



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos

**Detectores de radiación Cherenkov para estudios en
meteorología del espacio: caracterización y primeras
observaciones desde Antártida**

Tesis presentada para optar por el título de Doctor de la Universidad de Buenos
Aires en el área Ciencias de la Atmósfera y los Océanos

Lic. Noelia Ayelén Santos

Director de tesis: Dr. Sergio Dasso

Consejera de estudios: Dra. María Elizabeth Castañeda

Lugar de trabajo: Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos, FCEyN,
UBA

Buenos Aires, 2025

Detectores de radiación Cherenkov para estudios en meteorología del espacio: Caracterización y primeras observaciones desde Antártida

Resumen

La variabilidad del flujo de rayos cósmicos (CRs) secundarios en la superficie terrestre ha sido medida durante décadas utilizando monitores de neutrones y detectores de muones.

Las estructuras interplanetarias de origen solar, que se observan *in situ* en escalas temporales típicas de horas hasta días en el entorno espacial de la Tierra, representan un riesgo significativo para satélites, tecnologías espaciales y sistemas de comunicación, siendo objeto prioritario de estudio en la Meteorología del Espacio (ME). Las anisotropías e intensidad de CRs detectadas en la superficie terrestre constituyen un trazador efectivo para monitorear perturbaciones del campo magnético durante eventos interplanetarios.

Este trabajo evalúa el potencial de un detector Cherenkov en agua ubicado en la Base Marambio, Antártida, para aplicaciones en ME. El estudio incluyó la caracterización del detector, del sitio de instalación y de su respuesta esperada. Se analizaron las variabilidades del flujo de CRs medido en diferentes escalas temporales, para lo cual se investigó la relación entre las observaciones y las condiciones atmosféricas locales. Posteriormente se asociaron firmas en la evolución temporal del flujo de CRs con estructuras interplanetarias asociadas con la actividad solar. Sobre esta base, se desarrollaron productos operativos para el monitoreo de ME.

Palabras clave: Meteorología del espacio - Rayos cósmicos - Detectores Cherenkov en agua

Cherenkov radiation detectors for space weather studies: Characterization and first observations from Antarctica

Abstract

The variability of secondary cosmic ray (CR) flux at the Earth's surface has been measured for decades using neutron monitors and muon detectors.

Interplanetary structures of solar origin, observed *in situ* on typical time scales ranging from hours to days in the Earth's space environment, pose a significant risk to satellites, space technologies, and communication systems, making them a priority subject of study in Space Weather (SW). Anisotropies and intensity of CRs detected at the Earth's surface serve as an effective tracer for monitoring disturbances in the magnetic field during interplanetary events.

This work evaluates the potential use of a water Cherenkov detector located at the Marambio Base, Antarctica, for SW applications. The study included the characterization of the detector, the installation site, and its expected response. Variabilities in the measured CR flux across different time scales were analyzed, for which the relationship between observations and local atmospheric conditions was investigated. Subsequently, signatures in the temporal evolution of the CR flux were associated with interplanetary structures linked to solar activity. Based on these findings, operational products for SW monitoring were developed.

Keywords: Space weather - Cosmic rays - Water Cherenkov detector

A mi nonna Mariela

Agradecimientos

A mi país, por darme la oportunidad de formarme. A la universidad pública y a todas las personas que la sostienen, en especial a la UBA y a la UNLAM, donde crecí y me desarrollé además como docente. Al CONICET, por otorgarme la beca doctoral. A la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la UBA. A toda la comunidad de mi lugar de trabajo, el DCAO. A la Subcomisión de Doctorado del DCAO. Al jurado por dedicar tiempo a leer esta tesis. A la Dirección Nacional del Antártico y al Instituto Antártico Argentino, que hicieron posible mi participación en la campaña antártica. A todas las instituciones que financiaron mi participación en las conferencias.

A Sergio, por todas las enseñanzas y oportunidades a lo largo de estos años. A todos los miembros del grupo LAMP. A Bren, por lo recorrido juntas. A Adri, por estar siempre acompañando. A Vani, por toda la ayuda cuando recién arrancaba. A Christian, por ser un gran compañero de oficina. Al hermoso grupo de Interlage, donde aprendí infinitas cosas. A Omar, Lucas y Mati, por enseñarme más sobre el experimento. A Mati, por su generosidad y sus mate cocidos. A Lucas, por leer esta tesis. A los miembros de la colaboración LAGO. A Nahuel, por compartir su conocimiento estratosférico.

A quienes estuvieron conmigo a lo largo de todos estos años. A María Teresa y Luis, mamá y papá, por apoyarme siempre y quererme como lo hacen. A mi nonna Mariela, mi faro. A Axel H., mi compañero en esta desafiante experiencia, desde el primer día hasta el final, gracias por creer en mí. A mi primi Anto, por darme tanto amor desde que nació. A Sapi, mis raíces. A las impus, Jime, Sapi, Chechuna y Cris, por tanto apoyo. A Cris y a Rafi, por sostenernos a la distancia. Y a todas las personas, familia, amigos, compañeros de trabajo, que me alentaron, me dieron una mano o un abrazo cuando lo necesitaba. Gracias.

Lista de abreviaciones y acrónimos

Símbolos con letras latinas

Símbolo	Término
Ap	Relación área sobre pico
$\mathbf{A}$	Vector de anisotropía
A_1	Amplitud del primer armónico asociada a la serie del conteo
$\mathbf{B}$	Campo magnético
B_i	Componente i del campo interplanetario en coordenadas GSM
E_d	Energía depositada por una partícula secundaria en el WCD
Q	Carga
Q_{VEM}	Carga asociada a muones verticales
N	Número de partículas
pe	Fotoelectrones
P	Presión en superficie
$\mathbf{R}$	Rigidez
R_c^V	Rigidez de corte vertical
r_H	Serie temporal del promedio de cuentas por segundo con resolución horaria
r_0	Valor medio de la serie r_H en todo el período de estudio
r_{H-ST}	Serie r_H sin tendencia global
r	Serie r_{H-ST} luego de un filtro pasaalto
$r_{\text{corr-P}}$	Conteo r corregido por el efecto de la presión atmosférica

Símbolo	Término
r^{EM}	Serie temporal del promedio de cuentas por segundo con resolución horaria asociada a la componente electromagnética
T_p	Temperatura de protones
T_{esp}	Temperatura esperada de protones
V_{SW}	Velocidad del viento solar
V_T	Nivel de disparo
X	Profundidad atmosférica
Z	Altura geopotencial

Símbolos con letras griegas

Símbolo	Término
α	Índice espectral diferencial
α	Coeficiente de expansión atmosférica debido a la temperatura
β	Coeficiente barométrico
β_p	Parámetro beta de protones
γ	Fotones gamma
$\delta_{ATM,1}$	Variación porcentual relativa del conteo corregido por efectos atmosféricos utilizando el método 1
$\delta_{ATM,2}$	Variación porcentual relativa del conteo corregido por efectos atmosféricos utilizando el método 2
Δr	Variación de r respecto a un valor medio de referencia.
ΔP	Variación de P respecto a un valor medio de referencia.
ΔZ^{100}	Variación de Z^{100} respecto a un valor medio de referencia
$\left(\frac{\Delta r}{r_0}\right)_P$	Variación relativa del conteo debida al efecto de la presión atmosférica
$\left(\frac{\Delta r}{r}\right)_T$	Variación relativa del conteo corregido por presión debido al efecto de la temperatura
$\left(\frac{\Delta r}{r}\right)_{PT}$	Variación relativa total del conteo debido a los efectos combinados de la presión y la temperatura
$e^\pm$	Electrones y positrones
$\mu^\pm$	Muones (positivos y negativos)
π^0	Piones neutros
$\pi^\pm$	Piones cargados (positivos y negativos)
Φ	Ángulo entre el campo magnético interplanetario y la línea Sol-Tierra

