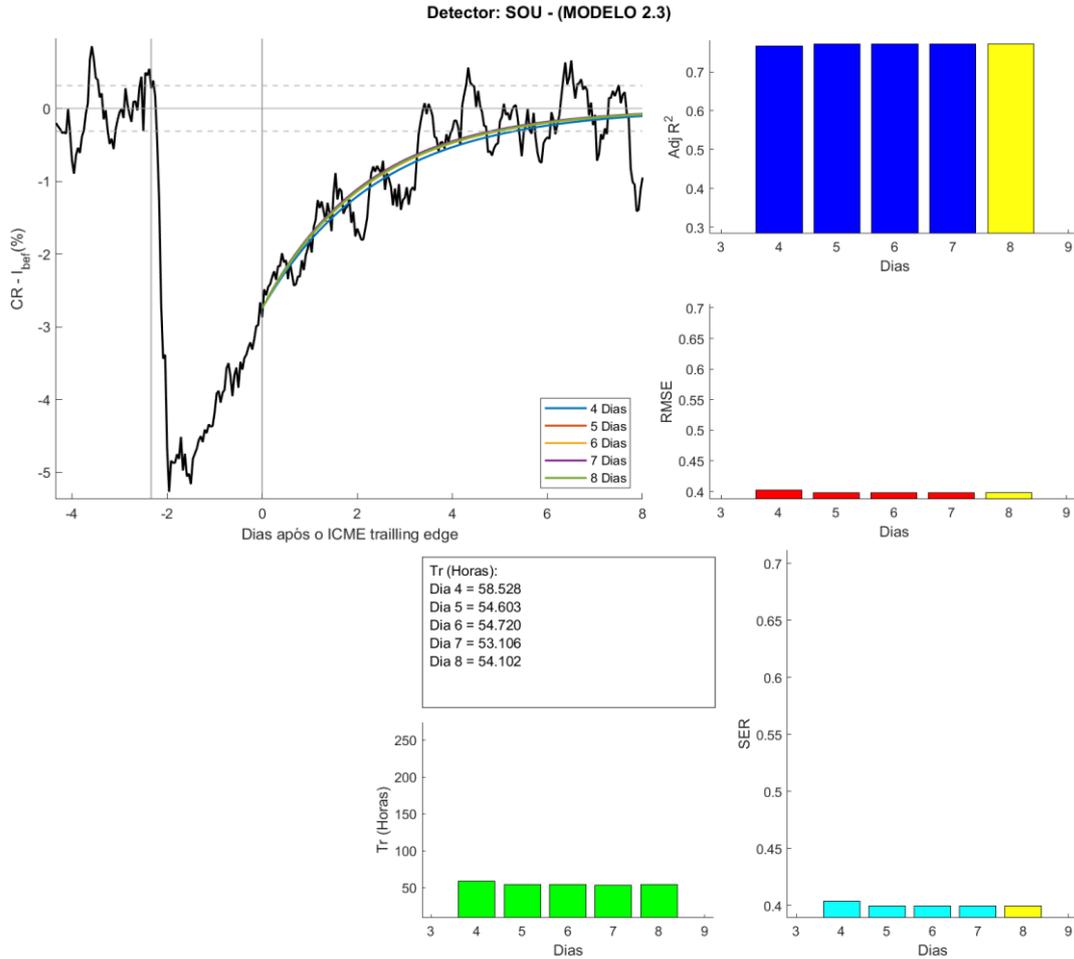
Figura 6.13– Resultado do ajuste da recuperação do evento 68, usando dados do monitor de nêutrons de Polo Sul (SOU), obtido por meio do modelo 2.2.



A Figura apresenta 6 gráficos e duas Tabelas. No gráfico superior a esquerda, a curva preta representa a intensidade de raios cósmicos menos  $I_{bef}$  (reta horizontal cinza). Nesse gráfico há 2 retas horizontais pontilhadas que representam  $\pm\sigma_{bef}$ . Além disso, também há 2 retas verticais cinza que representam, respectivamente, a data de início e fim da passagem da ICME. As curvas coloridas nesse gráfico representam a recuperação prevista pelo modelo 2.2, usando um período de dados de 4 dias (curva azul), 5 dias (curva laranja), 6 dias (curva amarela), 7 dias (curva roxa) e 8 dias (curva verde), após o fim da passagem da ICME. Os 3 gráficos a direita da Figura apresentam, de cima para baixo, o coeficiente de determinação ajustado, o RMSE e o SER, referente a cada uma das curvas de ajuste, calculadas usando períodos de 4, 5, 6, 7 e 8 dias. Nesses gráficos, a barra amarela representa o melhor resultado, entre os períodos, para cada parâmetro de qualidade do ajuste. Abaixo do gráfico superior a esquerda há dois gráficos e duas Tabelas, o gráfico de  $I_{aft} - I_{bef}$ , inferior à esquerda da imagem e o gráfico de  $T_r$ , entre o gráfico de SER e  $I_{aft} - I_{bef}$ . As Tabelas acima dos gráficos de  $I_{aft} - I_{bef}$  e  $T_r$  apresentam, respectivamente, o resultado numérico do que foi mostrado nos gráficos. As linhas cinza pontilhadas mostradas no gráfico  $I_{aft} - I_{bef}$  representam  $\sigma_{bef}$ , e a barra amarela representa o período em que o  $I_{aft}$  calculado esteve mais próximo de  $I_{bef}$ .

Fonte: Produção do Autor.

Figura 6.14– Resultado do ajuste da recuperação do evento 68, usando dados do monitor de nêutrons de Polo Sul (SOU), obtido por meio do modelo 2.3.



A Figura apresenta 6 gráficos e duas Tabelas. No gráfico superior a esquerda, a curva preta representa a intensidade de raios cósmicos menos  $I_{bef}$  (reta horizontal cinza). Nesse gráfico há 2 retas horizontais pontilhadas que representam  $\pm\sigma_{bef}$ . Além disso, também há 2 retas verticais cinza que representam, respectivamente, a data de início e fim da passagem da ICME. As curvas coloridas nesse gráfico representam a recuperação prevista pelo modelo 2.3, usando um período de dados de 4 dias (curva azul), 5 dias (curva laranja), 6 dias (curva amarela), 7 dias (curva roxa) e 8 dias (curva verde), após o fim da passagem da ICME. Os 3 gráficos a direita da Figura apresentam, de cima para baixo, o coeficiente de determinação ajustado, o RMSE e o SER, referente a cada uma das curvas de ajuste, calculadas usando períodos de 4, 5, 6, 7 e 8 dias. Nesses gráficos, a barra amarela representa o melhor resultado, entre os períodos, para cada parâmetro de qualidade do ajuste. Ao lado do gráfico de SER há o gráfico  $T_r$  e uma Tabela, que apresenta o resultado numérico do que foi mostrado no gráfico.

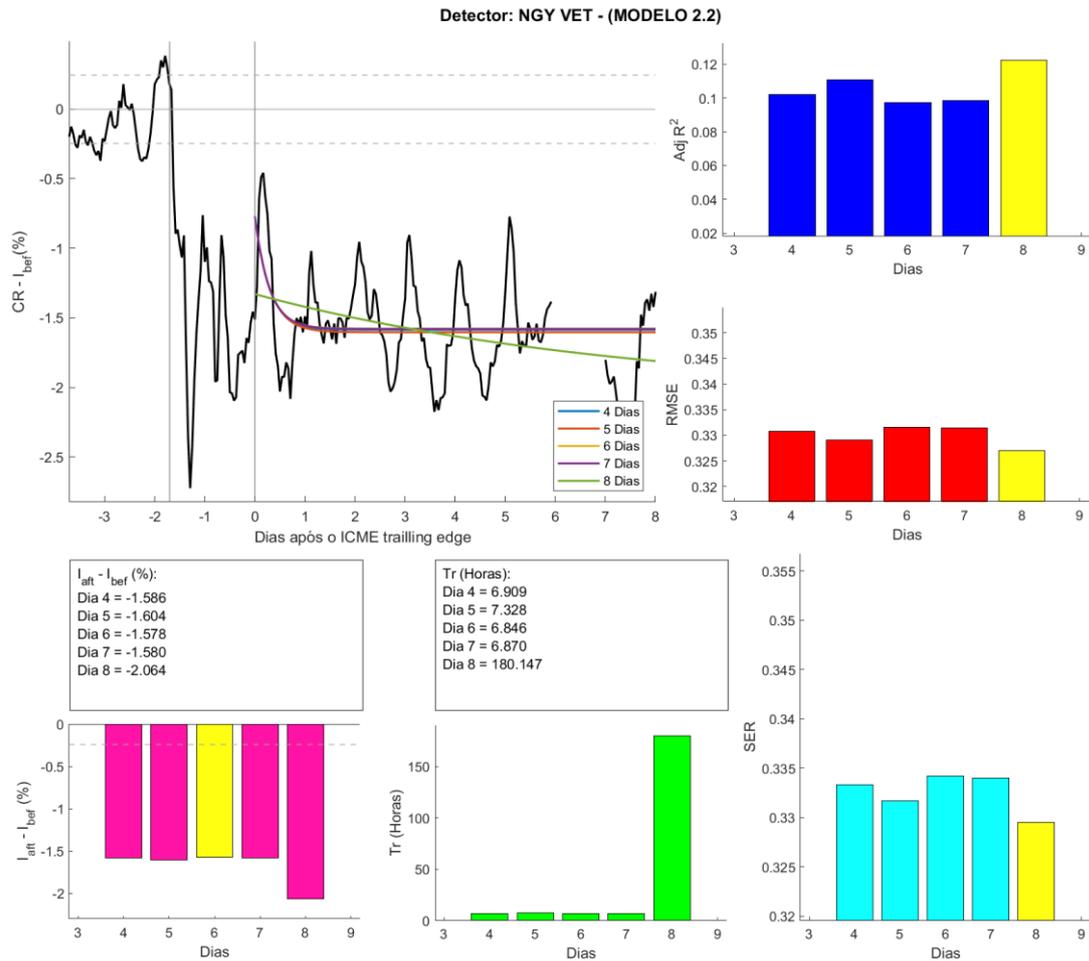
Fonte: Produção do Autor.

Após a realização dos ajustes da curva de recuperação de todos os eventos, verificou-se que nem todos os resultados obtidos poderiam ser incluídos nas análises posteriores. Decidiu-se, então, adotar 4 critérios de exclusão de ajustes: (a) quando o  $T_r$  obtido é negativo, já que  $T_r$  tem dimensão de tempo; (b) quando

o  $T_r$  é maior que 1080 horas (ou 45 dias), essa condição de contorno foi adotada porque entendeu-se que valores de  $T_r$  muito maiores que a ordem de grandeza do decréscimo de Forbush indicam que o  $T_r$  obtido não é fisicamente compatível; (c) quando o  $Adj R^2$  é menor que zero, já que isso indica erro no cálculo do ajuste e (d) devido a análise visual, que tem como objetivo de eliminar ajustes que não estão de acordo com a definição do perfil de recuperação, por meio da análise de imagens como as Figuras 6.11, 6.12, 6.13 e 6.14.

A Figura 6.15 mostra um exemplo do tipo de ajuste que foi excluído devido a análise visual. Nesse caso, é fácil perceber que todas as curvas se ajustaram aos dados, porém, não há aumento na intensidade de raios cósmicos na fase de recuperação e o modelo de recuperação utilizado neste trabalho assume que a intensidade deve aumentar após o fim da passagem da ICME, logo, os ajustes com esse perfil foram excluídos. Inicialmente, pensou-se que este perfil estivesse relacionado a um possível aumento da variação diurna na fase de recuperação e/ou só fosse observado nos dados dos detectores de múons com maior rigidez mediana. Entretanto, verificou-se que esse perfil também é observado em dados de monitores de nêutrons. Por essa razão, se pensou na possibilidade de ele estar relacionado a alguma falha de detecção, todavia, observou-se que ele ocorria de forma sistemática em vários detectores de alguns eventos, destacando-se o evento 42 e 79. Logo, decidiu-se analisar se algo teria acontecido no meio interplanetário na fase de recuperação desses 2 eventos. No caso do evento 42, há poucos dados do meio interplanetário, tornando impossível aferir a causa desse perfil através desse evento. Já no caso do evento 79, não há nenhum fenômeno significativo no meio interplanetário na fase de recuperação, apenas um pequeno aumento na velocidade do plasma a partir do quarto dia após a data de fim da ICME, uma descontinuidade na temperatura e na densidade, nesse mesmo dia, e um pequeno aumento no campo magnético no quarto e quinto dia após a data de fim da passagem da estrutura interplanetária. Portanto, concluiu-se que para conseguir compreender a causa desse perfil atípico na fase de recuperação é necessário estudar mais sobre esse tipo de fenômeno. Também é importante destacar que este perfil só foi obtido pelos modelos 1, 2.1 e 2.2, isso porque o modelo 2.3 assume que  $I_{aft} = I_{bef}$ .

Figura 6.15– Resultado do ajuste da recuperação do evento 42, usando dados do canal Vertical do detector de múons de Nagoya (NGY\_VET), obtido por meio do modelo 2.2.

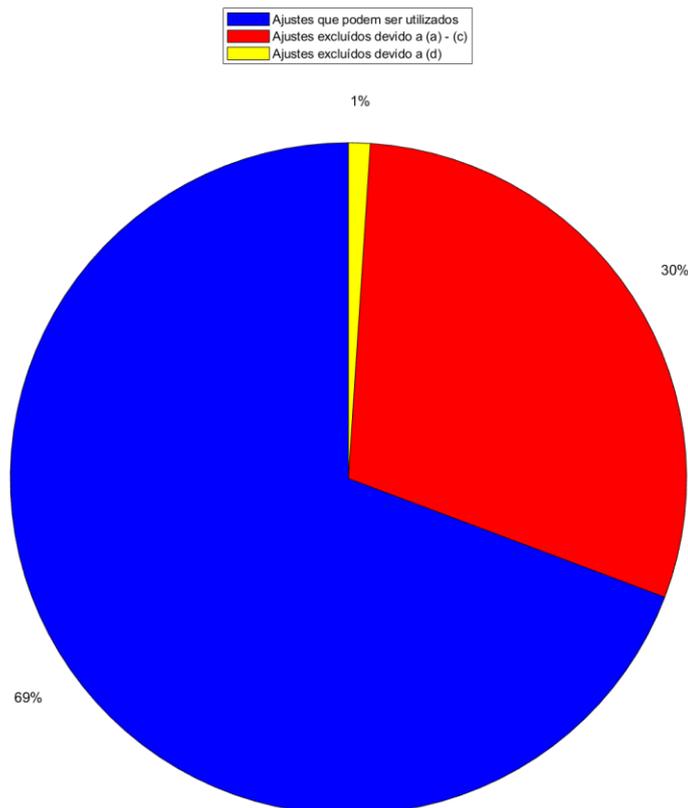


A Figura apresenta 6 gráficos e duas Tabelas. No gráfico superior a esquerda, a curva preta representa a intensidade de raios cósmicos menos  $I_{bef}$  (reta horizontal cinza). Nesse gráfico há 2 retas horizontais pontilhadas que representam  $\pm\sigma_{bef}$ . Além disso, também há 2 retas verticais cinza que representam, respectivamente, a data de início e fim da passagem da ICME. As curvas coloridas nesse gráfico representam a recuperação prevista pelo modelo 2.2, usando um período de dados de 4 dias (curva azul), 5 dias (curva laranja), 6 dias (curva amarela), 7 dias (curva roxa) e 8 dias (curva verde), após o fim da passagem da ICME. Os 3 gráficos a direita da Figura apresentam, de cima para baixo, o coeficiente de determinação ajustado, o RMSE e o SER, referente a cada uma das curvas de ajuste, calculadas usando períodos de 4, 5, 6, 7 e 8 dias. Nesses gráficos, a barra amarela representa o melhor resultado, entre os períodos, para cada parâmetro de qualidade do ajuste. Abaixo do gráfico superior a esquerda há dois gráficos e duas Tabelas, o gráfico de  $I_{aft} - I_{bef}$ , inferior à esquerda da imagem e o gráfico de  $T_r$ , entre o gráfico de SER e  $I_{aft} - I_{bef}$ . As Tabelas acima dos gráficos de  $I_{aft} - I_{bef}$  e  $T_r$  apresentam, respectivamente, o resultado numérico do que foi mostrado nos gráficos. As linhas cinza pontilhadas mostradas no gráfico  $I_{aft} - I_{bef}$  representam  $\sigma_{bef}$ , e a barra amarela representa o período em que o  $I_{aft}$  calculado esteve mais próximo de  $I_{bef}$ .

Fonte: Produção do Autor.

No total, 48245 ajustes foram calculados. Desses ajustes, conforme mostrado na Figura 6.16, 69% foram utilizados nas análises posteriores, 30% foram excluídos devido a  $T_r < 0$ ,  $T_r > 1080$  ou  $Adj R^2 < 0$ , e 1% foi excluído devido a análise visual.

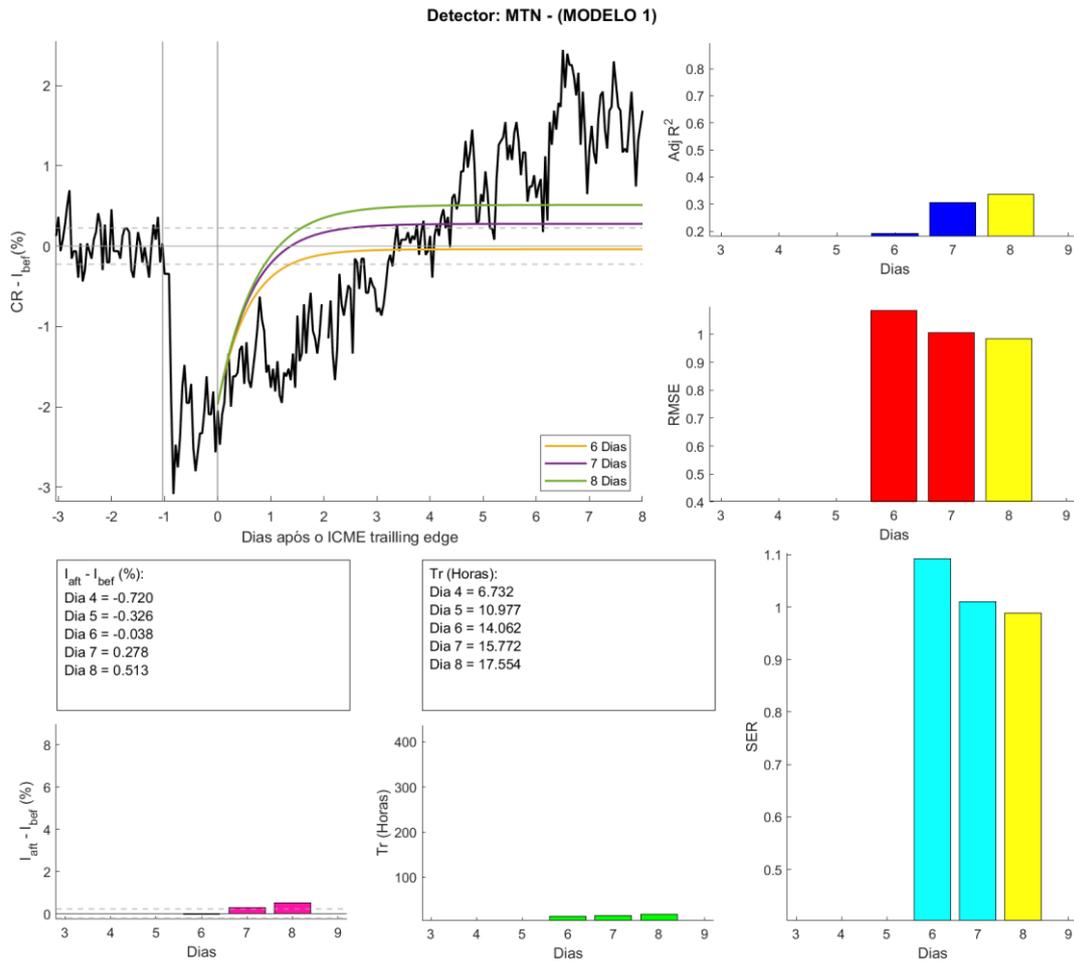
Figura 6.16– Ajustes da fase de recuperação calculados que serão usados e excluídos.



Fonte: Produção do autor.

Há ainda algumas considerações sobre os ajustes realizados: (a) as curvas obtidas através do modelo 1, como exemplificado na Figura 6.17, nem sempre se ajusta bem aos dados, já que parece que este modelo prioriza o formato exponencial da curva em detrimento do perfil dos dados de raios cósmicos; (b) nos casos em que uma GLE ocorreu, nenhum período de dados foi removido da análise, como mostrado na Figura 6.18 e (c) a curva ajustada pelo modelo 2.3 representa o modelo utilizado por muitos trabalhos, entretanto, esta curva nem sempre é estritamente fiel a intensidade de raios cósmicos registrada, como pode ser observado, por exemplo, na Figura 6.19.

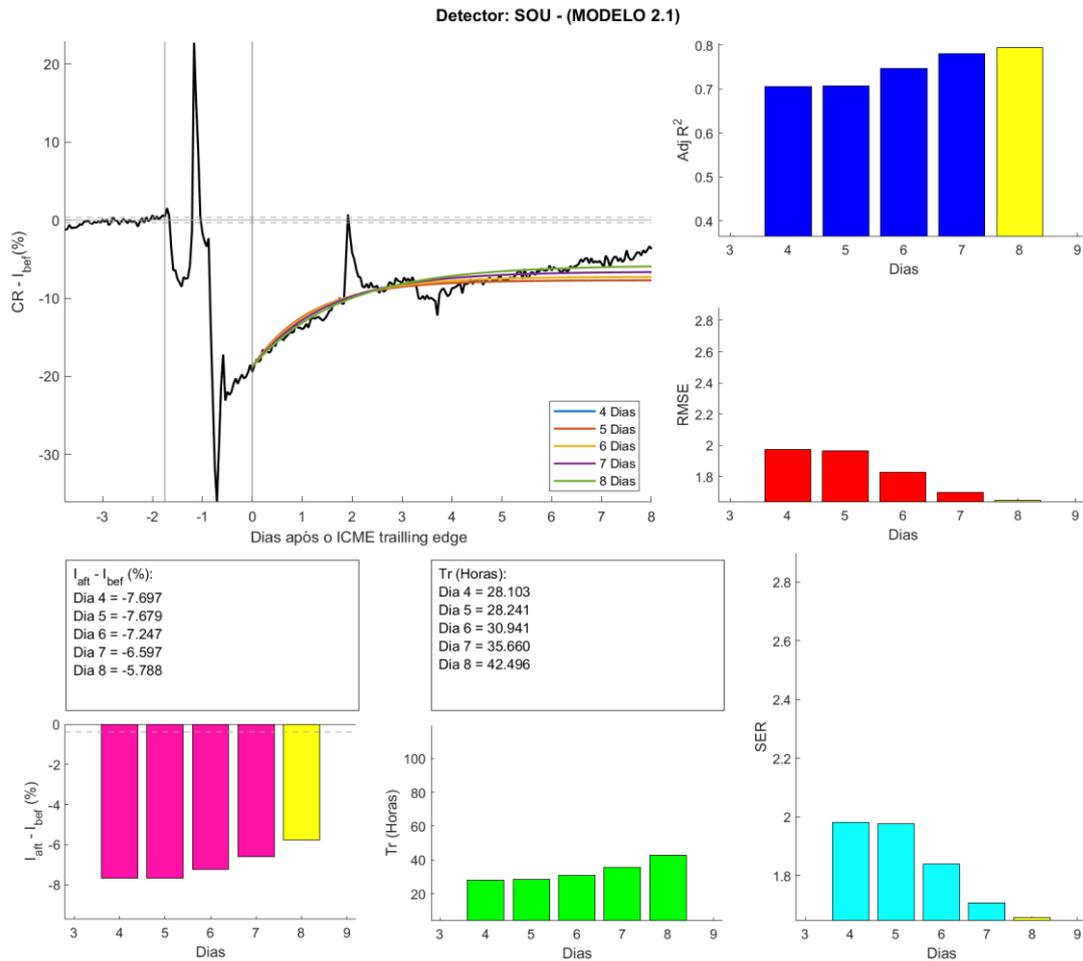
Figura 6.17– Resultado do ajuste da recuperação do evento 10, usando dados do monitor de nêutrons do Monte Norikura (MTN), obtido por meio do modelo 1.



A Figura apresenta 6 gráficos e duas Tabelas. No gráfico superior a esquerda, a curva preta representa a intensidade de raios cósmicos menos  $I_{bef}$  (reta horizontal cinza). Nesse gráfico há 2 retas horizontais pontilhadas que representam  $\pm\sigma_{bef}$ . Além disso, também há 2 retas verticais cinza que representam, respectivamente, a data de início e fim da passagem da ICME. As curvas coloridas nesse gráfico representam a recuperação prevista pelo modelo 1, usando um período de dados de 4 dias (curva azul), 5 dias (curva laranja), 6 dias (curva amarela), 7 dias (curva roxa) e 8 dias (curva verde), após o fim da passagem da ICME. Os 3 gráficos a direita da Figura apresentam, de cima para baixo, o coeficiente de determinação ajustado, o RMSE e o SER, referente a cada uma das curvas de ajuste, calculadas usando períodos de 4, 5, 6, 7 e 8 dias. Nesses gráficos, a barra amarela representa o melhor resultado, entre os períodos, para cada parâmetro de qualidade do ajuste. Abaixo do gráfico superior a esquerda há dois gráficos e duas Tabelas, o gráfico de  $I_{aft} - I_{bef}$ , inferior à esquerda da imagem e o gráfico de  $T_r$ , entre o gráfico de SER e  $I_{aft} - I_{bef}$ . As Tabelas acima dos gráficos de  $I_{aft} - I_{bef}$  e  $T_r$  apresentam, respectivamente, o resultado numérico do que foi mostrado nos gráficos. As linhas cinza pontilhadas mostradas no gráfico  $I_{aft} - I_{bef}$  representam  $\sigma_{bef}$ , e a barra amarela representa o período em que o  $I_{aft}$  calculado esteve mais próximo de  $I_{bef}$ .

Fonte: Produção do Autor.

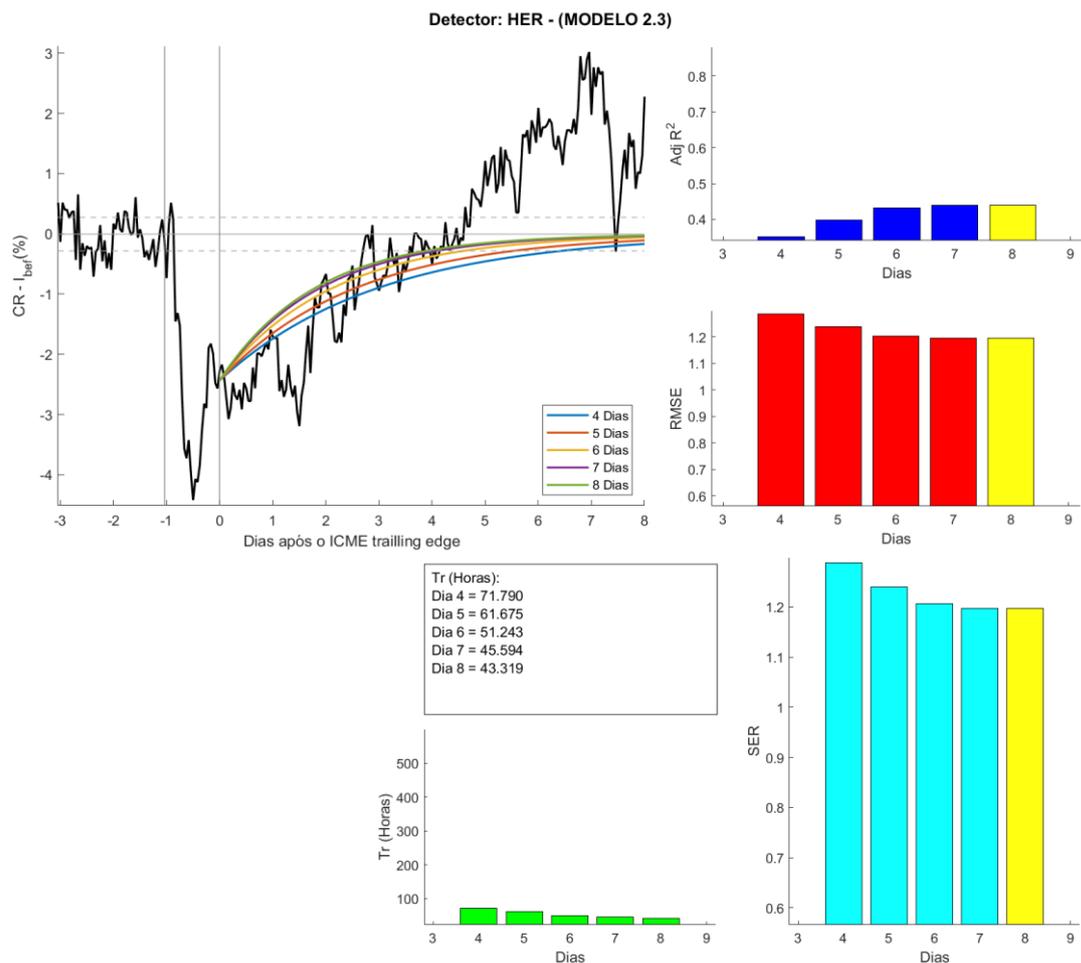
Figura 6.18– Resultado do ajuste da recuperação do evento 3, usando dados do monitor de nêutrons do Polo Sul (SOU), obtido por meio do modelo 2.1.



A Figura apresenta 6 gráficos e duas Tabelas. No gráfico superior a esquerda, a curva preta representa a intensidade de raios cósmicos menos  $I_{bef}$  (reta horizontal cinza). Nesse gráfico há 2 retas horizontais pontilhadas que representam  $\pm\sigma_{bef}$ . Além disso, também há 2 retas verticais cinza que representam, respectivamente, a data de início e fim da passagem da ICME. As curvas coloridas nesse gráfico representam a recuperação prevista pelo modelo 2.1, usando um período de dados de 4 dias (curva azul), 5 dias (curva laranja), 6 dias (curva amarela), 7 dias (curva roxa) e 8 dias (curva verde), após o fim da passagem da ICME. Os 3 gráficos a direita da Figura apresentam, de cima para baixo, o coeficiente de determinação ajustado, o RMSE e o SER, referente a cada uma das curvas de ajuste, calculadas usando períodos de 4, 5, 6, 7 e 8 dias. Nesses gráficos, a barra amarela representa o melhor resultado, entre os períodos, para cada parâmetro de qualidade do ajuste. Abaixo do gráfico superior a esquerda há dois gráficos e duas Tabelas, o gráfico de  $I_{aft} - I_{bef}$ , inferior à esquerda da imagem e o gráfico de  $T_r$ , entre o gráfico de SER e  $I_{aft} - I_{bef}$ . As Tabelas acima dos gráficos de  $I_{aft} - I_{bef}$  e  $T_r$  apresentam, respectivamente, o resultado numérico do que foi mostrado nos gráficos. As linhas cinza pontilhadas mostradas no gráfico  $I_{aft} - I_{bef}$  representam  $\sigma_{bef}$ , e a barra amarela representa o período em que o  $I_{aft}$  calculado esteve mais próximo de  $I_{bef}$ .

Fonte: Produção do Autor.

Figura 6.19– Resultado do ajuste da recuperação do evento 10, usando dados do monitor de nêutrons de Hermanus (HER), obtido por meio do modelo 2.3.



A Figura apresenta 6 gráficos e duas Tabelas. No gráfico superior a esquerda, a curva preta representa a intensidade de raios cósmicos menos  $I_{bef}$  (reta horizontal cinza). Nesse gráfico há 2 retas horizontais pontilhadas que representam  $\pm\sigma_{bef}$ . Além disso, também há 2 retas verticais cinza que representam, respectivamente, a data de início e fim da passagem da ICME. As curvas coloridas nesse gráfico representam a recuperação prevista pelo modelo 2.3, usando um período de dados de 4 dias (curva azul), 5 dias (curva laranja), 6 dias (curva amarela), 7 dias (curva roxa) e 8 dias (curva verde), após o fim da passagem da ICME. Os 3 gráficos a direita da Figura apresentam, de cima para baixo, o coeficiente de determinação ajustado, o RMSE e o SER, referente a cada uma das curvas de ajuste, calculadas usando períodos de 4, 5, 6, 7 e 8 dias. Nesses gráficos, a barra amarela representa o melhor resultado, entre os períodos, para cada parâmetro de qualidade do ajuste. Ao lado do gráfico de SER há o gráfico  $T_r$  e uma Tabela, que apresenta o resultado numérico do que foi mostrado no gráfico.

Fonte: Produção do Autor.

### 6.2.2.3 Cálculo da amplitude da fase de recuperação $I_{Asr}$

Geralmente, quando se analisa a amplitude de um decréscimo de Forbush, utiliza-se o cálculo apresentado na Seção 6.2.2.1. Neste trabalho, além do estudo da amplitude típica, decidiu-se calcular a amplitude da fase de recuperação (Equação 6.6), a fim de analisar o efeito que a passagem da estrutura interplanetária provoca no fluxo de raios cósmicos. A incerteza associada a  $I_{Asr}$  foi apresentada na Equação 6.7.

$$I_{Asr} = I_{aft} - I_{sr} \quad (6.6)$$

$$\sigma_{Asr} = \sqrt{\sigma_{aft}^2 + \sigma_{sr}^2} \quad (6.7)$$

### 6.2.3 Método de análise da dependência dos parâmetros dos FDs com $P_m$

Entendeu-se por parâmetro de decréscimos de Forbush as variáveis:  $T_r$  (Seção 6.2.2.2),  $I_{Asr}$  (Seção 6.2.2.3) e  $I_{Bmin}$  (Seção 6.2.2.1). Para realização da análise da dependência desses parâmetros com a rigidez mediana, calculou-se, primeiro, a correlação entre o logaritmo neperiano dos parâmetros e o logaritmo neperiano de  $P_m$  e, em seguida, regressões lineares simples, usando as Equações 6.8, 6.9 e 6.10.

$$\ln(T_r) = \alpha_{TrPm} \ln(P_m) + \beta_{TrPm} \quad (6.8)$$

$$\ln(|I_{Asr}|) = \ln(|I_{aft} - I_{sr}|) = \alpha_{AsrPm} \ln(P_m) + \beta_{AsrPm} \quad (6.9)$$

$$\ln(|I_{Bmin}|) = \ln(|I_{bef} - I_{min}|) = \alpha_{BminPm} \ln(P_m) + \beta_{BminPm} \quad (6.10)$$

Observou-se durante a análise das regressões e das correlações calculadas que, dependendo do tipo de partícula ou da qualidade do ajuste, as interpretações poderiam ser significativamente diferentes. Por esse motivo, o cálculo das correlações e das regressões lineares utilizaram 4 conjuntos de ajustes para realizar as análises, são eles: (a) os ajustes que foram calculados relacionados aos dados dos monitores de nêutrons; (b) os ajustes associados aos dados de detectores de múons; (c) ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ ; e (d) todos os ajustes disponíveis. Por outro lado, para o cálculo das correlações e das

regressões de  $I_{Bmin}$  se considerou 3 conjuntos: (a) os calculados a partir dos dados de monitores de nêutrons; (b) os calculados a partir dos dados de detectores de múons; e (c) todos os  $I_{Bmin}$  calculados. Além disso, tanto as correlações quanto as regressões lineares apresentadas nessas seções só foram obtidas quando haviam, pelo menos, 8 pontos disponíveis para a realização do cálculo.

É importante salientar que a rigidez mediana dos nêutrons varia entre  $\approx 10 GV$  a  $\approx 20 GV$ , enquanto a rigidez mediana dos detectores de múons varia de  $\approx 60 GV$  a  $\approx 100 GV$ . Logo, nos gráficos dos parâmetros dos decréscimos de Forbush versus  $P_m$ , a informação associada aos nêutrons fica na “parte esquerda do gráfico”, enquanto a referente aos múons na “parte direita do gráfico”. Dessa forma, por meio da análise da regressão linear e da correlação entre os parâmetros é possível inferir se o parâmetro do FD depende ou não da rigidez/energia das partículas cósmicas.

#### **6.2.4 Método de análise da dependência dos parâmetros dos FDs com $P_c$**

Similarmente ao que foi apresentado na Seção 6.2.3 considerou-se parâmetros de decréscimos de Forbush as seguintes variáveis:  $T_r$ ,  $I_{ASr}$  e  $I_{Bmin}$ . Logo, para realização da análise da dependência desses parâmetros com  $P_c$ , calculou-se a correlação entre os parâmetros e  $P_c$ , bem como regressões lineares, por meio das Equações 6.11, 6.12 e 6.13. Além disso, o cálculo das correlações e regressões usaram 4 conjuntos de ajustes: (a) os ajustes que foram calculados a partir de dados dos monitores de nêutrons; (b) os ajustes associados aos dados de detectores de múons; (c) ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ ; e (d) todos os ajustes disponíveis. Enquanto o cálculo das correlações e regressões de  $I_{Bmin}$  considerou 3 conjuntos: (a) os calculados a partir de dados de monitores de nêutrons; (b) os calculados a partir de dados de detectores de múons; e (c) todos os  $I_{Bmin}$ . É importante destacar que tanto as correlações quanto as regressões lineares só foram calculadas quando havia, pelo menos, 8 pontos para realização do cálculo. Ademais, a rigidez geomagnética de corte dos nêutrons varia de 0 a  $\approx 17GV$  e a dos múons de  $\approx 1$  a  $\approx 25GV$ , logo, não é

possível separar o gráfico dos parâmetros versus  $P_c$  em “partes”, como foi realizado na análise da dependência com  $P_m$  (Seção 6.2.3).

$$T_r = \lambda_{TrPc} \cdot P_c + \beta_{TrPc} \quad (6.11)$$

$$I_{Asr} = I_{aft} - I_{sr} = \lambda_{AsrPc} \cdot P_c + \beta_{AsrPc} \quad (6.12)$$

$$I_{Bmin} = I_{bef} - I_{min} = \lambda_{BmiPc} \cdot P_c + \beta_{BmiPc} \quad (6.13)$$

## 7 ANÁLISE ESTATÍSTICA DA DEPENDÊNCIA DE DECRÉSCIMOS DE FORBUSH COM A RIGIDEZ

A fim de atingir os objetivos traçados no Capítulo 4, calculou-se os parâmetros dos decréscimos de Forbush ( $T_r$ ,  $I_{Bmin}$  e  $I_{ASr}$ ), conforme descrito na Subseção 6.2.2. Em seguida, esses parâmetros foram relacionados à rigidez mediana  $P_m$  e à rigidez geomagnética de corte  $P_c$ , por meio do cálculo de correlações e regressões lineares (Subseções 6.2.3 e 6.2.4). Desta forma, neste Capítulo estuda-se a dependência dos parâmetros de decréscimos de Forbush com a rigidez através da análise de correlações e coeficientes angulares das regressões. Ademais, também se verificou se há alguma variação nas correlações e coeficientes angulares compatível com o ciclo magnético solar.

Para facilitar a análise, escolheu-se usar como subscrito nas correlações ( $Corr$ ) e nos coeficientes angulares ( $\alpha$  e  $\lambda$ ) o 'x' e 'y', ou seja, para as correlações  $Corr_{x,y}$  e, para os coeficientes angulares,  $\alpha_{x,y}$  e  $\lambda_{x,y}$ , de modo que o 'x' representa quais variáveis estão sendo relacionadas (por exemplo,  $x = BminPm$  referente às variáveis  $I_{Bmin}$  e  $P_m$ ), enquanto o 'y' representa os seguintes conjuntos de dados usados para o cálculo das correlações e regressões lineares: apenas monitores de nêutrons, subscrito  $y = n$ ; apenas detectores de múons, subscrito  $y = \mu$ ; no caso das Seções 7.5, 7.6, 7.7 e 7.8, ajustes da fase de recuperação de FDs em que o coeficiente de determinação ajustado  $Adj R^2$  é maior ou igual a 0.6 (ou seja,  $Adj R^2 \geq 0.6$ ), subscrito  $y = 0.6$ ; e, por fim, usando monitores de nêutrons e detectores de múons, isto é, todos os pontos, subscrito  $y = t$ . Além disso, neste trabalho, entende-se que: caso o módulo da correlação seja maior ou igual a 0.6 a correlação entre dois parâmetros é alta; caso o módulo da correlação seja maior ou igual a 0.4 e menor que 0.6 a correlação entre os parâmetros é moderada; e caso o módulo da correlação seja menor que 0.4 a correlação entre os parâmetros é baixa (ver todas as combinações possíveis para 'x' e 'y', bem como interpretações possíveis das correlações e coeficientes angulares no Apêndice E). Similarmente, para avaliar algumas regressões lineares calculadas, utilizou-se o coeficiente de determinação  $R^2$ , que avalia se a curva se ajustou ou não aos dados, de modo que, quando  $R^2$  é menor que 0.4

( $R^2 < 0.4$ ), entende-se que a curva não se ajusta aos dados, entre 0.4 e 0.6 ( $0.4 \leq R^2 < 0.6$ ), que a curva se ajusta moderadamente aos dados e, maior que 0.6 ( $R^2 \geq 0.6$ ), que a curva se ajusta aos dados.

Nas Seções 7.1, 7.2, 7.5, 7.6, 7.7 e 7.8 estudou-se a dependência dos parâmetros dos FDs com a rigidez, bem como a compatibilidade com o ciclo magnético solar, por meio de 4 análises: (a) da média das correlações e coeficientes angulares dos eventos, que envolve o cálculo da média das correlações ( $\langle Corr_{x,y} \rangle$ ), do desvio padrão das correlações ( $\sigma_{Corr_{x,y}}$ ), do número de vezes em que o módulo das correlações é menor que 0.4 ( $|Corr_{x,y}| < 0.4$ ), do número de vezes em que o módulo das correlações é maior ou igual a 0.4 e menor que 0.6 ( $0.4 \leq |Corr_{x,y}| < 0.6$ ), do número de vezes em que o módulo das correlações é maior ou igual a 0.6 ( $|Corr_{x,y}| \geq 0.6$ ), do número de vezes em que o coeficiente angular é positivo ( $\alpha_{x,y} > 0$  ou  $\lambda_{x,y} > 0$ ), do número de vezes em que o coeficiente angular é igual a zero ( $\alpha_{x,y} = 0.0$  ou  $\lambda_{x,y} = 0.0$ ) e do número de vezes em que o coeficiente angular é negativo ( $\alpha_{x,y} < 0$  ou  $\lambda_{x,y} < 0$ ), sendo que as interpretações só serão realizadas se houver pelo menos 5 pontos para a realização dos cálculos; (b) da frequência, que está relacionada a taxa de ocorrência dos ângulos associados aos coeficientes angulares ( $tg^{-1}(\alpha_{x,y})$  ou  $tg^{-1}(\lambda_{x,y})$ ); (c) da média relativa, que envolve o cálculo da média do parâmetro do decréscimo de Forbush ( $T_r$ ,  $I_{Bmin}$  e  $I_{Asr}$ ), associado a cada detector, em relação a uma referência que, no caso, é valor do parâmetro no canal vertical de Nagoya, e, em seguida, o cálculo das correlações e regressões lineares, obtidas por meio de equações similares às Equações 6.8, 6.9, 6.10, 6.11, 6.12 e 6.13; e (d) da análise visual de gráficos do perfil temporal das correlações e coeficientes angulares. Vale destacar que o item b não foi utilizado na análise da dependência com o ciclo magnético solar, devido ao número insuficiente de pontos, e o item d não foi utilizado na análise da dependência dos parâmetros com a rigidez, uma vez que, para esta análise, não é necessário verificar a variação temporal das variáveis.

Por fim, na Seção 7.3 realizou-se uma análise a fim de identificar qual o melhor modelo e período para cálculo do ajuste da fase de recuperação, por meio da

comparação dos parâmetros de qualidade dos ajustes calculados pelos modelos e períodos (4, 5, 6, 7 e 8 dias após o fim da passagem da ICME). Já na Seção 7.4 realizou-se uma análise dos  $I_{aft}$  calculados para identificar se há um número significativo de *over-recovery* e *under-recovery*.

## 7.1 Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( $I_{Bmin}$ ) com $P_m$

Analisou-se, nesta Seção, a dependência da amplitude dos decréscimos de Forbush ( $I_{Bmin}$ ) com a rigidez mediana ( $P_m$ ), sendo que, para isso, na Seção 7.1.1 utilizou-se todos os eventos, enquanto na Seção 7.1.2, apenas os eventos associados às fases do ciclo solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$  conforme mostrado na Figura 6.6).

### 7.1.1 Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( $I_{Bmin}$ ) com $P_m$ em todo período das observações

Nesta Seção, estudou-se a dependência da amplitude de decréscimos de Forbush ( $I_{Bmin}$ ) com a rigidez mediana ( $P_m$ ). Os resultados da análise da média das correlações e coeficientes angulares usando todos os decréscimos de Forbush selecionados, está na Tabela 7.1.

Tabela 7.1– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(I_{Bmin})$  e  $\ln(P_m)$  usando todos os eventos.

$\langle Corr_{BminPm,t} \rangle$	-0.9285
$\sigma_{Corr_{BminPm,t}}$	0.0531
Número de $ Corr_{BminPm,t}  < 0.4$	0
Número de $0.4 \leq  Corr_{BminPm,t}  < 0.6$	0
Número de $ Corr_{BminPm,t}  \geq 0.6$	66
Número de $\alpha_{BminPm,t} < 0.0$	66
Número de $\alpha_{BminPm,t} = 0.0$	0
Número de $\alpha_{BminPm,t} > 0.0$	0
$\langle Corr_{BminPm,n} \rangle$	-0.8511
$\sigma_{Corr_{BminPm,n}}$	0.1392
Número de $ Corr_{BminPm,n}  < 0.4$	1

continua

Tabela 7.1– Conclusão.

Número de $0.4 \leq  Corr_{BminPm,n}  < 0.6$	4
Número de $ Corr_{BminPm,n}  \geq 0.6$	56
Número de $\alpha_{BminPm,n} < 0.0$	61
Número de $\alpha_{BminPm,n} = 0.0$	0
Número de $\alpha_{BminPm,n} > 0.0$	0
$< Corr_{BminPm,\mu} >$	-0.6485
$\sigma_{Corr_{BminPm,\mu}}$	0.3080
Número de $ Corr_{BminPm,\mu}  < 0.4$	13
Número de $0.4 \leq  Corr_{BminPm,\mu}  < 0.6$	5
Número de $ Corr_{BminPm,\mu}  \geq 0.6$	40
Número de $\alpha_{BminPm,\mu} < 0.0$	56
Número de $\alpha_{BminPm,\mu} = 0.0$	0
Número de $\alpha_{BminPm,\mu} > 0.0$	2

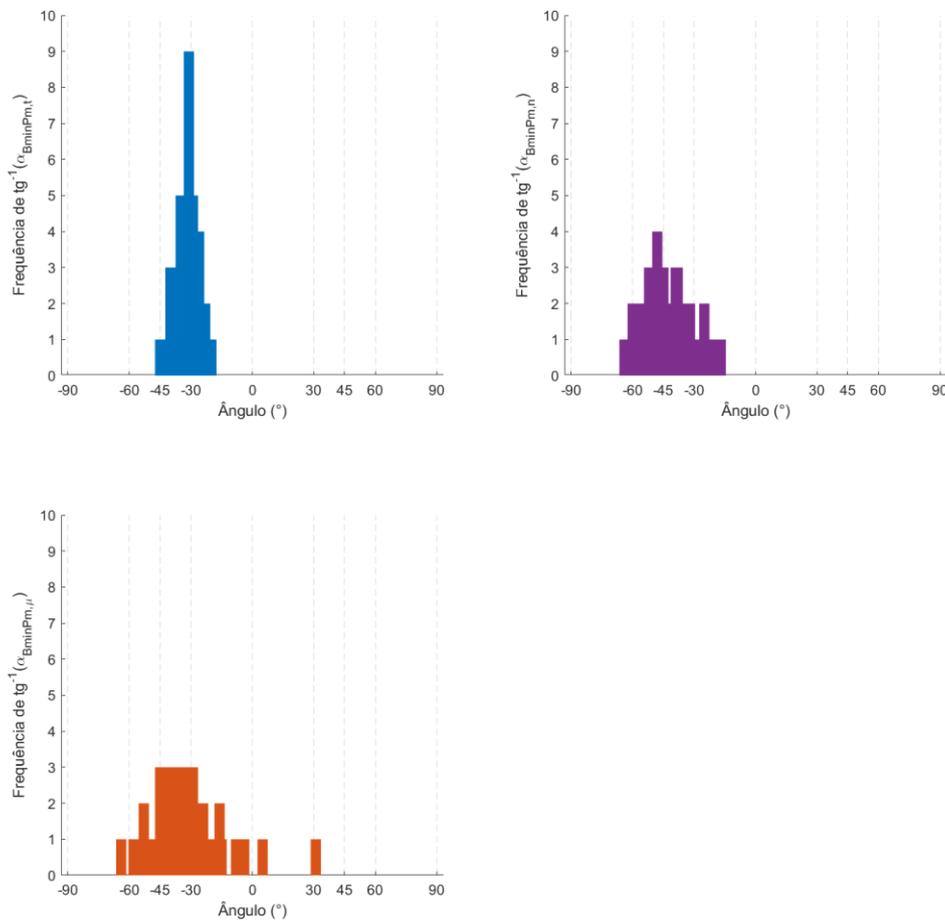
Fonte: Produção do autor.

Sobre os resultados apresentados na Tabela 7.1 pode-se concluir que:

- a) a média das correlações calculada usando todos os pontos ( $Corr_{BminPm,t}$ ), apenas monitores de nêutrons ( $Corr_{BminPm,n}$ ) e somente detectores de múons ( $Corr_{BminPm,\mu}$ ) é alta e negativa;
- b) os coeficientes angulares calculados usando todos os pontos ( $\alpha_{BminPm,t}$ ), monitores de nêutrons ( $\alpha_{BminPm,n}$ ) e detectores de muons ( $\alpha_{BminPm,\mu}$ ) são, majoritariamente, negativos.

A análise das frequências dos ângulos associados aos coeficientes angulares foi realizada por meio da Figura 7.1, que mostra a distribuição angular dos coeficientes angulares calculados em todas as regressões lineares usando a Equação 6.10.

Figura 7.1– Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\alpha_{BminPm})$  de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\alpha_{BminPm,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{BminPm,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exibe a distribuição angular de  $\alpha_{BminPm,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

Logo, conclui-se através dos gráficos da Figura 7.1 que:

- no gráfico da distribuição do coeficiente  $\alpha_{BminPm,t}$  há um pico em  $\approx -30^\circ$  e a largura da distribuição varia de  $\approx -45^\circ$  e  $\approx -20^\circ$ ;
- no gráfico da distribuição do coeficiente  $\alpha_{BminPm,n}$  há um pico em  $\approx -45^\circ$  e a largura da distribuição varia de  $\approx -60^\circ$  e  $\approx -20^\circ$ ;

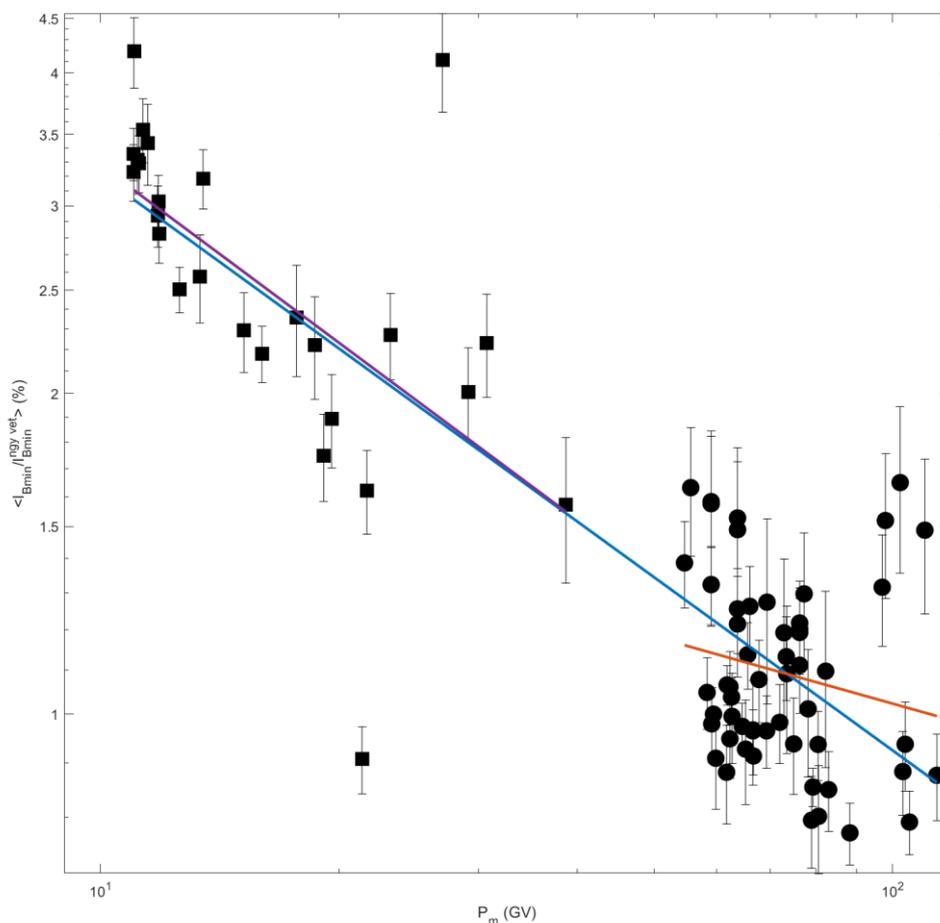
- c) no gráfico da distribuição angular do  $\alpha_{BminPm,\mu}$  há um pico entre  $\approx -45^\circ$  e  $\approx -30^\circ$  e a largura da distribuição varia, majoritariamente, entre  $\approx -60^\circ$  e  $0^\circ$ .

A análise da média relativa realizada nesta Seção envolve o cálculo da média do parâmetro  $I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet}$  (ou seja,  $\langle I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet} \rangle$ ) relacionado a cada detector, sendo  $I_{Bmin}^{ngy\ vet}$  a amplitude do canal vertical de Nagoya. Vale destacar que a escolha da referência, o canal vertical de Nagoya, justifica-se pelo fato deste ser um dos instrumentos usados na seleção dos decréscimos de Forbush (o outro é Oulu), logo, com certeza, ele foi utilizado na análise de todos os eventos. Em seguida, calculou-se as correlações de  $\ln(\langle I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet} \rangle)$  e  $\ln(\langle P_m \rangle)$  e as regressões lineares usando a Equação 7.1.

$$\ln\left(\langle I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet} \rangle\right) = \alpha_{\langle BminPm \rangle} \ln(P_m) + \beta_{\langle BminPm \rangle} \quad (7.1)$$

O gráfico da Figura 7.2 mostra  $\langle I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet} \rangle$  versus  $P_m$ , bem como os resultados das regressões lineares, indicados pelas retas azul, vermelha e roxa. Além disso, a Tabela 7.2 apresenta os resultados das correlações e coeficientes angulares, bem como o coeficiente de determinação  $R^2$  e o  $RMSE$  de cada regressão linear calculada.

Figura 7.2– Gráfico de  $\langle I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet} \rangle$  versus  $\ln(P_m)$  usando os resultados de  $I_{Bmin}$  todos os eventos.



A Figura mostra o gráfico da média de  $I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet}$  versus  $P_m$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.2– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln (< I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet} > )$  e  $\ln (P_m)$  usando todos os eventos.

$Corr_{<BminPm>,t}$	-0.8692
$\alpha_{<BminPm>,t}$	-0.5399
$\beta_{<BminPm>,t}$	2.4079
$R^2_{<BminPm>,t}$	0.7555
$RMSE_{<BminPm>,t}$	0.2284
$\sigma_{\alpha_{<BminPm>,t}}$	0.0683
$\sigma_{\beta_{<BminPm>,t}}$	0.2647
$Corr_{<BminPm>,n}$	-0.6104
$\alpha_{<BminPm>,n}$	-0.5534
$\beta_{<BminPm>,n}$	2.4609
$R^2_{<BminPm>,n}$	0.3726
$RMSE_{<BminPm>,n}$	0.1496
$\sigma_{\alpha_{<BminPm>,n}}$	0.3025
$\sigma_{\beta_{<BminPm>,n}}$	0.8483
$Corr_{<BminPm>,\mu}$	-0.1923
$\alpha_{<BminPm>,\mu}$	-0.2087
$\beta_{<BminPm>,\mu}$	0.9841
$R^2_{<BminPm>,\mu}$	0.0369
$RMSE_{<BminPm>,\mu}$	0.1644
$\sigma_{\alpha_{<BminPm>,\mu}}$	0.2906
$\sigma_{\beta_{<BminPm>,\mu}}$	1.2445

Fonte: Produção do autor.

A partir dos resultados mostrados na Figura 7.2 e na Tabela 7.2 pode-se concluir que:

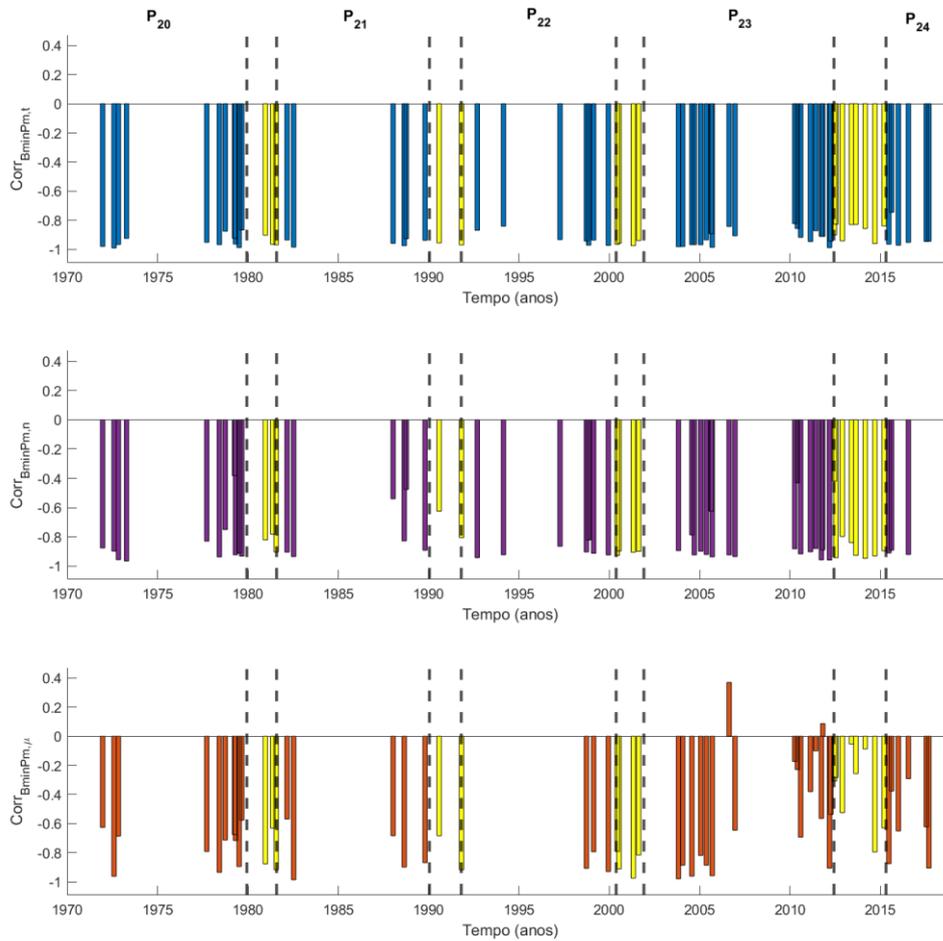
- a correlação calculada usando todos os pontos ( $Corr_{<BminPm>,t}$ ) é alta e negativa, e o coeficiente de determinação  $R^2_{<BminPm>,t}$  é maior que 0.6, indicando que a regressão calculada se ajusta aos dados;
- a correlação calculada usando monitores de nêutrons ( $Corr_{<BminPm>,n}$ ) é alta e negativa, e o coeficiente de determinação  $R^2_{<BminPm>,n}$  é  $\approx 0.4$ , o que sugere que a curva se ajusta moderadamente aos dados;
- a correlação calculada usando detectores de múons ( $Corr_{<BminPm>,\mu}$ ) é baixa e negativa, e o coeficiente de determinação  $R^2_{<BminPm>,\mu}$  é abaixo de 0.4, sugerindo que a curva obtida não se ajusta aos dados.

Por meio das 3 análises realizadas, pode-se concluir que há indícios de que existe dependência da amplitude de decréscimos de Forbush ( $I_{Bmin}$ ) com a rigidez mediana ( $P_m$ ), já que a média das correlações ( $Corr_{BminPm,t}$ ) e a correlação associada a análise da média relativa ( $Corr_{<BminPm>,t}$ ) é alta. Observou-se também que a correlação média dos múons ( $\langle Corr_{BminPm,\mu} \rangle$ ) é significativamente menor do que a correlação dos múons obtida por meio da análise da média relativa ( $Corr_{<BminPm>,\mu}$ ). Acredita-se que esta discrepância possa ter sido causada por problemas na contagem de raios cósmicos de um ou mais canais direcionais de maior inclinação dos detectores de múons, uma vez que se verificou somente a estabilidade dos dados dos canais verticais. É necessário destacar que tanto as correlações quanto os coeficientes angulares calculados são, majoritariamente, negativos, sugerindo que a variação da intensidade de raios cósmicos, durante a passagem da ICME, diminui com o aumento da rigidez mediana, indicando que o efeito da passagem da ICME é maior nos nêutrons do que nos múons.

### **7.1.2 Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( $I_{Bmin}$ ) com $P_m$ nas fases do ciclo magnético solar**

Para avaliar se há alguma dependência de  $I_{Bmin}$  com  $P_m$  compatível com o ciclo magnético solar, decidiu-se, inicialmente, analisar gráficos do perfil temporal das correlações e coeficientes angulares, como mostrado nas Figuras 7.3 e 7.4, respectivamente. Contudo, não foi possível observar nenhuma variação sistemática nas duas variáveis, apenas verificou-se que, nos dois gráficos, os valores obtidos são, em sua maioria, negativos.

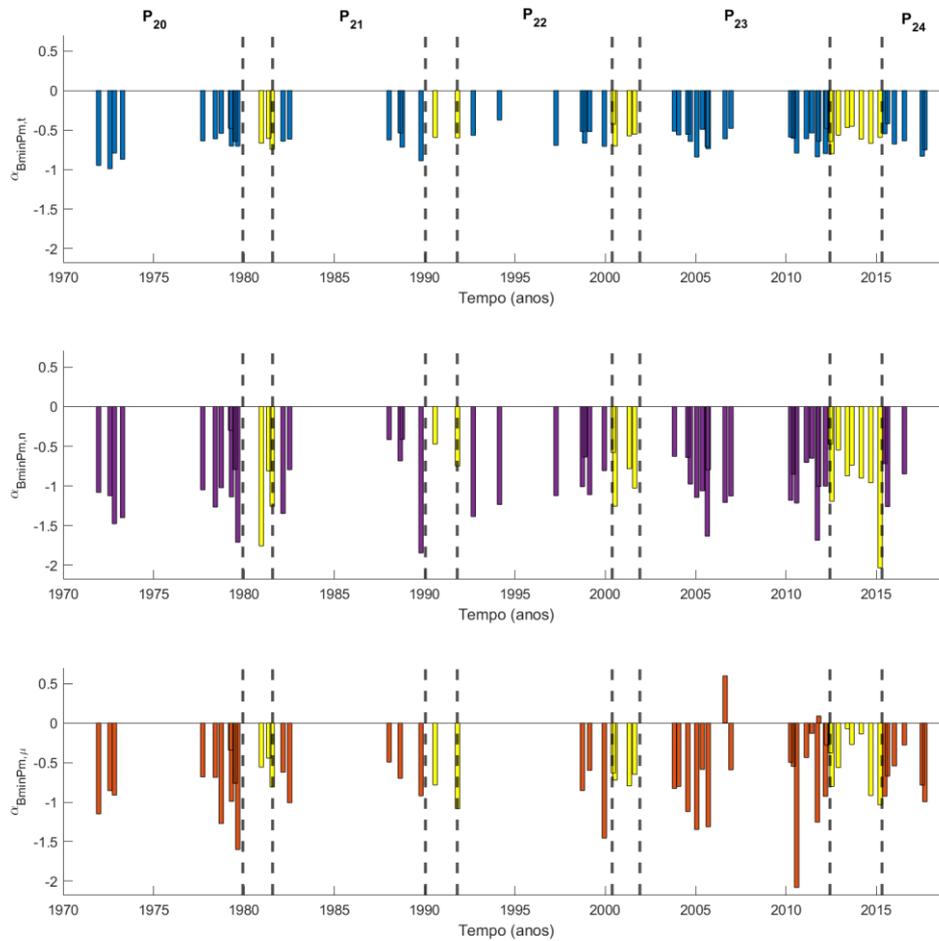
Figura 7.3– Perfil temporal das correlações de  $I_{Bmin}$  com  $P_m$ .



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O terceiro gráfico, de cima para baixo, exhibe as correlações obtidas por meio dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.4– Perfil temporal dos coeficientes angulares  $\alpha_{BminPm}$ .



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O terceiro gráfico, de cima para baixo, exhibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Os resultados da análise da média das correlações e coeficientes angulares usando os decréscimos de Forbush associados as fases do ciclo magnético solar estão exibidos na Tabela 7.3. Portanto, a partir dos resultados apresentados nessa Tabela, pode-se concluir que: (a) a média das correlações calculada usando todos os detectores ( $Corr_{BminPm,t}$ ) é alta e negativa em todas as fases do ciclo solar; (b) a média das correlações calculada usando apenas monitores

de nêutrons ( $Corr_{BminPm,n}$ ) é alta e negativa em todas as fases do ciclo solar; e (c) a média das correlações calculada usando dados de detectores de múons ( $Corr_{BminPm,\mu}$ ) é alta nas fases  $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$  e  $P_{24}$  e baixa na fase  $P_{23}$ . Logo, nenhuma variação recorrente da média das correlações foi observada.

Tabela 7.3– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(I_{Bmin})$  e  $\ln(P_m)$  usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle Corr_{BminPm,t} \rangle$	-0.9452	-0.9530	-0.9237	-0.9261	-0.9205
$\sigma_{Corr_{BminPm,t}}$	0.0428	0.0233	0.0501	0.0510	0.0864
Nº de $ Corr_{BminPm,t}  < 0.4$	0	0	0	0	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{BminPm,t}  < 0.6$	0	0	0	0	0
Número de $ Corr_{BminPm,t}  \geq 0.6$	11	6	7	19	6
Nº de $\alpha_{BminPm,t} < 0.0$	11	6	7	19	6
Nº de $\alpha_{BminPm,t} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{BminPm,t} > 0.0$	0	0	0	0	0
$\langle Corr_{BminPm,n} \rangle$	-0.8517	-0.7632	-0.8997	-0.8631	-0.9083
$\sigma_{Corr_{BminPm,n}}$	0.1677	0.2014	0.0417	0.1362	0.0150
Nº de $ Corr_{BminPm,n}  < 0.4$	1	0	0	0	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{BminPm,n}  < 0.6$	0	2	0	1	0
Número de $ Corr_{BminPm,n}  \geq 0.6$	10	4	7	16	3
Nº de $\alpha_{BminPm,n} < 0.0$	11	6	7	17	3

continua

Tabela 7.3– Conclusão.

Nº de $\alpha_{BminPm,n} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{BminPm,n} > 0.0$	0	0	0	0	0
$\langle Corr_{BminPm,\mu} \rangle$	-0.7570	-0.8002	-0.8760	-0.5441	-0.6195
$\sigma_{Corr_{BminPm,\mu}}$	0.1328	0.1702	0.0731	0.4108	0.2506
Nº de $ Corr_{BminPm,\mu}  < 0.4$	0	0	0	6	2
Nº de $0.4 \leq  Corr_{BminPm,\mu}  < 0.6$	1	1	0	2	0
Número de $ Corr_{BminPm,\mu}  \geq 0.6$	9	4	3	9	4
Nº de $\alpha_{BminPm,\mu} < 0.0$	10	5	3	15	6
Nº de $\alpha_{BminPm,\mu} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{BminPm,\mu} > 0.0$	0	0	0	2	0

Fonte: Produção do autor.

Com relação a análise da média relativa usando os eventos que ocorreram nas fases  $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ , cujos resultados estão apresentados na Tabela 7.4, conclui-se que nenhuma variação cíclica das correlações foi identificada.

Tabela 7.4– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln (< I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy vet} >)$  e  $\ln (P_m)$  usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}, P_{21}, P_{22}, P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$Corr_{<BminPm>,t}$	-0.9698	-0.9245	-0.8772	-0.8369	-0.8438
$\alpha_{<BminPm>,t}$	-0.6711	-0.6301	-0.5027	-0.5473	-0.6700
$\beta_{<BminPm>,t}$	2.7634	2.5206	1.9736	2.5651	2.7067
$R^2_{<BminPm>,t}$	0.9405	0.8547	0.7695	0.7005	0.7121
$RMSE_{<BminPm>,t}$	0.0997	0.1542	0.1639	0.2632	0.3089
$\sigma_{\alpha_{<BminPm>,t}}$	0.0588	0.0891	0.0916	0.0812	0.0986
$\sigma_{\beta_{<BminPm>,t}}$	0.2090	0.3157	0.3231	0.3163	0.3869
$Corr_{<BminPm>,n}$	-0.9068	-0.7711	-0.8097	-0.8473	-0.4862
$\alpha_{<BminPm>,n}$	-1.0495	-1.1221	-1.0164	-0.7439	-0.7104
$\beta_{<BminPm>,n}$	3.7487	3.8053	3.3213	3.1220	2.8137
$R^2_{<BminPm>,n}$	0.8224	0.5947	0.6556	0.7179	0.2364
$RMSE_{<BminPm>,n}$	0.0648	0.1277	0.1230	0.0847	0.1924
$\sigma_{\alpha_{<BminPm>,n}}$	0.2495	0.4587	0.3435	0.2115	0.6322
$\sigma_{\beta_{<BminPm>,n}}$	0.6599	1.2210	0.9338	0.5794	1.6832
$Corr_{<BminPm>,\mu}$	-0.5734	-0.6290	-0.8409	0.1002	-0.3731
$\alpha_{<BminPm>,\mu}$	-0.3607	-0.4102	-0.8309	0.1447	-0.6291
$\beta_{<BminPm>,\mu}$	1.4248	1.5851	3.4515	-0.4050	2.5320
$R^2_{<BminPm>,\mu}$	0.3288	0.3957	0.7071	0.0100	0.1392
$RMSE_{<BminPm>,\mu}$	0.0483	0.0475	0.0501	0.2219	0.2415
$\sigma_{\alpha_{<BminPm>,\mu}}$	0.2836	0.2789	0.2942	0.3921	0.4268
$\sigma_{\beta_{<BminPm>,\mu}}$	1.2350	1.2146	1.2812	1.6793	1.8276

Fonte: Produção do autor.

Portanto, nenhuma variação recorrente compatível com o ciclo magnético solar foi encontrada na análise de dependência da amplitude de decréscimos de Forbush  $I_{Bmin}$  com a rigidez mediana  $P_m$ .

## 7.2 Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( $I_{Bmin}$ ) com $P_c$

Analisou-se, nesta Seção, a dependência da amplitude dos decréscimos de Forbush ( $I_{Bmin}$ ) com a rigidez geomagnética de corte ( $P_c$ ), sendo que, para isso, na Seção 7.2.1 utilizou-se todos os eventos, enquanto na Seção 7.2.2, apenas os eventos associados às fases do ciclo solar ( $P_{20}, P_{21}, P_{22}, P_{23}$  e  $P_{24}$  conforme mostrado na Figura 6.6).

### 7.2.1 Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( $I_{Bmin}$ ) com $P_c$ em todo período das observações

Nesta Seção, estudou-se a dependência da amplitude de decréscimos de Forbush ( $I_{Bmin}$ ) com a rigidez de corte ( $P_c$ ), de modo que o subscrito 'x' usado nas correlações ( $Corr_{x,y}$ ) e coeficientes angulares ( $\lambda_{x,y}$ ) é  $BminPc$ . Os resultados da análise da média das correlações e coeficientes angulares estão na Tabela 7.5.

Tabela 7.5 – Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $I_{Bmin}$  e  $P_c$  usando todos os eventos.

$\langle Corr_{BminPc,t} \rangle$	-0.7536
$\sigma_{Corr_{BminPc,t}}$	0.1403
Número de $ Corr_{BminPc,t}  < 0.4$	0
Número de $0.4 \leq  Corr_{BminPc,t}  < 0.6$	12
Número de $ Corr_{BminPc,t}  \geq 0.6$	54
Número de $\lambda_{BminPc,t} < 0.0$	65
Número de $\lambda_{BminPc,t} = 0.0$	1
Número de $\lambda_{BminPc,t} > 0.0$	0
$\langle Corr_{BminPc,n} \rangle$	-0.8338
$\sigma_{Corr_{BminPc,n}}$	0.1340
Número de $ Corr_{BminPc,n}  < 0.4$	1
Número de $0.4 \leq  Corr_{BminPc,n}  < 0.6$	4
Número de $ Corr_{BminPc,n}  \geq 0.6$	56
Número de $\lambda_{BminPc,n} < 0.0$	61
Número de $\lambda_{BminPc,n} = 0.0$	0
Número de $\lambda_{BminPc,n} > 0.0$	0
$\langle Corr_{BminPc,\mu} \rangle$	-0.4200
$\sigma_{Corr_{BminPc,\mu}}$	0.2900
Número de $ Corr_{BminPc,\mu}  < 0.4$	29
Número de $0.4 \leq  Corr_{BminPc,\mu}  < 0.6$	11
Número de $ Corr_{BminPc,\mu}  \geq 0.6$	21
Número de $\lambda_{BminPc,\mu} < 0.0$	13
Número de $\lambda_{BminPc,\mu} = 0.0$	48
Número de $\lambda_{BminPc,\mu} > 0.0$	0

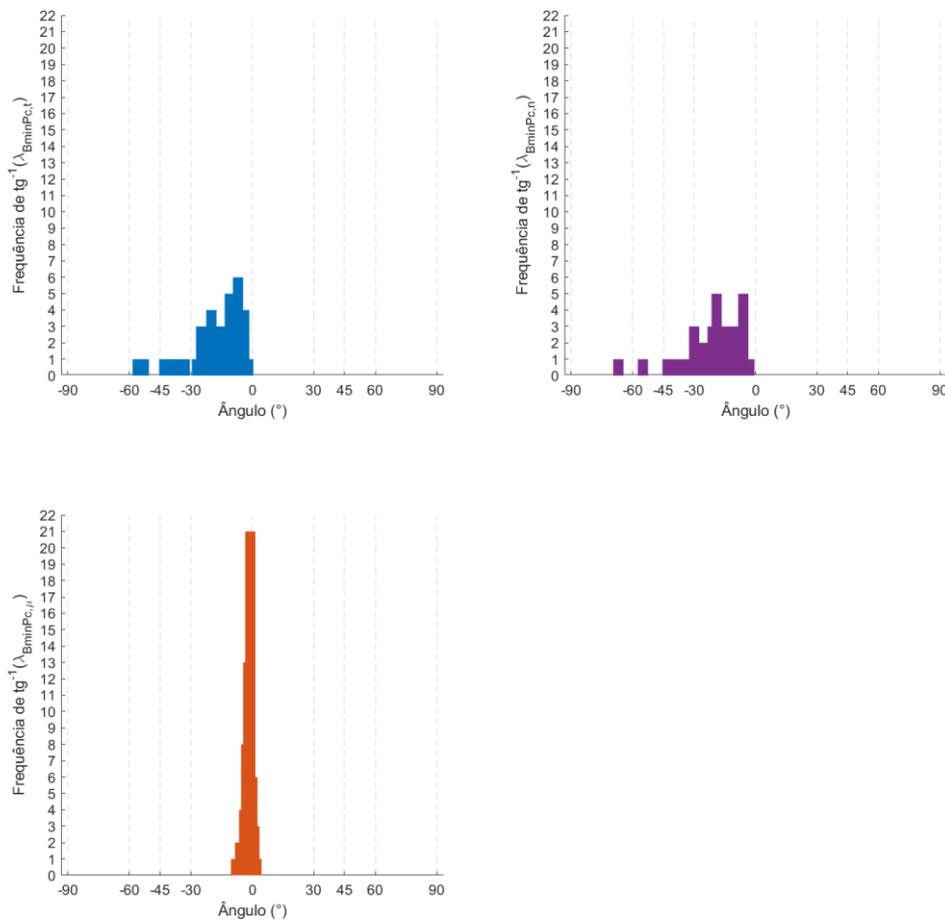
Fonte: Produção do autor.

Sobre os resultados apresentados na Tabela 7.5 pode-se concluir que:

- a) a média das correlações calculadas usando todos os pontos ( $Corr_{BminPc,t}$ ) e monitores de nêutrons ( $Corr_{BminPc,n}$ ) é alta e negativa;
- b) a média das correlações calculadas usando detectores de múons ( $Corr_{BminPc,\mu}$ ) é moderada e negativa;
- c) os coeficientes angulares calculados usando todos os pontos ( $\lambda_{BminPc,t}$ ) e monitores de nêutrons ( $\lambda_{BminPc,n}$ ) são, majoritariamente, negativos, enquanto os coeficientes angulares calculados usando detectores de múons ( $\lambda_{BminPc,\mu}$ ) são, predominantemente, iguais a zero.

A análise das frequências dos ângulos associados aos coeficientes angulares  $\lambda_{BminPc,t}$ ,  $\lambda_{BminPc,n}$  e  $\lambda_{BminPc,\mu}$  foi realizada por meio da Figura 7.5, que apresenta a distribuição angular dos coeficientes angulares calculados em todas as regressões lineares, de todos os eventos selecionados, usando a Equação 6.13.

Figura 7.5– Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\lambda_{BminPc})$  de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\alpha_{BminPm,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{BminPm,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exibe a distribuição angular de  $\alpha_{BminPm,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

Através dos gráficos da Figura 7.5, pode-se inferir que:

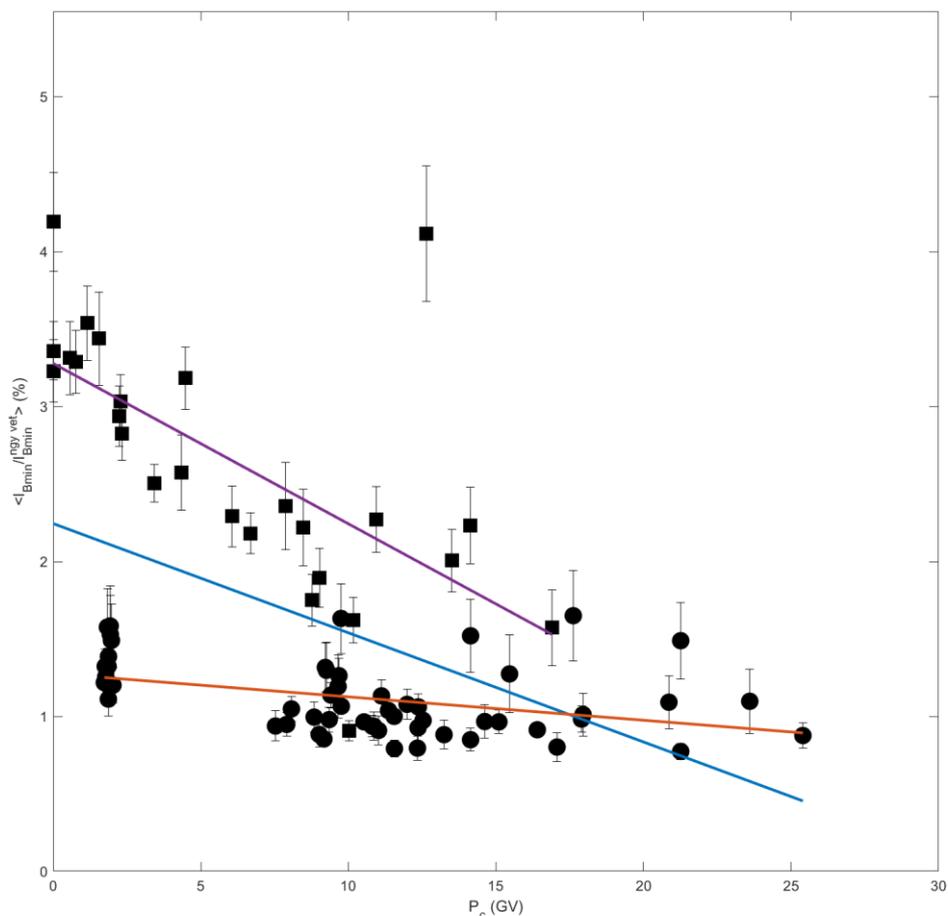
- no gráfico da frequência do coeficiente angular  $\lambda_{BminPc,t}$  os ângulos estão distribuídos, majoritariamente, entre  $\approx -30^\circ$  e  $\approx 0^\circ$ ;
- no gráfico da frequência do coeficiente angular  $\lambda_{BminPc,n}$  os ângulos estão distribuídos, predominantemente, entre  $\approx -30^\circ$  e  $\approx 0^\circ$ ;
- no gráfico da frequência do coeficiente angular  $\lambda_{BminPc,\mu}$  há um pico na distribuição angular, relativamente estreito, em  $\approx 0^\circ$ .

Similar ao que foi descrito na Seção 7.1, a análise da média realizada nessa Seção envolve o cálculo da média do parâmetro  $I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet}$  relacionado a cada detector. Na sequência, calculou-se as correlações de  $I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet}$  e  $P_c$  e regressões lineares usando a Equação 7.2.

$$\left\langle \frac{I_{Bmin}}{I_{Bmin}^{ngy\ vet}} \right\rangle = \lambda_{\langle BmiPc \rangle} \cdot P_c + \beta_{\langle BmiPc \rangle} \quad (7.2)$$

O gráfico da Figura 7.6 apresenta  $\left\langle I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet} \right\rangle$  versus  $P_c$ , assim como os resultados das regressões lineares, indicados pelas curvas azul, vermelha e roxa. Ademais, a Tabela 7.6 apresenta os resultados das correlações e coeficientes angulares, bem como o coeficiente de determinação  $R^2$  e o  $RMSE$  de cada regressão linear calculada.

Figura 7.6 – Gráfico de  $\langle I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet} \rangle$  versus  $P_c$  usando os resultados de  $I_{Bmin}$  todos os eventos.



A Figura mostra o gráfico da média dos  $I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet}$  versus  $P_c$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.6 – Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet} \rangle$  e  $P_c$  usando todos os eventos.

$Corr_{\langle BminPc \rangle, t}$	-0.5008
$\lambda_{\langle BminPc \rangle, t}$	-0.0704
$\beta_{\langle BminPc \rangle, t}$	2.2439
$R^2_{\langle BminPc \rangle, t}$	0.2508
$RMSE_{\langle BminPc \rangle, t}$	0.74493
$\sigma_{\lambda_{\langle BminPc \rangle, t}}$	0.0270
$\sigma_{\beta_{\langle BminPc \rangle, t}}$	0.2969
$Corr_{\langle BminPc \rangle, n}$	-0.6464
$\lambda_{\langle BminPc \rangle, n}$	-0.1034
$\beta_{\langle BminPc \rangle, n}$	3.2772
$R^2_{\langle BminPc \rangle, n}$	0.4178
$RMSE_{\langle BminPc \rangle, n}$	0.3387
$\sigma_{\lambda_{\langle BminPc \rangle, n}}$	0.0514
$\sigma_{\beta_{\langle BminPc \rangle, n}}$	0.4029
$Corr_{\langle BminPc \rangle, \mu}$	-0.3932
$\lambda_{\langle BminPc \rangle, \mu}$	-0.0150
$\beta_{\langle BminPc \rangle, \mu}$	1.2768
$R^2_{\langle BminPc \rangle, \mu}$	0.1546
$RMSE_{\langle BminPc \rangle, \mu}$	0.1783
$\sigma_{\lambda_{\langle BminPc \rangle, \mu}}$	0.0096
$\sigma_{\beta_{\langle BminPc \rangle, \mu}}$	0.1169

Fonte: Produção do autor.

A partir dos resultados da Tabela 7.6 e da Figura 7.6 conclui-se que:

- a) a correlação calculada usando todos os pontos ( $Corr_{\langle BminPc \rangle, t}$ ) é negativa e moderada, e o coeficiente de determinação  $R^2_{\langle BminPc \rangle, t}$  é menor que 0.4, indicando que a curva obtida por meio da regressão linear não se ajusta bem aos dados;
- b) a correlação calculada usando dados de monitores de nêutrons ( $Corr_{\langle BminPc \rangle, n}$ ) é alta e negativa, e o coeficiente de determinação  $R^2_{\langle BminPc \rangle, n}$  é  $\approx 0.4$ , ou seja, a curva obtida se ajusta moderadamente aos dados;

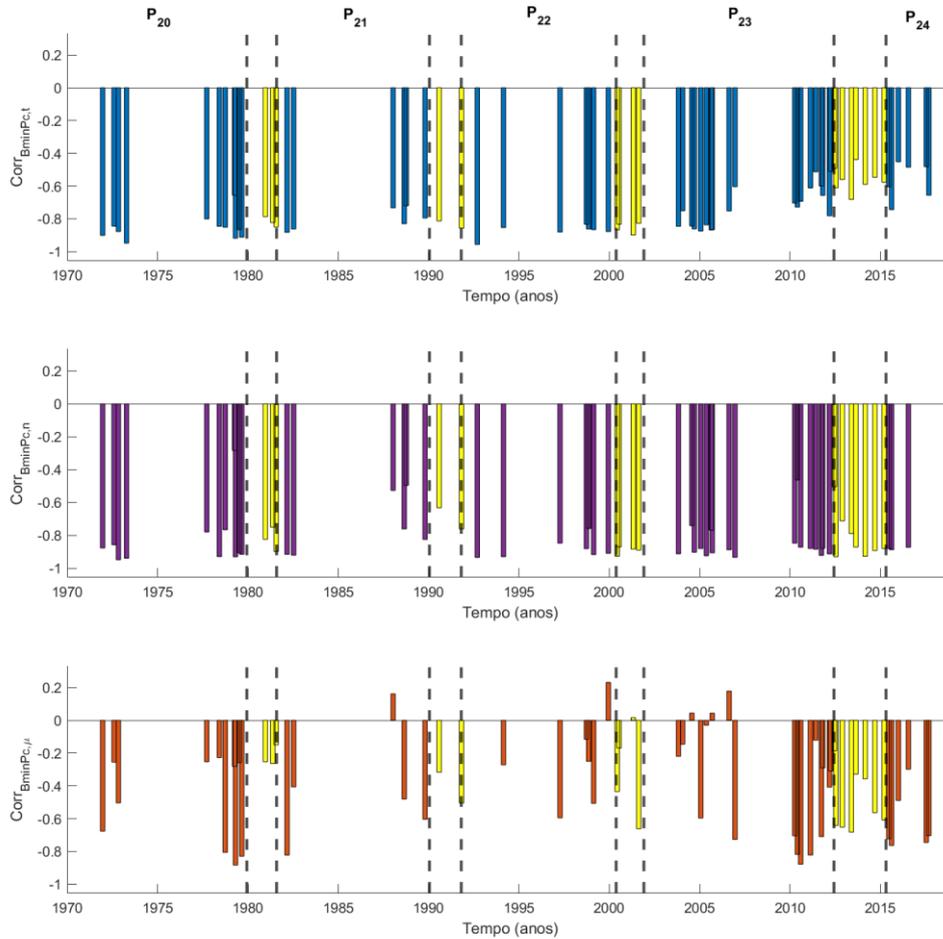
- c) a correlação calculada usando dados de detectores de múons ( $Corr_{<BminPc>,\mu}$ ) é moderada e negativa, e o coeficiente de determinação  $R^2_{<BminPc>,\mu}$  é menor que 0.4.

Sintetizando os resultados apresentados nas 3 análises, conclui-se que há indícios que implicam na existência da dependência da amplitude de decréscimos de Forbush  $I_{Bmin}$  com a rigidez geomagnética de corte  $P_c$  para os nêutrons, devido à alta correlação obtida na análise da média das correlações ( $<Corr_{BminPc,n}>$ ) e na análise da média relativa ( $Corr_{<BminPc>,n}$ ). Ademais, tanto as correlações quanto os coeficientes angulares calculados são, majoritariamente, negativos, indicando que a amplitude dos FDs diminui com o aumento da rigidez de corte dos nêutrons. Também é possível concluir que, de forma geral, a dependência de  $I_{Bmin}$  com  $P_c$  dos múons ( $Corr_{BminPc,\mu}$  e  $Corr_{<BminPc>,\mu}$  é  $\approx -0.4$ ) é mais fraca do que a observada nos nêutrons. Além disso, conforme mostrado na análise das frequências, em  $\approx 78.61\%$  dos casos as inclinações associadas a  $\lambda_{BminPc,\mu}$  variam em torno de zero graus, isto é, a variação da amplitude com o aumento da rigidez dos múons é baixa. Por outro lado, com uma ocorrência menor, em  $\approx 21.31\%$  dos casos, as inclinações são negativas, indicando que a amplitude dos decréscimos de Forbush diminui com o aumento da rigidez de corte dos múons.

### **7.2.2 Análise estatística da dependência da amplitude de FDs ( $I_{Bmin}$ ) com $P_c$ nas fases do ciclo magnético solar**

Para avaliar se há alguma dependência de  $I_{Bmin}$  com  $P_c$  compatível com o ciclo magnético solar, primeiro, analisou-se gráficos do perfil temporal das correlações e coeficientes angulares (Figuras 7.7 e 7.8). Entretanto, não foi possível observar nenhuma variação sistemática nas correlações e nos coeficientes angulares.

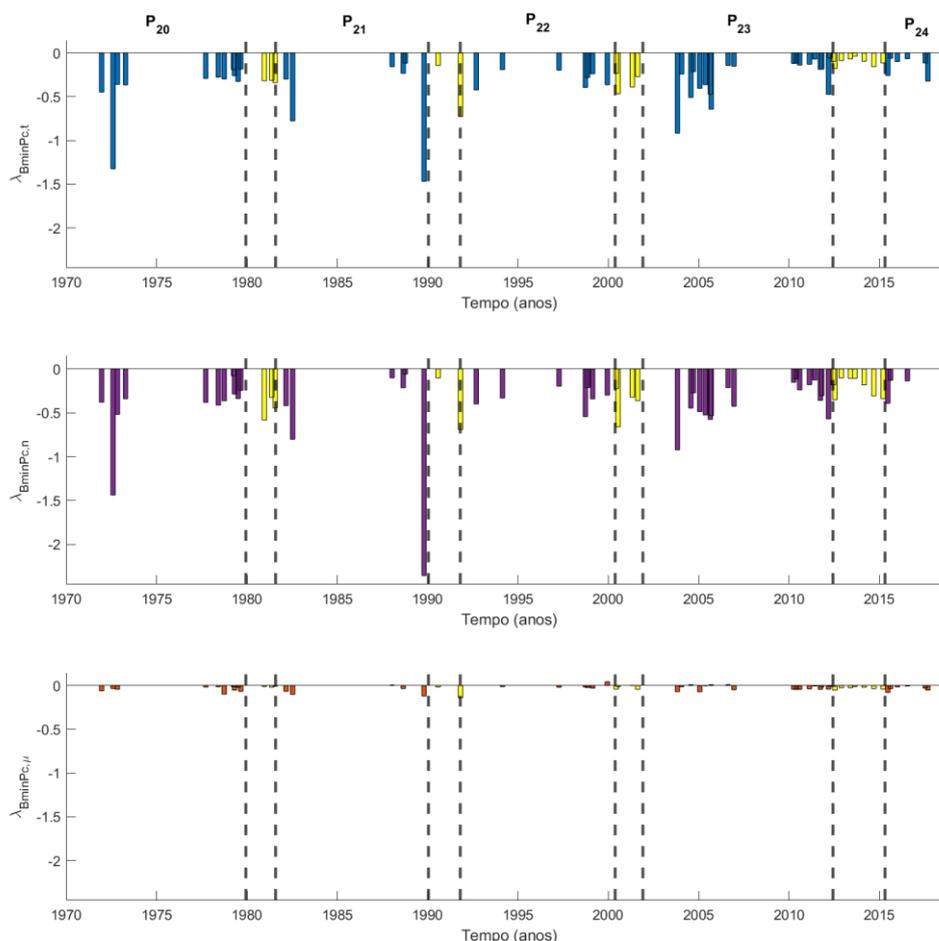
Figura 7.7 – Perfil temporal das correlações de  $I_{Bmin}$  com  $P_C$ .



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O terceiro gráfico, de cima para baixo, exibe as correlações obtidas por meio dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.8 – Perfil temporal dos coeficientes angulares  $\lambda_{BminPC}$ .



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O terceiro gráfico, de cima para baixo, exibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{Bmin}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Os resultados da média das correlações e coeficientes angulares usando decréscimos de Forbush associados as fases do ciclo magnético solar estão apresentados na Tabela 7.7. Logo, por meio dos resultados mostrados nessa Tabela pode-se inferir que nenhuma variação cíclica foi identificada na média das correlações.

Tabela 7.7 – Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $I_{Bmin}$  e  $P_m$  usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle Corr_{BminPc,t} \rangle$	-0.8565	-0.8036	-0.8753	-0.7315	-0.5701
$\sigma_{Corr_{BminPc,t}}$	0.0785	0.0667	0.0390	0.1218	0.1166
Nº de $ Corr_{BminPc,t}  < 0.4$	0	0	0	0	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{BminPc,t}  < 0.6$	0	0	0	3	3
Número de $ Corr_{BminPc,t}  \geq 0.6$	11	6	7	16	3
Nº de $\lambda_{BminPc,t} < 0.0$	11	6	7	19	6
Nº de $\lambda_{BminPc,t} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\lambda_{BminPc,t} > 0.0$	0	0	0	0	0
$\langle Corr_{BminPc,n} \rangle$	-0.8303	-0.7409	-0.8827	-0.8541	-0.8802
$\sigma_{Corr_{BminPc,n}}$	0.1916	0.1876	0.0624	0.1133	0.0075
Nº de $ Corr_{BminPc,n}  < 0.4$	1	0	0	0	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{BminPc,n}  < 0.6$	0	2	0	1	0
Número de $ Corr_{BminPc,n}  \geq 0.6$	10	4	7	16	3
Nº de $\lambda_{BminPc,n} < 0.0$	11	6	7	17	3
Nº de $\lambda_{BminPc,n} = 0.0$	0	0	0	0	0

continua

Tabela 7.7 – Conclusão.

N° de $\lambda_{BminPc,\mu} > 0.0$	0	0	0	0	0
$\langle Corr_{BminPc,\mu} \rangle$	-0.4973	-0.4304	-0.1304	-0.3830	-0.6206
$\sigma_{Corr_{BminPc,\mu}}$	0.2753	0.3667	0.3696	0.3511	0.1868
N° de $ Corr_{BminPc,\mu}  < 0.4$	5	1	2	9	1
N° de $0.4 \leq  Corr_{BminPc,\mu}  < 0.6$	1	2	1	2	1
Número de $ Corr_{BminPc,\mu}  \geq 0.6$	4	2	0	6	4
N° de $\lambda_{BminPc,\mu} < 0.0$	4	3	0	2	2
N° de $\lambda_{BminPc,\mu} = 0.0$	6	2	3	15	4
N° de $\lambda_{BminPc,\mu} > 0.0$	0	0	0	0	0

Fonte: Produção do autor.

Sobre a análise da média relativa, nas fases do ciclo magnético, os resultados foram apresentados na Tabela 7.8 e, sobre esses resultados, pode-se inferir que nenhuma variação recorrente foi observada nas correlações.

Tabela 7.8 – Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle I_{Bmin}/I_{Bmin}^{ngy\ vet} \rangle$  e  $P_c$  usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}, P_{21}, P_{22}, P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$Corr_{\langle BminPc \rangle, t}$	-0.8649	-0.7679	-0.8445	-0.5020	-0.5121
$\lambda_{\langle BminPc \rangle, t}$	-0.1587	-0.1489	-0.0969	-0.0819	-0.0888
$\beta_{\langle BminPc \rangle, t}$	3.2442	3.0015	2.2933	2.5605	2.1906
$R^2_{\langle BminPc \rangle, t}$	0.7481	0.5897	0.7132	0.2520	0.2622
$RMSE_{\langle BminPc \rangle, t}$	0.3788	0.5108	0.2564	0.8576	0.9012
$\sigma_{\alpha_{\langle BminPc \rangle, t}}$	0.0320	0.0426	0.0204	0.0320	0.0345
$\sigma_{\beta_{\langle BminPc \rangle, t}}$	0.3371	0.4460	0.2162	0.3490	0.3751
$Corr_{\langle BminPc \rangle, n}$	-0.9189	-0.7111	-0.8915	-0.8507	-0.4269
$\lambda_{\langle BminPc \rangle, n}$	-0.1924	-0.2055	-0.1214	-0.1579	-0.1230
$\beta_{\langle BminPc \rangle, n}$	3.6103	3.4091	2.5189	3.9714	3.3362
$R^2_{\langle BminPc \rangle, n}$	0.8445	0.5057	0.7947	0.7237	0.1823
$RMSE_{\langle BminPc \rangle, n}$	0.1544	0.3948	0.1408	0.2392	0.5399
$\sigma_{\alpha_{\langle BminPc \rangle, n}}$	0.0422	0.1006	0.0287	0.0442	0.1290
$\sigma_{\beta_{\langle BminPc \rangle, n}}$	0.2392	0.5913	0.1926	0.3111	0.7795
$Corr_{\langle BminPc \rangle, \mu}$	-0.4889	-0.4853	-0.2773	-0.1039	-0.3993
$\lambda_{\langle BminPc \rangle, \mu}$	-0.0123	-0.0118	-0.0107	-0.0063	-0.0246
$\beta_{\langle BminPc \rangle, \mu}$	1.0371	0.9846	1.0111	1.3537	1.1613
$R^2_{\langle BminPc \rangle, \mu}$	0.2390	0.2355	0.0768	0.0108	0.1594
$RMSE_{\langle BminPc \rangle, \mu}$	0.0446	0.0432	0.0756	0.3077	0.2854
$\sigma_{\alpha_{\langle BminPc \rangle, \mu}}$	0.0120	0.0117	0.0205	0.0166	0.0154
$\sigma_{\beta_{\langle BminPc \rangle, \mu}}$	0.1701	0.1649	0.2885	0.2016	0.1871

Fonte: Produção do autor.

Por fim, após todas as análises realizadas nessa Seção, pode-se concluir que nenhuma variação sistemática compatível com o ciclo magnético solar foi observada na análise da dependência da amplitude de decréscimos de Forbush com a rigidez geomagnética de corte.

### 7.3 Análise estatística da qualidade do ajuste da fase de recuperação de decréscimos de Forbush

Inicialmente, nos ajustes realizados durante a fase de recuperação dos decréscimos de Forbush selecionados, utilizou-se 3 parâmetros para avaliar a qualidade dos ajustes: o coeficiente de determinação ajustado ( $Adj R^2$ ), a raiz quadrada média do erro (RMSE) e o erro padrão da regressão (SER). Sabe-se

que o  $Adj R^2$ , assim como o coeficiente de determinação ( $R^2$ ), é um parâmetro que varia de 0 a 1, sendo que quanto mais próximo de 1 mais a curva se ajusta aos dados. Os parâmetros de qualidade RMSE e SER, por outro lado, variam, dependendo do detector utilizado para o cálculo do ajuste. Por essa razão, decidiu-se que a avaliação da qualidade dos ajustes deve ser realizada utilizando apenas o  $Adj R^2$  como parâmetro. É importante destacar que o  $R^2$  não foi usado nesta análise porque este parâmetro não considera o número de variáveis de saída do modelo, fazendo com que não seja possível comparar o coeficiente de determinação obtido entre os modelos.

Antes de estudar a dependência dos parâmetros  $T_r$  e  $I_{aft}$  com a rigidez, obtidos por meio do ajuste da fase de recuperação dos decréscimos de Forbush, é necessário avaliar a qualidade desses ajustes. Dessa forma, considerando os ajustes calculados em todos os eventos, por modelo e período usado para calcular o ajuste, obteve-se a Tabela 7.9 abaixo. Na primeira coluna dessa Tabela há o modelo e o período usado para calcular o ajuste; na segunda, o número total de ajustes calculados, exceto os descartados pelos critérios de exclusão; e na terceira coluna, o número de ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ , sendo que, neste trabalho, considera-se ajustes que se encaixam nesse critério como ajustes de boa qualidade.

Tabela 7.9 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos.

Modelo e período usado para calcular o ajuste	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão)	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão) com $Adj R^2 \geq 0.6$
Modelo 1 (4 dias)	1028	144
Modelo 1 (5 dias)	1504	217
Modelo 1 (6 dias)	1897	294
Modelo 1 (7 dias)	2148	336
Modelo 1 (8 dias)	2230	347
Modelo 2.1 (4 dias)	1203	421
Modelo 2.1 (5 dias)	1500	586
Modelo 2.1 (6 dias)	1732	743
Modelo 2.1 (7 dias)	1961	852
Modelo 2.1 (8 dias)	2078	920
Modelo 2.2 (4 dias)	1166	396
Modelo 2.2 (5 dias)	1525	608
Modelo 2.2 (6 dias)	1727	756
Modelo 2.2 (7 dias)	1920	853
Modelo 2.2 (8 dias)	2023	946
Modelo 2.3 (4 dias)	1492	488
Modelo 2.3 (5 dias)	1535	532
Modelo 2.3 (6 dias)	1559	570
Modelo 2.3 (7 dias)	1580	580
Modelo 2.3 (8 dias)	1602	586

Fonte: Produção do autor.

Através da Tabela 7.9 é possível fazer as seguintes considerações acerca dos valores apresentados:

- a) dentre os modelos, o que calculou mais ajustes foi o modelo 1, uma vez que, o modelo 1 calculou 8807 ajustes, o modelo 2.1, 8474 ajustes, o modelo 2.2, 8361 ajustes e o modelo 2.3, 7768 ajustes;

- b) dentre os modelos, o que calculou mais ajustes de boa qualidade foi o modelo 2.2, já que o modelo 2.2 calculou 3559 ajustes, o modelo 2.1, 3522 ajustes, o modelo 2.3, 2756 ajustes e o modelo 1, 1338 ajustes;
- c) dentre os períodos usados para calcular o ajuste, o que calculou mais ajustes, e ajustes com boa qualidade, foi o período de 8 dias.

Portanto, pode-se concluir que o modelo 2.2, usando 8 dias de dados de raios cósmicos, a partir da data de fim da passagem da ICME, é o modelo e período que melhor se ajusta aos dados da intensidade de raios cósmicos registrados durante a fase de recuperação pelos detectores utilizados nesse estudo. Vale destacar que o modelo 2.1, usando um período de 8 dias, também teve um bom desempenho.

Ademais, observou-se que o desempenho do modelo 1 ficou aquém do desejável, na medida que o pior dia e modelo dentre os outros modelos (modelo 2.2 usando um período de 4 dias) ainda calculou mais ajustes de boa qualidade que o melhor período do modelo 1 (período de 8 dias). Provavelmente, o desempenho inferior do modelo 1 esteja sustentado na hipótese de que o modelo 1 favorece o formato da curva exponencial em detrimento do perfil dos dados de raios cósmicos.

O modelo 2.3 teve um desempenho mediano e acredita-se que, provavelmente, isso se deve também a condição necessária para o cálculo do ajuste por meio deste modelo  $I_{sr} < I_{bef} - \sigma_{bef}$  (sendo  $I_{sr}$  a intensidade inicial do cálculo do ajuste/intensidade na data de fim da ICME,  $I_{bef}$  a intensidade antes do efeito da ICME/a intensidade do início do FD e  $\sigma_{bef}$  o desvio padrão associado a  $I_{bef}$ ), já que a condição inicial do modelo estabelece que  $I_{aft} = I_{bef}$  e o modelo teórico define que, na fase de recuperação de FDs, a intensidade aumenta gradualmente.

As Tabelas 7.10 a 7.14, mostradas a seguir, consideram os eventos agrupados conforme as fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}, P_{21}, P_{22}, P_{23}$  e  $P_{24}$ ), ao invés de considerar todos os eventos.

Tabela 7.10 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos, considerando os eventos da fase  $P_{20}$  do ciclo magnético solar.

Modelo e período usado para calcular o ajuste	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão) no período $P_{20}$	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão) com $Adj R^2 \geq 0.6$ no período $P_{20}$
Modelo 1 (4 dias)	168	37
Modelo 1 (5 dias)	238	56
Modelo 1 (6 dias)	298	68
Modelo 1 (7 dias)	317	80
Modelo 1 (8 dias)	320	75
Modelo 2.1 (4 dias)	165	70
Modelo 2.1 (5 dias)	221	104
Modelo 2.1 (6 dias)	245	163
Modelo 2.1 (7 dias)	260	183
Modelo 2.1 (8 dias)	283	204
Modelo 2.2 (4 dias)	167	73
Modelo 2.2 (5 dias)	240	129
Modelo 2.2 (6 dias)	250	178
Modelo 2.2 (7 dias)	267	201
Modelo 2.2 (8 dias)	295	228
Modelo 2.3 (4 dias)	239	77
Modelo 2.3 (5 dias)	241	90
Modelo 2.3 (6 dias)	241	99
Modelo 2.3 (7 dias)	242	100
Modelo 2.3 (8 dias)	243	100

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.11 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos, considerando os eventos da fase  $P_{21}$  do ciclo magnético solar.

Modelo e período usado para calcular o ajuste	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão) no período $P_{21}$	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão) com $Adj R^2 \geq 0.6$ no período $P_{21}$
Modelo 1 (4 dias)	102	6
Modelo 1 (5 dias)	148	16
Modelo 1 (6 dias)	167	33
Modelo 1 (7 dias)	179	37
Modelo 1 (8 dias)	184	35
Modelo 2.1 (4 dias)	131	40
Modelo 2.1 (5 dias)	158	66
Modelo 2.1 (6 dias)	164	68
Modelo 2.1 (7 dias)	168	74
Modelo 2.1 (8 dias)	182	83
Modelo 2.2 (4 dias)	124	43
Modelo 2.2 (5 dias)	146	60
Modelo 2.2 (6 dias)	144	53
Modelo 2.2 (7 dias)	153	66
Modelo 2.2 (8 dias)	172	83
Modelo 2.3 (4 dias)	102	57
Modelo 2.3 (5 dias)	104	57
Modelo 2.3 (6 dias)	108	58
Modelo 2.3 (7 dias)	109	58
Modelo 2.3 (8 dias)	112	58

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.12 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos, considerando os eventos da fase  $P_{22}$  do ciclo magnético solar.

Modelo e período usado para calcular o ajuste	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão) no período $P_{22}$	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão) com $Adj R^2 \geq 0.6$ no período $P_{22}$
Modelo 1 (4 dias)	93	15
Modelo 1 (5 dias)	125	18
Modelo 1 (6 dias)	141	28
Modelo 1 (7 dias)	156	30
Modelo 1 (8 dias)	163	32
Modelo 2.1 (4 dias)	116	40
Modelo 2.1 (5 dias)	137	67
Modelo 2.1 (6 dias)	153	77
Modelo 2.1 (7 dias)	163	90
Modelo 2.1 (8 dias)	164	91
Modelo 2.2 (4 dias)	110	41
Modelo 2.2 (5 dias)	129	64
Modelo 2.2 (6 dias)	148	84
Modelo 2.2 (7 dias)	158	90
Modelo 2.2 (8 dias)	158	91
Modelo 2.3 (4 dias)	100	56
Modelo 2.3 (5 dias)	109	56
Modelo 2.3 (6 dias)	109	56
Modelo 2.3 (7 dias)	112	56
Modelo 2.3 (8 dias)	113	56

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.13 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos, considerando os eventos da fase  $P_{23}$  do ciclo magnético solar.

Modelo e período usado para calcular o ajuste	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão) no período $P_{23}$	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão) com $Adj R^2 \geq 0.6$ no período $P_{23}$
Modelo 1 (4 dias)	317	53
Modelo 1 (5 dias)	458	70
Modelo 1 (6 dias)	559	82
Modelo 1 (7 dias)	619	88
Modelo 1 (8 dias)	650	88
Modelo 2.1 (4 dias)	282	107
Modelo 2.1 (5 dias)	318	122
Modelo 2.1 (6 dias)	424	144
Modelo 2.1 (7 dias)	534	159
Modelo 2.1 (8 dias)	585	170
Modelo 2.2 (4 dias)	283	87
Modelo 2.2 (5 dias)	341	116
Modelo 2.2 (6 dias)	464	140
Modelo 2.2 (7 dias)	556	168
Modelo 2.2 (8 dias)	591	185
Modelo 2.3 (4 dias)	419	109
Modelo 2.3 (5 dias)	439	135
Modelo 2.3 (6 dias)	452	145
Modelo 2.3 (7 dias)	464	149
Modelo 2.3 (8 dias)	473	154

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.14 – Análise da qualidade dos ajustes da fase de recuperação realizados por modelo e período de dados de raios cósmicos, considerando os eventos da fase  $P_{24}$  do ciclo magnético solar.

Modelo e período usado para calcular o ajuste	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão) no período $P_{24}$	Número total de ajustes (após a utilização dos critérios de exclusão) com $Adj R^2 \geq 0.6$ no período $P_{24}$
Modelo 1 (4 dias)	97	8
Modelo 1 (5 dias)	149	12
Modelo 1 (6 dias)	188	22
Modelo 1 (7 dias)	227	21
Modelo 1 (8 dias)	233	21
Modelo 2.1 (4 dias)	88	14
Modelo 2.1 (5 dias)	153	31
Modelo 2.1 (6 dias)	195	46
Modelo 2.1 (7 dias)	231	60
Modelo 2.1 (8 dias)	238	65
Modelo 2.2 (4 dias)	90	20
Modelo 2.2 (5 dias)	167	37
Modelo 2.2 (6 dias)	195	54
Modelo 2.2 (7 dias)	228	63
Modelo 2.2 (8 dias)	228	67
Modelo 2.3 (4 dias)	143	45
Modelo 2.3 (5 dias)	146	45
Modelo 2.3 (6 dias)	147	47
Modelo 2.3 (7 dias)	148	48
Modelo 2.3 (8 dias)	148	49

Fonte: Produção do autor.

Analisando-se os resultados apresentados nas Tabelas 7.10 a 7.14, destaca-se que:

- a) o modelo e período que mais se ajusta aos dados observados na fase  $P_{20}$  é o modelo 2.2, usando 8 dias de dados;
- b) na fase  $P_{21}$ , o modelo 2.1 e 2.2, usando 8 dias de dados, são os modelos que se ajustaram melhor aos dados, já que ambos calcularam o mesmo número de ajustes de boa qualidade;
- c) na fase  $P_{22}$ , o modelo 2.1 e 2.2, usando 8 dias de dados, são os modelos que se ajustaram melhor aos dados, uma vez que ambos calcularam o mesmo número de ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ ;
- d) o modelo e período que mais se ajusta aos dados observados na fase  $P_{23}$  é o modelo 2.2, usando um período de 8 dias;
- e) o modelo e período que mais se ajusta aos dados observados na fase  $P_{24}$  é o modelo 2.2, usando 8 dias de dados.

Por fim, o resultado anterior, no qual o modelo 2.2, para um período de 8 dias, é o mais eficiente, mostrou-se consistente com a análise das fases do ciclo magnético solar. Além disso, também é possível verificar, na análise usando as fases do ciclo magnético, que o modelo 1 tem o pior desempenho entre os modelos.

As Seções 7.5 e 7.6 apresentam a análise da dependência de  $T_r$  com a rigidez. Para realizar essa análise, decidiu-se comparar os resultados obtidos pelos modelos 2.1, 2.2 e 2.3 usando 8 dias de dados de raios cósmicos após a data de fim da ICME, já que esse período calculou o maior número de ajustes de boa qualidade nos 3 modelos e em todas as fases do ciclo solar. Já as Seções 7.4, 7.7 e 7.8 analisam resultados associados a  $I_{aft}$  e, para isso, escolheu-se comparar os resultados obtidos somente pelos modelos 2.1 e 2.2 usando 8 dias de dados, já que, no modelo 2.3,  $I_{aft}$  não é um parâmetro de saída.

#### **7.4 Análise estatística de $I_{aft}$**

Como apresentado na Seção 6.2, decidiu-se utilizar 4 modelos para calcular o ajuste na fase de recuperação de decréscimos de Forbush, lembrando que, neste trabalho, considerou-se que o início da fase de recuperação é a data de fim da passagem da ICME pela Terra. Além disso, nos modelos 1, 2.1 e 2.2, o

$I_{aft}$  (intensidade assintótica atingida após o fim do efeito da passagem da estrutura interplanetária) e o  $T_r$  (tempo característico da recuperação) são parâmetros de saída, enquanto no modelo 2.3 utilizou-se apenas  $T_r$ , pois, neste último caso, assumiu-se  $I_{aft} = I_{bef}$ , ou seja, após o efeito da ICME, a intensidade de raios cósmicos retorna ao patamar anterior à estrutura interplanetária, como já realizado em muitos trabalhos.

A motivação para a criação de um método que calculasse o ajuste da fase de recuperação de FDs, em que o  $I_{aft}$  fosse desvinculado de  $I_{bef}$ , iniciou-se no estudo do artigo de Jämsén et al. (2007), mas ganhou consistência por meio da análise visual dos gráficos da intensidade de raios cósmicos, como ilustrado nas Figuras 6.10, 6.22 e 6.23, bem como na aparente ineficiência do modelo 2.3 em se ajustar aos dados observados, em alguns casos, como mostrado nas Figuras 6.18 e 6.20.

Inicialmente, com o objetivo de verificar se a taxa de ocorrência de *over-recovery* e *under-recovery* é significativa, calculou-se a distribuição dos ajustes por categorias de  $I_{aft}$  ( $I_{aft} < I_{bef} - \sigma_{bef}$ ;  $I_{bef} - \sigma_{bef} \leq I_{aft} \leq I_{bef} + \sigma_{bef}$ ; e  $I_{aft} > I_{bef} + \sigma_{bef}$ ) para cada modelo e período usado para calcular o ajuste. Além disso, todos os ajustes calculados e os ajustes de boa qualidade (com  $Adj R^2 \geq 0.6$ ) foram considerados, conforme é apresentado nas Tabelas E.1 e E.2 do apêndice E.

Para simplificar a análise, gerou-se a Tabela 7.15 que inclui apenas os resultados obtidos para o modelo 2.1 e 2.2, usando 8 dias de dados de raios cósmicos para realizar o ajuste.

Tabela 7.15 – Análise da distribuição dos ajustes calculados por categoria de  $I_{aft}$ , para os modelos 2.1 e 2.2, usando 8 dias de dados de raios cósmicos para calcular o ajuste.

Número de ajustes	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$I_{aft} < I_{bef} - \sigma_{bef}$	506	495
$I_{bef} - \sigma_{bef} \leq I_{aft} \leq I_{bef} + \sigma_{bef}$	690	695
$I_{aft} > I_{bef} + \sigma_{bef}$	882	833
$I_{aft} < I_{bef} - \sigma_{bef}$ , com $Adj R^2 \geq 0.6$	115	122
$I_{bef} - \sigma_{bef} \leq I_{aft} \leq I_{bef} + \sigma_{bef}$ , com $Adj R^2 \geq 0.6$	184	210
$I_{aft} > I_{bef} + \sigma_{bef}$ , com $Adj R^2 \geq 0.6$	621	614

Fonte: Produção do autor.

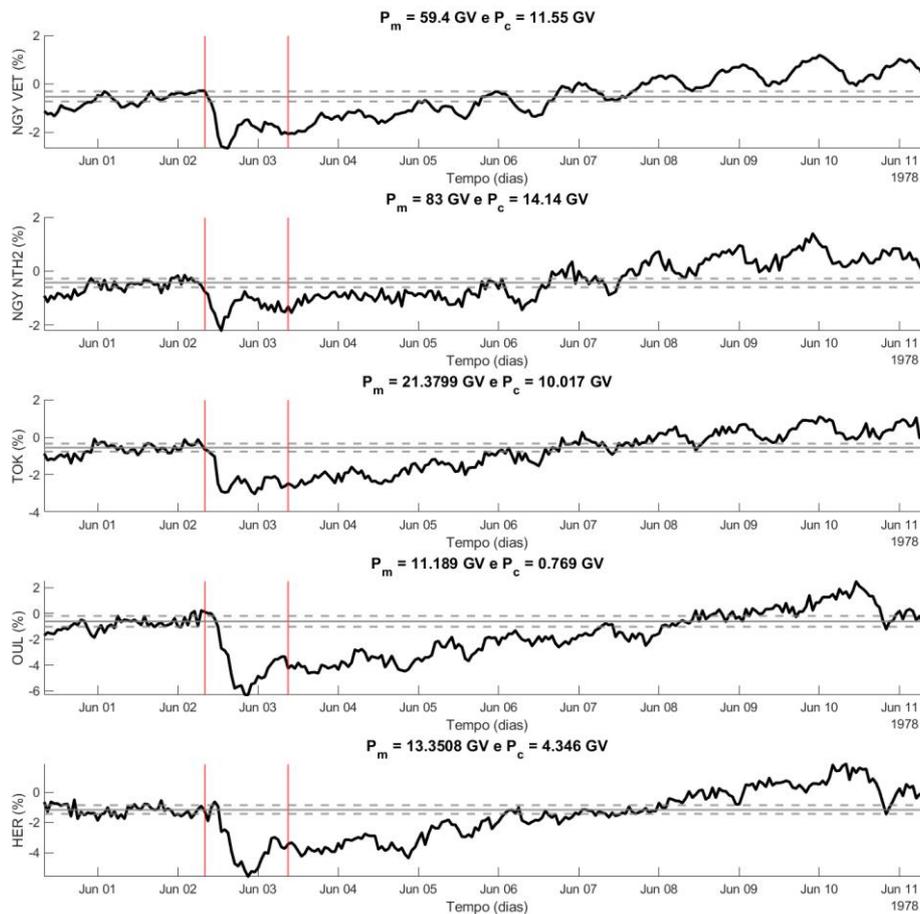
Pode-se inferir da Tabela 7.15 que:

- a) a categoria dos *under-recovery* é a menos numerosa, tanto para os ajustes de boa qualidade (com  $Adj R^2 \geq 0.6$ ), quanto para os ajustes independentes do parâmetro de qualidade (linha 1 a 3);
- b) a categoria dos *over-recovery* é a mais numerosa, tanto para os ajustes de boa qualidade (linha 4 a 6 da Tabela) quanto os ajustes independentes do parâmetro de qualidade (linha 1 a 3).

Dessa maneira, conclui-se que há uma quantidade significativa de *over-recovery* e até mesmo de *under-recovery*, ainda que em menor quantidade, indicando que provavelmente há fenômenos e/ou mecanismos físicos, após a passagem da ICME, que fazem com que a intensidade não retorne para o patamar inicial.

A Figura 7.9 mostra 5 exemplos de *over-recovery* associados ao mesmo evento (evento 10). É fácil se observar nesta Figura que o primeiro detector que registrou  $I(t) = I_{bef} - \sigma_{bef}$  foi o canal vertical de Nagoya (NGY VET) no dia 5 de junho às 0 horas, seguido por NGY NTH2 (5 de junho às 19 horas), TOK (6 de junho às 0 horas), HER (6 de junho às 2 horas) e OUL (7 de junho às 7 horas). Portanto, conclui-se que a intensidade, durante a recuperação, alcançou  $I_{bef}$  primeiro nos detectores de múons e depois nos monitores de nêutrons. Consequentemente, caso se decida considerar que os decréscimos de Forbush se recuperam quando a intensidade atinge  $I_{bef}$  durante a recuperação  $I_r(t)$ , é possível inferir que, neste exemplo, que os nêutrons se recuperaram depois dos múons, o que contradiz a teoria apresentada na Seção 2.3. Ademais, como os *over-recovery* da Figura estão associados a mesma ICME analisou-se os dados do meio interplanetário no período e observou-se: (a) um decréscimo no índice DST para -60 entre os dias 4 e 5 de junho e (b) um decréscimo na velocidade, até o dia 4 e 5 de junho, quando ocorreu um pequeno aumento descontínuo, seguido por um decréscimo contínuo até, aproximadamente, o dia 10 de junho. Por fim, acredita-se que, provavelmente, essa pequena perturbação observada no meio interplanetário possa ter sido a causadora dos *over-recovery* registrados, embora não haja informações suficientes para se atribuir outra causa.

Figura 7.9 – Intensidade de 5 detectores de partículas no período de ocorrência do evento 10.



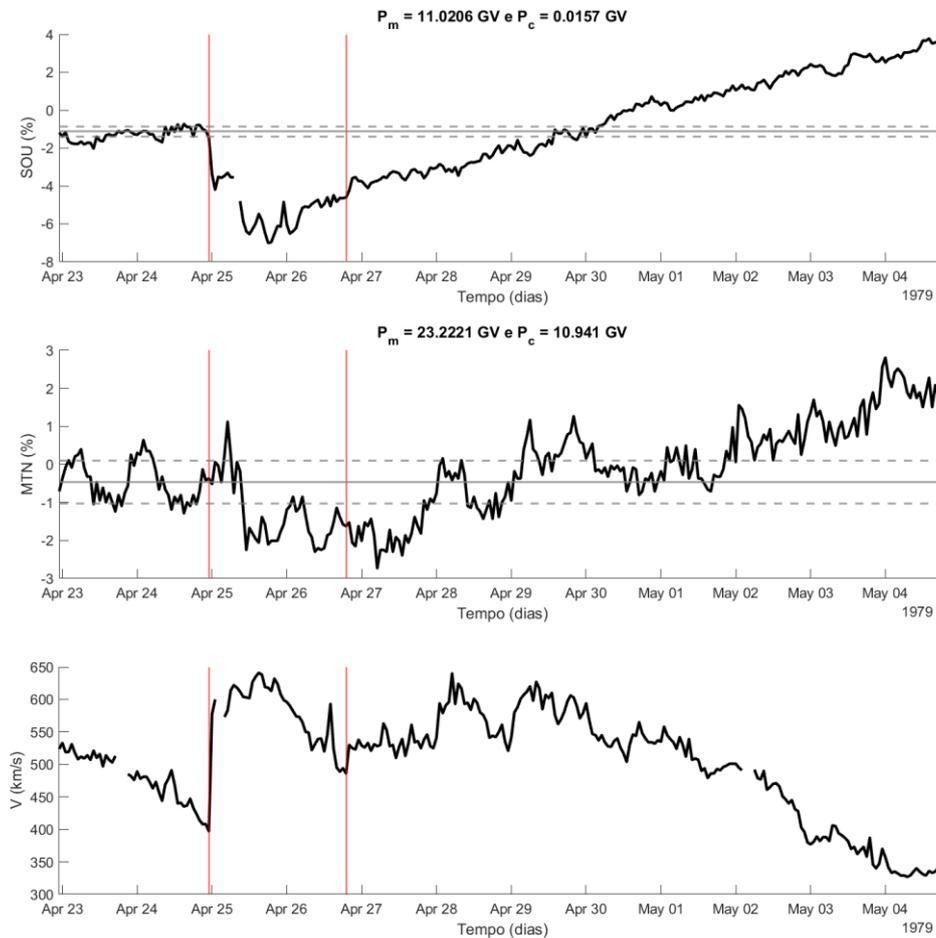
Cada gráfico da Figura apresenta a intensidade horária de raios cósmicos secundários de 5 detectores partículas a partir de 2 dias antes do início da ICME a 8 dias depois da data de fim. Os dados apresentados são dos detectores de (de cima para baixo): canal vertical de Nagoya (NGY VET); canal Norte 2 de Nagoya (NGY NTH2); Tóquio (TOK); Oulu (OUL); e Hermanus (HER). A Figura também indica a data de início da ICME (primeira linha vertical vermelha), a data de fim da ICME (segunda linha vertical vermelha),  $I_{bef}$  (linha contínua cinza) e  $\pm\sigma_{bef}$  (linhas tracejadas cinza). Além disso, acima de cada gráfico, há a rigidez mediana ( $P_m$ ) e a rigidez de corte ( $P_c$ ) associada a cada detector.

Fonte: Produção do autor.

Também é possível observar, nos dados dos 5 detectores mostrados na Figura 7.9, que o perfil da intensidade de raios cósmicos na recuperação não possui o formato exponencial esperado. Por esse motivo, investigou-se um pouco mais outros *over-recovery*, como, por exemplo, os associados ao evento 14 (Figura 7.10). No primeiro gráfico da Figura 7.10 é possível observar uma recuperação

com o formato de uma reta ascendente. Por outro lado, comparando-se o perfil da intensidade da recuperação, registrada no segundo gráfico, com a velocidade do plasma, no mesmo período, verificou-se que, após o fim da ICME até o dia 30 de abril, a velocidade variou pouco, entre  $\approx 640 \text{ km/s}$  e  $\approx 520 \text{ km/s}$ , enquanto a intensidade de raios cósmicos de MTN (Monte Norikura) exibiu um aumento gradual esperado para a fase de recuperação de FDs. Entretanto, após o dia 30 de abril, é possível verificar que a intensidade de raios cósmicos começa a se recuperar mais rapidamente e, concomitantemente, a velocidade do plasma também começa a diminuir mais rápido. Portanto, foi possível observar que, durante a recuperação de alguns eventos, pode haver uma influência significativa da velocidade do vento solar na intensidade de raios cósmicos, sugerindo um aumento da influência da convecção na fase de recuperação. É importante destacar que há outras possibilidades para a causa do *over-recovery*, como, por exemplo, o cálculo de  $I_{bef}$ , já que pode ter ocorrido um precursor antes do início da ICME e/ou uma perturbação intensa anterior a estrutura interplanetária.

Figura 7.10 – Intensidade de SOU e MTN e velocidade do plasma no período de ocorrência do evento 14.



Os dois primeiros gráficos da Figura mostram a intensidade de raios cósmicos nos detectores do Polo Sul (SOU) e do Monte Norikura (MTN), consecutivamente, enquanto o terceiro gráfico da Figura apresenta os dados da velocidade do plasma interplanetário. Os três gráficos exibem dados a partir de dois dias antes do início da ICME a 8 dias após a data de fim da ICME. Também há indicado nos gráficos: (a) no título, a rigidez mediana ( $P_m$ ) e de corte ( $P_c$ ); (b) reta horizontal contínua cinza representando o  $I_{bef}$ ; (c) retas horizontais tracejadas cinzas ( $\pm\sigma_{bef}$ ); e (d) retas verticais indicando as datas de início e fim da ICME, respectivamente.

Fonte: Produção do autor.

### 7.5 Análise estatística da dependência de $T_r$ com $P_m$

Analisou-se, nesta Seção, a dependência do tempo característico ( $T_r$ ) com a rigidez mediana ( $P_m$ ), sendo que, para isso, na Seção 7.5.1 utilizou-se todos os eventos, enquanto na Seção 7.5.2, apenas os eventos associados às fases do ciclo solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$  conforme mostrado na Figura 6.6).

### 7.5.1 Análise estatística da dependência de $T_r$ com $P_m$ em todo período das observações

Nesta Seção, estudou-se a dependência do tempo característico  $T_r$  com a rigidez mediana  $P_m$ , de modo que o subscrito 'x', nas variáveis que representam as correlações e os coeficientes angulares, é  $TrPm$ . Os resultados da análise da média das correlações e coeficientes angulares dos modelos 2.1, 2.2 e 2.3, cujos ajustes foram calculados usando 8 dias de dados de raios cósmicos após o fim da passagem da estrutura interplanetária, estão na Tabela 7.16.

Tabela 7.16 – Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(T_r)$  e  $\ln(P_m)$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)
$\langle Corr_{TrPm,t} \rangle$	-0.2490	-0.3144	-0.2597
$\sigma_{Corr_{TrPm,t}}$	0.4833	0.4748	0.5112
Nº de $ Corr_{TrPm,t}  < 0.4$	28	26	19
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,t}  < 0.6$	11	8	12
Nº de $ Corr_{TrPm,t}  \geq 0.6$	25	29	23
Nº de $\alpha_{TrPm,t} < 0.0$	42	47	33
Nº de $\alpha_{TrPm,t} = 0.0$	5	3	8
Nº de $\alpha_{TrPm,t} > 0.0$	17	13	13
$\langle Corr_{TrPm,0.6} \rangle$	-0.1376	-0.1297	-0.3658
$\sigma_{Corr_{TrPm,0.6}}$	0.4806	0.5664	0.4589
Nº de $ Corr_{TrPm,0.6}  < 0.4$	19	12	9
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,0.6}  < 0.6$	8	8	6
Nº de $ Corr_{TrPm,0.6}  \geq 0.6$	11	19	11

continua

Tabela 7.16 – Conclusão.

Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} < 0.0$	17	21	17
Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} = 0.0$	8	3	5
Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} > 0.0$	13	15	4
$\langle Corr_{TrPm,n} \rangle$	-0.0154	-0.1006	-0.2515
$\sigma_{Corr_{TrPm,n}}$	0.4765	0.4638	0.4766
Nº de $ Corr_{TrPm,n}  < 0.4$	29	25	16
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,n}  < 0.6$	11	14	13
Nº de $ Corr_{TrPm,n}  \geq 0.6$	12	14	13
Nº de $\alpha_{TrPm,n} < 0.0$	28	32	30
Nº de $\alpha_{TrPm,n} = 0.0$	0	2	1
Nº de $\alpha_{TrPm,n} > 0.0$	24	19	11
$\langle Corr_{TrPm,\mu} \rangle$	-0.1639	-0.2559	-0.0632
$\sigma_{Corr_{TrPm,\mu}}$	0.3424	0.3823	0.4888
Nº de $ Corr_{TrPm,\mu}  < 0.4$	35	24	15
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,\mu}  < 0.6$	13	16	13
Nº de $ Corr_{TrPm,\mu}  \geq 0.6$	3	10	10
Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} < 0.0$	37	39	21
Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} = 0.0$	2	0	1
Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} > 0.0$	12	11	16

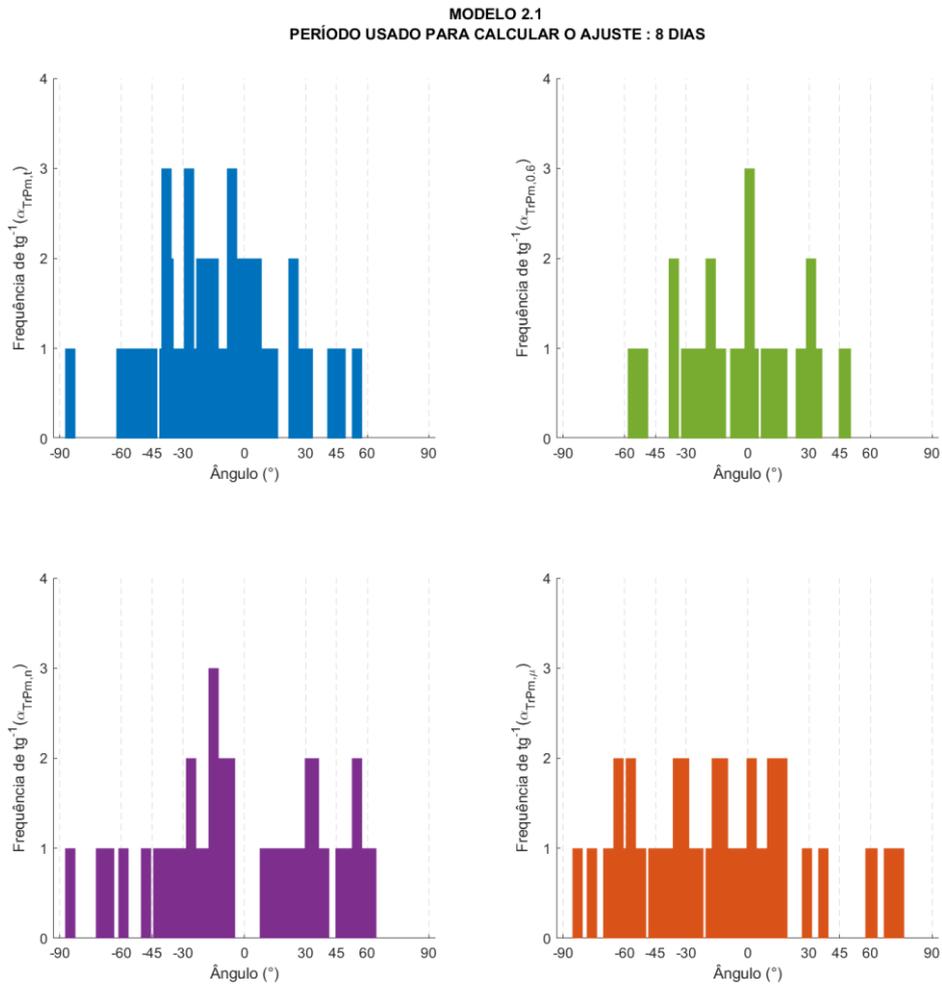
Fonte: Produção do autor.

Acerca dos resultados apresentados na Tabela 7.16, pode-se inferir que a média das correlações calculadas usando todos os detectores ( $Corr_{TrPm,t}$ ), ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$  ( $Corr_{TrPm,0.6}$ ), monitores de nêutrons ( $Corr_{TrPm,n}$ ) e detectores de

múons ( $Corr_{TrPm,\mu}$ ) é baixa e negativa nos 3 modelos analisados. Observou-se também que a maior parte dos coeficientes angulares calculados ( $\alpha_{TrPm,y}$ , com o subscrito 'y' podendo ser igual a  $t$ ,  $0.6$ ,  $n$  ou  $\mu$ ) são negativos ou positivos (há poucos casos em que  $\alpha_{TrPm,y} = 0.0$ ), com exceção de  $\alpha_{TrPm,0.6}$  associado ao modelo 2.3, que apresentou um número maior de coeficientes angulares negativos.

A análise das frequências dos ângulos associados aos coeficientes angulares  $\alpha_{TrPm,t}$ ,  $\alpha_{TrPm,0.6}$ ,  $\alpha_{TrPm,n}$  e  $\alpha_{TrPm,\mu}$  foi realizada através das Figuras 7.11, 7.12 e 7.13, que mostra a distribuição angular dos coeficientes angulares calculados em todas as regressões lineares usando a Equação 6.8, sendo que cada Figura está relacionada ao cálculo de  $T_r$  executado, respectivamente, pelos modelos 2.1, 2.2 e 2.3.

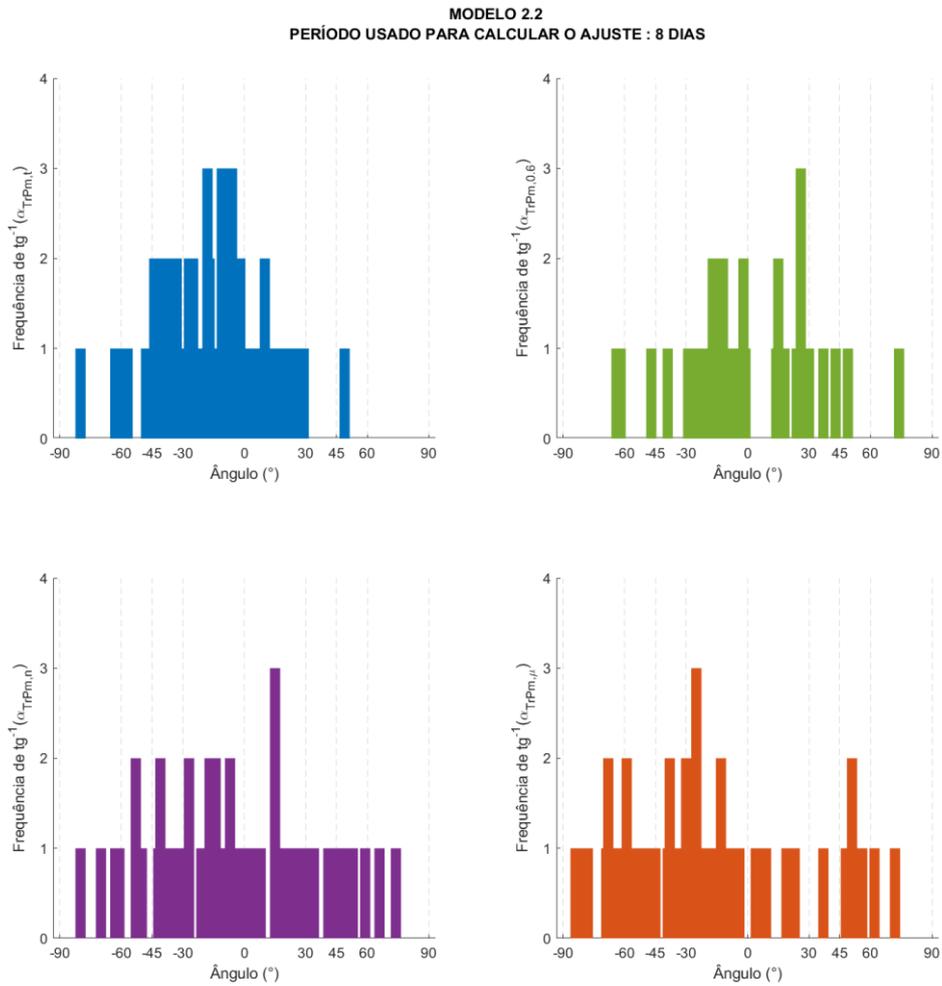
Figura 7.11 – Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\alpha_{TrPm})$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias) de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,0.6}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exibe a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

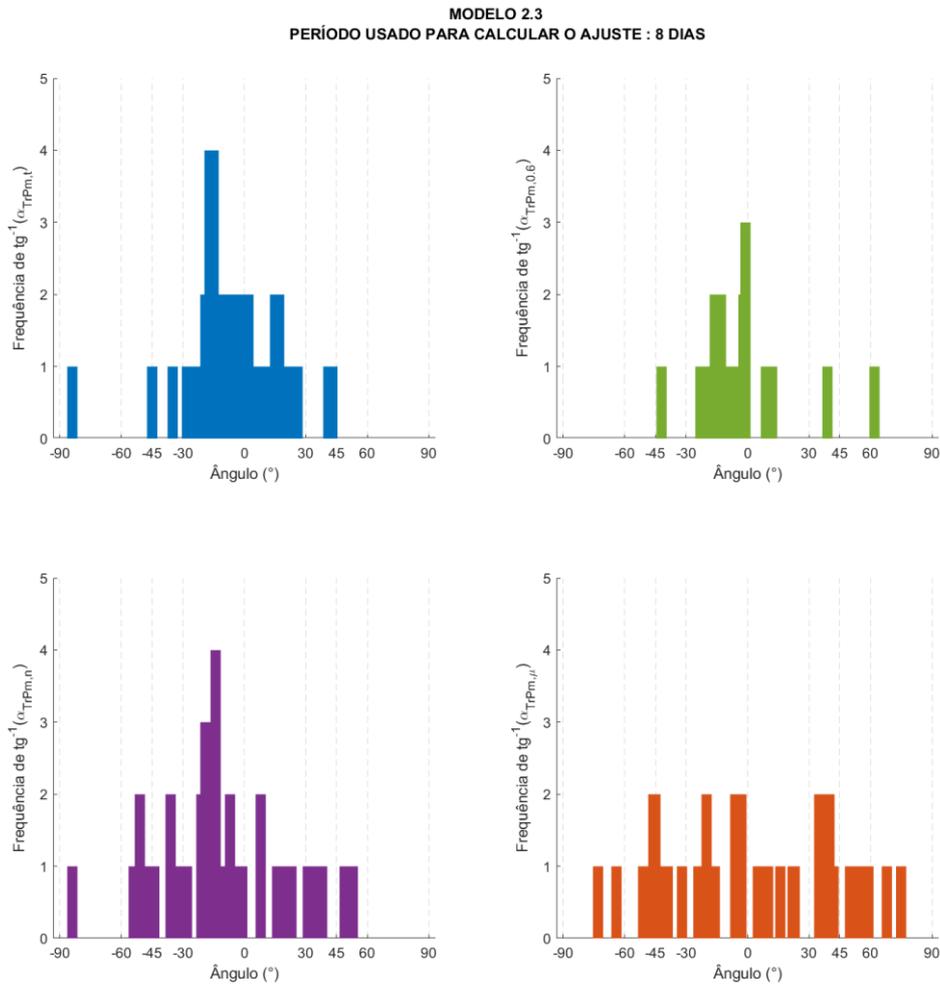
Figura 7.12 – Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\alpha_{TrPm})$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias) de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,0.6}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exibe a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.13 – Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\alpha_{TrPm})$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias) de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,0.6}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exhibe a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPm,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

Pode-se concluir através dos gráficos apresentados nas Figuras 7.11 a 7.13 que:

- a) nos 3 modelos, a distribuição dos ângulos associados a  $\alpha_{TrPm,t}$  (coeficiente angular das regressões calculadas usando todos os pontos) se estende de  $\approx -90^\circ$  a  $\approx 60^\circ$ ;
- b) no modelo 2.1, a distribuição dos ângulos relacionados a  $\alpha_{TrPm,0.6}$  (coeficiente angular das regressões calculadas com os  $T_r$  associados a

- ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ ) se estende de  $\approx -60^\circ$  a  $\approx 45^\circ$ , no modelo 2.2, majoritariamente, de  $\approx -60^\circ$  a  $\approx 60^\circ$  e, no modelo 2.3, de  $\approx -45^\circ$  a  $\approx 60^\circ$ ;
- c) nos modelos 2.1 e 2.3, a distribuição dos ângulos associados a  $\alpha_{TrPm,n}$  (coeficiente angular das regressões calculadas com  $T_r$  de monitores de nêutrons) se estendem de  $\approx -90^\circ$  a  $\approx 60^\circ$ , enquanto no modelo 2.2, de  $\approx -90^\circ$  a  $\approx 90^\circ$ ;
- d) nos 3 modelos, a distribuição dos ângulos relacionados a  $\alpha_{TrPm,\mu}$  (coeficiente angular das regressões calculadas com  $T_r$  de detectores de múons) se estende de  $\approx -90^\circ$  a  $\approx 90^\circ$ .

A análise da média relativa realizada nesta Seção envolve o cálculo da média de  $T_r - T_r^{ngy vet} + 1080$  relacionada a cada detector, sendo  $T_r^{ngy vet}$  o tempo característico do canal vertical de Nagoya e, 1080, uma constante aleatória, escolhida para tornar a diferença entre os  $T_r$  sempre positiva. Em seguida, calculou-se as correlações de  $\ln(\langle T_r - T_r^{ngy vet} + 1080 \rangle)$  com  $\ln(P_m)$  e as regressões lineares usando a Equação 7.3. É importante destacar que, para esta análise, utilizou-se apenas os  $T_r$  relacionados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ .

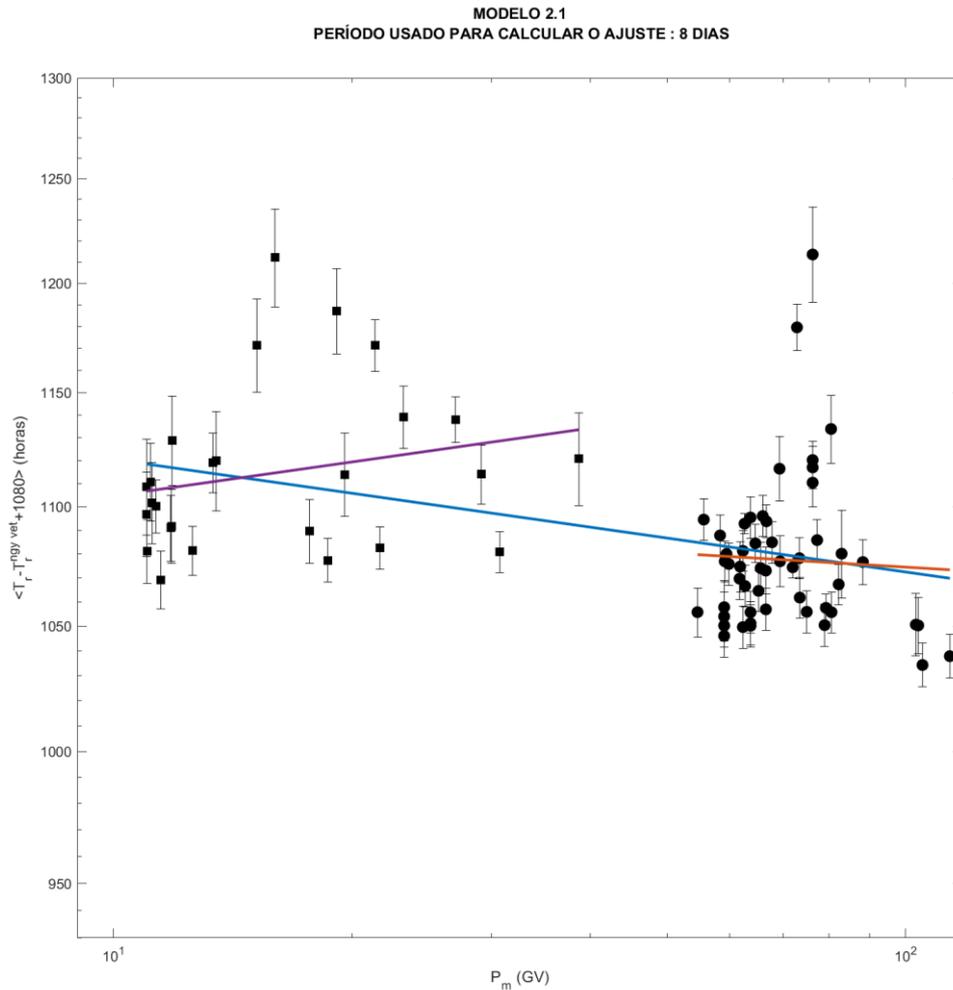
$$\ln(\langle T_r - T_r^{ngy vet} + 1080 \rangle) = \alpha_{\langle TrPm \rangle} \ln(P_m) + \beta_{\langle TrPm \rangle} \quad (7.3)$$

As Figuras 7.14, 7.15 e 7.16, mostram  $\langle T_r - T_r^{ngy vet} + 1080 \rangle$ , calculado pelos modelos 2.1, 2.2 e 2.3, consecutivamente, versus  $P_m$ , bem como os resultados das regressões lineares, indicados pelas retas azul, vermelha e roxa. Além disso, a Tabela 7.17 apresenta os resultados das correlações e coeficientes angulares, assim como o coeficiente de determinação  $R^2$  e o  $RMSE$  de cada regressão linear calculado.

É possível observar na Figura 7.16, a presença de 3 pontos *outliers* (pontos que se diferenciam drasticamente dos outros), indicados por pontos vermelhos no gráfico. Logo, para aperfeiçoar a análise, decidiu-se eliminar os 3 pontos, como mostrado na Figura 7.17, e recalculou-se as correlações e regressões lineares, cujos resultados foram apresentados na quarta coluna da Tabela 7.17. Vale destacar que os *outliers* estão relacionados aos seguintes detectores de múons: Sul 2 de

Hobart (HBT\_STH2), Leste 2 de Hobart (HBT\_EST2) e Oeste 2 de São Martinho da Serra (SMS\_WST2).

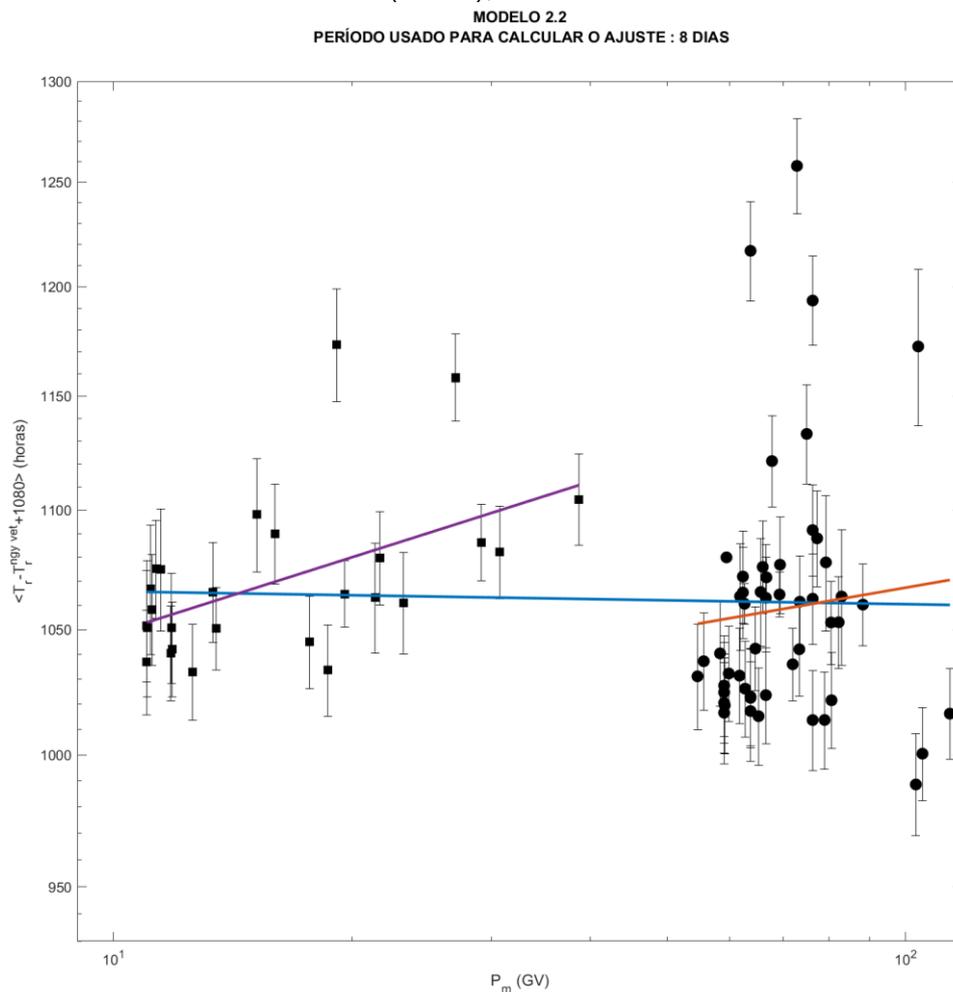
Figura 7.14– Gráfico de  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  versus  $P_m$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias).



A Figura mostra o gráfico da média dos  $T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080$  versus  $P_m$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.15– Gráfico de  $\langle T_r - T_r^{ngy vet} + 1080 \rangle$  versus  $P_m$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias), usando todos os eventos.

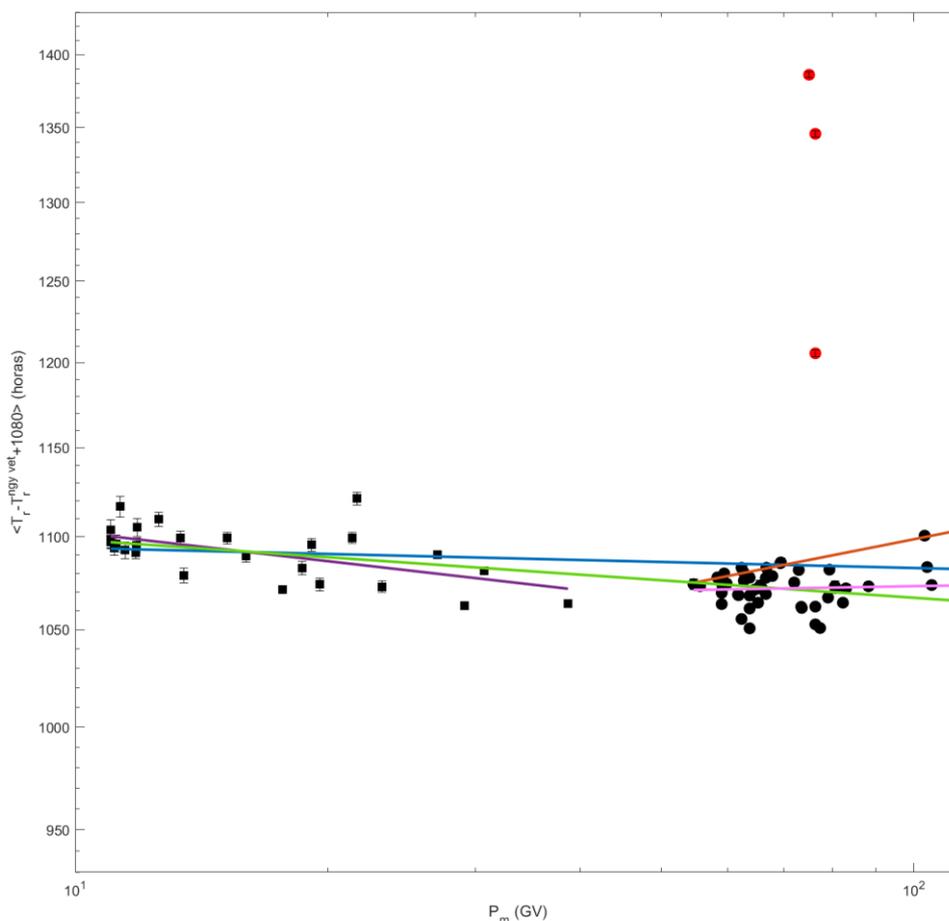


A Figura mostra o gráfico da média dos  $T_r - T_r^{ngy vet} + 1080$  versus  $P_m$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.16– Gráfico de  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  versus  $P_m$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias), usando todos os eventos.

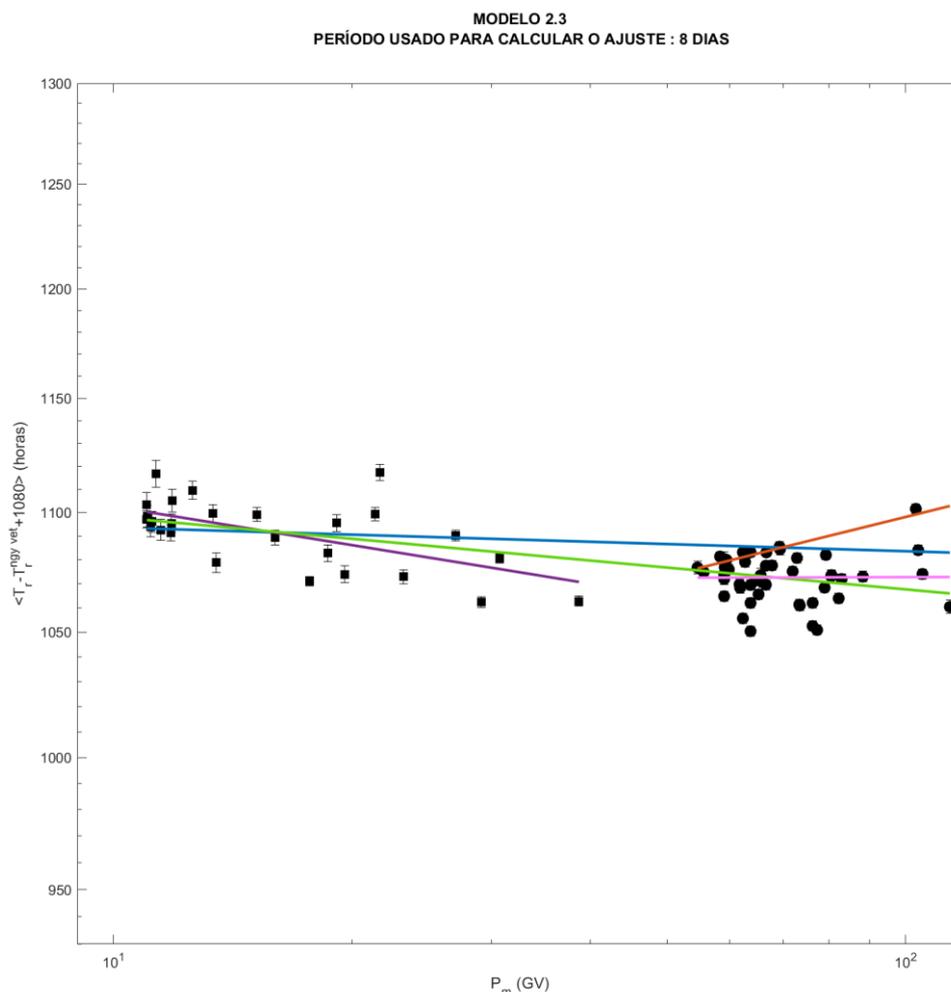
MODELO 2.3  
PERÍODO USADO PARA CALCULAR O AJUSTE : 8 DIAS



A Figura mostra o gráfico da média dos  $T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080$  versus  $P_m$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons. A curva verde exibida no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos, com exceção dos *outliers* (pontos vermelhos), já a curva rosa, a regressão linear calculada usando dados de múons sem os *outliers*.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.17– Gráfico de  $\langle T_r - T_r^{ngy vet} + 1080 \rangle$  versus  $P_m$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias), usando todos os eventos e excluindo *outliners*.



A Figura mostra o gráfico da média dos  $T_r - T_r^{ngy vet} + 1080$  versus  $P_m$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons. A curva verde exibida no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos, com exceção dos *outliers*, já a curva rosa, a regressão linear calculada usando dados de múons sem os *outliers*.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.17– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(<T_r>)$  e  $\ln(P_m)$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)	Modelo 2.3** (8 dias)
$Corr_{<TrPm>,t}$	-0.4140	-0.0930	-0.0713	-0.6704
$\alpha_{<TrPm>,t}$	-0.0190	-0.0062	-0.0040	-0.0122
$\beta_{<TrPm>,t}$	7.0654	6.9852	7.0065	7.0295
$R^2_{<TrPm>,t}$	0.1714	0.0086	0.0050	0.4494
$RMSE_{<TrPm>,t}$	0.0300	0.0476	0.0401	0.0095
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,t}}$	0.0096	0.0152	0.0128	0.0031
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,t}}$	0.0368	0.0584	0.0492	0.0120
$Corr_{<TrPm>,n}$	0.2243	0.3866	-0.6070	***
$\alpha_{<TrPm>,n}$	0.0190	0.0314	-0.0216	***
$\beta_{<TrPm>,n}$	6.9635	6.8864	7.0553	***
$R^2_{<TrPm>,n}$	0.0503	0.1495	0.3684	***
$RMSE_{<TrPm>,n}$	0.0172	0.0156	0.0059	***
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,n}}$	0.0348	0.0315	0.0119	***
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,n}}$	0.0977	0.0886	0.0335	***
$Corr_{<TrPm>,\mu}$	-0.0459	0.1772	0.1105	0.0058
$\alpha_{<TrPm>,\mu}$	-0.0080	0.0590	0.0331	0.0003
$\beta_{<TrPm>,\mu}$	7.0166	6.7048	6.8488	6.9765
$R^2_{<TrPm>,\mu}$	0.0021	0.0314	0.0122	0.0000
$RMSE_{<TrPm>,\mu}$	0.0230	0.0432	0.0392	0.0070
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,\mu}}$	0.0502	0.0941	0.0854	0.0160
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,\mu}}$	0.2137	0.4003	0.3634	0.0682

Fonte: Produção do autor.

A partir dos resultados apresentados na Tabela 7.17 e nos gráficos pode-se concluir que:

- a) nos 3 modelos, sem excluir *outliers*, a correlação calculada usando todos os pontos ( $Corr_{<TrPm>,t}$ ) é baixa e negativa e o coeficiente de determinação  $R^2_{<TrPm>,t}$  é menor que 0.4, indicando que a curva não se ajusta aos dados;
- b) no modelo 2.3, após excluir *outliers*, a correlação calculada usando todos os pontos é alta e negativa e o coeficiente de determinação  $R^2_{<TrPm>,n}$  é  $\approx 0.4$ , indicando que a curva se ajusta moderadamente aos dados;

- c) nos modelos 2.1 e 2.2, a correlação calculada usando apenas monitores de nêutrons ( $Corr_{\langle TrPm \rangle, n}$ ) é baixa e positiva e o coeficiente de determinação  $R^2_{\langle TrPm \rangle, n}$  é menor que 0.4;
- d) no modelo 2.3, a correlação  $Corr_{\langle TrPm \rangle, n}$  é alta e negativa e  $R^2_{\langle TrPm \rangle, n}$  é  $\approx 0.4$ ;
- e) nos 3 modelos, com ou sem *outliers*, a correlação calculada usando somente detectores de múons ( $Corr_{\langle TrPm \rangle, \mu}$ ) é baixa e positiva e o coeficiente de determinação  $R^2_{\langle TrPm \rangle, \mu}$  é menor que 0.4.

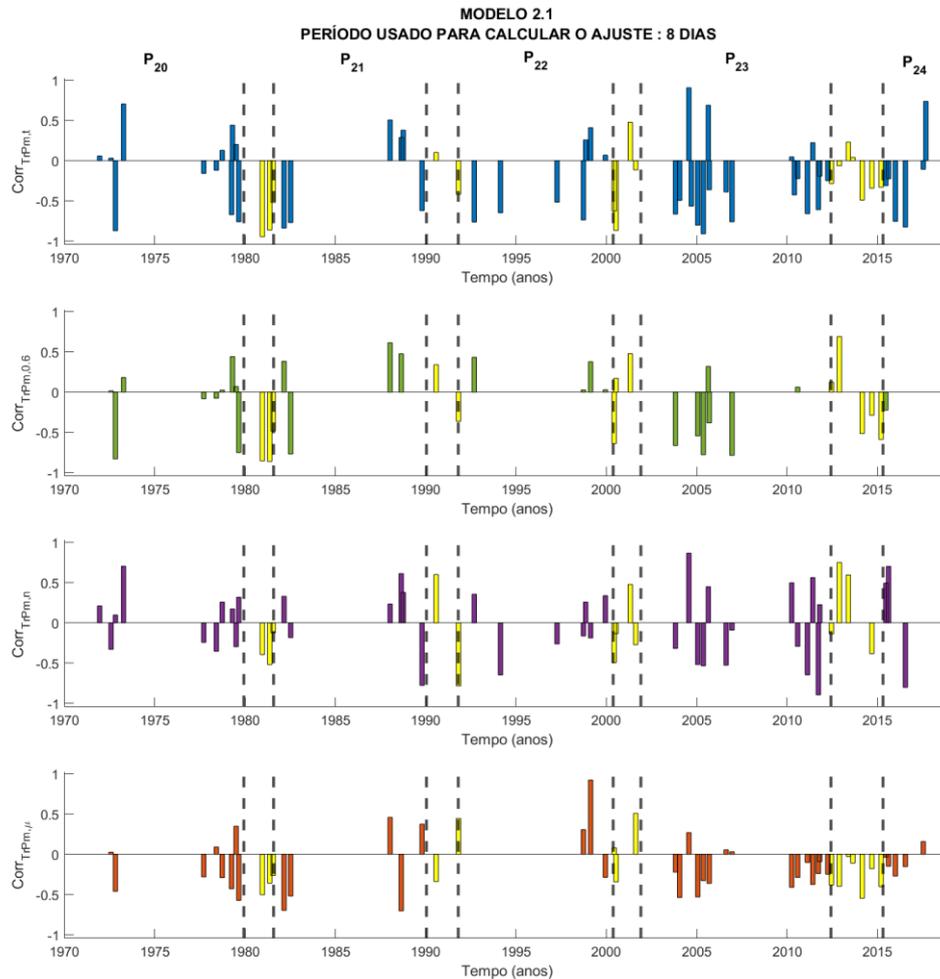
Por meio das 3 análises realizadas nesta Seção, usando os 3 modelos, concluiu-se que há indícios apontando a existência da dependência do tempo característico da fase de recuperação  $T_r$  com a rigidez mediana  $P_m$ . Contudo, observou-se que essa dependência não parece ser sistemática/recorrente entre um evento e outro. Ademais, notou-se, na análise das frequências, uma distribuição difusa entre os ângulos, o que indica que não há uma tendência sistemática na taxa de variação de  $T_r$  com  $P_m$ , podendo assumir inclinações positivas ou negativas, já que não se observou uma alta concentração de inclinações  $\approx 0^\circ$ . Em outras palavras, observa-se uma equivalência entre a ocorrência dos múons se recuperarem mais rápido do que os nêutrons (inclinação negativa) ou dos nêutrons se recuperarem mais rápido que os múons (inclinação positiva). Vale lembrar que, a princípio, assume-se que os nêutrons deveriam se recuperar mais rápido do que os múons (Seção 2.3). Todavia, conforme discutido na Seção 7.4, possivelmente, há fenômenos/mecanismos físicos na fase de recuperação de decréscimos de Forbush que ainda não foram estudados com profundidade, logo, pode-se concluir que embora exista dependência  $T_r$  com  $P_m$ , provavelmente, há outras variáveis que devem ser consideradas nesse tipo de análise.

### **7.5.2 Análise estatística da dependência de $T_r$ com $P_m$ nas fases do ciclo magnético solar**

Para avaliar se há alguma dependência de  $T_r$  com  $P_m$  compatível com o ciclo magnético solar, decidiu-se, inicialmente, analisar gráficos do perfil temporal das

correlações e coeficientes angulares, cujos ajustes foram calculados pelos modelos 2.1, 2.2 e 2.3 usando 8 dias de dados de raios cósmicos, conforme mostrado nas Figuras 7.18, 7.19, 7.20, 7.21, 7.22 e 7.23. Entretanto, não foi possível observar nenhuma variação sistemática nas correlações  $Corr_{T_r P_m, y}$  e coeficientes angulares  $\alpha_{T_r P_m, y}$ , sendo que o subscrito 'y' nas duas variáveis representa o conjunto de  $T_r$  usado para calculá-los, isto é, quando  $y = t$  utilizou-se todos os  $T_r$  disponíveis; quando  $y = 0.6$  apenas os  $T_r$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ ; quando  $y = n$ , os  $T_r$  calculados a partir de dados de monitores de nêutrons; e, quando  $y = \mu$ , os  $T_r$  obtidos de dados de detectores de múons.