Abreviaciones y acrónimos

Abreviatura	Término
ADC	Convertidor analógico-digital (<i>Analog-to-Digital Converter</i>)
CME	Eyección coronal de masa (<i>Coronal Mass Ejection</i>)
CORSIKA	Código de simulación de lluvias atmosféricas de partículas (<i>COsmic Ray SIMulations for KAscade</i>)
AD	Dirección asintótica (<i>Asymptotic direction</i>)
DAQ	Adquisición de datos (<i>Data Acquisition System</i>)
<i>Dst</i>	Índice geomagnético (<i>Disturbance Storm-Time index</i>)
DV	Variación diurna (<i>Diurnal Variation</i>)
EM	Componente electromagnética (<i>Electromagnetic component</i>)
FD	Decrecimiento Forbush (<i>Forbush Decrease</i>)
FRED	Aumento rápido y decaimiento exponencial (<i>Fast Rise and Exponential Decay</i>)
GF	Campo geomagnético (<i>Geomagnetic Field</i>)
GMDN	Red global de detectores de muones (<i>Global Muon Detector Network</i>)
ICME	Eyección de masa coronal interplanetaria (<i>Interplanetary Coronal Mass Ejection</i>)
IGRF	Modelo geomagnético internacional de referencia (<i>International Geomagnetic Reference Field</i>)
IM	Medio interplanetario (<i>Interplanetary Medium</i>)
IMF	Campo magnético interplanetario (<i>Interplanetary Magnetic Field</i>)
<i>Kp</i>	Índice geomagnético planetario (<i>Planetary K-index</i>)
<i>Ksa</i>	Índice K sudamericano (<i>South American K-index</i>)
LAGO	Observatorio Gigante de América Latina (<i>Latin America Giant Observatory</i>)
LAMP	Laboratorio Argentino de Meteorología del Espacio
MC	Nube magnética (<i>Magnetic Cloud</i>)

Abreviatura	Término
MRB	Estación de monitoreo WCD en Marambio, Antártida (<i>Marambio station</i>)
MU	Componente muónica (<i>Muonic component</i>)
NM	Monitores de neutrones (<i>Neutron Monitor</i>)
OTSO	Herramienta de propagación geomagnética de código abierto (<i>Oulu—Open-source geomagneToSphere prOpagation tool</i>)
PMT	Tubo fotomultiplicador (<i>Photomultiplier Tube</i>)
PSD	Densidad espectral de potencia (<i>Power Spectral Density</i>)
CRs	Rayos cósmicos (<i>Cosmic Rays</i>)
RP-LAGO	Red Pitaya LAGO
SOPO	Monitor de neutrones en el Polo Sur (<i>South Pole station</i>)
SW	Meteorología del espacio (<i>Space Weather</i>)
SW _x	Meteorología del espacio operativa
SSN	Número de manchas solares (<i>Sunspot Number</i>)
VEM	Equivalente en muón vertical (<i>Vertical Equivalent Muon</i>)
WCD	Detector Cherenkov de agua (<i>Water Cherenkov Detector</i>)

Índice general

Resumen	III
Abstract	IV
Lista de símbolos	VII
1. Introducción	1
1.1. Meteorología del espacio	1
1.2. Rayos cósmicos en el contexto de la meteorología del espacio	3
1.3. Motivación, objetivos y aporte	4
2. El sistema Sol-Tierra	7
2.1. Actividad solar	7
2.2. Heliosfera y medio interplanetario	9
2.2.1. Ciclo solar y sus efectos en el viento solar y el campo magnético interplanetario	11
2.2.2. Estructuras interplanetarias transitorias	11
2.2.3. Viento solar y campo magnético interplanetario en el entorno terrestre	12
2.3. Magnetosfera	14
2.4. Atmósfera terrestre	15
2.4.1. Agujero de ozono y vórtice polar antártico	17

3. Propagación de rayos cósmicos en el sistema Sol-Tierra	19
3.1. Rayos cósmicos	19
3.2. Propagación en la heliosfera	22
3.2.1. Ecuación de transporte	22
3.2.2. Modulación solar en el entorno terrestre	25
3.2.3. Anisotropía espacial	29
3.2.4. Decrecimientos Forbush	33
3.3. Propagación en la magnetosfera	36
3.4. Propagación en la atmósfera	38
3.4.1. Variables atmosféricas de interés	42
3.5. Observación en superficie y redes de detectores	45
 4. Caracterización del experimento y del sitio: infraestructura, simulaciones y análisis atmosférico	 51
4.1. Observatorio argentino antártico de meteorología del espacio	51
4.2. Detector de radiación Cherenkov en agua	53
4.2.1. Radiación Cherenkov	53
4.2.2. Tanque	55
4.2.3. Tubo fotomultiplicador	55
4.2.4. Sistema de adquisición de datos	58
4.2.5. Estación meteorológica	60
4.2.6. Conectividad, energía y seguridad	60
4.3. Simulaciones	61
4.3.1. Caracterización de la magnetosfera	63
4.3.2. Caracterización de secundarios en Marambio	69
4.3.3. Respuesta del detector	76
4.4. Caracterización de la atmósfera	79
4.4.1. Radiosondeos	80
4.4.2. Perfiles de ERA5 y validación con radiosondeos	83
4.4.3. Presión medida en el laboratorio	87
4.4.4. Análisis espectral y estacionalidad de la presión y la altura geopotencial	88

4.5. Resumen general del capítulo	92
5. Análisis de la variabilidad del flujo de rayos cósmicos	95
5.1. Variabilidad de largo plazo	101
5.2. Efectos atmosféricos	103
5.2.1. Variación anual media	104
5.2.2. Corrección de la variabilidad de alta frecuencia	107
5.2.2.1. Primer método	107
5.2.2.2. Segundo método	116
5.2.2.3. Comparación de métodos y selección	118
5.2.3. Uso del flujo de rayos cósmicos en superficie para inferir la altura geopotencial en la baja estratosfera	120
5.3. Efectos interplanetarios de corto plazo y aplicaciones operativas . . .	122
5.3.1. Análisis de la variación de 30 días	123
5.3.2. Análisis de la variación diurna	125
5.3.3. Identificación de eventos transitorios	131
5.3.4. Productos proto-operativos de rayos cósmicos y el medio in- terplanetario	140
5.3.5. Aplicación del producto operativo al detector de la Base San Martín	145
5.4. Conclusiones del capítulo	148
6. Caracterización del flujo de rayos cósmicos mediante la identifica- ción de la energía depositada por partículas individuales	151
6.1. Caracterización de pulsos en una hora	153
6.2. Estudio de los pulsos para todo el período	157
6.3. Definición de rangos de carga	160
6.4. Efectos atmosféricos por bandas	161
6.5. Conclusiones del capítulo	165
7. Conclusiones	167
Bibliografía	171