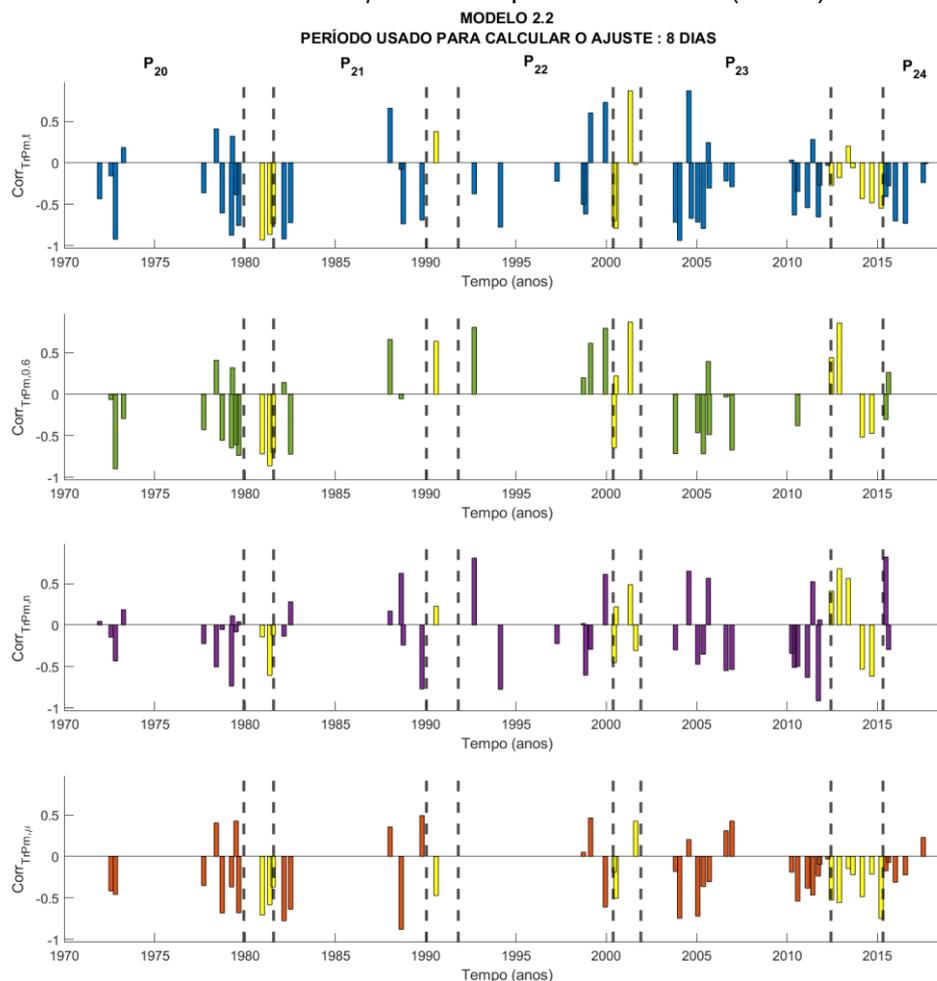
Figura 7.18– Perfil temporal das correlações de  $\ln(T_r)$  com  $\ln(P_m)$  dos eventos selecionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.1 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

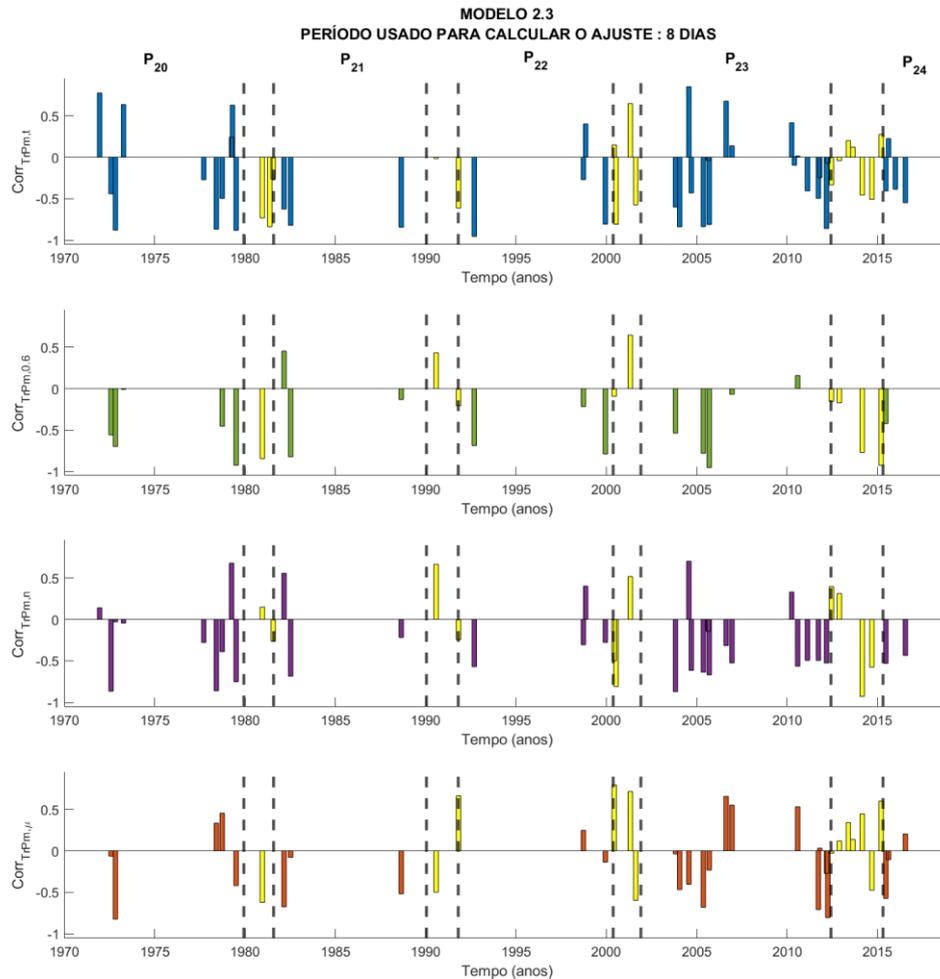
Figura 7.19– Perfil temporal das correlações de  $\ln(T_r)$  com  $\ln(P_m)$  dos eventos selecionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.2 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exibe as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

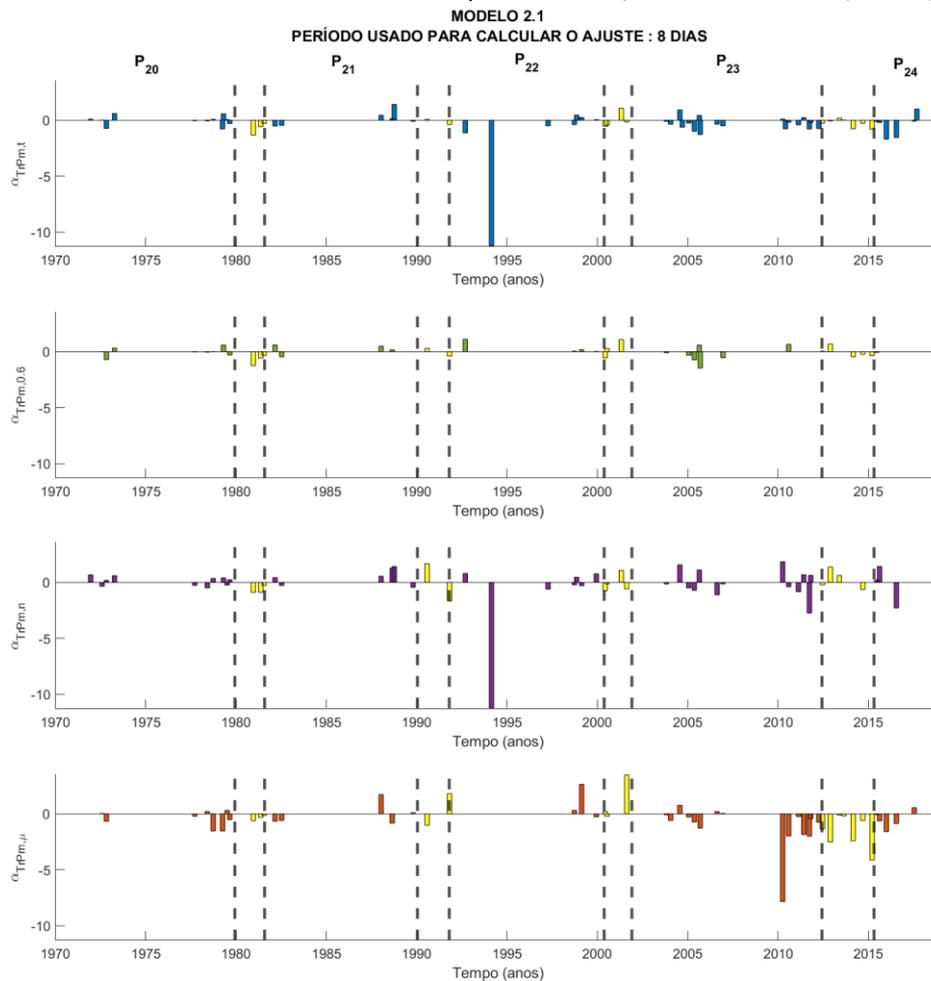
Figura 7.20 – Perfil temporal das correlações de  $\ln(T_r)$  com  $\ln(P_m)$  dos eventos selecionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.3 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exibe as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

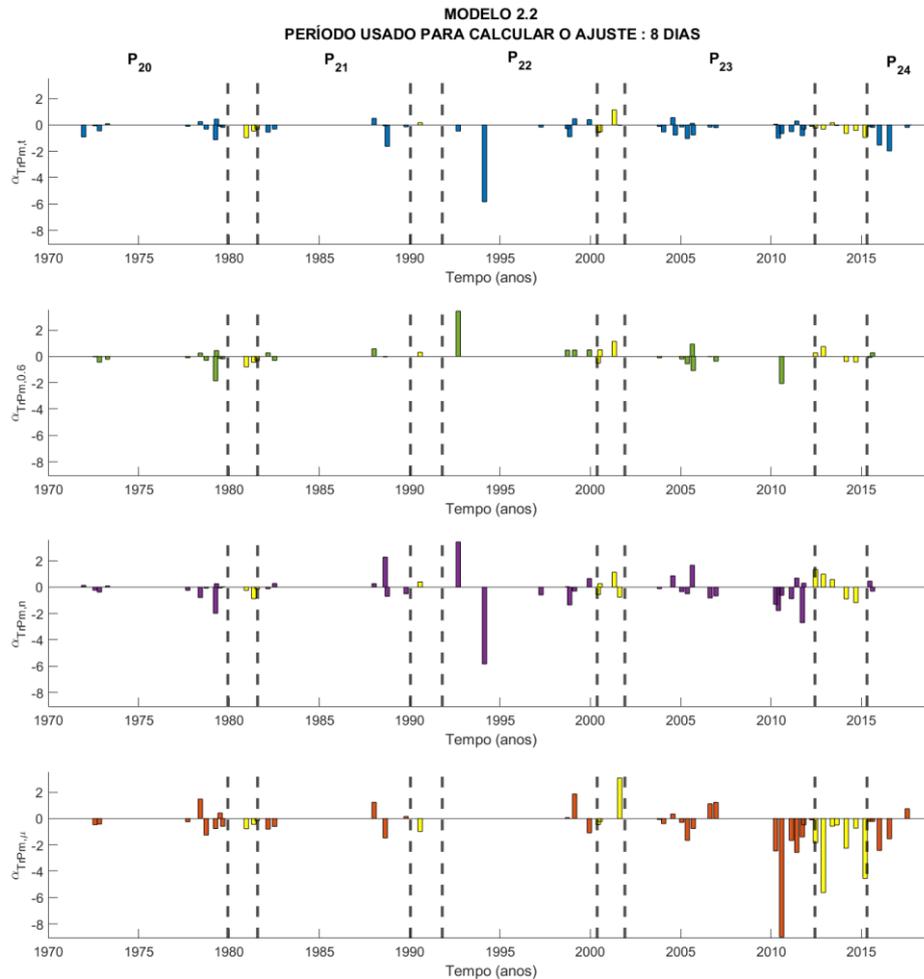
Figura 7.21 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos seleccionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.1 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  associados a  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio de  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

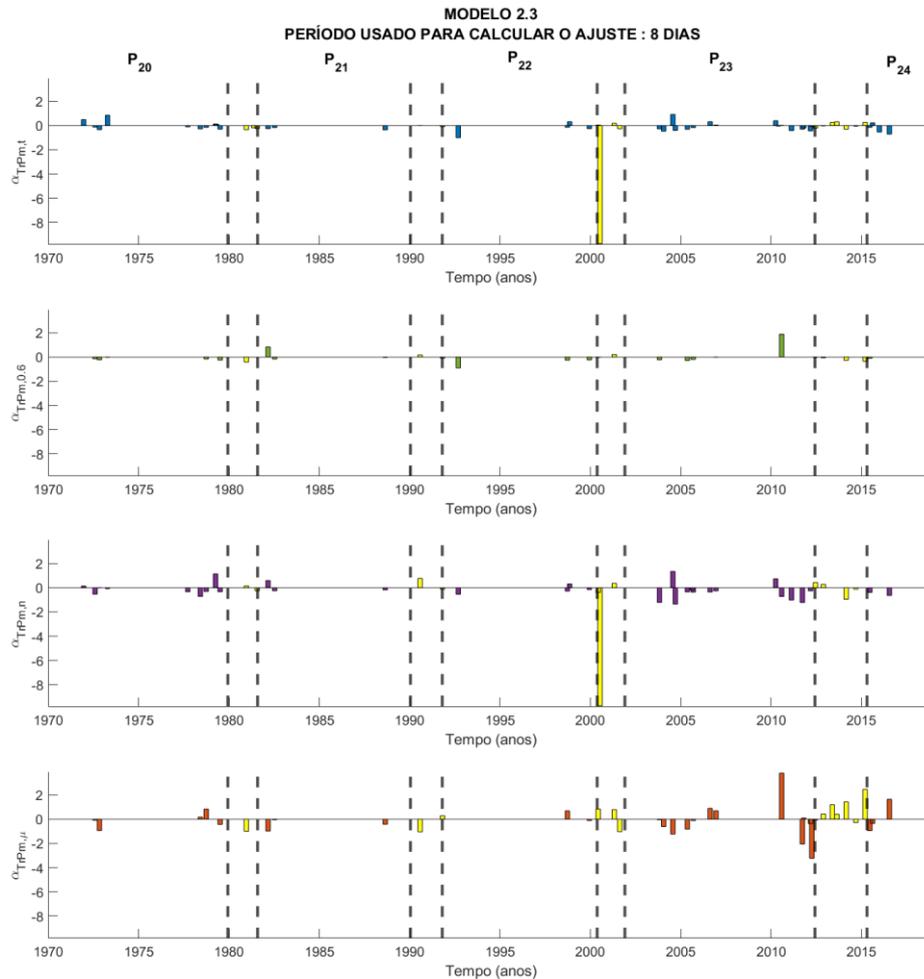
Figura 7.22 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos seleccionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.2 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  associados a  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio de  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.23 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos seleccionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.3 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  associados a  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio de  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Os resultados da análise da média das correlações e coeficientes angulares usando decréscimos de Forbush associados as fases do ciclo magnético solar, usando os  $T_r$  calculados pelos modelos 2.1, 2.2 e 2.3, estão apresentados nas Tabelas 7.18, 7.19 e 7.20, respectivamente. Logo, a partir dos resultados

apresentados nessas tabelas conclui-se que, nos 3 modelos analisados, nenhuma variação cíclica da média das correlações foi identificada.

Tabela 7.18– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(T_r)$  e  $\ln(P_m)$  por meio do modelo 2.1 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle \text{Corr}_{TrPm,t} \rangle$	-0.0920	-0.1759	-0.2751	-0.3023	-0.2475
$\sigma_{\text{Corr}_{TrPm,t}}$	0.4991	0.6297	0.5039	0.4962	0.5637
Nº de $ \text{Corr}_{TrPm,t}  < 0.4$	6	2	2	7	3
Nº de $0.4 \leq  \text{Corr}_{TrPm,t}  < 0.6$	1	1	2	3	0
Número de $ \text{Corr}_{TrPm,t}  \geq 0.6$	4	3	3	8	3
Nº de $\alpha_{TrPm,t} < 0.0$	4	3	4	14	5
Nº de $\alpha_{TrPm,t} = 0.0$	3	0	1	0	0
Nº de $\alpha_{TrPm,t} > 0.0$	4	3	2	4	1
$\langle \text{Corr}_{TrPm,0.6} \rangle$	-0.1120	0.1758	0.2174	-0.3965	-0.2245
$\sigma_{\text{Corr}_{TrPm,0.6}}$	0.4168	0.6381	0.2186	0.4313	0.0000
Nº de $ \text{Corr}_{TrPm,0.6}  < 0.4$	6	1	3	3	1

continua

Tabela 7.18– Continuação.

Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,0.6}  < 0.6$	1	1	1	1	0
Número de $ Corr_{TrPm,0.6}  \geq 0.6$	2	2	0	3	0
Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} < 0.0$	2	1	0	5	1
Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} = 0.0$	5	0	2	0	0
Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} > 0.0$	2	3	2	2	0
$\langle Corr_{TrPm,n} \rangle$	0.0543	0.0990	-0.0437	-0.0936	0.1316
$\sigma_{Corr_{TrPm,n}}$	0.3500	0.5029	0.3756	0.5562	0.8166
Nº de $ Corr_{TrPm,n}  < 0.4$	9	4	6	4	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,n}  < 0.6$	0	0	0	6	1
Número de $ Corr_{TrPm,n}  \geq 0.6$	1	2	1	3	2
Nº de $\alpha_{TrPm,n} < 0.0$	4	2	4	8	1
Nº de $\alpha_{TrPm,n} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{TrPm,n} > 0.0$	6	4	3	5	2
$\langle Corr_{TrPm,\mu} \rangle$	-0.1961	-0.2172	0.3147	-0.2253	-0.0903
$\sigma_{Corr_{TrPm,\mu}}$	0.3192	0.5849	0.6061	0.2247	0.1626
Nº de $ Corr_{TrPm,\mu}  < 0.4$	5	1	2	12	5
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,\mu}  < 0.6$	3	2	0	3	0
Número de $ Corr_{TrPm,\mu}  \geq 0.6$	0	2	1	0	0

continua

Tabela 7.18– Conclusão.

Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} < 0.0$	5	3	1	12	4
Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} = 0.0$	1	0	0	1	0
Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} > 0.0$	2	2	2	2	1

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.19– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(T_r)$  e  $\ln(P_m)$  por meio do modelo 2.2 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle Corr_{TrPm,t} \rangle$	-0.3250	-0.4140	-0.1651	-0.3151	-0.3936
$\sigma_{Corr_{TrPm,t}}$	0.4665	0.5982	0.5951	0.4603	0.2810
Nº de $ Corr_{TrPm,t}  < 0.4$	5	1	2	9	3
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,t}  < 0.6$	2	0	1	1	1
Número de $ Corr_{TrPm,t}  \geq 0.6$	4	5	4	8	2
Nº de $\alpha_{TrPm,t} < 0.0$	8	5	5	14	5
Nº de $\alpha_{TrPm,t} = 0.0$	0	0	0	0	1
Nº de $\alpha_{TrPm,t} > 0.0$	3	1	2	4	0
$\langle Corr_{TrPm,0.6} \rangle$	-0.3498	0.0068	0.6031	-0.3834	-0.0208
$\sigma_{Corr_{TrPm,0.6}}$	0.4424	0.5711	0.2842	0.3875	0.4023
Nº de $ Corr_{TrPm,0.6}  < 0.4$	3	2	1	3	2
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,0.6}  < 0.6$	3	0	0	2	0

continua

Tabela 7.19– Continuação.

Número de $ Corr_{TrPm,0.6} $ $\geq 0.6$	4	2	3	3	0
Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} <$ 0.0	7	1	0	6	1
Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} =$ 0.0	1	1	0	1	0
Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} >$ 0.0	2	2	4	1	1
$< Corr_{TrPm,n}$ $>$	-0.1638	-0.0126	-0.0660	-0.2366	0.2617
$\sigma_{Corr_{TrPm,n}}$	0.2865	0.4822	0.5910	0.4902	0.7884
Nº de $ Corr_{TrPm,n} $ $< 0.4$	8	4	3	4	1
Nº de $0.4 \leq$ $ Corr_{TrPm,n}  <$ 0.6	2	0	0	7	0
Número de $ Corr_{TrPm,n} $ $\geq 0.6$	1	2	4	3	1
Nº de $\alpha_{TrPm,n} < 0.0$	7	3	4	10	1
Nº de $\alpha_{TrPm,n} = 0.0$	1	0	1	0	0
Nº de $\alpha_{TrPm,n} > 0.0$	3	3	2	4	1
$< Corr_{TrPm,\mu}$ $>$	-0.2649	-0.2881	-0.0316	-0.2207	-0.1099
$\sigma_{Corr_{TrPm,\mu}}$	0.4390	0.6579	0.5413	0.3459	0.2081
Nº de $ Corr_{TrPm,\mu} $ $< 0.4$	2	1	1	10	5
Nº de $0.4 \leq$ $ Corr_{TrPm,\mu}  <$ 0.6	4	1	1	3	0

continua

Tabela 7.19– Conclusão.

Número de $ Corr_{TrPm,\mu}  \geq 0.6$	2	3	1	2	0
Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} < 0.0$	6	3	1	12	4
Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} > 0.0$	2	2	2	3	1

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.20– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(T_r)$  e  $\ln(P_m)$  por meio do modelo 2.3 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle Corr_{TrPm,t} \rangle$	-0.1559	-0.7628	-0.4071	-0.2143	-0.2792
$\sigma_{Corr_{TrPm,t}}$	0.6681	0.1202	0.6130	0.5253	0.3432
Nº de $ Corr_{TrPm,t}  < 0.4$	2	0	1	6	2
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,t}  < 0.6$	2	0	1	4	2
Número de $ Corr_{TrPm,t}  \geq 0.6$	6	3	2	7	0
Nº de $\alpha_{TrPm,t} < 0.0$	6	3	3	10	3
Nº de $\alpha_{TrPm,t} = 0.0$	0	0	0	4	0
Nº de $\alpha_{TrPm,t} > 0.0$	4	0	1	3	1
$\langle Corr_{TrPm,0.6} \rangle$	-0.5278	-0.1669	-0.5632	-0.4351	-0.4209
$\sigma_{Corr_{TrPm,0.6}}$	0.3389	0.6362	0.3039	0.4688	0.0000

continua

Tabela 7.20– Continuação.

Nº de $ Corr_{TrPm,0.6}  < 0.4$	1	1	1	2	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,0.6}  < 0.6$	2	1	0	1	1
Número de $ Corr_{TrPm,0.6}  \geq 0.6$	2	1	2	2	0
Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} < 0.0$	4	1	3	3	1
Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} = 0.0$	1	1	0	1	0
Nº de $\alpha_{TrPm,0.6} > 0.0$	0	1	0	1	0
$< Corr_{TrPm,n}$ $>$	-0.2668	-0.1154	-0.1880	-0.3708	-0.4820
$\sigma_{Corr_{TrPm,n}}$	0.5148	0.6260	0.4136	0.4353	0.0676
Nº de $ Corr_{TrPm,n}  < 0.4$	5	1	2	3	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,n}  < 0.6$	0	1	2	5	2
Número de $ Corr_{TrPm,n}  \geq 0.6$	4	1	0	5	0
Nº de $\alpha_{TrPm,n} < 0.0$	6	2	3	11	2
Nº de $\alpha_{TrPm,n} = 0.0$	1	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{TrPm,n} > 0.0$	2	1	1	2	0
$< Corr_{TrPm,\mu}$ $>$	-0.1035	-0.4239	0.0551	-0.1532	-0.1590
$\sigma_{Corr_{TrPm,\mu}}$	0.5293	0.3082	0.2704	0.5090	0.3908

continua

Tabela 7.20– Conclusão.

Nº de $ Corr_{TrPm,\mu}  < 0.4$	2	1	2	4	2
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPm,\mu}  < 0.6$	2	1	0	4	1
Número de $ Corr_{TrPm,\mu}  \geq 0.6$	1	1	0	4	0
Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} < 0.0$	3	2	1	8	2
Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} = 0.0$	0	1	0	0	0
Nº de $\alpha_{TrPm,\mu} > 0.0$	2	0	1	4	1

Fonte: Produção do autor.

Os resultados da análise da média relativa usando os decréscimos de Forbsuh associados as fases  $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$  estão exibidos nas Tabelas 7.21, 7.22, 7.23, 7.24 e 7.25, sendo que cada tabela se refere aos resultados de uma fase do ciclo. Pode-se concluir desta análise que nenhuma variação cíclica das correlações foi observada de forma clara nos 3 modelos estudados.

Tabela 7.21– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln (< T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 >)$  e  $\ln (P_m)$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{20}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)	Modelo 2.3** (8 dias)
$Corr_{<TrPm>,t}$	-0.0151	0.2139	0.2515	0.2515
$\alpha_{<TrPm>,t}$	-0.0010	0.0253	0.0287	0.0287
$\beta_{<TrPm>,t}$	7.0324	6.9620	6.9054	6.9054
$R^2_{<TrPm>,t}$	0.0002	0.0457	0.0632	0.0632
$RMSE_{<TrPm>,t}$	0.0370	0.0622	0.0594	0.0594
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,t}}$	0.0266	0.0424	0.0404	0.0404
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,t}}$	0.0905	0.1457	0.1390	0.1390
$Corr_{<TrPm>,n}$	0.3784	-0.1359	0.1972	***
$\alpha_{<TrPm>,n}$	0.0802	-0.0183	0.0084	***
$\beta_{<TrPm>,n}$	6.8234	7.0826	6.9640	***
$R^2_{<TrPm>,n}$	0.1432	0.0184	0.0389	***
$RMSE_{<TrPm>,n}$	0.0260	0.0177	0.0055	***
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,n}}$	0.1004	0.0685	0.0214	***
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,n}}$	0.2656	0.1812	0.0568	***
$Corr_{<TrPm>,\mu}$	0.3492	0.7720	0.6562	0.6562
$\alpha_{<TrPm>,\mu}$	0.1718	0.7358	0.6216	0.6216
$\beta_{<TrPm>,\mu}$	6.2900	3.9139	4.3605	4.3605
$R^2_{<TrPm>,\mu}$	0.1219	0.5960	0.4306	0.4306
$RMSE_{<TrPm>,\mu}$	0.0221	0.0384	0.0453	0.0453
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,\mu}}$	0.3059	0.3810	0.4495	0.4495
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,\mu}}$	1.3014	1.6316	1.9253	1.9253
$R^2_{<TrPm>,\mu}$	0.1219	0.5960	0.4306	0.4306

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.22– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(< T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 >)$  e  $\ln(P_m)$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{21}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)	Modelo 2.3** (8 dias)
$Corr_{<TrPm>,t}$	-0.2148	0.0378	-0.5414	-0.5414
$\alpha_{<TrPm>,t}$	-0.0099	0.0022	-0.0078	-0.0078
$\beta_{<TrPm>,t}$	7.0387	6.9538	7.0202	7.0202
$R^2_{<TrPm>,t}$	0.0461	0.0014	0.2931	0.2931
$RMSE_{<TrPm>,t}$	0.0267	0.0352	0.0071	0.0071
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,t}}$	0.0157	0.0207	0.0042	0.0042
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,t}}$	0.0561	0.0738	0.0150	0.0150
$Corr_{<TrPm>,n}$	0.5332	0.8592	-0.1240	***
$\alpha_{<TrPm>,n}$	0.0991	0.2075	-0.0056	***
$\beta_{<TrPm>,n}$	6.7572	6.4243	7.0149	***
$R^2_{<TrPm>,n}$	0.2843	0.7383	0.0153	***
$RMSE_{<TrPm>,n}$	0.0208	0.0164	0.0060	***
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,n}}$	0.0804	0.0632	0.0232	***
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,n}}$	0.2127	0.1671	0.0614	***
$Corr_{<TrPm>,\mu}$	0.2355	0.4242	0.0942	0.0942
$\alpha_{<TrPm>,\mu}$	0.0182	0.0601	0.0037	0.0037
$\beta_{<TrPm>,\mu}$	6.9098	6.6905	6.9695	6.9695
$R^2_{<TrPm>,\mu}$	0.0554	0.1799	0.0088	0.0088
$RMSE_{<TrPm>,\mu}$	0.0070	0.0120	0.0037	0.0037
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,\mu}}$	0.0414	0.0706	0.0218	0.0218
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,\mu}}$	0.1805	0.3076	0.0949	0.0949

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.23– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(< T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 >)$  e  $\ln(P_m)$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{22}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)	Modelo 2.3** (8 dias)
$Corr_{<TrPm>,t}$	0.3221	0.5830	0.4945	0.4945
$\alpha_{<TrPm>,t}$	0.0262	0.0549	0.0201	0.0201
$\beta_{<TrPm>,t}$	6.9143	6.7738	6.9367	6.9367
$R^2_{<TrPm>,t}$	0.1037	0.3400	0.2446	0.2446
$RMSE_{<TrPm>,t}$	0.0412	0.0409	0.0189	0.0189
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,t}}$	0.0277	0.0275	0.0127	0.0127
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,t}}$	0.0944	0.0937	0.0433	0.0433
$Corr_{<TrPm>,n}$	0.3163	0.2801	0.0148	***
$\alpha_{<TrPm>,n}$	0.0446	0.0428	0.0005	***
$\beta_{<TrPm>,n}$	6.8700	6.8070	6.9904	***
$R^2_{<TrPm>,n}$	0.1000	0.0785	0.0002	***
$RMSE_{<TrPm>,n}$	0.0216	0.0237	0.0058	***
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,n}}$	0.0643	0.0705	0.0172	***
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,n}}$	0.1736	0.1904	0.0465	***
$Corr_{<TrPm>,\mu}$	0.6734	0.3495	0.7857	0.7857
$\alpha_{<TrPm>,\mu}$	0.3401	0.1691	0.2077	0.2077
$\beta_{<TrPm>,\mu}$	5.5590	6.2828	6.1298	6.1298
$R^2_{<TrPm>,\mu}$	0.4535	0.1221	0.6174	0.6174
$RMSE_{<TrPm>,\mu}$	0.0265	0.0322	0.0116	0.0116
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,\mu}}$	0.2478	0.3009	0.1085	0.1085
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,\mu}}$	1.0644	1.2926	0.4662	0.4662

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.24– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln (< T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 >)$  e  $\ln (P_m)$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{23}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)	Modelo 2.3** (8 dias)
$Corr_{<TrPm>,t}$	-0.3474	-0.1152	-0.5775	-0.6772
$\alpha_{<TrPm>,t}$	-0.0195	-0.0041	-0.0164	-0.0183
$\beta_{<TrPm>,t}$	7.0556	6.9750	7.0510	7.0561
$R^2_{<TrPm>,t}$	0.1207	0.0132	0.3335	0.4586
$RMSE_{<TrPm>,t}$	0.0360	0.0246	0.0159	0.0134
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,t}}$	0.0140	0.0094	0.0061	0.0053
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,t}}$	0.0527	0.0356	0.0230	0.0199
$Corr_{<TrPm>,n}$	0.1782	0.1287	-0.7022	***
$\alpha_{<TrPm>,n}$	0.0372	0.0139	-0.0535	***
$\beta_{<TrPm>,n}$	6.9053	6.9255	7.1498	***
$R^2_{<TrPm>,n}$	0.0317	0.0165	0.4932	***
$RMSE_{<TrPm>,n}$	0.0303	0.0158	0.0080	***
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,n}}$	0.0960	0.0501	0.0253	***
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,n}}$	-0.3559	0.1348	0.0681	***
$Corr_{<TrPm>,\mu}$	-0.0538	-0.3837	0.2803	0.3064
$\alpha_{<TrPm>,\mu}$	7.2010	-0.0604	0.0280	0.0222
$\beta_{<TrPm>,\mu}$	0.1267	7.2159	6.8614	6.8834
$R^2_{<TrPm>,\mu}$	0.0168	0.1472	0.0785	0.0939
$RMSE_{<TrPm>,\mu}$	0.0485	0.0173	0.0114	0.0082
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,\mu}}$	0.2074	0.0491	0.0324	0.0240
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,\mu}}$	-0.3559	0.2101	0.1385	0.1026

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.25– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(< T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 >)$  e  $\ln(P_m)$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{24}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)	Modelo 2.3** (8 dias)
$Corr_{<TrPm>,t}$	-0.4341	-0.5199	-0.5203	-0.5203
$\alpha_{<TrPm>,t}$	-0.0187	-0.0126	-0.0122	-0.0122
$\beta_{<TrPm>,t}$	7.0422	7.0236	7.0400	7.0400
$R^2_{<TrPm>,t}$	0.1884	0.2703	0.2707	0.2707
$RMSE_{<TrPm>,t}$	0.0236	0.0128	0.0123	0.0123
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,t}}$	0.0110	0.0058	0.0055	0.0055
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,t}}$	0.0409	0.0216	0.0207	0.0207
$Corr_{<TrPm>,n}$	-0.2371	0.0582	-0.4996	***
$\alpha_{<TrPm>,n}$	-0.0352	0.0041	-0.0401	***
$\beta_{<TrPm>,n}$	7.0855	6.9804	7.1124	***
$R^2_{<TrPm>,n}$	0.0562	0.0033	0.2496	***
$RMSE_{<TrPm>,n}$	0.0214	0.0105	0.0103	***
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,n}}$	0.0738	0.0363	0.0356	***
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,n}}$	0.1975	0.0971	0.0952	***
$Corr_{<TrPm>,\mu}$	0.2179	0.1595	-0.3162	-0.3162
$\alpha_{<TrPm>,\mu}$	0.0282	0.0132	-0.0216	-0.0216
$\beta_{<TrPm>,\mu}$	6.8458	6.9139	7.0805	7.0805
$R^2_{<TrPm>,\mu}$	0.0475	0.0254	0.0999	0.0999
$RMSE_{<TrPm>,\mu}$	0.0089	0.0065	0.0051	0.0051
$\sigma_{\alpha_{<TrPm>,\mu}}$	0.0463	0.0290	0.0229	0.0229
$\sigma_{\beta_{<TrPm>,\mu}}$	0.1937	0.1219	0.0962	0.0962

Fonte: Produção do autor.

Por fim, em todas as análises executadas nesta Seção, verificou-se que nenhuma variação recorrente, compatível com o ciclo magnético solar, foi observada na análise de dependência do tempo característico  $T_r$  com a rigidez mediana  $P_m$ .

## 7.6 Análise estatística da dependência de $T_r$ com $P_c$

Analisou-se, nesta Seção, a dependência do tempo característico ( $T_r$ ) com a rigidez mediana ( $P_m$ ), sendo que, para isso, na Seção 7.6.1 utilizou-se todos os eventos, enquanto na Seção 7.6.2, apenas os eventos associados às fases do ciclo solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$  conforme mostrado na Figura 6.6).

### 7.6.1 Análise estatística da dependência de $T_r$ com $P_c$ em todo período das observações

Nesta Seção, estudou-se a dependência do tempo característico  $T_r$  da fase de recuperação de decréscimos de Forbush com a rigidez geomagnética de corte  $P_c$ , de maneira que o subscrito 'x', nas variáveis que representam as correlações e os coeficientes angulares, é  $TrPc$ . Os resultados da análise da média das correlações e coeficientes angulares dos modelos 2.1, 2.2 e 2.3, cujos ajustes foram calculados usando 8 dias de dados de raios cósmicos após o fim da passagem da ICME, estão na Tabela 7.26.

Tabela 7.26– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $T_r$  e  $P_c$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)
$\langle Corr_{TrPc,t} \rangle$	-0.1445	-0.2131	-0.1809
$\sigma_{Corr_{TrPc,t}}$	0.3909	0.3870	0.4768
Nº de $ Corr_{TrPc,t}  < 0.4$	38	35	25
Nº de $0.4 \leq$ $ Corr_{TrPc,t}  < 0.6$	16	12	14
Nº de $ Corr_{TrPc,t}  \geq 0.6$	10	16	17
Nº de $\alpha_{TrPc,t} < 0.0$	41	43	35
Nº de $\lambda_{TrPc,t} = 0.0$	1	0	0
Nº de $\lambda_{TrPc,t} > 0.0$	22	20	21
$\langle Corr_{TrPc,0.6} \rangle$	-0.0609	-0.0816	-0.2991
$\sigma_{Corr_{TrPc,0.6}}$	0.4208	0.4576	0.4994
Nº de $ Corr_{TrPc,0.6}  < 0.4$	18	17	10
Nº de $0.4 \leq$ $ Corr_{TrPc,0.6}  < 0.6$	16	15	4
Nº de $ Corr_{TrPc,0.6}  \geq 0.6$	4	7	12

continua

Tabela 7.26– Conclusão.

N° de $\lambda_{TrPC,0.6} < 0.0$	19	23	19
N° de $\lambda_{TrPC,0.6} = 0.0$	1	0	0
N° de $\lambda_{TrPC,0.6} > 0.0$	18	16	7
$\langle Corr_{TrPC,n} \rangle$	0.0158	-0.0519	-0.2217
$\sigma_{Corr_{TrPC,n}}$	0.4464	0.4447	0.4747
N° de $ Corr_{TrPC,n}  < 0.4$	30	29	19
N° de $0.4 \leq  Corr_{TrPC,n}  < 0.6$	13	11	11
N° de $ Corr_{TrPC,n}  \geq 0.6$	9	13	15
N° de $\lambda_{TrPC,n} < 0.0$	26	29	32
N° de $\lambda_{TrPC,n} = 0.0$	0	1	0
N° de $\lambda_{TrPC,n} > 0.0$	26	23	13
$\langle Corr_{TrPC,\mu} \rangle$	-0.0677	-0.1419	0.0130
$\sigma_{Corr_{BminPC,\mu}}$	0.3896	0.3302	0.3985
N° de $ Corr_{TrPC,\mu}  < 0.4$	33	37	28
N° de $0.4 \leq  Corr_{TrPC,\mu}  < 0.6$	11	8	9
N° de $ Corr_{TrPC,\mu}  \geq 0.6$	7	5	5
N° de $\lambda_{TrPC,\mu} < 0.0$	27	31	21
N° de $\lambda_{TrPC,\mu} = 0.0$	5	3	1
N° de $\lambda_{TrPC,\mu} > 0.0$	19	16	20

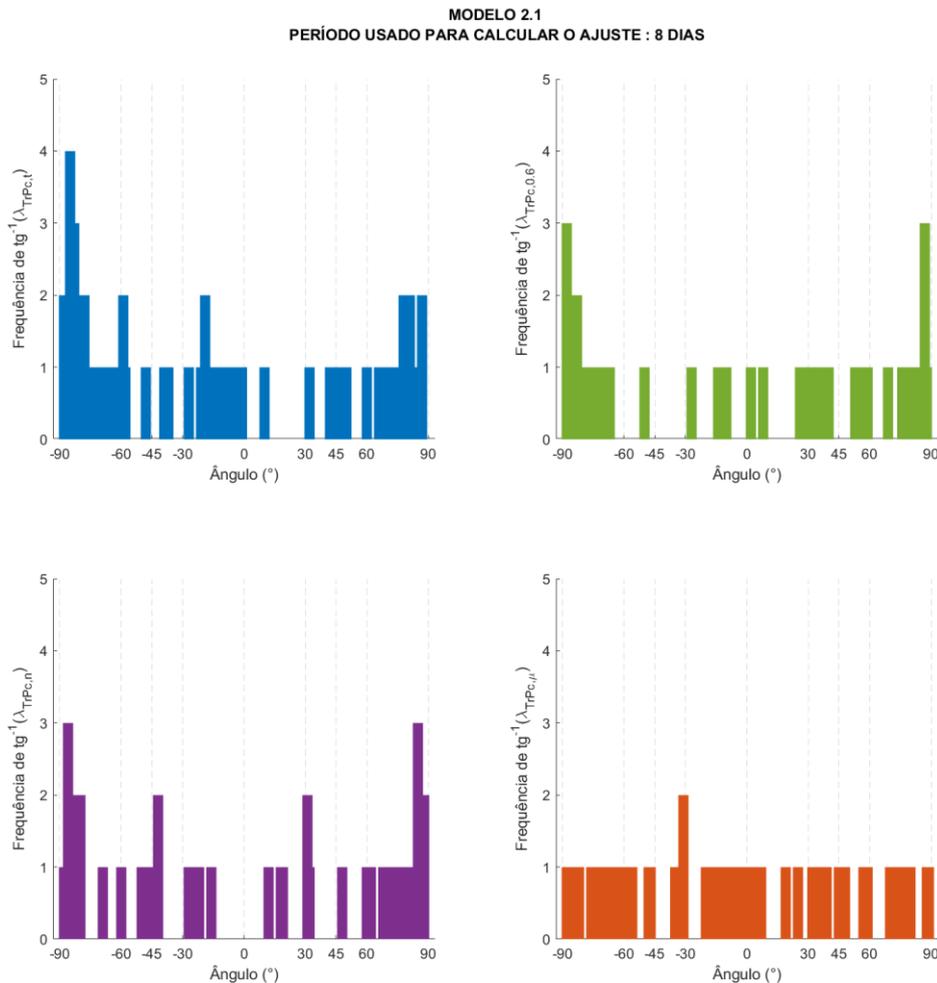
Fonte: Produção do autor.

Sobre os resultados apresentados nessa tabela pode-se concluir que a média das correlações calculadas usando todos os pontos ( $Corr_{TrPC,t}$ ), ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$  ( $Corr_{TrPC,0.6}$ ), monitores de nêutrons ( $Corr_{TrPC,n}$ ) e detectores de múons ( $Corr_{TrPC,\mu}$ ) é baixa e negativa para todos os modelos, exceto para a média das correlações de  $Corr_{TrPC,0.6}$  relacionado ao modelo 2.3, cuja correlação é positiva. Além disso, verificou-se que a maior parte dos coeficientes angulares calculados ( $\lambda_{TrPC,y}$ , cujo subscrito 'y' pode ser igual a t, n, 0.6 ou  $\mu$ ) se distribuem

entre positivos e negativos nos 3 modelos (há poucos casos em que  $\lambda_{TrPC,y} = 0.0$ ).

A análise das frequências foi realizada por meio das Figuras 7.24, 7.25 e 7.26, que apresentam a distribuição angular associada aos coeficientes angulares  $\lambda_{TrPC,t}$ ,  $\lambda_{TrPC,0.6}$ ,  $\lambda_{TrPC,n}$  e  $\lambda_{TrPC,\mu}$  calculados em todas as regressões lineares realizadas utilizando a Equação 6.11, sendo que os  $T_r$  utilizados para o cálculo de cada regressão linear foi obtido pelos modelos 2.1, 2.2 e 2.3, respectivamente.

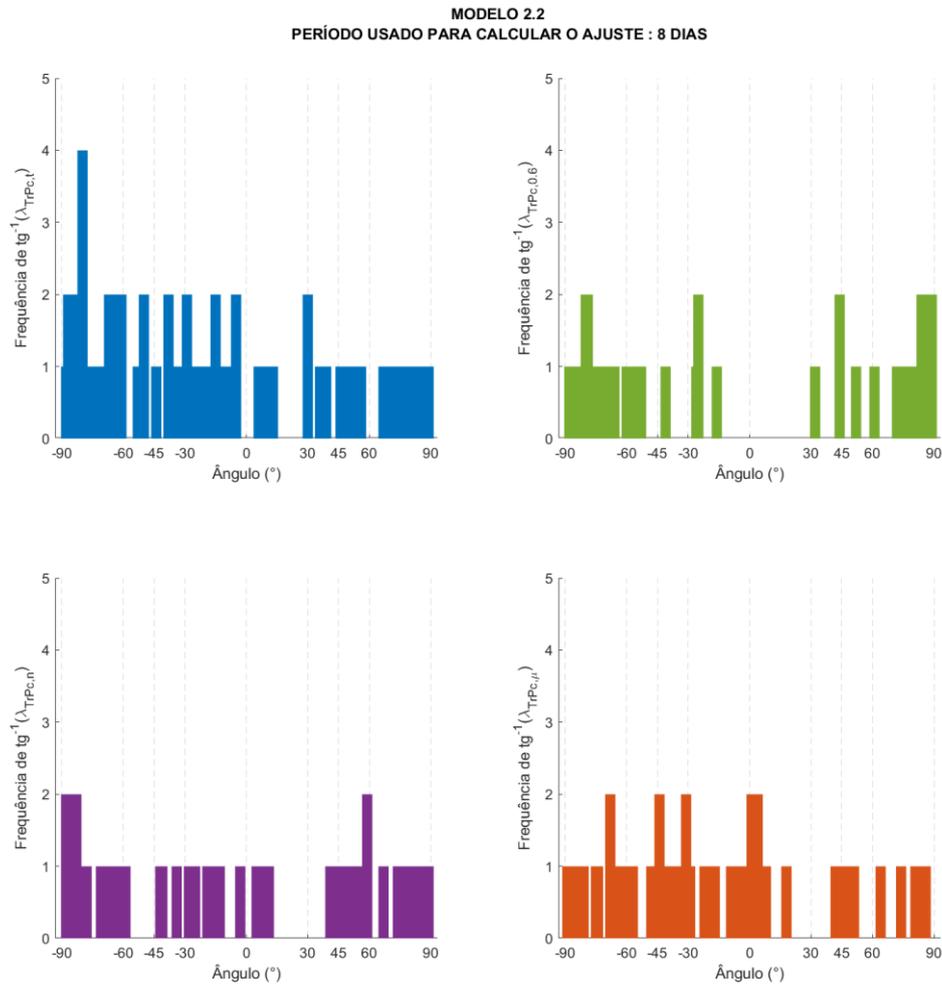
Figura 7.24 – Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\alpha_{TrPC})$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias) de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,0.6}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exhibe a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

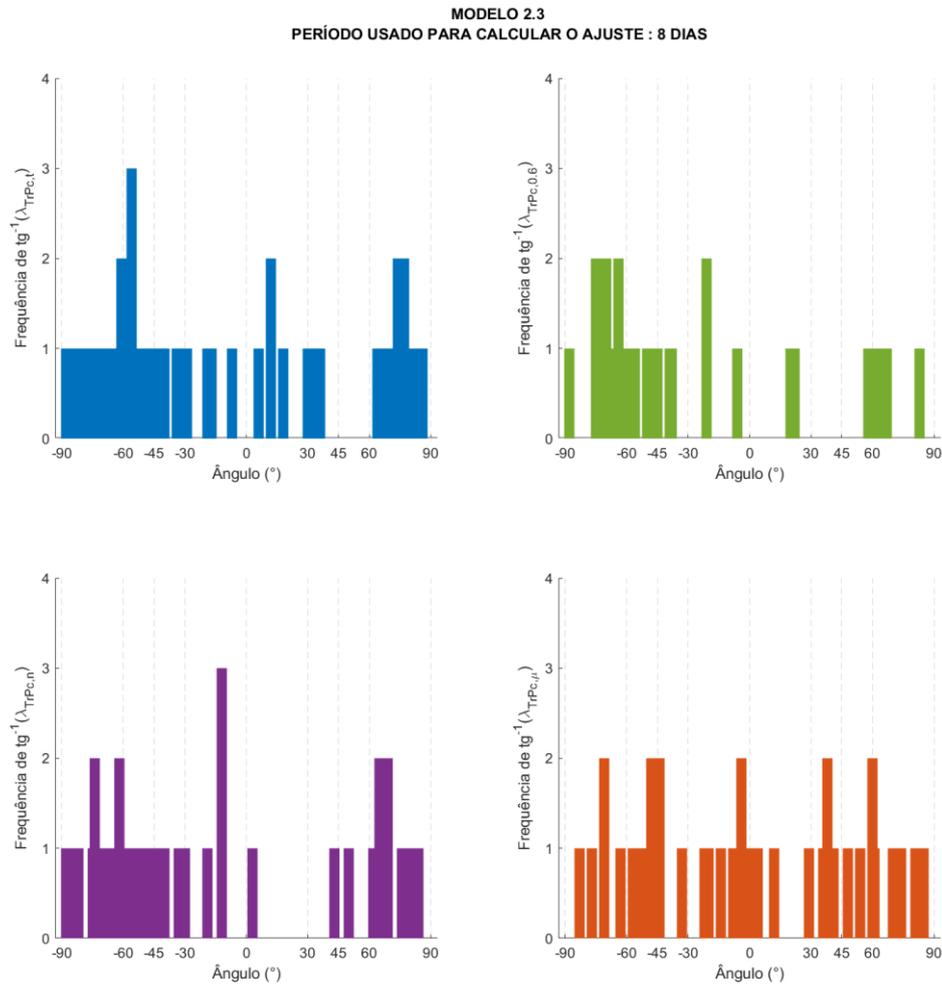
Figura 7.25 – Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\alpha_{TrPC})$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias) de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,0,6}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exhibe a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.26 – Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\alpha_{TrPC})$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias) de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,0.6}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exhibe a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{TrPC,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

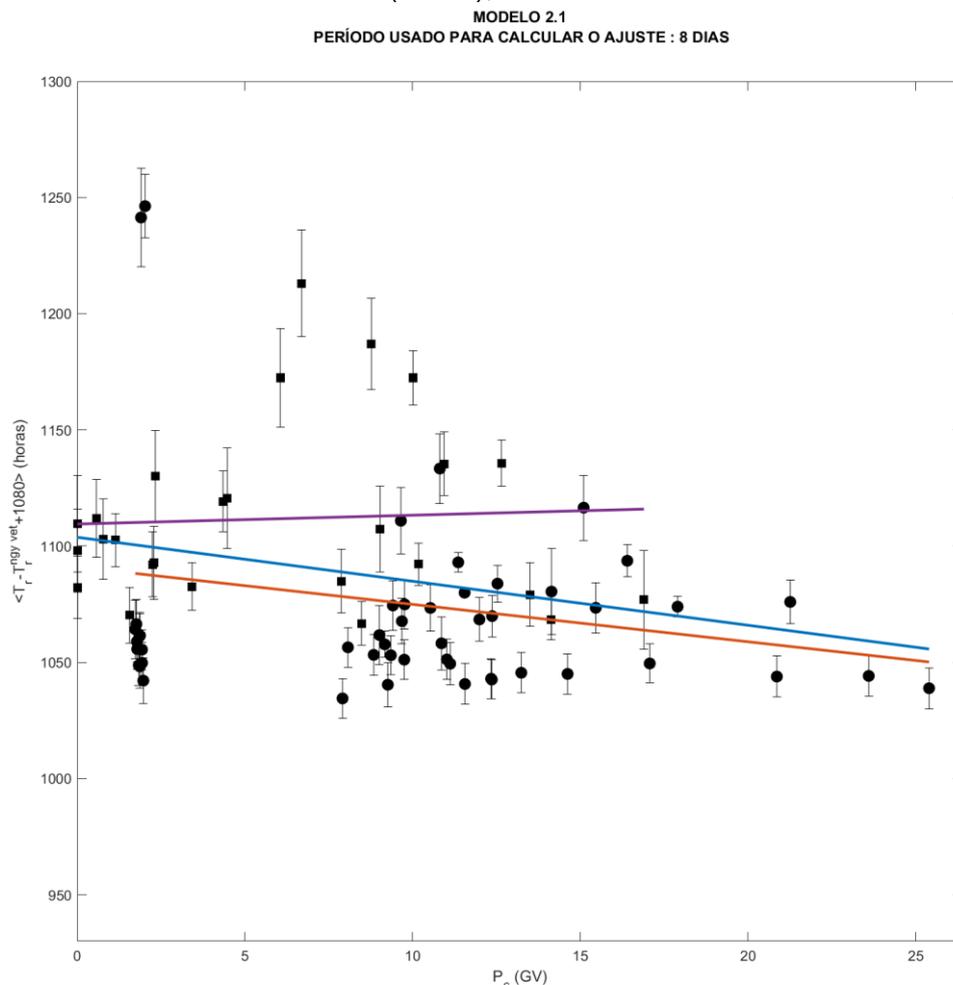
Através dos gráficos apresentados nas Figuras 7.24, 7.25 e 7.26 pode-se inferir que os ângulos relacionados aos coeficientes angulares calculados usando todos os pontos ( $\alpha_{TrPC,t}$ ), ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$  ( $\alpha_{TrPC,0.6}$ ), monitores de nêutrons ( $\alpha_{TrPC,n}$ ) e detectores de múons ( $\alpha_{TrPC,\mu}$ ) se distribuem entre  $\approx -90^\circ$  e  $\approx 90^\circ$  e, em alguns casos, possuem pequenos aumentos de concentração em alguns ângulos.

A análise da média relativa realizada nesta Seção envolve o cálculo da média de  $T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080$  associada a cada detector, sendo  $T_r^{ngy\ vet}$  o tempo característico do canal vertical de Nagoya, e 1080 uma constante escolhida com a finalidade de tornar a diferença entre os tempos característicos sempre positiva, similar ao que foi realizado na análise da média relativa da Seção 7.5. Vale destacar que, para esta análise, utilizou-se apenas os  $T_r$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ . Em seguida, calculou-se as correlações de  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  e  $P_c$  e regressões lineares utilizando a Equação 7.4.

$$\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle = \lambda_{\langle TrPc \rangle} P_c + \beta_{\langle TrPc \rangle} \quad (7.4)$$

Assim, os gráficos das Figuras 7.27, 7.28 e 7.29 apresentam  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$ , com  $T_r$  calculado pelos modelos 2.1, 2.2 e 2.3, respectivamente, versus  $P_c$ , assim como os resultados das regressões lineares, indicados pelas retas azul, vermelha e roxa. Ademais, a Tabela 7.27 mostra os resultados das correlações e coeficientes angulares, bem como o coeficiente de determinação  $R^2$  e o  $RMSE$  de cada regressão calculada. Além disso, da mesma forma com que foi executado na análise da média relativa da rigidez mediana (Seção 7.5), há 2 regressões calculadas (usando todos os pontos, com subscrito  $y = t$ , e detectores de múons, com subscrito  $y = \mu$ ) sem os *outliers* associados aos detectores de HBT\_STH2, HBT\_STH2 e SMS\_STH2 e ao modelo 2.3, cujos resultados foram apresentados na quarta coluna da Tabela 7.27 e nas curvas rosa e verde das Figuras 7.29 e 7.30.

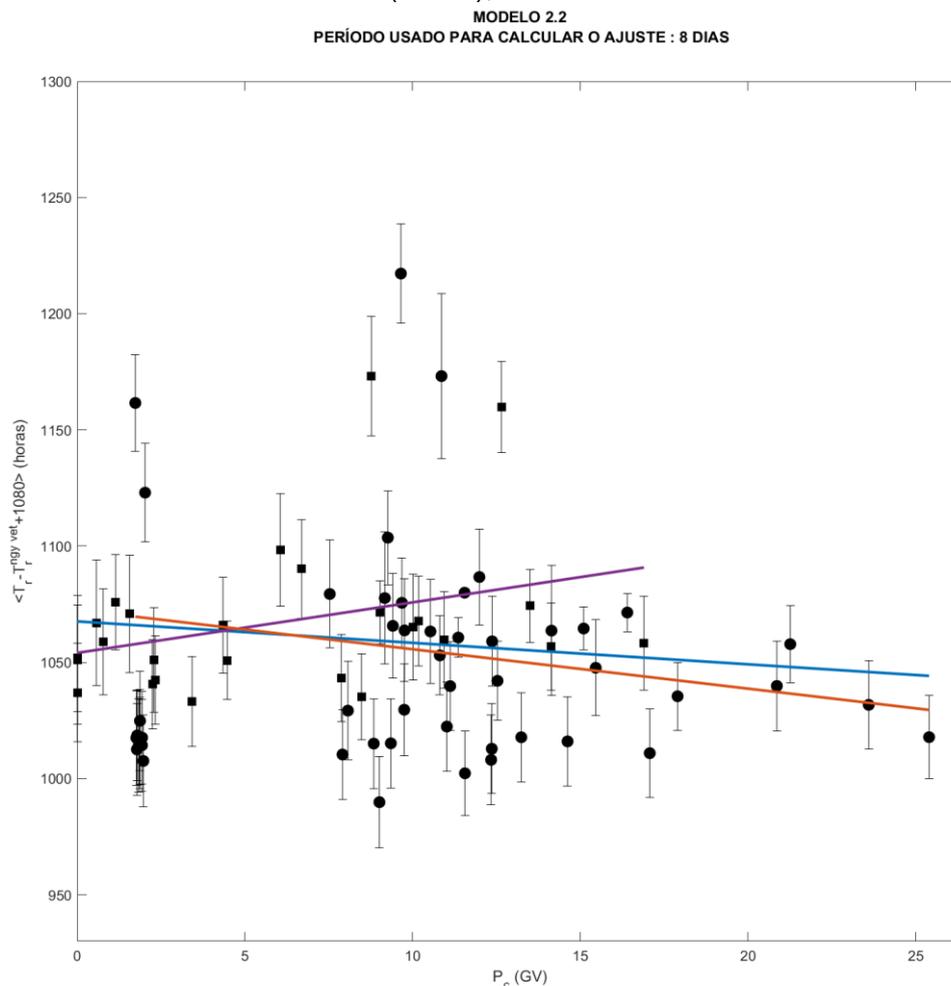
Figura 7.27– Gráfico de  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  versus  $P_c$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias).



A Figura mostra o gráfico da média dos  $T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080$  versus  $P_c$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.28– Gráfico de  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  versus  $P_c$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias).

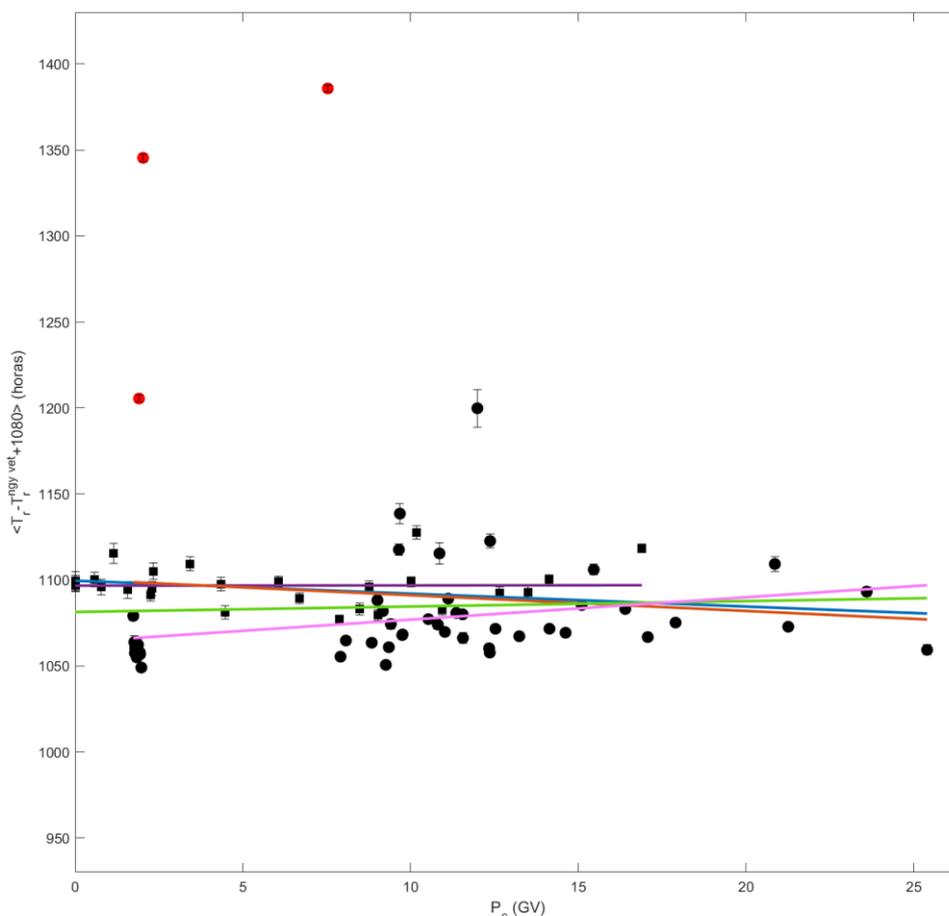


A Figura mostra o gráfico da média dos  $T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080$  versus  $P_c$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.29– Gráfico de  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  versus  $P_c$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias), usando todos os eventos.

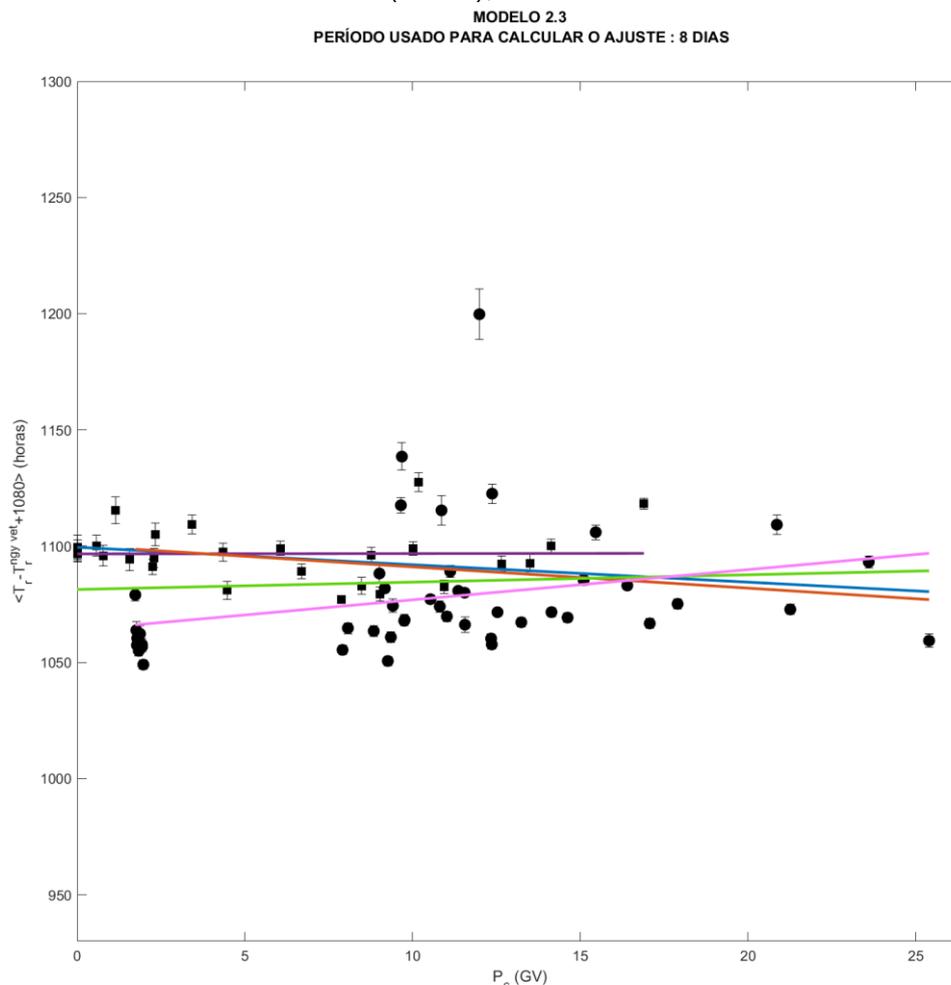
MODELO 2.3  
PERÍODO USADO PARA CALCULAR O AJUSTE : 8 DIAS



A Figura mostra o gráfico da média dos  $T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080$  versus  $P_c$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons. A curva verde exibida no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos, com exceção dos *outliers* (pontos vermelhos), já a curva rosa, a regressão linear calculada usando dados de múons sem os *outliers*.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.30– Gráfico de  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  versus  $P_c$  com os  $T_r$  calculados por meio do modelo 2.3 (8 dias).



A Figura mostra o gráfico da média dos  $T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080$  versus  $P_c$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons. A curva verde exibida no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos, com exceção dos *outliers*, já a curva rosa, a regressão linear calculada usando dados de múons sem os *outliers*.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.27– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  e  $P_c$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)	Modelo 2.3** (8 dias)
$Corr_{\langle TrPc \rangle, t}$	-0.1580	0.0061	-0.2207	-0.3162
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}$	-1.0071	0.0493	-1.8505	-0.7918
$\beta_{\langle TrPc \rangle, t}$	1099.3355	1063.0408	1103.9766	1085.8810
$R^2_{\langle TrPc \rangle, t}$	0.0249	0.0000	0.0487	0.1000
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, t}$	36.2994	46.2765	47.1651	13.4658
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}}$	1.4475	1.8453	1.8808	0.5580
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, t}}$	15.1900	19.3651	19.7370	5.9509
$Corr_{\langle TrPc \rangle, n}$	0.2592	0.5068	-0.5706	***
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}$	1.8738	3.4521	-1.6823	***
$\beta_{\langle TrPc \rangle, n}$	1103.9428	1049.6356	1101.9048	***
$R^2_{\langle TrPc \rangle, n}$	0.0671	0.2568	0.3256	***
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, n}$	19.3698	16.2915	6.7161	***
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}}$	2.9413	2.4738	1.0198	***
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, n}}$	23.0421	19.3801	7.9894	***
$Corr_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	-0.1460	-0.0811	-0.1956	0.1381
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	-0.7896	-0.7187	-1.9651	0.2244
$\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	1085.8785	1066.9458	1105.6502	1069.6452
$R^2_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	0.0213	0.0065	0.0382	0.0190
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	25.3484	41.8100	46.6734	7.3321
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	1.5354	2.5326	2.8272	0.4777
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	17.8390	29.4239	32.8466	5.6939

Fonte: Produção do autor.

Logo, a partir dos resultados apresentados na Tabela 7.27 e nos gráficos das Figuras 7.27, 7.28, 7.29 e 7.30 conclui-se que:

- a) nos 3 modelos, com ou sem os *outliers*, a correlação calculada usando todos os pontos ( $Corr_{\langle TrPc \rangle, t}$ ) é baixa e negativa, exceto pelo modelo 2.2, que é positiva, mas é bem próxima de zero;
- b) a correlação calculada usando dados de monitores de nêutrons ( $Corr_{\langle TrPc \rangle, n}$ ) é baixa e positiva para o modelo 2.1, moderada e positiva para o modelo 2.2 e alta e negativa para o modelo 2.3;

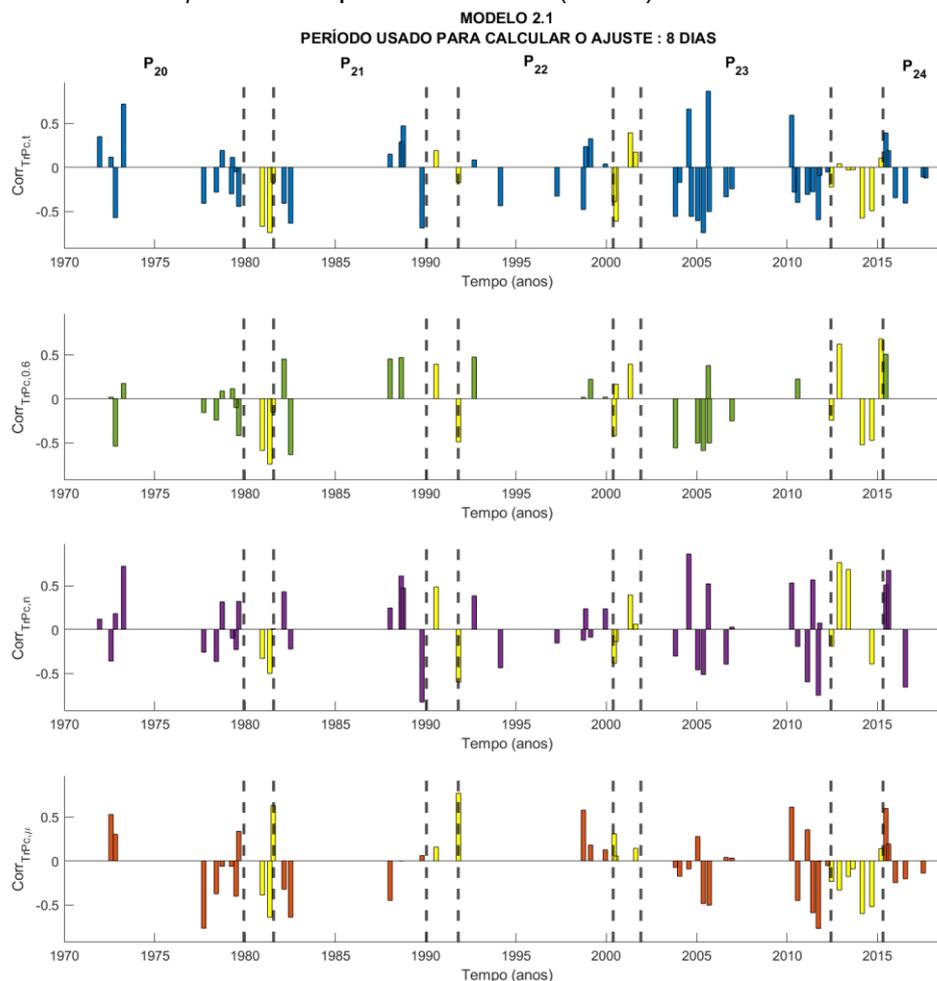
- c) nos 3 modelos, a correlação calculada usando dados de detectores de múons ( $Corr_{\langle Trpc \rangle, \mu}$ ) é baixa e negativa, exceto pelo modelo 2.3 sem os *outliers*, que possui uma correlação baixa e positiva;
- d) os coeficientes de correlação associados a todos os ajustes mostrados nas Figuras são menores que 0.4, indicando que as curvas não se ajustam bem aos dados.

Como nas conclusões da Seção 7.5, concluiu-se que há indícios apontando que há dependência do tempo característico  $T_r$  com a rigidez geomagnética de corte  $P_c$ . Todavia, assim como na Seção 7.5, esta dependência parece não ser igual entre todos os eventos. Dessa forma, como a interpretação da dependência  $T_r$  com  $P_m$  é a mesma da dependência de  $T_r$  com  $P_c$ , a tese de que é necessário incluir outras variáveis para o estudo da dependência sistemática da fase de recuperação com a rigidez torna-se mais evidente.

#### **7.6.2 Análise estatística da dependência de $T_r$ com $P_c$ nas fases do ciclo magnético solar**

Com a finalidade de avaliar se há dependência de  $T_r$  com  $P_c$  compatível com o ciclo magnético solar, decidiu-se, primeiramente, analisar gráficos do perfil temporal das correlações e coeficientes angulares, cujos ajustes foram calculados pelos modelos 2.1, 2.2 e 2.3, usando 8 dias de dados de raios cósmicos, como mostrado nas Figuras 7.31, 7.32, 7.33, 7.34, 7.35 e 7.36. Contudo, nenhuma variação cíclica foi identificada nos gráficos apresentados nessas Figuras.

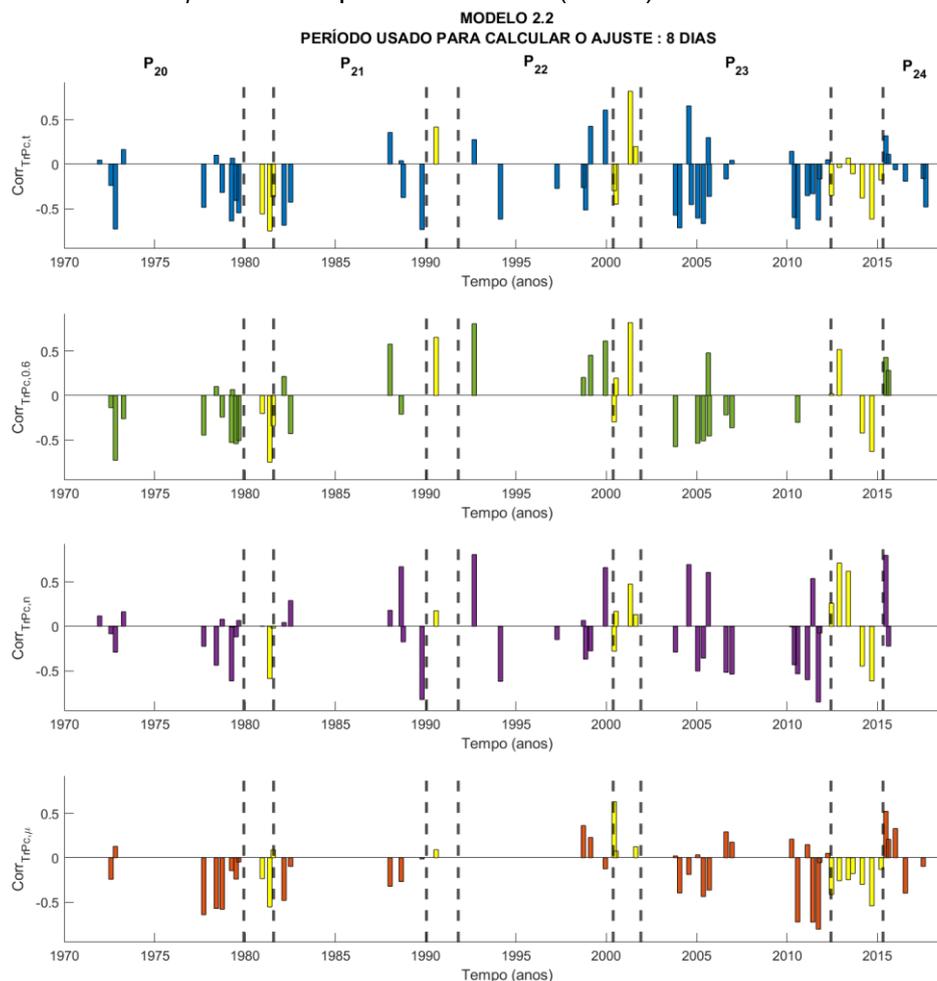
Figura 7.31– Perfil temporal das correlações de  $T_r$  com  $P_c$  dos eventos selecionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.1 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exibe as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

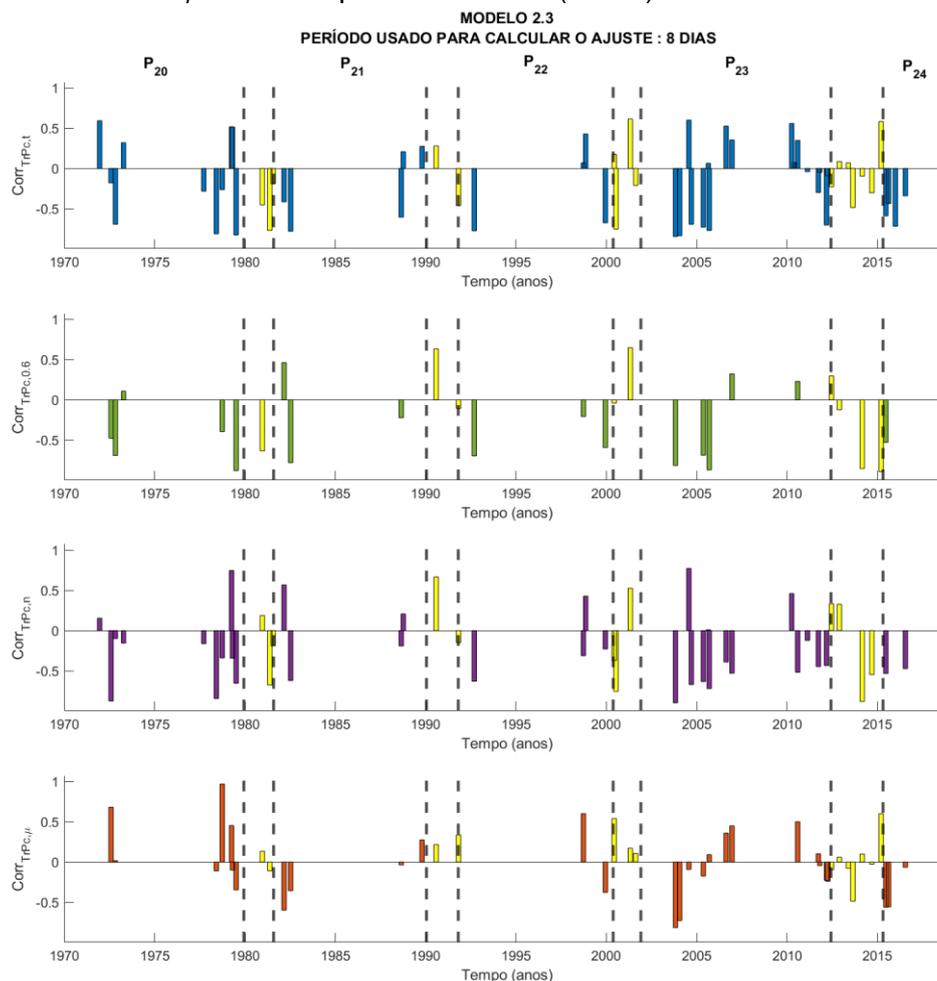
Figura 7.32– Perfil temporal das correlações de  $T_r$  com  $P_c$  dos eventos selecionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.2 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exibe as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

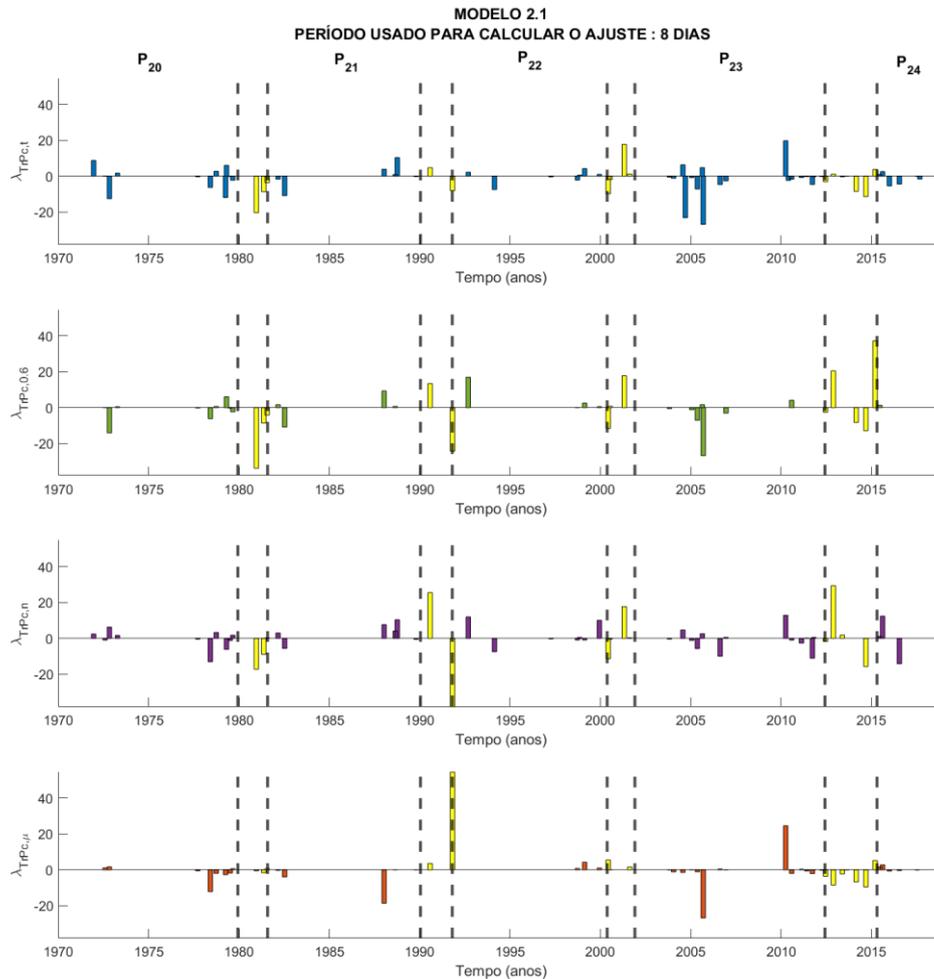
Figura 7.33– Perfil temporal das correlações de  $T_r$  com  $P_c$  dos eventos selecionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.3 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exibe as correlações obtidas por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

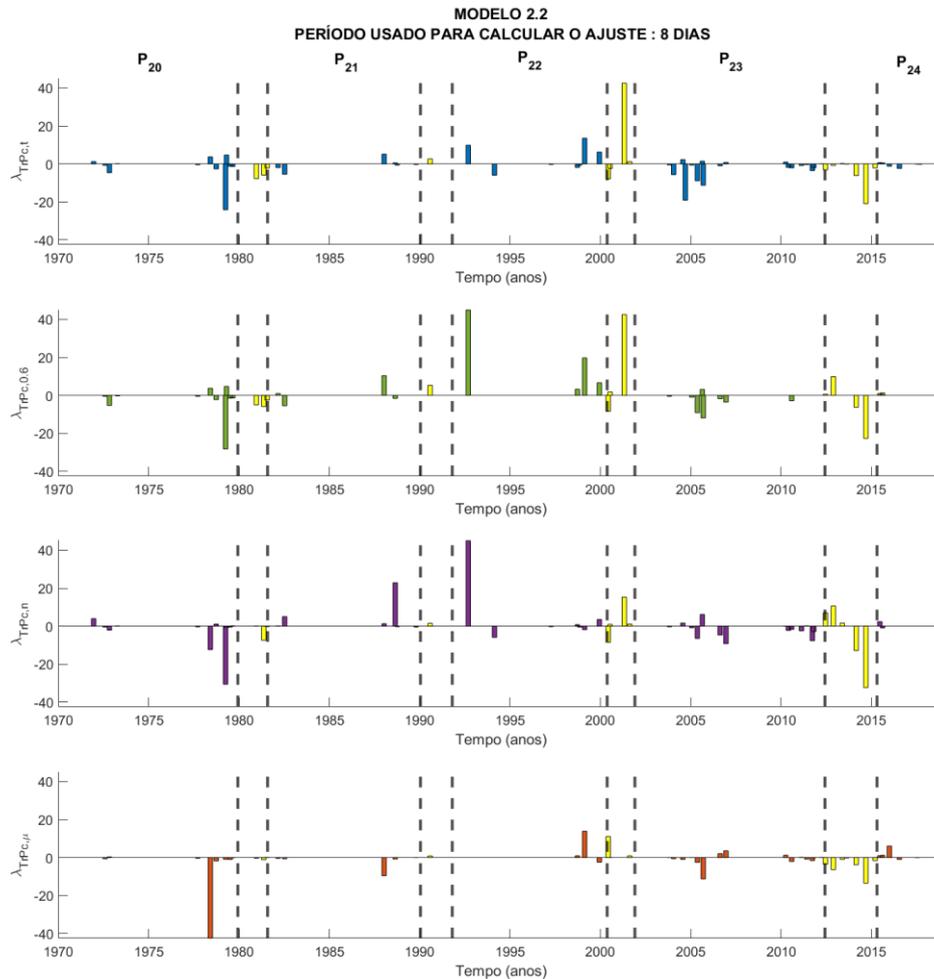
Figura 7.34 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos seleccionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.1 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  associados a  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio de  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

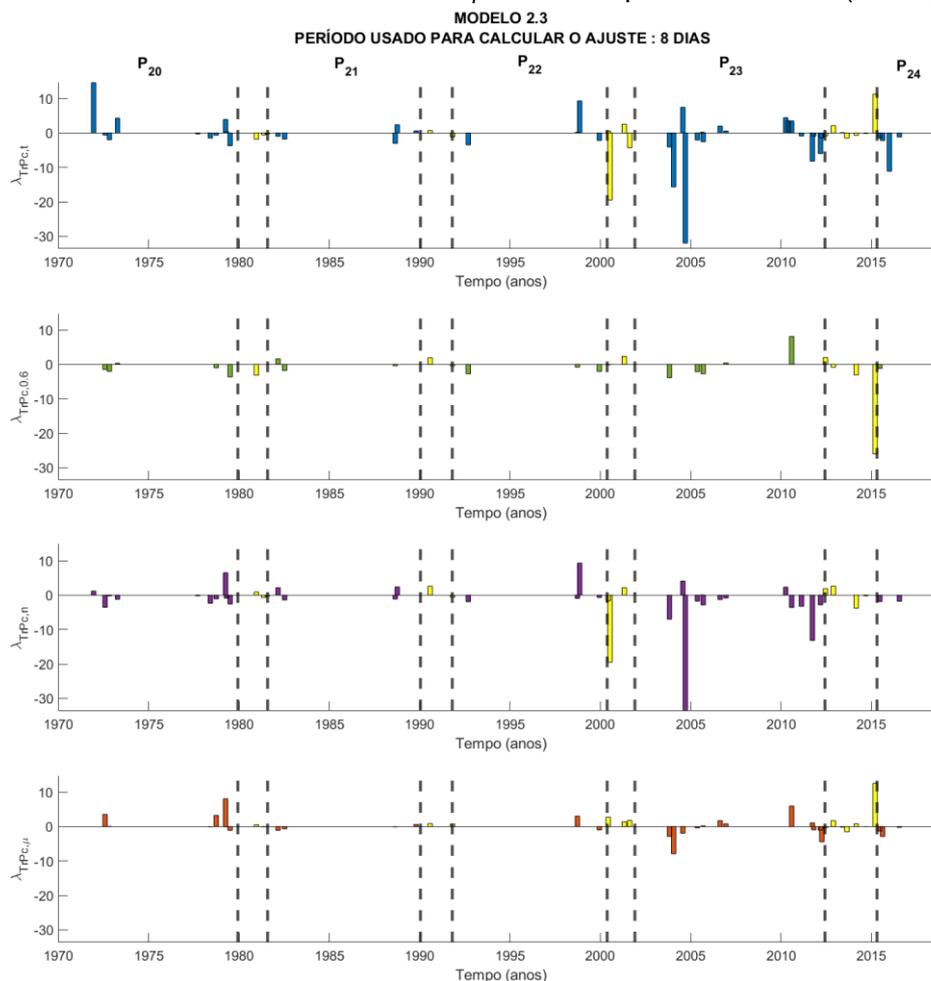
Figura 7.35 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos seleccionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.1 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  associados a  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio de  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.36 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos seleccionados com  $T_r$  calculado pelo modelo 2.3 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $T_r$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  associados a  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio de  $T_r$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $T_r$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Os resultados da análise da média das correlações e coeficientes angulares usando decréscimos de Forbush associados as fases do ciclo magnético solar, para os modelos 2.1, 2.2 e 2.3, foram apresentados nas Tabelas 7.28, 7.29 e 7.30, consecutivamente. Nessa análise, nenhuma variação cíclica foi observada na média das correlações dos 3 modelos.

Tabela 7.28– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $T_r$  e  $P_c$  por meio do modelo 2.1 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle Corr_{TrPc,t} \rangle$	-0.0530	-0.1387	-0.0809	-0.2017	-0.0682
$\sigma_{Corr_{TrPc,t}}$	0.3931	0.5032	0.3303	0.4605	0.3089
Nº de $ Corr_{TrPc,t}  < 0.4$	7	2	5	8	5
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPc,t}  < 0.6$	3	2	2	6	1
Número de $ Corr_{TrPc,t}  \geq 0.6$	1	2	0	4	0
Nº de $\lambda_{TrPc,t} < 0.0$	6	3	3	15	4
Nº de $\lambda_{TrPc,t} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\lambda_{TrPc,t} > 0.0$	5	3	4	3	2
$\langle Corr_{TrPc,0.6} \rangle$	-0.1194	0.1837	0.1819	-0.2585	0.5057
$\sigma_{Corr_{TrPc,0.6}}$	0.2466	0.5475	0.2171	0.3997	0.0000
Nº de $ Corr_{TrPc,0.6}  < 0.4$	7	0	3	3	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPc,0.6}  < 0.6$	2	3	1	4	1
Número de $ Corr_{TrPc,0.6}  \geq 0.6$	0	1	0	0	0
Nº de $\lambda_{TrPm,0.6} < 0.0$	5	1	0	5	0
Nº de $\lambda_{TrPc,0.6} = 0.0$	1	0	0	0	0

continua

Tabela 7.28– Conclusão.

Nº de $\lambda_{TrPc,0.6} > 0.0$	3	3	4	2	1
$< Corr_{TrPc,n} >$	0.0337	0.1170	0.0069	-0.0493	0.1743
$\sigma_{Corr_{TrPc,n}}$	0.3572	0.5456	0.2874	0.5214	0.7245
Nº de $ Corr_{TrPc,n}  < 0.4$	9	2	6	5	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPc,n}  < 0.6$	0	2	1	6	1
Número de $ Corr_{TrPc,n}  \geq 0.6$	1	2	0	2	2
Nº de $\lambda_{TrPc,n} < 0.0$	5	2	4	7	1
Nº de $\lambda_{TrPc,n} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\lambda_{TrPc,n} > 0.0$	5	4	3	6	2
$< Corr_{TrPc,\mu} >$	-0.0624	-0.2714	0.2948	-0.1260	0.0390
$\sigma_{Corr_{TrPc,\mu}}$	0.4393	0.2978	0.2467	0.3805	0.3567
Nº de $ Corr_{TrPc,\mu}  < 0.4$	5	3	2	9	4
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPc,\mu}  < 0.6$	2	1	1	4	1
Número de $ Corr_{TrPc,\mu}  \geq 0.6$	1	1	0	2	0
Nº de $\lambda_{TrPc,\mu} < 0.0$	5	3	0	8	3
Nº de $\lambda_{TrPc,\mu} = 0.0$	0	2	0	2	0
Nº de $\lambda_{TrPc,\mu} > 0.0$	3	0	3	5	2

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.29– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $T_r$  e  $P_c$  por meio do modelo 2.2 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle \text{Corr}_{TrPc,t} \rangle$	-0.2718	-0.3055	-0.0517	-0.2874	-0.0786
$\sigma_{\text{Corr}_{TrPc,t}}$	0.3210	0.4263	0.4834	0.3935	0.2742
Nº de $ \text{Corr}_{TrPc,t} $ $< 0.4$	6	3	3	9	5
Nº de $0.4 \leq  \text{Corr}_{TrPc,t} $ $< 0.6$	3	1	2	2	1
Número de $ \text{Corr}_{TrPc,t} $ $\geq 0.6$	2	2	2	7	0
Nº de $\lambda_{TrPc,t} < 0.0$	7	4	4	13	4
Nº de $\lambda_{TrPc,t} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\lambda_{TrPc,t} > 0.0$	4	2	3	5	2
$\langle \text{Corr}_{TrPc,0.6} \rangle$	-0.3217	0.0388	0.5187	-0.3095	0.3549
$\sigma_{\text{Corr}_{TrPc,0.6}}$	0.2746	0.4470	0.2555	0.3410	0.1040
Nº de $ \text{Corr}_{TrPc,0.6} $ $< 0.4$	5	2	1	3	1
Nº de $0.4 \leq$ $ \text{Corr}_{TrPc,0.6}  <$ $0.6$	4	2	1	5	1
Número de $ \text{Corr}_{TrPc,0.6} $ $\geq 0.6$	1	0	2	0	0
Nº de $\lambda_{TrPc,0.6} < 0.0$	8	2	0	7	0
Nº de $\lambda_{TrPc,0.6} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\lambda_{TrPc,0.6} > 0.0$	2	2	4	1	2
$\langle \text{Corr}_{TrPc,n} \rangle$	-0.1231	0.0305	0.0173	-0.2048	0.2870
$\sigma_{\text{Corr}_{TrPc,n}}$	0.2468	0.5040	0.5334	0.4911	0.7221

continua

Tabela 7.29– Continuação.

Nº de $ Corr_{TrPC,n}  < 0.4$	9	4	4	4	1
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPC,n}  < 0.6$	1	0	0	7	0
Número de $ Corr_{TrPC,n}  \geq 0.6$	1	2	3	3	1
Nº de $\lambda_{TrPC,n} < 0.0$	7	2	4	10	1
Nº de $\lambda_{TrPC,n} = 0.0$	0	0	0	1	0
Nº de $\lambda_{TrPC,n} > 0.0$	4	4	3	3	1
$< Corr_{TrPC,n}$ $>$	-0.1231	0.0305	0.0173	-0.2048	0.2870
$\sigma_{Corr_{TrPC,n}}$	0.2468	0.5040	0.5334	0.4911	0.7221
Nº de $ Corr_{TrPC,n}  < 0.4$	9	4	4	4	1
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPC,n}  < 0.6$	1	0	0	7	0
Número de $ Corr_{TrPC,n}  \geq 0.6$	1	2	3	3	1
Nº de $\lambda_{TrPC,n} < 0.0$	7	2	4	10	1
Nº de $\lambda_{TrPC,n} = 0.0$	0	0	0	1	0
Nº de $\lambda_{TrPC,n} > 0.0$	4	4	3	3	1
$< Corr_{TrPC,\mu}$ $>$	-0.2924	-0.2361	0.1551	-0.1839	0.1120
$\sigma_{Corr_{TrPC,\mu}}$	0.2791	0.1843	0.2510	0.3670	0.3635
Nº de $ Corr_{TrPC,\mu}  < 0.4$	5	4	3	11	4

continua

Tabela 7.29– Conclusão.

Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPc,\mu}  < 0.6$	2	1	0	1	1
Número de $ Corr_{TrPc,\mu}  \geq 0.6$	1	0	0	3	0
Nº de $\lambda_{TrPc,\mu} < 0.0$	7	4	1	8	2
Nº de $\lambda_{TrPc,\mu} = 0.0$	0	1	0	2	0
Nº de $\lambda_{TrPc,\mu} > 0.0$	1	0	2	5	3

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.30– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $T_r$  e  $P_c$  por meio do modelo 2.3 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle Corr_{TrPc,t} \rangle$	-0.1113	-0.5995	-0.2375	-0.1488	-0.5202
$\sigma_{Corr_{TrPc,t}}$	0.5634	0.1826	0.5822	0.5264	0.1662
Nº de $ Corr_{TrPc,t}  < 0.4$	4	0	1	8	1
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPc,t}  < 0.6$	3	1	1	3	2
Número de $ Corr_{TrPc,t}  \geq 0.6$	3	2	2	6	1
Nº de $\lambda_{TrPc,t} < 0.0$	6	3	2	10	4
Nº de $\lambda_{TrPc,t} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\lambda_{TrPc,t} > 0.0$	4	0	2	7	0
$\langle Corr_{TrPc,0.6} \rangle$	-0.4659	-0.1798	-0.4974	-0.3637	-0.5279
$\sigma_{Corr_{TrPc,0.6}}$	0.3728	0.6217	0.2574	0.5882	0.0000
Nº de $ Corr_{TrPc,0.6}  < 0.4$	2	1	1	2	0

continua

Tabela 7.30– Continuação.

Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPC,0.6}  < 0.6$	1	1	1	0	1
Número de $ Corr_{TrPC,0.6}  \geq 0.6$	2	1	1	3	0
Nº de $\lambda_{TrPC,0.6} < 0.0$	4	2	3	3	1
Nº de $\lambda_{TrPC,0.6} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\lambda_{TrPC,0.6} > 0.0$	1	1	0	2	0
$\langle Corr_{TrPC,n} \rangle$	-0.2471	-0.0806	-0.1849	-0.3164	-0.5018
$\sigma_{Corr_{TrPC,n}}$	0.5131	0.6009	0.4436	0.4809	0.0425
Nº de $ Corr_{TrPC,n}  < 0.4$	5	1	2	3	0.
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPC,n}  < 0.6$	0	1	1	5	2
Número de $ Corr_{TrPC,n}  \geq 0.6$	4	1	1	5	0
Nº de $\lambda_{TrPC,n} < 0.0$	7	2	3	10	2
Nº de $\lambda_{TrPC,n} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\lambda_{TrPC,n} > 0.0$	2	1	1	3	0
$\langle Corr_{TrPC,\mu} \rangle$	0.2419	-0.3292	0.1117	-0.0679	-0.3934
$\sigma_{Corr_{TrPC,\mu}}$	0.5563	0.2823	0.6907	0.4136	0.2841
Nº de $ Corr_{TrPC,\mu}  < 0.4$	3	2	1	8	1
Nº de $0.4 \leq  Corr_{TrPC,\mu}  < 0.6$	0	1	0	2	2

continua

Tabela 7.30– Conclusão.

Número de $ Corr_{TrPC,\mu} $ $\geq 0.6$	2	0	1	2	0
Nº de $\lambda_{TrPC,\mu} < 0.0$	2	3	1	7	3
Nº de $\lambda_{TrPC,\mu} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\lambda_{TrPC,\mu} > 0.0$	3	0	1	5	0

Fonte: Produção do autor.

Os resultados da análise da média relativa usando os decréscimos de Forbsuh relacionados às fases do ciclo magnético solar foram apresentados nas Tabelas 7.31, 7.32, 7.33, 7.34 e 7.35, sendo que cada tabela apresenta os resultados referentes a uma fase do ciclo. Por fim, desta análise, pode-se concluir que nenhuma variação cíclica foi identificada na análise das correlações, exceto por  $Corr_{<TrPC>,t}$  calculado pelo modelo 2.3 sem os *outliers* (quarta coluna da tabela), cuja correlação é positiva nas fases  $P_{20}$ ,  $P_{22}$  e  $P_{24}$  e negativa nas fases  $P_{21}$  e  $P_{23}$ . Contudo, como o coeficiente de determinação  $R^2_{<TrPC>,t}$  é menor que 0.4 nas 5 fases acredita-se que, nem mesmo neste caso, há uma variação cíclica das correlações.

Tabela 7.31– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  e  $P_c$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{20}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)	Modelo 2.3** (8 dias)
$Corr_{\langle TrPc \rangle, t}$	0.0861	0.0295	0.0901	0.0901
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}$	1.0180	0.7291	2.1992	2.1992
$\beta_{\langle TrPc \rangle, t}$	1122.9262	1149.7859	1086.6746	1086.6746
$R^2_{\langle TrPc \rangle, t}$	0.0074	0.0008	0.0081	0.0081
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, t}$	42.5257	89.3936	88.0916	88.0916
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}}$	4.3923	9.0312	8.8997	8.8997
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, t}}$	42.4833	87.6969	86.4196	86.4196
$Corr_{\langle TrPc \rangle, n}$	0.3898	-0.1672	0.1996	***
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}$	6.8322	-1.8441	0.6573	***
$\beta_{\langle TrPc \rangle, n}$	1108.9818	1143.2706	1079.0415	***
$R^2_{\langle TrPc \rangle, n}$	0.1520	0.0279	0.0398	***
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, n}$	30.1799	20.3350	6.0334	***
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}}$	8.2575	5.5638	1.6508	***
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, n}}$	46.7602	31.5068	9.3481	***
$Corr_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	0.0644	-0.1986	-0.1498	-0.1498
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	1.2292	-11.9037	-9.0799	-9.0799
$\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	1105.5394	1336.1434	1251.3022	1251.3022
$R^2_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	0.0041	0.0394	0.0224	0.0224
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	26.8731	84.0694	85.7207	85.7207
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	12.6331	36.9479	37.6737	37.6737
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	171.0912	493.9685	503.6707	503.6707

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.32– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  e  $P_c$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{21}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)	Modelo 2.3** (8 dias)
$Corr_{\langle TrPc \rangle, t}$	-0.0711	0.3035	-0.4987	-0.4987
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}$	-0.5412	2.8747	-1.1276	-1.1276
$\beta_{\langle TrPc \rangle, t}$	1107.0258	1032.5416	1099.0077	1099.0077
$R^2_{\langle TrPc \rangle, t}$	0.0050	0.0921	0.2487	0.2487
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, t}$	31.2267	37.1171	8.0603	8.0603
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}}$	2.6461	3.1452	0.6830	0.6830
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, t}}$	27.7931	33.0359	7.1740	7.1740
$Corr_{\langle TrPc \rangle, n}$	0.5519	0.8515	-0.1099	***
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}$	8.3398	16.1972	-0.3894	***
$\beta_{\langle TrPc \rangle, n}$	1083.6342	1000.1159	1098.3739	***
$R^2_{\langle TrPc \rangle, n}$	0.3046	0.7251	0.0120	***
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, n}$	23.5663	18.6474	6.5864	***
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}}$	6.4479	5.1021	1.8021	***
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, n}}$	36.5132	28.8919	10.2049	***
$Corr_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	-0.3176	0.4563	-0.2545	-0.2545
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	-1.2396	3.2081	-0.5063	-0.5063
$\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	1101.5936	1002.9946	1088.0292	1088.0292
$R^2_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	0.1008	0.2082	0.0647	0.0647
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	7.5113	12.6974	3.9048	3.9048
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	2.0365	3.4425	1.0586	1.0586
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	28.6405	48.4147	14.8889	14.8889

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.33– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  e  $P_c$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{22}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)	Modelo 2.3** (8 dias)
$Corr_{\langle TrPc \rangle, t}$	0.2017	0.4190	0.3492	0.3492
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}$	3.4022	7.3528	2.7117	2.7117
$\beta_{\langle TrPc \rangle, t}$	1075.2053	997.5556	1080.7657	1080.7657
$R^2_{\langle TrPc \rangle, t}$	0.0406	0.1755	0.1219	0.1219
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, t}$	52.7820	50.8988	23.2427	23.2427
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}}$	5.9489	5.7367	2.6196	2.6196
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, t}}$	52.9695	51.0795	23.3252	23.3252
$Corr_{\langle TrPc \rangle, n}$	0.3434	0.3144	0.0288	***
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}$	4.0711	3.7841	0.0827	***
$\beta_{\langle TrPc \rangle, n}$	1067.0908	997.4220	1087.4258	***
$R^2_{\langle TrPc \rangle, n}$	0.1179	0.0988	0.0008	***
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, n}$	24.6225	25.2621	6.3385	***
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}}$	5.3460	5.4848	1.3762	***
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, n}}$	34.6935	35.5947	8.9310	***
$Corr_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	-0.2215	-0.1885	0.2432	0.2432
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	-11.3093	-8.2884	5.8385	5.8385
$\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	1253.5927	1206.6619	1054.1517	1054.1517
$R^2_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	0.0490	0.0355	0.0591	0.0591
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	44.5842	38.6597	20.8485	20.8485
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	33.0351	28.6453	15.4479	15.4479
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	389.9223	338.1078	182.3360	182.3360

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.34– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle T_r \rangle$  e  $P_c$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{23}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1	Modelo 2.2	Modelo 2.3	Modelo 2.3**
	(8 dias)	(8 dias)	(8 dias)	(8 dias)
$Corr_{\langle TrPc \rangle, t}$	-0.1099	-0.2805	-0.4031	-0.3717
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}$	-0.8885	-1.3583	-1.5909	-1.3984
$\beta_{\langle TrPc \rangle, t}$	1087.0872	1064.3463	1098.9425	1096.1191
$R^2_{\langle TrPc \rangle, t}$	0.0120	0.0787	0.1624	0.1381
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, t}$	43.2135	25.1860	19.5740	18.6427
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}}$	2.1308	1.2215	0.9493	0.9348
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, t}}$	21.6532	12.3124	9.5690	9.5780
$Corr_{\langle TrPc \rangle, n}$	0.2419	0.1436	-0.6843	***
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}$	4.1389	1.1848	-4.1124	***
$\beta_{\langle TrPc \rangle, n}$	1084.4997	1051.5722	1123.7777	***
$R^2_{\langle TrPc \rangle, n}$	0.0585	0.0206	0.4684	***
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, n}$	34.4068	16.9222	9.0798	***
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}}$	7.7435	3.8084	2.0435	***
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, n}}$	48.1357	23.6744	12.7028	***
$Corr_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	-0.1200	-0.4453	-0.0987	0.1283
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	-0.5215	-1.9191	-0.2799	0.2699
$\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	1070.7951	1070.1352	1078.8912	1070.3388
$R^2_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	0.0144	0.1983	0.0097	0.0164
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	19.4328	17.7025	12.9373	9.2235
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	1.4799	1.3042	0.9531	0.7272
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	17.6159	15.3239	11.1989	8.7727

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.35– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle T_r - T_r^{ngy\ vet} + 1080 \rangle$  e  $P_c$  com os  $T_r$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{24}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)	Modelo 2.3 (8 dias)	Modelo 2.3** (8 dias)
$Corr_{\langle TrPc \rangle, t}$	-0.0877	0.0059	-0.4347	-0.4347
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}$	-0.6244	0.0218	-1.5683	-1.5683
$\beta_{\langle TrPc \rangle, t}$	1073.8159	1072.0240	1103.7840	1103.7840
$R^2_{\langle TrPc \rangle, t}$	0.0077	0.0000	0.1890	0.1890
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, t}$	29.7886	16.4739	14.5448	14.5448
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, t}}$	2.0130	1.0238	0.9039	0.9039
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, t}}$	18.0719	9.5806	8.4587	8.4587
$Corr_{\langle TrPc \rangle, n}$	-0.2908	-0.0033	-0.5754	***
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}$	-3.6540	-0.0193	-3.7767	***
$\beta_{\langle TrPc \rangle, n}$	1105.5333	1087.6107	1120.3735	***
$R^2_{\langle TrPc \rangle, n}$	0.0846	0.0000	0.3311	***
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, n}$	24.5212	11.6955	10.9501	***
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, n}}$	6.1499	2.9332	2.7463	***
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, n}}$	38.0872	18.1658	17.0082	***
$Corr_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	0.7507	0.6820	-0.1584	-0.1584
$\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	2.2307	1.3673	-0.2650	-0.2650
$\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	1038.1824	1051.2710	1088.1886	1088.1886
$R^2_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	0.5635	0.4651	0.0250	0.0250
$RMSE_{\langle TrPc \rangle, \mu}$	6.4366	5.1994	5.8587	5.8587
$\sigma_{\lambda_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	0.7190	0.5192	0.5850	0.5850
$\sigma_{\beta_{\langle TrPc \rangle, \mu}}$	7.3651	5.5509	6.2548	6.2548

Fonte: Produção do autor.

Resumidamente, não se observou nenhuma variação recorrente clara, compatível com o ciclo magnético solar, na análise da dependência do tempo característico  $T_r$  com a rigidez geomagnética de corte  $P_c$ .

### 7.7 Análise estatística da dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação ( $I_{Asr}$ ) com $P_m$

Analisou-se, nesta Seção, a dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação ( $I_{Asr}$ ) com a rigidez mediana ( $P_m$ ), sendo que, para isso, na Seção 7.7.1 utilizou-se todos os eventos, enquanto na Seção 7.7.2,

apenas os eventos associados às fases do ciclo solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$  conforme mostrado na Figura 6.6).

### 7.7.1 Análise estatística da dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação ( $I_{Asr}$ ) com $P_m$ em todo período das observações

Nesta Seção, estudou-se a dependência da amplitude  $I_{Asr}$ , ou seja, a diferença entre a intensidade assintótica  $I_{aft}$  e a intensidade registrada na data de fim da passagem da estrutura interplanetária  $I_{sr}$ , com a rigidez mediana  $P_m$ , de forma que o subscrito 'x' nas variáveis que representam as correlações e os coeficientes angulares é  $AsrPm$ . Os resultados da análise da média das correlações e coeficientes angulares dos modelos 2.1 e 2.2, cujos ajustes foram calculados usando 8 dias de dados de raios cósmicos após a data de fim da ICME, estão na Tabela 7.36.

Tabela 7.36– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(I_{Asr})$  e  $\ln(P_m)$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$\langle Corr_{AsrPm,t} \rangle$	-0.7922	-0.7992
$\sigma_{Corr_{AsrPm,t}}$	0.2366	0.2508
Nº de $ Corr_{AsrPm,t}  < 0.4$	4	4
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,t}  < 0.6$	6	6
Nº de $ Corr_{AsrPm,t}  \geq 0.6$	54	53
Nº de $\alpha_{AsrPm,t} < 0.0$	62	60
Nº de $\alpha_{AsrPm,t} = 0.0$	1	1
Nº de $\alpha_{AsrPm,t} > 0.0$	1	2
$\langle Corr_{AsrPm,0.6} \rangle$	-0.7898	-0.7555
$\sigma_{Corr_{AsrPm,0.6}}$	0.2291	0.3473
Nº de $ Corr_{AsrPm,0.6}  < 0.4$	2	2

continua

Tabela 7.36– Conclusão.

N° de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,0.6}  < 0.6$	4	4
N° de $ Corr_{AsrPm,0.6}  \geq 0.6$	31	32
N° de $\alpha_{AsrPm,0.6} < 0.0$	37	36
N° de $\alpha_{AsrPm,0.6} = 0.0$	0	0
N° de $\alpha_{AsrPm,0.6} > 0.0$	0	2
$\langle Corr_{AsrPm,n} \rangle$	-0.7014	-0.7180
$\sigma_{Corr_{AsrPm,n}}$	0.2590	0.3090
N° de $ Corr_{AsrPm,n}  < 0.4$	8	3
N° de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,n}  < 0.6$	3	8
N° de $ Corr_{AsrPm,n}  \geq 0.6$	43	45
N° de $\alpha_{AsrPm,n} < 0.0$	52	54
N° de $\alpha_{AsrPm,n} = 0.0$	0	0
N° de $\alpha_{AsrPm,n} > 0.0$	2	2
$\langle Corr_{AsrPm,\mu} \rangle$	-0.5474	-0.5742
$\sigma_{Corr_{AsrPm,\mu}}$	0.3901	0.3639
N° de $ Corr_{AsrPm,\mu}  < 0.4$	11	10
N° de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,\mu}  < 0.6$	10	12
N° de $ Corr_{AsrPm,\mu}  \geq 0.6$	28	27
N° de $\alpha_{AsrPm,\mu} < 0.0$	44	43
N° de $\alpha_{AsrPm,\mu} = 0.0$	0	1
N° de $\alpha_{AsrPm,\mu} > 0.0$	5	5

Fonte: Produção do autor.

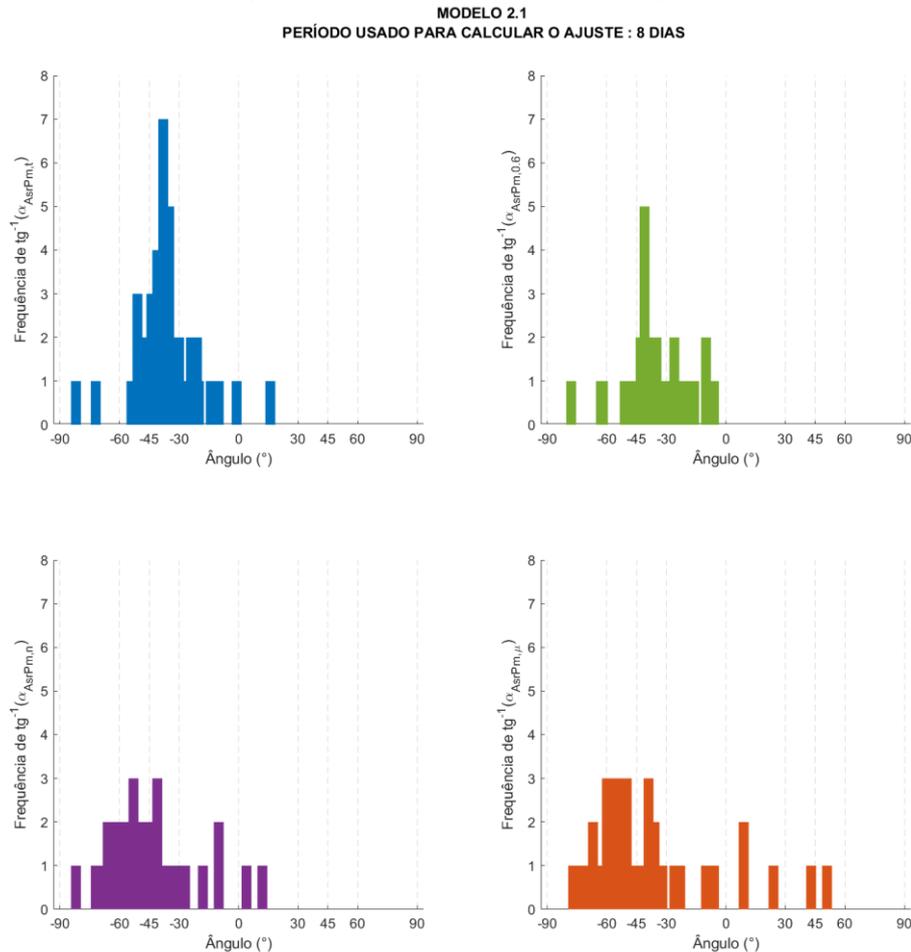
Sobre os resultados apresentados na Tabela 7.36 pode-se concluir que:

- a) nos 2 modelos, a média das correlações calculadas usando todos os pontos ( $Corr_{AsrPm,t}$ ), os ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$  ( $Corr_{AsrPm,0.6}$ ) e monitores de nêutrons ( $Corr_{AsrPm,n}$ ) é alta e negativa;

- b) nos 2 modelos, a média das correlações, calculadas usando detectores de múons ( $Corr_{AsrPm,\mu}$ ) é negativa, moderada no modelo 2.1 e alta no modelo 2.2;
- c) nos 2 modelos, a maior parte dos coeficientes calculados ( $\alpha_{AsrPm,t}$ ,  $\alpha_{AsrPm,0.6}$ ,  $\alpha_{AsrPm,n}$  e  $\alpha_{AsrPm,\mu}$ ) assume valores negativos.

A análise das frequências dos ângulos associados aos coeficientes angulares  $\alpha_{AsrPm,t}$ ,  $\alpha_{AsrPm,0.6}$ ,  $\alpha_{AsrPm,n}$  e  $\alpha_{AsrPm,\mu}$  foi realizada por meio das Figuras 7.37 e 7.38, que mostram a distribuição angular dos coeficientes angulares calculados em todas as regressões lineares usando a Equação 6.9.

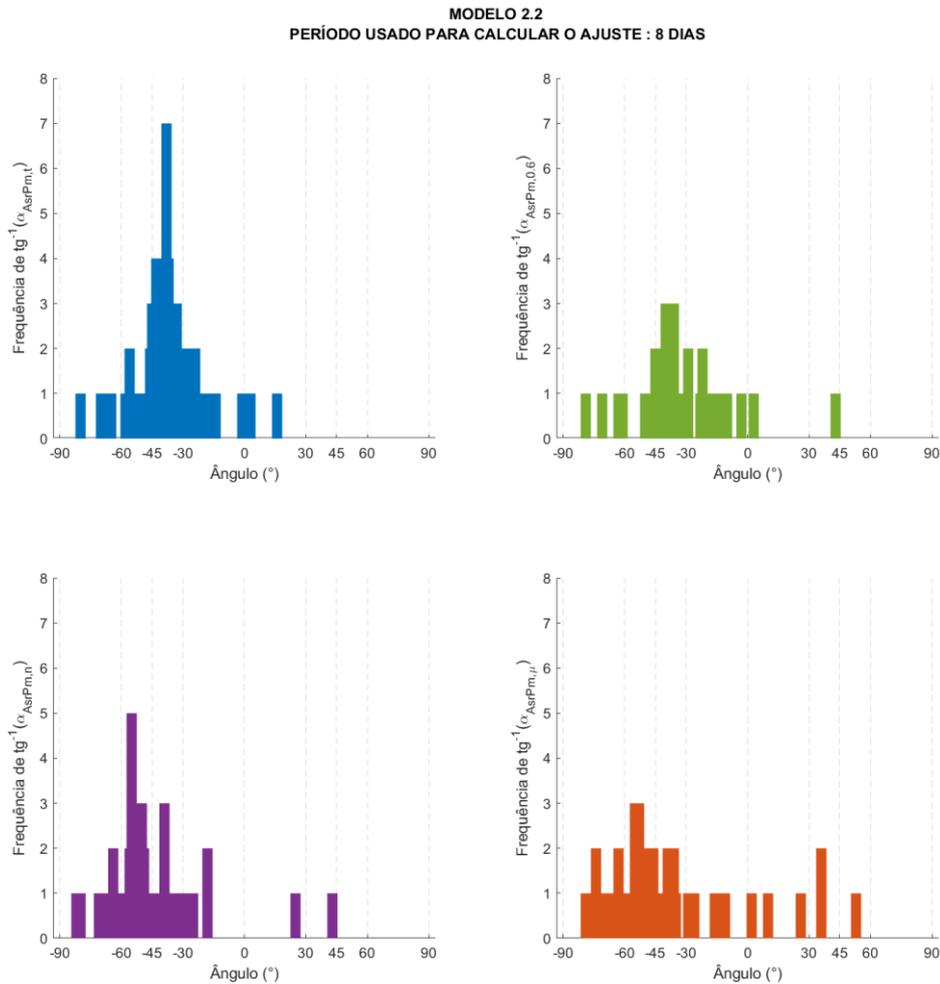
Figura 7.37 – Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\alpha_{AsrPm})$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias) de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\alpha_{AsrPm,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{AsrPm,0.6}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exibe a distribuição angular de  $\alpha_{AsrPm,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{AsrPm,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.38 – Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\alpha_{AsrPm})$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias) de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\alpha_{AsrPm,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{AsrPm,0.6}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exibe a distribuição angular de  $\alpha_{AsrPm,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à direita apresenta a distribuição angular de  $\alpha_{AsrPm,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

Logo, através dos gráficos das Figuras 7.37 e 7.38 conclui-se, a priori, que as frequências dos modelos 2.1 (Figura 7.37) e 2.2 (Figura 7.38) são semelhantes, de modo que a interpretação dos gráficos é a mesma:

- a) a distribuição dos ângulos associados ao coeficiente angular  $\alpha_{AsrPm,t}$ , calculado usando todos os pontos, se estende de  $\approx -90^\circ$  a  $\approx -30^\circ$ , exibindo uma concentração maior entre  $\approx -60^\circ$  e  $\approx -30^\circ$  e um pico em  $\approx -45^\circ$ ;

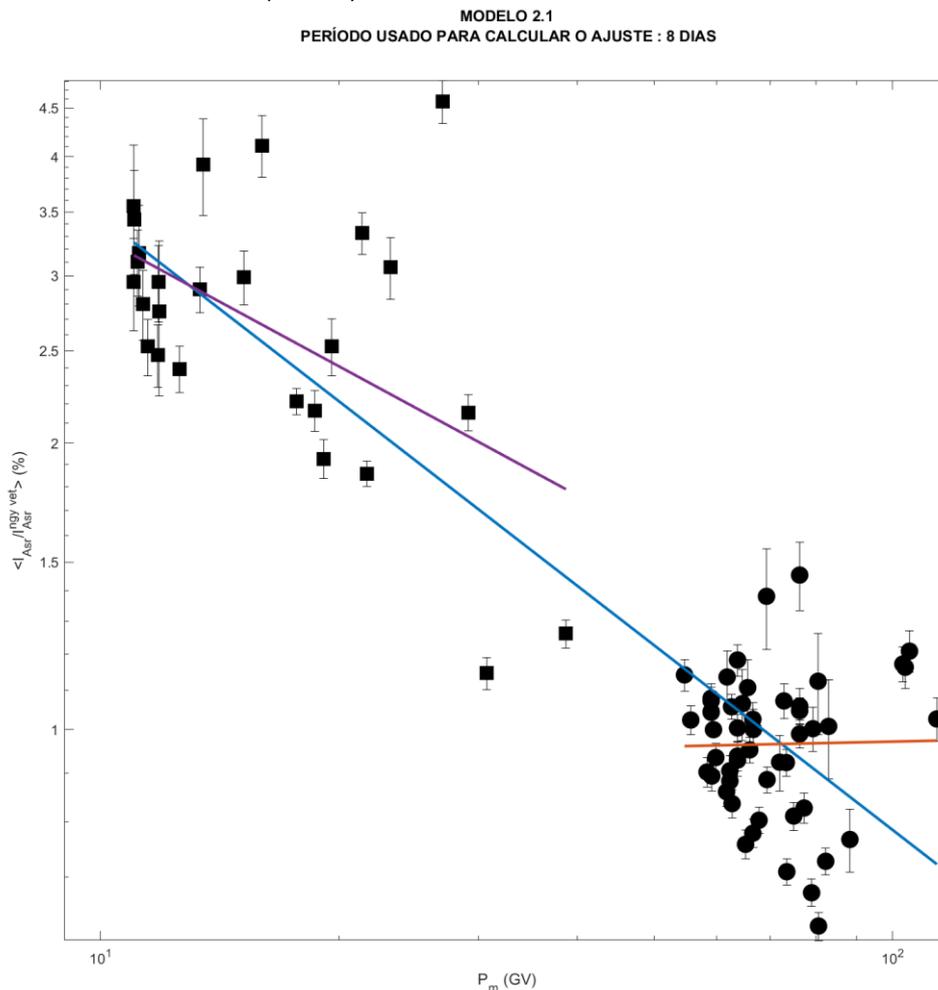
- b) a distribuição dos ângulos relacionados a  $\alpha_{AsrPm,0.6}$ , calculado usando, exclusivamente,  $I_{aft}$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ , se estende, majoritariamente, entre  $\approx -90^\circ$  a  $\approx 0^\circ$ , com um aumento na concentração entre  $\approx -45^\circ$  e  $\approx -30^\circ$ ;
- c) a distribuição dos ângulos associados a  $\alpha_{AsrPm,n}$ , obtido usando somente monitores de nêutrons, se estende, principalmente, entre  $\approx -90^\circ$  a  $\approx 0^\circ$ , com um aumento na concentração entre  $\approx -60^\circ$  e  $\approx -45^\circ$ ;
- d) a distribuição dos ângulos relacionados a  $\alpha_{AsrPm,\mu}$ , obtido usando apenas detectores de múons, se estende de  $\approx -90^\circ$  a  $\approx 60^\circ$ , com um aumento na concentração entre  $\approx -90^\circ$  e  $\approx -30^\circ$ .

A análise da média relativa realizada nesta Seção envolve o cálculo da média de  $I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet}$  (ou seja,  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$ ) associada a cada detector, sendo  $I_{Asr}^{ngy\ vet}$  a amplitude da fase de recuperação do canal vertical de Nagoya. Em seguida, calculou-se as correlações de  $\ln(\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle)$  com  $\ln(P_m)$  e regressões lineares usando a Equação 7.5.

$$\ln\left(\left\langle \frac{I_{Asr}}{I_{Asr}^{ngy\ vet}} \right\rangle\right) = \alpha_{\langle AsrPm \rangle} \ln(P_m) + \beta_{\langle AsrPm \rangle} \quad (7.5)$$

É importante destacar que apenas os  $I_{aft}$ , em consequência disso,  $I_{Asr}$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$  foram utilizados para esta análise. Dessa maneira, os gráficos das Figuras 7.39 e 7.40, mostram  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$ , com a amplitude calculada pelos modelos 2.1 e 2.2, versus  $P_m$ , assim como as regressões lineares, indicadas pelas retas azul, vermelha e roxa. Além disso, a Tabela 7.37 apresenta os resultados das correlações, coeficientes angulares, coeficientes de determinação  $R^2$  e  $RMSE$  de cada regressão linear calculada.

Figura 7.39– Gráfico de  $\langle I_{ASR}/I_{ASR}^{ngy\ vet} \rangle$  versus  $P_m$  com os  $I_{ASR}$  calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias), usando todos os eventos.

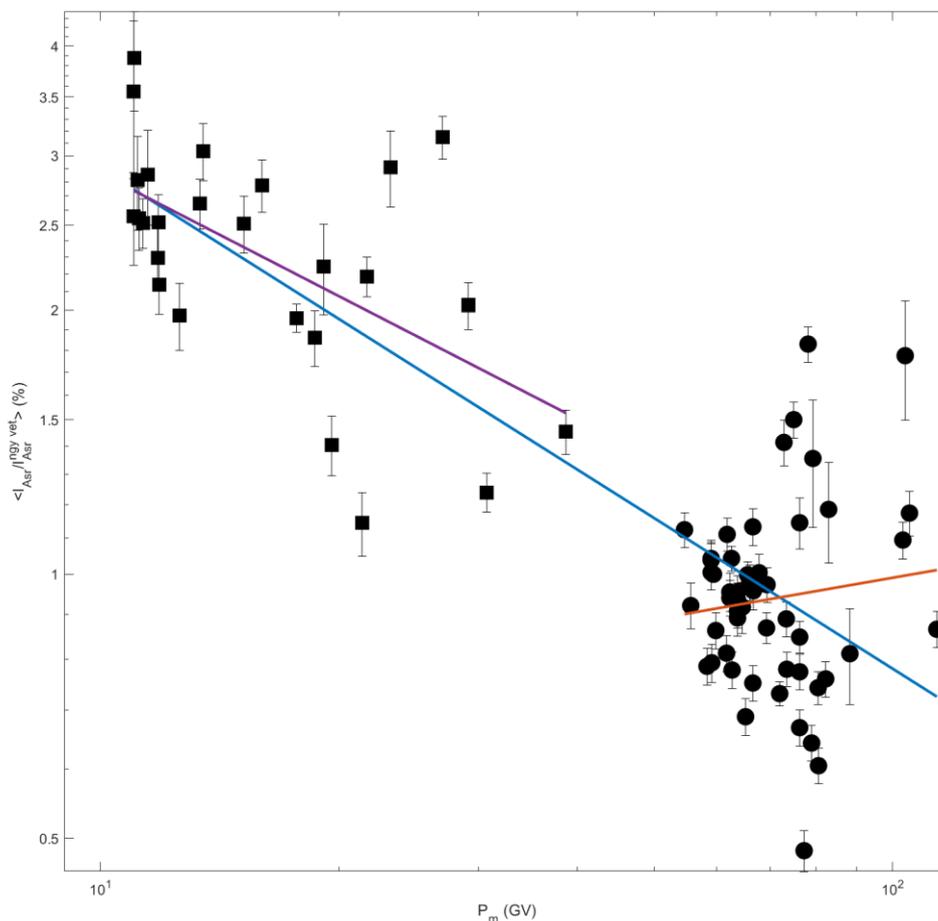


A Figura mostra o gráfico da média de  $I_{ASR}/I_{ASR}^{ngy\ vet}$  versus  $P_m$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.40– Gráfico de  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$  versus  $P_m$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias), usando todos os eventos.

MODELO 2.2  
PERÍODO USADO PARA CALCULAR O AJUSTE : 8 DIAS



A Figura mostra o gráfico da média de  $I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet}$  versus  $P_m$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.37– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle)$  e  $\ln(P_m)$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando todos os eventos.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, t}$	-0.8987	-0.8455
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, t}$	-0.6445	-0.5702
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, t}$	2.7253	2.3783
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, t}$	0.8076	0.7149
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, t}$	0.2255	0.2593
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, t}}$	0.0723	0.0822
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, t}}$	0.2767	0.3153
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, n}$	-0.5280	-0.5757
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, n}$	-0.4507	-0.4648
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, n}$	2.2295	2.1223
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.2788	0.3314
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.1510	0.1375
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, n}}$	0.3053	0.2780
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, n}}$	0.8563	0.7798
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.0177	0.1064
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.0180	0.1574
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	-0.1117	-0.7342
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.0003	0.0113
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.1338	0.1947
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, \mu}}$	0.2915	0.4178
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, \mu}}$	1.2396	1.7777

Fonte: Produção do autor.

A partir dos resultados apresentados na Tabela 7.37 e nas Figuras 7.39 e 7.40 pode-se inferir que:

- a) a correlação calculada usando todos os detectores ( $Corr_{\langle AsrPc \rangle, t}$ ) é alta e negativa nos 2 modelos e o coeficiente de determinação  $R^2_{\langle AsrPc \rangle, t}$  é maior que 0.6, indicando que as curvas calculadas se ajustam aos dados;
- b) nos 2 modelos, a correlação calculada usando dados de monitores de nêutrons ( $Corr_{\langle AsrPc \rangle, n}$ ) é negativa, moderada no modelo 2.1 e alta no

modelo 2.2 e os coeficientes de determinação  $R^2_{\langle AsrPc \rangle, n}$  é menor que 0.4, o que sugere que a curvas não se ajustam aos dados;

- c) nos 2 modelos, a correlação calculada usando dados de detectores de múons ( $Corr_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$ ) é positiva e próxima de zero, bem como o coeficiente de determinação  $R^2_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$ , indicando que a curva obtida não se ajusta aos dados.

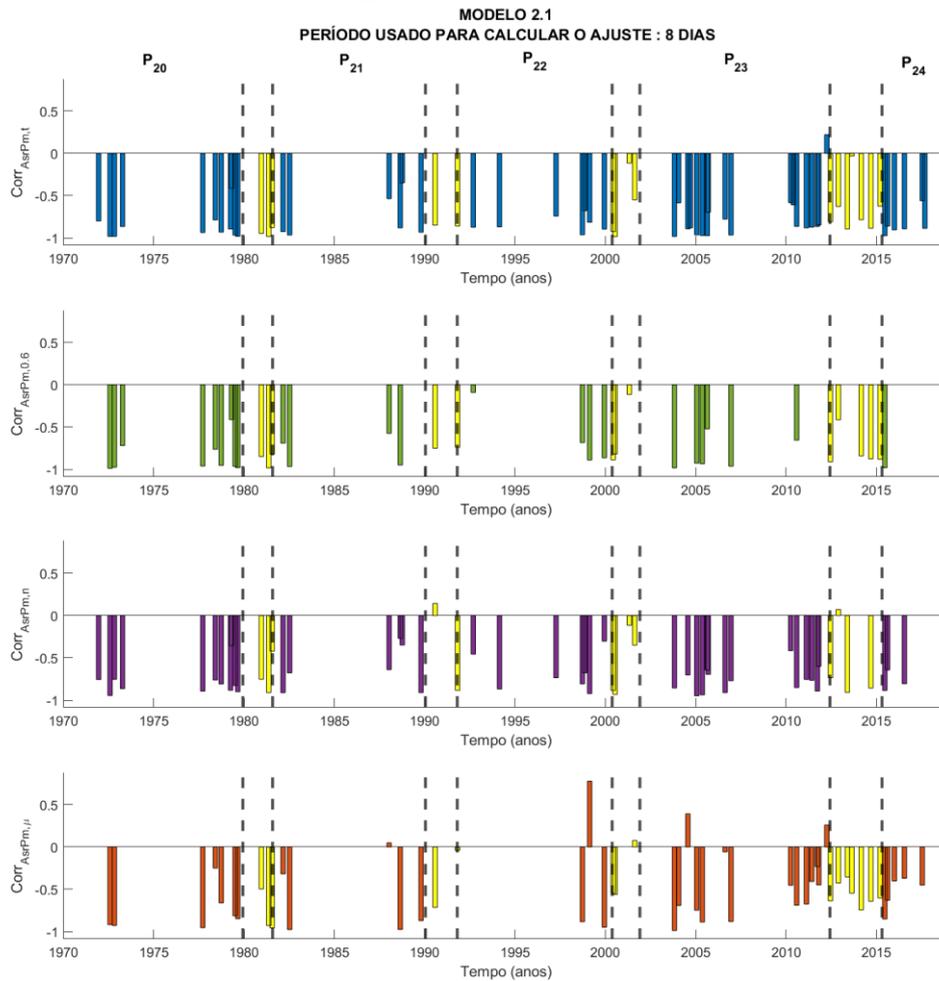
Através dos resultados obtidos para os dois modelos, é possível concluir que há indícios apontando que há dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação  $I_{Asr}$  com a rigidez mediana  $P_m$ , uma vez que a média das correlações ( $\langle Corr_{AsrPm, t} \rangle$  e  $\langle Corr_{AsrPm, 0.6} \rangle$ ) e a correlação obtida por meio da análise da média relativa ( $Corr_{\langle AsrPm \rangle, t}$ ) é alta. Apesar disso, observou-se que a correlação associada a análise da média relativa para os múons ( $Corr_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$ ) é significativamente menor do que para os nêutrons ( $Corr_{\langle AsrPm \rangle, n}$ ). Por outro lado, observou-se que a correlação média dos múons ( $\langle Corr_{AsrPm, \mu} \rangle$ ) é bem maior que a correlação calculada pela análise da média relativa ( $Corr_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$ ). Acredita-se que essa discrepância tenha ocorrido possivelmente por problemas na contagem de raios cósmicos de um ou mais canais direcionais da GMDN. Ademais, o ângulo de inclinação ( $\alpha_{AsrPm, y}$ ) mais frequente, nos cálculos realizados, é negativo, indicando que, geralmente, a variação da intensidade de raios cósmicos na fase de recuperação de FDs diminui com o aumento de  $P_m$  e, em consequência disso, o efeito da ICME na fase de recuperação é maior nos nêutrons do que nos múons.

### **7.7.2 Análise estatística da dependência de $I_{Asr}$ com $P_m$ nas fases do ciclo magnético solar**

Para avaliar se há alguma dependência de  $I_{Asr}$  com  $P_m$  compatível com o ciclo magnético solar, primeiro, analisou-se gráficos do perfil temporal das correlações e coeficientes angulares, cujos ajustes foram calculados por meio dos modelos 2.1 e 2.2, usando 8 dias de dados de raios cósmicos após a passagem da ICME, como apresentado nas Figuras 7.41, 7.42, 7.43 e 7.44. Todavia, após a análise

dos gráficos não foi possível identificar nenhuma variação sistemática nas variáveis que indicassem alguma dependência com o ciclo solar.

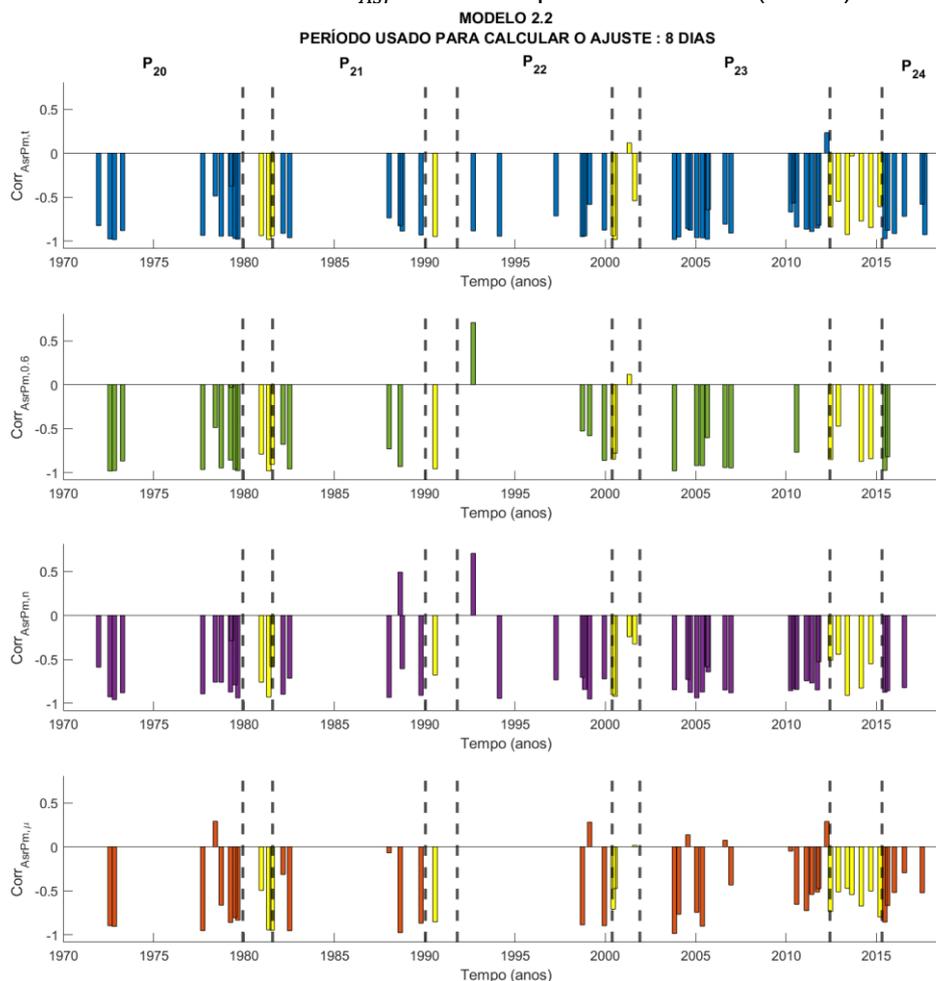
Figura 7.41– Perfil temporal das correlações de  $\ln(I_{ASr})$  com  $\ln(P_m)$  dos eventos selecionados com  $I_{ASr}$  calculado pelo modelo 2.1 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASr}$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

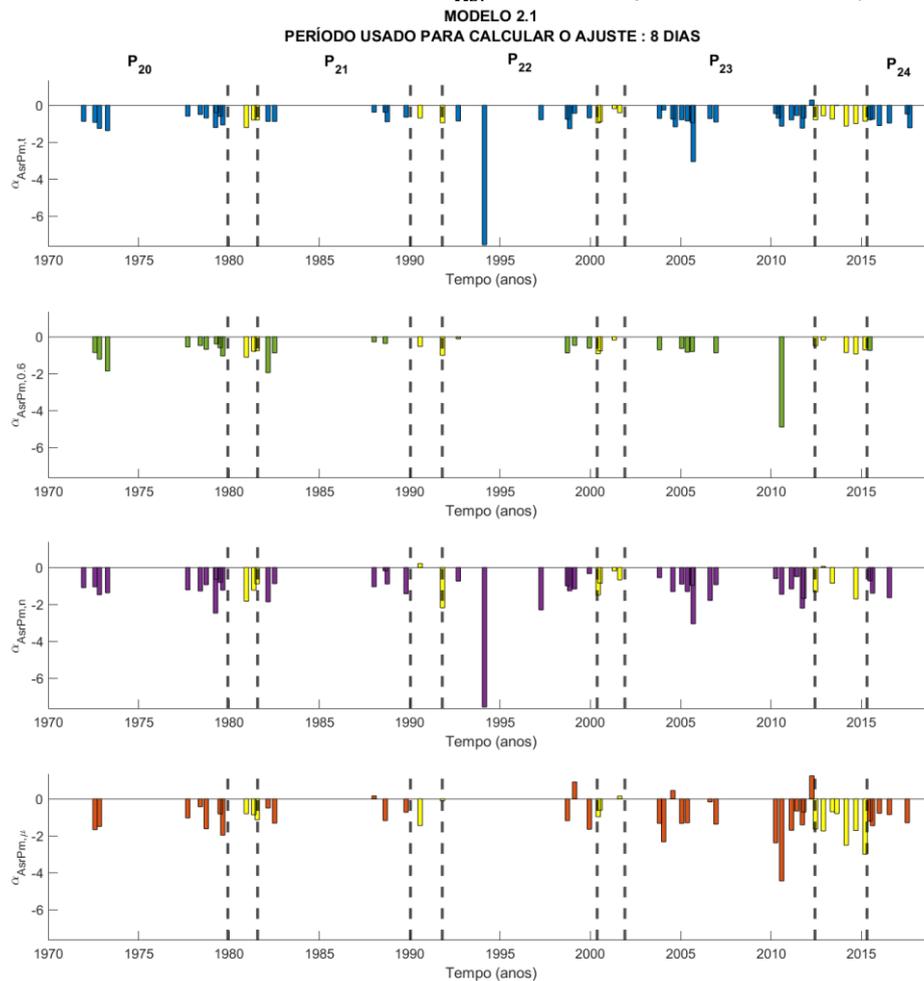
Figura 7.42– Perfil temporal das correlações de  $\ln(I_{ASr})$  com  $\ln(P_m)$  dos eventos selecionados com  $I_{ASr}$  calculado pelo modelo 2.2 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASr}$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exibe as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

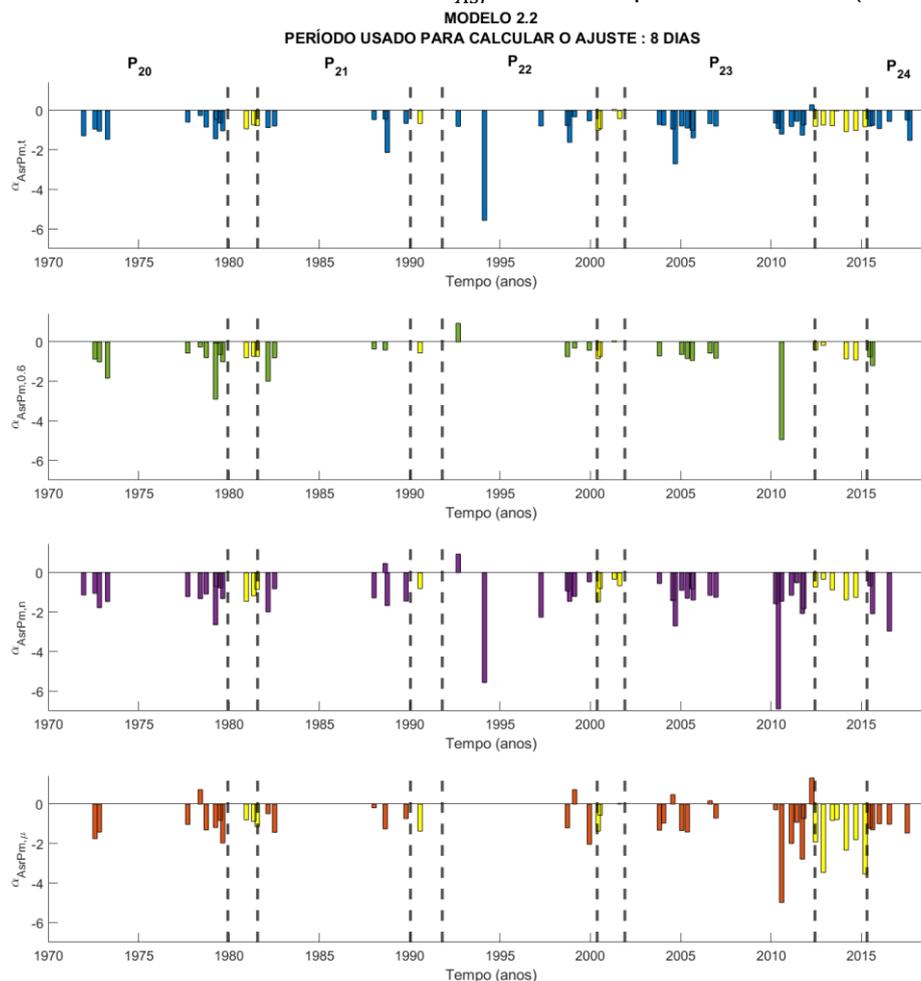
Figura 7.43 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos seleccionados com  $I_{ASr}$  calculado pelo modelo 2.1 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{ASr}$  associados a  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio de  $I_{ASr}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.44 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com  $I_{ASR}$  calculado pelo modelo 2.2 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $I_{ASR}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{ASR}$  associados a  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio de  $I_{ASR}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{ASR}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Nas Tabelas 7.38 e 7.39, os resultados da análise da média das correlações e coeficientes angulares usando decréscimos de Forbush associados as fases do ciclo magnético solar, para os modelos 2.1 e 2.2, foram apresentados. Sobre esses resultados pode-se inferir que nenhuma variação recorrente na média das correlações foi observada claramente.

Tabela 7.38– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(I_{Asr})$  e  $\ln(P_m)$  por meio do modelo 2.1 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle Corr_{AsrPm,t} \rangle$	-0.8659	-0.7638	-0.8328	-0.7762	-0.8450
$\sigma_{Corr_{AsrPm,t}}$	0.1663	0.2580	0.0968	0.2827	0.1452
Nº de $ Corr_{AsrPm,t}  < 0.4$	0	1	0	1	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,t}  < 0.6$	1	1	0	2	1
Número de $ Corr_{AsrPm,t}  \geq 0.6$	10	4	7	15	5
Nº de $\alpha_{AsrPm,t} < 0.0$	11	6	7	17	6
Nº de $\alpha_{AsrPm,t} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{AsrPm,t} > 0.0$	0	0	0	1	0
$\langle Corr_{AsrPm,0.6} \rangle$	-0.8560	-0.7937	-0.6308	-0.8294	-0.9792
$\sigma_{Corr_{AsrPm,0.6}}$	0.1946	0.1938	0.3718	0.1936	0.0000
Nº de $ Corr_{AsrPm,0.6}  < 0.4$	0	0	1	0	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,0.6}  < 0.6$	1	1	0	1	0
Número de $ Corr_{AsrPm,0.6}  \geq 0.6$	8	3	3	5	1
Nº de $\alpha_{AsrPm,0.6} < 0.0$	9	4	4	6	1
Nº de $\alpha_{AsrPm,0.6} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{AsrPm,0.6} > 0.0$	0	0	0	0	0

continua

Tabela 7.38– Conclusão.

$\langle Corr_{AsrPm,n} \rangle$	-0.7951	-0.6260	-0.6811	-0.7672	-0.7779
$\sigma_{Corr_{AsrPm,n}}$	0.1591	0.2719	0.2256	0.1492	0.1237
Nº de $ Corr_{AsrPm,n}  < 0.4$	1	2	1	0	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,n}  < 0.6$	0	0	1	1	0
Número de $ Corr_{AsrPm,n}  \geq 0.6$	10	4	5	13	3
Nº de $\alpha_{AsrPm,n} < 0.0$	11	6	7	14	3
Nº de $\alpha_{AsrPm,n} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{AsrPm,n} > 0.0$	0	0	0	0	0
$\langle Corr_{AsrPm,\mu} \rangle$	-0.7671	-0.6179	-0.3511	-0.4641	-0.5406
$\sigma_{Corr_{AsrPm,\mu}}$	0.2486	0.4622	0.9788	0.4233	0.2002
Nº de $ Corr_{AsrPm,\mu}  < 0.4$	1	2	0	4	1
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,\mu}  < 0.6$	0	0	0	3	2
Número de $ Corr_{AsrPm,\mu}  \geq 0.6$	6	3	3	7	2
Nº de $\alpha_{AsrPm,\mu} < 0.0$	7	4	2	12	5
Nº de $\alpha_{AsrPm,\mu} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{AsrPm,\mu} > 0.0$	0	1	1	2	0

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.39– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(I_{Asr})$  e  $\ln(P_m)$  por meio do modelo 2.2 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle Corr_{AsrPm,t} \rangle$	-0.8452	-0.8756	-0.8416	-0.7890	-0.8320
$\sigma_{Corr_{AsrPm,t}}$	0.2115	0.0821	0.1404	0.2812	0.1512
Nº de $ Corr_{AsrPm,t}  < 0.4$	1	0	0	1	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,t}  < 0.6$	1	0	1	1	1
Número de $ Corr_{AsrPm,t}  \geq 0.6$	9	6	6	16	5
Nº de $\alpha_{AsrPm,t} < 0.0$	11	6	7	17	6
Nº de $\alpha_{AsrPm,t} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{AsrPm,t} > 0.0$	0	0	0	1	0
$\langle Corr_{AsrPm,0.6} \rangle$	-0.8066	-0.8255	-0.3158	-0.8696	-0.8990
$\sigma_{Corr_{AsrPm,0.6}}$	0.3114	0.1408	0.6977	0.1348	0.1097
Nº de $ Corr_{AsrPm,0.6}  < 0.4$	1	0	0	0	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,0.6}  < 0.6$	1	0	2	0	0
Número de $ Corr_{AsrPm,0.6}  \geq 0.6$	8	4	2	7	2
Nº de $\alpha_{AsrPm,0.6} < 0.0$	10	4	3	7	2
Nº de $\alpha_{AsrPm,0.6} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{AsrPm,0.6} > 0.0$	0	0	1	0	0
$\langle Corr_{AsrPm,n} \rangle$	-0.7873	-0.5953	-0.5992	-0.7902	-0.8520
$\sigma_{Corr_{AsrPm,n}}$	0.1974	0.5484	0.5853	0.1161	0.0269

continua

Tabela 7.39– Conclusão.

Nº de $ Corr_{AsrPm,n}  < 0.4$	1	0	0	0	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,n}  < 0.6$	1	1	0	2	0
Número de $ Corr_{AsrPm,n}  \geq 0.6$	9	5	7	14	3
Nº de $\alpha_{AsrPm,n} < 0.0$	11	5	6	16	3
Nº de $\alpha_{AsrPm,n} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{AsrPm,n} > 0.0$	0	1	1	0	0
$\langle Corr_{AsrPm,\mu} \rangle$	-0.7041	-0.6371	-0.5017	-0.4498	-0.5727
$\sigma_{Corr_{AsrPm,\mu}}$	0.4116	0.4181	0.6779	0.4062	0.2077
Nº de $ Corr_{AsrPm,\mu}  < 0.4$	1	2	1	4	1
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPm,\mu}  < 0.6$	0	0	0	4	2
Número de $ Corr_{AsrPm,\mu}  \geq 0.6$	7	3	2	6	2
Nº de $\alpha_{AsrPm,\mu} < 0.0$	7	5	2	11	5
Nº de $\alpha_{AsrPm,\mu} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\alpha_{AsrPm,\mu} > 0.0$	1	0	1	3	0

Fonte: Produção do autor.

Nas Tabelas 7.40 a 7.44, os resultados da análise da média relativa, usando os decréscimos de Forbush relacionados às fases do ciclo magnético foram mostrados. Nessa análise, não se observou nenhuma variação cíclica nas correlações que pudesse estar associada ao ciclo magnético.

Tabela 7.40– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle)$  e  $\ln(P_m)$  com os  $I_{asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{20}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, t}$	-0.8735	-0.6964
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, t}$	-0.6401	-0.5787
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, t}$	2.9739	2.8033
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, t}$	0.7631	0.4850
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, t}$	0.1844	0.3206
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, t}}$	0.1329	0.2184
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, t}}$	0.4509	0.7506
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, n}$	-0.5636	-0.7244
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, n}$	-0.5393	-1.0011
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, n}$	2.7205	3.9328
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.3176	0.5248
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.1050	0.1265
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, n}}$	0.4045	0.4874
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, n}}$	1.0697	1.2889
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.1573	0.7427
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.4678	3.0495
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	-1.7538	-12.7496
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.0247	0.5517
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.1410	0.1744
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, \mu}}$	1.9484	1.7288
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, \mu}}$	8.2876	7.4036

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.41– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle)$  e  $\ln(P_m)$  com os  $I_{asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{21}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, t}$	-0.5829	-0.5237
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, t}$	-0.3673	-0.3448
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, t}$	1.8499	1.6952
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, t}$	0.3397	0.2742
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, t}$	0.3028	0.3317
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, t}}$	0.1784	0.1955
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, t}}$	0.6345	0.6952
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.4418	0.3224
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.8094	0.6678
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, n}$	-1.1676	-0.9029
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.1951	0.1039
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.2184	0.2604
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, n}}$	0.8411	1.0031
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, n}}$	2.2243	2.6528
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.7213	0.4191
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.7832	0.5899
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	-3.2407	-2.4436
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.5202	0.1757
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.0704	0.1197
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, \mu}}$	0.4139	0.7031
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, \mu}}$	1.8021	3.0616

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.42– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln (< I_{Asr} / I_{Asr}^{ngy vet} >)$  e  $\ln (P_m)$  com os  $I_{asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{22}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{<AsrPm>,t}$	-0.8669	-0.7990
$\alpha_{<AsrPm>,t}$	-0.5056	-0.3960
$\beta_{<AsrPm>,t}$	2.0972	1.5672
$R^2_{<AsrPm>,t}$	0.7515	0.6385
$RMSE_{<AsrPm>,t}$	0.1552	0.1591
$\sigma_{\alpha_{<AsrPm>,t}}$	0.1046	0.1073
$\sigma_{\beta_{<AsrPm>,t}}$	0.3558	0.3648
$Corr_{<AsrPm>,n}$	-0.7087	-0.7084
$\alpha_{<AsrPm>,n}$	-0.5201	-0.5161
$\beta_{<AsrPm>,n}$	2.1468	1.8843
$R^2_{<AsrPm>,n}$	0.5023	0.5018
$RMSE_{<AsrPm>,n}$	0.0838	0.0832
$\sigma_{\alpha_{<AsrPm>,n}}$	0.2486	0.2469
$\sigma_{\beta_{<AsrPm>,n}}$	0.6713	0.6668
$Corr_{<AsrPm>,\mu}$	0.2718	-0.0889
$\alpha_{<AsrPm>,\mu}$	0.4433	-0.1673
$\beta_{<AsrPm>,\mu}$	-1.9927	0.5934
$R^2_{<AsrPm>,\mu}$	0.0739	0.0079
$RMSE_{<AsrPm>,\mu}$	0.1115	0.1331
$\sigma_{\alpha_{<AsrPm>,\mu}}$	1.0414	1.2436
$\sigma_{\beta_{<AsrPm>,\mu}}$	4.4733	5.3420

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.43– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle)$  e  $\ln(P_m)$  com os  $I_{asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{23}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, t}$	-0.9094	-0.8166
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, t}$	-0.5339	-0.5016
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, t}$	2.2227	1.9678
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, t}$	0.8270	0.6668
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, t}$	0.1662	0.2460
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, t}}$	0.0647	0.0907
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, t}}$	0.2435	0.3446
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, n}$	-0.1974	-0.4131
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, n}$	-0.1775	-0.3516
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, n}$	1.2807	1.5644
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.0389	0.1706
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.1300	0.1144
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, n}}$	0.4110	0.3615
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, n}}$	1.1055	0.9723
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	-0.7183	-0.4096
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	-0.7401	-0.7921
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	3.0961	3.2096
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.5160	0.1678
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.0854	0.2138
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, \mu}}$	0.2459	0.5713
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, \mu}}$	1.0508	2.4419

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.44– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\ln(\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle)$  e  $\ln(P_m)$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{24}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, t}$	-0.9021	-0.8926
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, t}$	-0.5737	-0.5517
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, t}$	2.1947	2.1016
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, t}$	0.8139	0.7967
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, t}$	0.1661	0.1722
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, t}}$	0.0779	0.0775
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, t}}$	0.2883	0.2891
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, n}$	-0.2332	-0.2455
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, n}$	-0.2225	-0.2337
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, n}$	1.2803	1.2668
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.0544	0.0602
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, n}$	0.1379	0.1371
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, n}}$	0.4747	0.4722
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, n}}$	1.2696	1.2627
$Corr_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	-0.6248	-0.7344
$\alpha_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	-0.8312	-1.1002
$\beta_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	3.2597	4.3949
$R^2_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.3903	0.5393
$RMSE_{\langle AsrPm \rangle, \mu}$	0.0735	0.0814
$\sigma_{\alpha_{\langle AsrPm \rangle, \mu}}$	0.3804	0.3601
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPm \rangle, \mu}}$	1.5897	1.5096

Fonte: Produção do autor.

Portanto, nenhuma variação recorrente clara compatível com o ciclo magnético solar foi identificada na análise da dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação  $I_{Asr}$  com a rigidez mediana  $P_m$ .

### 7.8 Análise estatística da dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação ( $I_{Asr}$ ) com $P_c$

Analisou-se, nesta Seção, a dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação ( $I_{Asr}$ ) com a rigidez mediana ( $P_c$ ), sendo que, para isso, na Seção 7.8.1 utilizou-se todos os eventos, enquanto na Seção 7.8.2,

apenas os eventos associados às fases do ciclo solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$  conforme mostrado na Figura 6.6).

### 7.8.1 Análise estatística da dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação ( $I_{Asr}$ ) com $P_c$ em todo período das observações

Nesta Seção estudou-se a dependência da amplitude da fase de recuperação de decréscimos de Forbush  $I_{Asr}$  com a rigidez geomagnética de corte  $P_c$ , de maneira que o subscrito 'x', nas variáveis que representam as correlações e os coeficientes angulares, é  $AsrPc$ . Os resultados da análise das médias das correlações e coeficientes angulares dos modelos 2.1 e 2.2, cujos ajustes foram calculados usando 8 dias de dados de raios cósmicos após a passagem da estrutura interplanetária, estão na Tabela 7.45.

Tabela 7.45– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $I_{Asr}$  e  $P_c$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias), 2.2 (8 dias) e 2.3 (8 dias) usando todos os eventos.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$\langle Corr_{AsrPc,t} \rangle$	-0.5985	-0.6272
$\sigma_{Corr_{AsrPc,t}}$	0.2824	0.2654
Nº de $ Corr_{AsrPc,t}  < 0.4$	10	8
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPc,t}  < 0.6$	17	15
Nº de $ Corr_{AsrPc,t}  \geq 0.6$	37	40
Nº de $\lambda_{AsrPc,t} < 0.0$	55	55
Nº de $\lambda_{AsrPc,t} = 0.0$	9	8
Nº de $\lambda_{AsrPc,t} > 0.0$	0	0
$\langle Corr_{AsrPc,0.6} \rangle$	-0.6085	-0.6745
$\sigma_{Corr_{AsrPc,0.6}}$	0.3089	0.2996
Nº de $ Corr_{AsrPc,0.6}  < 0.4$	6	2
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPc,0.6}  < 0.6$	8	7

continua

Tabela 7.45– Conclusão.

Nº de $ Corr_{AsrPc,0.6}  \geq 0.6$	23	29
Nº de $\lambda_{AsrPc,0.6} < 0.0$	33	36
Nº de $\lambda_{AsrPc,0.6} = 0.0$	3	1
Nº de $\lambda_{AsrPc,0.6} > 0.0$	1	1
$\langle Corr_{AsrPc,n} \rangle$	-0.6246	-0.6483
$\sigma_{Corr_{AsrPc,n}}$	0.2754	0.3178
Nº de $ Corr_{AsrPc,n}  < 0.4$	11	6
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPc,n}  < 0.6$	7	7
Nº de $ Corr_{AsrPc,n}  \geq 0.6$	36	43
Nº de $\lambda_{AsrPc,n} < 0.0$	48	52
Nº de $\lambda_{AsrPc,n} = 0.0$	5	2
Nº de $\lambda_{AsrPc,n} > 0.0$	1	2
$\langle Corr_{AsrPc,\mu} \rangle$	-0.3830	-0.4104
$\sigma_{Corr_{AsrPc,\mu}}$	0.3380	0.2832
Nº de $ Corr_{AsrPc,\mu}  < 0.4$	18	18
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPc,\mu}  < 0.6$	16	18
Nº de $ Corr_{AsrPc,\mu}  \geq 0.6$	15	13
Nº de $\lambda_{AsrPc,\mu} < 0.0$	17	17
Nº de $\lambda_{AsrPc,\mu} = 0.0$	31	32
Nº de $\lambda_{AsrPc,\mu} > 0.0$	1	0

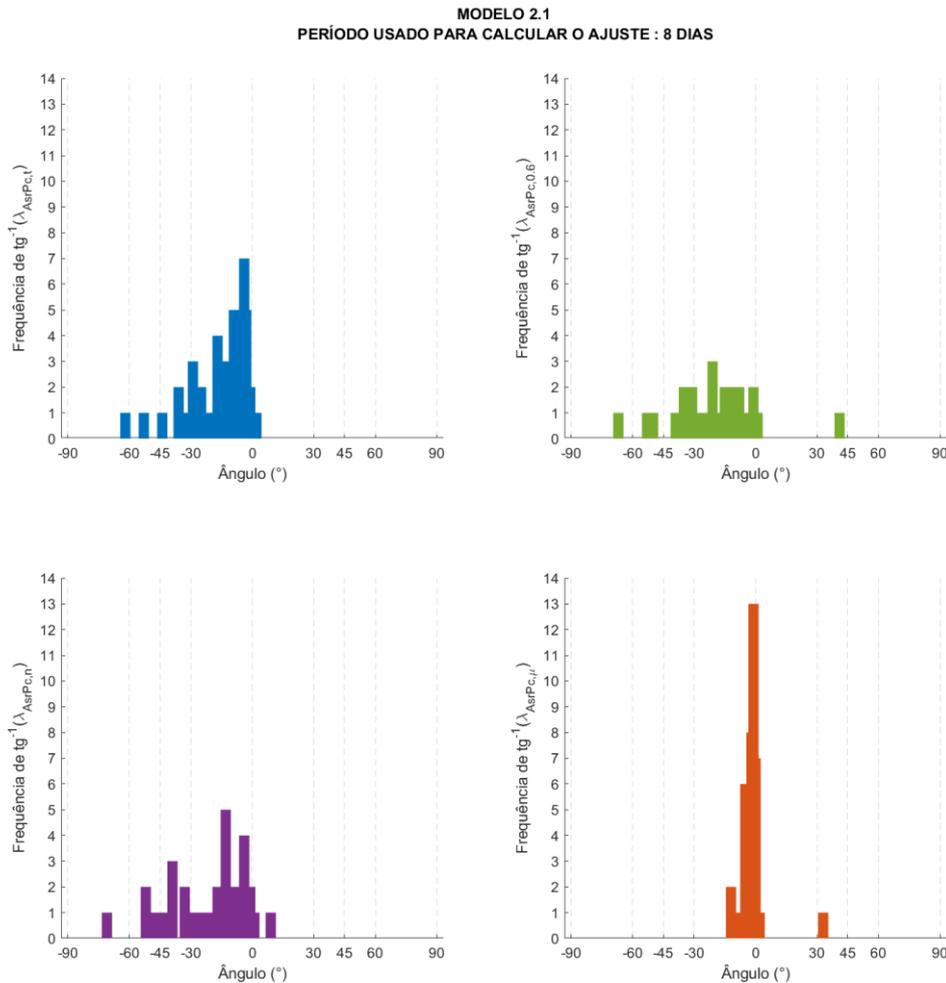
Fonte: Produção do autor.

Acerca dos resultados apresentados na Tabela 7.45 pode-se inferir que a média das correlações calculadas usando todos os pontos ( $Corr_{AsrPc,t}$ ), ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$  ( $Corr_{AsrPc,0.6}$ ) e monitores de nêutrons ( $Corr_{AsrPc,n}$ ) é alta e negativa, enquanto a média das correlações usando detectores de múons ( $Corr_{AsrPc,\mu}$ ) é moderada, ou seja,  $\approx 0.4$ . Além disso, é importante observar que a maior parte dos coeficientes angulares associados às regressões lineares calculadas usando todos os pontos ( $\lambda_{AsrPc,t}$ ), ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$  ( $\lambda_{AsrPc,0.6}$ ) e monitores de nêutrons ( $\lambda_{AsrPc,n}$ ) são negativos, enquanto para os coeficientes

angulares relacionados as regressões lineares calculadas usando detectores de múons ( $\lambda_{ASrPC,\mu}$ ), a maior parte é igual a zero.

A análise das frequências dos ângulos associados aos coeficientes angulares  $\lambda_{ASrPC,t}$ ,  $\lambda_{ASrPC,0.6}$ ,  $\lambda_{ASrPC,n}$  e  $\lambda_{ASrPC,\mu}$  foi realizada através das Figuras 7.45 e 7.46, que mostram a distribuição angular dos coeficientes angulares calculados em todas as regressões lineares usando a Equação 6.12.

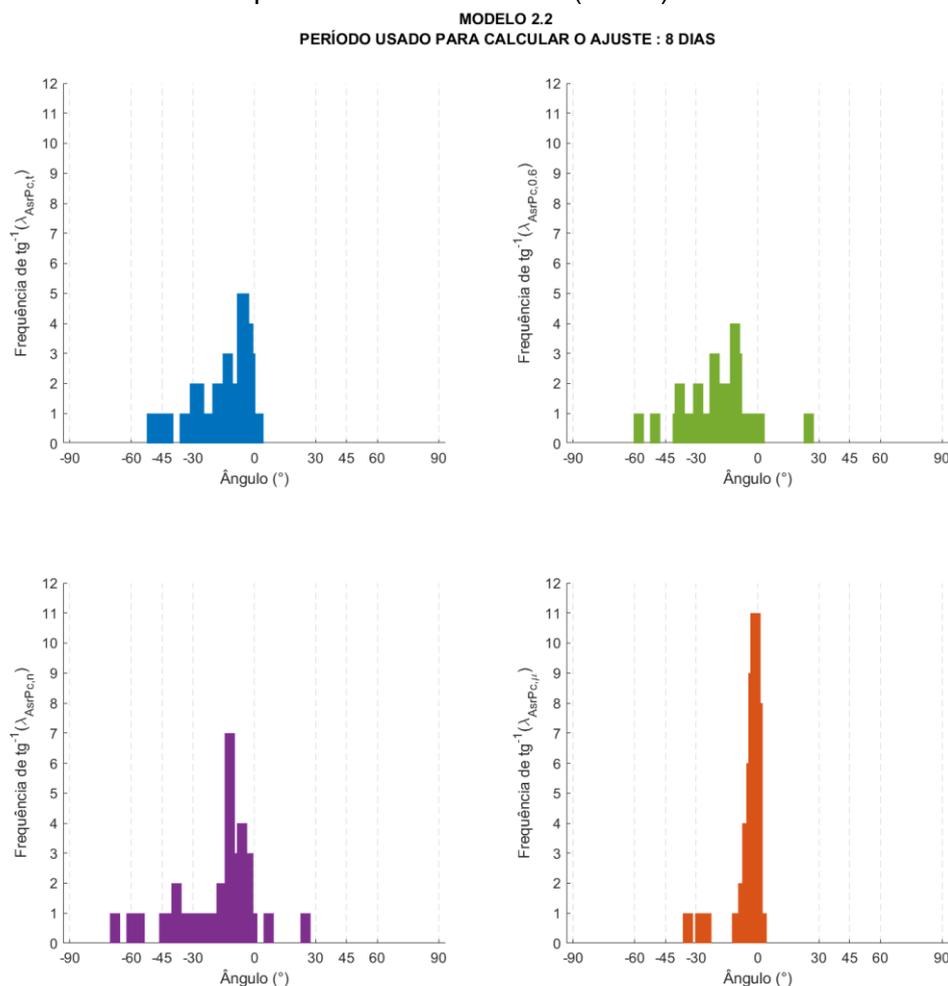
Figura 7.45 – Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\alpha_{ASrPC})$  com os  $I_{asr}$  calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias) de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\lambda_{ASrPC,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\lambda_{ASrPC,0.6}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exibe a distribuição angular de  $\lambda_{ASrPC,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à direita apresenta a distribuição angular de  $\lambda_{ASrPC,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.46 – Gráficos da distribuição das frequências  $\tan^{-1}(\alpha_{ASrPC})$  com os  $I_{ASr}$  calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias) de todos os eventos.



O gráfico superior à esquerda mostra a distribuição angular de  $\lambda_{ASrPC,t}$  entre  $-90^\circ$  a  $90^\circ$ . O gráfico superior à direita apresenta a distribuição angular de  $\lambda_{ASrPC,0.6}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à esquerda exibe a distribuição angular de  $\lambda_{ASrPC,n}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ . O gráfico inferior à direita apresenta a distribuição angular de  $\lambda_{ASrPC,\mu}$  entre  $-90^\circ$  e  $90^\circ$ .

Fonte: Produção do autor.

Através dos gráficos das Figuras 7.45 e 7.46 conclui-se, que os gráficos das frequências dos modelos 2.1 (Figura 7.45) e 2.2 (Figura 7.46) são similares, de forma que a interpretação dos gráficos é a mesma:

- a) a distribuição dos ângulos associados a  $\lambda_{ASrPC,t}$  se estende de  $\approx -60^\circ$  e  $\approx 0^\circ$ , observa-se um aumento a partir de  $\approx -30^\circ$ , alcançando um pico um pouco antes de  $0^\circ$ ;

- b) a distribuição dos ângulos relacionados a  $\lambda_{AsrPc,0.6}$  se estende, majoritariamente, de  $\approx -60^\circ$  a  $\approx 0^\circ$ , havendo um aumento na concentração entre  $\approx -45^\circ$  e  $0^\circ$ ;
- c) a distribuição dos ângulos associados a  $\lambda_{AsrPc,n}$  se estende, principalmente, entre  $\approx -60^\circ$  e  $\approx 0^\circ$ ;
- d) os ângulos relacionados a  $\lambda_{AsrPc,\mu}$  estão concentrados em  $\approx 0^\circ$ .

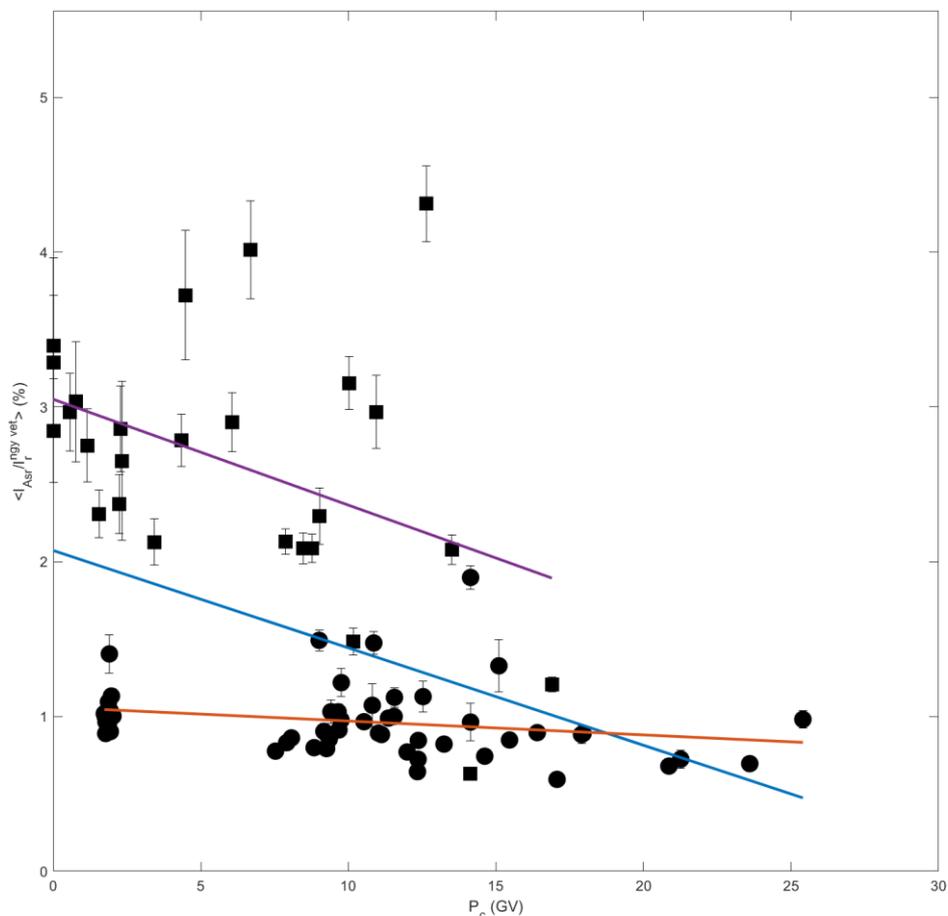
Similar ao que foi feito na Seção 7.7, a análise da média relativa realizada nesta Seção envolve o cálculo da média de  $I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet}$  associada a cada detector. Em seguida, calculou-se as correlações de  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$  com  $P_c$  e as regressões lineares usando a Equação 7.6. Vale salientar que, nesta Seção, também se utilizou apenas  $I_{aft}$  e, por conseguinte,  $I_{Asr}$  relacionado a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ .

$$\langle \frac{I_{Asr}}{I_{Asr}^{ngy\ vet}} \rangle = \lambda_{\langle AsrPc \rangle} P_c + \beta_{\langle AsrPc \rangle} \quad (7.6)$$

Os gráficos apresentados nas Figuras 7.47 e 7.48 apresentam  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$ , com a amplitude calculada pelos modelos 2.1 e 2.2, usando 8 dias de dados de raios cósmicos, versus  $P_c$ , bem como as regressões lineares indicadas pelas retas azul, vermelha e roxa. Ademais, a Tabela 7.46 mostra os resultados das correlações, coeficientes angulares, coeficientes de determinação  $R^2$  e  $RMSE$  de cada regressão linear calculada.

Figura 7.47– Gráfico de  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$  versus  $P_c$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio do modelo 2.1 (8 dias), usando todos os eventos.

MODELO 2.1  
PERÍODO USADO PARA CALCULAR O AJUSTE : 8 DIAS

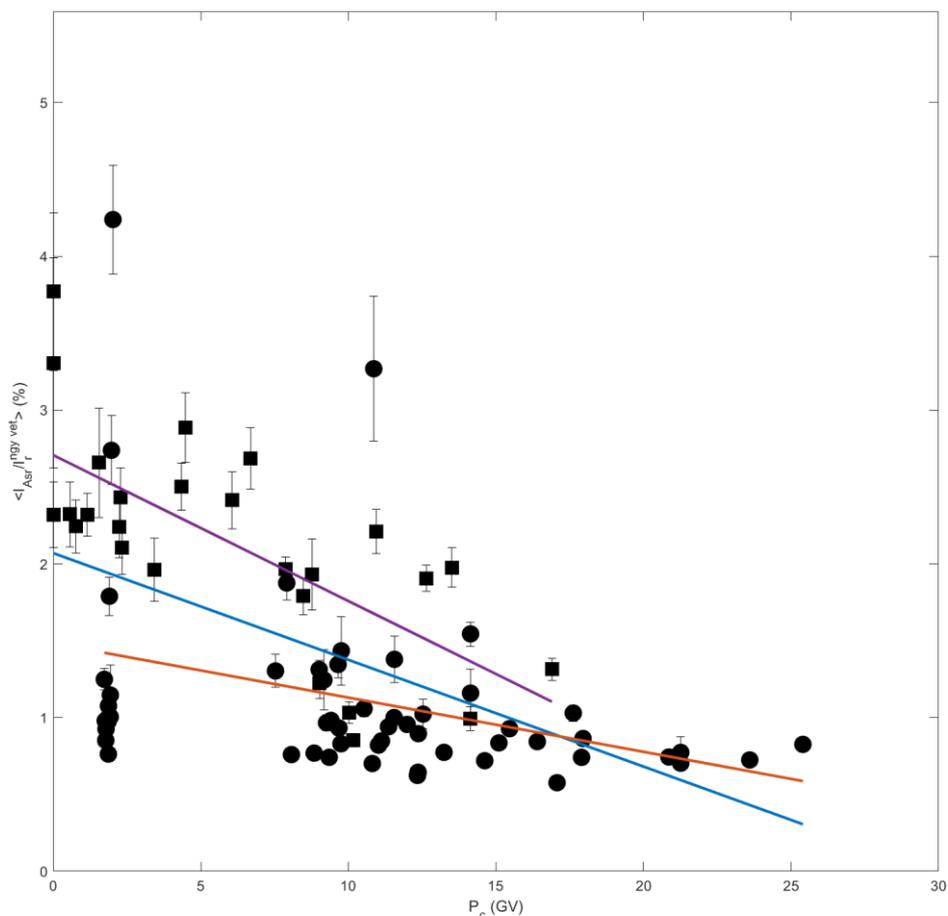


A Figura mostra o gráfico da média de  $I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet}$  versus  $P_c$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.48– Gráfico de  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$  versus  $P_c$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio do modelo 2.2 (8 dias), usando todos os eventos.

MODELO 2.2  
PERÍODO USADO PARA CALCULAR O AJUSTE : 8 DIAS



A Figura mostra o gráfico da média dos  $I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet}$  versus  $P_c$ . Os pontos representados por quadrados nessa Figura estão associados a monitores de nêutrons, enquanto os círculos aos detectores de múons. As barras de erro de cada ponto foram calculadas por meio do desvio padrão da média (Equação C.14 do Apêndice C). A curva azul mostrada no gráfico representa a regressão linear calculada usando todos os pontos. A curva roxa do gráfico apresenta a regressão linear calculada usando os dados de monitores de nêutrons, já a curva vermelha mostra a regressão linear calculada usando os dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.46– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle I_{Asr} \rangle$  e  $P_c$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando todos os eventos.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.4070	-0.5342
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.0628	-0.0694
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}$	2.0719	2.0691
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, t}$	0.1656	0.2854
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, t}$	0.8309	0.6717
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.0320	0.0245
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.3418	0.2699
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, n}$	-0.4181	-0.7002
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, n}$	-0.0683	-0.0948
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}$	3.04864	2.706
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.1748	0.4903
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.4118	0.2683
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	0.0625	0.0407
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	0.4899	0.3191
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.2365	-0.3442
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.0089	-0.0352
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	1.0603	1.4823
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.0559	0.1184
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.1781	0.4858
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	0.0103	0.0264
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	0.1223	0.3228

Fonte: Produção do autor.

A partir dos resultados dos gráficos das Figuras 7.47 e 7.48 e da Tabela 7.46, pode-se concluir que:

- a) nos 2 modelos, a correlação calculada usando todos os pontos ( $Corr_{\langle AsrPc \rangle, t}$ ) é moderada e negativa, e o coeficiente de determinação  $R^2_{\langle AsrPc \rangle, t}$  é abaixo de 0.4, indicando que a curva não se ajusta aos dados;
- b) nos 2 modelos, a correlação calculada usando apenas dados de monitores de nêutrons  $Corr_{\langle AsrPc \rangle, n}$  é negativa, moderada para o modelo 2.1 e alta para o modelo 2.2, já o coeficiente de determinação  $R^2_{\langle AsrPc \rangle, n}$

associado ao modelo 2.1 é abaixo de 0.4 e, ao modelo 2.2,  $\approx 0.5$ , logo, a primeira regressão não se ajusta a curva, enquanto a segunda se ajusta moderadamente;

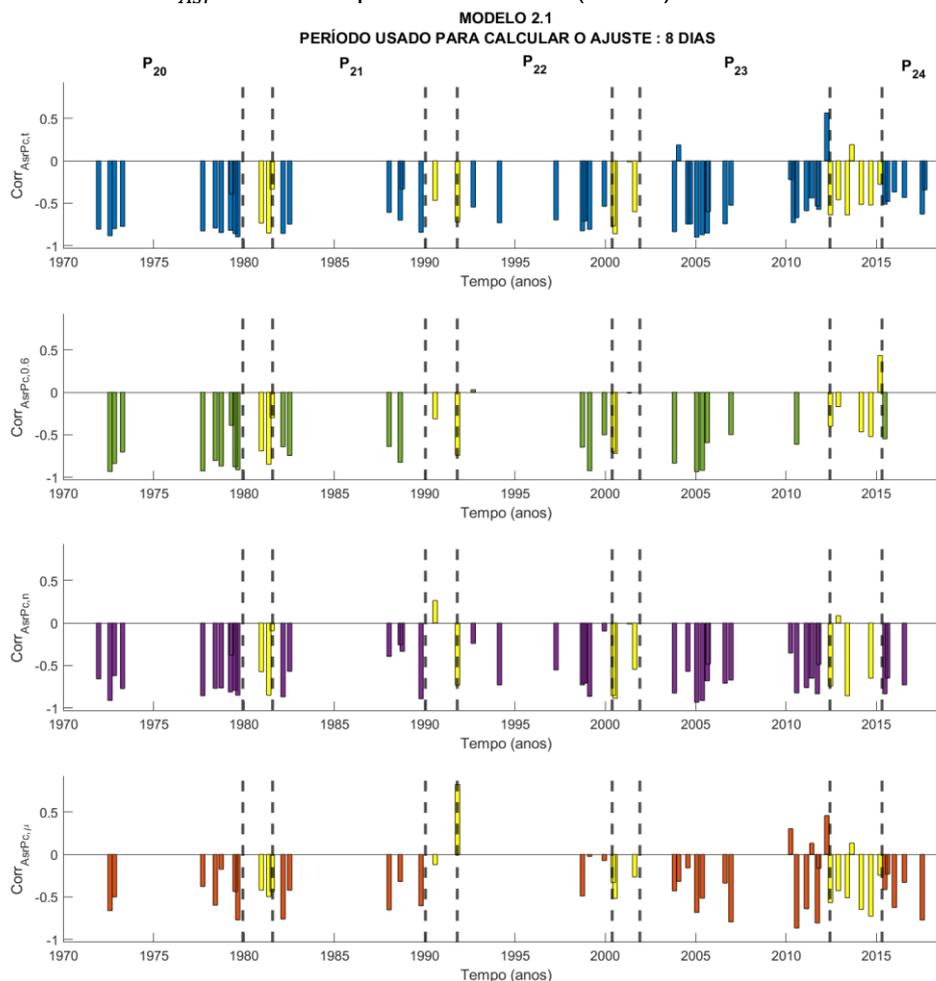
- c) nos 2 modelos, a correlação obtida usando dados de detectores de múons  $Corr_{<AsrPc>, \mu}$  é baixa e negativa, e o coeficiente de determinação  $R^2_{<AsrPc>, \mu}$  é menor que 0.4, indicando que a curva calculada não se ajusta aos dados.

Observou-se que as correlações obtidas pela análise da média das correlações ( $< Corr_{AsrPc,t} >$ ,  $< Corr_{AsrPc,n} >$  e  $< Corr_{AsrPc,\mu} >$ ), em sua maioria, são maiores do que as correlações associadas a análise da média relativa ( $Corr_{<AsrPc>,t}$ ,  $Corr_{<AsrPc>,n}$  e  $Corr_{<AsrPc>,\mu}$ ). Por fim, verificou-se que a dependência de  $I_{Asr}$  com  $P_c$  dos nêutrons é mais forte do que a dependência com  $P_c$  dos múons, já que tanto nas análises da média das correlações quanto na análise da média relativa, a correlação obtida associada aos nêutrons é maior do que a dos múons. Além disso, é importante destacar que, majoritariamente, os coeficientes angulares e correlações calculados, envolvendo os nêutrons, são negativos, ou seja, a variação da intensidade de raios cósmicos durante a fase de recuperação dos FDs diminui com o aumento da rigidez de corte dos nêutrons. Por outro lado, concluiu-se que, a taxa de variação de  $I_{Asr}$  com  $P_c$  dos múons, geralmente, extremamente baixa.

### **7.8.2 Análise estatística da dependência de $I_{Asr}$ com $P_c$ nas fases do ciclo magnético solar**

Para verificar se há alguma dependência de  $I_{Asr}$  com  $P_c$  compatível com o ciclo magnético solar, inicialmente, analisou-se gráficos do perfil temporal das correlações e coeficientes angulares, cujos ajustes foram calculados por meio dos modelos 2.1 e 2.2, usando 8 dias de dados de raios cósmicos, conforme apresentado nas Figuras 7.49, 7.50, 7.51 e 7.52. Entretanto, após analisar os gráficos, nenhuma variação recorrente nas variáveis foi observada.

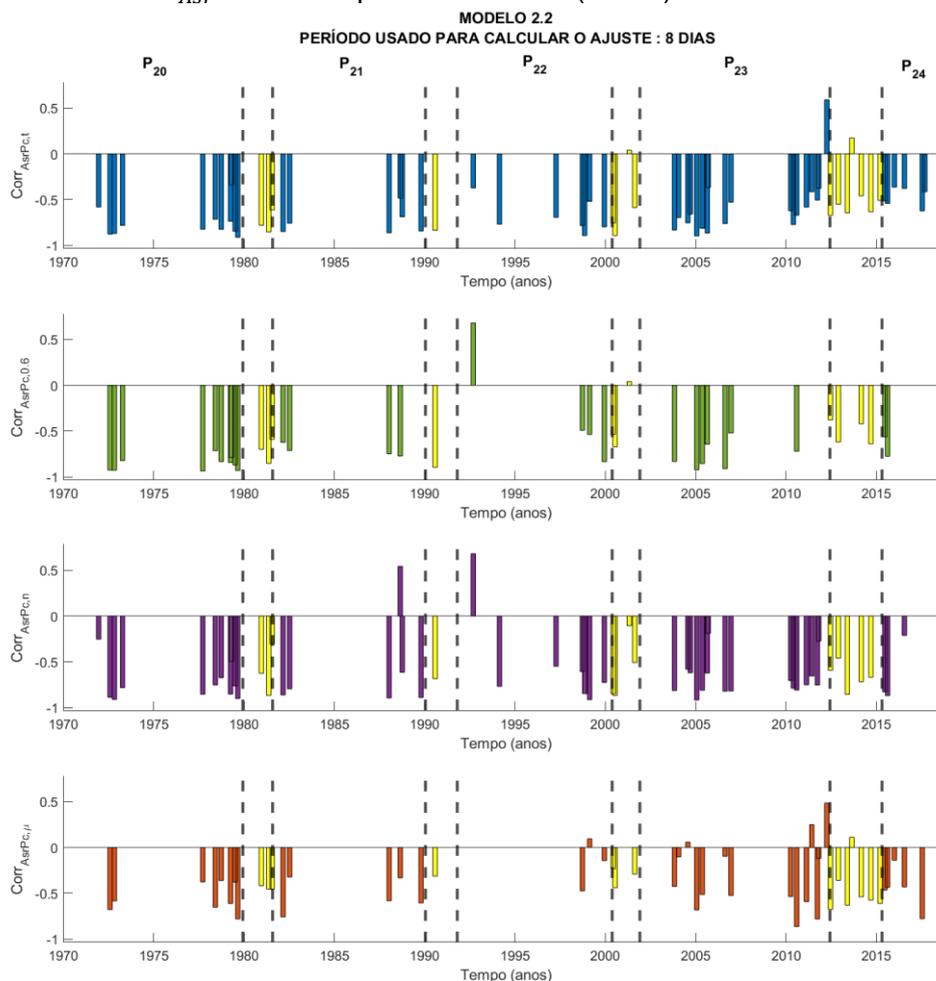
Figura 7.49– Perfil temporal das correlações de  $I_{ASR}$  com  $P_c$  dos eventos selecionados com  $I_{ASR}$  calculado pelo modelo 2.1 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASr}$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

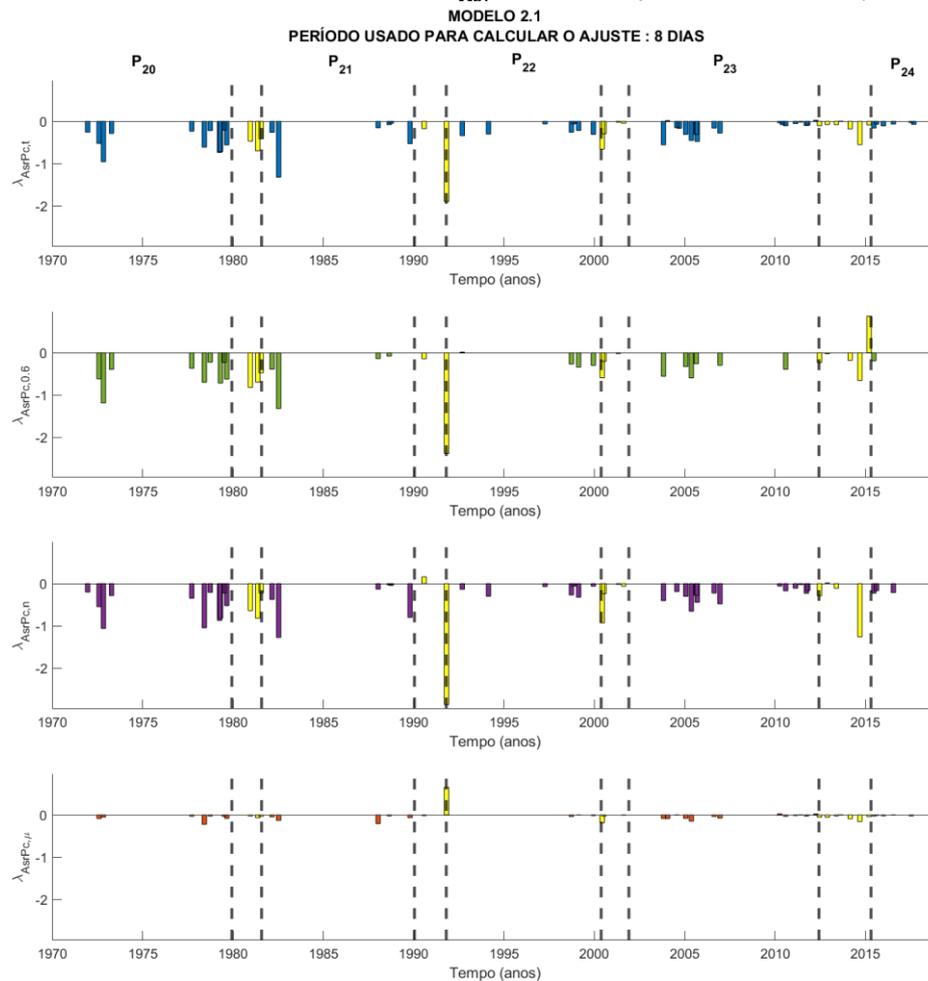
Figura 7.50– Perfil temporal das correlações de  $I_{ASR}$  com  $P_c$  dos eventos selecionados com  $I_{ASR}$  calculado pelo modelo 2.2 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores das correlações obtidas através dos  $I_{ASR}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASR}$  associados a ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASR}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exibe as correlações obtidas por meio dos  $I_{ASR}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

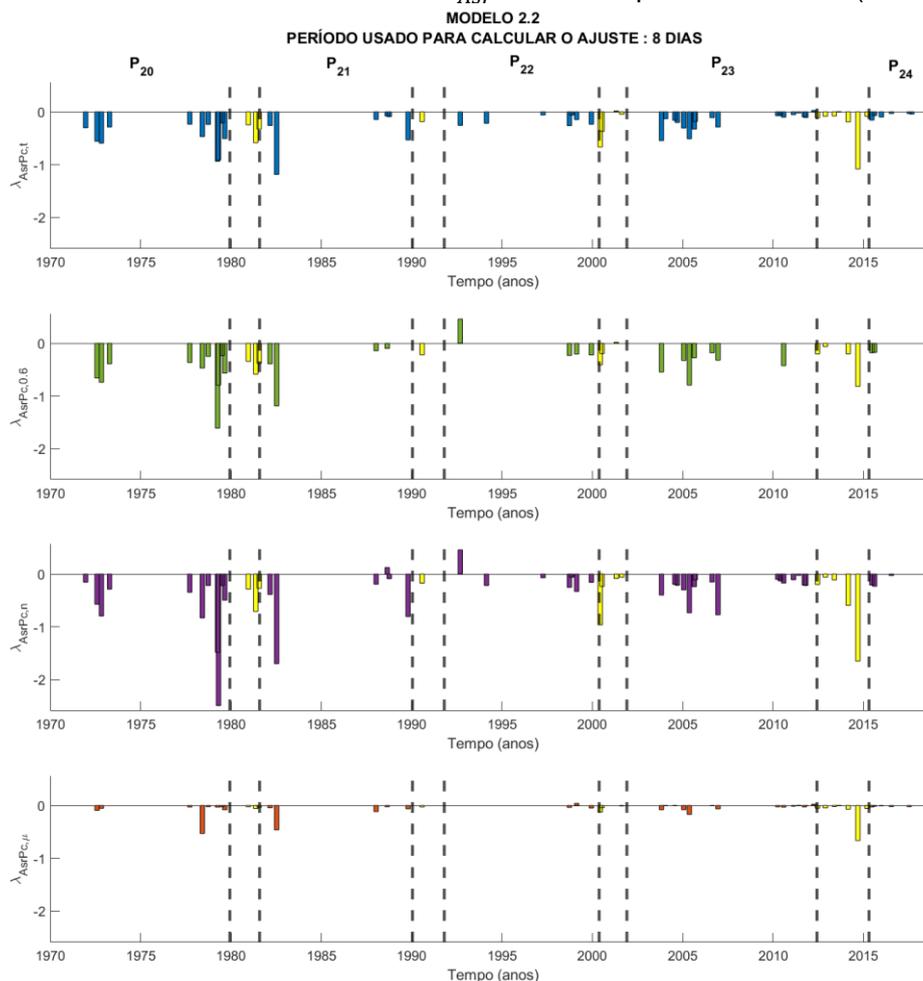
Figura 7.51 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com  $I_{ASr}$  calculado pelo modelo 2.1 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{ASr}$  associados a  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio de  $I_{ASr}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{ASr}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.52 – Perfil temporal dos coeficientes angulares das regressões lineares dos eventos selecionados com  $I_{ASR}$  calculado pelo modelo 2.2 (8 dias).



Os 4 gráficos mostrados na Figura estão separados por fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ), de modo que as barras amarelas correspondem aos eventos que ocorreram em época de transição de fases. O primeiro gráfico, de cima para baixo, mostra os valores dos coeficientes angulares obtidos através dos  $I_{ASR}$  calculados usando dados de todos os detectores. O segundo gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{ASR}$  associados a  $Adj R^2 \geq 0.6$ . O terceiro gráfico, de cima para baixo, apresenta os coeficientes angulares obtidos por meio de  $I_{ASR}$  calculados usando dados de monitores de nêutrons. O quarto gráfico, de cima para baixo, exhibe os coeficientes angulares obtidos por meio dos  $I_{ASR}$  calculados usando dados de detectores de múons.

Fonte: Produção do autor.

Os resultados da análise da média das correlações e coeficientes angulares usando decréscimos de Forbush associados as fases do ciclo magnético solar, para os modelos 2.1 e 2.2, foram apresentados nas Tabelas 7.47 e 7.48. Acerca dos resultados apresentados nessas tabelas, não se observou nenhuma variação cíclica evidente na média das correlações.

Tabela 7.47– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $I_{Asr}$  e  $P_c$  por meio do modelo 2.1 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle Corr_{AsrPc,t} \rangle$	-0.7879	-0.6796	-0.6916	-0.5438	-0.4590
$\sigma_{Corr_{AsrPc,t}}$	0.1373	0.1934	0.1139	0.3806	0.1044
Nº de $ Corr_{AsrPc,t}  < 0.4$	1	1	0	2	2
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPc,t}  < 0.6$	0	0	2	7	3
Número de $ Corr_{AsrPc,t}  \geq 0.6$	10	5	5	9	1
Nº de $\lambda_{AsrPc,t} < 0.0$	11	5	7	14	5
Nº de $\lambda_{AsrPc,t} = 0.0$	0	1	0	4	1
Nº de $\lambda_{AsrPc,t} > 0.0$	0	0	0	0	0
$\langle Corr_{AsrPc,0.6} \rangle$	-0.8052	-0.7121	-0.5095	-0.7314	-0.5475
$\sigma_{Corr_{AsrPc,0.6}}$	0.1714	0.0895	0.4009	0.1868	0.0000
Nº de $ Corr_{AsrPc,0.6}  < 0.4$	1	0	1	0	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPc,0.6}  < 0.6$	0	0	1	2	1
Número de $ Corr_{AsrPc,0.6}  \geq 0.6$	8	4	2	4	0
Nº de $\lambda_{AsrPc,0.6} < 0.0$	9	4	3	6	1
Nº de $\lambda_{AsrPc,0.6} = 0.0$	0	0	1	0	0
Nº de $\lambda_{AsrPc,0.6} > 0.0$	0	0	0	0	0

continua

Tabela 7.47– Conclusão.

$\langle Corr_{AsrPC,n} \rangle$	-0.7431	-0.5523	-0.5591	-0.6916	-0.7363
$\sigma_{Corr_{AsrPC,n}}$	0.1479	0.2742	0.2861	0.1719	0.0929
Nº de $ Corr_{AsrPC,n}  < 0.4$	1	3	2	1	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPC,n}  < 0.6$	0	1	1	3	0
Número de $ Corr_{AsrPC,n}  \geq 0.6$	10	2	4	10	3
Nº de $\lambda_{AsrPC,n} < 0.0$	11	4	7	13	3
Nº de $\lambda_{AsrPC,n} = 0.0$	0	2	0	1	0
Nº de $\lambda_{AsrPC,n} > 0.0$	0	0	0	0	0
$\langle Corr_{AsrPC,\mu} \rangle$	-0.5022	-0.5508	-0.1943	-0.3436	-0.4733
$\sigma_{Corr_{AsrPC,\mu}}$	0.1971	0.1787	0.2554	0.4194	0.2211
Nº de $ Corr_{AsrPC,\mu}  < 0.4$	2	1	2	6	2
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPC,\mu}  < 0.6$	3	1	1	3	1
Número de $ Corr_{AsrPC,\mu}  \geq 0.6$	2	3	0	5	2
Nº de $\lambda_{AsrPC,\mu} < 0.0$	3	3	0	5	0
Nº de $\lambda_{AsrPC,\mu} = 0.0$	4	2	3	9	5
Nº de $\lambda_{AsrPC,\mu} > 0.0$	0	0	0	0	0

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.48– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $I_{Asr}$  e  $P_c$  por meio do modelo 2.2 (8 dias) e usando os eventos associados às fases do ciclo magnético solar ( $P_{20}$ ,  $P_{21}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{23}$  e  $P_{24}$ ).

	$P_{20}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$
$\langle Corr_{AsrPc,t} \rangle$	-0.7546	-0.7466	-0.6891	-0.5843	-0.4720
$\sigma_{Corr_{AsrPc,t}}$	0.1663	0.1449	0.1815	0.3361	0.1032
Nº de $ Corr_{AsrPc,t}  < 0.4$	1	0	1	2	2
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPc,t}  < 0.6$	1	1	1	5	3
Número de $ Corr_{AsrPc,t}  \geq 0.6$	9	5	5	11	1
Nº de $\lambda_{AsrPc,t} < 0.0$	11	6	7	16	3
Nº de $\lambda_{AsrPc,t} = 0.0$	0	0	0	2	3
Nº de $\lambda_{AsrPc,t} > 0.0$	0	0	0	0	0
$\langle Corr_{AsrPc,0.6} \rangle$	-0.8592	-0.7142	-0.2951	-0.7720	-0.6684
$\sigma_{Corr_{AsrPc,0.6}}$	0.0732	0.0651	0.6681	0.1492	0.1505
Nº de $ Corr_{AsrPc,0.6}  < 0.4$	0	0	0	0	0
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPc,0.6}  < 0.6$	0	0	2	1	1
Número de $ Corr_{AsrPc,0.6}  \geq 0.6$	10	4	2	6	1
Nº de $\lambda_{AsrPc,0.6} < 0.0$	10	4	3	7	2
Nº de $\lambda_{AsrPc,0.6} = 0.0$	0	0	0	0	0
Nº de $\lambda_{AsrPc,0.6} > 0.0$	0	0	1	0	0
$\langle Corr_{AsrPc,n} \rangle$	-0.7387	-0.5853	-0.5326	-0.6828	-0.6360
$\sigma_{Corr_{AsrPc,n}}$	0.2018	0.5630	0.5499	0.1991	0.3682

continua

Tabela 7.48– Conclusão.

Nº de $ Corr_{AsrPc,n}  < 0.4$	1	0	0	2	1
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPc,n}  < 0.6$	1	1	1	1	0
Número de $ Corr_{AsrPc,n}  \geq 0.6$	9	5	6	13	2
Nº de $\lambda_{AsrPc,n} < 0.0$	11	5	6	15	2
Nº de $\lambda_{AsrPc,n} = 0.0$	0	0	0	1	1
Nº de $\lambda_{AsrPc,n} > 0.0$	0	1	1	0	0
$\langle Corr_{AsrPc,\mu} \rangle$	-0.5524	-0.5200	-0.1739	-0.3173	-0.4497
$\sigma_{Corr_{AsrPc,\mu}}$	0.1602	0.1884	0.2855	0.4023	0.2259
Nº de $ Corr_{AsrPc,\mu}  < 0.4$	3	2	2	5	1
Nº de $0.4 \leq  Corr_{AsrPc,\mu}  < 0.6$	1	1	1	6	3
Número de $ Corr_{AsrPc,\mu}  \geq 0.6$	4	2	0	3	1
Nº de $\lambda_{AsrPc,\mu} < 0.0$	4	3	0	4	0
Nº de $\lambda_{AsrPc,\mu} = 0.0$	4	2	3	10	5
Nº de $\lambda_{AsrPc,\mu} > 0.0$	0	0	0	0	0

Fonte: Produção do autor.

Os resultados da análise da média relativa, usando FDs associados as fases do ciclo magnético solar, foram apresentados nas Tabelas 7.49 a 7.53. Logo, a partir

dessas tabelas, pode-se concluir que nenhuma variação sistemática clara foi observada nas correlações calculadas.

Tabela 7.49– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$  e  $P_c$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{20}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.7847	-0.7549
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.2053	-0.2433
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}$	4.3100	4.7837
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, t}$	0.6158	0.5699
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, t}$	0.5921	0.7715
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.0574	0.0748
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.5600	0.7298
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, n}$	-0.5279	-0.6900
$\lambda_{\langle AsrPm \rangle, n}$	-0.1332	-0.2916
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}$	4.3520	5.0954
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.2786	0.4761
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.4009	0.5722
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	0.1096	0.1565
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	0.6211	0.8866
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.1582	-0.2329
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.0206	-0.0689
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	1.5825	2.4554
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.0250	0.0542
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.1925	0.4303
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	0.0738	0.1649
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	0.9620	2.1501

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.50– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$  e  $P_c$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{21}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.2121	-0.2971
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.0554	-0.0975
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}$	2.6611	3.2562
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, t}$	0.0450	0.0882
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, t}$	1.0510	1.2890
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.0890	0.1092
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.9354	1.1473
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.4640	-0.0431
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.2204	-0.0255
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}$	2.0543	3.1009
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.2153	0.0018
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.7870	1.1085
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	0.2153	0.3033
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	1.2193	1.7175
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.1110	-0.2630
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.0150	-0.0854
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	1.5292	2.9369
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.0123	0.0692
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.2727	0.6359
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	0.0739	0.1724
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	1.0400	2.4247

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.51– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$  e  $P_c$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{22}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.7809	-0.7516
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.1144	-0.0753
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}$	2.5573	1.9578
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, t}$	0.6099	0.5649
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, t}$	0.2924	0.2111
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.0329	0.0237
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.2934	0.2118
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, n}$	-0.6178	-0.6184
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, n}$	-0.0654	-0.0493
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}$	2.4904	1.9273
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.3817	0.3825
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.1841	0.1385
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	0.0399	0.0300
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	0.2595	0.1952
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.3134	-0.2146
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.0486	-0.0294
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	1.5224	1.2746
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.0982	0.0460
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.1318	0.1201
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	0.0977	0.0889
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	1.1533	1.0503

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.52– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$  e  $P_c$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{23}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.4184	-0.5335
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.0478	-0.0437
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}$	1.6584	1.4575
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, t}$	0.1750	0.2847
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, t}$	0.5587	0.3985
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.0273	0.0174
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.2765	0.1838
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.0067	-0.2966
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.00108	-0.0319
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}$	2.0460	1.8538
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.0000	0.0880
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.3338	0.2130
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	0.0751	0.0479
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	0.4670	0.2981
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.6506	-0.5921
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.0170	-0.0181
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.9981	0.9666
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.4233	0.3506
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.0898	0.1201
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	0.0067	0.0077
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	0.0795	0.0948

Fonte: Produção do autor.

Tabela 7.53– Resultados da análise das correlações e coeficientes angulares das regressões lineares envolvendo  $\langle I_{Asr}/I_{Asr}^{ngy\ vet} \rangle$  e  $P_c$  com os  $I_{Asr}$  calculados por meio dos modelos 2.1 (8 dias) e 2.2 (8 dias) usando os eventos da fase  $P_{24}$  do ciclo magnético.

	Modelo 2.1 (8 dias)	Modelo 2.2 (8 dias)
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.4152	-0.4496
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}$	-0.0582	-0.0546
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}$	1.7037	1.6451
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, t}$	0.1724	0.2021
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, t}$	0.5360	0.4863
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.0362	0.0302
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, t}}$	0.3252	0.2828
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, n}$	-0.1934	-0.1651
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, n}$	-0.0307	-0.0230
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}$	2.2244	2.0962
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.0374	0.0272
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, n}$	0.3180	0.2813
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	0.0797	0.0705
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, n}}$	0.4940	0.4369
$Corr_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.3757	-0.5281
$\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	-0.0087	-0.0137
$\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.8948	0.9461
$R^2_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.1411	0.2789
$RMSE_{\langle AsrPc \rangle, \mu}$	0.0705	0.0785
$\sigma_{\lambda_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	0.0078	0.0078
$\sigma_{\beta_{\langle AsrPc \rangle, \mu}}$	0.0807	0.0839

Fonte: Produção do autor.

Resumidamente, nenhuma variação recorrente foi identificada na análise da dependência da amplitude de decréscimos de Forbush na fase de recuperação  $I_{Asr}$  com a rigidez geomagnética de corte  $P_c$  nas diferentes fases do ciclo magnético solar.

## 8 CONSIDERAÇÕES FINAIS

O objetivo deste trabalho é analisar a dependência de decréscimos de Forbush com a rigidez mediana e geomagnética de corte, além de verificar se essa possível dependência é compatível com o ciclo magnético solar. Com esse fim, selecionou-se 66 decréscimos de Forbush, associados a ICMEs, que ocorreram entre 1970 e 2018. Em seguida, escolheu-se estudar a dependência dos seguintes parâmetros dos decréscimos de Forbush: amplitude do decréscimo  $I_{Bmin}$  que, neste trabalho, é a diferença entre a intensidade registrada na data de início da ICME  $I_{bef}$  e a mínima intensidade observada durante a passagem da estrutura interplanetária  $I_{min}$ ; o tempo característico da fase de recuperação  $T_r$ , que é o tempo necessário para que a intensidade de raios cósmicos se recupere  $\approx 63\%$ ; e  $I_{Asr}$  que é a diferença entre a intensidade assintótica  $I_{aft}$ , atingida após o efeito da ICME, e a intensidade na data de fim da passagem da estrutura interplanetária  $I_{sr}$ .

Após análise visual dos eventos selecionados e do *over-recovery* (quando  $I_{aft}$  é maior que  $I_{bef}$ ) observado por Jamsén et al. (2007), escolheu-se retirar a obrigatoriedade de  $I_{aft} = I_{bef}$ , utilizada em muitos trabalhos (por exemplo, Jämsén et al. (2007), Lockwood et al. (1986), Singh e Badruddin (2006), Rana et al. (1996) e Munini et al. (2018)), por meio de uma equação, desenvolvida durante o doutorado, em que a escolha de fazer  $I_{bef} = I_{aft}$  é facultativa. Dessa forma, criou-se 4 modelos (1, 2.1, 2.2 e 2.3) para o cálculo do ajuste da fase de recuperação, que se distinguem entre si pelo número de parâmetros de entrada e, por conseguinte, de saída, e pelo tipo de regressão. É importante mencionar que o modelo 2.3 é o único em que  $I_{aft} = I_{bef}$  como condição inicial obrigatória. Também se destaca que o modelo 1 usa uma regressão linear simples enquanto nos outros três modelos são realizadas regressões não lineares. Além disso, o ajuste da fase de recuperação foi calculado a partir da data de fim da ICME, ao invés de a partir do instante em que se observou a mínima intensidade, já que, verificou-se que nem sempre os mínimos são coincidentes entre os diferentes instrumentos que registraram o mesmo evento. Por fim, decidiu-se calcular os ajustes usando 4, 5, 6, 7 e 8 dias a partir da data de fim da ICME, já que não há

nenhuma referência bibliográfica que estabeleça um período ideal para este cálculo.

Para escolher o modelo e período mais eficiente para o cálculo do ajuste da fase de recuperação, decidiu-se avaliar o número de ajustes de boa qualidade que, neste trabalho, são ajustes em que o coeficiente de determinação ajustado  $R^2$  é maior ou igual a 0.6 ( $Adj R^2 \geq 0.6$ ). Concluiu-se que o período de 8 dias após o fim da passagem da estrutura interplanetária é o período que gerou o maior número de ajustes de boa qualidade, para todos os modelos. Todavia, verificou-se que o modelo 1 calculou um número de ajustes com  $Adj R^2 \geq 0.6$  muito inferior aos outros modelos e, conforme discutido na Seção 7.3, acredita-se que talvez, isto se deve ao favorecimento dado por este modelo ao formato da curva exponencial da fase de recuperação. Com relação aos outros três modelos, todos calcularam um número significativo de ajustes de boa qualidade, contudo, o que calculou o maior número foi o modelo 2.2, modelo com mais de graus de liberdade, ou seja, com mais parâmetros de saída, seguido pelo modelo 2.1.

Analisou-se, na Seção 7.4, para os modelos 1, 2.1 e 2.2, se havia uma quantidade significativa de *over-recovery* (quando a intensidade de raios cósmicos após a recuperação  $I_{aft}$  é maior do que a intensidade antes do decréscimo  $I_{Bmin}$ ), *under-recovery* (quando a intensidade de raios cósmicos após a recuperação  $I_{aft}$  é menor do que a intensidade antes do decréscimo  $I_{Bmin}$ ) e de casos em que  $I_{aft} = I_{bef}$ , que é a premissa utilizada pelo modelo 2.3 e outros trabalhos já citados. Verificou-se, portanto, que havia uma quantidade superior de *over-recovery* a dos casos em que  $I_{aft} = I_{bef}$ , e uma quantidade inferior, porém, significativa, de casos de *under-recovery*. Logo, a partir do que foi mostrado na Seção 6.2 e 7.4, sobre a fase de recuperação dos FDs, pode-se considerar que:

- a) há uma probabilidade de fenômenos antes da chegada da ICME ou após a passagem da estrutura, terem influenciado o cálculo de  $I_{bef}$  e/ou do ajuste, o que é plausível, uma vez que a maior parte dessas estruturas interplanetárias ocorreram em épocas de maior atividade solar;

- b) em alguns casos, o formato da curva da recuperação não se assemelha a uma exponencial, como previsto teoricamente, mas sim a uma reta ascendente;
- c) há a possibilidade de uma possível anticorrelação da velocidade do plasma com a intensidade de raios cósmicos na fase de recuperação, o que sugere um aumento do mecanismo de convecção, que pode ou não ter alguma relação com o que foi exposto pelo item (b);
- d) há uma quantidade de ajustes que foram descartados da análise porque observou-se um decréscimo na intensidade de raios cósmicos após a passagem da ICME (caso discutido na Seção 6.2.2.2, sobre os eventos 42 e 79, em que esse perfil atípico ocorreu de forma mais frequente).

Essas considerações demonstram a probabilidade da existência de fenômenos/mecanismos físicos que podem ter sido obscurecidos pela premissa de que  $I_{aft} = I_{bef}$ , trazendo a luz a necessidade de se investigar mecanismos físicos que podem ocorrer nos dias que seguem à passagem das ICMEs, uma vez que esta discussão é apenas uma análise qualitativa de casos isolados, havendo a necessidade de uma investigação mais profunda para aferições mais precisas.

Por fim, após um processo de exclusão de ajustes (por serem fisicamente incompatíveis ou com  $Adj R^2 < 0$ ) e detectores (que não estavam disponíveis no período de ocorrência do evento, que tivessem algum problema de detecção no período do evento ou que um dos modelos não conseguisse encontrar uma curva que se ajustasse aos dados), calculou-se, após calcular os parâmetros  $I_{Bmin}$ ,  $T_r$  e  $I_{ASr}$ , as correlações e regressões lineares desses parâmetros com a rigidez mediana  $P_m$  e rigidez geomagnética de corte  $P_c$ . Através dessa análise conclui-se que:

- a) provavelmente há dependência  $I_{Bmin}$  com  $P_m$  e, na maioria dos casos, a intensidade de raios cósmicos, durante a passagem da ICME, diminui com

- o aumento de  $P_m$ , isto é, o efeito da passagem da estrutura interplanetária é maior nos nêutrons do que nos múons;
- b) a dependência de  $I_{Bmin}$  com  $P_c$  dos nêutrons é maior do que a dependência com  $P_c$  dos múons e, no caso dos nêutrons, observou-se que a intensidade de raios cósmicos, durante a passagem da estrutura interplanetária, diminui com o aumento de  $P_c$ , enquanto no caso dos múons, observou-se pouca variação da intensidade de raios cósmicos com o aumento de  $P_c$ ;
  - c) indícios apontam que a dependência de  $T_r$  com  $P_m$  e com  $P_c$  não é sistemática/recorrente, isto é, varia de evento para evento;
  - d) observou-se na análise da variação de  $T_r$  com  $P_m$  a ocorrência de eventos em que os nêutrons se recuperam mais rápido que os múons e eventos em que os múons se recuperam mais rápido do que os nêutrons;
  - e) provavelmente há dependência de  $I_{Asr}$  com  $P_m$  e, na maioria dos casos, a variação da intensidade de raios cósmicos na fase de recuperação diminui com o aumento de  $P_m$ , ou seja, o efeito da ICME na fase de recuperação é maior nos nêutrons do que nos múons;
  - f) a dependência de  $I_{Asr}$  com  $P_c$  dos nêutrons é maior do que a dependência com  $P_c$  dos múons e, no caso dos nêutrons, observou-se que a variação da intensidade de raios cósmicos, durante a fase de recuperação dos FDs, diminui com o aumento de  $P_c$ , enquanto no caso dos múons, observou-se pouca variação da intensidade de partículas cósmicas com o aumento de  $P_c$ ;
  - g) na análise da dependência dos parâmetros dos FDs com a rigidez, nenhuma evidência forte da existência de uma variação cíclica que indicasse compatibilidade com o ciclo magnético solar foi encontrada.

Conforme apresentado na Seção 2.3, Lockwood et al. (1971) discute sobre a dependência da rigidez mediana e da rigidez geomagnética de corte com a amplitude de decréscimos de Forbush, se referindo apenas a amplitude  $I_{Bmin}$ . Nesse artigo, considerando a análise da amplitude com  $P_c$ , os autores comentam

que a amplitude dos nêutrons diminui com o aumento de  $P_c$ , o que está de acordo com os resultados obtidos em (b). Os autores também mostram que existe uma diferença entre a amplitude de um decréscimo de Forbush registrada por um detector de múons e por um monitor de nêutrons, com a mesma rigidez de corte e, na análise do artigo, as evidências indicam que outras variáveis como sensibilidade do detector, tipo de partícula e profundidade atmosférica, por exemplo, interferem na dependência com a rigidez, isto é, provavelmente há uma dependência entre a amplitude de decréscimos de Forbush com a rigidez mediana. Ademais, na análise realizada nesta tese, essa interpretação é confirmada, já que em (a) e (e) há uma dependência clara da amplitude com a rigidez mediana e em (b) e (f) há uma diferença clara entre a dependência com a rigidez dos nêutrons e múons.

Os resultados obtidos nesta tese relacionados a dependência do tempo característico  $T_r$  com as rigidezes  $P_m$  e  $P_c$ , itens (c) e (d), respectivamente, é similar, já que concluem que a dependência com a rigidez não é sistemática/recorrente entre os eventos. Além disso, observou-se as duas possibilidades na variação de  $T_r$  com  $P_m$ : ou os muons se recuperam mais rápido que os nêutrons ou os nêutrons se recuperam mais rápido que os muons. Essa conclusão contraria, parcialmente, a teoria apresentada na Seção 2.3, de que os nêutrons se recuperam mais rápido que os múons (ÖSTMAN, 1986). Todavia, considerando a análise dos *over-recoverys*, conclui-se que, provavelmente, há mecanismos físicos na fase de recuperação que ainda não foram compreendidos e que podem ter influenciado nos valores obtidos de  $T_r$ , uma vez que esta variável é calculada por meio do ajuste da fase de recuperação. Portanto, acredita-se que embora exista dependência do tempo característico com a rigidez, a física por trás dessa dependência ainda precisa ser estudada.

No Capítulo 3 discutiu-se a controvérsia entre a dependência do tempo de recuperação com a rigidez/energia. No artigo de Mulder e Moraal (1986) os autores mostram a existência do efeito da deriva de partículas no perfil dos decréscimos de Forbush e, posteriormente, por meio de outros artigos, revelou-se que, quando  $A < 0$ , as partículas entram na heliosfera pela lâmina de corrente e saem pelos polos, de maneira que o tempo que as partículas levam para

preencher a cavidade deixada pela ICME é maior do que em épocas de  $A > 0$ , quando as partículas entram pelos polos e saem pela lâmina. Já no artigo de Lockwood et. al (1986), os autores mostraram que não existe relação entre o tempo de recuperação e a inversão do campo magnético. Portanto, inspirando-se nesta controvérsia, nesta tese, decidiu-se verificar se a dependência do tempo de recuperação com a rigidez variava com o ciclo solar e, conforme já apresentado no item (g), a dependência de  $T_r$  com a rigidez não varia de acordo com o ciclo magnético solar.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALANIA, M. V.; WAWRZYNCZAK, A. Energy dependence of the rigidity spectrum of Forbush decrease of galactic cosmic ray intensity. **Advances in Space Research**, v. 50, n. 6, p. 725-730, 2012.

AMENOMORI, M.; AYABE, S.; BI, X.J.; CHEN, D.; CUI, S.W.; DANZENGLUOBU; DING, L.K.; DING, X.H.; FENG, C.F.; ZHAOYANG FENG; FENG, Z.Y.; GAO, X.Y.; GENG, Q.X.; GUO, H.W.; HE, H.H.; HE, M.; HIBINO, K.; HOTTA, N.; HAIBING HU; HU, H.B.; HUANG, J.; HUANG, Q.; JIA, H.Y.; KAJINO, F.; KASAHARA, K.; KATAYOSE, Y.; KATO, C.; KAWATA, K.; LABACIREN; LE, G.M.; LI, A.F.; LI, Y.J.; LOU, Y.-Q.; LU, H.; LU, S.L.; MENG, X.R.; MIZUTANI, K.; MU, J.; MUNAKATA, K.; NAGAI, A.; NANJO, H.; NISHIZAWA, M.; OHNISHI, M.; OHTA, I.; ONUMA, H.; OUCHI, T.; OZAWA, S.; REN, J.R.; SAITO, T. ; SAITO, T.Y; SAKATA, M.; SAKO, T.K.; SASAKI, T.; SHIBATA, M.; SHIOMI, A.; SHIRAI, T.; SUGIMOTO, H.; TAKITA, M.; TAN, Y.H.; TATEYAMA, N.; TORII, S.; TSUCHIYA, H.; UDO, S.; WANG, B.; WANG, H.; WANG, X.; WANG, Y.G.; WU, H.R.; XUE, L.; YAMAMOTO, Y.; YAN, C.T.; YANG, X.C.; YASUE, S.; YE, Z.H.; YU, G.C.; YUAN, A.F.; YUDA, T.; ZHANG, H.M.; ZHANG, J.L.; ZHANG, N.J.; ZHANG, X.Y.; ZHANG, Y.; YI ZHANG; ZHAXISANGZHU; ZHOU, X.X. Anisotropy and corotation of galactic cosmic rays. **Science**, v. 314, n. 5798, p. 439-443, 2006.

ANTIA, H.M.; BHATNAGAR, A.; ULMSCHNEIDER, P. **Lectures on solar physics**. Heidelberg: Springer, 2003. 338 p.

BABCOCK, H.W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle. **The Astrophysical Journal**, v. 133, p. 572, 1961.

BASSANEZI, R.C.; FERREIRA JUNIOR, W.C. **Equações diferenciais com aplicações**. São Paulo: Harbra, 1988. 572 p.

BAZILEVSKAYA, G. A.; CLIVER, E.W.; KOVALTSOV, G.A.; LING, A.G.; SHEA, M.A.; SMART, D.F.; USOSKIN, I.G. Solar cycle in the heliosphere and cosmic rays. **Space Science Reviews**, v. 186, n. 1, p. 409-435, 2014.

BAZILEVSKAYA, G. A.; USOSKIN, I.G.; FLÜCKIGER, E.O.; HARRISON, R.G.; DESORGHER, L.; BÜTIKOFER, R.; KRAINEV, M.B.; MAKHMUTOV, V.S.; STOZHKOVA, Y.I.; SVIRZHEVSKAYA; SVIRZHEVSKY, N.S; KOVALTSOV, G.A. Cosmic ray induced ion production in the atmosphere. **Space Science Reviews**, v. 137, n. 1, p. 149-173, 2008.

BLANDFORD, R.; SIMEON, P.; YUAN, Y. Cosmic ray origins: an introduction. **Nuclear Physics B-Proceedings Supplements**, v. 256, p. 9-22, 2014.

BOROVSKY, J. E.; DENTON, M. H. Differences between CME-driven storms and CIR-driven storms. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 111, n. A7, 2006.

BURLAGA, L.; SITTLER, E.; MARIANI, F.; SCHWENN, R. Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 86, n. A8, p. 6673-6684, 1981.

BÜTIKOFER, R. Ground-based measurements of energetic particles by neutron monitors. In: MALANDRAKI, O.E.; CROSBY, N.B. (Ed.). **Solar particle radiation storms forecasting and analysis: the HESPERIA HORIZON 2020 project and beyond**. Cham: Springer, 2018. p. 101.

CABALLERO-LOPEZ, R. A.; MORAAL, H. Cosmic-ray yield and response functions in the atmosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 117, n. A12, 2012.

CANE, H.V. Coronal mass ejections and Forbush decreases. **Space Science Reviews**, v. 93, p. 55- 77, 2000.

CANE, H.V.; RICHARDSON, I.G. Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996-2002. **Journal of Geophysical Research**, v. 108, n.A4, 2003.

CHILINGARIAN, A.; MAILYAN, B. Investigation of daily variation of the cosmic ray fluxes in the beginning of the 24th solar activity cycle. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 31., 2009, Lodz, Poland. **Proceedings... ŁODZ, 2009**. ISBN:9781510804739.

CHIRINOS, J. Introduction to cosmic rays. In: SCHOOL ON COSMIC RAYS AND ASTROPHYSICS, 3., 2008, Arequipa, Peru. **Proceedings... United States: American Institute of Physics, 2009**. p. 39-47. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.3141375>. Acesso em: 18 fev. 2022.

CHOUDHURI, A.R. The solar dynamo as a model of the solar cycle. In: DWIVEDI, B.N. (Ed.). **Dynamic Sun**. Cambridge: Cambridge University Press, 2003. p.103-104.

CRAVENS, T.E. **Physics of the solar system plasmas**. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 472 p.

DAL LAGO, A.; GONZALEZ, W.D.; VIEIRA, L.E.A. Sream-interacting magnetic clouds causing very intense geomagnetic storms. **Advances in Space Research**, v.30, n.10, p.2225- 2229, 2002.

DE MENDONÇA, R. R. S.; BRAGA, C.R.; ECHER, E.; DAL LAGO, A.; MUNAKATA, K.; KUWABARA, T.; KOZAI, M.; KATO, C.; ROCKENBACH, M.; SCHUCH, N.J.; AL JASSAR, H.K.; SHARMA, M.M.; TOKUMARU, M.; DULDIG, M.L.; HUMBLE, J.E.; EVENSON, P.; SABBAH, I. The temperature effect in secondary cosmic rays (MUONS) observed at the ground: analysis of the global muon detector network data. **The Astrophysical Journal**, v. 830, n. 2, p. 88, 2016.

DUMBOVIĆ, M.; HEBER, B.; VRŠNAK, B.; TEMMER, M.; KIRIN, A. An analytical diffusion–expansion model for Forbush decreases caused by flux ropes. **The Astrophysical Journal**, v. 860, n. 1, p. 71, 2018.

ECHER, E.; GONZALEZ, W.D.; GUARNIERI, F.L.; DAL LAGO, A.; VIEIRA, L.E.A. Introduction to space weather. **Advances in Space Research**, v.35, n.5, p.855- 865, 2005.

FORBUSH, S. E. On the effects in cosmic-ray intensity observed during the recent magnetic storm. **Physical Review**, v. 51, n. 12, p. 1108, 1937.

FREIHERR VON FORSTNER, J.L.; GUO, j.; WIMMER-SCHWEINGRUBER, R.F.; DUMBOVIC, M.; JANVIER, M.; DÉMOULIN, P.; VERONIG, A.; TEMMER, M.; PAPAIOANNOU, A.; DASSO, S.; HASSLER, D.H.; ZEITLIN, C.J. Comparing the properties of ICME-Induced Forbush Decreases at Earth and Mars. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 125, n. 3, 2020.

FUJIMOTO, K. **Coupling coefficients of cosmic ray daily variations for meson telescopes**. Nagoya: Nagoya University, 1984.

GLEESON, L. J.; AXFORD, W. I. Solar modulation of galactic cosmic rays. **The Astrophysical Journal**, v. 154, p. 1011, 1968.

GONZALEZ, W.D.; JOSELYN, J.A.; KAMIDE, Y; KROEHL, H.W.; ROSTOKER, G.; TSURUTANI, B.T.; VASYLIUNAS, V.M. What is a geomagnetic storm? **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. A4, p. 5771-5792, 1994.

HATTON, C. J.; CARMICHAEL, H. Experimental investigation of the NM-64 neutron monitor. **Canadian Journal of Physics**, v. 42, n. 12, p. 2443-2472, 1964.

HEBER, B.; CLEM, J.M.; MÜLLER-MELLIN, r.; KUNOW, H.; FERREIRA, S.E.S.; POTGIETER, M.S. Evolution of the galactic cosmic ray electron to

proton ratio: Ulysses COSPIN/KET observations. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 19, 2003.

HEBER, B.; POTGIETER, M. S. Cosmic rays at high heliolatitudes. **Space Science Reviews**, v. 127, n. 1, p. 117-194, 2006.

JÄMSÉN, T.; USOSKIN, I.G.; RÄIHÄ, T.; SARKAMO, J.; KOVALRSOV, G.A. Case study of Forbush decreases: energy dependence of recovery. **Advances in Space Research**, v.40, n.3, p. 342- 347, 2007.

JOKIPII, J.R.; THOMAS, B. Effects of drift on the transport of cosmic rays IV. Modulation by a wavy interplanetary current sheet. **The Astrophysical Journal**, v. 243, p.1115- 1122, 1981.

JORDAN, A.P.; SPENCE, H.E.; BLAKE, J.B.; SHAUL, D.N.A. Revisiting two-step Forbush decreases. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A11, 2011.

KATAOKA, R.; MIYOSHI, Y. Flux enhancement of radiation belt electrons during geomagnetic storms driven by coronal mass ejections and corotating interaction regions. **Space Weather**, v.4, n.9, 2006.

KILPUA, E.; KOSKIENEN, H.E.J.; PULKKINEN, T.I. Coronal mass ejections and their sheath regions in interplanetary space. **Living Reviews in Solar Physics**, v.14, n.1, p.1-83, 2006.

KIRCHHOFF, V.W.J.H. **Introdução à geofísica espacial**. São Paulo: Nova Stella/EDUSP/FAPESP, 1991, 149.

KIVELSON, M.G.; RUSSEL, C.T. **Introduction to space physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 568 p.

KOJIMA, H.; ANTIA, H.M.; DUGAD, S.R.; GUPTA, S.K.; JAGADEESAN, P.; JAIN, A.; MOHANTY, P.K.; RAO, B.S.; HAYASHI, Y.; KAWAKAMI, S.; NONAKA, T.; OSHIMA, A.; SHIBATA, S. Dependence of cosmic ray intensity on variation of solar wind velocity measured by the GRAPES-3 experiment for space weather studies. **Physical Review D**, v. 91, n. 12, p. 121303, 2015.

KÓTA, József. Theory and modeling of galactic cosmic rays: trends and prospects. **Space Science Reviews**, v. 176, n. 1, p. 391-403, 2013.

KRITTINATHAM, W.; RUFFOLO, D. Drift orbits of energetic particles in an interplanetary magnetic flux rope. **The Astrophysical Journal**, v. 704, n. 1, p. 831, 2009.

- KUBO, Y.; SHIMAZU, H. Effect of the finite Larmor radius on cosmic-ray penetration into an interplanetary magnetic flux rope. **The Astrophysical Journal**, v.720, n.1, p.853, 2010.
- LANG, K.R. **The Cambridge encyclopedia of the Sun**. Cambridge: Cambridge University Press, 2001. 256 p.
- LE ROUX, J. A.; POTGIETER, M. S. The simulation of Forbush decreases with time-dependent cosmic-ray modulation models of varying complexity. **Astronomy and Astrophysics**, v. 243, p. 531-545, 1991.
- LOCKWOOD, J. A. Forbush decreases in the cosmic radiation. **Space Science Reviews**, v. 12, n. 5, p. 658-715, 1971.
- LOCKWOOD, J.A.; WEBBER, W.R.; JOKIPII, J.R. Characteristic recovery times of Forbush-Type decreases in cosmic radiation 1. Observations at Earth at different energies. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, n. A3, p. 2851-2857, 1986.
- MANCHESTER IV, W.B.; VOURLIDAS, A.; TÓTH, G.; LUGAZ, N.; ROUSSEV, I.I.; SOKOLOV, I.V.; GOMBOSI, T.I.; DE ZEEUW, D.L.; OPPER, M. Three-dimensional MHD simulation of the 2003 October 28 coronal mass ejection: comparison with LASCO coronagraph observations. **The Astrophysical Journal**, v.684, n.2, p.1448- 1460, 2008.
- MARIS, G.; MARIS, O.; OPREA, C.; MIERLA, M. High-speed streams in the solar wind during the last solar minimum. In: INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION SYMPOSIUM, 286., 2011, Mendoza, Argentina. **Proceedings...** Cambridge: Cambridge University Press, 2012, p.229- 233.
- MENDONÇA, R.R.S. **Análise em uma e duas dimensões de percussores de tempestades geomagnéticas através de dados da rede global de detectores de múons (GMDN)**. 2015. 234 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2015.
- MEYER-VERMET, N. **Basics of the solar wind**. Cambridge: Cambridge university press, 2007. 463 p.
- MISHEV, A. L.; USOSKIN, I. G.; KOVALTSOV, G. A. Neutron monitor yield function: new improved computations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 118, n. 6, p. 2783-2788, 2013.
- MORAAL, H. Cosmic-ray modulation equations. **Space Science Reviews**. v. 173, p. 299-319, 2013.

MORISHITA, I.; NAGASHIMA, K.; SAKAKIBARA, S.; MUNAKATA, K. Long term changes of the rigidity spectrum of Forbush decrease.

In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 1990. **Proceedings...** 1990. p. 217.

MULDER, M.S.; MORAAL, H. The effect of gradient and curvature drift on cosmic-ray Forbush decreases. **The Astrophysical Journal**, v.303, p.L75-l78, 1986.

MUNAKATA, K.; KOZAI, M.; KATO, C.; KÓTA, J. Long-term variation of the solar diurnal anisotropy of galactic cosmic rays observed with the Nagoya multi-directional muon detector. **The Astrophysical Journal**, v. 791, n. 1, p. 22, 2014.

MUNAKATA, K.; YASUE, S.; KATO, C.; KOTA, J.; TOKUMARU, M.; KOJIMA, M.; DARWISH, A.A.; KUWABARA, T.; BIEBER, J.W. On the cross-field diffusion of galactic cosmic rays into an ICME. In: DULDIG, M. (Ed.). **Advances in geosciences: volume 2: Solar Terrestrial (ST)**. [S.l.]: World Scientific, 2006. p. 115-124.

MUNINI, R.; BOEZIO, M.; BRUNO, A.; CHRISTIAN, E.C.; NOLFO, G.A.; DI FELICE, V.; MARTICCI, M.; MERGE, M.; RICHARDSON, I.G.; RYAN, J.M.; STOCHAJ, S.; ADRIANI, O.; BARBARINO, G.C.; BAZILEVSKAYA, G.A.; BELLOTTI, R.; BONGI, M.; BONVICINI, V.; BOTTAI, S.; CAFAGNA, D.; CARLSON, P.; CASOLINO, M.; CASTELLINI, G.; DE SANTIS, C.; GALPER, A.M.; KARELIN, A.V.; KOLDASHOV, S.V.; KOLDOBSKIY, S.; KRUTKOV, S.Y.; KVASHNIN, A.N.; LEONOV, A.; MALAKHOV, V.; MARCELLI, L.; MAYOROV, A.G.; MENN, W.; MIKHAILOV, V.V.; MOCCHIUTTI, E.; MONACO, A.; MORI, N.; OSTERIA, G.; PANICO, B.; PAPINI, P.; PEARCE, M.; PICOZZA, P.; RICCI, M.; RICCIARINI, S.B.; SIMON, M.; SPARVOLI, R.; SPILLANTINI, P.; STOZHKOVA, Y.I.; VACCHI, A.; VANNUCCINI, E.; VASILYEV, G.; VORONOV, S.A.; YURKIN, Y.T.; ZAMPA, G.; ZAMPA, N.; POTGIETER, M.S. Evidence of energy and charge sign dependence of recovery time for 2006 December Forbush event measured by PAMELA experiment. **The Astrophysical Journal**, v.853, n.1, p.76, 2018.

NAGASHIMA, K. Three-dimensional cosmic ray anisotropy in interplanetary space: part I - formulation of cosmic ray daily variation produced by axis-symmetric anisotropy. **Report of Ionosphere and Space Research in Japan**, v. 25, n. 3, p. 189-211, 1971.

NEUGEBAUER, M.; GOLDSTEIN, R. **Particle and field signatures of coronal mass ejections in the solar wind**. Washington, DC: American Geophysical Union Geophysical, 1997. p. 245-251.

OKAZAKI, Y.; FUSHISHITA, A.; NARUMI, T.; KATO, C.; YASUE, S.; KUWABARA, T.; BIEBER, J.W.; EVENSON, P.; DA SILVA, M.R.; DAL LAGO, A.; SCHUCH, N.J.; FUJII, Z.; DULDIG, M.L.; HUMBLE, J.E.; SABBAH, I.; KÓTA, J.; MUNAKATA, K. Drift effects and the cosmic ray density gradient in a solar rotation period: First observation with the Global Muon Detector Network (GMDN). **The Astrophysical Journal**, v. 681, n. 1, p. 693, 2008.

OLIVEIRA, A. G.; ROCKENBACH, M.; PACINI, A. A. Raios cósmicos e a heliosfera. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 36, n. 2, p. 1-13, 2014.

ÖSTMAN, B. Studies of the recovery part of cosmic ray storms. **Arkiv För Geofysik**, v. 5, n. 25, p. 387-399, 1968.

PARKER, E. N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. **Planetary and Space Science**, v. 13, n. 1, p. 9-49, 1965.

PENNA, R.F.; QUILLEN, A. Decay of interplanetary coronal mass ejections and Forbush decrease recovery times. **Journal of Geophysical Research**, v. 110, n. A09, 2005.

PISHKALO, M. On polar magnetic field reversal in solar cycles 21, 22, 23 and 24. **Solar Physics**, v. 294, n. 10, p.1- 12, 2019.

PLAINAKI, C.; BELOV, A.; EROSHENKO, E.; MAVROMICHALAKI, H.; YANKE, V. Modeling ground level enhancements: event of 20 January 2005. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 112, n. A4, 2007.

POTGIETER, M. S. Cosmic rays in the inner heliosphere: insights from observations, theory and models. **Space Science Reviews**, v. 176, n. 1, p. 165-176, 2013.

POTGIETER, M. S.; VOS, E. E. Difference in the heliospheric modulation of cosmic-ray protons and electrons during the solar minimum period of 2006 to 2009. **Astronomy & Astrophysics**, v. 601, p. A23, 2017.

RANA, D.S.; SHARMA, N.K.; YADAV, R.S. The effect of gradient and curvature drifts on Forbush decreases. **Solar Physics**, v.167, p.371- 380, 1996.

ROSSI, B. **Cosmic rays**. Estados Unidos da America: McGraw-Hill Book Company, 1964. 268 p.

SAKAKIBARA, S.; MUNAKATA, K.; NAGASHIMA, K. Rigidity spectrum of Forbush decrease. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 1987. **Proceedings...** 1987. p. 67.

- SANDSTRÖM, A.E. **Cosmic ray physics**. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1964. 421 p.
- SAGISAKA, S. Atmospheric effects on cosmic-ray muon intensities at deep underground depths. **Il Nuovo Cimento C**, v. 9, n. 4, p. 809-828, 1986.
- SHEA, M. A.; SMART, D. F. The influence of the changing geomagnetic field on cosmic ray measurements. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v. 42, n. 9, p. 1107-1121, 1990.
- SCHERER, K; FICHTNER, H.; BORRMANN, T.; BEER, J.; DESORGHER, L.; FLÜKIGER, E.; FAHR, H.J.; FERREIRA, S.E.S; LANGNER, U.W.; POTGIETER, M.S.; HEBER, B.; MASARIK, J.; SHAVIV, N.J.; VEIZER, J. Interstellar-terrestrial relations: variable cosmic environments, the dynamic heliosphere, and their imprints on terrestrial archives and climate. **Space Science Reviews**, v. 127, n. 1, p. 327-465, 2006.
- SCHLICKEISER, R. **Cosmic ray astrophysics**. Berlin: Springer-Verlag, 2002. 519 p.
- SCHRIJVER, C.J.; SISCOE, G.L. **Heliophysics: evolving solar activity and climates of space and Earth**. Cambridge: Cambridge University Press, 2010. 495 p.
- SINGH, Y.P.; BADRUDDIN. Effects of the solar polarity states of the heliospheric magnetic field and particle drifts in cosmic radiation. **Solar Physics**, v.234, p. 339- 352, 2006.
- SMART, D. F.; SHEA, M. A.; FLÜCKIGER, E. O. Magnetospheric models and trajectory computations. In: BLOEMEN, H. (Ed.). **Cosmic rays and Earth**. Dordrecht: Springer, 2000. p. 305-333.
- SOHN, J.; OH, S.; YI, Y.; LEE, J. Forbush decrease in lunar space environment observed by CRaTER on the LRO. **Astrophysics and Space Science**, v. 364, n. 8, p. 1-8, 2019.
- STOKER, P. H. The IGY and beyond: a brief history of ground-based cosmic-ray detectors. **Advances in Space Research**, v. 44, n. 10, p. 1081-1095, 2009.
- STONE, E. C.; CUMMINGS, A.C.; MCDONALD, F.B.; HEIKKILA, B.C.; LAL, N.; WEBBER, W.R. Voyager 1 observes low-energy galactic cosmic rays in a region depleted of heliospheric ions. **Science**, v. 341, n. 6142, p. 150-153, 2013.
- TASCIONE, T.F. **Introduction to space environment**. 2.ed. Florida: Krieger publishing company, 2010. 159 p.

THÉBAULT, E.; FINLAY, C.C.; BEGGAN, C.D.; ALKEN, P.; AUBERT, J.; BARROIS, O.; BERTRAND, F.; BONDAR, T.; BONESS, A.; BROCCO, L.; CANET, E.; CHAMBODUT, A.; CHULLIAT, A.; COÏSSON, P.; CIVET, F.; DU, A.; FOURNIER, A.; FRATTER, I.; GILLET, N.; HAMILTON, B.; HAMOUDI, M.; HULOT, G.; JAGER, T.; KORTE, M.; KUANG, W.; LALANNE, X.; LANGLAIS, B.; LÉGER, J-M.; LESUR, V.; LOWERS, F.J.; MACMILLAN, S.; MANDEA, M.; MANOJ, C.; MAUS, S.; OLSEN, N.; PETROV, V.; RIDLEY, V.; ROTHER, M.; SABAKA, T.J.; SATURNINO, D.; SCHACHTSCHNEIDER, R.; SIROL, O.; TANGBORN, A.; THOMPSON, A.; TOFFNER-CLAUSEN, L.; VIGNERON, P.; WARDINSKI, I.; ZVEREVA, T. International geomagnetic reference field: the 12th generation. **Earth, Planets and Space**, v. 67, n. 1, p. 1-19, 2015.

TSURUTANI, B.T.; GONZALEZ, W.D.; GONZALEZ, A.L.C.; GUARNIERI, F.L.; GOPASWAMY, N.; GRANDE, M.; KAMIDE, Y.; KASAHARA, Y.; LU.G.; MANN, I.; MCPHERRON, R.; SORAAS, F.; VASYLIUNAS, V. Corotating solar wind streams and recurrent geomagnetic activity: a review. **Journal of Geophysical Research**, v.111. n. A07, 2006.

USOSKIN, I.G.; BAZILEVSKAYA, G.A.; KOVALTSOV, G.A. Solar modulation parameter for cosmic rays since 1936 reconstructed from ground-based neutron monitors and ionization chambers. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A2, 2011.

USOSKIN, I.G.; BRAUN, I.; GLADYSHEVA, O.G.; HÖRANDEL, J.R.; JÄMSÉN, T.; KOVALTSOV, G.A.; STARODUBTSEV, S.A. Forbush decreases of cosmic rays: energy dependence of the recovery phase. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A07, 2008.

WAWRZYNCZAK, A.; ALANIA, M. V. Modeling of the recurrent Forbush effect of the galactic cosmic ray intensity and comparison with the experimental data. **Advances in Space Research**, v. 41, n. 2, p. 325-334, 2008.

WIBBERENZ, G.; LE ROUX, J.A.; POTGIETER, M.S.; BIEBER, J.W. Transient effects and disturbed conditions. **Space Science Reviews**, v. 83, n. 1, p. 309-348, 1998.

YASUE, S.; MORI, S.; SAKAKIBARA, S.; NAGASHIMA, K. **Coupling coefficients of cosmic ray daily variations for neutron monitor stations**. [S.I.]: Cosmic-Ray Research Laboratory, 1982.

ZURBUCHEN, T.H.; RICHARDSON, I.G. In-situ solar wind and magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections. In: KUNOW, H.; CROOKER, N.U.; LINKER, J.A.; SCHWENN, R.; VON STEIGER, R. (Ed.). **Coronal mass ejections**. New York: Springer, 2006. p.31–43.

## **APÊNDICE A - INFORMAÇÕES ADICIONAIS SOBRE OS DETECTORES DE RAIOS CÓSMICOS**

Este apêndice visa incluir informações adicionais envolvendo os dados e instrumentos utilizados nesta tese. A Seção A.1 mostra informações sobre a localização geográfica de todos os detectores usados, bem como a especificação do tipo de instrumento e período de operação. Por outro lado, a Seção A.2 apresenta os canais direcionais associados aos detectores da GMDN. Já a Seção A.3, exibe detalhes sobre o cálculo do zênite e azimute dos detectores de múons. Por fim, a Seção A.4 apresenta alguns resultados da correção dos dados da GMDN pela temperatura e pressão, enquanto a Seção A.5 apresenta tabelas relacionadas ao cálculo da rigidez.

### **A.1 Tabela de informações sobre os detectores de raios cósmicos**

A Tabela A.1 abaixo lista todos os detectores de partículas cósmicas secundárias utilizados neste trabalho de doutorado. A primeira coluna desta tabela apresenta a localização da estação (cidade, país); a segunda coluna, indica o símbolo usado para se referir ao respectivo detector; a terceira coluna, os anos de dados utilizado neste trabalho; a quarta coluna, o tipo de detector, sendo o número de monitores de nêutrons do tipo IGY/NM64 ou detector multidirecional de múons (MMD); por fim, a quinta, sexta e sétima colunas mostram, consecutivamente, a latitude, longitude e altitude de cada estação. É importante destacar que as longitudes incluídas na coluna 6 são medidas a leste a partir do meridiano de Greenwich, conforme foi usado no cálculo da rigidez geomagnética de corte (Seção 5.3 com resultados apresentados em A.5).

Tabela A.1 – Lista de detectores de raios cósmicos.

Estação	Símbolo da estação	Período usado	Tipo de detector	Lat. (°)	Long. (°)	Alt. (m)
Apatity, Rússia	APA	1970 - 2018	18NM64	67.55	33.33	177
Atenas, Grécia	ATH	2001 - 2016	6 NM64	37.98	23.78	260
Beijing, China	BEI	1984 - 2015	18 NM64	39.08	116.26	48
Darwin, Austrália	DAR	1994 - 2000	18 NM64	-12.42	130.87	30
Doi Inthanon, Tailândia	DOI	2007 - 2018	20 NM64	18.59	98.49	2560
Observatório de Raios Cósmicos Emilio Segre ( <i>Emilio Segre Cosmic Ray Observatory</i> ), Israel	ESO	1998 - 2013	6 NM64	33.30	35.80	2055
Hermanus, África do Sul	HER	1970 - 2018	3 NM64 (01/1970-07/1972); 9 NM64 (08/1972 - 12/1972); 12 NM64 (1973-2018)	-34.43	19.23	26
Hobart, Austrália	HBT	2006 - 2018	MMD	-43.00	147.30	65
Huancayo, Peru	HUA	1970 - 1992	12 IGY	-12.03	284.67	3400
Irkutsk, Rússia	IRK	1970 - 2018	18 NM64	52.47	104.03	435

continua

Tabela A.1 – Continuação.

Jungfrauoch, Suíça	JUN	1970 - 2018	18 IGY	46.55	7.98	3570
Kerguelen, Oceano Índico	KER	1970 - 2017	18 NM64	-49.35	70.27	33
Kiel, Alemanha	KIE	1970 - 2017	18 NM64	54.30	10.10	54
Cidade de Kuwait, Kuwait	KWT	2006 - 2018	MMD	29.30	48.00	0
Mcmurdo, Antártica	MCM	1970 - 2017	18 NM64	-77.90	166.60	48
Cidade do México, México	MEX	1990 - 2018	6 NM64	19.33	260.80	2274
Moscou, Rússia	MOS	1970 - 2018	18 NM64 (1970-1994); 24 NM64 (1995-2018)	55.47	37.32	200
Monte Norikura, Japão	MTN	1970 - 2011	3 NM64 (1970 - 1979/07); 4 NM64 (1979/08 - 1989/02); 12 NM64 (1989/03 - 2018)	36.11	137.55	2770
Nagoya, Japão	NGY	1970 - 2018	MMD	35.10	137.00	77
Newark, USA	NEW	1970 - 2017	9 NM64	39.70	284.30	50
Oulu, Finlândia	OUL	1970 - 2018	9 NM64	65.06	25.47	15
Potchefstroom, África do Sul	POT	1971 - 2018	12 IGY	-26.70	27.09	1351

continua

Tabela A.1 – Conclusão.

Roma, Itália	ROM	1970 - 2016	17 NM64	41.90	12.52	60
São Martinho da Serra, Brasil	SMS	2006 - 2018	MMD	-29.40	306.20	488
Pólo Sul, Antártica	SOU	1970 - 2017	3 NM64	-90.00	360.00	2820
Tibet, China	TIB	1998 - 2010	28 NM4	30.11	90.53	4300
Thule, Groenlândia	THU	1970 - 2017	9 NM64	76.50	291.30	26
Tóquio, Japão	TOK	1970 - 1997	9 NM64 (1970 - 1971/04); 16 NM64 (1971/05); 18 NM64 (1971/06 - 1977/06); 27 NM64 (1977/07 - 1977/10); 36 NM64 (1977/11 - 1988/09); 24 NM64 (1988/10 - 1997)	37.75	139.72	20
Tsumeb, Namíbia	TSU	1976 - 2016	18 NM64	-19.20	17.58	1240
Yakuts, Rússia	YAK	1971 - 2018	18 NM64	62.01	129.43	105

Fonte: Produção do autor.

## A.2 Canais direcionais dos detectores da GMDN

A Tabela A.2 apresenta, na primeira coluna, o local da estação do detector da GMDN, na segunda coluna, a direção dos canais direcionais e, na terceira coluna, o símbolo adotado nesta tese para se referir a cada canal direcional.

Tabela A.2 – Canais direcionais da GMDN.

Estação (Símbolo da Estação)	Canais direcionais usados	Símbolo dos canais direcionais
Nagoya (NGY)	Vertical	NGY_VET
	Norte 1	NGY_NTH
	Sul 1	NGY_STH
	Leste 1	NGY_EST
	Oeste 1	NGY_WST
	Nordeste	NGY_NET
	Noroeste	NGY_NWT
	Sudeste	NGY_SET
	Sudoeste	NGY_SWT
	Norte 2	NGY_NTH2
	Sul 2	NGY_STH2
	Leste 2	NGY_EST2
	Oeste 2	NGY_WST2
	Norte 3	NGY_NTH3
	Sul 3	NGY_STH3
	Leste 3	NGY_EST3
Oeste 3	NGY_WST3	

continua

Tabela A.2 – Continuação.

Estação (Símbolo da Estação)	Canais direcionais usados	Símbolo dos canais direcionais
Hobart (HBT)	Vertical	HBT_VET
	Norte 1	HBT_NTH
	Sul 1	HBT_STH
	Leste 1	HBT_EST
	Oeste 1	HBT_WST
	Nordeste	HBT_NET
	Noroeste	HBT_NWT
	Sudeste	HBT_SET
	Sudoeste	HBT_SWT
	Norte 2	HBT_NTH2
	Sul 2	HBT_STH2
	Leste 2	HBT_EST2
	Oeste 2	HBT_WST2
	Kuwait (KWT)	Vertical
Norte 1		KWT_NTH
Sul 1		KWT_STH
Leste 1		KWT_EST
Oeste 1		KWT_WST
Nordeste		KWT_NET
Noroeste		KWT_NWT
Sudeste		KWT_SET
Sudoeste		KWT_SWT
Norte 2		KWT_NTH2
Sul 2		KWT_STH2
Leste 2		KWT_EST2
Oeste 2		KWT_WST2

continua

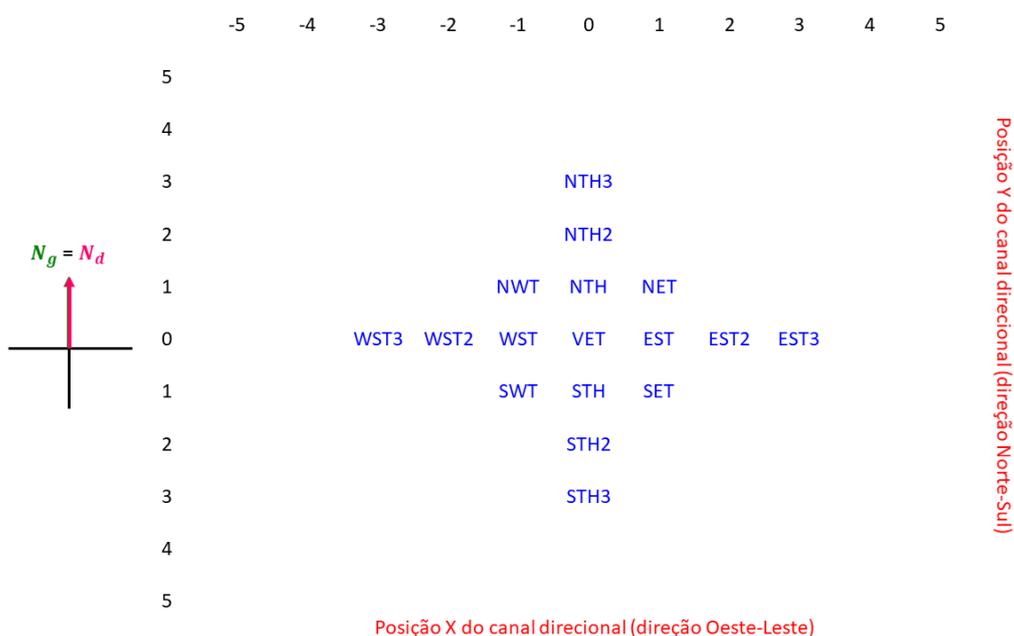
Tabela A.2 – Conclusão.

Estação (Símbolo da Estação)	Canais direcionais usados	Símbolo dos canais direcionais
São Martinho da Serra (SMS)	Vertical	SMS_VET
	Norte 1	SMS_NTH
	Sul 1	SMS_STH
	Leste 1	SMS_EST
	Oeste 1	SMS_WST
	Nordeste	SMS_NET
	Noroeste	SMS_NWT
	Sudeste	SMS_SET
	Sudoeste	SMS_SWT
	Norte 2	SMS_NTH2
	Sul 2	SMS_STH2
	Leste 2	SMS_EST2
	Oeste 2	SMS_WST2

Fonte: Produção do autor.

A posição dos canais direcionais, no plano horizontal x-y, foi apresentada por meio das Figuras A.1 a A.4. Além disso, as Figuras também mostram a direção Norte do detector ( $N_d$ ) e o do Norte geográfico ( $N_g$ ). Vale destacar que o detector de KWT apresenta um giro de  $32.8^\circ$ , conforme mostrado na Figura A.3 e que, em 2010, o detector de HBT sofreu uma rotação de  $28^\circ$ , como indicado na Figura A.2.

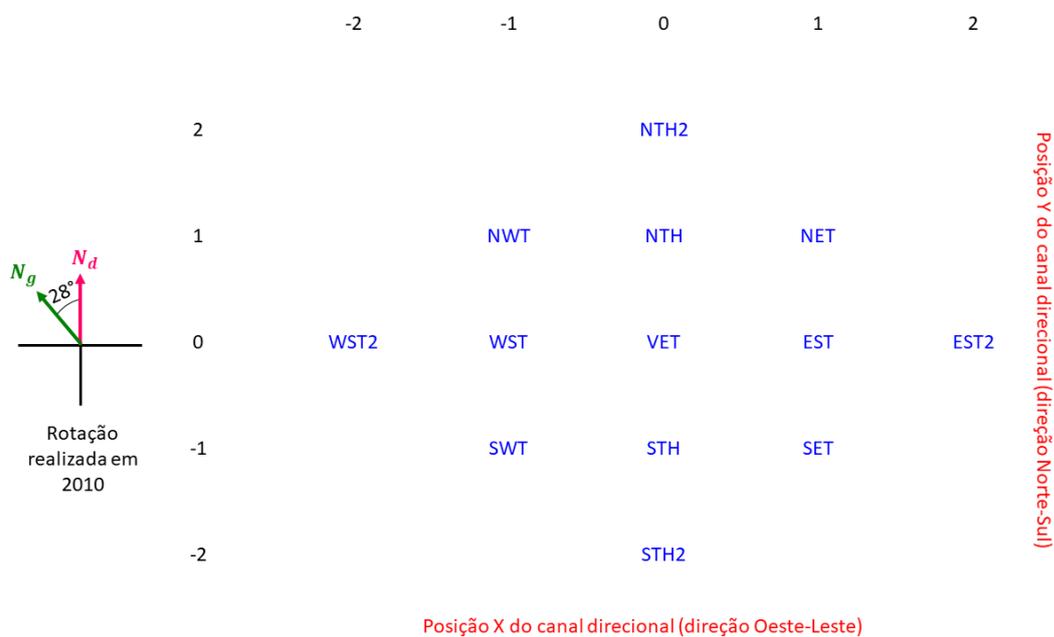
Figura A.1 – Esquema das coordenadas x e y dos canais direcionais de Nagoya.



A Figura mostra a posição, no plano x-y, dos 17 canais direcionais de Nagoya. Além disso, a ilustração indica que a direção do Norte geográfico  $N_g$  coincide com o Norte do detector ( $N_d$ ).

Fonte: Produção do autor.

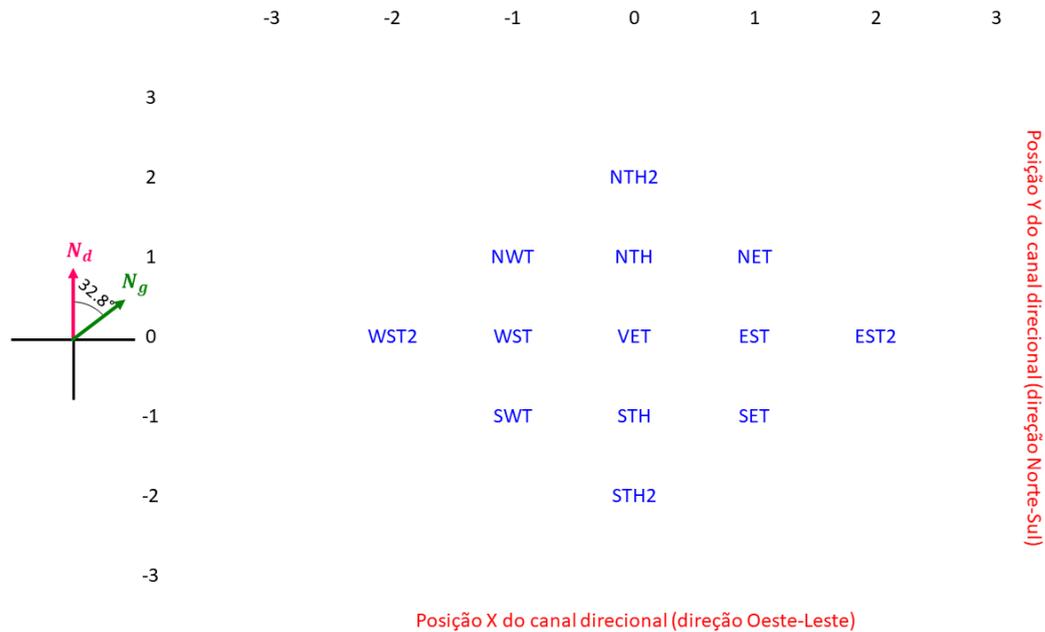
Figura A.2 – Esquema das coordenadas x e y dos canais direcionais de Hobart.



A Figura mostra a posição, no plano x-y, dos 13 canais direcionais de Hobart. Além disso, a ilustração indica que a direção do Norte geográfico  $N_g$  está deslocado em 28° em relação ao Norte do detector ( $N_d$ ).

Fonte: Produção do autor.

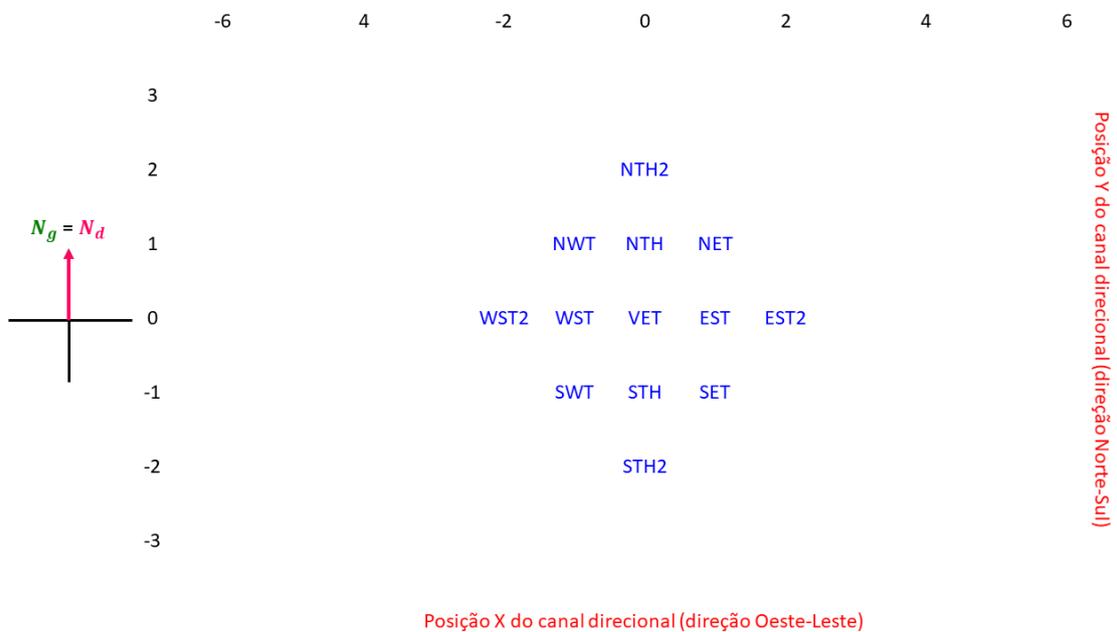
Figura A.3 – Esquema das coordenadas x e y dos canais direcionais do Kuwait.



A Figura mostra a posição, no plano x-y, dos 13 canais direcionais de Kuwait. Além disso, a ilustração indica que a direção do Norte geográfico  $N_g$  está deslocado em  $32.8^\circ$  em relação ao Norte do detector ( $N_d$ ).

Fonte: Produção do autor.

Figura A.4 – Esquema das coordenadas x e y dos canais direcionais de São Martinho da Serra.



A Figura mostra a posição, no plano x-y, dos 13 canais direcionais de São Martinho da Serra. Além disso, a ilustração indica que a direção do Norte geográfico  $N_g$  coincide com o Norte do detector ( $N_d$ ).

Fonte: Produção do autor.

### A.3 Cálculo do zênite e azimute dos detectores da GMDN

O cálculo do zênite ( $\varphi$ ) foi realizado utilizando a Equação A.1, enquanto utilizou-se a Equação A.2 para o cálculo do azimute ( $\theta$ ). Os valores de  $x$  e  $y$  dessas equações estão apresentados na segunda e terceira coluna da Tabela A.3 (ou conforme esquema das Figuras A.1 a A.4). O  $h$  (em metros), mostrado na Equação A.1, é 1.73 para os detectores de NGY, SMS e HBT e 0.8 para o detector de KWT. Ademais, como os canais direcionais do KWT são formados por 7 tubos de 10 centímetros de diâmetro cada, é necessário multiplicar os valores da coordenada  $x$  e  $y$  (colunas 2 e 3) por 0.7 para calcular o zênite e azimute. Esse procedimento não é necessário para os detectores de SMS, NGY e HBT, uma vez que os invólucros detectores têm dimensão de 1 metro x 1 metro. Vale lembrar ainda que, para os detectores de KWT e HBT, é necessário considerar o ângulo entre o Norte do detector e o Norte geográfico no cálculo do zênite.

$$\varphi = \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{h} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$\theta = \tan^{-1} \left( \frac{x}{y} \right) \quad (\text{A.2})$$

Tabela A.3 – Resultados do cálculo do zênite e azimute dos detectores da GMDN.

Símbolo do canal direcional	Coordenada x	Coordenada y	Azimute (°)	Zênite (°)
NGY_VET	0	0	0.00	0.00
NGY_NTH	0	1	0.00	30.03
NGY_STH	0	-1	180.00	30.03
NGY_EST	1	0	90.00	30.03
NGY_WST	-1	0	270.00	30.03
NGY_NET	1	1	45.00	39.26
NGY_NWT	-1	1	315.00	39.26
NGY_SET	1	-1	135.00	39.26
NGY_SWT	-1	-1	225.00	39.26
NGY_NTH2	0	2	0.00	49.14
NGY_STH2	0	-2	180.00	49.14
NGY_EST2	2	0	90.00	49.14
NGY_WST2	-2	0	270.00	49.14
NGY_NTH3	0	3	0.00	60.03
NGY_STH3	0	-3	180.00	60.03
NGY_EST3	3	0	90.00	60.03
NGY_WST3	-3	0	270.00	60.03
HBT_VET	0	0	0.00/0.00	0.00
HBT_NTH	0	1	0.00/28.00	30.03
HBT_STH	0	-1	180.00/208.00	30.03
HBT_EST	1	0	90.00/118.00	30.03
HBT_WST	-1	0	270.00/298.00	30.03
HBT_NET	1	1	45.00/73.00	39.26
HBT_NWT	-1	1	315.00/343.00	39.26
HBT_SET	1	-1	135.00/163.00	39.26
HBT_SWT	-1	-1	225.00/253.00	39.26
HBT_NTH2	0	2	0.00/28.00	49.14

continua

Tabela A.3 – Conclusão.

HBT_STH2	0	-2	180.00/208.00	49.14
HBT_EST2	2	0	90.00/118.00	49.14
HBT_WST2	-2	0	270.00/298.00	49.14
KWT_VET	0	0	0.00	0.00
KWT_NTH	0	1	327.20	41.19
KWT_STH	0	-1	147.20	41.19
KWT_EST	1	0	57.20	41.19
KWT_WST	-1	0	237.20	41.19
KWT_NET	1	1	12.20	51.06
KWT_NWT	-1	1	282.20	51.06
KWT_SET	1	-1	102.20	51.06
KWT_SWT	-1	-1	192.20	51.06
KWT_NTH2	0	2	327.20	60.26
KWT_STH2	0	-2	147.20	60.26
KWT_EST2	2	0	57.20	60.26
KWT_WST2	-2	0	237.20	60.26
SMS_VET	0	0	0.00	0.00
SMS_NTH	0	1	0.00	30.03
SMS_STH	0	-1	180.00	30.03
SMS_EST	1	0	90.00	30.03
SMS_WST	-1	0	270.00	30.03
SMS_NET	1	1	45.00	39.26
SMS_NWT	-1	1	315.00	39.26
SMS_SET	1	-1	135.00	39.26
SMS_SWT	-1	-1	225.00	39.26
SMS_NTH2	0	2	0.00	49.14
SMS_STH2	0	-2	180.00	49.14
SMS_EST2	2	0	90.00	49.14
SMS_WST2	-2	0	270.00	49.14

Fonte: Produção do autor.

#### A.4 Informações adicionais sobre a correção pela temperatura e pressão

A Tabela A.4 apresenta os coeficientes de pressão usados pelos gerenciadores da GMDN para corrigir os dados. Já as Tabelas A.5 a A.8 tem como objetivo

exibir todos os resultados da correção simultânea pela temperatura e pressão. Na primeira coluna dessas tabelas, é possível observar o símbolo de cada canal direcional; na segunda coluna, o coeficiente de pressão ( $\beta$ ) calculado; na terceira coluna, o coeficiente de temperatura ( $\alpha$ ) calculado; na quarta coluna, a constante da regressão linear múltipla (ou coeficiente linear); nas quintas e sextas colunas, a incerteza associada a  $\beta$  e  $\alpha$ , respectivamente e; na última coluna, o coeficiente de correlação da contagem com a pressão e temperatura atmosférica.

Tabela A.4 – Coeficientes de pressão cedidos pelos gerenciadores da GMDN.

Detector	Canal direcional	Coeficiente de pressão (em $hPa^{-1}\%$ )
NGY	VET	-0.12
	NTH	-0.12
	STH	-0.12
	EST	-0.12
	WST	-0.12
	NET	-0.12
	SET	-0.12
	NWT	-0.12
	SWT	-0.12
	NTH2	-0.12
	STH2	-0.12
	EST2	-0.12
	WST2	-0.12
	NTH3	-0.15
	STH3	-0.15
EST3	-0.15	
WST3	-0.15	
HBT (até 2010)	VET	-0.17
	NTH	-0.17
	STH	-0.17

continua

Tabela A.4 – Continuação.

HBT (até 2010)	EST	-0.17
	WST	-0.17
	NET	-0.17
	SET	-0.17
	NWT	-0.17
	SWT	-0.17
	NTH2	-0.18
	STH2	-0.18
	EST2	-0.18
	WST2	-0.18
HBT (após 2010)	VET	-0.16
	NTH	-0.16
	STH	-0.16
	EST	-0.16
	WST	-0.16
	NET	-0.16
	SET	-0.16
	NWT	-0.16
	SWT	-0.16
	NTH2	-0.16
	STH2	-0.16
	EST2	-0.16
		WST2
KWT	VET	-0.13
	NTH	-0.13
	STH	-0.14
	EST	-0.12

continua

Tabela A.4 – Conclusão.

KWT	WST	-0.14
	NET	-0.12
	SET	-0.12
	NWT	-0.13
	SWT	-0.15
	NTH2	-0.12
	STH2	-0.12
	EST2	-0.12
	WST2	-0.14
SMS	VET	-0.12
	NTH	-0.12
	STH	-0.12
	EST	-0.11
	WST	-0.12
	NET	-0.11
	SET	-0.11
	NWT	-0.12
	SWT	-0.12
	NTH2	-0.12
	STH2	-0.12
	EST2	-0.11
	WST2	-0.12

Fonte: Produção do autor.

Tabela A.5 – Resultados da correção simultânea pela temperatura e pressão dos canais direcionais de Hobart (HBT).

Símbolo dos canais direcionais	$\beta$ (hPa <sup>-1</sup> %)	$\alpha$ (K <sup>-1</sup> %)	Cte (.10 <sup>4</sup> )	$\sigma_\beta$ (.10 <sup>4</sup> ) (hPa <sup>-1</sup> %)	$\sigma_\alpha$ (.10 <sup>4</sup> ) (K <sup>-1</sup> %)	<i>Corr<sub>PT</sub></i>
HBT_VET	- 0.184380	- 0.239554	-0.195495	0.0493764	0.164167	0.903399
HBT_NTH	- 0.183040	- 0.239158	-0.132343	0.0472964	0.157252	0.909273
HBT_STH	- 0.183314	- 0.242454	-0.182318	0.0472474	0.157089	0.909859
HBT_EST	- 0.182358	- 0.236587	-0.149134	0.0457979	0.152270	0.913560
HBT_WST	- 0.183924	- 0.242666	- 0.0815530	0.0464421	0.154411	0.912989
HBT_SET	- 0.183789	- 0.233084	-0.177295	0.0480829	0.159866	0.906842
HBT_SWT	- 0.184415	- 0.243412	-0.213947	0.0456276	0.151703	0.916044
HBT_NET	- 0.182600	- 0.231777	- 0.0801666	0.0428779	0.142561	0.922930
HBT_NWT	- 0.183742	- 0.240429	-0.153706	0.0477023	0.158601	0.908545
HBT_NTH2	- 0.190323	- 0.230169	-0.241178	0.0462702	0.153840	0.917439
HBT_STH2	- 0.193036	- 0.238396	-0.162888	0.0423972	0.140963	0.931307
HBT_EST2	- 0.190547	- 0.218740	-0.315731	0.0483050	0.160605	0.910542
HBT_WST2	- 0.192998	- 0.257551	-0.254654	0.0461187	0.153336	0.921192

Fonte: Produção do autor.