A. Boletín de las condiciones de meteorología del espacio	191
--	------------

Índice de figuras

1.1. Tecnologías vulnerables ante eventos extremos de ME	2
2.1. Serie temporal histórica del índice de manchas solares	9
2.2. Estructura del campo magnético interplanetario y de la hoja de co- rriente heliósferica	10
2.3. Estructuras interplanetarias transitorias	13
2.4. Perfil vertical de temperatura de la atmósfera terrestre	16
3.1. Espectro de CRs primarios	21
3.2. Anticorrelación entre el flujo de CRs y el ciclo solar	27
3.3. Esquema de las anisotropías espaciales en el plano de la eclíptica . . .	32
3.4. Forbush observado por un detector de neutrones en la Ciudad de México en noviembre de 2021	35
3.5. Dirección asintótica y conos de aceptación	37
3.6. Desarrollo de cascadas atmosféricas	41
3.7. Distribución de la generación de muones a diferentes alturas en la atmósfera	44
3.8. Distribución espacial de detectores de la red LAGO	48
4.1. Esquema del efecto Cherenkov	54
4.2. Imagenes del tanque correspondiente al WCD	57
4.3. Rigideces permitidas y prohibidas en Marambio	66

4.4. Rígidez de corte efectiva en función de la dirección de arribo para Marambio	66
4.5. Variación secular de la rigidez de corte geomagnética vertical efectiva para Marambio en el período 2020-2024	67
4.6. Variación de la rigidez de corte geomagnética vertical efectiva con el índice Kp para Marambio.	68
4.7. Direcciones asintóticas de Marambio para incidencia vertical	69
4.8. Perfil atmosférico para simulación de CORSIKA en Marambio	70
4.9. Distribución de energía de partículas secundarias en Marambio, discriminadas por tipo, por unidad de área y tiempo	73
4.10. Flujo integral y flujo diferencial de secundarios en función de la energía de los primarios en Marambio	75
4.11. Mediana de la energía de secundarios en función de energía de los primarios	76
4.12. Histogramas de carga simulados para el WCD ubicado en Marambio .	79
4.13. Distribución y frecuencia de radiosondeos en Marambio	81
4.14. Perfiles de altura geopotencial y temperatura medidas por radiosondeos	82
4.15. Perfiles de altura geopotencial y temperatura estimadas por ERA5 . .	84
4.16. Métricas de comparación entre radiosondeos y reanálisis	86
4.17. Serie horaria de la presión medida en el laboratorio en el período 2020-2023	88
4.18. PSD de P y Z^{100}	89
4.19. Perfil medio mensual de la altura geopotencial y la presión en superficie	91
5.1. Histograma de tiempo entre mediciones	97
5.2. Precisión estadística del conteo en función de la ventana de promediado	98
5.3. Histograma de la tasa de conteo por segundo para una hora.	99
5.4. Serie temporal horaria del conteo por segundo y error estándar de la media horaria	101
5.5. Comparación de serie SSN y conteo de CRs	102
5.6. Serie temporal del conteo sin tendencia y su PSD	104

5.7. Variación anual media relativa del conteo, presión en superficie y altura geopotencial	105
5.8. Perfil de correlación entre ciclos anuales del conteo y altura geopotencial en niveles de presión	106
5.9. Histograma de ΔP	110
5.10. Coeficientes barométricos mensuales con su incertidumbre y calidad del ajuste	111
5.11. Conteo vs. presión para julio de 2020	112
5.12. Correlación mensual entre la altura geopotencial en diferentes niveles y el conteo sin el efecto de la presión	113
5.13. Variabilidad de la altura geopotencial en 100 hPa	114
5.14. Coeficiente de expansión atmosférica mensuales con su incertidumbre y calidad del ajuste	115
5.15. Conteo corregido por presión vs. ΔZ^{100} para noviembre de 2021 . . .	116
5.16. Distribución de los coeficientes de ajuste $\hat{\alpha}_2$ y $\hat{\beta}_2$ agrupados por año y estación	119
5.17. Comparación entre la altura geopotencial estimada a partir de ERA5 y la obtenida mediante observaciones de presión y conteo CRs	121
5.18. PSD del conteo horario de CRs sin el efecto de la presión ni de la temperatura	122
5.19. Evolución temporal de la correlación y variabilidad de los conteos de neutrones en Oulu, SOPO y Marambio	125
5.20. Perfil diario medio de la variación relativa porcentual del conteo de CRs sin el efecto de la presión y la temperatura	126
5.21. Evolución anual de la hora del máximo y la amplitud relativa de la variación diurna	127
5.22. Histogramas de la hora del máximo y amplitud del primer armónico de la variación diurna con varianza $>60\%$	129
5.23. Diagrama polar del vector primer armónico de la variación diurna . .	130
5.24. Serie temporal del conteo en torno a días con extremos de amplitud diurna	133

5.25.	Serie temporal del evento interplanetario de Noviembre 2021	136
5.26.	Serie temporal del evento interplanetario de Marzo 2023	138
5.27.	Evolución de la amplitud del primer armónico antes y después de eventos Forbush	140
5.28.	Producto operativo de la variación horaria del conteo de CRs corre- gido por presión en la Base Marambio	142
5.29.	Evolución de parámetros del viento solar y IMF en marzo de 2023 . .	144
5.30.	Variación horaria del conteo corregido de CRs en Base Marambio . .	146
5.31.	Evolución de parámetros del viento solar y IMF en junio de 2025 . . .	147
6.1.	Extracto de archivo de datos del modo RP-LAGO	153
6.2.	Ejemplo de trazas registradas por el modo RP-LAGO durante una dada hora	154
6.3.	Histogramas FWHM y línea de base	155
6.4.	Ejemplo de un histograma de carga y de pico	157
6.5.	Serie temporal de la línea de base media horaria	158
6.6.	Evolución temporal de la joroba del muón	159
6.7.	Definición de bandas de energía mediante el histograma y de carga e histogramas asociados	161
6.8.	Series temporales de los conteos por bandas suavizadas y asociación con la altura geopotencial	162
6.9.	Sensibilidad al efecto de la temperatura en diferentes bandas de energía	164

Índice de cuadros

4.1.	Parámetros para determinar el número de primarios a simular.	72
4.2.	Partículas secundarias obtenida a partir de la simulación en Maram- bio, considerando un flujo de primarios durante 3600 s.	72
5.1.	Horas con valores inconsistentes en tiempo UTC identificadas durante el control de calidad de los datos.	100
5.2.	Tabla con días de variación diurna extrema	131
5.3.	Las cuatro tormentas geomagnéticas más intensas del período mayo 2020 - abril 2023.	132
5.4.	Resumen de los eventos FDs registrados en las estaciones MRB, OU- LU y SOPO durante noviembre de 2021 y marzo de 2023. t_1 y t_2 indican los inicios de las caídas, t_{M1} y t_{M2} los momentos de mínimo conteo, y D_1 y D_2 la amplitud relativa (%) de la primera y segunda caída, respectivamente.	134

Capítulo 1

Introducción

1.1. Meteorología del espacio

La Meteorología del Espacio (SW, por sus siglas en inglés), también conocido como *Space Weather* en inglés, es el estado físico y fenomenológico de los entornos espaciales naturales. La disciplina asociada tiene como objetivo, mediante la observación, el monitoreo, el análisis y el modelado, comprender y predecir el estado del Sol, de los entornos interplanetarios y planetarios, así como las perturbaciones de origen solar y no solar que los afectan (Lilensten et al., 2009).

La Meteorología Espacial Operativa (SWx) tiene como objetivo monitorear en tiempo real las condiciones del entorno espacial terrestre, elaborar pronósticos y emitir alertas destinadas a proteger los sistemas críticos de la sociedad moderna. Las perturbaciones eruptivas originadas en el Sol pueden afectar diversos sistemas (ver Figura 1.1), causando, por ejemplo, daños en las redes de distribución eléctrica e interrupciones en servicios críticos debido a alteraciones en las telecomunicaciones y en los sistemas de posicionamiento global. El impacto económico de posibles eventos extremos de la SW fue analizado en algunos trabajos, por ejemplo, los de Oughton et al. (2017) y Eastwood et al. (2017).

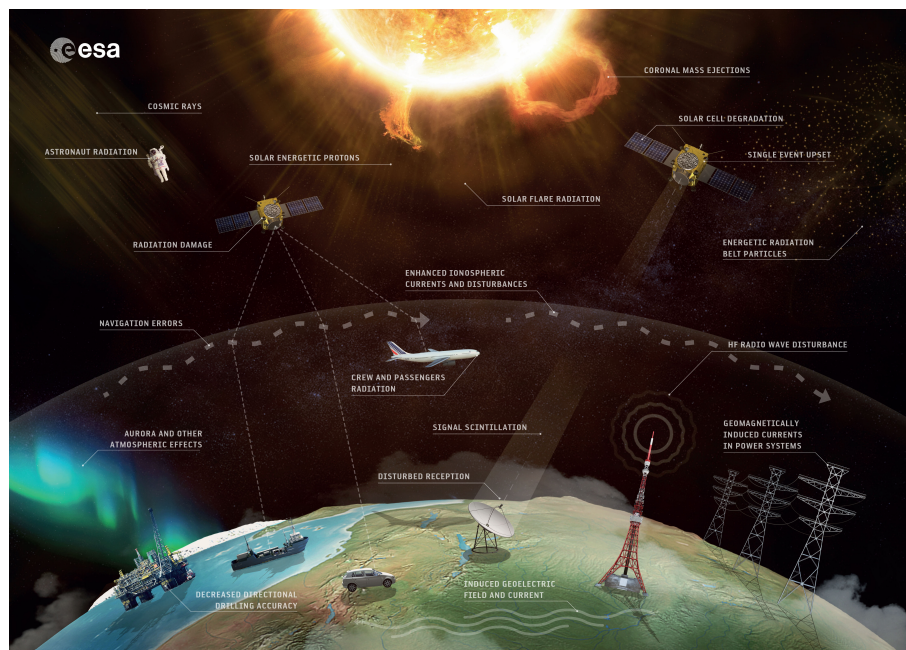


Figura 1.1: Esquema de tecnologías modernas potencialmente vulnerables ante eventos extremos de ME. Figura adaptada de la Agencia Espacial Europea (ESA).

Diversas instituciones internacionales, como la Organización de Aviación Civil Internacional (OACI) y la Organización Meteorológica Mundial (OMM), desarrollaron programas y actividades relacionadas con la ME, algunas de ellas con el objetivo de obtener respuestas a los posibles impactos de eventos extremos. Por ejemplo, en 2019, la OACI designó tres centros globales de SWx para vigilar y proporcionar asesoramiento de forma continua a la aviación civil.

En este escenario, uno de los principales desafíos de SWx es el de proveer una gran variedad de mediciones globales. Por diversas razones, las redes globales históricamente tuvieron un mayor desarrollo en el hemisferio norte. Sin embargo, en Latinoamérica existe una gran cantidad y variedad de instrumentos en universidades e institutos que miden diferentes propiedades del entorno terrestre. Algunos de estos instrumentos proporcionan datos en tiempo real permitiendo un monitoreo continuo y aplicaciones directas en SWx. Una revisión detallada de la trayectoria de la física espacial en Latinoamérica y el estado actual en temas de ME, con especial énfasis

sis en Brasil, México y Argentina, se encuentra en los trabajos de Denardini et al. (2016,a,b).

Actualmente, existen tres centros regionales de advertencia latinoamericanos de SW que forman parte del Servicio Internacional del Entorno Espacial (ISES, por sus siglas en inglés): el *Space Weather Service Mexico* (SCiESMEX, México), el *National Institute of Space Research* (INPE, Brasil) y *Laboratorio Argentino de Meteorología del Espacio* (LAMP, Argentina). LAMP forma parte de esta red internacional desde enero del año 2020, en representación de Argentina.

1.2. Rayos cósmicos en el contexto de la meteorología del espacio

Los rayos cósmicos (CRs) han sido estudiados durante más de un siglo. Además de investigar sus propiedades fundamentales, como su origen, composición y mecanismos de aceleración, algunos de los estudios más importantes en este campo involucran el transporte de los CRs en la heliosfera, el espacio cercano a la Tierra y el entorno inmediato de la Tierra. Estas áreas han sido de particular interés en los últimos años con el desarrollo de la ME.

Una línea de estudio se centra en las modulaciones solares de los CRs de baja energía y en cómo las anisotropías observadas en el flujo de CRs a nivel de la superficie pueden constituir un valioso indicador para el monitoreo remoto de las perturbaciones magnéticas en la heliosfera (e.g. Kudela et al., 2000).

Otro aspecto de interés relacionada con procesos físicos del transporte de CRs involucra el desarrollo de las cascadas atmosféricas de partículas. Conocer y remover los efectos atmosféricos sobre el flujo de CRs observado en la superficie terrestre, permite identificar con mayor precisión las variaciones en la señal atribuibles a la actividad solar. Además, posibilita la estimación indirecta de características atmosféricas, ofreciendo una alternativa valiosa cuando las mediciones convencionales no están disponibles.

1.3. Motivación, objetivos y aporte

En Argentina, el grupo LAMP optimizó diseños previos de detectores de radiación Cherenkov en agua (WCD, por sus siglas en inglés), basados en desarrollos de la colaboración Pierre Auger. A partir de estas mejoras, se construyó e instaló en la Base Antártica Argentina Marambio un WCD que monitorea el flujo de CRs desde 2019. Este instrumento representa un avance estratégico para la soberanía científico-tecnológica del país y contribuye a cerrar una brecha instrumental en la región. Como parte de la colaboración Latin American Giant Observatory (LAGO, por sus siglas en inglés), este detector fue el primero de la red en instalarse en suelo antártico, proporcionando datos en tiempo real de forma ininterrumpida desde entonces.

Más allá de su uso tradicional en física de partículas, este tipo de detector se está evaluando como herramienta para estudios de ME, un enfoque poco explorado hasta ahora. Su operación continua responde al creciente interés en SWx, cuyo paradigma (similar al de la meteorología tradicional) combina observación sistemática, modelos predictivos y protocolos de alerta temprana para mitigar riesgos en infraestructuras críticas.

El objetivo general de esta tesis es identificar firmas características asociadas a eventos de SW en los datos del detector WCD y evaluar su sensibilidad a perturbaciones de diferentes orígenes, principalmente atmosféricas e interplanetarias. Los resultados de esta tesis buscan consolidar los modelos conceptuales y operativos para avanzar en el desarrollo de capacidades para emitir alertas y advertencias regionales desde Argentina.