Tabela A.6 – Resultados da correção simultânea pela temperatura e pressão dos canais direcionais de Kuwait (KWT).

Símbolo dos canais direcionais	$\beta$ (hPa <sup>-1</sup> %)	$\alpha$ (K <sup>-1</sup> %)	Cte (.10 <sup>4</sup> )	$\sigma_\beta$ (.10 <sup>4</sup> ) (hPa <sup>-1</sup> %)	$\sigma_\alpha$ (.10 <sup>4</sup> ) (K <sup>-1</sup> %)	<i>Corr<sub>PT</sub></i>
KWT_VET	- 0.134338	- 0.223665	3.63340	0.0820994	0.119167	0.726310
KWT_NTH	- 0.134673	- 0.230082	3.81155	0.0783250	0.113688	0.754088
KWT_STH	- 0.132888	- 0.222558	3.64069	0.0864786	0.125523	0.707003
KWT_EST	- 0.123435	- 0.219987	3.76635	0.0678617	0.0985008	0.790346
KWT_WST	- 0.137491	- 0.228862	3.77152	0.0874396	0.126918	0.712393
KWT_SET	- 0.123069	- 0.220385	3.76951	0.0681687	0.0989464	0.790248
KWT_SWT	- 0.136472	- 0.227014	3.71646	0.0951615	0.138126	0.679066
KWT_NET	- 0.124862	- 0.227438	3.90564	0.0683004	0.0991375	0.801510
KWT_NWT	- 0.138720	- 0.235898	3.94453	0.0849160	0.123255	0.735043
KWT_NTH2	- 0.141307	- 0.236901	3.88491	0.0924493	0.134190	0.705575
KWT_STH2	- 0.136057	- 0.219357	3.41236	0.119459	0.173393	0.577996
KWT_EST2	- 0.117715	- 0.218667	3.65266	0.113063	0.164110	0.618586
KWT_WST2	- 0.135858	- 0.227047	3.69532	0.0978470	0.142024	0.669316

Fonte: Produção do autor.

Tabela A.7 – Resultados da correção simultânea pela temperatura e pressão dos canais direcionais de São Martinho da Serra (SMS).

Símbolo dos canais direcionais	$\beta$ (hPa <sup>-1</sup> %)	$\alpha$ (K <sup>-1</sup> %)	Cte (.10 <sup>4</sup> )	$\sigma_\beta$ (.10 <sup>4</sup> ) (hPa <sup>-1</sup> %)	$\sigma_\alpha$ (.10 <sup>4</sup> ) (K <sup>-1</sup> %)	Corr <sub>PT</sub>
SMS_VET	- 0.16686 3	- 0.19126 3	-0.0261776	0.060814 0	0.100726	0.82955 7
SMS_NTH	- 0.16172 3	- 0.18718 3	0.0585802	0.056960 9	0.094343 6	0.83847 8
SMS_STH	- 0.16699 3	- 0.18940 5	-0.0298900	0.059059 2	0.097819 0	0.83697 3
SMS_EST	- 0.15635 5	- 0.18337 3	0.0315686	0.056538 0	0.093643 3	0.83219 3
SMS_WST	- 0.17137 6	- 0.19195 7	0.0585488	0.058476 5	0.096853 9	0.84553 1
SMS_SET	- 0.15904 3	- 0.18039 3	-0.0289658	0.064549 6	0.106913	0.79986 6
SMS_SWT	- 0.17146 2	- 0.19038 5	0.0639112	0.057532 5	0.095290 4	0.84938 6
SMS_NET	- 0.15353 8	- 0.18144 0	-0.0247838	0.058193 9	0.096385 9	0.82008 9
SMS_NWT	- 0.16847 6	- 0.18598 2	0.0743876	0.057459 8	0.095170 1	0.84540 4
SMS_NTH 2	- 0.15807 9	- 0.17173 5	- 0.00038979 1	0.077201 2	0.127867	0.74123 4
SMS_STH 2	- 0.16444 7	- 0.18375 1	-0.0240341	0.060850 9	0.100787	0.82503 4
SMS_EST 2	- 0.14815 6	- 0.17168 3	-0.0161895	0.075888 1	0.125693	0.72678 3
SMS_WST 2	- 0.16972 0	- 0.18196 2	0.0100190	0.059110 8	0.097904 5	0.83989 2

Fonte: Produção do autor.

Tabela A.8 – Resultados da correção simultânea pela temperatura e pressão dos canais direcionais de Nagoya (NGY).

Símbolo dos canais direcionais	$\beta$ (hPa <sup>-1</sup> %)	$\alpha$ (K <sup>-1</sup> %)	Cte (.10 <sup>4</sup> )	$\sigma_\beta$ (.10 <sup>4</sup> ) (hPa <sup>-1</sup> %)	$\sigma_\alpha$ (.10 <sup>4</sup> ) (K <sup>-1</sup> %)	$Corr_{PT}$
NGY_VET	- 0.123485	- 0.257223	- 27.0596	0.00679724	0.0816131	0.991571
NGY_NTH	- 0.124764	- 0.272961	- 27.3037	0.00675336	0.0810728	0.991802
NGY_STH	- 0.124440	- 0.270893	- 27.6465	0.00698289	0.0838244	0.991208
NGY_EST	- 0.124573	- 0.266647	- 27.3806	0.00705176	0.0846735	0.991073
NGY_WST	- 0.122666	- 0.262242	- 26.3848	0.00625973	0.0751531	0.992724
NGY_SET	- 0.124828	- 0.276140	- 27.4059	0.00774316	0.0929746	0.989254
NGY_SWT	- 0.122483	- 0.266358	- 26.3038	0.00641543	0.0770236	0.992321
NGY_NET	- 0.124577	- 0.274604	- 27.0709	0.00665154	0.0798597	0.992016
NGY_NWT	- 0.123067	- 0.270845	- 26.2539	0.00610368	0.0732725	0.993074
NGY_NTH2	- 0.124542	- 0.282364	- 26.9832	0.00600187	0.0720560	0.993456
NGY_STH2	- 0.125139	- 0.281968	- 27.3082	0.00677213	0.0813174	0.991768
NGY_EST2	- 0.124262	- 0.274202	- 26.8628	0.00655280	0.0786942	0.992204
NGY_WST2	- 0.125271	- 0.283687	- 27.2815	0.00555913	0.0667237	0.994429
NGY_NTH3	- 0.154867	- 0.266395	- 44.6960	0.00513034	0.0615923	0.997008
NGY_STH3	- 0.155740	- 0.269157	- 44.9590	0.00545307	0.0655055	0.996657
NGY_EST3	- 0.153996	- 0.253976	- 44.9912	0.00509837	0.0611919	0.997032
NGY_WST3	- 0.154642	- 0.259953	- 44.9021	0.00491738	0.0590741	0.997254

Fonte: Produção do autor.

### A.5 Valores de $P_c$ e $P_m$ de todos os detectores

As Tabelas A.9 e A.10 apresentam os resultados do cálculo da rigidez geomagnética de corte  $R_c$ , para os monitores de nêutrons e para os canais direcionais dos detectores da GMDN (primeira coluna), respectivamente, usando o IGRF dos anos de 1975 (segunda coluna), 1985 (terceira coluna), 1995 (quarta coluna), 2005 (quinta coluna) e 2015 (sexta coluna).

A Tabela A.11 mostra os resultados da rigidez geomagnética de corte média ( $P_c$ ), na segunda coluna, do desvio padrão de  $P_c$ , na terceira coluna, da energia mediana ( $E_m$ ), na quarta coluna e, da rigidez mediana ( $P_m$ ), na quinta coluna, para os monitores de nêutrons (primeira coluna). Já a Tabela A.12 mostra os resultados rigidez geomagnética de corte média ( $P_c$ ), na segunda coluna, do desvio padrão de  $P_c$ , na terceira coluna e, os valores de  $P_m$  dos canais direcionais dos detectores da GMDN (primeira coluna) calculados em Okazaki et al. (2008).

Tabela A.9 – Resultados do cálculo de  $R_c$  dos monitores de nêutrons usando modelo de campo magnético de 1975, 1985, 1995, 2005 e 2015.

Símbolo da estação	$R_c$ (GV) IGRF de 1975	$R_c$ (GV) IGRF de 1985	$R_c$ (GV) IGRF de 1995	$R_c$ (GV) IGRF de 2005	$R_c$ (GV) IGRF de 2015
APA	0.620000	0.585000	0.565000	0.525000	0.540000
ATH	7.69000	8.21000	7.95000	7.67000	7.83500
BEI	9.27500	9.61500	8.66500	9.08500	8.50500
DAR	14.2100	14.0600	14.1000	14.1400	14.1600
DOI	17.0700	16.9300	16.8800	16.8300	16.7700
ESO	10.5200	10.2650	10.1500	10.0150	9.92000
HER	4.50000	4.33500	4.30000	4.34500	4.25000
HUA	13.0500	12.8200	12.6300	12.4400	12.2900
IRK	3.59500	3.53500	3.44000	3.33500	3.22000
JUN	4.49000	4.49000	4.43000	4.47000	4.49000
KER	1.15000	1.18000	1.13500	1.14500	1.12000
KIE	2.33000	2.30500	2.34500	2.31500	2.34500
MCM	< 0.001000	< 0.001000	< 0.001000	< 0.001000	< 0.001000
MEX	9.07000	8.67000	8.35500	8.08000	8.19000
MOS	2.40000	2.31500	2.30500	2.19000	2.20000
MTN	11.1850	11.1500	10.9500	10.7750	10.6450
NEW	1.97500	2.12000	2.15000	2.40000	2.55000
OUL	0.775000	0.800000	0.785000	0.735000	0.750000
POT	6.65500	6.81000	6.82000	6.55500	6.62000
ROM	5.96500	6.16000	6.14500	5.89000	6.10500

continua

Tabela A.9 – Conclusão.

SOU	< 0.001000	< 0.001000	< 0.001000	< 0.001000	0.0745000
TIB	13.9050	13.6150	13.5250	13.4050	13.0650
THU	0.002000	< 0.001000	< 0.001000	0.002000	0.002000
TOK	10.3450	10.3000	10.0700	9.76500	9.60500
TSU	9.15000	8.80500	8.74000	8.70500	8.46000
YAK	1.70000	1.64000	1.54000	1.45000	1.46000

Fonte: Produção do autor.

Tabela A.10 – Resultados do cálculo de  $R_c$  dos canais direcionais dos detectores da GMDN usando modelo de campo magnético de 1975, 1985, 1995, 2005 e 2015.

Símbolo do canal direcional	$R_c$ (GV) IGRF de 1975	$R_c$ (GV) IGRF de 1985	$R_c$ (GV) IGRF de 1995	$R_c$ (GV) IGRF de 2005	$R_c$ (GV) IGRF de 2015
NGY_VET	11.7500	11.8000	11.5500	11.4000	11.2500
NGY_NTH	12.4000	12.3500	12.4000	12.4000	13.1000
NGY_STH	11.7000	11.6000	11.0000	11.3000	11.2000
NGY_EST	16.7000	16.6000	16.4000	16.2000	16.1000
NGY_WST	10.0000	9.90000	9.80000	9.65000	9.45000
NGY_NET	18.2000	18.1000	17.9000	17.7000	17.6000
NGY_NWT	10.3500	11.0000	10.3000	9.70000	11.3000
NGY_SET	15.4000	15.4000	15.1000	14.9000	14.7000
NGY_SWT	9.55000	9.60000	9.50000	9.15000	9.25000
NGY_NTH2	14.8000	14.8000	14.3000	13.7000	13.1000
NGY_STH2	11.4000	11.3000	10.5500	10.4500	10.3500
NGY_EST2	21.6000	21.6000	21.3000	21.0000	20.8000
NGY_WST2	9.00000	9.05000	9.20000	9.10000	9.50000
NGY_NTH3	11.9000	11.7000	11.5000	11.4000	11.3000
NGY_STH3	10.6000	11.2000	11.0000	10.8000	10.7000
NGY_EST3	25.8000	25.8000	25.4000	25.1000	24.9000
NGY_WST3	9.55000	9.50000	8.60000	9.00000	8.40000

continua

Tabela A.10 – Continuação.

Símbolo do canal direcional	$R_c$ (GV) IGRF de 1975	$R_c$ (GV) IGRF de 1985	$R_c$ (GV) IGRF de 1995	$R_c$ (GV) IGRF de 2005	$R_c$ (GV) IGRF de 2015
HBT_VET	1.90500	1.83000	1.86000	1.83000	1.93000
HBT_NTH	1.87500	1.73500	1.85500	1.77500	1.93500
HBT_STH	1.87500	1.79500	1.83500	1.92000	1.85500
HBT_EST	1.99000	1.88500	1.91500	1.92500	1.93000
HBT_WST	1.82000	1.68000	1.77000	1.79000	1.75000
HBT_NET	1.93500	1.93000	1.95000	1.90500	1.94500
HBT_NWT	1.82500	1.75500	1.72500	1.80500	1.83000
HBT_SET	1.95000	1.95500	1.98000	2.01000	1.96000
HBT_SWT	1.79500	1.72000	1.80000	1.81500	1.76500
HBT_NTH2	1.86000	1.81500	1.81500	1.88500	1.96000
HBT_STH2	1.96500	1.89000	1.90500	1.91000	1.84000
HBT_EST2	2.02500	2.00500	2.05500	2.08000	1.95000
HBT_WST2	1.76000	1.73500	1.74000	1.71000	1.71000
KWT_VET	12.7500	12.4000	12.3000	12.2500	12.1500
KWT_NTH	11.9000	12.5000	12.3000	12.0000	11.2500
KWT_STH	15.9000	15.5000	15.4000	15.3000	15.2000
KWT_EST	21.4000	20.9000	20.8000	20.7000	20.5000
KWT_WST	9.95000	9.60000	9.65000	9.60000	9.60000
KWT_VET	12.7500	12.4000	12.3000	12.2500	12.1500
KWT_NTH	11.9000	12.5000	12.3000	12.0000	11.2500
KWT_STH	15.9000	15.5000	15.4000	15.3000	15.2000
KWT_EST	21.4000	20.9000	20.8000	20.7000	20.5000
KWT_WST	9.95000	9.60000	9.65000	9.60000	9.60000
KWT_NET	18.7000	17.9500	17.9000	17.7500	17.4500
KWT_NWT	10.0000	9.70000	9.65000	9.40000	9.50000
KWT_SET	24.2000	23.6000	23.5000	23.4000	23.3000
KWT_SWT	11.4000	11.2000	11.1000	11.0000	10.9000
KWT_NTH2	14.8000	14.8000	14.3000	13.7000	13.1000
KWT_STH2	18.2000	17.7000	17.5000	17.4000	17.3000
KWT_EST2	21.6000	21.6000	21.3000	21.0000	20.8000
KWT_WST2	9.35000	9.30000	9.15000	9.15000	9.15000

continua

Tabela A.10 – Conclusão.

Símbolo do canal direcional	$R_c$ (GV) IGRF de 1975	$R_c$ (GV) IGRF de 1985	$R_c$ (GV) IGRF de 1995	$R_c$ (GV) IGRF de 2005	$R_c$ (GV) IGRF de 2015
SMS_VET	10.5000	10.0500	9.80000	9.25000	9.15000
SMS_NTH	11.7000	11.4000	11.0000	10.6000	10.4000
SMS_STH	10.3000	9.80000	9.30000	9.15000	8.20000
SMS_EST	14.2500	13.9000	13.2500	12.5500	12.2500
SMS_WST	8.60000	8.25000	8.15000	7.85000	7.50000
SMS_NET	15.6000	15.1000	14.6000	14.1000	13.7000
SMS_NWT	9.30000	9.10000	8.90000	8.60000	8.30000
SMS_SET	13.8000	12.9000	12.3000	12.0000	10.8000
SMS_SWT	8.90000	8.25000	7.85000	7.35000	7.20000
SMS_NTH2	13.1000	12.8000	12.3000	12.0000	11.5000
SMS_STH2	10.3500	9.40000	9.20000	8.85000	8.50000
SMS_EST2	18.7000	17.9000	16.8500	16.2000	15.7000
SMS_WST2	8.05000	7.70000	7.45000	7.30000	7.15000

Fonte: Produção do autor.

Tabela A.11 – Valores da rigidez geomagnética de corte média ( $P_c$ ) e da rigidez mediana ( $P_m$ ) dos monitores de nêutrons.

Símbolo da estação	$P_c$ (GV)	$\sigma_{P_c}$ (GV)	$E_m$ (GeV)	$P_m$ (GV)
APA	0.567000	0.0375167	10.2355	11.1341
ATH	7.87100	0.221145	16.7654	17.6785
BEI	9.02900	0.451143	18.6600	19.5756
DAR	14.1340	0.0572711	29.8165	30.7402
DOI	16.8960	0.113930	37.7581	38.6848
ESO	10.1740	0.233651	20.7646	21.6824
HER	4.34600	0.0937683	12.4457	13.3508
HUA	12.6460	0.301214	26.0926	27.0143
IRK	3.42500	0.151121	11.6762	12.5793
JUN	4.47400	0.0260768	12.5645	13.4698
KER	1.14600	0.0221923	10.4117	11.3108
KIE	2.32800	0.0178885	10.9538	11.8548
MCM	0.00100000	0.000000	10.1202	11.0183
MEX	8.47300	0.401148	17.7210	18.6354
MOS	2.28200	0.0876499	10.9281	11.8290
MTN	10.9410	0.233704	22.3031	23.2221
NEW	2.23900	0.231528	10.9045	11.8053
OUL	0.769000	0.0263154	10.2903	11.1890
POT	6.69200	0.117930	15.0780	15.9885
ROM	6.05300	0.119300	14.2654	15.1744
SOU	0.0157000	0.0328702	10.1224	11.0206
TIB	13.5030	0.306627	28.1899	29.1128
THU	0.00160000	0.000547723	10.1202	11.0184
TOK	10.0170	0.325473	20.4625	21.3799
TSU	8.77200	0.248410	18.2192	19.1342
YAK	1.55800	0.110091	10.5728	11.4725

Fonte: Produção do autor.

Tabela A.12 – Valores da rigidez geomagnética de corte média ( $P_c$ ) e da rigidez mediana ( $P_m$ ) dos canais direcionais dos detectores da GMDN.

Símbolo do canal direcional	$P_c$ (GV)	$\sigma_{P_c}$ (GV)	$P_m$ (GV)
NGY_VET	11.5500	0.231841	59.4
NGY_NTH	12.5300	0.319375	64.6
NGY_STH	11.3600	0.288097	62.6
NGY_EST	16.4000	0.254951	66.7
NGY_WST	9.76000	0.216218	61.8
NGY_NET	17.9000	0.254951	72.0
NGY_NWT	10.5300	0.630079	66.6
NGY_SET	15.1000	0.308221	69.3
NGY_SWT	9.41000	0.198116	65.6
NGY_NTH2	14.1400	0.736885	83.0
NGY_STH2	10.8100	0.499249	80.5
NGY_EST2	21.2600	0.357771	88.3
NGY_WST2	9.17000	0.198746	79.3
NGY_NTH3	11.5600	0.240832	105.0
NGY_STH3	10.8600	0.240832	103.7
NGY_EST3	25.4000	0.406202	113.7
NGY_WST3	9.01000	0.517687	103.0
HBT_VET	1.87100	0.0450555	54.6
HBT_NTH	1.83500	0.0800000	59.0
HBT_STH	1.85600	0.0464220	59.0
HBT_EST	1.92900	0.0383080	59.0
HBT_WST	1.76200	0.0526308	59.0
HBT_NET	1.93300	0.0175357	63.7
HBT_NWT	1.78800	0.0460435	63.7
HBT_SET	1.97100	0.0245967	63.7
HBT_SWT	1.77900	0.0376497	63.7
HBT_NTH2	1.86700	0.0600625	76.3
HBT_STH2	1.90200	0.0448051	76.3
HBT_EST2	2.02300	0.0498247	76.3
HBT_WST2	1.73100	0.0213307	76.3

continua

Tabela A.12 – Continuação.

Símbolo do canal direcional	$P_c$ (GV)	$\sigma_{P_c}$ (GV)	$P_m$ (GV)
KWT_VET	12.3700	0.230760	62.3
KWT_NTH	11.9900	0.477494	67.8
KWT_STH	15.4600	0.270185	69.4
KWT_EST	20.8600	0.336154	73.5
KWT_WST	9.68000	0.152479	66.0
KWT_NET	17.9500	0.462331	78.2
KWT_NWT	9.65000	0.229129	72.9
KWT_SET	23.6000	0.353554	82.3
KWT_SWT	11.1200	0.192354	73.4
KWT_NTH2	14.1400	0.736885	97.9
KWT_STH2	17.6200	0.356371	102.2
KWT_EST2	21.2600	0.357771	109.8
KWT_WST2	9.22000	0.0974683	97.0
SMS_VET	9.75000	0.562361	55.6
SMS_NTH	11.0200	0.540370	59.8
SMS_STH	9.35000	0.785812	59.1
SMS_EST	13.2400	0.853229	61.7
SMS_WST	8.07000	0.416233	58.3
SMS_NET	14.6200	0.759605	66.6
SMS_NWT	8.84000	0.397492	62.7
SMS_SET	12.3600	1.11041	65.2
SMS_SWT	7.91000	0.692279	62.3
SMS_NTH2	12.3400	0.634823	79.0
SMS_STH2	9.26000	0.699464	77.3
SMS_EST2	17.0700	1.22760	80.6
SMS_WST2	7.53000	0.354612	75.0

Fonte: Produção do autor.

## APÊNDICE B – DECRÉSCIMOS DE FORBUSH SELECIONADOS

Esse apêndice inclui Tabelas e Figuras referentes ao processo de seleção de decréscimos de Forbush, associados a ICME, entre 1970 e 2018.

### B.1 Tabela períodos pré-selecionados

A Tabela B.1 apresenta os períodos em que há pelo menos um candidato a ICME e/ou decréscimo de Forbush, conforme descrito na primeira etapa do processo de seleção (Seção 6.1.1). A primeira coluna desta tabela mostra o número do período selecionado. Nas colunas 2 e 3, as datas de início e fim do período (YYYY/MM/DD) e, por fim, a última coluna, mostra as datas de início e fim das ICMEs catalogadas por Cane e Richardson (2003), em cada período (YYYY/MM/DD to YYYY/MM/DD). Vale lembrar que, a lista de Cane e Richardson (2003) catalogou eventos a partir de 1996 e os eventos selecionados nesse trabalho foram selecionados a partir de 1970.

Tabela B.1 – Lista de períodos com possíveis candidatos a ICME.

Nº do período selecionado na etapa 1	Data do início do período de análise	Data de fim do período de análise	Data de início e fim da(s) ICME(s) catalogada por Cane e Richardson (2003)
0	1970/10/20	1970/11/30	---
1	1971/11/20	1971/12/30	---
2	1972/01/20	1972/02/28	---
3	1972/07/20	1972/08/30	---
4	1972/10/20	1972/11/30	---
5	1973/01/01	1973/01/30	---
6	1973/04/01	1973/04/30	---
7	1974/06/20	1974/07/30	---
8	1976/03/01	1976/03/30	---

continua

Tabela B.1 – Continuação.

9	1977/09/01	1977/09/30	---
10	1978/05/20	1978/06/30	---
11	1978/09/20	1978/10/30	---
12	1979/01/20	1979/02/28	---
13	1979/03/20	1979/04/30	---
14	1979/04/20	1979/05/30	---
15	1979/06/20	1979/07/30	---
16	1979/07/20	1979/08/30	---
17	1980/11/20	1980/12/30	---
18	1981/04/20	1981/05/30	---
19	1981/07/20	1981/08/30	---
20	1981/09/20	1981/10/30	---
21	1981/12/20	1982/01/30	---
22	1982/02/20	1982/03/30	---
23	1982/06/20	1982/07/30	---
24	1983/01/01	1983/01/31	---
25	1983/01/20	1983/02/28	---
26	1984/04/20	1984/05/30	---
27	1985/04/01	1985/04/30	---
28	1986/01/20	1986/02/28	---
29	1987/12/20	1988/01/30	---
30	1988/08/20	1988/09/30	---
31	1988/09/20	1988/10/30	---
32	1989/09/20	1989/10/30	---

continua

Tabela B.1 – Continuação.

33	1989/11/20	1989/12/30	---
34	1989/12/20	1990/01/30	---
35	1990/03/01	1990/03/30	---
36	1990/04/01	1990/04/30	---
37	1990/05/01	1990/06/10	---
38	1990/07/01	1990/08/10	---
39	1991/10/20	1991/11/30	---
40	1992/04/20	1992/05/30	---
41	1992/08/20	1992/09/30	---
42	1994/01/20	1994/02/28	---
43	1997/04/01	1997/04/30	1997/04/11 06:00:00 to 1997/04/11 19:00:00 1997/04/21 10:00:00 to 1997/04/23 04:00:00
44	1998/09/20	1998/10/30	1998/09/23 04:00:00 to 1998/09/23 18:00:00 1998/09/25 06:00:00 to 1998/09/26 16:00:00 1998/10/19 04:00:00 to 1998/10/20 07:00:00 1998/10/23 15:00:00 to 1998/10/24 16:00:00
45	1998/10/20	1998/11/30	1998/10/23 15:00:00 to 1998/10/24 16:00:00 1998/11/07 22:00:00 to 1998/11/09 01:00:00 1998/11/09 01:00:00 to 1998/11/11 01:00:00 1998/11/13 02:00:00 to 1998/11/14 12:00:00

continua

Tabela B.1 – Continuação.

46	1999/01/20	1999/02/28	<p>1999/01/23 09:00:00 to 1999/01/23 18:00:00</p> <p>1999/02/13 19:00:00 to 1999/02/14 15:00:00</p> <p>1999/02/16 15:00:00 to 1999/02/17 11:00:00</p> <p>1999/02/17 16:00:00 to 1999/02/18 10:00:00</p> <p>1999/02/18 10:00:00 to 1999/02/20 17:00:00</p>
47	1999/11/20	1999/12/30	<p>1999/11/22 00:00:00 to 1999/11/24 03:00:00</p> <p>1999/12/12 19:00:00 to 1999/12/13 16:00:00</p> <p>1999/12/14 04:00:00 to 1999/12/14 20:00:00</p> <p>1999/12/27 11:00:00 to 1999/12/28 04:00:00</p>
48	2000/05/20	2000/06/30	<p>2000/05/23 09:00:00 to 2000/05/23 21:00:00</p> <p>2000/05/24 12:00:00 to 2000/05/27 10:00:00</p> <p>2000/06/04 22:00:00 to 2000/06/06 22:00:00</p> <p>2000/06/08 12:00:00 to 2000/06/10 17:00:00</p> <p>2000/06/11 09:00:00 to 2000/06/11 18:00:00</p> <p>2000/06/13 12:00:00 to 2000/06/14 06:00:00</p> <p>2000/06/18 09:00:00 to 2000/06/18 17:00:00</p> <p>2000/06/24 00:00:00 to 2000/06/26 08:00:00</p> <p>2000/06/26 10:00:00 to 2000/06/27 00:00:00</p>

continua

Tabela B.1 – Continuação.

49	2000/06/20	2000/07/30	2000/06/24 00:00:00 to 2000/06/26 08:00:00 2000/06/26 10:00:00 to 2000/06/27 00:00:00 2000/07/01 09:00:00 to 2000/07/03 17:00:00 2000/07/11 02:00:00 to 2000/07/11 14:00:00 2000/07/11 22:00:00 to 2000/07/13 03:00:00 2000/07/13 13:00:00 to 2000/07/14 15:00:00 2000/07/14 17:00:00 to 2000/07/15 14:00:00 2000/07/15 19:00:00 to 2000/07/17 08:00:00 2000/07/20 01:00:00 to 2000/07/21 08:00:00 2000/07/23 15:00:00 to 2000/07/26 05:00:00 2000/07/27 02:00:00 to 2000/07/28 02:00:00 2000/07/28 12:00:00 to 2000/07/30 13:00:00
50	2001/04/20	2001/05/30	2001/04/21 23:00:00 to 2001/04/23 03:00:00 2001/04/28 14:00:00 to 2001/05/01 02:00:00 2001/05/03 11:00:00 to 2001/05/04 10:00:00 2001/05/07 19:00:00 to 2001/05/08 07:00:00 2001/05/09 12:00:00 to 2001/05/10 22:00:00 2001/05/11 13:00:00 to 2001/05/12 00:00:00
51	2001/07/20	2001/08/30	2001/08/03 11:00:00 to 2001/08/03 14:00:00 2001/08/15 05:00:00 to 2001/08/16 14:00:00 2001/08/17 20:00:00 to 2001/08/19 16:00:00

continua

Tabela B.1 – Continuação.

52	2003/10/20	2003/11/30	2003/10/22 02:00:00 to 2003/10/24 15:00:00 2003/10/24 21:00:00 to 2003/10/25 12:00:00 2003/10/25 14:00:00 to 2003/10/26 04:00:00 2003/10/26 22:00:00 to 2003/10/28 00:00:00 2003/10/28 02:00:00 to 2003/10/28 09:00:00 2003/10/29 11:00:00 to 2003/10/30 03:00:00 2003/10/31 02:00:00 to 2003/11/02 00:00:00 2003/11/20 10:00:00 to 2003/11/21 08:00:00
53	2004/01/01	2004/01/30	2004/01/10 06:00:00 to 2004/01/11 05:00:00 2004/01/22 08:00:00 to 2004/01/23 17:00:00 2004/01/23 23:00:00 to 2004/01/25 04:00:00
54	2004/07/20	2004/08/30	2004/07/22 18:00:00 to 2004/07/24 08:00:00 2004/07/24 14:00:00 to 2004/07/25 15:00:00 2004/07/25 20:00:00 to 2004/07/26 22:00:00 2004/07/27 02:00:00 to 2004/07/27 22:00:00 2004/08/01 09:00:00 to 2004/08/02 04:00:00 2004/08/29 19:00:00 to 2004/08/30 22:00:00
55	2004/08/20	2004/09/30	2004/08/29 19:00:00 to 2004/08/30 22:00:00 2004/09/14 15:00:00 to 2004/09/16 12:00:00 2004/09/18 12:00:00 to 2004/09/20 00:00:00

continua

Tabela B.1 – Continuação.

56	2005/01/01	2005/01/30	2005/01/07 15:00:00 to 2005/01/08 12:00:00 2005/01/08 21:00:00 to 2005/01/09 18:00:00 2005/01/16 14:00:00 to 2005/01/17 07:00:00 2005/01/18 23:00:00 to 2005/01/20 03:00:00 2005/01/21 19:00:00 to 2005/01/22 17:00:00
57	2005/04/20	2005/05/30	2005/05/15 06:00:00 to 2005/05/19 00:00:00 2005/05/20 03:00:00 to 2005/05/22 02:00:00 2005/05/29 03:00:00 to 2005/05/29 15:00:00 2005/05/30 01:00:00 to 2005/05/30 23:00:00
58	2005/05/20	2005/06/30	2005/05/20 03:00:00 to 2005/05/22 02:00:00 2005/05/29 03:00:00 to 2005/05/29 15:00:00 2005/05/30 01:00:00 to 2005/05/30 23:00:00 2005/05/31 04:00:00 to 2005/06/01 03:00:00 2005/06/12 15:00:00 to 2005/06/13 13:00:00 2005/06/15 05:00:00 to 2005/06/16 09:00:00 2005/06/16 17:00:00 to 2005/06/17 19:00:00
59	2005/06/20	2005/07/30	2005/07/10 10:00:00 to 2005/07/12 04:00:00 2005/07/17 14:00:00 to 2005/07/18 23:00:00

continua

Tabela B.1 – Continuação.

60	2005/08/01	2005/09/10	2005/08/09 00:00:00 to 2005/08/09 19:00:00 2005/08/10 06:00:00 to 2005/08/10 11:00:00 2005/08/24 00:00:00 to 2005/08/24 11:00:00 2005/08/24 14:00:00 to 2005/08/24 23:00:00 2005/09/02 18:00:00 to 2005/09/03 04:00:00
61	2005/09/01	2005/09/30	2005/09/02 18:00:00 to 2005/09/03 04:00:00 2005/09/11 05:00:00 to 2005/09/12 07:00:00 2005/09/12 20:00:00 to 2005/09/13 13:00:00 2005/09/13 16:00:00 to 2005/09/14 08:00:00 2005/09/15 06:00:00 to 2005/09/16 18:00:00 2005/09/20 18:00:00 to 2005/09/21 18:00:00
62	2006/08/01	2006/08/30	2006/08/20 13:00:00 to 2006/08/21 16:00:00
63	2006/11/20	2006/12/30	2006/11/29 05:00:00 to 2006/11/30 10:00:00 2006/12/14 22:00:00 to 2006/12/15 13:00:00 2006/12/15 20:00:00 to 2006/12/16 19:00:00 2006/12/17 00:00:00 to 2006/12/17 17:00:00
64	2008/05/20	2008/07/10	---
65	2010/03/20	2010/04/30	2010/04/05 12:00:00 to 2010/04/06 14:00:00 2010/04/09 18:00:00 to 2010/04/10 16:00:00 2010/04/12 01:00:00 to 2010/04/12 15:00:00

continua

Tabela B.1 – Continuação.

66	2010/04/20	2010/06/10	2010/04/30 06:00:00 to 2010/05/01 12:00:00 2010/05/28 19:00:00 to 2010/05/29 17:00:00
67	2010/07/20	2010/08/30	2010/08/04 10:00:00 to 2010/08/05 00:00:00
68	2011/02/01	2011/02/28	2011/02/04 13:00:00 to 2011/02/04 20:00:00 2011/02/18 19:00:00 to 2011/02/20 08:00:00
69	2011/03/01	2011/04/10	2011/03/06 09:00:00 to 2011/03/08 06:00:00 2011/03/29 23:00:00 to 2011/03/31 04:00:00
70	2011/05/20	2011/06/30	2011/05/28 05:00:00 to 2011/05/28 21:00:00 2011/06/05 02:00:00 to 2011/06/05 19:00:00 2011/06/17 05:00:00 to 2011/06/17 13:00:00
71	2011/07/01	2011/07/30	2011/07/06 17:00:00 to 2011/07/07 12:00:00 2011/07/15 04:00:00 to 2011/07/16 15:00:00
72	2011/07/20	2011/08/30	2011/08/05 05:00:00 to 2011/08/05 14:00:00 2011/08/06 22:00:00 to 2011/08/07 22:00:00

continua

Tabela B.1 – Continuação.

73	2011/09/01	2011/09/30	2011/09/08 10:00:00 to 2011/09/09 12:00:00 2011/09/10 03:00:00 to 2011/09/10 15:00:00 2011/09/16 19:00:00 to 2011/09/17 05:00:00 2011/09/17 14:00:00 to 2011/09/18 06:00:00 2011/09/18 12:00:00 to 2011/09/18 21:00:00 2011/09/22 15:00:00 to 2011/09/23 03:00:00 2011/09/26 20:00:00 to 2011/09/28 15:00:00
74	2011/10/01	2011/10/30	2011/10/05 10:00:00 to 2011/10/05 22:00:00 2011/10/06 12:00:00 to 2011/10/06 23:00:00 2011/10/07 02:00:00 to 2011/10/07 17:00:00 2011/10/22 21:00:00 to 2011/10/23 16:00:00 2011/10/24 22:00:00 to 2011/10/25 16:00:00
75	2012/01/01	2012/02/10	2012/01/21 06:00:00 to 2012/01/22 08:00:00 2012/01/22 23:00:00 to 2012/01/23 07:00:00
76	2012/02/20	2012/03/30	2012/02/27 19:00:00 to 2012/02/28 16:00:00 2012/02/29 05:00:00 to 2012/03/01 00:00:00 2012/03/02 21:00:00 to 2012/03/04 02:00:00 2012/03/06 08:00:00 to 2012/03/06 15:00:00 2012/03/09 03:00:00 to 2012/03/11 07:00:00 2012/03/15 17:00:00 to 2012/03/16 10:00:00

continua

Tabela B.1 – Continuação.

77	2012/03/20	2012/04/30	2012/04/23 17:00:00 to 2012/04/24 05:00:00 2012/04/26 00:00:00 to 2012/04/27 18:00:00
78	2012/06/01	2012/06/30	2012/06/08 10:00:00 to 2012/06/10 14:00:00 2012/06/16 23:00:00 to 2012/06/17 12:00:00
79	2012/07/01	2012/07/30	2012/07/05 00:00:00 to 2012/07/06 08:00:00 2012/07/09 00:00:00 to 2012/07/09 14:00:00 2012/07/15 06:00:00 to 2012/07/17 05:00:00 2012/07/22 11:00:00 to 2012/07/23 16:00:00
80	2012/09/01	2012/09/30	2012/09/01 07:00:00 to 2012/09/03 15:00:00 2012/09/04 11:00:00 to 2012/09/05 02:00:00 2012/09/05 06:00:00 to 2012/09/05 18:00:00 2012/09/06 02:00:00 to 2012/09/06 15:00:00 2012/09/30 14:00:00 to 2012/09/30 20:00:00
81	2012/10/01	2012/10/30	2012/10/01 00:00:00 to 2012/10/02 00:00:00 2012/10/02 22:00:00 to 2012/10/03 06:00:00 2012/10/08 18:00:00 to 2012/10/09 12:00:00 2012/10/12 22:00:00 to 2012/10/13 10:00:00

continua

Tabela B.1 – Continuação.

82	2012/11/01	2012/11/30	2012/11/01 00:00:00 to 2012/11/02 03:00:00 2012/11/09 03:00:00 to 2012/11/09 15:00:00 2012/11/13 08:00:00 to 2012/11/14 03:00:00 2012/11/24 12:00:00 to 2012/11/25 10:00:00 2012/11/26 12:00:00 to 2012/11/28 05:00:00 2012/11/28 18:00:00 to 2012/11/29 14:00:00
83	2013/01/01	2013/01/30	2013/01/17 16:00:00 to 2013/01/18 12:00:00 2013/01/19 00:00:00 to 2013/01/19 17:00:00
84	2013/03/01	2013/03/30	2013/03/17 15:00:00 to 2013/03/19 16:00:00 2013/03/20 18:00:00 to 2013/03/20 22:00:00
85	2013/05/01	2013/06/15	2013/05/01 11:00:00 to 2013/05/01 18:00:00 2013/05/25 23:00:00 to 2013/05/26 22:00:00 2013/06/06 14:00:00 to 2013/06/08 00:00:00 2013/06/08 10:00:00 to 2013/06/08 20:00:00
86	2013/06/10	2013/07/10	2013/06/28 02:00:00 to 2013/06/29 12:00:00 2013/07/05 01:00:00 to 2013/07/07 16:00:00
87	2013/07/01	2013/07/30	2013/07/05 01:00:00 to 2013/07/07 16:00:00 2013/07/13 05:00:00 to 2013/07/15 00:00:00
88	2013/08/01	2013/08/30	2013/08/21 08:00:00 to 2013/08/21 14:00:00 2013/08/23 20:00:00 to 2013/08/25 03:00:00 2013/08/25 03:00:00 to 2013/08/26 03:00:00

continua

Tabela B.1 – Continuação.

89	2013/09/20	2013/10/30	2013/10/02 23:00:00 to 2013/10/03 22:00:00 2013/10/09 09:00:00 to 2013/10/11 00:00:00
90	2013/11/10	2013/12/20	2013/11/11 17:00:00 to 2013/11/12 03:00:00 2013/12/01 11:00:00 to 2013/12/02 23:00:00 2013/12/15 16:00:00 to 2013/12/16 05:00:00
91	2014/02/01	2014/03/10	2014/02/06 03:00:00 to 2014/02/07 17:00:00 2014/02/08 01:00:00 to 2014/02/09 12:00:00 2014/02/11 12:00:00 to 2014/02/13 10:00:00 2014/02/16 05:00:00 to 2014/02/16 16:00:00 2014/02/17 03:00:00 to 2014/02/17 16:00:00 2014/02/18 15:00:00 to 2014/02/19 07:00:00 2014/02/19 12:00:00 to 2014/02/20 03:00:00 2014/02/21 02:00:00 to 2014/02/22 12:00:00
92	2014/04/01	2014/04/30	2014/04/05 22:00:00 to 2014/04/07 05:00:00 2014/04/11 06:00:00 to 2014/04/12 20:00:00 2014/04/18 19:00:00 to 2014/04/20 00:00:00 2014/04/20 01:00:00 to 2014/04/20 12:00:00 2014/04/21 07:00:00 to 2014/04/22 09:00:00 2014/04/29 20:00:00 to 2014/04/30 21:00:00
93	2014/06/01	2014/06/30	2014/06/08 20:00:00 to 2014/06/10 17:00:00

continua

Tabela B.1 – Continuação.

93	2014/06/01	2014/06/30	2014/06/08 20:00:00 to 2014/06/10 17:00:00
94	2014/08/20	2014/09/30	2014/09/12 22:00:00 to 2014/09/14 02:00:00 2014/09/17 02:00:00 to 2014/09/18 20:00:00
95	2014/12/01	2014/12/30	2014/12/22 04:00:00 to 2014/12/22 17:00:00
96	2015/03/01	2015/03/30	2015/03/16 14:00:00 to 2015/03/16 23:00:00 2015/03/17 13:00:00 to 2015/03/18 05:00:00 2015/03/22 02:00:00 to 2015/03/22 20:00:00 2015/03/28 11:00:00 to 2015/03/29 11:00:00 2015/03/29 19:00:00 to 2015/03/30 12:00:00
97	2015/05/20	2015/06/30	2015/06/23 02:00:00 to 2015/06/24 14:00:00 2015/06/25 10:00:00 to 2015/06/26 06:00:00 2015/06/26 12:00:00 to 2015/06/27 02:00:00
98	2015/08/10	2015/09/10	2015/08/15 21:00:00 to 2015/08/16 08:00:00 2015/08/26 08:00:00 to 2015/08/28 10:00:00 2015/09/08 00:00:00 to 2015/09/09 15:00:00
99	2015/10/20	2015/11/30	2015/10/25 14:00:00 to 2015/10/27 04:00:00 2015/11/04 15:00:00 to 2015/11/04 19:00:00 2015/11/07 06:00:00 to 2015/11/08 16:00:00
100	2015/12/10	2016/01/10	2015/12/20 03:00:00 to 2015/12/21 20:00:00 2015/12/31 17:00:00 to 2016/01/02 11:00:00

continua

Tabela B.1 – Continuação.

101	2016/06/20	2016/07/30	2016/07/20 07:00:00 to 2016/07/22 15:00:00 2016/07/24 21:00:00 to 2016/07/25 16:00:00 2016/07/25 22:00:00 to 2016/07/26 10:00:00
102	2017/07/01	2017/07/30	2017/07/16 15:00:00 to 2017/07/17 20:00:00
103	2017/08/20	2017/09/30	2017/08/22 04:00:00 to 2017/08/23 18:00:00 2017/09/07 20:00:00 to 2017/09/08 04:00:00 2017/09/08 11:00:00 to 2017/09/10 21:00:00
104	2018/01/20	2018/02/28	---
105	2018/08/20	2018/09/30	2018/08/25 12:00:00 to 2018/08/26 12:00:00 2018/09/23 04:00:00 to 2018/09/24 00:00:00

Fonte: Produção do autor.

## B.2 Tabela com informações dos eventos selecionados

A Tabela B.2 abaixo apresenta, na primeira coluna, o número do período selecionado, conforme apresentado na Seção 6.1.1, enquanto na segunda e na terceira coluna mostra, respectivamente, as datas de início e fim da passagem da estrutura interplanetária pela Terra. Já a Tabela B.3, apresenta: na primeira coluna, o número do período; na segunda coluna, a velocidade máxima do plasma durante o evento ( $V_{max}$ ); na terceira coluna, o módulo do campo magnético máximo durante a ICME ( $B_{max}$ ); na quarta coluna e quinta coluna, o mínimo e máximo da componente z do campo magnético ( $B_{z,min}$  e  $B_{z,max}$ ); na sexta coluna, o mínimo do índice DST durante o evento e, na última coluna, o tempo de duração da ICME.

Tabela B.2 – Datas de início e fim dos eventos selecionados.

Nº do período selecionado na etapa 1	Data de início da passagem da ICME	Data de fim da passagem da ICME
1	1971/12/17 13:00:00	1971/12/18 11:00:00
3	1972/08/04 00:00:00	1972/08/05 18:00:00
4	1972/10/31 16:00:00	1972/11/01 17:00:00
6	1973/04/13 02:00:00	1973/04/15 00:00:00
9	1977/09/21 19:00:00	1977/09/23 12:00:00
10	1978/06/02 08:00:00	1978/06/03 09:00:00
11	1978/09/29 02:00:00	1978/09/30 04:00:00
13	1979/04/05 01:00:00	1979/04/06 00:00:00
14	1979/04/24 23:00:00	1979/04/26 19:00:00
15	1979/07/06 19:00:00	1979/07/08 04:00:00
16	1979/08/29 05:00:00	1979/08/30 12:00:00
17	1980/12/19 04:00:00	1980/12/20 16:00:00
18	1981/05/17 22:00:00	1981/05/19 04:00:00
19	1981/07/25 04:00:00	1981/07/27 00:00:00
22	1982/03/01 11:00:00	1982/03/02 20:00:00
23	1982/07/13 16:00:00	1982/07/14 23:00:00
29	1988/01/13 22:00:00	1988/01/15 14:00:00
30	1988/08/25 07:00:00	1988/08/26 18:00:00
31	1988/10/05 23:00:00	1988/10/06 20:00:00
32	1989/10/20 08:00:00	1989/10/21 13:00:00
38	1990/08/01 06:00:00	1990/08/02 19:00:00
39	1991/10/28 10:00:00	1991/10/29 14:00:00
41	1992/09/09 00:00:00	1992/09/09 22:00:00
42	1994/02/21 07:00:00	1994/02/23 00:00:00
43	1997/04/10 19:00:00	1997/04/11 21:00:00
44	1998/09/24 22:00:00	1998/09/26 16:00:00
45	1998/11/08 04:00:00	1998/11/10 07:00:00
46	1999/02/18 02:00:00	1999/02/19 11:00:00
47	1999/12/12 15:00:00	1999/12/13 16:00:00
48	2000/06/08 08:00:00	2000/06/10 08:00:00
49	2000/07/15 13:00:00	2000/07/16 20:00:00

continua

Tabela B.2 – Continuação.

50	2001/04/28 04:00:00	2001/04/30 00:00:00
51	2001/08/17 10:00:00	2001/08/18 18:00:00
52	2003/10/29 05:00:00	2003/11/01 01:00:00
53	2004/01/22 00:00:00	2004/01/23 17:00:00
54	2004/07/26 22:00:00	2004/07/28 02:00:00
55	2004/09/13 19:00:00	2004/09/16 12:00:00
56	2005/01/21 16:00:00	2005/01/22 23:00:00
57	2005/05/15 01:00:00	2005/05/16 09:00:00
60	2005/08/24 05:00:00	2005/08/25 03:00:00
61	2005/09/11 00:00:00	2005/09/13 14:00:00
62	2006/08/19 09:00:00	2006/08/21 16:00:00
63	2006/12/14 13:00:00	2006/12/15 13:00:00
65	2010/04/05 07:00:00	2010/04/06 14:00:00
66	2010/05/28 01:00:00	2010/05/29 17:00:00
67	2010/08/03 16:00:00	2010/08/05 00:00:00
68	2011/02/18 00:00:00	2011/02/20 08:00:00
70	2011/06/04 20:00:00	2011/06/05 19:00:00
73	2011/09/26 11:00:00	2011/09/28 00:00:00
74	2011/10/24 17:00:00	2011/10/26 00:00:00
76	2012/03/08 10:00:00	2012/03/10 08:00:00
77	2012/04/04 20:00:00	2012/04/07 12:00:00
78	2012/06/16 09:00:00	2012/06/17 12:00:00
79	2012/07/14 17:00:00	2012/07/17 05:00:00
82	2012/11/23 21:00:00	2012/11/25 10:00:00
85	2013/05/24 17:00:00	2013/05/26 22:00:00
88	2013/08/23 22:00:00	2013/08/25 14:00:00
91	2014/02/27 16:00:00	2014/02/28 19:00:00
94	2014/09/11 23:00:00	2014/09/14 04:00:00
96	2015/03/17 04:00:00	2015/03/18 13:00:00
97	2015/06/21 16:00:00	2015/06/27 20:00:00
98	2015/08/15 08:00:00	2015/08/16 08:00:00
100	2015/12/31 00:00:00	2016/01/01 19:00:00
101	2016/07/19 23:00:00	2016/07/22 15:00:00

continua

Tabela B.2 – Conclusão.

102	2017/07/16 05:00:00	2017/07/17 20:00:00
103	2017/09/06 23:00:00	2017/09/10 04:00:00

Fonte: Produção do autor.

Tabela B.3 – Parâmetros do vento solar, índice DST e duração da estrutura interplanetária selecionada.

N° do período selecionado na etapa 1	$V_{max}$ (km/s)	$B_{max}$ (nT)	$B_{z,min}$ (nT)	$B_{z,max}$ (nT)	Índice DST	Duração (horas)
1	NaN	32.0000	-17.8000	23.9000	-171.000	23
3	NaN	44.8000	-11.0000	33.0000	-125.000	43
4	748.000	29.9000	-23.6000	11.3000	-199.000	26
6	579.000	30.5000	-16.3000	17.5000	-134.000	47
9	777.000	12.1000	-10.6000	6.70000	-92.0000	42
10	698.000	31.5000	-14.7000	29.5000	-42.0000	26
11	912.000	25.3000	-23.9000	10.4000	-224.000	27
13	724.000	39.5000	-8.00000	30.4000	-62.0000	24
14	641.000	32.5000	-11.6000	8.40000	-149.000	45
15	643.000	14.8000	-9.30000	5.10000	-24.0000	34
16	550.000	17.1000	-12.2000	8.90000	-140.000	32
17	563.000	37.4000	-32.0000	26.8000	-240.000	37
18	962.000	22.5000	-8.80000	10.3000	-118.000	31

continua

Tabela B.3 – Continuação.

19	809.000	37.6000	-30.9000	16.4000	-226.000	45
22	773.000	32.9000	-27.3000	8.10000	-211.000	34
23	986.000	44.8000	-31.8000	7.60000	-325.000	32
29	760.000	30.9000	-15.0000	22.5000	-147.000	41
30	699.000	18.4000	-4.50000	9.10000	-20.0000	36
31	556.000	19.0000	-13.8000	5.00000	-87.0000	22
32	918.000	33.6000	-18.8000	13.4000	-267.000	30
38	609.000	15.9000	-8.20000	8.00000	-57.0000	38
39	994.000	37.4000	-14.1000	29.6000	-254.000	29
41	589.000	25.1000	-8.60000	11.3000	-131.000	23
42	919.000	28.4000	-8.00000	14.4000	-144.000	42
43	531.000	22.1000	-7.60000	20.5000	-82.0000	27
44	820.000	28.6000	-17.7000	9.40000	-207.000	43
45	634.000	36.2000	-13.8000	23.8000	-149.000	52
46	674.000	28.3000	-24.2000	2.30000	-123.000	34
47	687.000	14.7000	-7.80000	8.10000	-85.0000	26
48	775.000	24.9000	-7.10000	6.40000	-90.0000	49
49	1107.00	51.6000	-45.2000	30.9000	-300.000	32
50	724.000	19.9000	-12.3000	9.20000	-47.0000	45

continua

Tabela B.3 – Continuação.

51	599.000	32.1000	-11.9000	22.1000	-105.000	33
52	1189.00	47.3000	-28.2000	22.9000	-383.000	69
53	666.000	25.4000	-15.0000	7.80000	-130.000	42
54	1072.00	26.1000	-18.0000	15.1000	-170.000	29
55	610.000	24.3000	-7.80000	9.40000	-45.0000	66
56	950.000	30.4000	-7.70000	13.6000	-97.0000	32
57	985.000	54.8000	-39.6000	20.1000	-247.000	33
60	718.000	55.4000	-32.3000	19.7000	-184.000	23
61	1127.00	18.4000	-5.40000	4.30000	-139.000	63
62	477.000	20.0000	-11.4000	12.9000	-79.0000	56
63	955.000	17.7000	-16.4000	8.50000	-162.000	25
65	814.000	18.8000	-7.40000	13.1000	-81.0000	32
66	385.000	14.4000	-13.8000	8.20000	-80.0000	41
67	598.000	17.3000	-10.4000	13.1000	-74.0000	33
68	678.000	30.6000	-5.30000	19.5000	-32.0000	57
70	555.000	23.6000	-4.50000	16.5000	-45.0000	24
73	688.000	34.2000	-16.4000	11.6000	-118.000	38
74	534.000	24.0000	-11.6000	21.8000	-147.000	32
76	741.000	23.1000	-16.1000	15.3000	-145.000	47

continua

Tabela B.3 – Conclusão.

77	362.000	11.7000	-8.30000	8.30000	-64.0000	65
78	517.000	40.1000	-16.0000	34.7000	-80.0000	28
79	665.000	27.3000	-17.7000	9.60000	-139.000	61
82	410.000	15.1000	-6.90000	8.80000	-40.0000	38
85	752.000	12.1000	-6.10000	8.70000	-59.0000	54
88	521.000	8.80000	-3.10000	5.80000	-25.0000	41
91	481.000	16.6000	-12.7000	8.50000	-97.0000	28
94	729.000	31.7000	-9.50000	17.9000	-88.0000	54
96	614.000	31.5000	-24.1000	19.0000	-223.000	34
97	800.000	37.7000	-26.3000	15.6000	-204.000	149
98	536.000	21.7000	-9.60000	7.20000	-84.0000	25
100	481.000	16.9000	-16.1000	8.10000	-110.000	44
101	569.000	27.3000	-8.90000	11.5000	-23.0000	65
102	625.000	23.7000	-20.4000	5.80000	-72.0000	40
103	817.000	27.3000	-23.6000	13.4000	-142.000	78

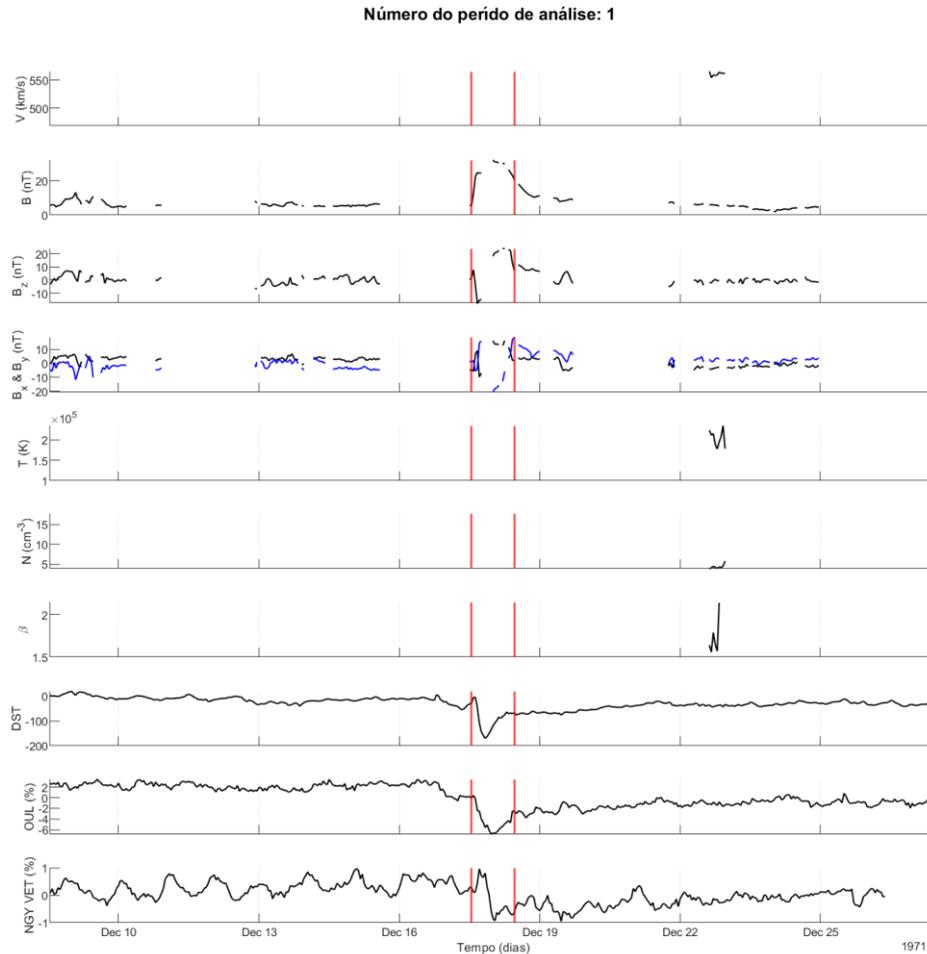
Fonte: Produção do autor.

### B.3 Figuras dos eventos selecionados

As Figuras apresentadas nessa Seção do apêndice mostram a variação dos parâmetros do vento solar (velocidade, campo magnético, temperatura, densidade e  $\beta$  do plasma), do índice DST e da intensidade de raios cósmicos registrada pelo do monitor de nêutrons de Oulu e pelo canal vertical do detector de múons de Nagoya, a partir de 9 dias antes da data de início do evento

selecionado até 9 dias após a data de fim do evento selecionado. As linhas verticais vermelhas representam, respectivamente, a data de início e fim do evento, conforme as datas mostradas na Tabela B.2.

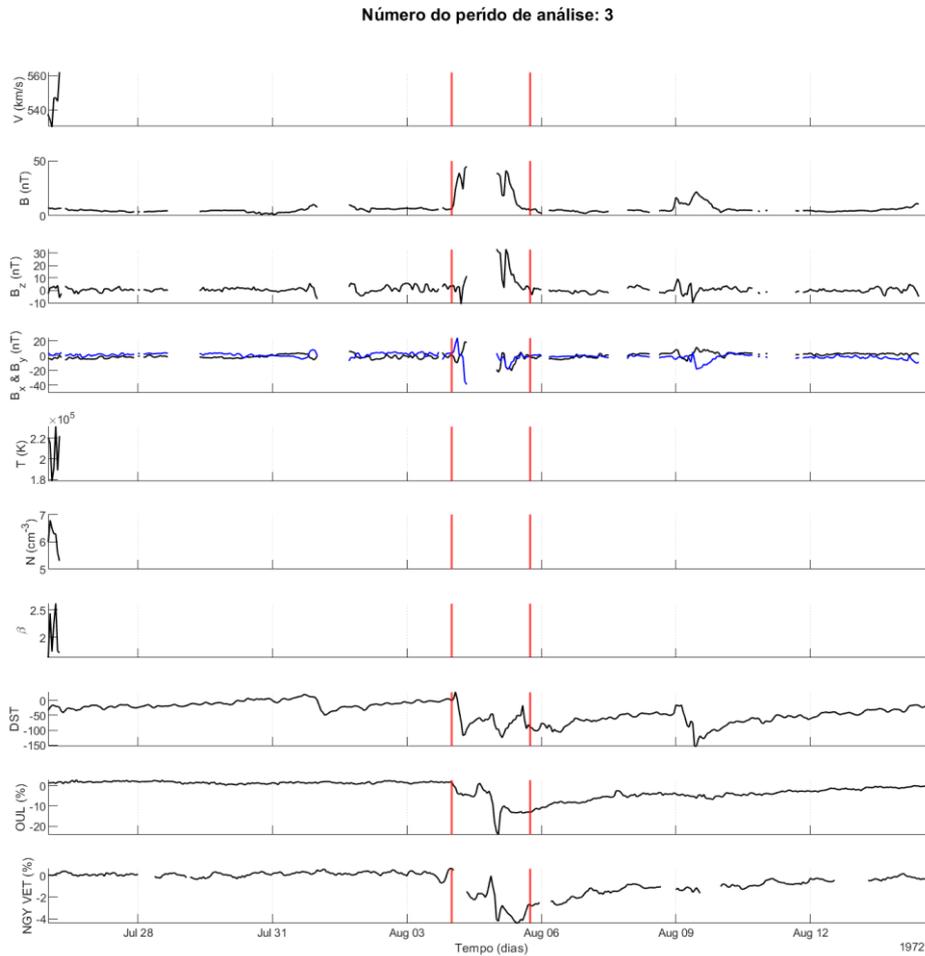
Figura B.1 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 1.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

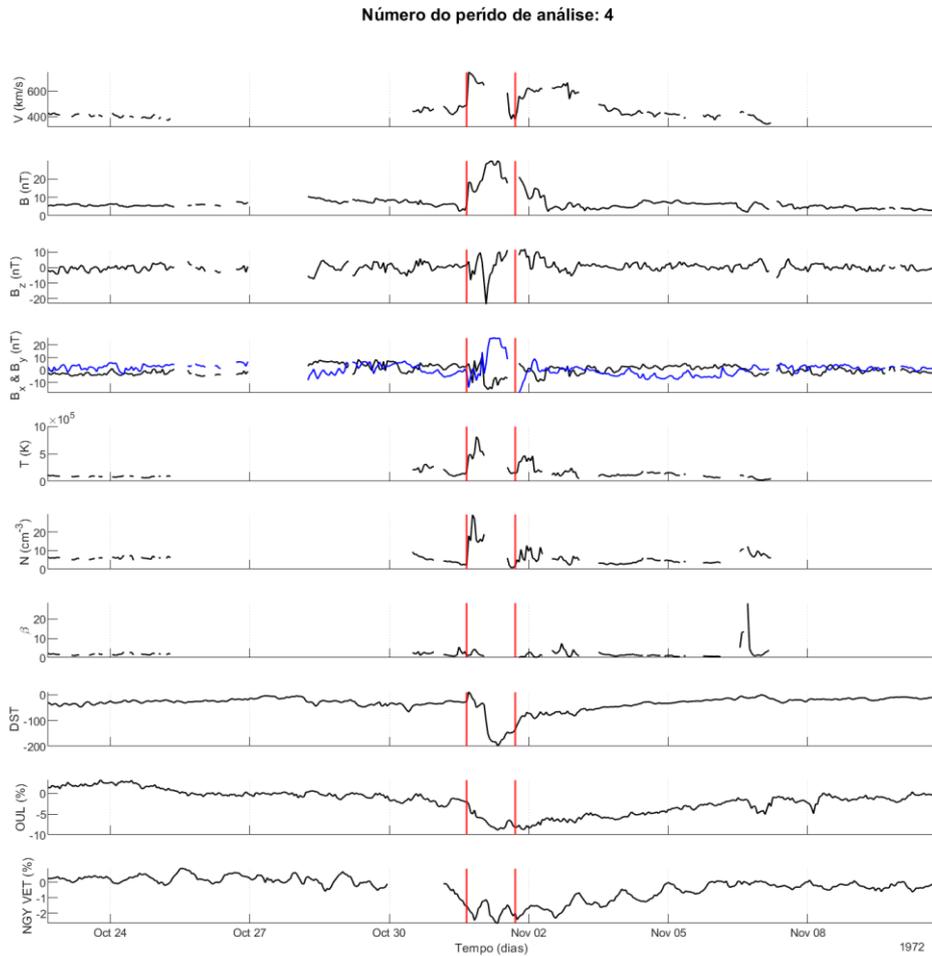
Figura B.2 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 3.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

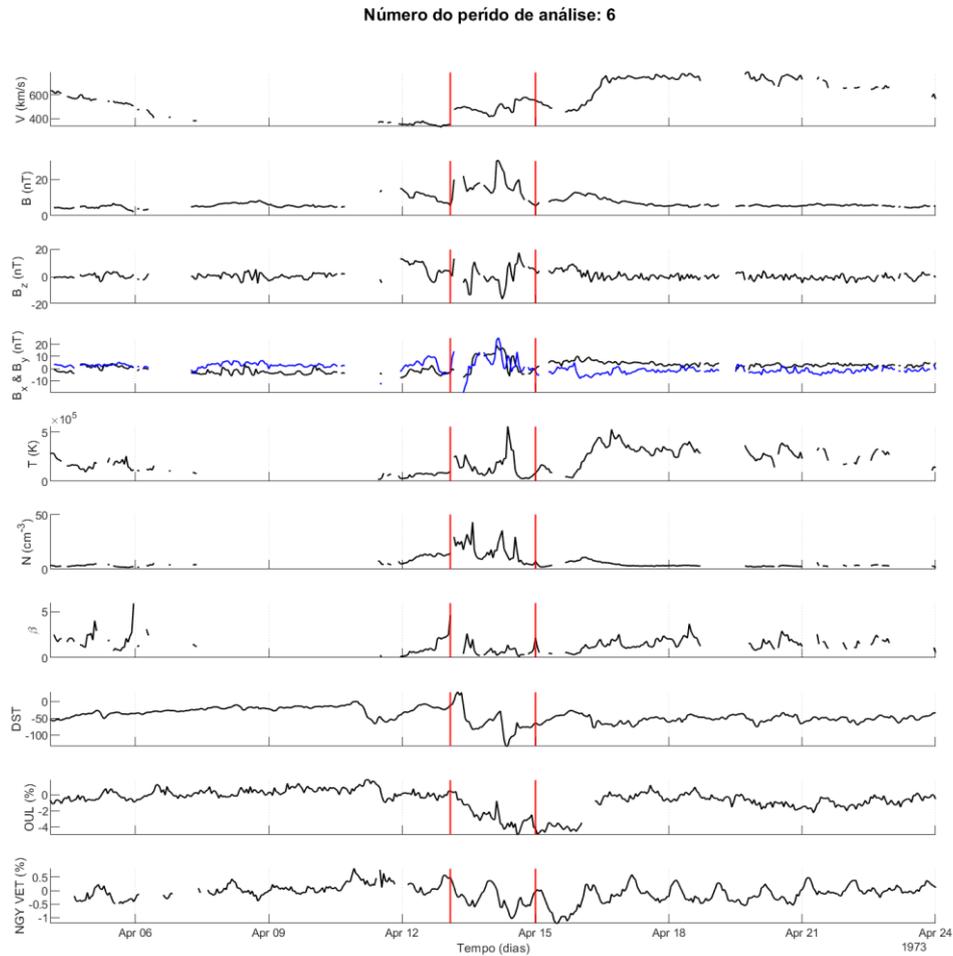
Figura B.3 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 4.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

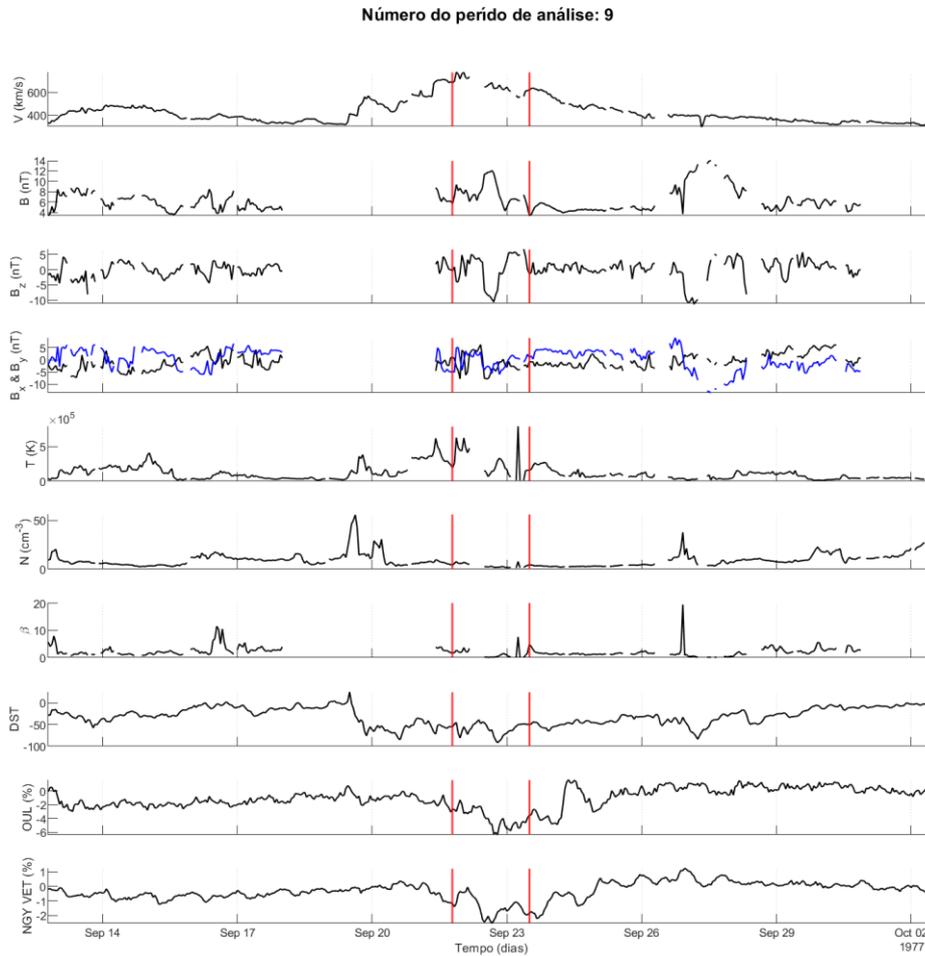
Figura B.4 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 6.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

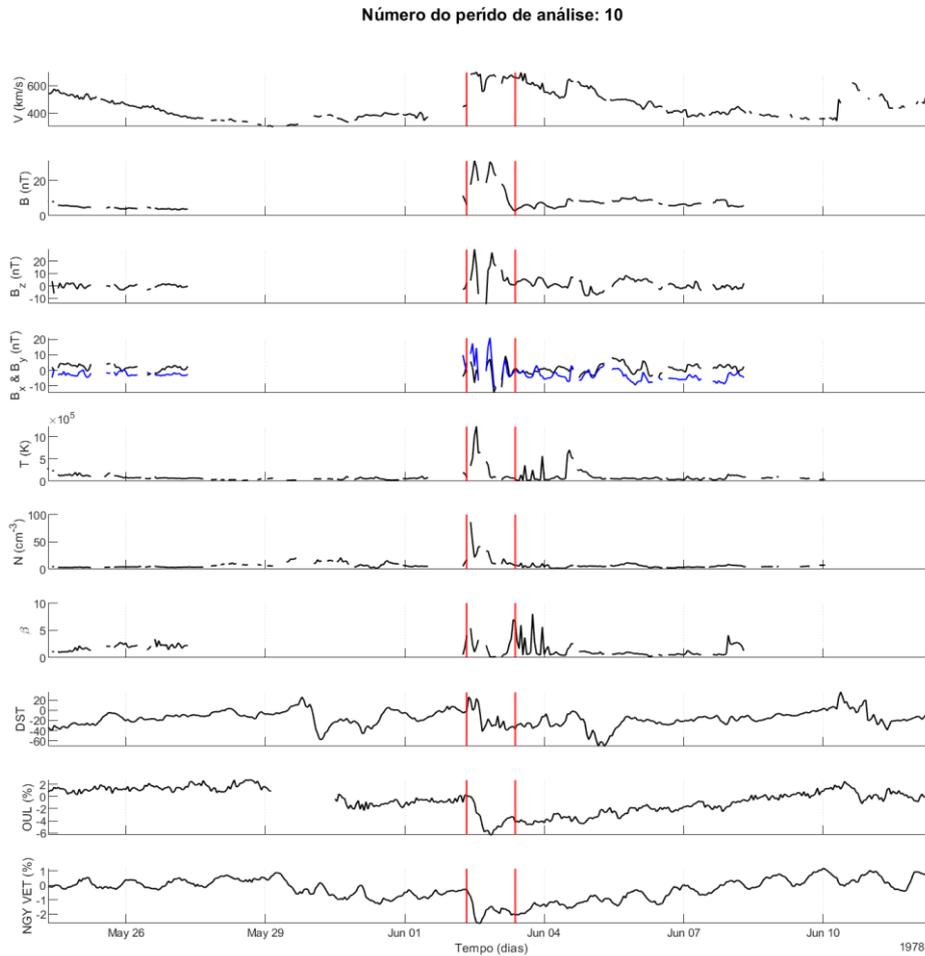
Figura B.5 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 9.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

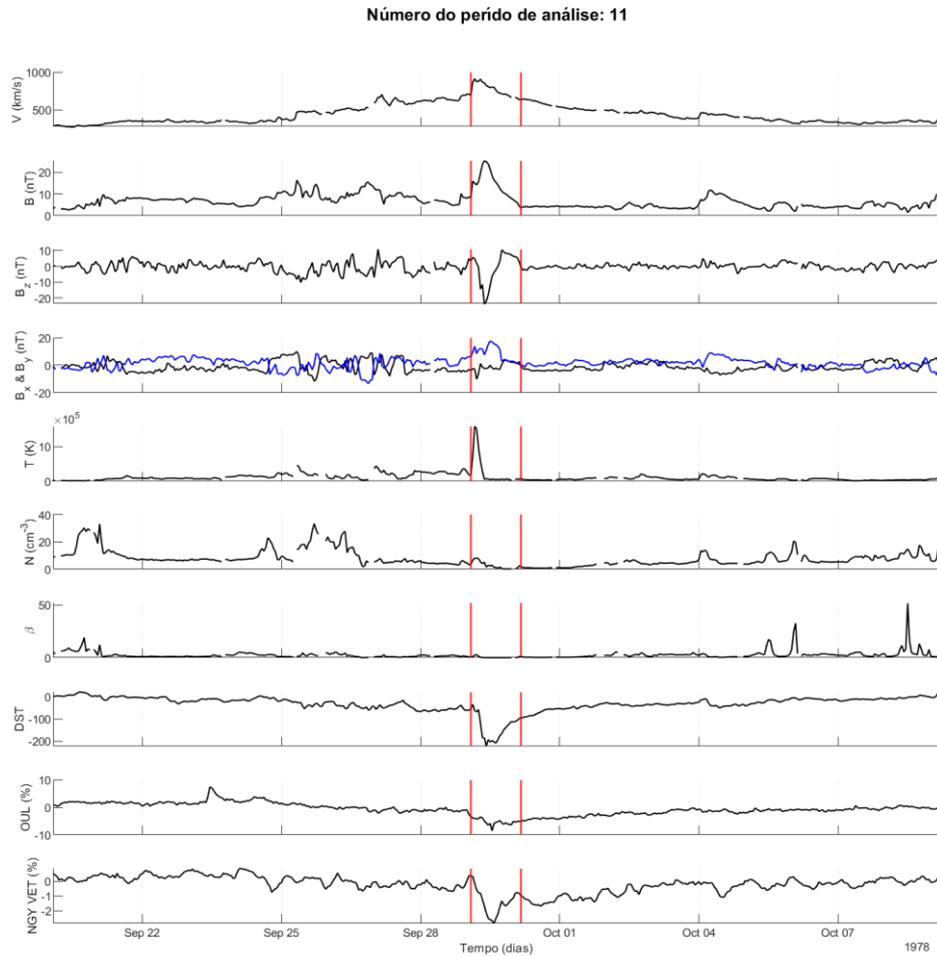
Figura B.6 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 10.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

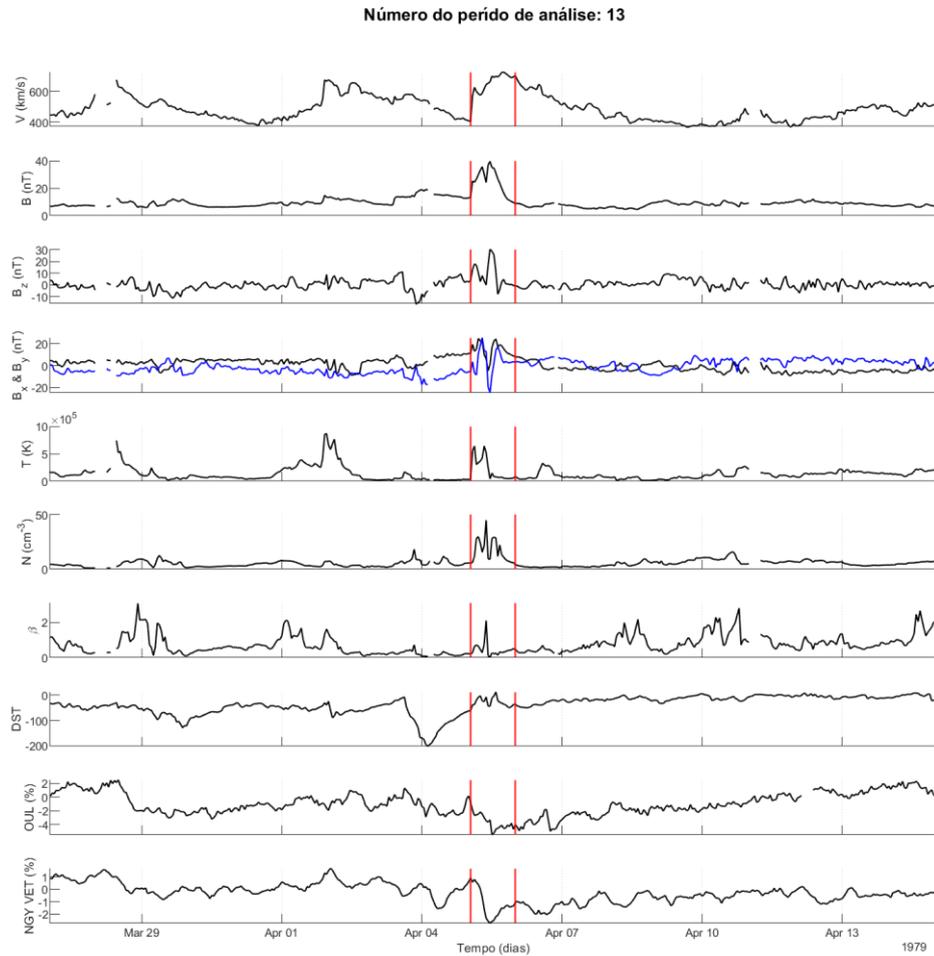
Figura B.7 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 11.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

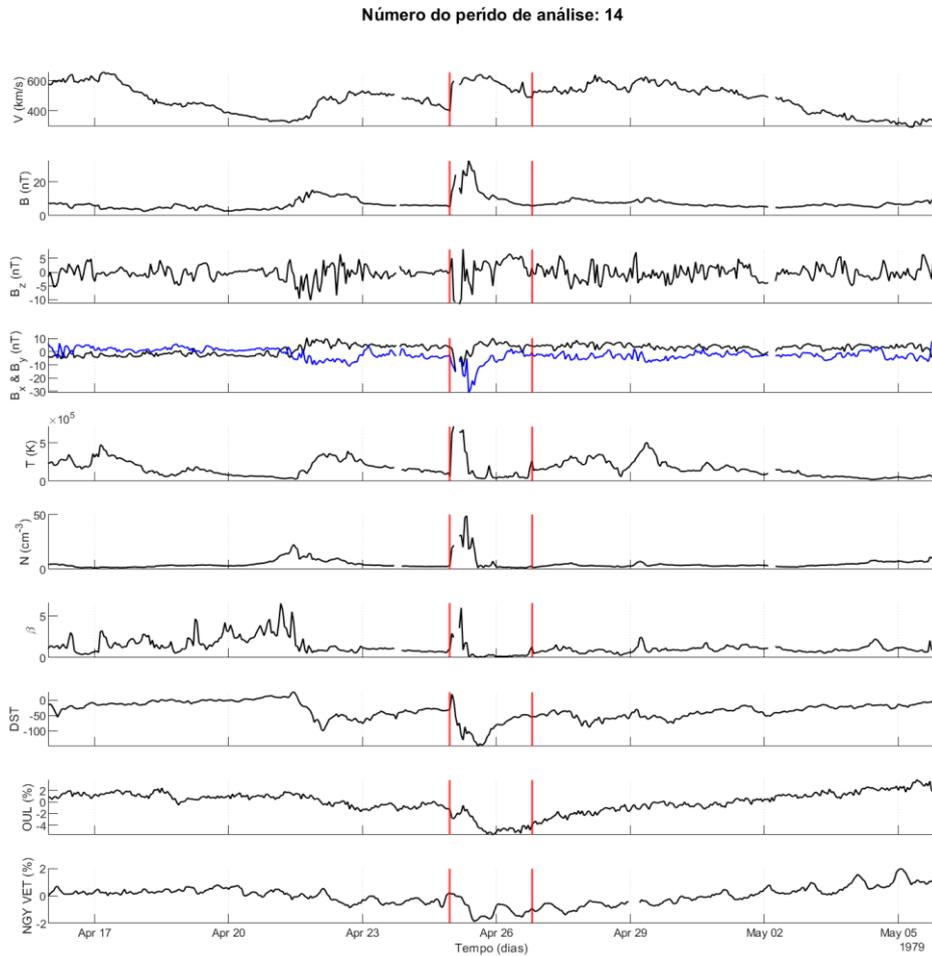
Figura B.8 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 13.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

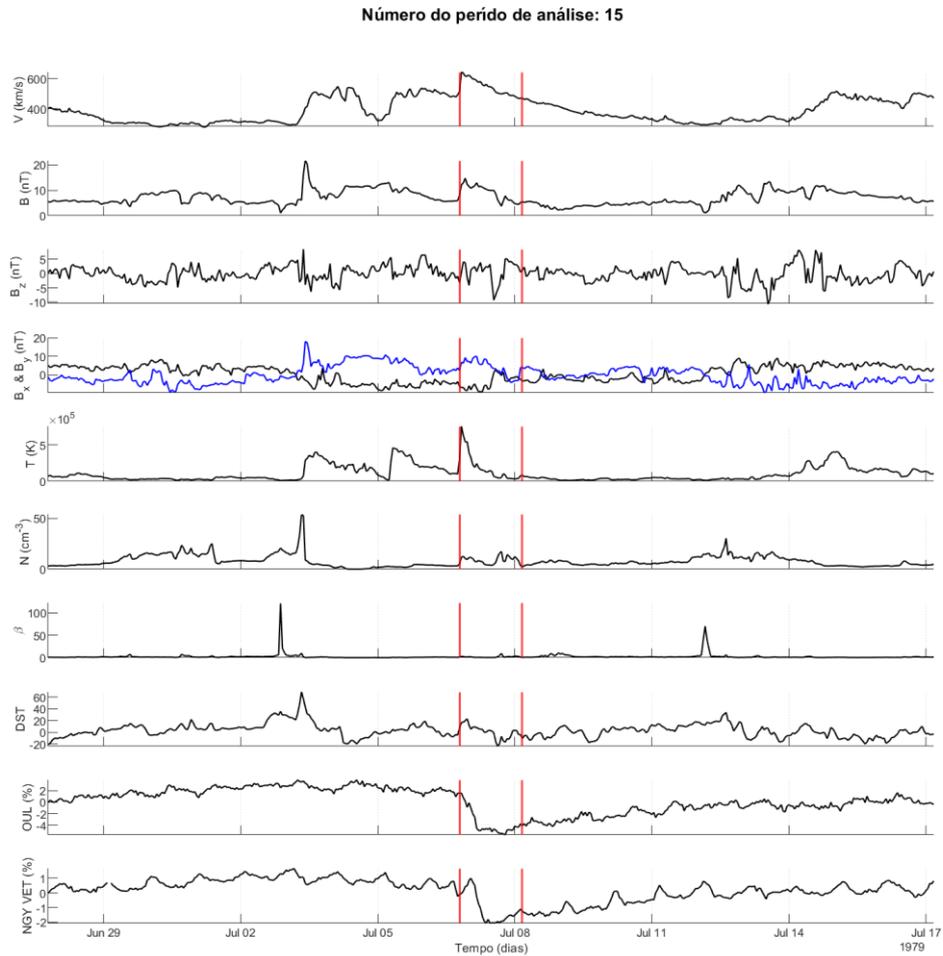
Figura B.9 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 14.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

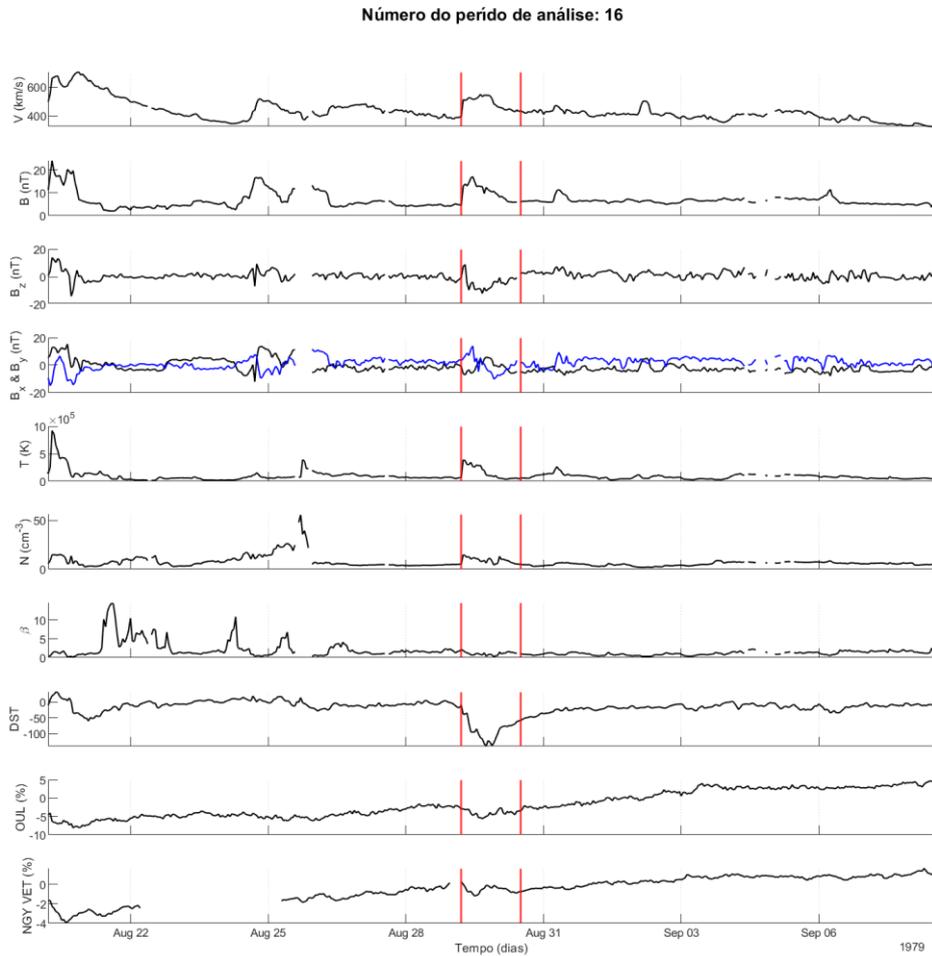
Figura B.10 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 15.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