En este capítulo se presentó una breve descripción sobre la importancia de la SW y su vinculación con los CRs. A continuación se describen los objetivos generales y específicos de cada capítulo de esta tesis. Los capítulos 2 y 3 complementan la introducción y contexto de la tesis, mientras que en los capítulos 4, 5 y 6 se presentan los desarrollos y resultados propios y originales de esta tesis. En el Capítulo 2 se caracteriza el sistema Sol-Tierra, escenario en el que se enmarcan los procesos investigados en el presente trabajo. En el Capítulo 3 se describen los procesos físicos

que gobiernan el transporte de CRs en el sistema Sol-Tierra y se revisa la literatura reciente sobre su uso como trazadores de actividad en ME. En el Capítulo 4 se presenta una caracterización integral del sitio experimental, que abarca desde las condiciones atmosféricas y magnetosféricas locales y el flujo esperado de CRs, hasta las especificaciones técnicas del experimento y la respuesta del detector. En el Capítulo 5 se analizan las variabilidades del conteo de CRs asociadas con efectos atmosféricos e interplanetarios. Los efectos atmosféricos se evaluaron y removieron utilizando la presión en superficie y la altura geopotencial en 100 hPa. Luego de remover estos efectos, se observa una variación diurna local consistente con la anisotropía espacial del flujo de CRs en el entorno terrestre. A partir de esta modulación, se identificaron y describieron eventos transitorios asociados con estructuras interplanetarias. Además, se presentan herramientas para el monitoreo del flujo de CRs y de las condiciones del medio interplanetario a 1 UA, en tiempo casi real. En el Capítulo 6 se analizan observaciones obtenidas mediante un modo de adquisición que permite registrar información de cada partícula detectada, lo que posibilita definir diferentes conteos por bandas de energía depositada en el detector y analizar los efectos atmosféricos en cada una de ellas. Finalmente, en el Capítulo 7 se presentan las conclusiones y perspectivas de esta tesis.

Capítulo 2

El sistema Sol-Tierra

Los CRs galácticos se propagan a través del sistema Sol-Tierra, un entorno que abarca la heliosfera, la magnetosfera y la atmósfera terrestre, el que será descrito en este capítulo. La dinámica de este sistema constituye el principal modulador del flujo observado en la superficie terrestre.

2.1. Actividad solar

El Sol es una estrella esencial para la vida en la Tierra. Como principal fuente de energía, emite radiación electromagnética y viento solar, un flujo de gas magnetizado formado por partículas cargadas que se genera en la corona, su atmósfera superior.

Debido a su proximidad a la Tierra, se puede observar y comprender la variabilidad del Sol en diversas escalas de tiempo, desde fracciones de segundo hasta siglos. La mayor parte de esta variabilidad es causada por la evolución de su actividad magnética, impulsada por los cambios cíclicos en su dínamo magnético. Esta variabilidad se manifiesta como la aparición y dispersión de regiones magnéticas bipolares y regiones unipolares en la superficie solar.

En ciertas regiones de campo magnético cerrado, como las regiones activas o man-

chas solares, puede almacenarse y liberarse una enorme cantidad de energía. Las eyecciones de masa coronal (CMEs, por sus siglas en inglés) y las fulguraciones solares (SFs, por sus siglas en inglés) son dos manifestaciones de esta liberación. Los agujeros coronales (CHs, por sus siglas en inglés) contienen líneas de campo abiertas al espacio, y así el plasma solar puede escapar fácilmente como corrientes de alta velocidad (HSSs, por sus siglas en inglés). Así, los dos tipos de topología magnética en el Sol dan lugar típicamente a dos tipos de emisión de masa: CMEs y HSSs (Gopalswamy, 2022).

La actividad solar, medida por el índice de manchas solares, sigue un ciclo de aproximadamente 11 años entre máximos (ver Figura 2.1). Las manchas solares son el indicador más antiguo y consolidado de la actividad solar. Su registro histórico se remonta a casi 400 años, desde las primeras observaciones de Galileo. Además, el índice de manchas solares (SSNs, por sus siglas en inglés) presenta una fuerte correlación con otros parámetros de actividad solar, como el área de las manchas, el flujo de radio a 10.7 cm, la irradiancia solar total, la frecuencia de FSs y CMEs, lo que lo convierte en un excelente parámetro para el monitoreo del ciclo solar (e.g. Balogh et al., 2008).

El campo magnético solar exhibe un dipolo global que se invierte en cada máximo solar, haciendo que el ciclo magnético completo (ciclo de Hale) abarque ~ 22 años, equivalentes a dos ciclos de actividad. Esta inversión ocurre durante o poco después del máximo de manchas solares, definiéndose ciclos de polaridad negativa cuando el campo apunta hacia el Sol en el hemisferio norte y de polaridad positiva cuando apunta alejándose del Sol.

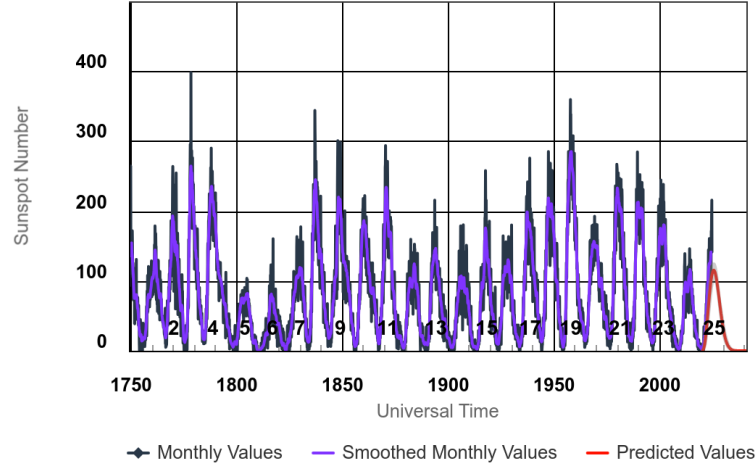


Figura 2.1: Serie temporal del número de manchas solares desde 1750 hasta la actualidad. Figura tomada del Space Weather Prediction Center de la NOAA¹.

2.2. Heliosfera y medio interplanetario

El medio interplanetario (IM, por sus siglas en inglés) llena el espacio entre planetas, cometas y otros objetos del sistema solar. Lejos de estar vacío, este espacio está lleno de plasma, radiación electromagnética, CRs, partículas de polvo y campos magnéticos, siendo el más prominente el campo magnético interplanetario (IMF, por su siglas en inglés).

Predicho por primera vez por Parker (1958), el viento solar es el flujo continuo de partículas, compuesto principalmente por protones y electrones, que se propaga radialmente hacia afuera a través del IM, desde la corona solar hasta el borde de la heliosfera. Este flujo de plasma magnetizado se escapa del Sol debido a un desbalance entre la fuerza del gradiente de presión (entre la presión en la corona y el borde exterior de la heliosfera, en el medio interestelar local) y la fuerza de gravedad.

El viento solar tiene propiedades relevantes para la naturaleza del campo magnético dentro de la heliosfera. En este contexto, la más relevante es la llamada condición

¹<https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>

de congelamiento. Como consecuencia de la alta conductividad del plasma, parte del campo magnético del Sol es transportado por el viento solar hacia el IM. Posteriormente, como resultado de la combinación del flujo de plasma expulsado radialmente hacia afuera y la rotación del Sol de 27 días, las líneas del IMF adquieren la forma de una espiral, conocido como espiral de Parker (ver Figura 2.2(a)). De esta forma, el viento solar que se origina en un punto determinado de la atmósfera solar se ubica sobre una misma línea de la espiral y coincide con una línea de campo magnético. La superficie que separa regiones de polaridad magnética opuesta del IMF se la conoce como hoja de corriente heliosférica (HCS, por sus siglas en inglés). Las regiones delimitadas por esta hoja se denominan sectores magnéticos. La inclinación del dipolo solar, la rotación del Sol y la propagación hacia afuera del viento solar causan picos y valles en la hoja de corriente heliosférica que se extienden en espiral hacia el exterior (ver Figura 2.2(b)). Esta es la estructura más grande en la heliosfera y probablemente desempeñe un papel clave en la modulación de los CRs galácticos (e.g. Smith, 2001).

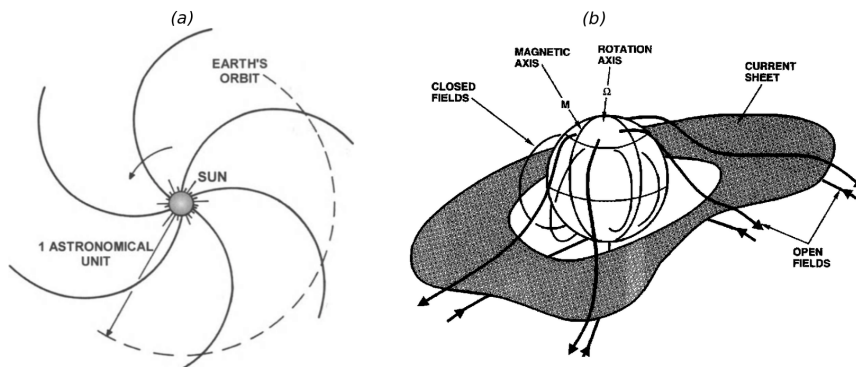


Figura 2.2: (a) Líneas del campo magnético interplanetario formando la espiral de Parker en el plano de la eclíptica (b) Esquema de la hoja de corriente heliosférica. Figurada adaptada de Smith (2001).

2.2.1. Ciclo solar y sus efectos en el viento solar y el campo magnético interplanetario

El viento solar y el IMF son significativamente modificados por la actividad del Sol generando fenómenos dinámicos en la heliosfera, en todas las escalas espaciales y temporales. La variación regular más importante está determinada por el ciclo de actividad solar de 11 años y el ciclo magnético solar de 22 años.

Durante el mínimo solar, con solo unas pocas manchas solares, el campo magnético del Sol se asemeja a un dipolo. En este período, el ecuador magnético está muy próximo al ecuador rotacional y la hoja de corriente heliosférica exhibe una ondulación moderada. El viento solar muestra una estructura bimodal, con un viento rápido proveniente de dos grandes agujeros coronales polares (que pueden permanecer durante varias rotaciones solares), y un viento más lento, variable y altamente estructurado en las bajas latitudes. Por ese motivo, el viento solar suele clasificarse en dos regímenes principales: lento o rápido, dependiendo de si su velocidad es menor o mayor a ~ 450 km/s.

Durante el máximo solar, el campo magnético del Sol es sumamente caótico y la ondulación de la hoja de corriente heliosférica se incrementa. Se generan flujos de plasma con diferentes velocidades debido a la aparición de regiones activas y agujeros coronales en bajas latitudes (McComas et al., 2003). Además, estos últimos son pequeños y generalmente de corta duración, apareciendo y desapareciendo a menudo dentro de una única rotación solar. Por otro lado, se observa un aumento de la frecuencia de fenómenos transitorios explosivos debido a, principalmente, la presencia de regiones activas.

2.2.2. Estructuras interplanetarias transitorias

La corriente continua de viento solar suele estar permeada por fenómenos transitorios. Entre ellos, se distinguen dos clases de estructuras interplanetarias transitorias a gran escala, asociadas con los dos tipos de topología del campo magnético solar: las regiones de interacción de corrientes (SIRs, por sus siglas en inglés), que ocurren

principalmente durante el mínimo solar, y las eyecciones de masa coronal interplanetarias (ICMEs, por sus siglas en inglés), contrapartes interplanetarias de las CMEs, que pueden presentarse durante todo el ciclo solar, pero son más frecuentes alrededor del máximo solar y se originan en regiones de campo cerrado (Gopalswamy, 2006). La Figura 2.3 presenta un esquema representativo de ambas estructuras.

Una región de interacción de corrientes se forma por la interacción de una corriente de alta velocidad con el viento solar más lento que la precede, generando una región de plasma comprimido a lo largo del borde delantero de la corriente, la cual, debido a la rotación del Sol, se enrolla aproximadamente siguiendo la espiral de Parker. Dado que los agujeros coronales, fuentes de las corrientes de alta velocidad, suelen ser estructuras longevas que persisten durante meses, las regiones de interacción de corrientes suelen observarse a intervalos regulares, cercanos al período de rotación solar. En ese caso, estas regiones se denominan regiones de interacción corrotantes (CIRs, por sus siglas en inglés) (Richardson, 2018; Allen et al., 2021).

Una ICME es una estructura magnética de gran escala eyectada desde la corona solar, que se propaga por el IM con un campo magnético más intenso que el del viento solar. Cuando una ICME se mueve mucho más rápido que el viento que la precede, genera una onda de choque en su frente. La región turbulenta entre la onda de choque y la ICME se denomina vaina. Las ICMEs, junto con la vaina y la onda de choque asociada, son actores clave en la generación de perturbaciones de SW tanto en la heliosfera como en los entornos planetarios (e.g. Kilpua et al., 2017).

2.2.3. Viento solar y campo magnético interplanetario en el entorno terrestre

A lo largo de las últimas décadas, naves espaciales cercanas a la Tierra, como ACE en órbita alrededor del punto de Lagrange 1 (L_1) del sistema Sol-Tierra, así como WIND, proporcionaron observaciones sobre las propiedades del IM cerca del plano de la eclíptica.

En las inmediaciones de la Tierra y en condiciones no perturbadas el viento solar

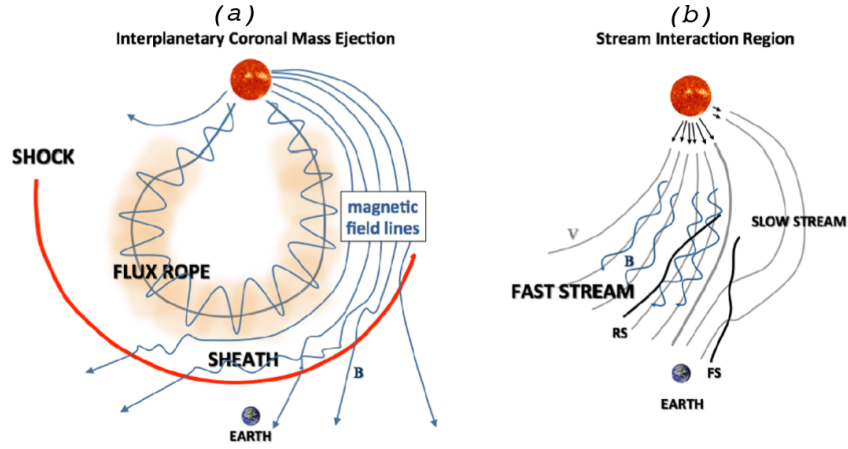


Figura 2.3: Esquema de las dos estructuras interplanetarias más usuales. (a) una ICME, la onda de choque asociada y la vaina (sheath, en inglés). La ICME mostrada aquí presenta la estructura de cuerda de flujo o nube magnética (MC). (b) Región de interacción de corrientes limitado por el par de ondas de choque hacia adelante y hacia atrás. Figura tomada de Kilpua et al. (2017).