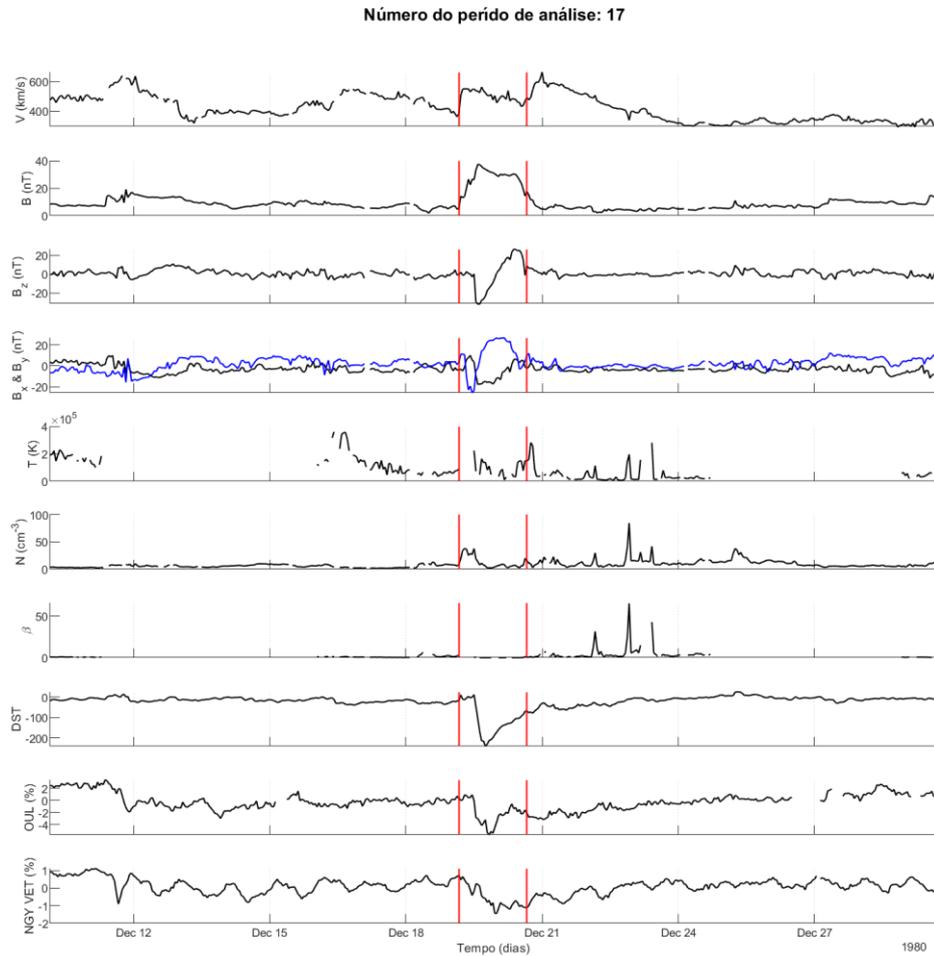
Figura B.11 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 16.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

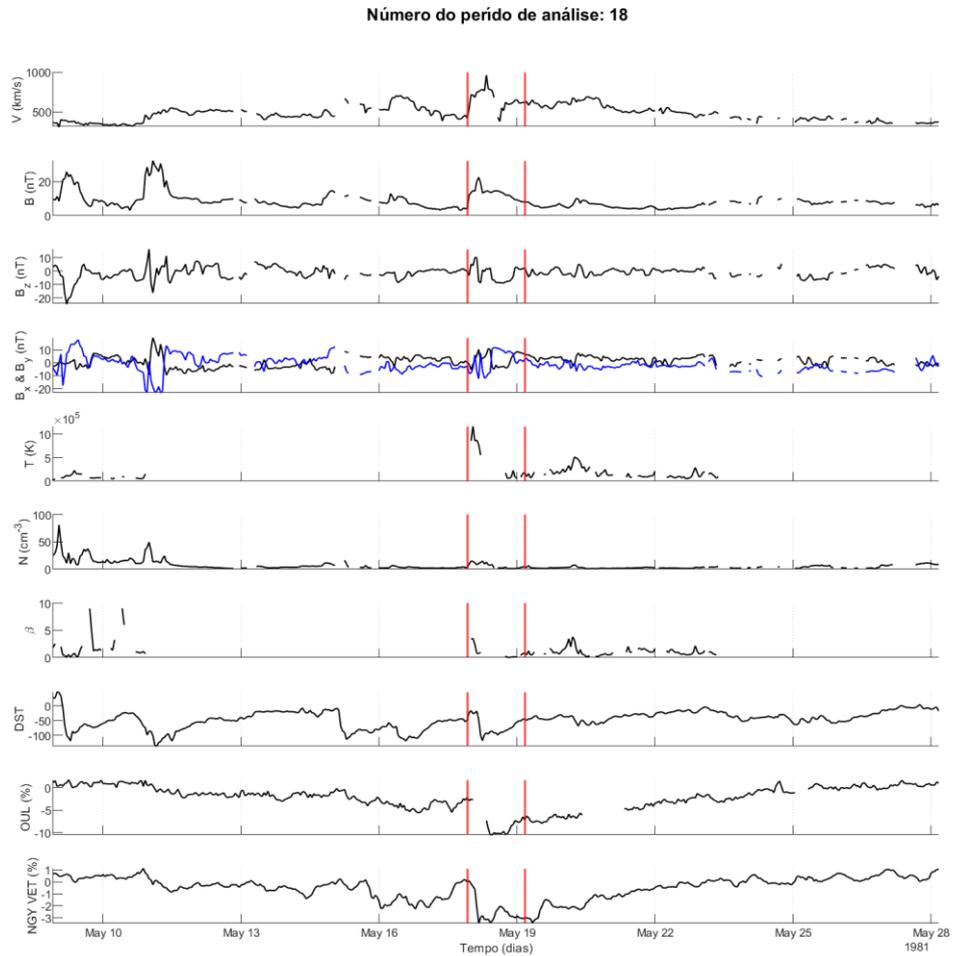
Figura B.12 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 17.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

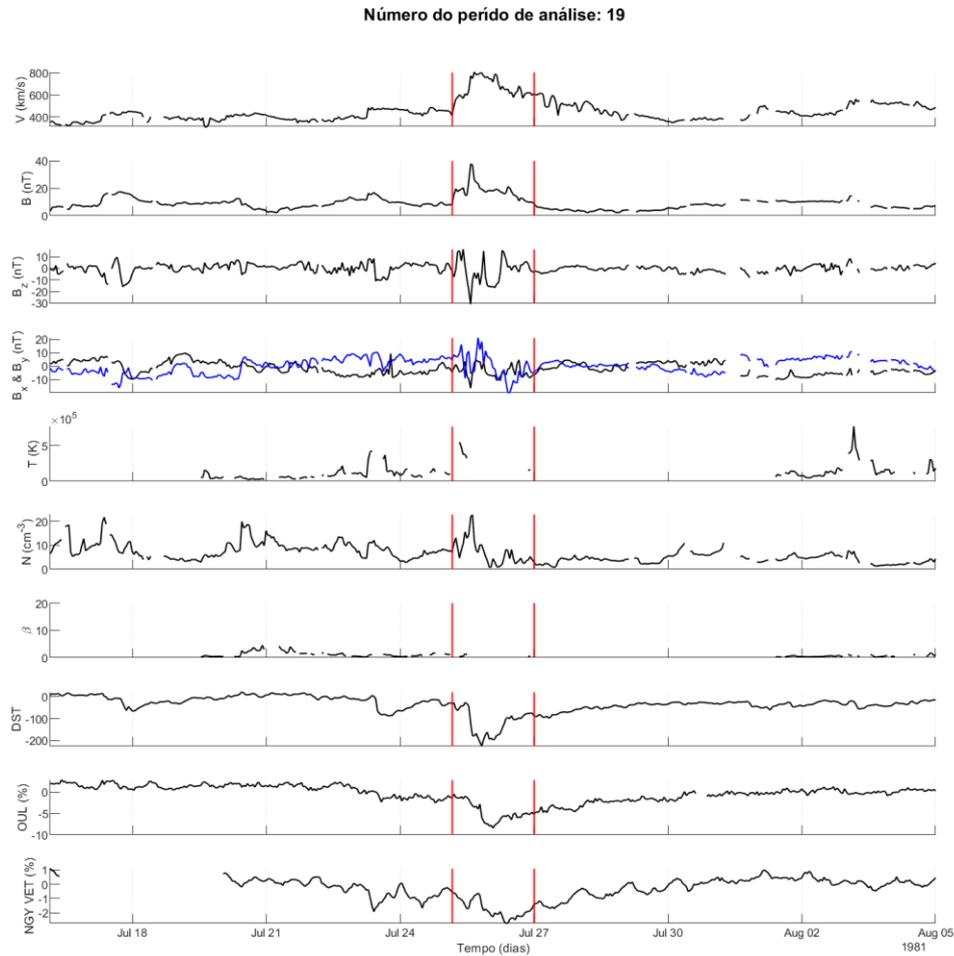
Figura B.13 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 18.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

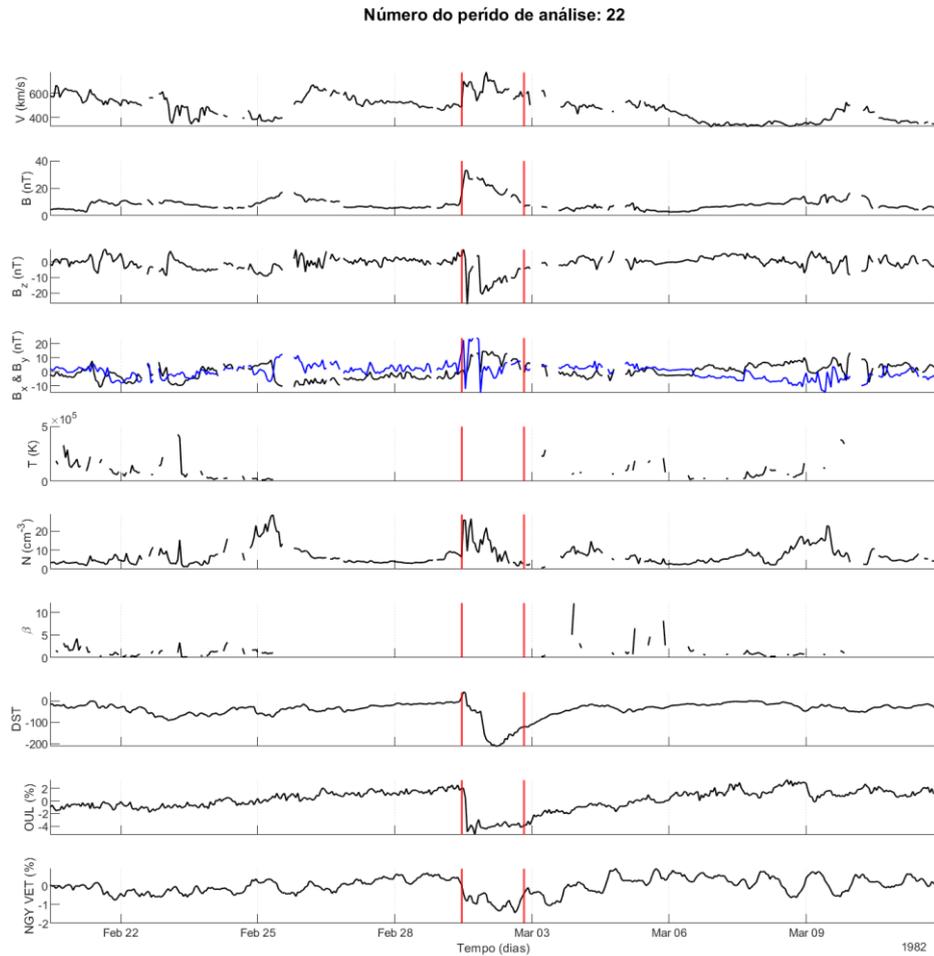
Figura B.14 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 19.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

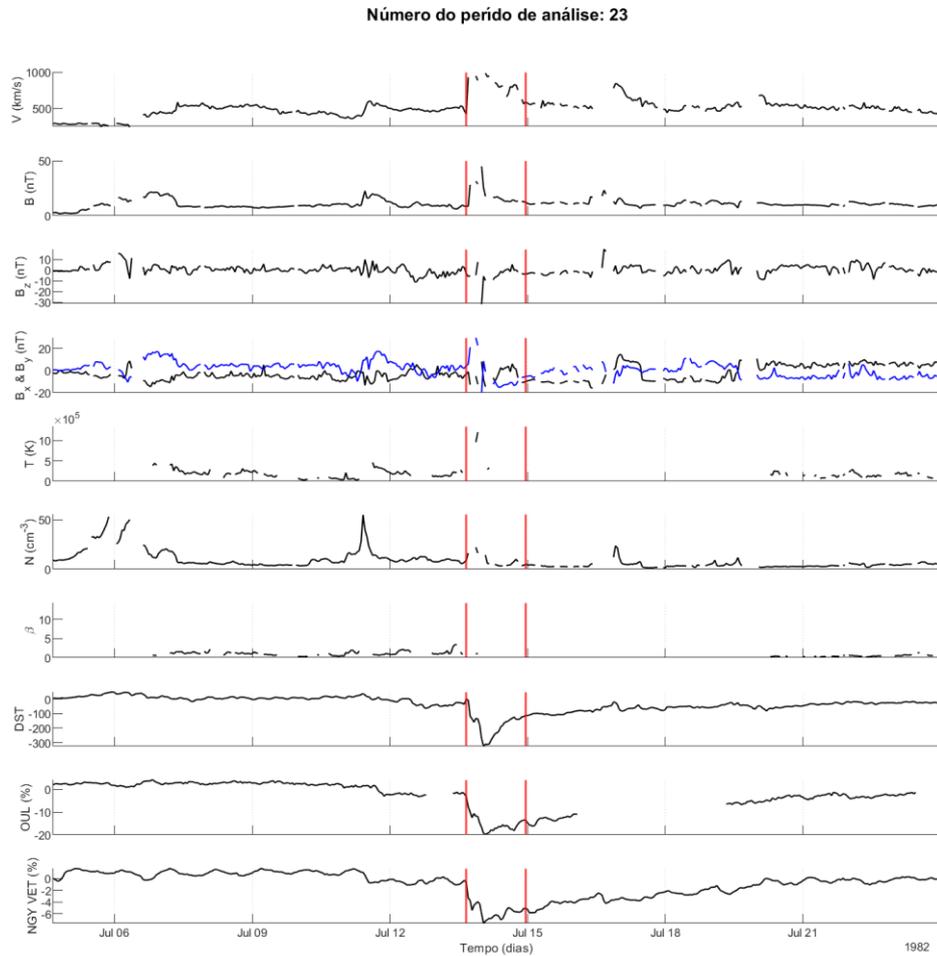
Figura B.15 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 22.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

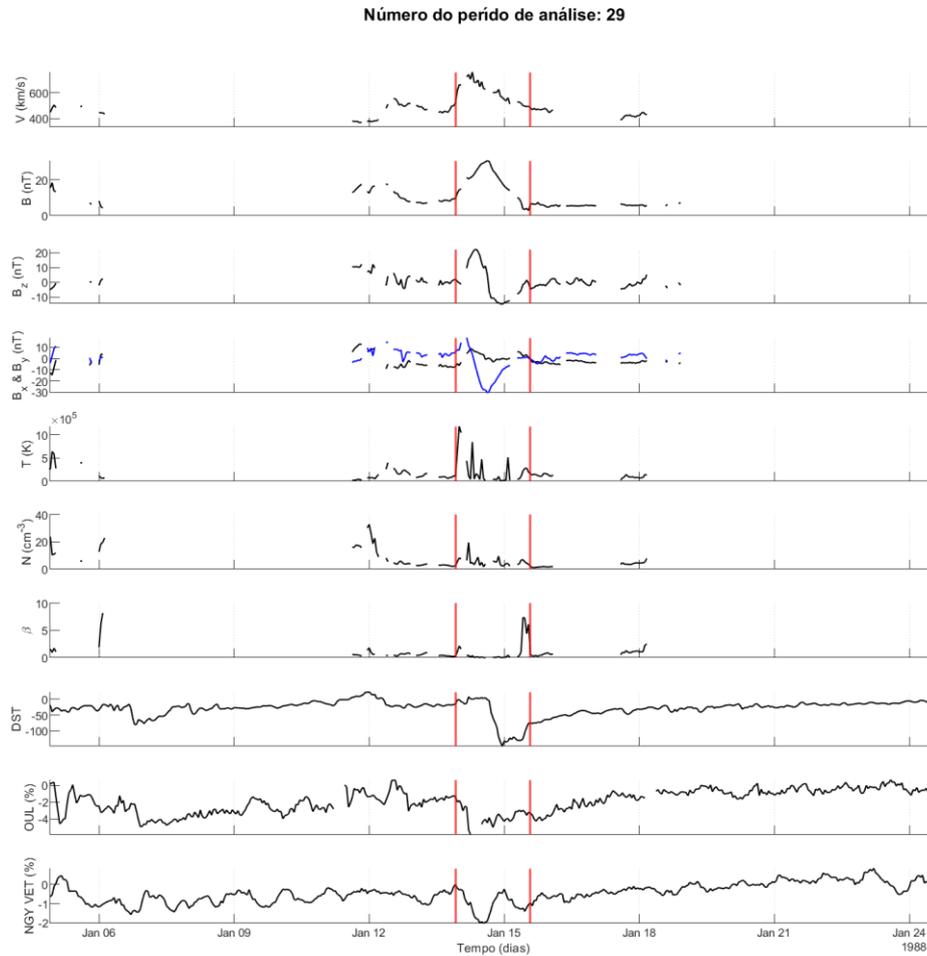
Figura B.16 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 23.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

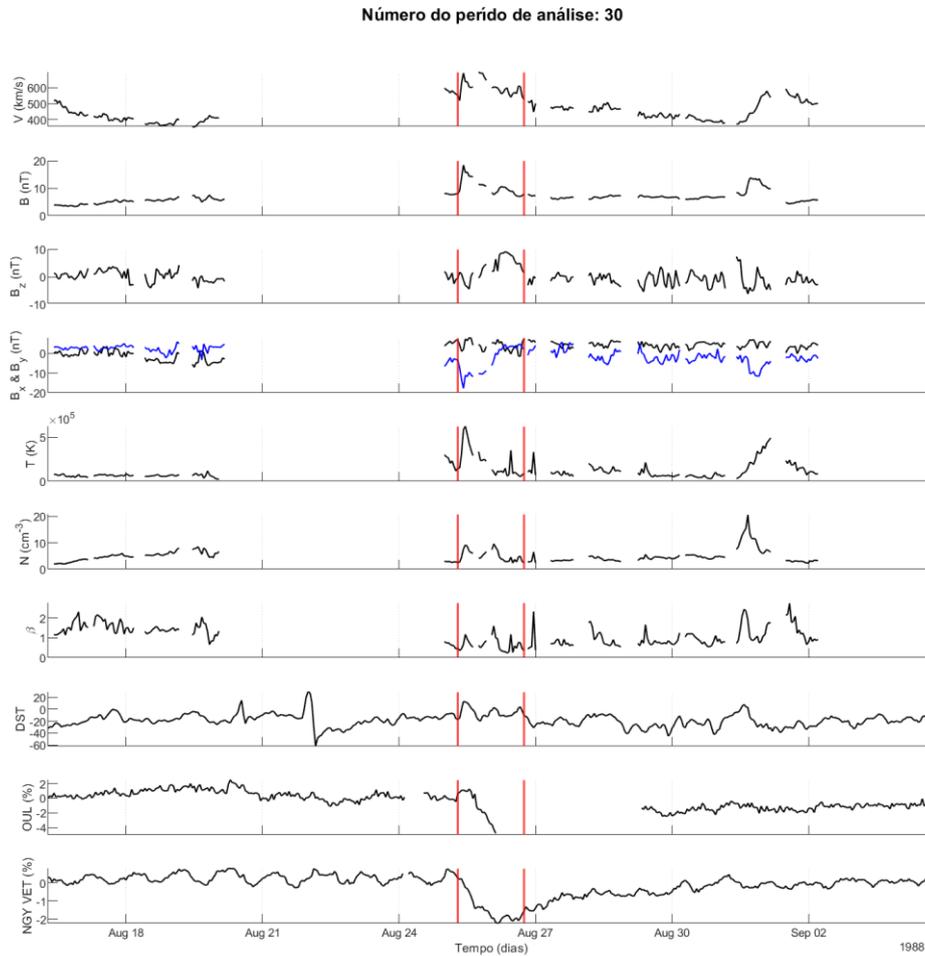
Figura B.17 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 29.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

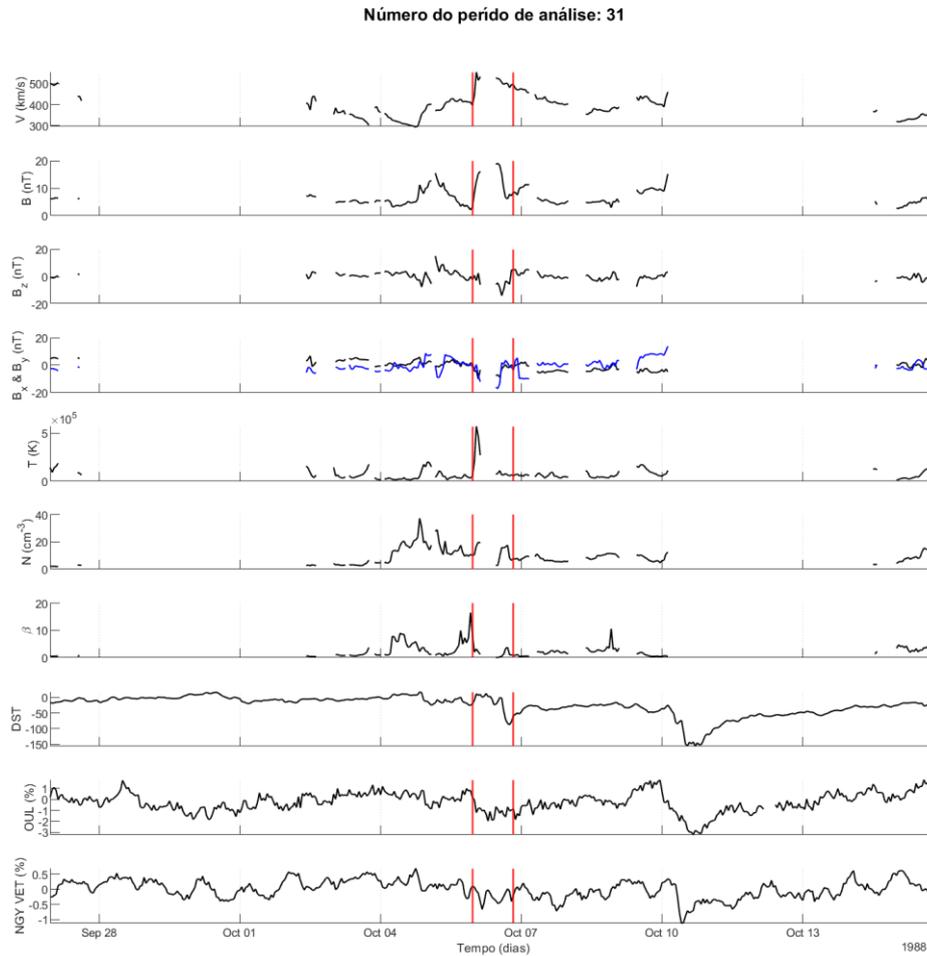
Figura B.18 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 30.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

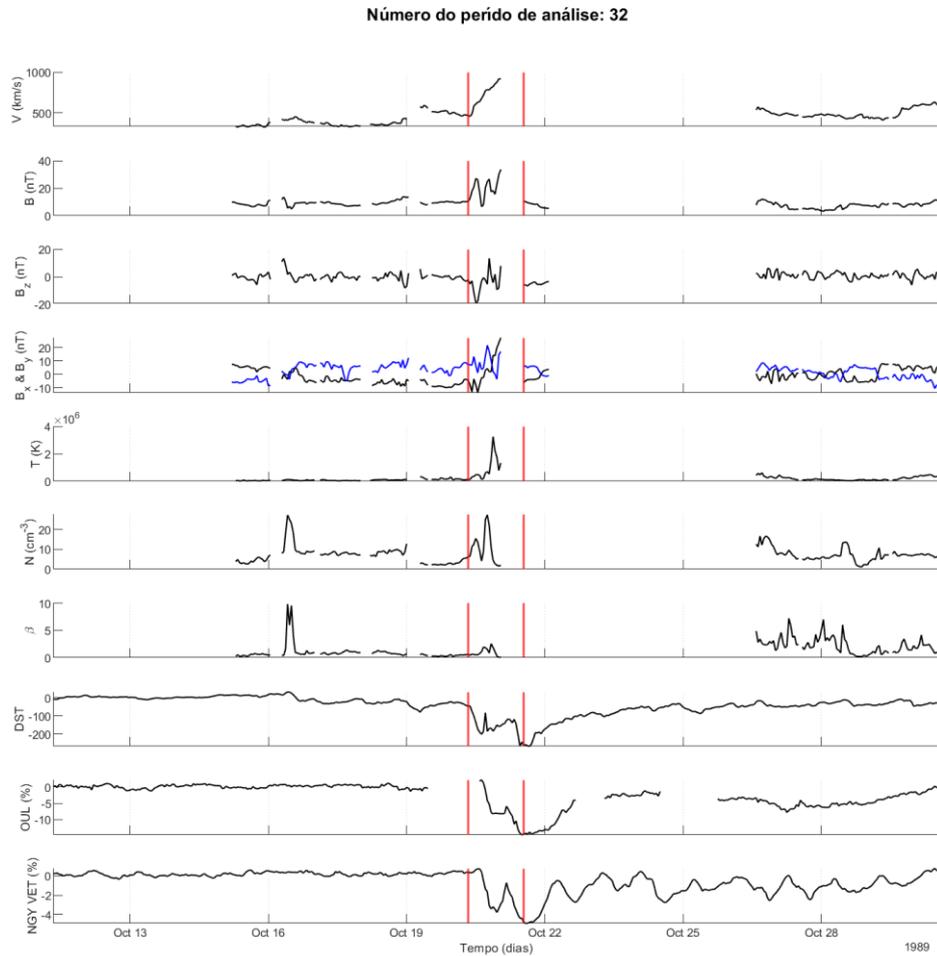
Figura B.19 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 31.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

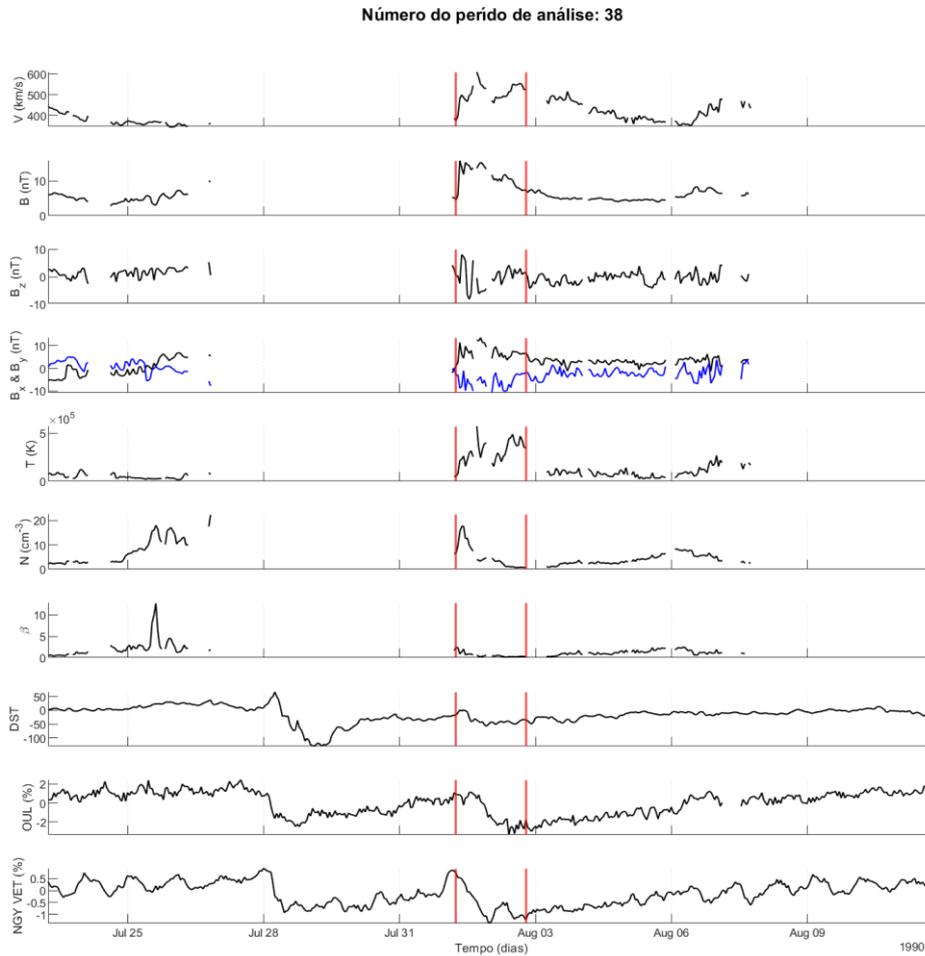
Figura B.20 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 32.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

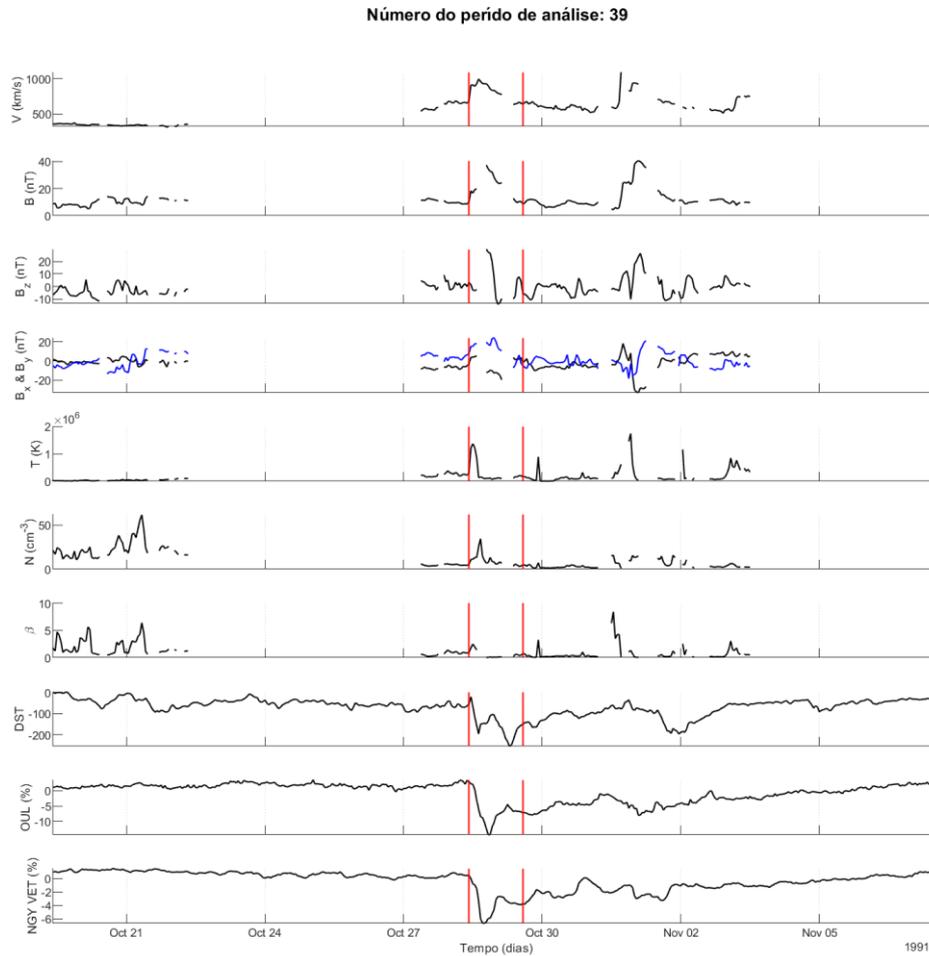
Figura B.21 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 38.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

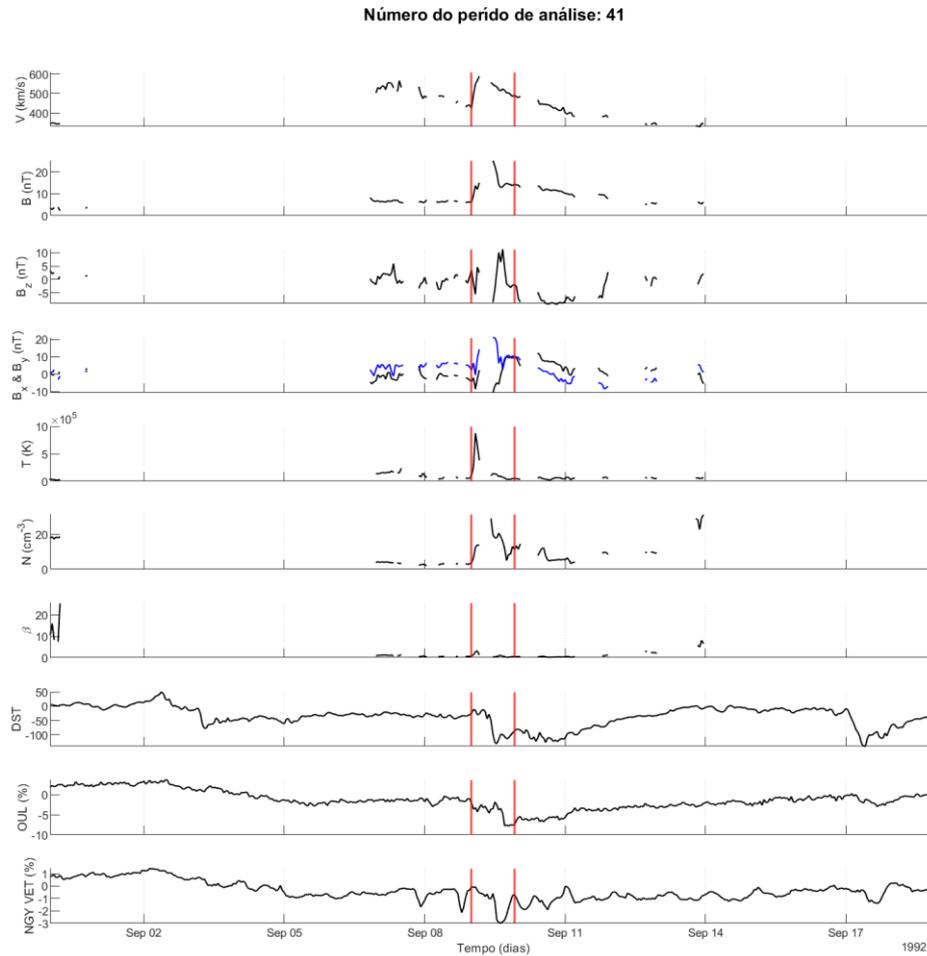
Figura B.22 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 39.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

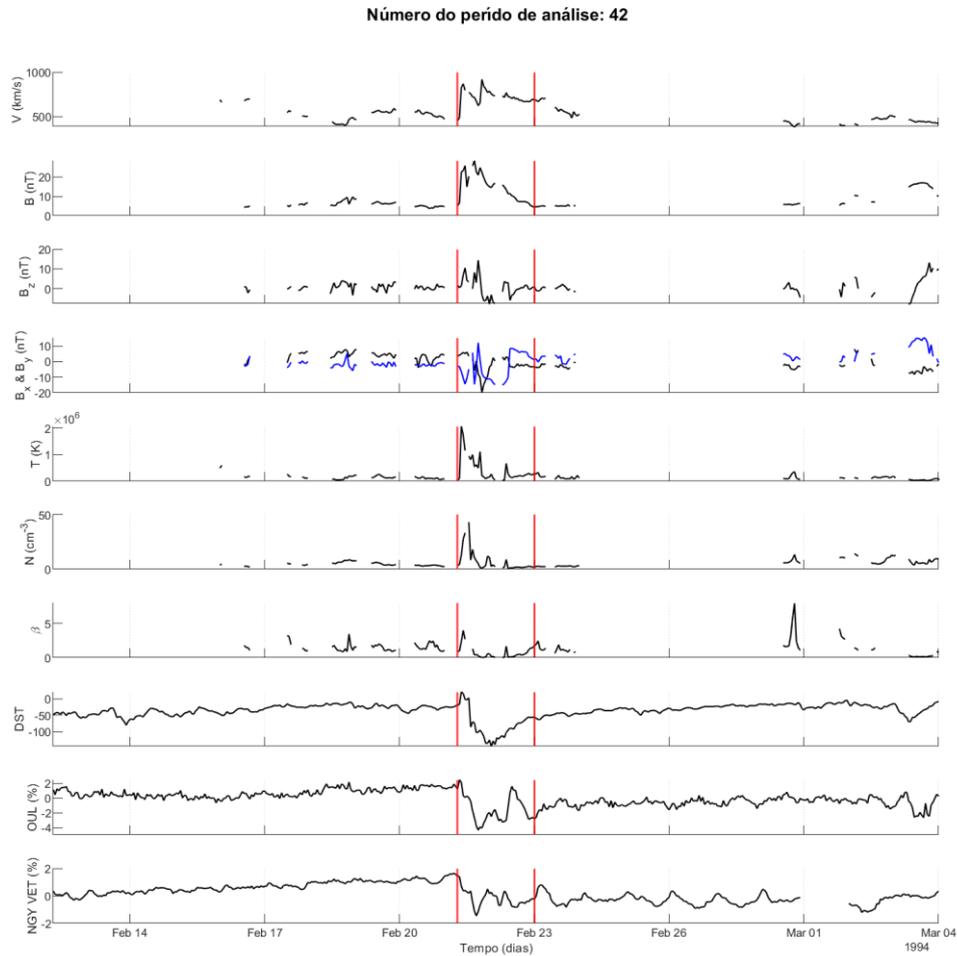
Figura B.23 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 41.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

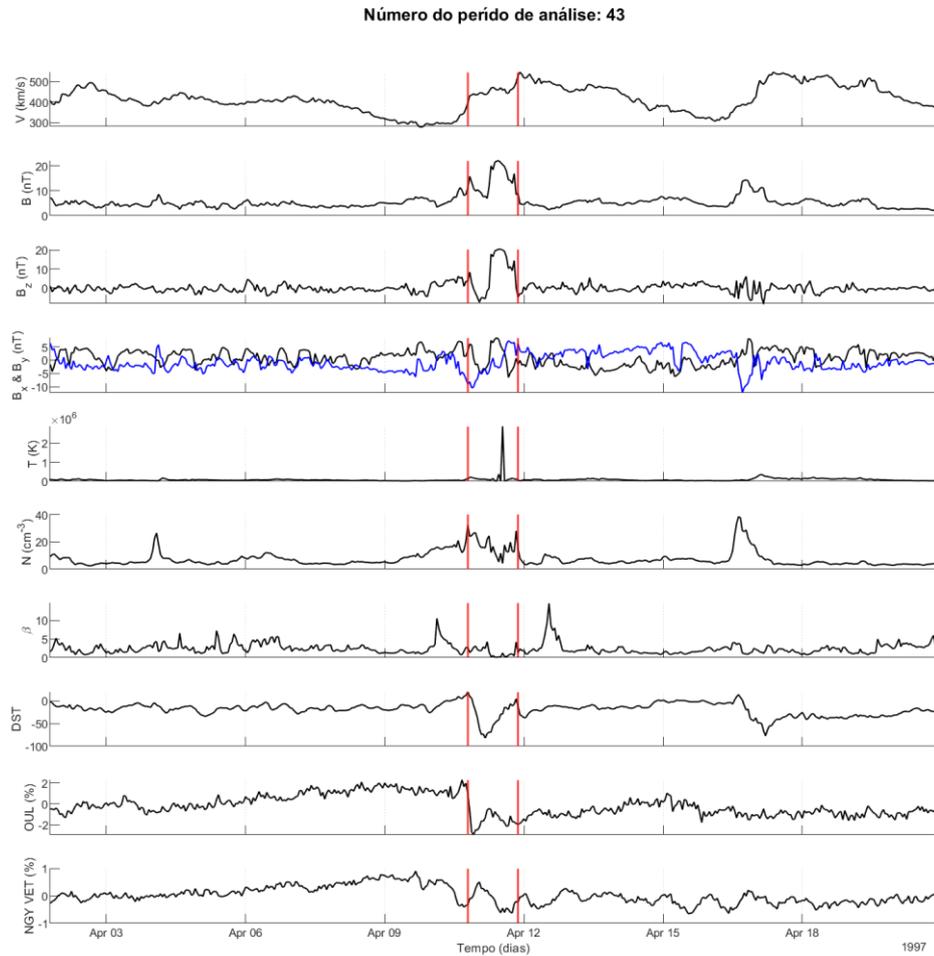
Figura B.24 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 42.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

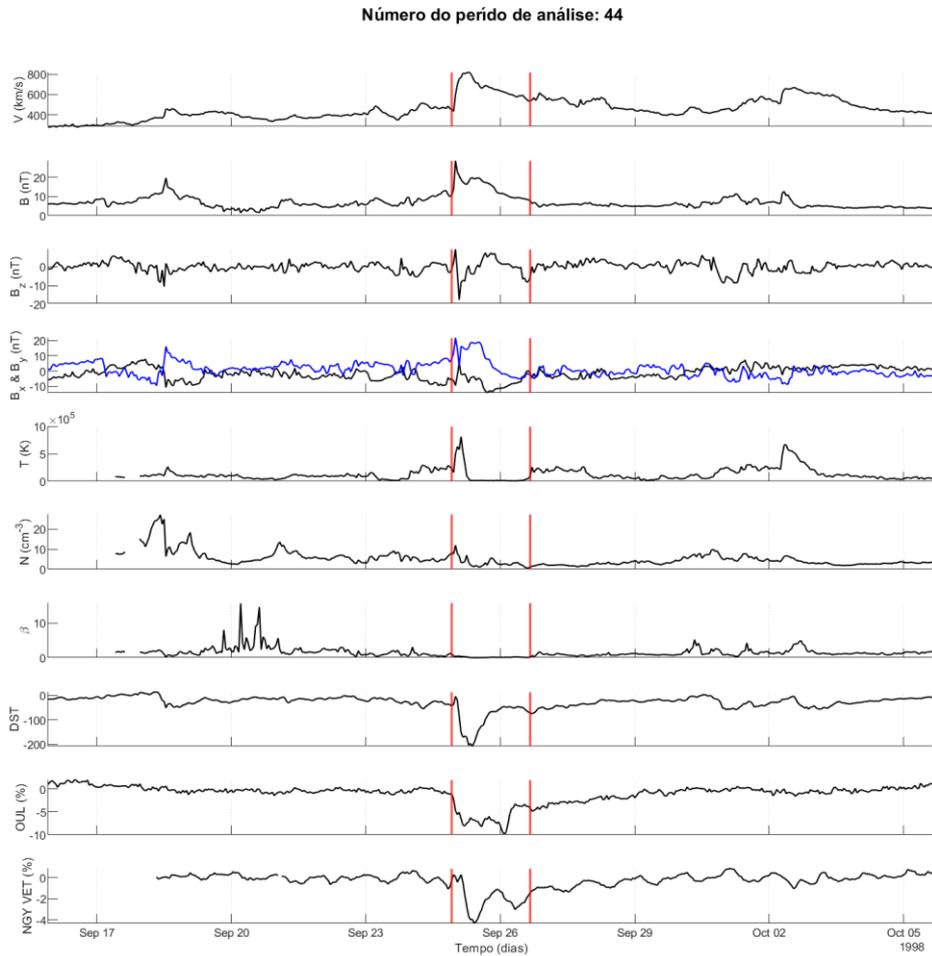
Figura B.25 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 43.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

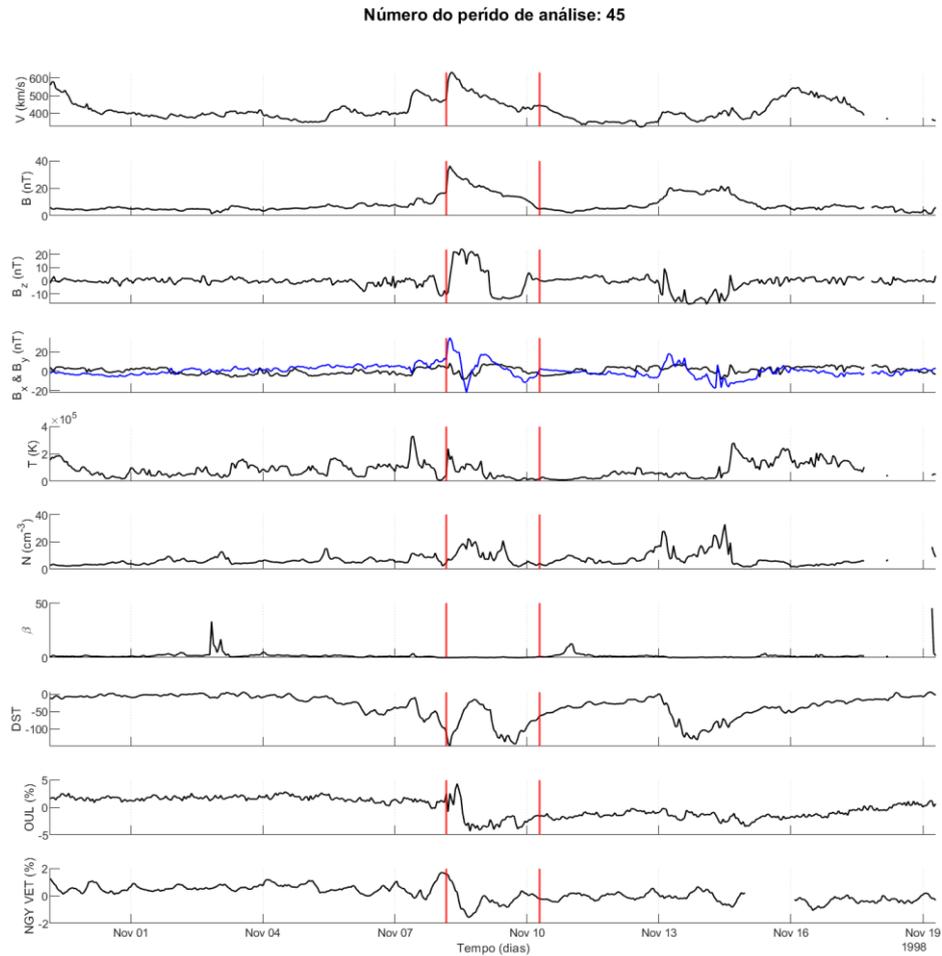
Figura B.26 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 44.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

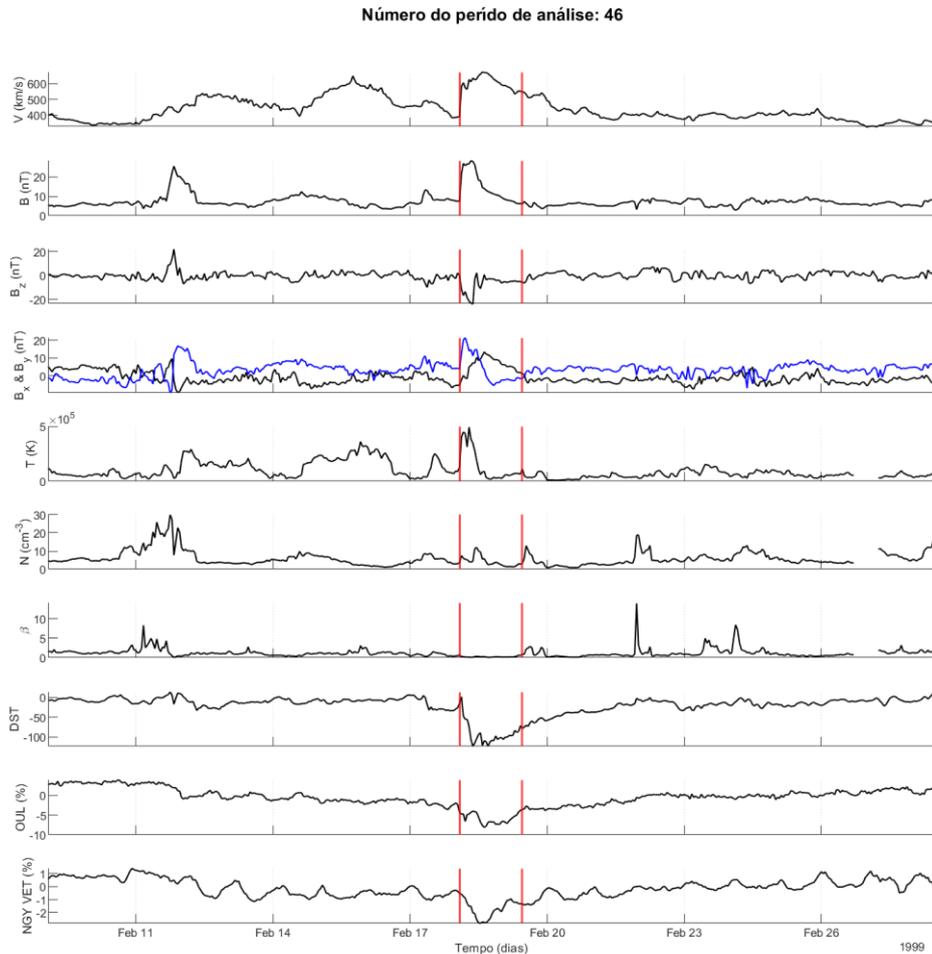
Figura B.27 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 45.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

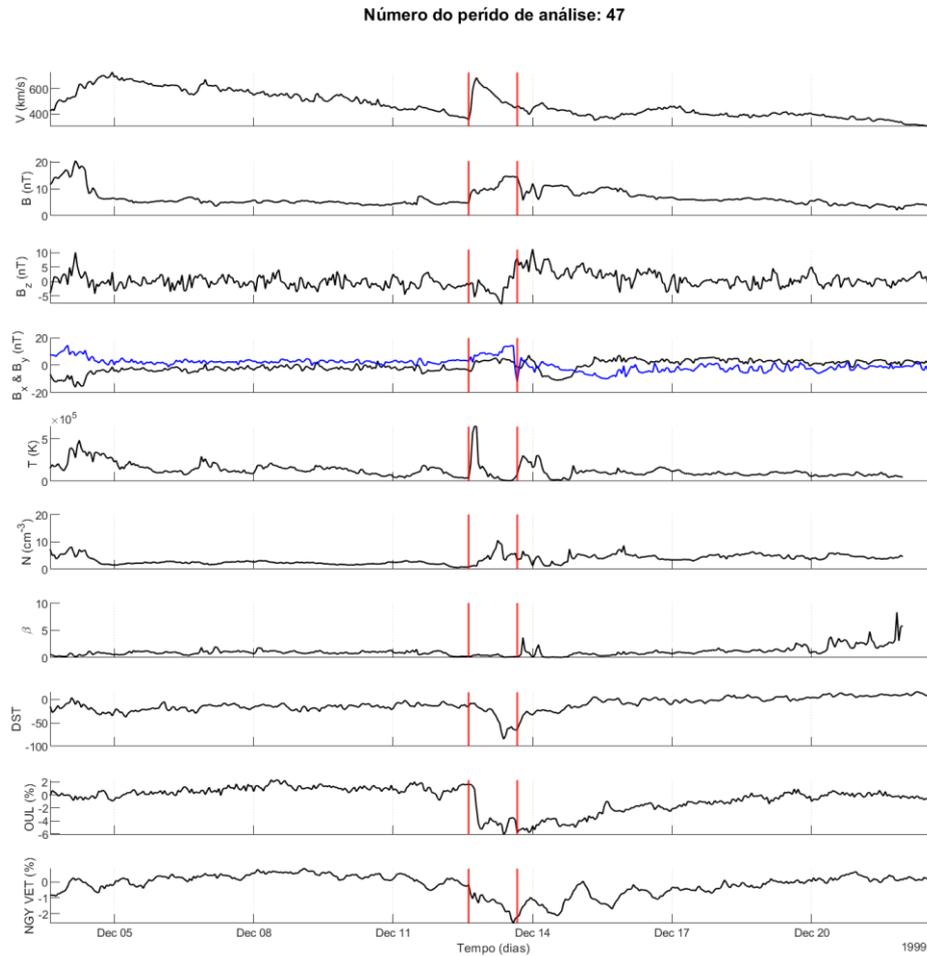
Figura B.28 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 46.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

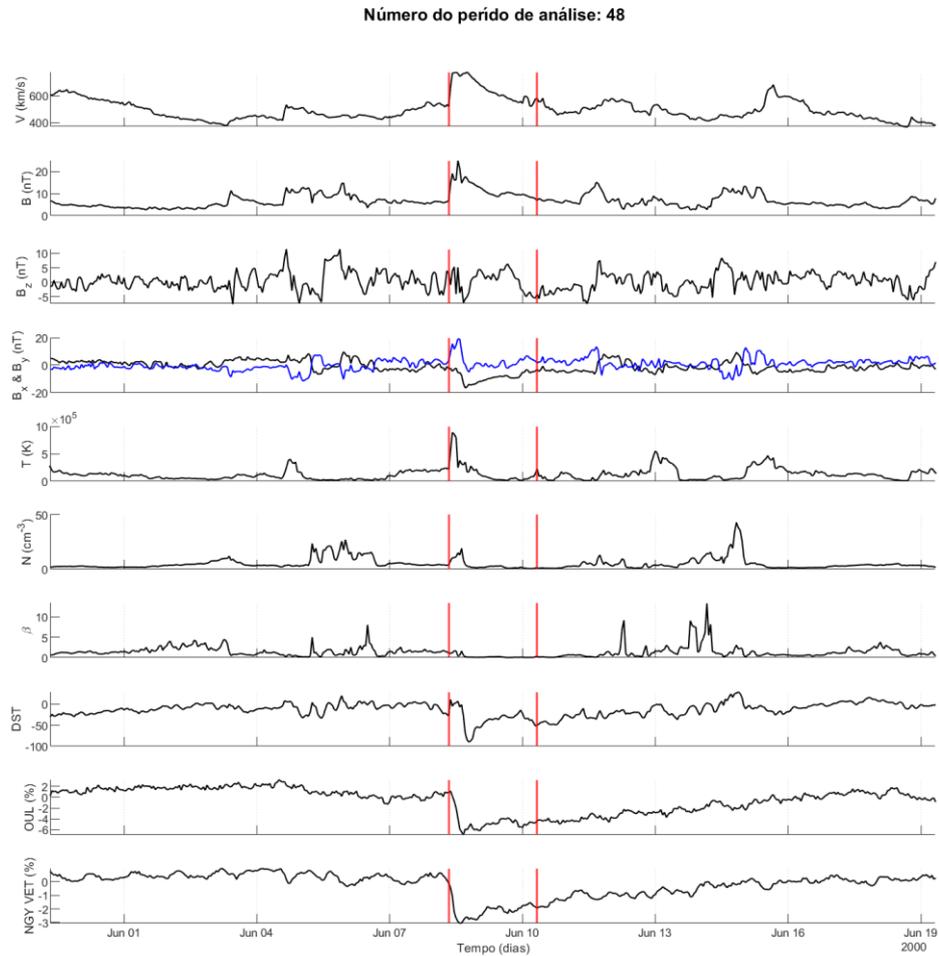
Figura B.29 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 47.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

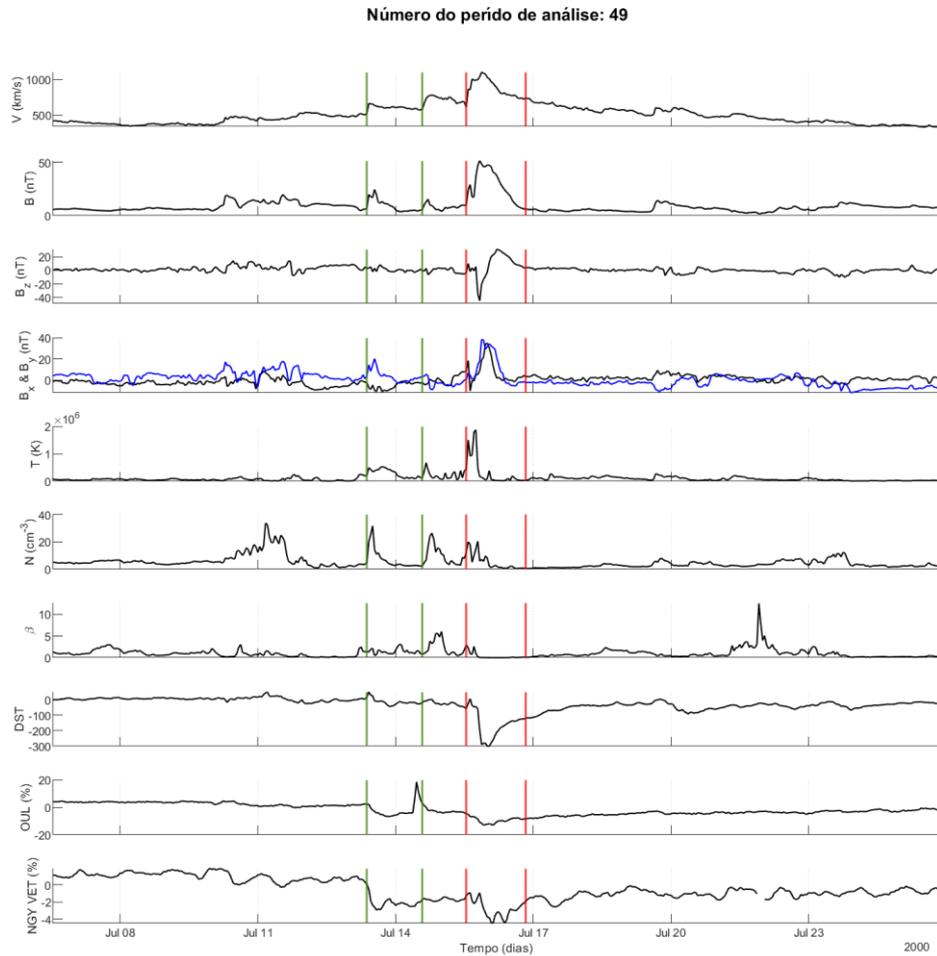
Figura B.30 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 48.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

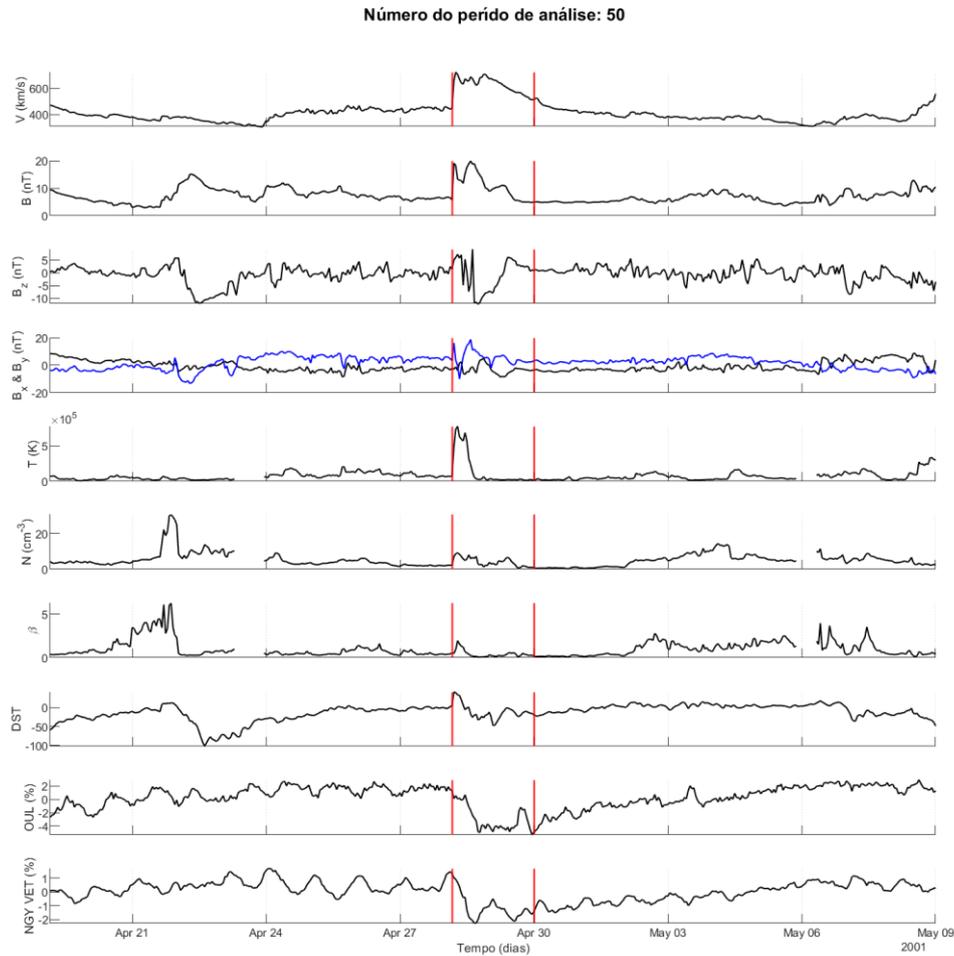
Figura B.31 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 49.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais vermelhas representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento. As linhas verticais verdes representam as datas de início e fim de uma outra ICME (as datas são, respectivamente, 2000/07/13 09:00:00 e 2000/07/14 14:00:00) que não foi incluída na análise realizada neste trabalho.

Fonte: Produção do autor.

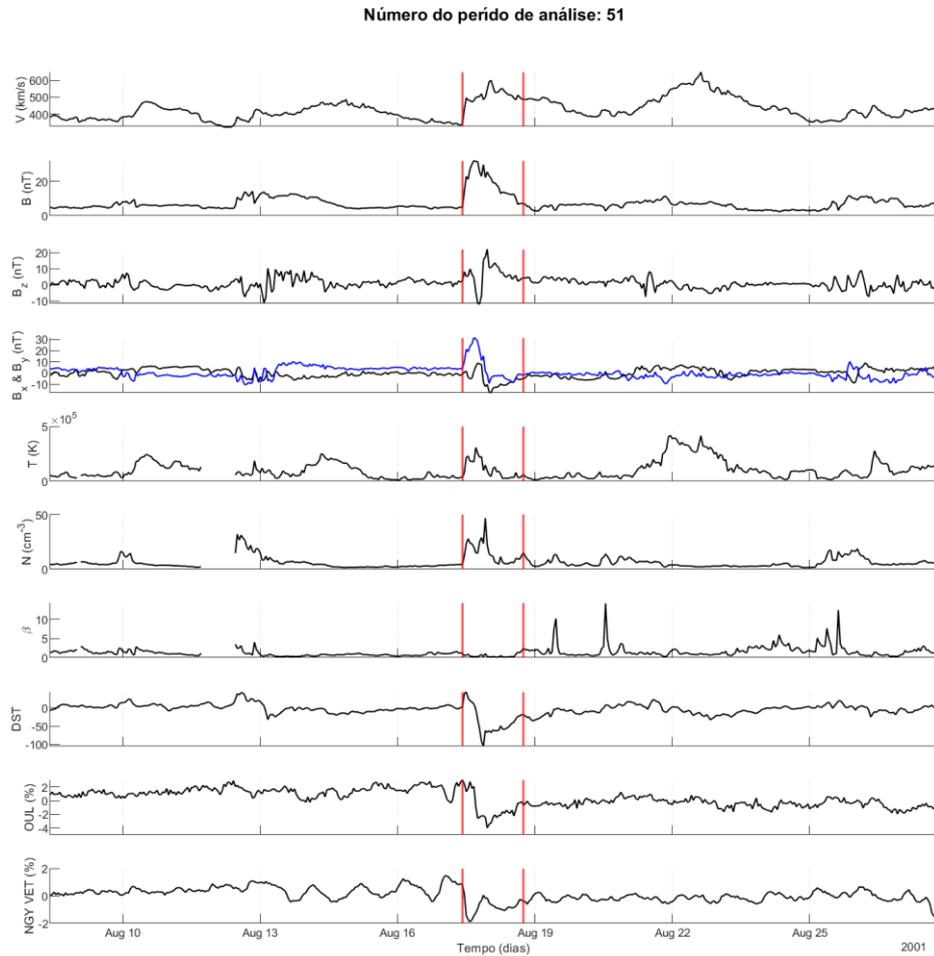
Figura B.32 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 50.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

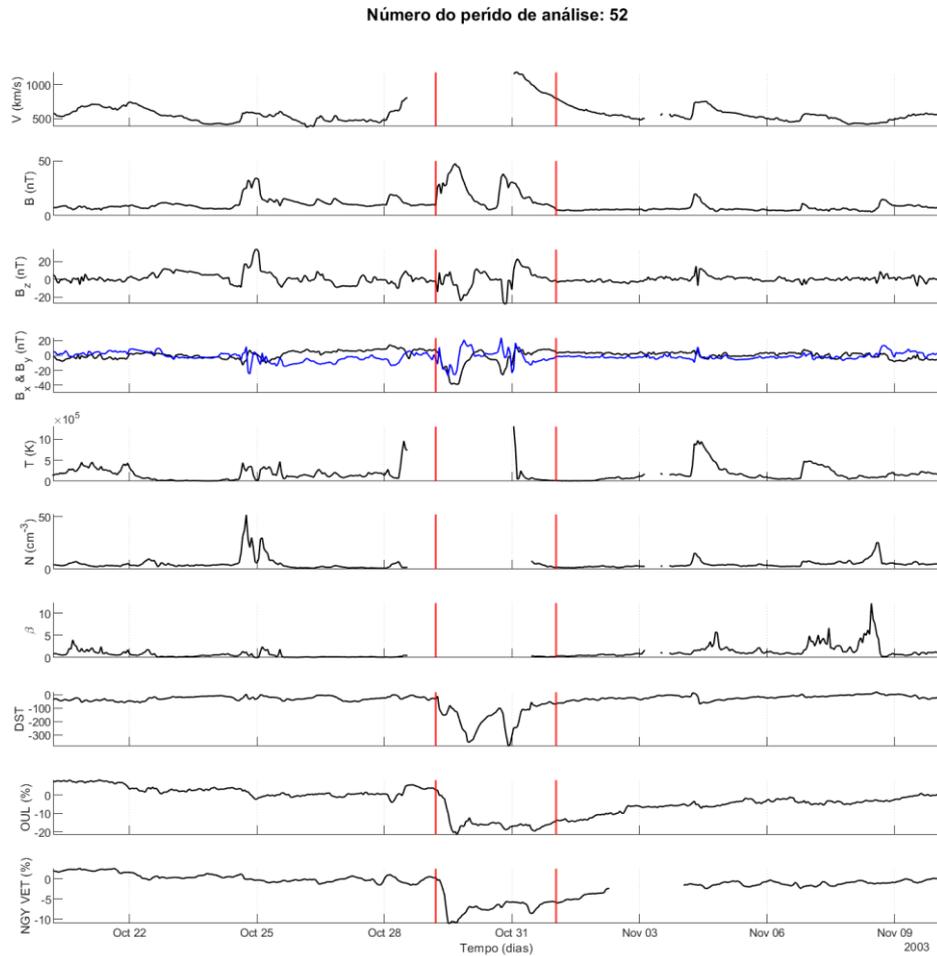
Figura B.33 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 51.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

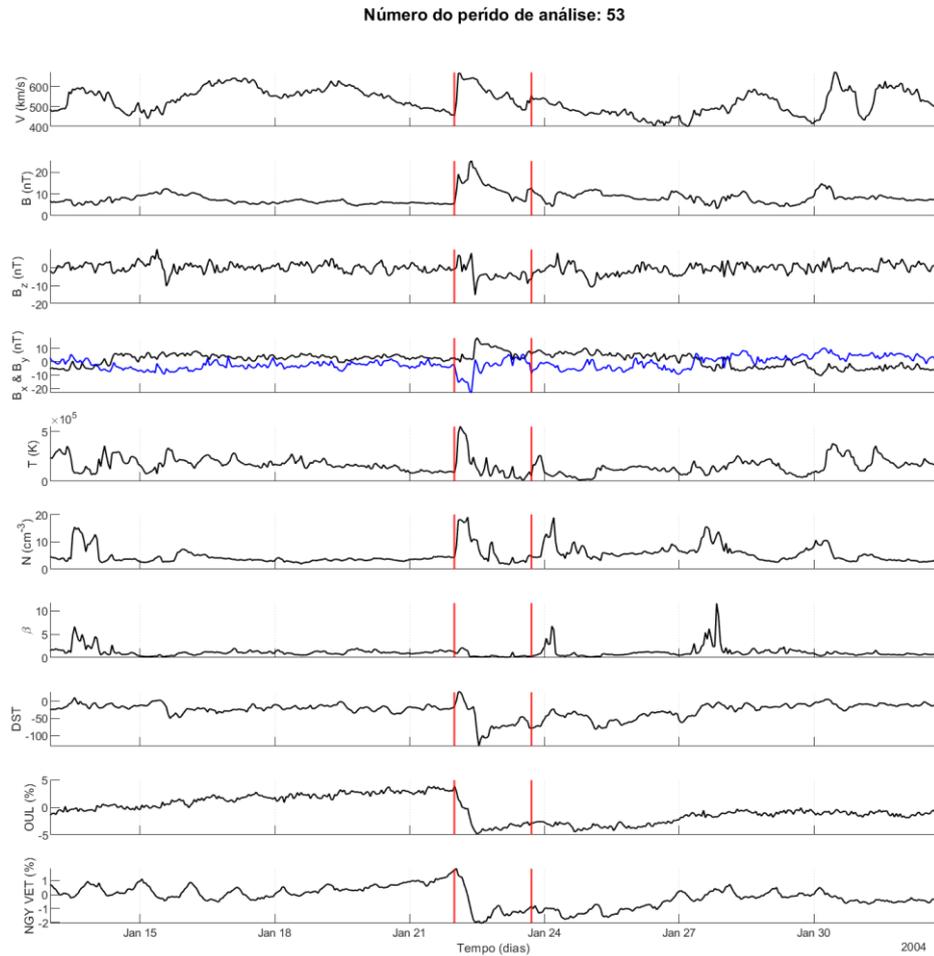
Figura B.34 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 52.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

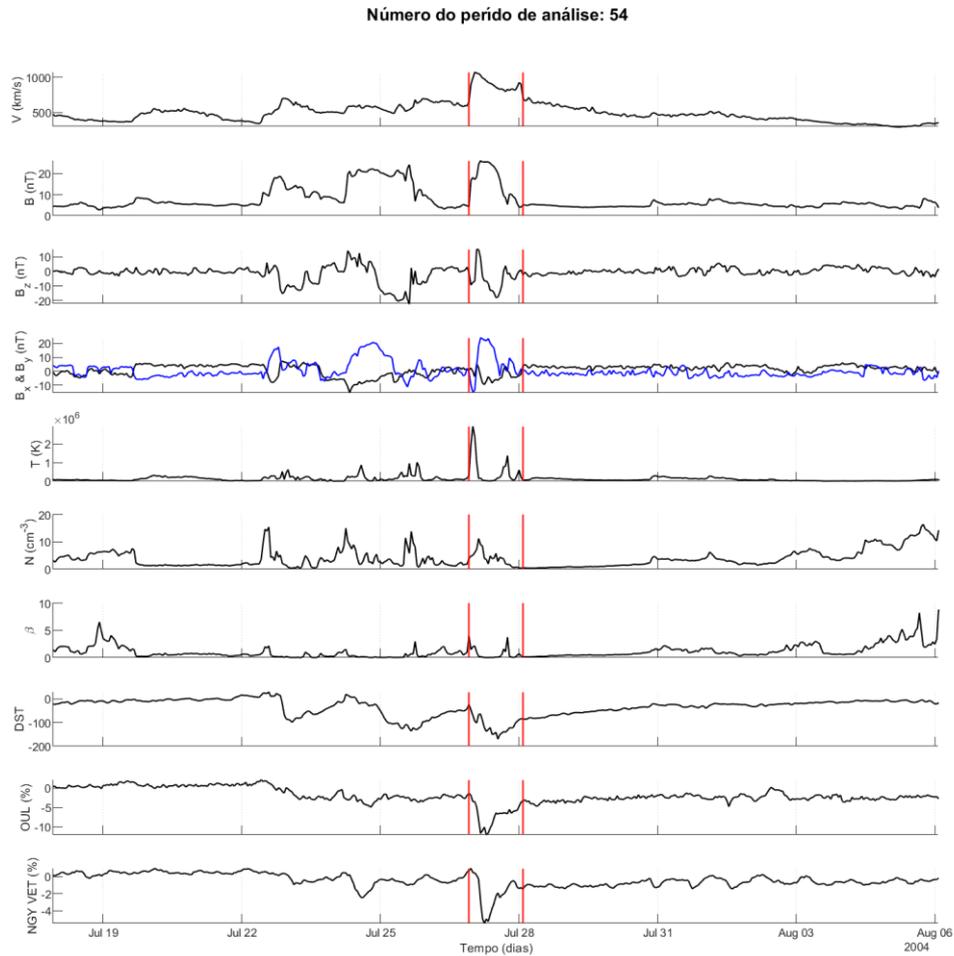
Figura B.35 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 53.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

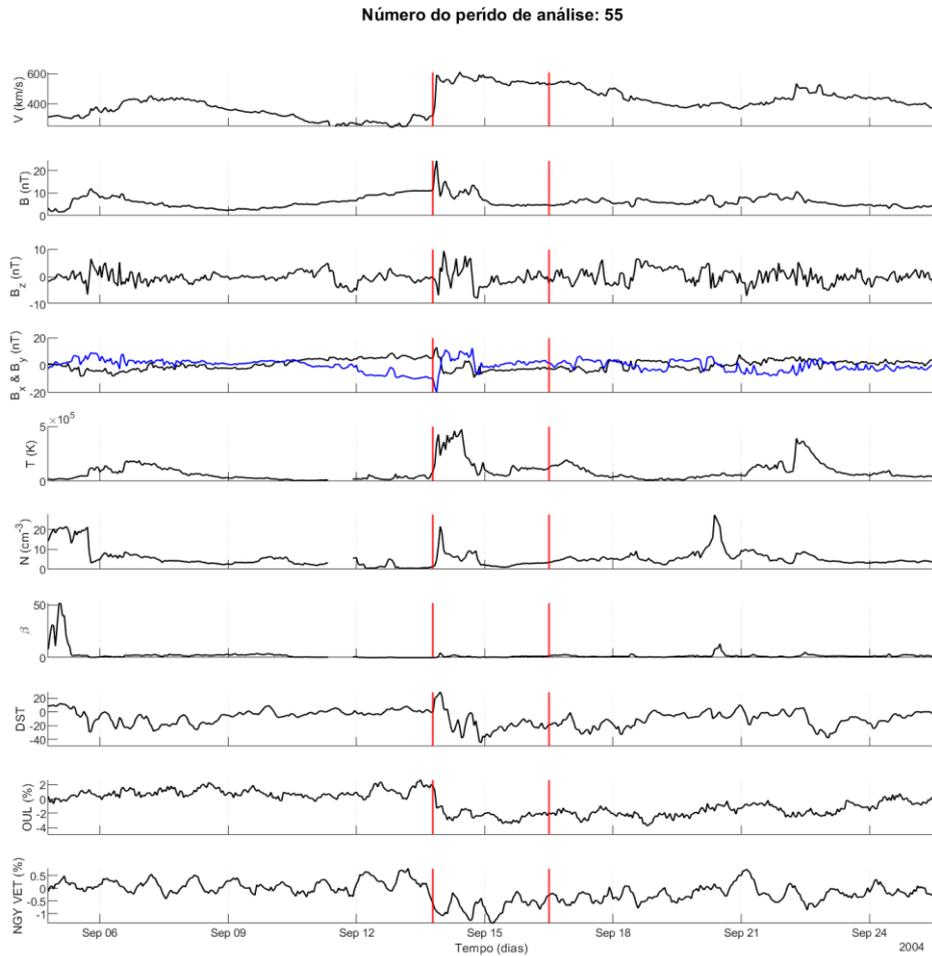
Figura B.36 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 54.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

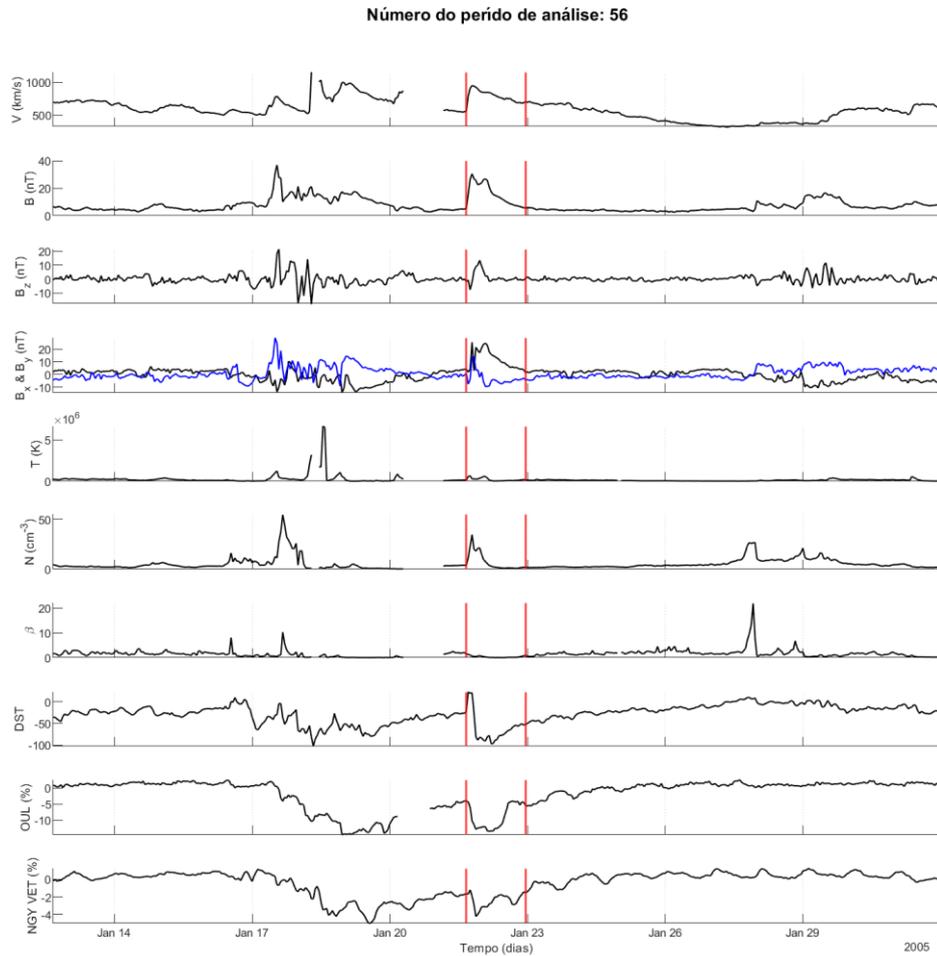
Figura B.37 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 55.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

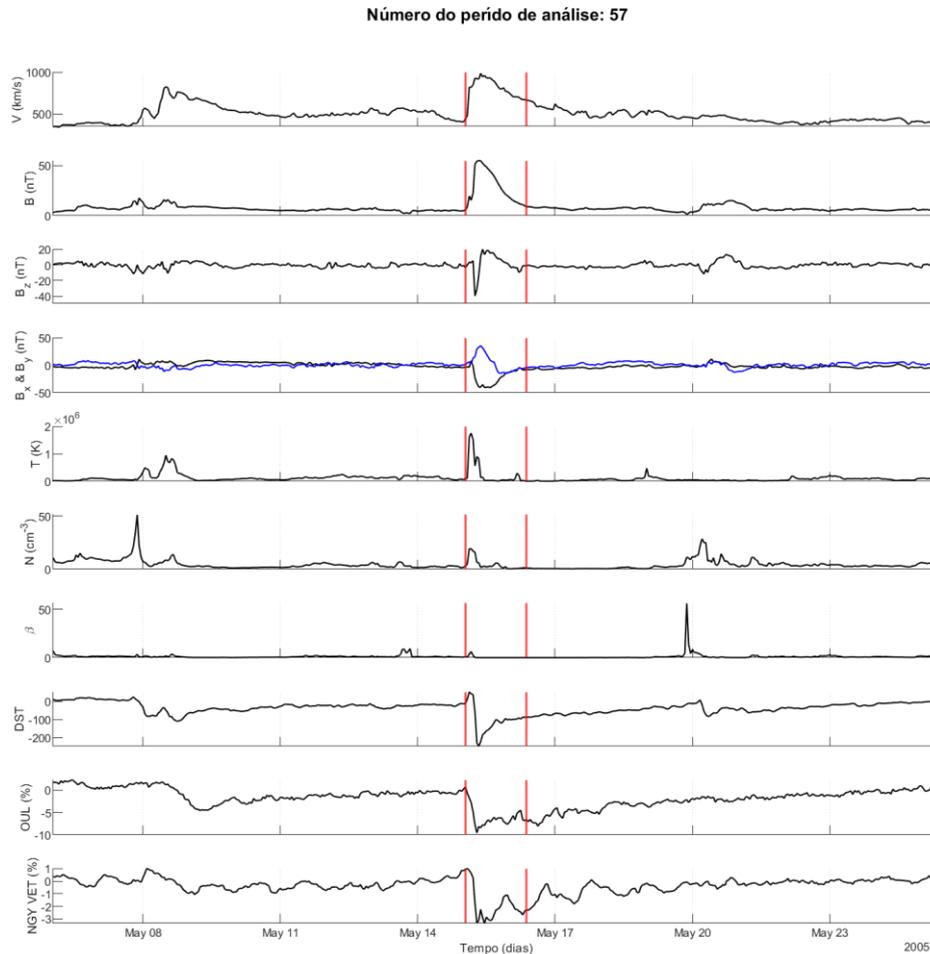
Figura B.38 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 56.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

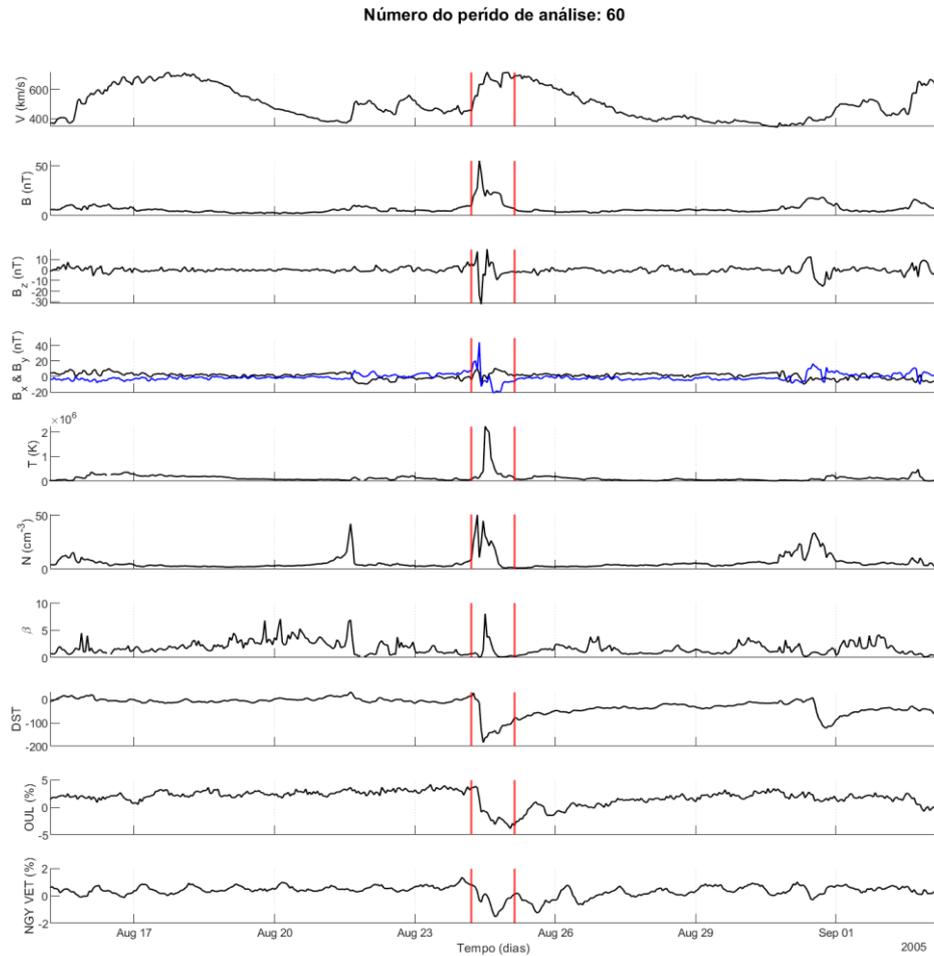
Figura B.39 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 57.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

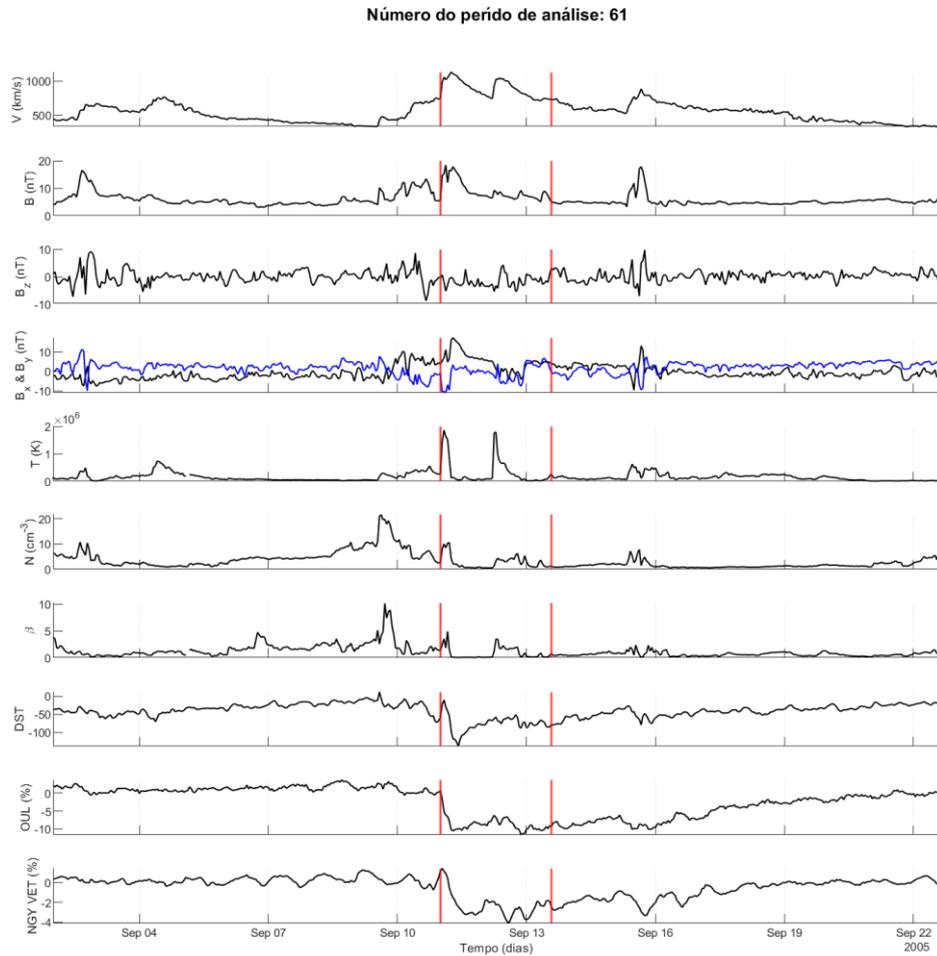
Figura B.40 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 60.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