presenta una velocidad (V_{SW}) promedio de ~ 400 km/s. Según el modelo de Parker, el IMF se encuentra aproximadamente en el plano de la eclíptica y forma un ángulo Φ con la dirección Sol–Tierra, dado por:

$$\tan \Phi = \left(\frac{\Omega_s r}{V_{SW}} \right) \quad (2.1)$$

donde Ω_s es la velocidad angular de rotación del Sol y r la distancia heliocéntrica. A 1 UA y para el viento solar promedio, la intensidad típica del IMF es de 5–10 nT y $\Phi \approx 45^\circ$. Por lo general, el IMF sigue la dirección de Parker, con fluctuaciones atribuidas a ondas de Alfvén y/o a la turbulencia del viento solar. Una población de direcciones del campo magnético que no corresponde a la espiral de Parker puede atribuirse a ICMEs (e.g. Borovsky, 2010).

Las ICMEs que se propagan con componente dirigida hacia la Tierra suelen tar-

dar entre 2 y 4 días en llegar. Una vez en el entorno terrestre, las perturbaciones que generan pueden persistir durante varios días, dando lugar a fenómenos como tormentas geomagnéticas y reducciones en el flujo de CRs galácticos observados en superficie. Fenómenos similares pueden ser provocados por las regiones de interacción de corrientes, aunque generalmente con menor intensidad.

Las denominadas nubes magnéticas (MC, por sus siglas en inglés) constituyen un subconjunto particularmente relevante de ICMEs por su geoeffectividad y se identifican por la presencia de un campo magnético helicoidal, evidenciado por una rotación suave y continua de Φ , un aumento en la intensidad del campo magnético (frecuentemente superior a 10 nT) y una reducción de las fluctuaciones respecto a la vaina precedente. Además, dentro de la estructura se observan temperaturas de protones T_p significativamente más bajas que en condiciones calmas y valores reducidos del parámetro de plasma β_p , indicando una relación baja entre las energías térmica y magnética. La velocidad del viento solar suele mostrar un descenso progresivo, asociado con la expansión de la estructura (Burlaga et al., 1981; Zurbuchen y Richardson, 2006).

2.3. Magnetosfera

El campo magnético de la Tierra o campo geomagnético (GF, por sus siglas en inglés) crea una cavidad en el IM llamada magnetosfera, donde el GF domina sobre el campo magnético del viento solar. Su interacción con el viento solar no sólo define su extensión, sino también su forma, resultando en una magnetosfera comprimida en el lado frente al Sol a unos 10 radios terrestres debido a la presión dinámica del viento solar, mientras que en el lado opuesto se extiende en forma de cola, alcanzando más de cientos de radios terrestres.

Más del 90% del GF se origina en el interior de la Tierra, en el núcleo externo fluido, y se conoce como componente principal. Este varía lentamente con el tiempo y puede aproximarse como un dipolo descentrado e inclinado 11° respecto al eje de rotación. Además, el GF observable en la superficie terrestre tiene contribuciones de

fuentes en la corteza, la ionosfera y la magnetosfera. En los dos últimos casos, los sistemas de corrientes pueden variar en escalas de tiempo mucho más cortas (horas o días). En estas escalas cortas pueden observarse tanto variaciones regulares del GF, por ejemplo con períodos que son submúltiplos de un día solar, como variaciones irregulares, que suelen ser más intensas y se producen como consecuencia de un aumento en la tasa de transferencia de energía del viento solar a la magnetosfera terrestre. Esto está determinado, en gran medida, por la intensidad y orientación del IMF, así como por la velocidad y densidad del viento solar. La transferencia de energía más eficiente ocurre cuando el IMF tiene un componente hacia el sur (B_z , en coordenadas GSM, donde el eje x apunta hacia el Sol, z hacia el polo norte magnético e y completa el sistema), lo que facilita la reconexión magnética entre los campos magnéticos del viento solar y el GF.

La intensidad de la actividad geomagnética suele cuantificarse mediante diferentes índices geomagnéticos; cuando se supera un determinado umbral, se habla de una *tormenta geomagnética*. Entre los más utilizados se encuentran los índices Dst, Kp y Ksa, cuya elección depende principalmente del fenómeno físico que se desea evaluar. Mientras que, según el modelo de Parker, el IMF se encuentra en el plano de la eclíptica, las ICMEs y las regiones de interacción de corrientes pueden presentar una componente B_z significativa, lo que las hace potencialmente geoeffectivas, es decir, capaces de generar tormentas geomagnéticas (e.g. Gopalswamy, 2022).

2.4. Atmósfera terrestre

La estructura vertical de una atmósfera se refiere a la variación de la presión, la temperatura, la densidad y la composición química con la altura. Las regiones de la atmósfera pueden definirse según diferentes categorías; una de ellas es la temperatura, gobernada por la radiación, como puede verse en la Figura 2.4 para el caso de la Tierra.

La troposfera se extiende desde la superficie hasta los 10-15 km y concentra aproximadamente el 80 % de la masa atmosférica total. Cerca del suelo, la temperatura

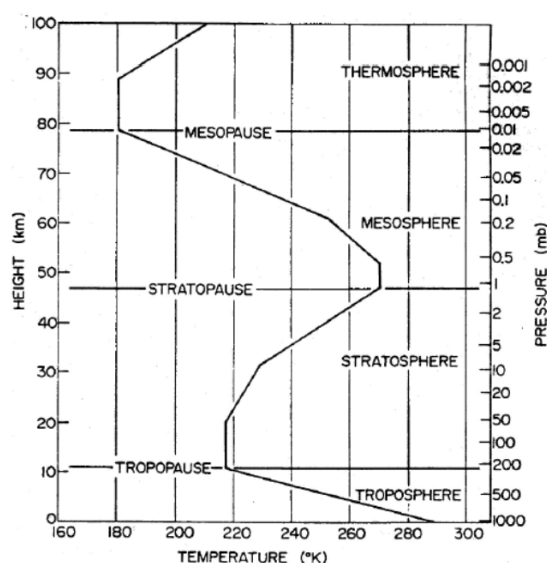


Figura 2.4: Estructura vertical de la atmósfera terrestre. El perfil de temperatura está basado en la atmósfera estándar de los Estados Unidos. Las altitudes de las capas están determinadas por los gradientes de temperatura y sus cambios de signo. Figura tomada de Liou (2002).

está influenciada por el flujo de calor superficial. Con el aumento de la altitud, se produce un enfriamiento adiabático que reduce la temperatura. El contenido de vapor de agua juega un papel crucial: a mayor temperatura superficial, mayor suele ser su concentración en niveles bajos. El vapor absorbe radiación solar incidente y la reemite. Mientras que cerca de la superficie esta radiación es reabsorbida, a mayor altitud (donde la concentración de vapor disminuye) más radiación logra escapar, resultando en un enfriamiento radiativo. La combinación de estos efectos genera un gradiente vertical negativo de temperatura en esta región de la atmósfera.