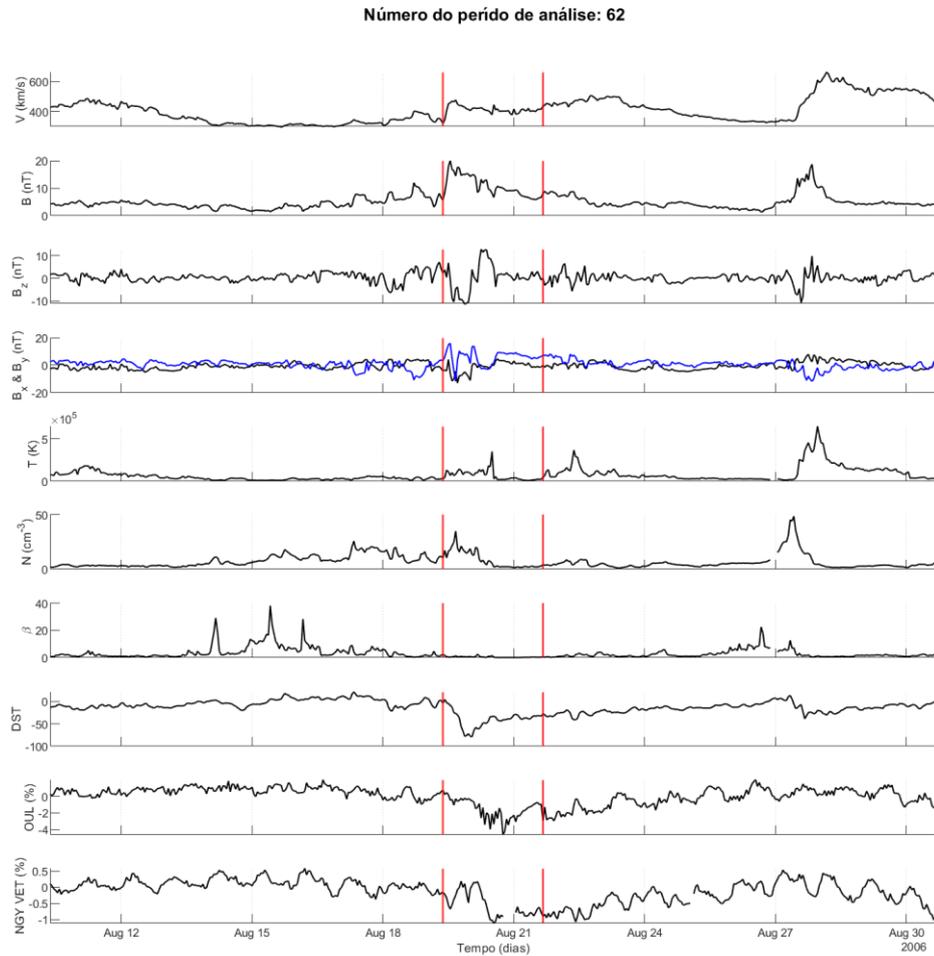
Figura B.41 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 61.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

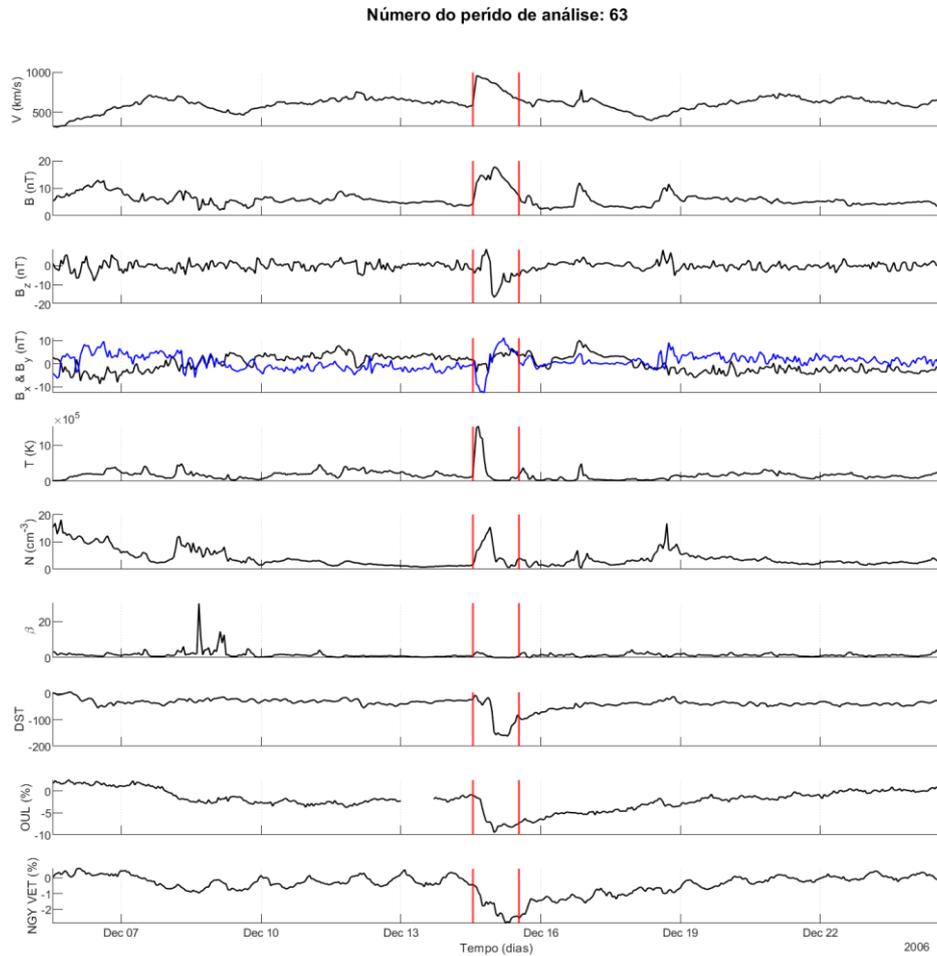
Figura B.42 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 62.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

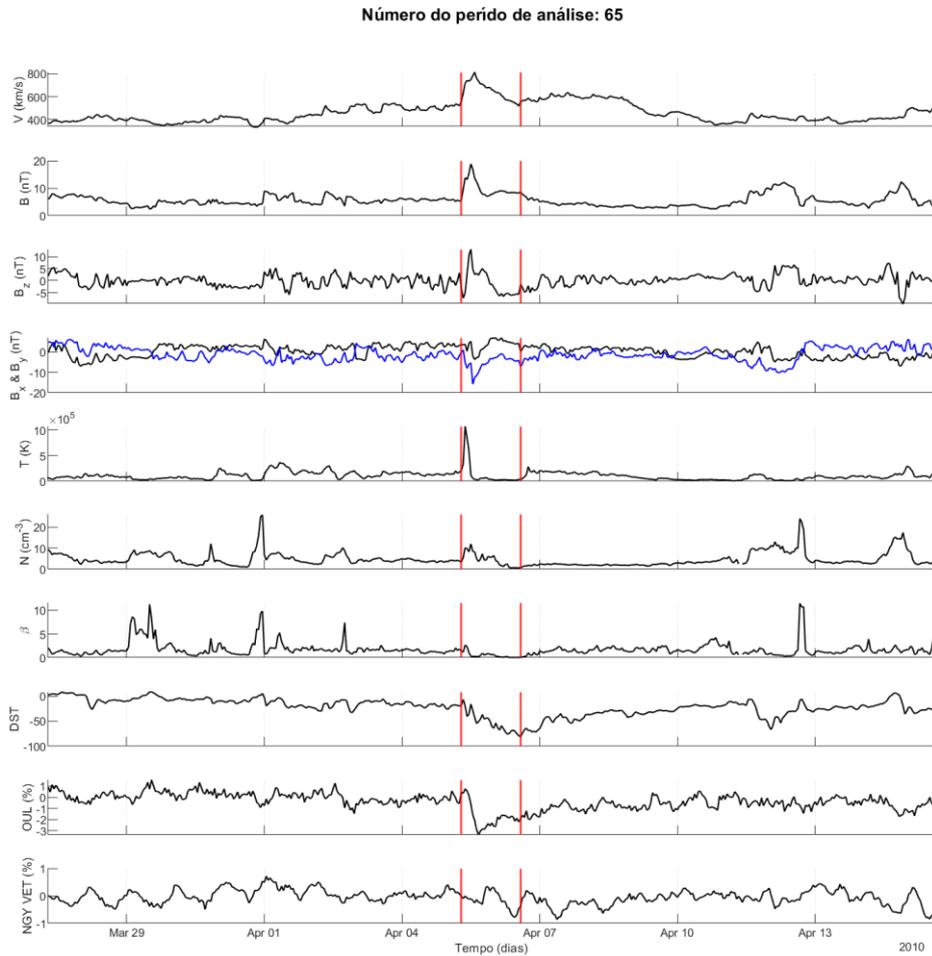
Figura B.43 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 63.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

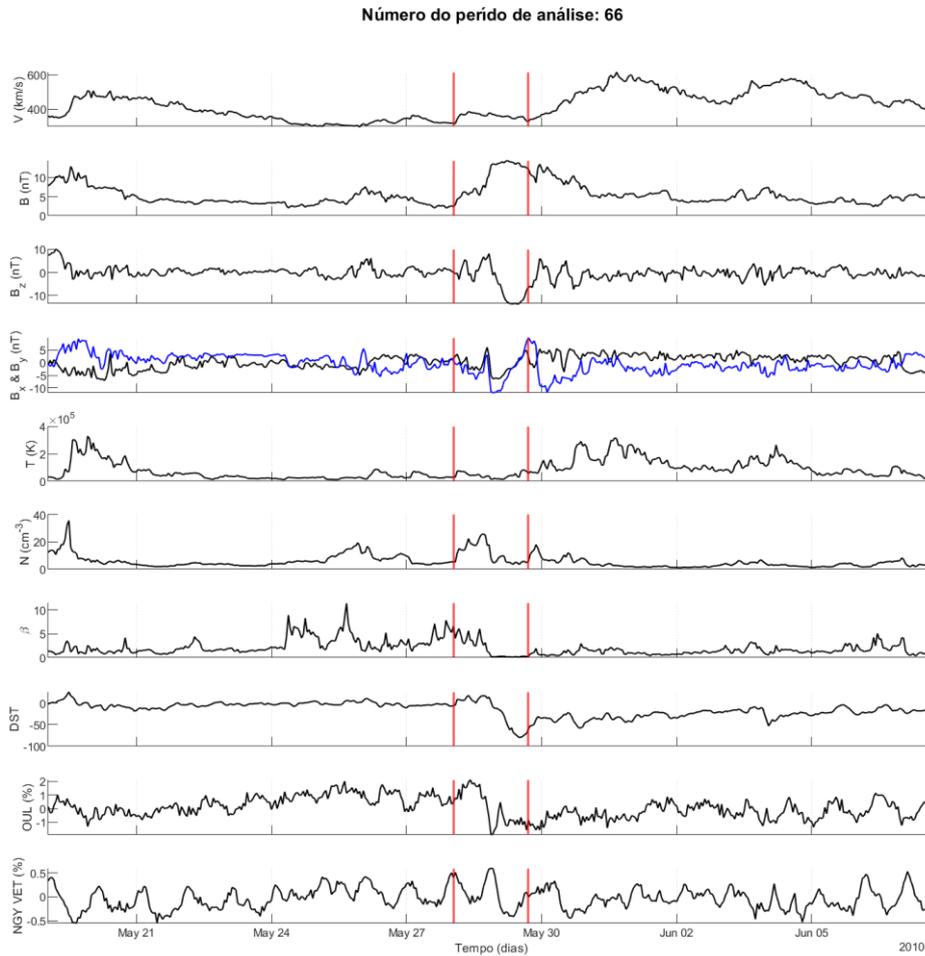
Figura B.44 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 65.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

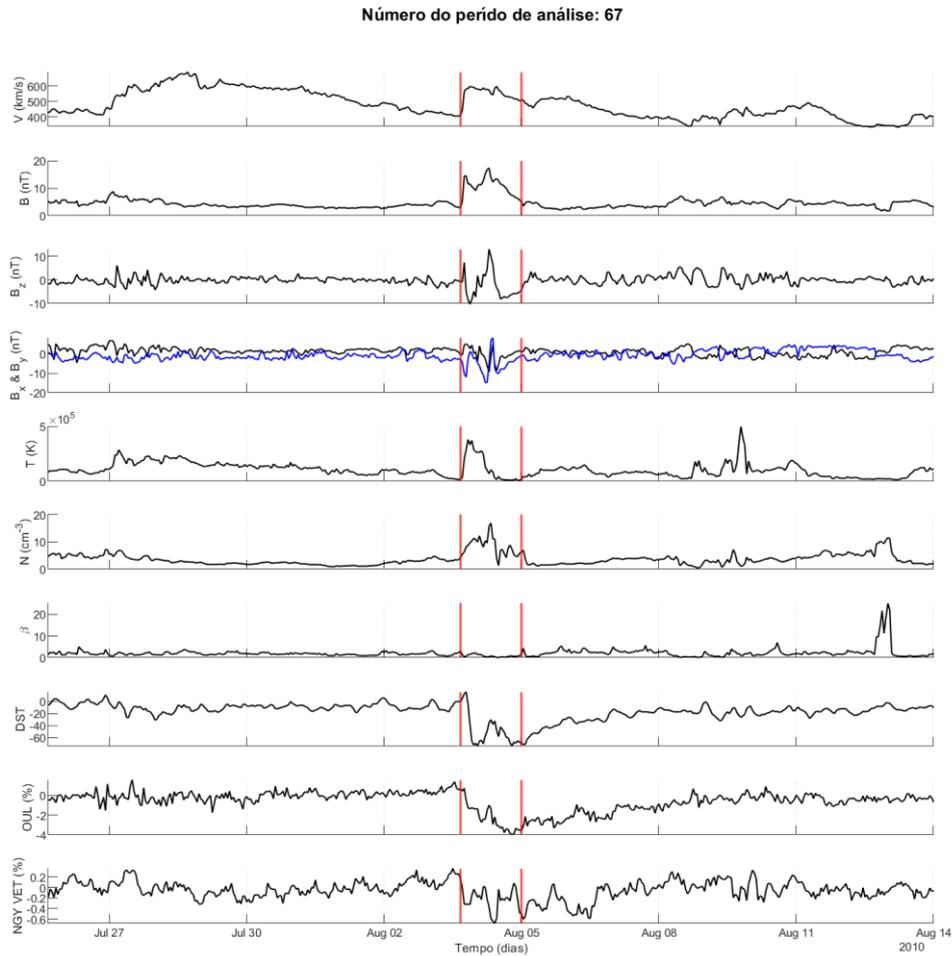
Figura B.45 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 66.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

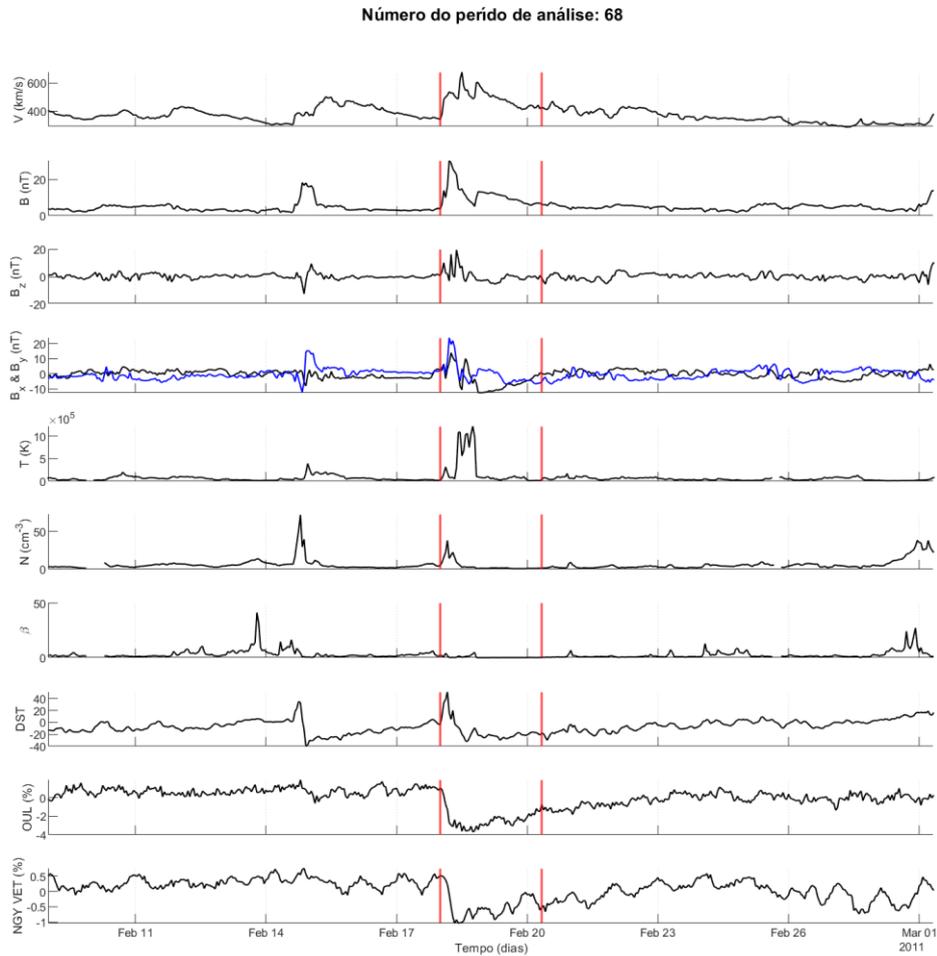
Figura B.46 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 67.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

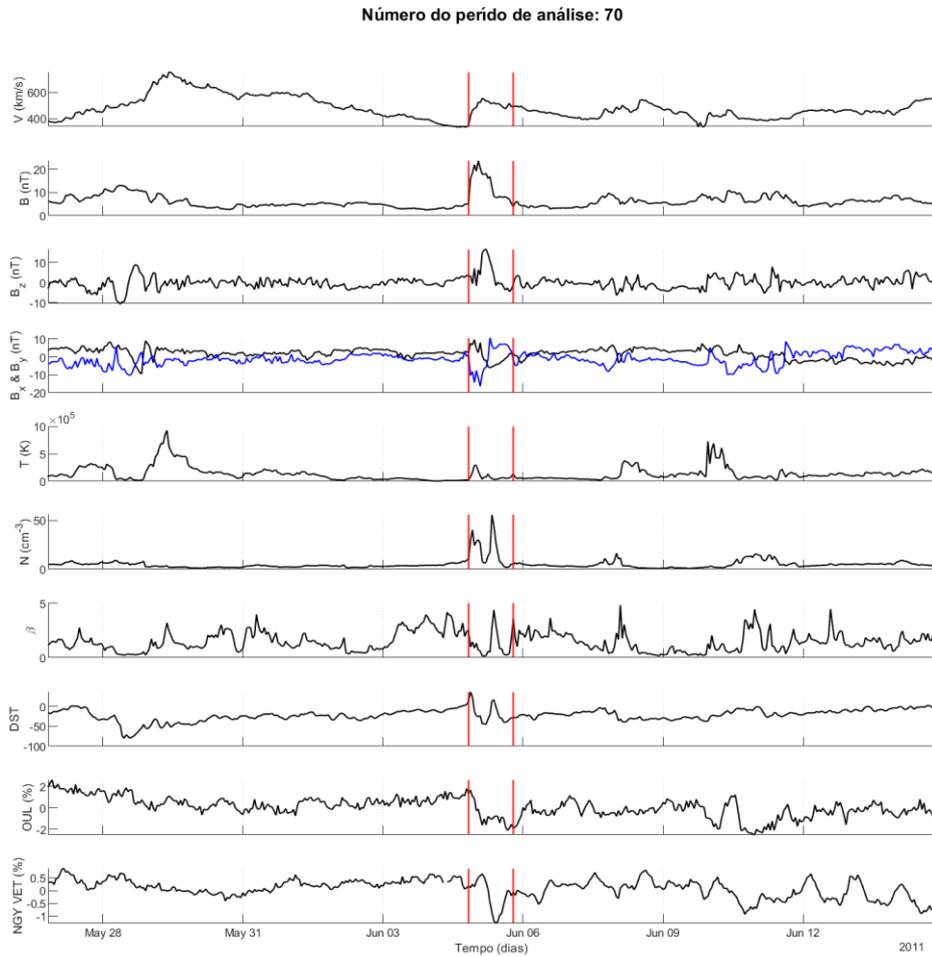
Figura B.47 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 68.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

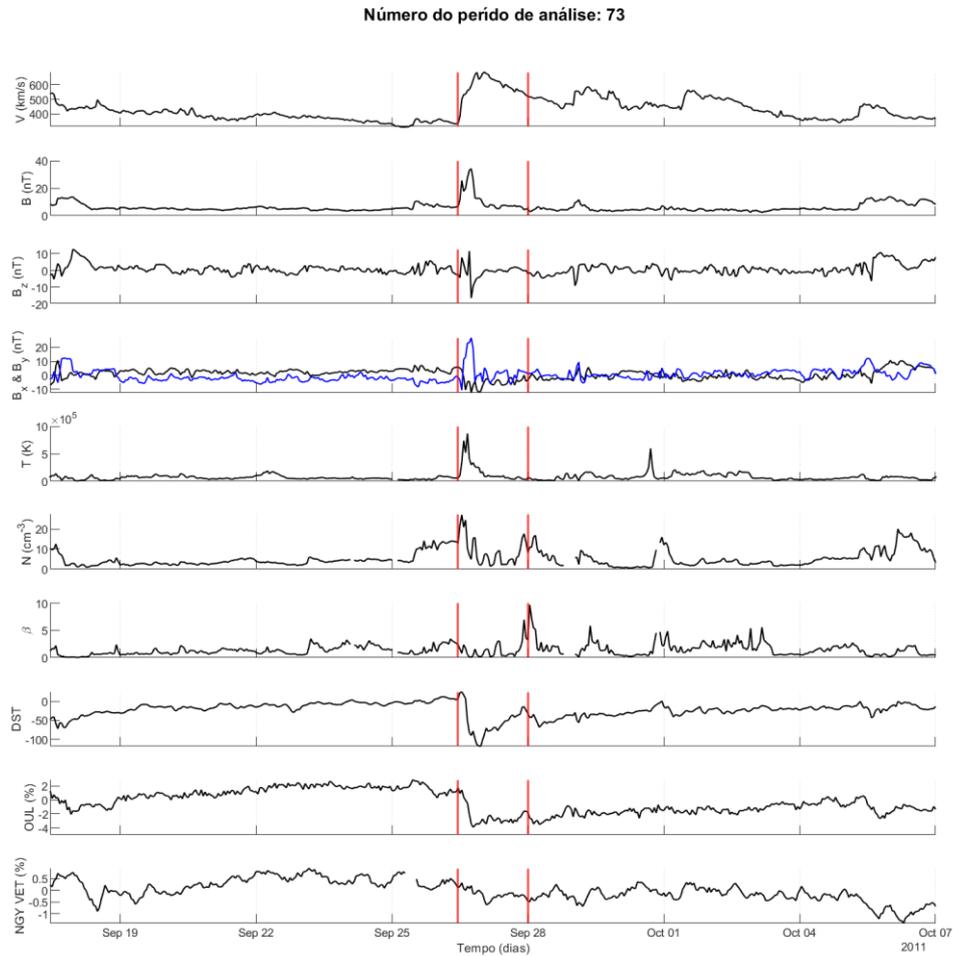
Figura B.48 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 70.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

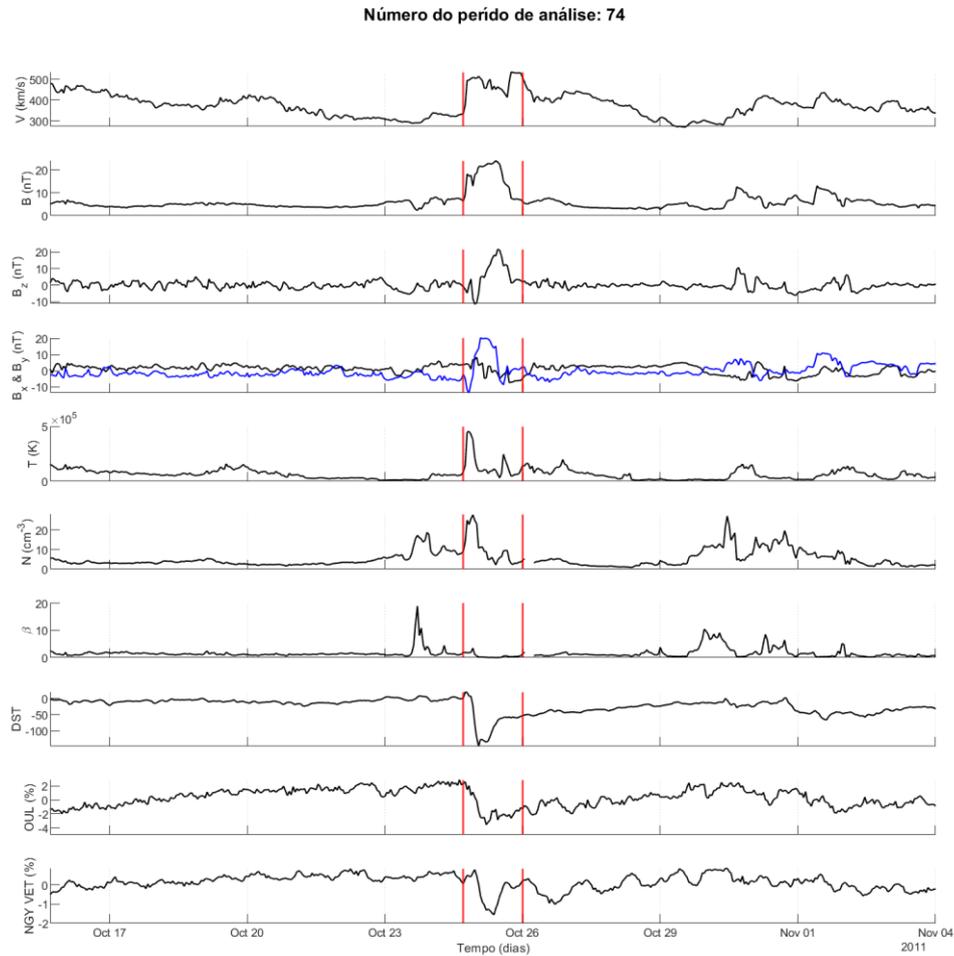
Figura B.49 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 73.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

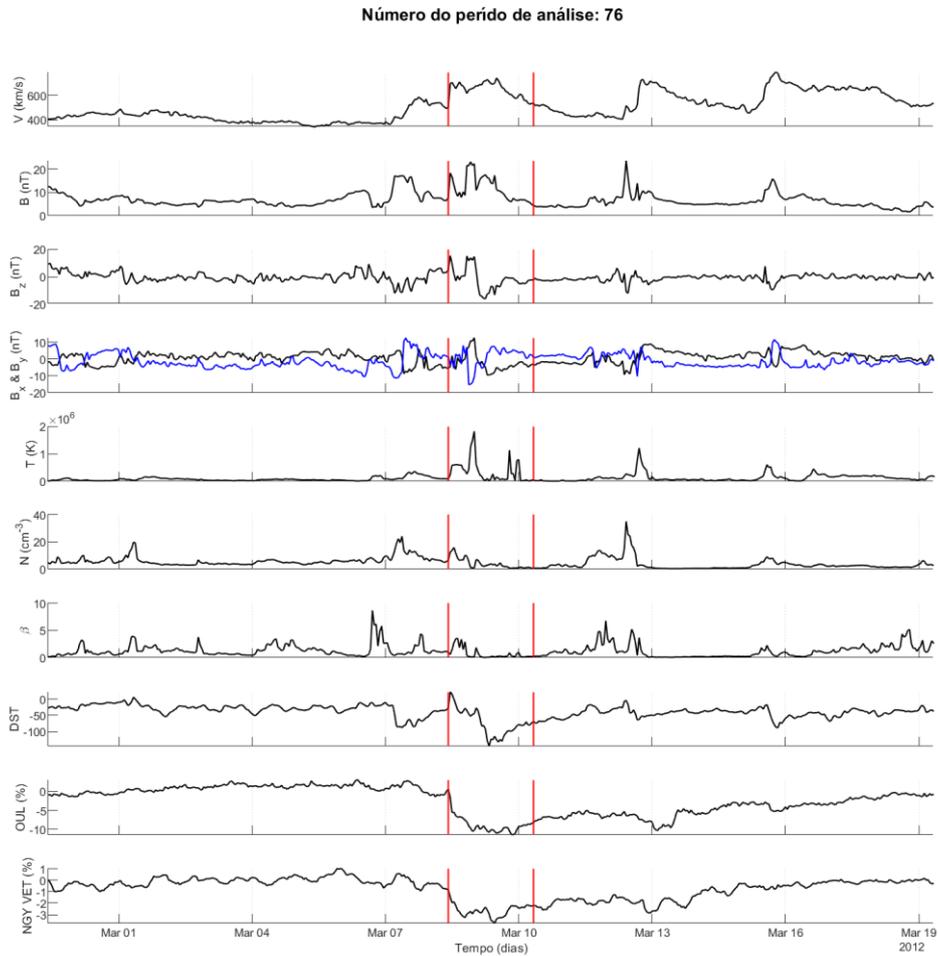
Figura B.50 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 74.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

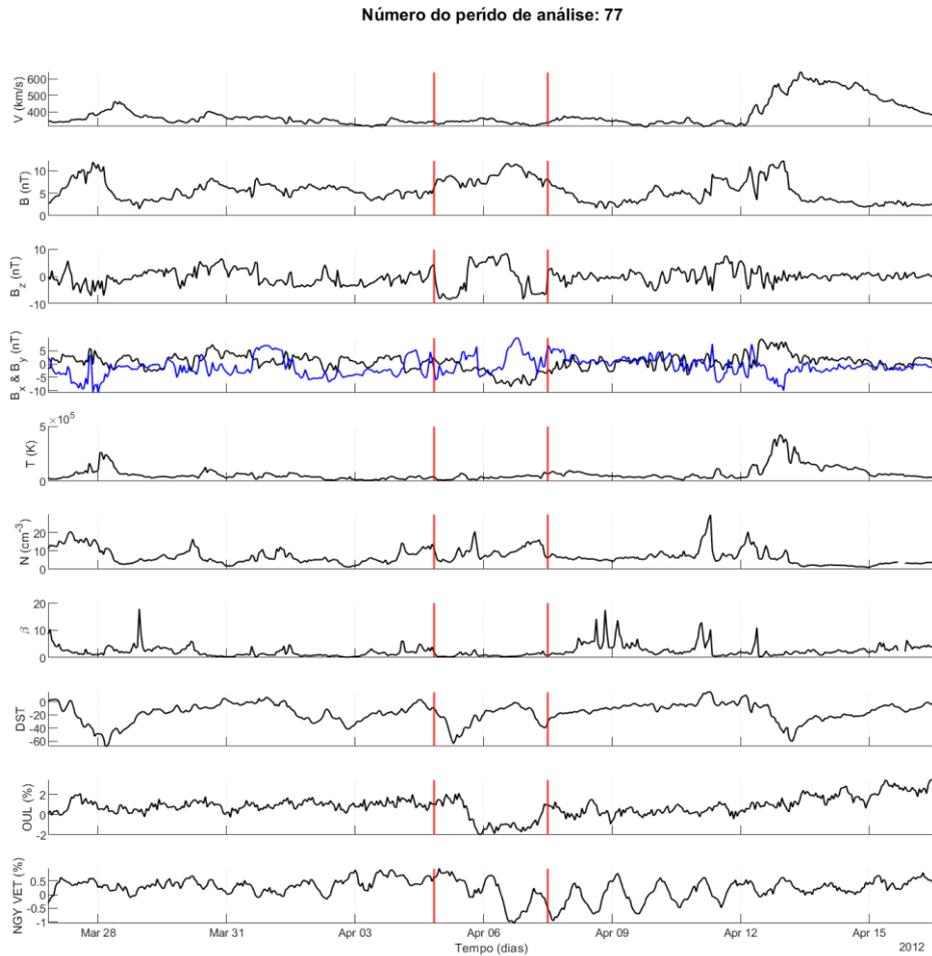
Figura B.51 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 76.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

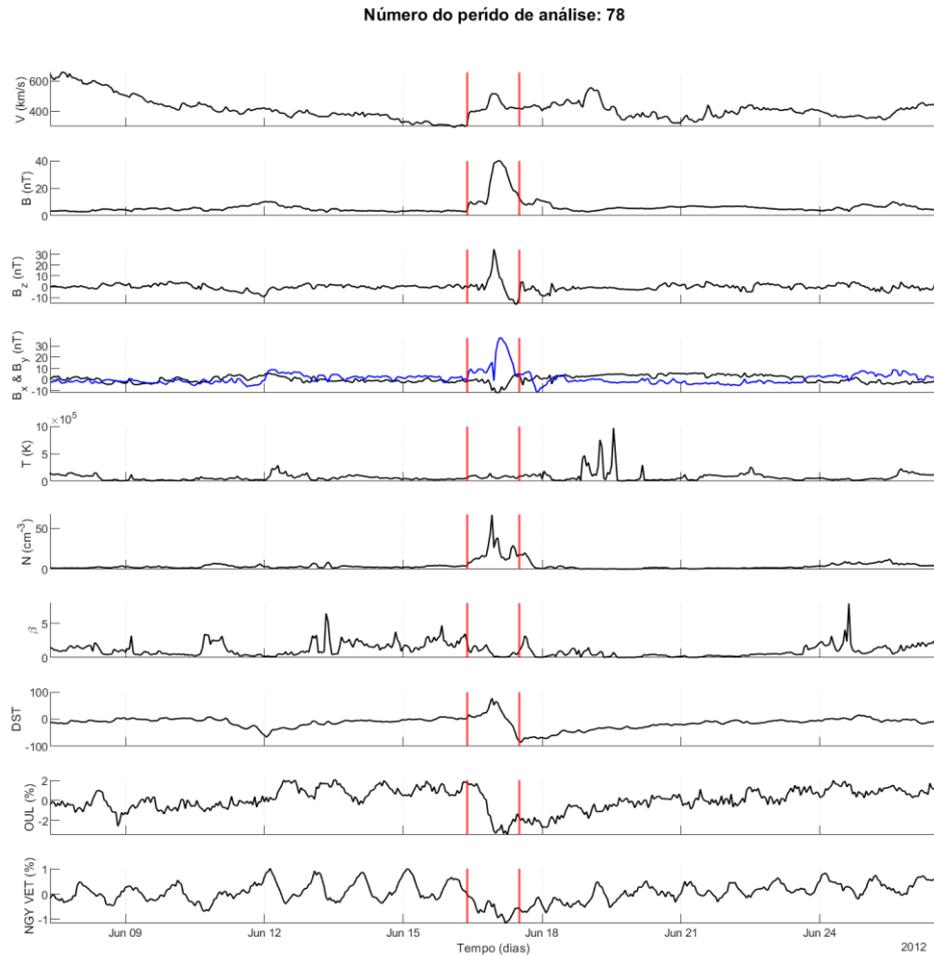
Figura B.52 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 77.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

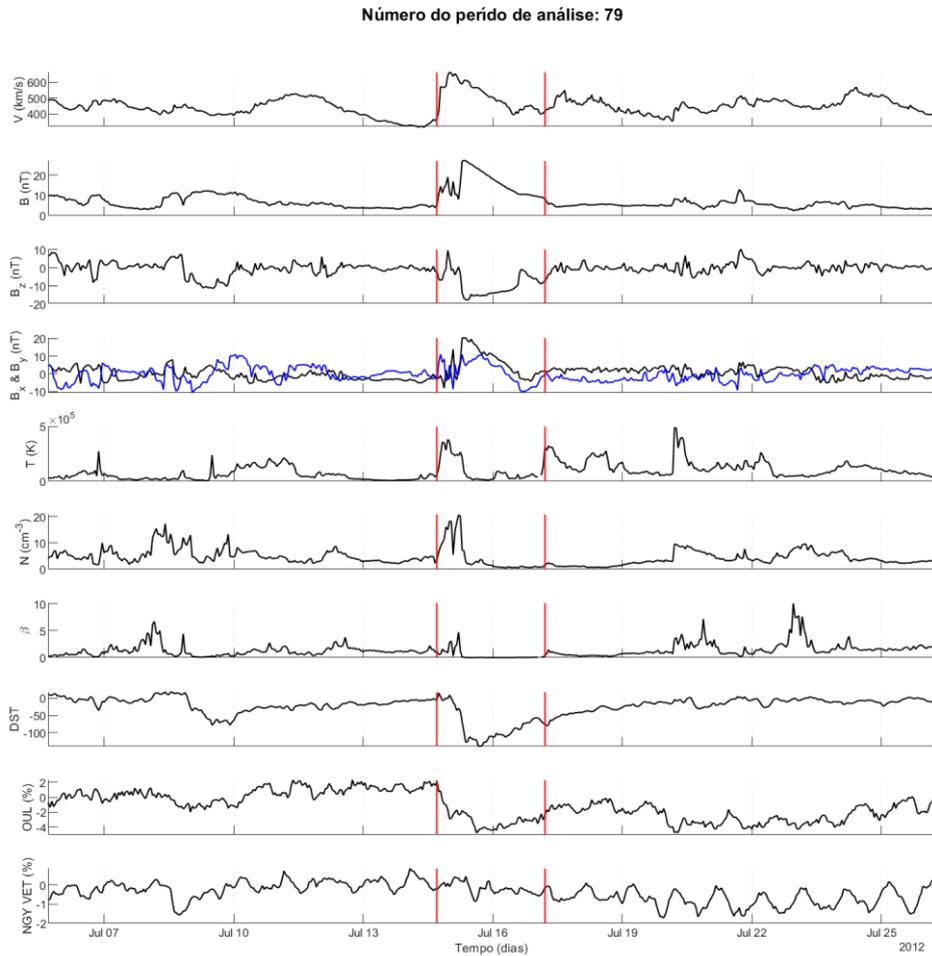
Figura B.53 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 78.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

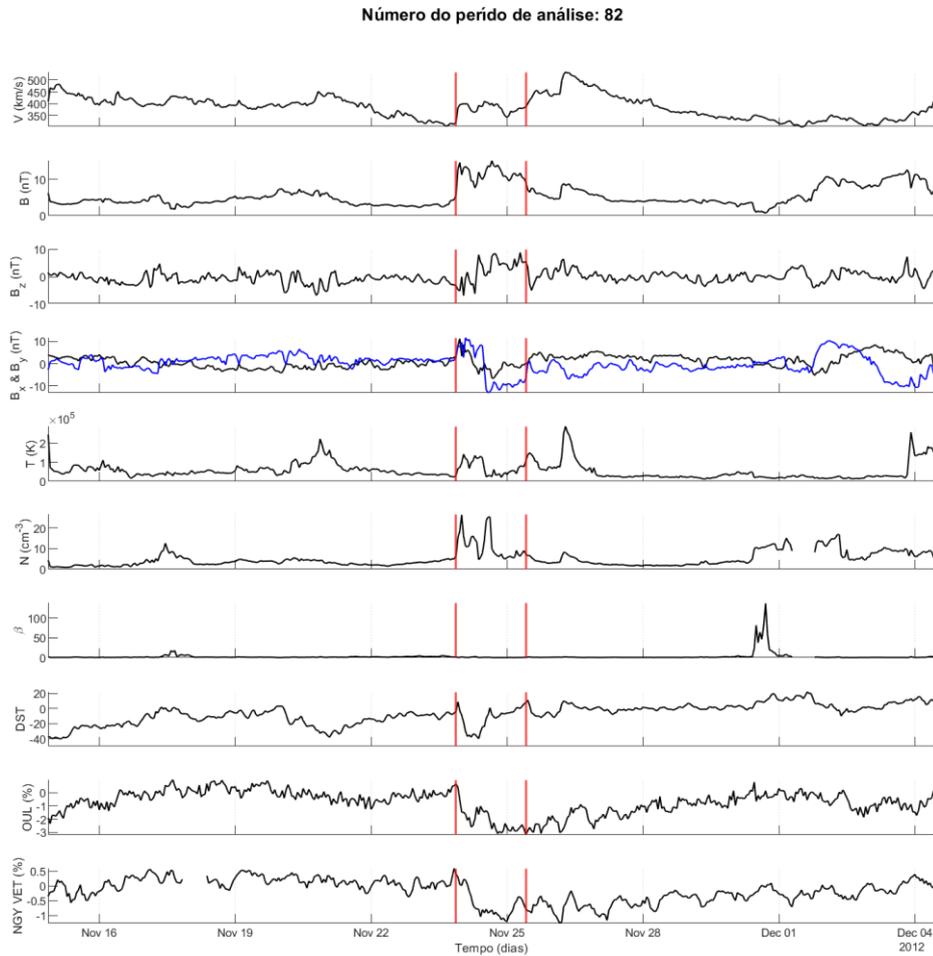
Figura B.54 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 79.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

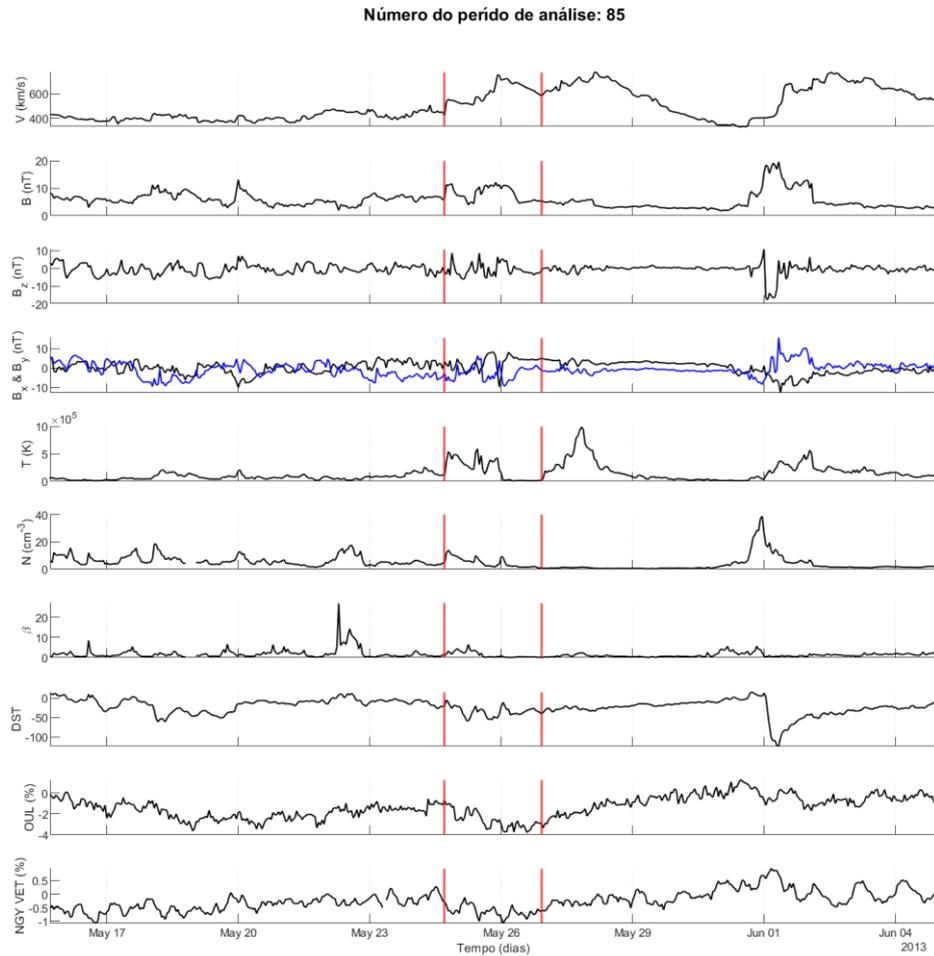
Figura B.55 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 82.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

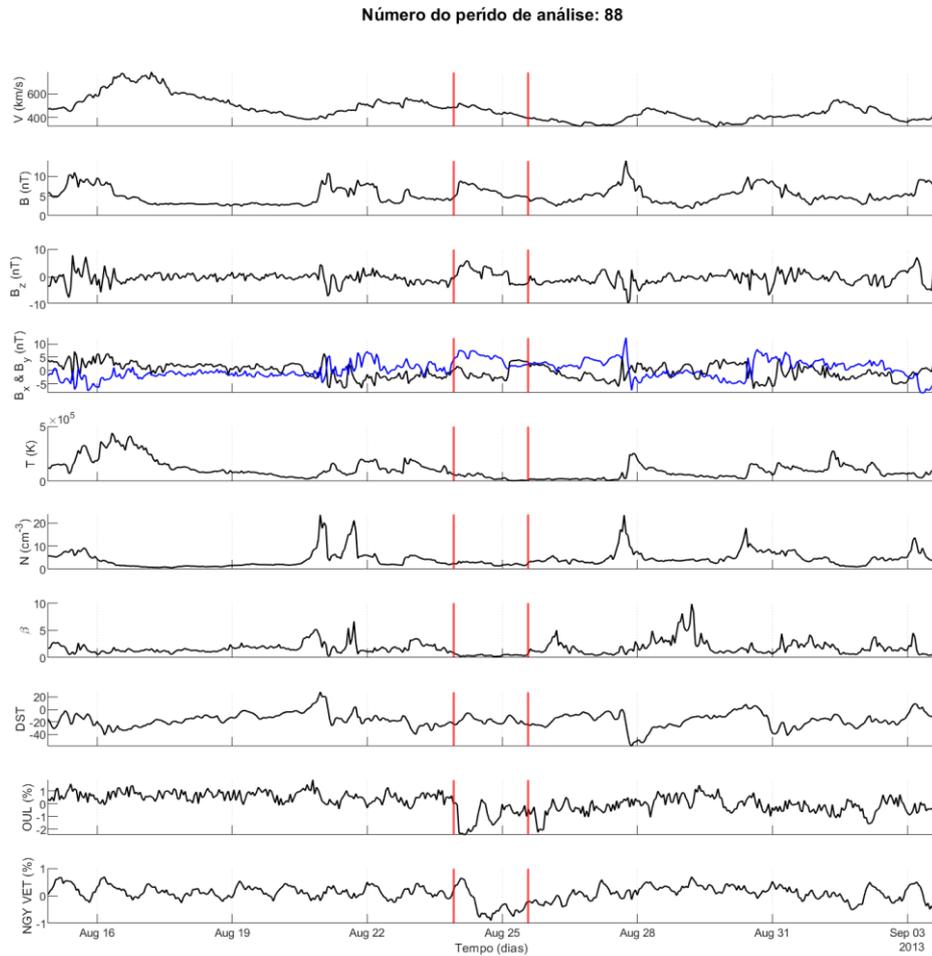
Figura B.56 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 85.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

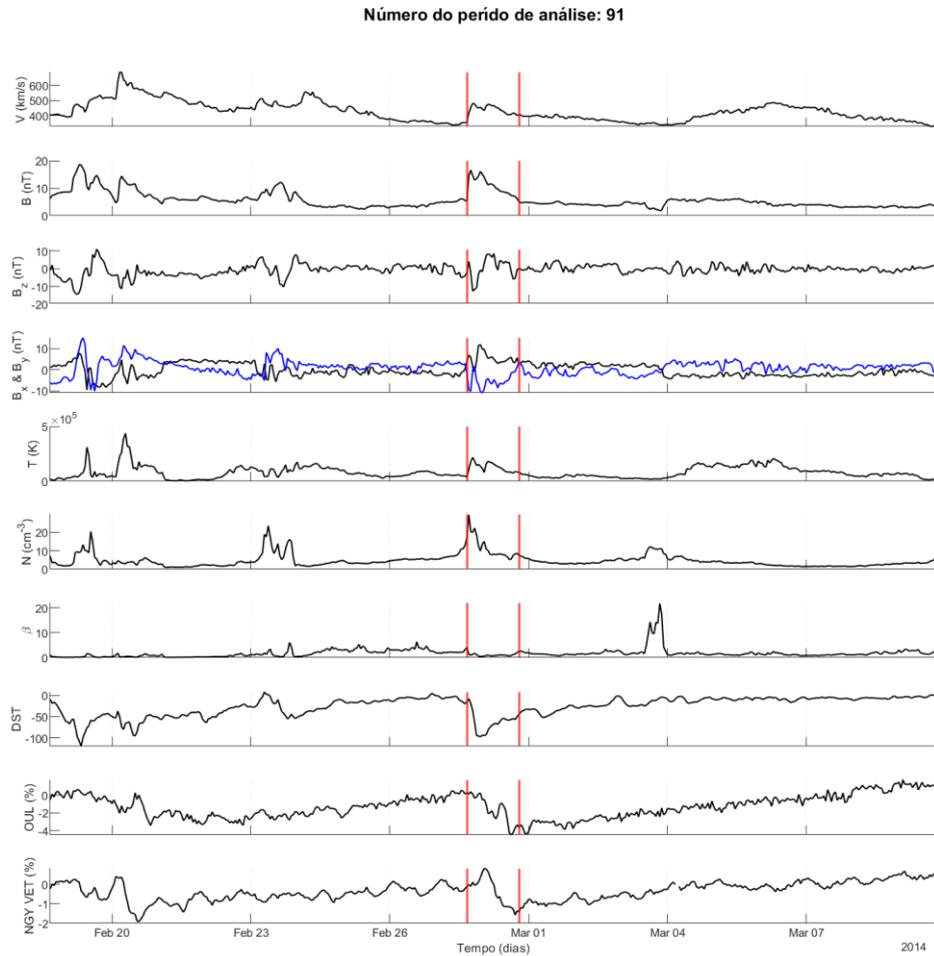
Figura B.57 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 88.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

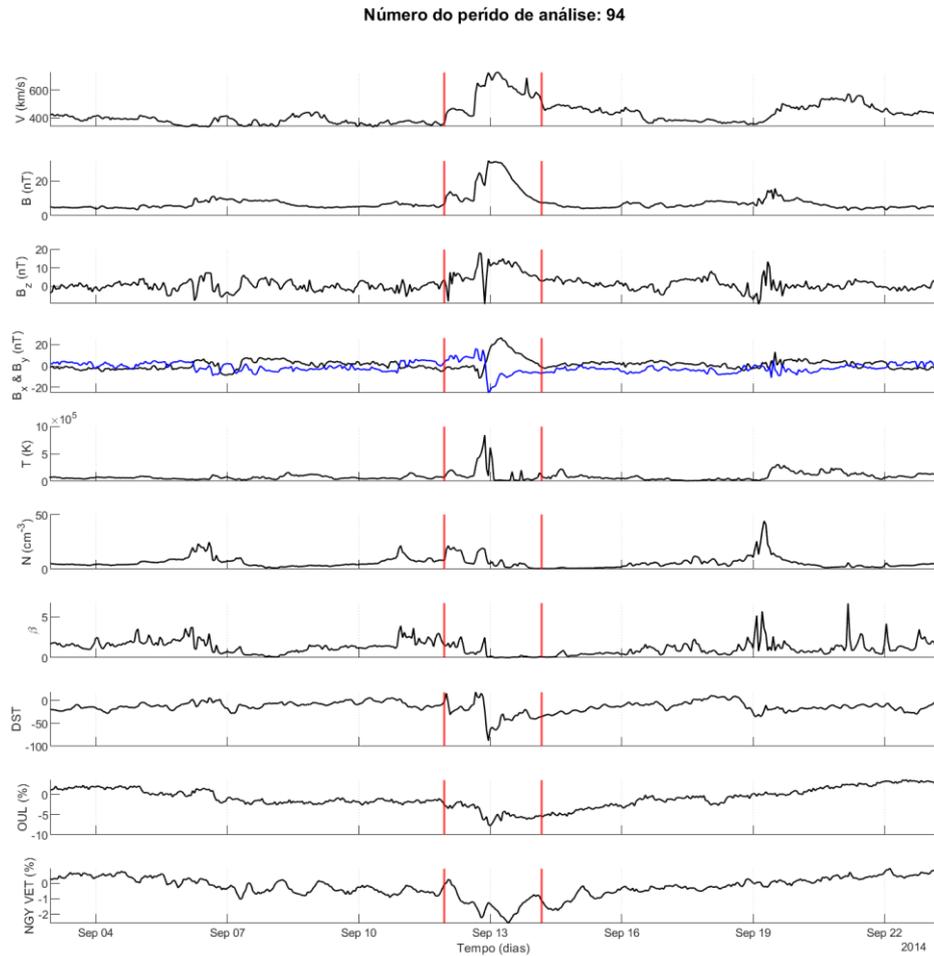
Figura B.58 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 91.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

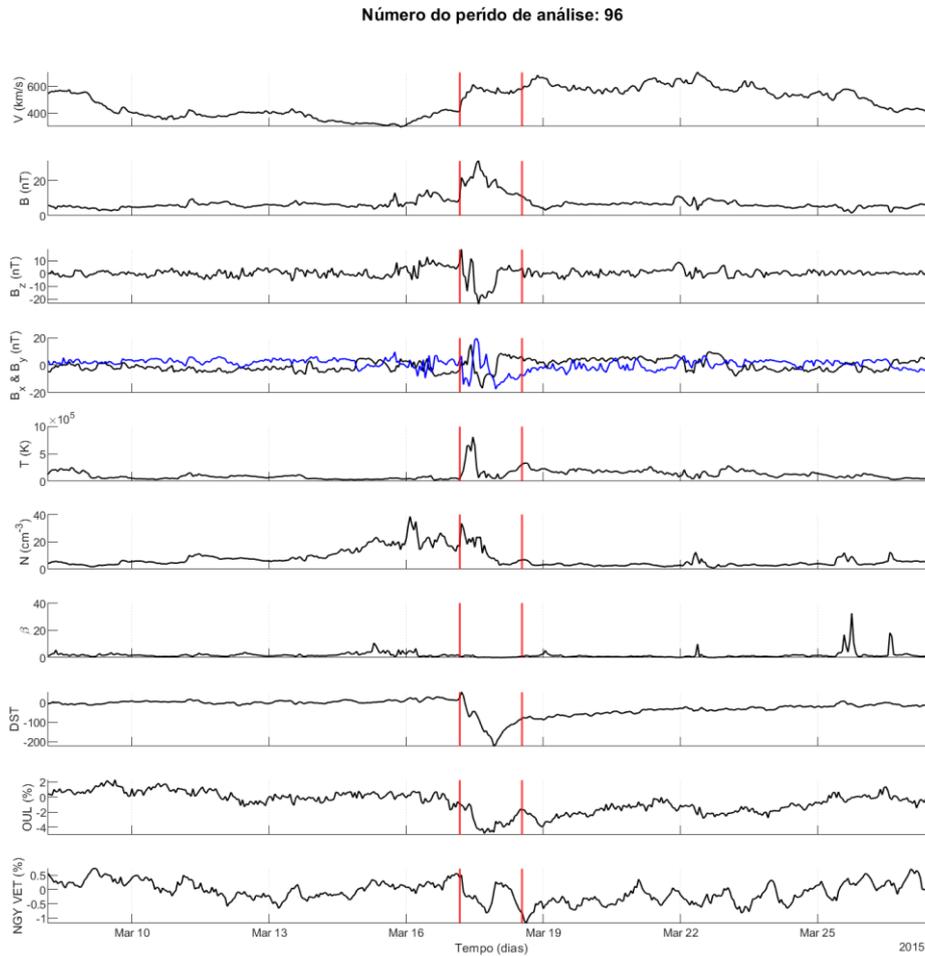
Figura B.59 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 94.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

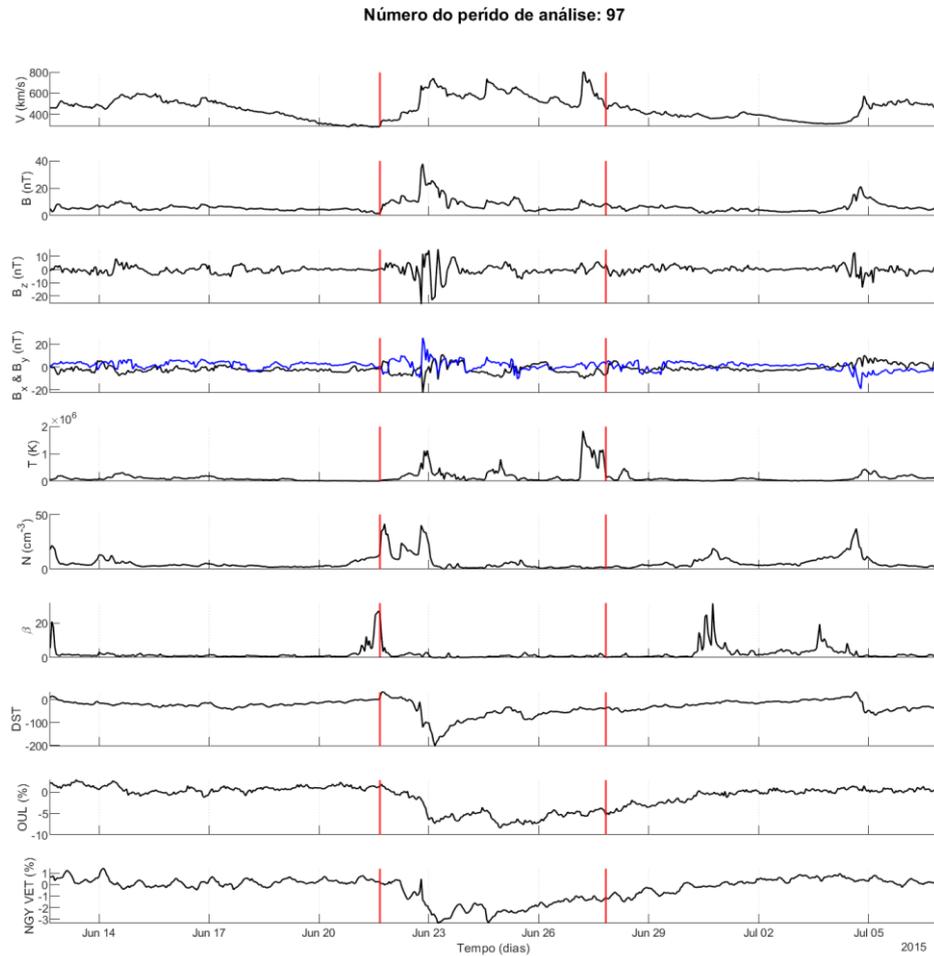
Figura B.60 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 96.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

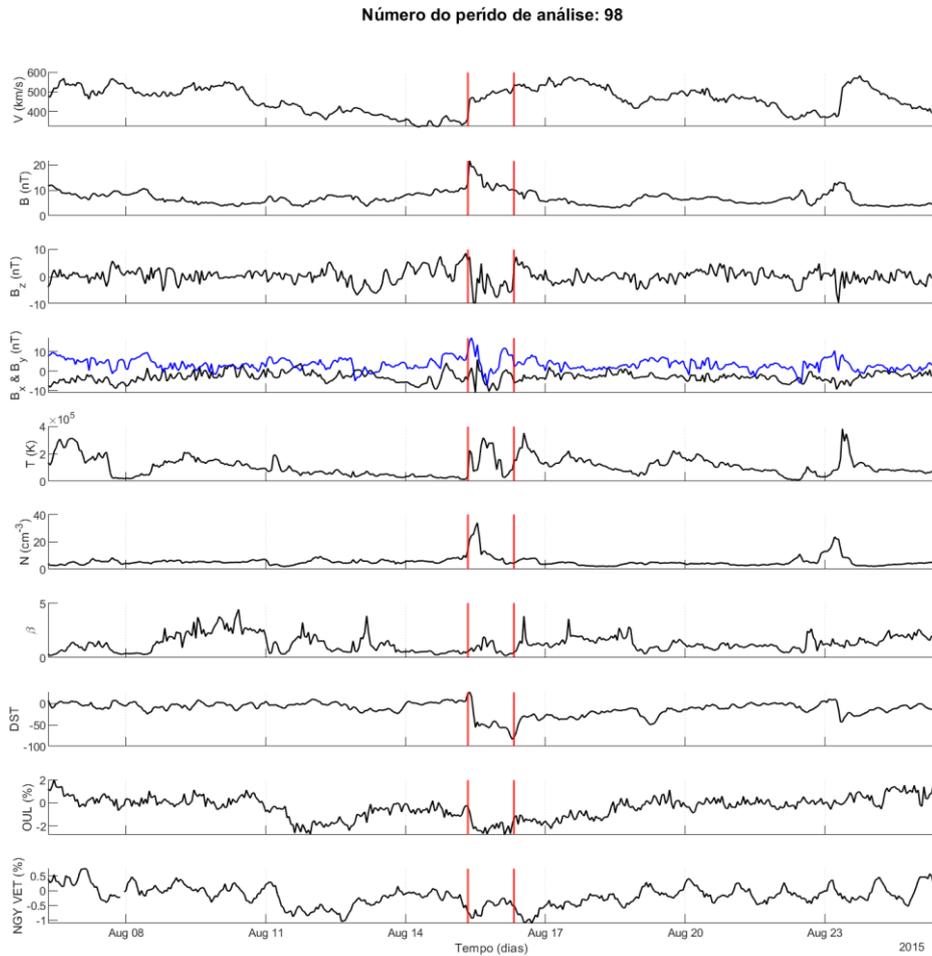
Figura B.61 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 97.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

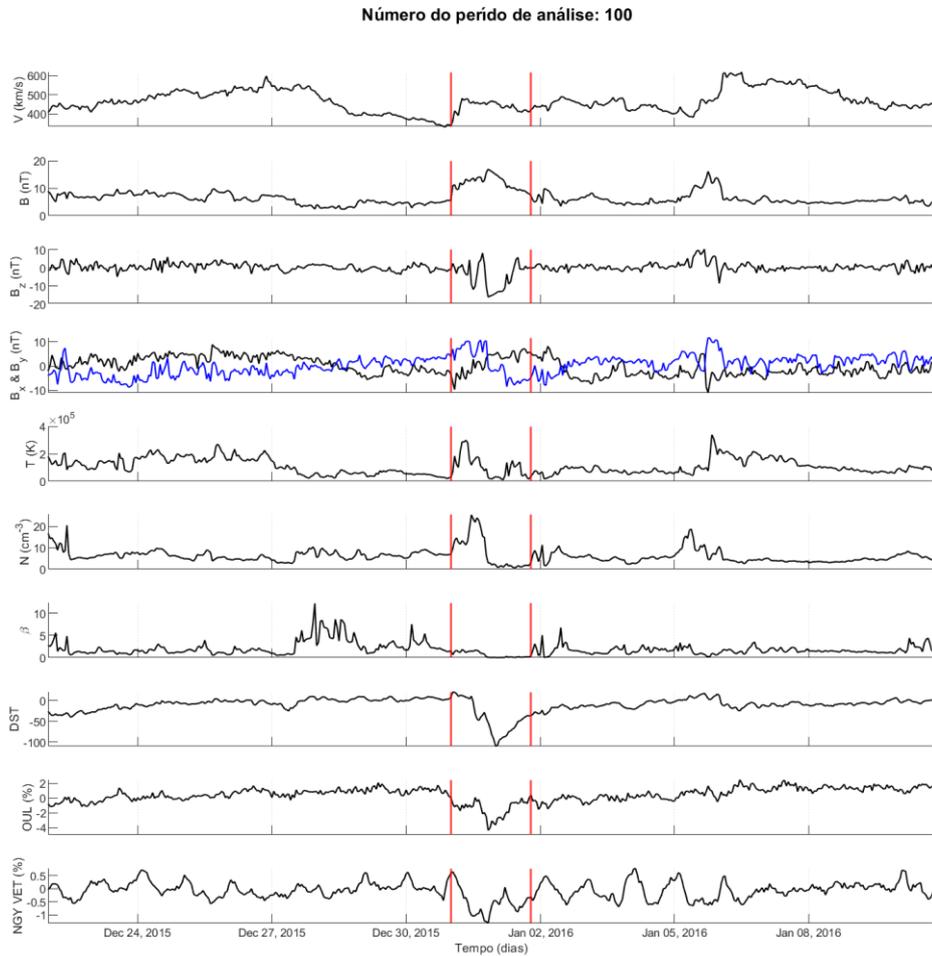
Figura B.62 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 98.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

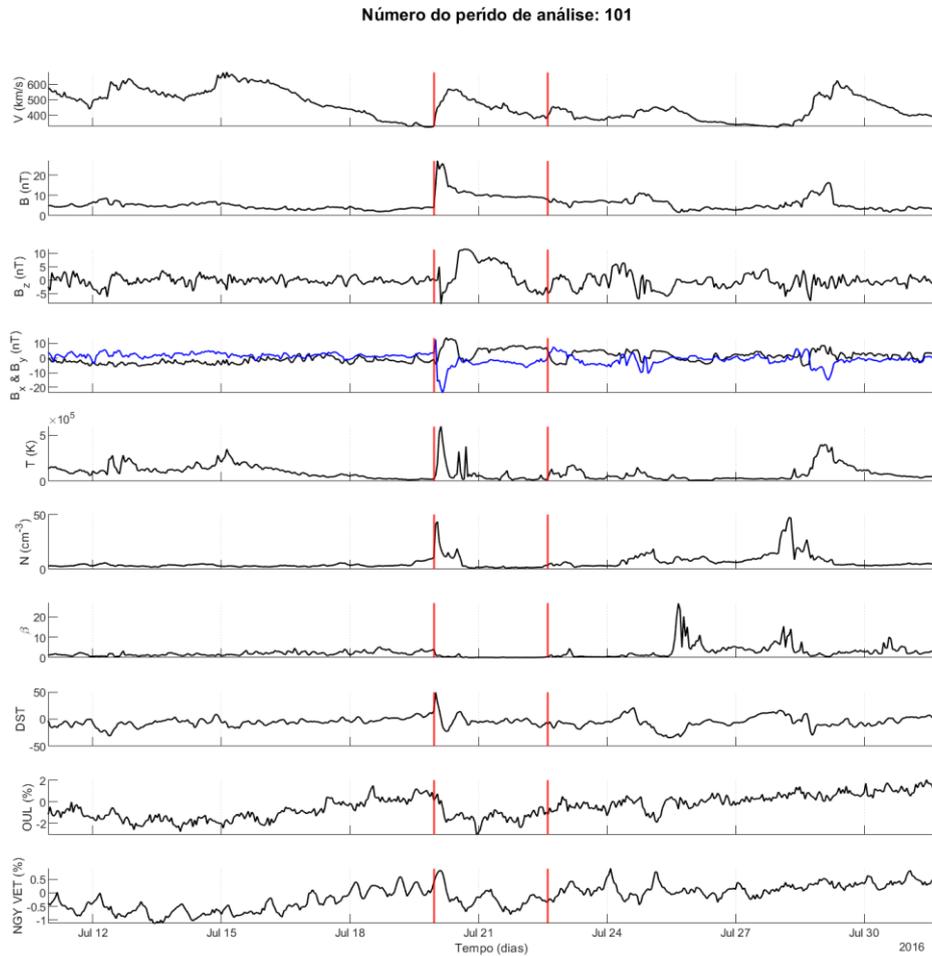
Figura B.63 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 100.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

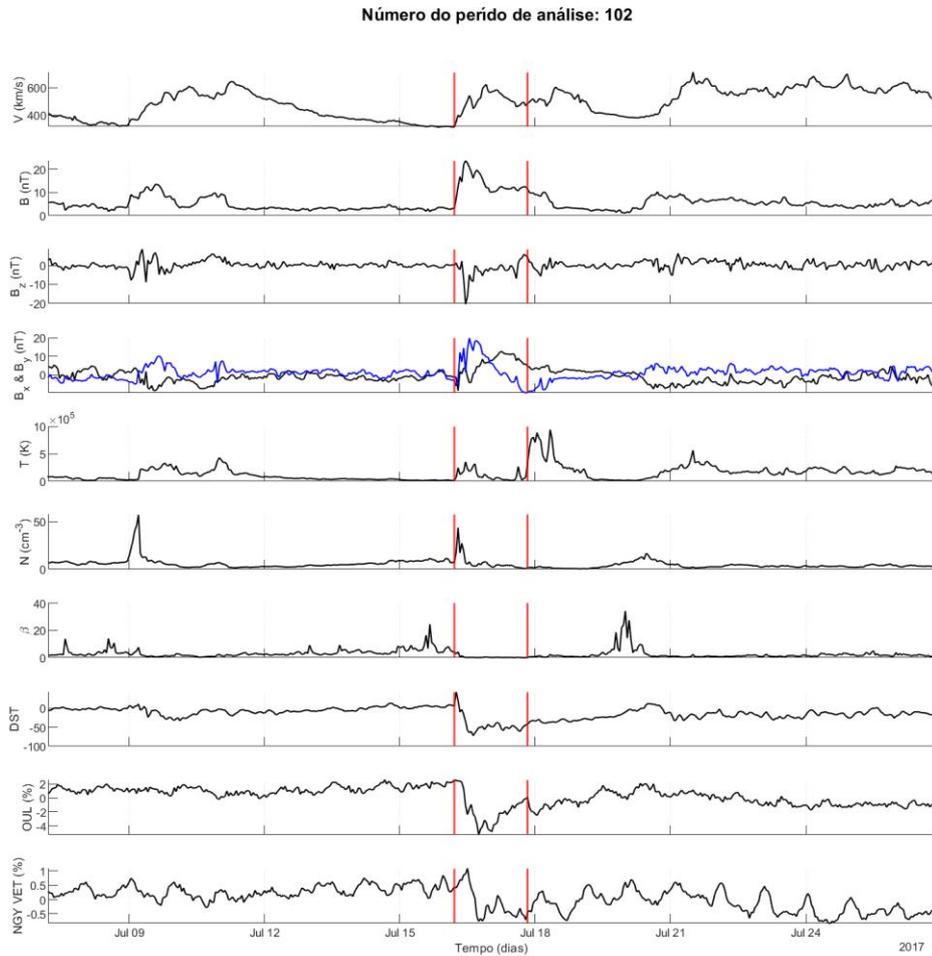
Figura B.64 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 101.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

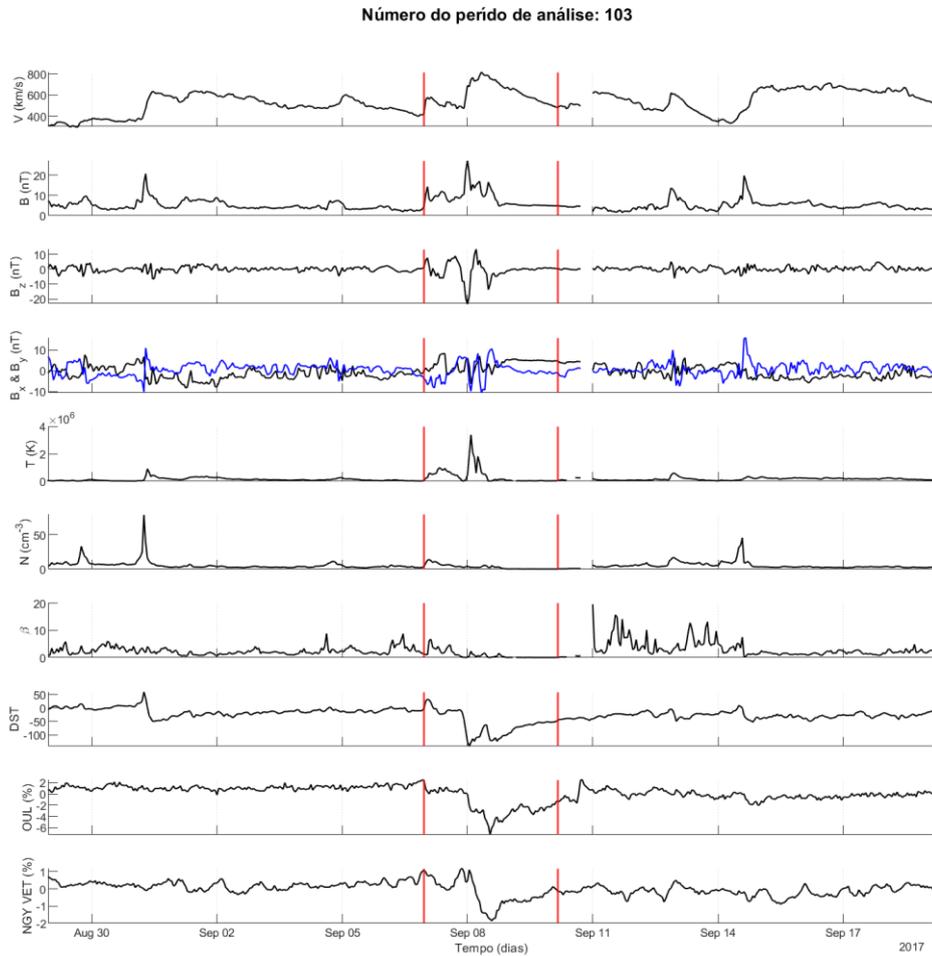
Figura B.65 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 102.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

Figura B.66 – Dados do meio interplanetário, índice DST e raios cósmicos nas vizinhanças do evento 103.



A Figura apresenta, a partir de 9 dias antes do início da estrutura interplanetária até 9 dias após a data de fim, de cima para baixo: a velocidade do plasma interplanetário, o módulo do campo magnético, a componente z do campo, as componentes x e y (curva azul) do campo, a temperatura, a densidade, o  $\beta$  do plasma, o índice DST, a intensidade dos dados de raios cósmicos de Oulu e a intensidade de raios cósmicos do canal vertical de Nagoya. As linhas verticais representam, respectivamente, as datas de início e fim do evento.

Fonte: Produção do autor.

## APÊNDICE C - FORMULÁRIO

Este apêndice tem como objetivo mostrar algumas equações utilizadas no trabalho de doutorado que não foram explicitadas no texto.

### C.1 Desvio padrão e média

O desvio padrão, geralmente, é representado pela Equação C.1, contudo, decidiu-se utilizar, nesta tese, a correção de Bessel à equação do desvio padrão, a Equação C.2.

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}{n}} \quad (\text{C.1})$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}{n - 1}} \quad (\text{C.2})$$

Onde,  $y_i$  representa o conjunto de dados observados de uma amostra de  $n$  pontos e  $\bar{y}$  é a média, conforme apresentado na Equação C.3 abaixo:

$$\bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^n y_i}{n} \quad (\text{C.3})$$

### C.2 Coeficiente de determinação ( $R^2$ ) e coeficiente de determinação ajustado ( $\bar{R}^2$ ou Adj R2)

O coeficiente de determinação e o coeficiente de determinação ajustado são obtidos, consecutivamente, por meio da Equação C.4 e C.5 abaixo:

$$R^2 = 1 - \frac{SS_{res}}{SS_{tot}} = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - f_i)^2}{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2} \quad (\text{C.4})$$

$$\bar{R}^2 = 1 - \frac{SS_{res}(n - 1)}{SS_{tot}(n - m)} = 1 - \frac{(n - 1) \sum_{i=1}^n (y_i - f_i)^2}{(n - m) \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2} \quad (\text{C.5})$$

Onde,  $f_i$  são os valores previstos pelo ajuste,  $SS_{res}$  é a soma residual dos quadrados,  $SS_{tot}$  é a soma total dos quadrados e  $m$  é o número de coeficientes estimados pelo ajuste.

$$SS_{res} = \sum_{i=1}^n (y_i - f_i)^2 \quad (C.6)$$

$$SS_{tot} = \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 \quad (C.7)$$

Usando as Equações C.4 e C.5 é possível reescrever  $\bar{R}^2$  em função de  $R^2$ , conforme apresentado na Equação C.8 abaixo:

$$\bar{R}^2 = 1 - \frac{(n-1)(R^2 - 1)}{(n-m)} \quad (C.8)$$

### C.3 Erro padrão da regressão (*Standard Error of the Regression*)

A Equação C.9 abaixo representa a definição de SER:

$$SER = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - f_i)^2}{n-m}} \quad (C.9)$$

Fazendo algumas manipulações algébricas é possível apresentar SER de outras formas, conforme é apresentado em C.3.1 e C.3.2.

#### C.3.1 SER escrito em função de $\bar{R}^2$

Após algumas manipulações algébricas usando as Equações C.2, C.6, C.7 e C.9 pode-se escrever SER em função de  $\bar{R}^2$ :

$$SER = \sigma \sqrt{1 - \bar{R}^2} \quad (C.10)$$

#### C.3.2 SER escrito em função de $R^2$

Substituindo C.10 em C.8, obtém-se a seguinte relação:

$$SER = \sigma \sqrt{1 - R^2} \sqrt{\frac{n-1}{n-m}} \quad (C.11)$$

### C.4 Raiz quadrada média do erro (*Root Mean Square Error*)

A equação que foi usada para o cálculo da RMSE é:

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - f_i)^2}{n}} = \sqrt{\frac{SS_{res}}{n}} \quad (C.12)$$

### C.5 Propagação de erros

A equação abaixo é da propagação de erros, utilizada nesta tese para obter a incerteza de alguns parâmetros.

$$\sigma_R = \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial a_1}\right)^2 (\sigma_{a_1})^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial a_2}\right)^2 (\sigma_{a_2})^2 + \dots + \left(\frac{\partial R}{\partial a_n}\right)^2 (\sigma_{a_n})^2} \quad (C.13)$$

Onde  $R$  é a grandeza de saída,  $\{a_1, a_2, \dots, a_n\}$  são as grandezas de entrada e  $\{\sigma_{a_1}, \sigma_{a_2}, \dots, \sigma_{a_n}\}$  o desvio padrão associado às grandezas de entrada.

### C.6 Desvio Padrão da média (Standard Error of the Mean, SEM)

A Equação C.14 abaixo foi utilizada nesta tese para calcular o desvio padrão da média.

$$SEM = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (C.14)$$

## APÊNDICE D - INFORMAÇÕES ADICIONAIS SOBRE OS AJUSTES DA RECUPERAÇÃO

Este apêndice tem com finalidade complementar o entendimento de alguns detalhes sobre os ajustes da fase de recuperação descritos na Seção 6.2.2.2. do Capítulo 6. Na Seção D.1 há uma descrição matemática do modelo 1 e, na Seção D.2, do cálculo da incerteza dos parâmetros de saída dos ajustes.

### D.1 Descrição do modelo 1

O modelo 1 foi desenvolvido com base na equação de Von Bertalanffy, utilizada para o cálculo do crescimento, em comprimento, de peixes (BASSANEZI; JUNIOR, 1988), conforme mostrado na Equação D.1.

$$L(t) = L_{\infty}(1 - \exp(-kt)) \quad (D.1)$$

O método consiste em estimar  $k$  e  $L_{\infty}$ , quando se tem os valores experimentais, calculando a regressão linear de:

$$L(t + 1) = aL(t) + b \quad (D.2)$$

Onde  $a = e^{-k}$  e  $b = L_{\infty}(1 - e^{-k}) \Rightarrow L_{\infty} = \frac{b}{1 - a}$ .

É possível linearizar a Equação 6.2 comparando os parâmetros desta fórmula com a Equação D.1, da seguinte maneira:

$$L(t) \Rightarrow I_r(t) + I_{min} \quad (D.3)$$

$$L(t + 1) \Rightarrow I(t + 1) + I_{min} \quad (D.4)$$

$$L_{\infty} \Rightarrow I_{aft} - I_{min} \quad (D.5)$$

$$k \Rightarrow 1/T_r \quad (D.6)$$

Assim, utilizando as Equações D.3, D.4, D.5 e D.6 em D.2 obtém-se os coeficientes  $a$  e  $b$ .

Utiliza-se as relações abaixo para obter  $I_{aft} - I_{min}$  e  $T_r$ :

$$a = e^{-1/T_r} \quad (D.7)$$

$$I_{aft} - I_{min} = \frac{b}{1 - a} \quad (D.8)$$

## D.2 Incerteza dos parâmetros de saída dos ajustes

A tabela abaixo (Tabela D.1) apresenta os modelos usados para ajustar a recuperação dos decréscimos de Forbush (primeira coluna), a equação usada para realizar o ajuste (segunda coluna) e a incerteza dos parâmetros de saída (terceira coluna). É importante destacar que as incertezas, que não foram obtidas diretamente, foram calculadas por meio da propagação de erros.

Tabela D.1 – Descrição da incerteza dos parâmetros de saída dos modelos que realizam o ajuste da fase de recuperação.

Modelo	Equação utilizada no ajuste (onde $a$ , $b$ ou $c$ são parâmetros de saída do ajuste)	Incerteza dos parâmetros de saída do ajuste
1	$y = a \cdot x + b$ <p>Onde:</p> $y = I(t + 1) - I_{sr}$ $x = I(t) - I_{sr}$ $T_r = \frac{-1}{\ln(a)}$ $I_{aft} = \frac{b}{1 - a} + I_{sr}$	$\sigma_{aft} = \left\{ \left[ \frac{b}{(1 - a)^2} \right]^2 \sigma_a^2 + \left[ \frac{1}{1 - a} \right]^2 \sigma_b^2 + \sigma_{sr}^2 \right\}^{1/2}$ $\sigma_{Tr} = \frac{\sigma_a}{a[\ln(a)]^2}$

continua

Tabela D.1 – Conclusão.

<p>2.1</p>	$y = a(1 - e^{-t/b})$ <p>Onde:</p> $y = I(t) - I_{sr}$ $I_{aft} = a + I_{sr}$ $T_r = b$	$\sigma_{Tr} = \sigma_b$ $\sigma_{aft} = \sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_{sr}^2}$
<p>2.2</p>	$y = a(1 - e^{-\frac{t}{b}}) + c$ <p>Onde:</p> $y = I(t)$ $T_r = b$ $I_{min} = c$ $I_{aft} = a + c$	$\sigma_{Tr} = \sigma_b$ $\sigma_{min} = \sigma_c$ $\sigma_{aft} = \sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_c^2}$
<p>2.3</p>	$y = 1 - e^{-t/a}$ <p>Onde:</p> $y = (I(t) - I_{sr}) / (I_{aft} - I_{sr})$ $T_r = a$	$\sigma_{Tr} = \sigma_a$

Fonte: Produção do autor.

## APÊNDICE E - INFORMAÇÕES COMPLEMENTARES DA ANÁLISE DE $I_{aft}$

As Tabelas E.1 e E.2 apresentam: na primeira coluna, os modelos e períodos usados para calcular o ajuste da fase de recuperação dos decréscimos de Forbush selecionados; na segunda coluna, o número de ajustes calculados em que o  $I_{aft}$  obtido é menor que  $I_{bef} - \sigma_{bef}$ ; na terceira coluna, o número de ajustes em que o  $I_{aft}$  é maior ou igual a  $I_{bef} - \sigma_{bef}$  e menor ou igual a  $I_{bef} + \sigma_{bef}$ ; e, na quarta coluna, o número de ajustes em que o  $I_{aft}$  calculado é maior que  $I_{bef} + \sigma_{bef}$ . É importante destacar que a diferença entre as tabelas é que a primeira (Tabela E.1) inclui os resultados de todos os ajustes e, a segunda (Tabela E.2), apenas os ajustes de boa qualidade, ou seja, com  $Adj R^2 \geq 0.6$ .

Tabela E.1 – Análise da distribuição dos ajustes calculados por categoria de  $I_{aft}$ .

Modelo e período usado para calcular o ajuste	Número de ajustes em que $I_{aft} < I_{bef} - \sigma_{bef}$	Número de ajustes em que $I_{bef} - \sigma_{bef} \leq I_{aft} \leq I_{bef} + \sigma_{bef}$	Número de ajustes em que $I_{aft} > I_{bef} + \sigma_{bef}$
Modelo 1 (4 dias)	578	284	166
Modelo 1 (5 dias)	819	436	249
Modelo 1 (6 dias)	976	596	325
Modelo 1 (7 dias)	1000	739	409
Modelo 1 (8 dias)	989	800	441
Modelo 2.1 (4 dias)	329	324	550
Modelo 2.1 (5 dias)	338	432	730
Modelo 2.1 (6 dias)	373	532	827
Modelo 2.1 (7 dias)	447	646	868
Modelo 2.1 (8 dias)	506	690	882
Modelo 2.2 (4 dias)	320	332	514
Modelo 2.2 (5 dias)	310	491	724
Modelo 2.2 (6 dias)	363	592	772
Modelo 2.2 (7 dias)	439	659	822
Modelo 2.2 (8 dias)	495	695	833

Fonte: Produção do autor.

Tabela E.2 – Análise da distribuição dos ajustes calculados, com  $Adj R^2 \geq 0.6$ , por categoria de  $I_{aft}$ .

Modelo e período usado para calcular o ajuste	Número de ajustes, com $Adj R^2 \geq 0.6$ , em que $I_{aft} < I_{bef} - \sigma_{bef}$	Número de ajustes, com $Adj R^2 \geq 0.6$ , em que $I_{bef} - \sigma_{bef} \leq I_{aft} \leq I_{bef} + \sigma_{bef}$	Número de ajustes, com $Adj R^2 \geq 0.6$ , em que $I_{aft} > I_{bef} + \sigma_{bef}$
Modelo 1 (4 dias)	51	32	61
Modelo 1 (5 dias)	75	48	94
Modelo 1 (6 dias)	123	54	117
Modelo 1 (7 dias)	113	72	151
Modelo 1 (8 dias)	110	79	158
Modelo 2.1 (4 dias)	84	78	259
Modelo 2.1 (5 dias)	89	112	385
Modelo 2.1 (6 dias)	94	150	499
Modelo 2.1 (7 dias)	109	153	590
Modelo 2.1 (8 dias)	115	184	621
Modelo 2.2 (4 dias)	87	72	237
Modelo 2.2 (5 dias)	89	139	380
Modelo 2.2 (6 dias)	101	161	494
Modelo 2.2 (7 dias)	109	172	572
Modelo 2.2 (8 dias)	122	210	614

Fonte: Produção do autor.