La zona de transición entre la troposfera y la estratosfera se denomina tropopausa. Convencionalmente, se divide en la baja estratosfera (por debajo de los 20 km) y la estratosfera superior (por encima de esta altura). Esta capa contiene alrededor del 19 % de los gases atmosféricos y presenta un aumento de temperatura con la altura debido a la liberación de calor durante la absorción de radiación ultravioleta por parte del ozono. Esta disposición de aire más cálido sobre aire más frío genera una

inversión térmica, que inhibe la convección. Históricamente, la estratosfera se ha considerado una componente relativamente pasiva del sistema climático. Sin embargo, en los últimos años, la evidencia creciente sugiere que su variabilidad desempeña un papel importante en la variabilidad climática en la superficie de la Tierra (e.g. Limpasuvan et al., 2005).

La estratopausa marca el comienzo de la mesosfera. En esta capa, la disminución de la producción de ozono y el aumento en la tasa de enfriamiento hacia el espacio debido al dióxido de carbono restablecen un descenso de temperatura en la mesosfera.

Dado que más del 99 % de la masa de la atmósfera se encuentra por debajo de los 40 km de altitud, en esta tesis, y en el contexto de los CRs, serán de particular interés la troposfera y la estratosfera antártica.

2.4.1. Agujero de ozono y vórtice polar antártico

La distribución térmica vertical en la atmósfera baja y media depende en gran medida de los gases de efecto invernadero, como el vapor de agua y el ozono. En particular, más del 90 % del ozono se encuentra por encima de la tropopausa, y su concentración presenta una gran variabilidad tanto espacial como temporal. Esta variabilidad no solo refleja la distribución de las fuentes y sumideros de ozono, sino también los procesos de transporte.

La mayor parte del ozono estratosférico se produce en latitudes tropicales, mientras que los mínimos de ozono ocurren en las regiones ecuatoriales durante todas las estaciones y, desde la década de 1980, en la región polar antártica durante la primavera austral, conocido como agujero de ozono.

En el hemisferio sur, la Antártida forma parte de una gran masa terrestre que está completamente rodeada por el océano. Esta configuración permite la formación, durante el otoño/invierno, de una región muy fría en la estratosfera sobre el continente, aislada por una banda de fuertes vientos conocida como vórtice polar es-

tratosférico. El vórtice polar se extiende desde la tropopausa hasta la estratopausa. Este vórtice no solo impide que las masas de aire ricas en ozono de latitudes medias ingresen en la región antártica, sino que también proporciona las condiciones de baja temperatura necesarias para la formación de nubes estratosféricas polares (Servicio Meteorológico Nacional, 2024). Estas nubes son responsables de cambios químicos que promueven la producción de cloro y bromo en estado químicamente activo. Las sustancias que contienen estos halógenos, como los hidrocarburos halogenados de origen antropogénico liberados a la atmósfera, destruyen importantes cantidades de ozono mediante reacciones heterogéneas en la superficie de las nubes estratosféricas cuando la luz solar regresa entre septiembre y octubre de cada año. Dicho proceso fotoquímico estacional determina la formación del agujero de ozono.

La desintegración del vórtice polar en primavera se conoce como calentamiento final, un proceso en el que, con el calentamiento de la estratosfera superior, la temperatura de la estratosfera inferior aumenta gradualmente y el núcleo frío desaparece de arriba hacia abajo. El calentamiento final ocurre cerca del equinoccio de primavera en el hemisferio norte, pero tiene lugar entre uno y dos meses después del equinoccio de primavera en el hemisferio sur (Schoeberl y Newman, 2015).

El vórtice polar puede debilitarse drásticamente como consecuencia del forzamiento de ondas planetarias y de los efectos radiativos, dando lugar a los denominados calentamientos estratosféricos súbitos (SSW, por sus siglas en inglés). Estos eventos extremos se caracterizan por un aumento abrupto de la temperatura en la estratosfera polar y una alteración significativa de la circulación. Los SSW pueden modificar de manera sustancial la composición y la dinámica estratosférica, con efectos que incluso se propagan hacia la mesosfera, la termosfera y la ionosfera. Asimismo, las anomalías de circulación asociadas a estos eventos pueden descender hasta la troposfera, afectando las condiciones en superficie. Los SSW mayores ocurren, en promedio, cada 1–2 años en el hemisferio norte, mientras que en el hemisferio sur son extremadamente raros: solo se ha registrado un evento intenso en los últimos 60 años, en septiembre de 2002 (e.g. Solomon et al., 2017; Yamazaki et al., 2020; Shen et al., 2022), y uno menor en 2019 (e.g. Shen et al., 2020).

Capítulo 3

Propagación de rayos cósmicos en el sistema Sol-Tierra

3.1. Rayos cósmicos

Los CRs son partículas con alta energía de origen solar, galáctica y extragaláctica que incluye, mayoritariamente, los núcleos de todos los elementos y sus isótopos conocidos en la tabla periódica, y en menor medida electrones, positrones y antiprotones, con energías relativistas.

CRs con energías en el rango de 10^8 eV (0.1 GeV) hasta 10^{15} eV (10^6 GeV)² tienen mayoritariamente origen galáctico, mientras que las partículas dominantes con energías menores provienen del Sol y las de energías mayores (de hasta 10^{20} eV) principalmente tienen un origen extragaláctico. Se cree que la energía necesaria para la aceleración de los CRs es proporcionada por las ondas de choque generadas por los remanentes de supernovas en expansión (e.g. Boezio et al., 2020).

Las partículas que logran alcanzar el entorno terrestre se denominan CRs primarios (o simplemente *primarios*). Aquellas que alcanzan la atmósfera interactúan con

²La conversión entre unidades de energía es $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$.

los núcleos del aire, dando lugar a cascadas de nuevas partículas conocidas como CRs secundarios (o simplemente *secundarios*; por ejemplo, neutrones, muones, electrones, fotones gamma, entre otros; ver Sección 3.4). Estas lluvias de partículas se desarrollan en escalas de tiempo del orden de nanosegundos a microsegundos. Para energías de primarios $>10^{17}$ eV, estas cascadas de partículas se conocen como *lluvias atmosféricas extensas* (Particle Data Group et al., 2020).

El flujo de CRs galácticos en el entorno terrestre presenta un alto grado de isotropía y puede ser medido directamente por experimentos en el espacio o en globos de gran altitud, a energías donde hay suficiente intensidad de partículas. También pueden realizarse mediciones indirectas de primarios que generan cascadas atmosféricas (energías mayores a ~ 1 GeV) a partir de la medición de los secundarios que generó, ya sea en la atmósfera, en la superficie de la Tierra y/o bajo tierra, dependiendo de la energía del primario. Para energías más altas de $\sim 10^5$ GeV, la intensidad de primarios es tan baja que se hace imposible la medición directa en el espacio y se recurre a la detección y análisis de las lluvias extensas.

En la Figura 3.1 se muestra el espectro, o *intensidad diferencial* j de primarios galácticos en función de la energía cinética por núcleo, en el rango de energías 10^{-1} – 10^6 GeV. Puede observarse que la intensidad está dominada por protones y disminuye rápidamente con el aumento de la energía: desde aproximadamente ~ 1000 partículas $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}$ a 1 GeV, hasta menos de 1 partícula $km^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}$ a 10^4 GeV. Para energías más altas se observa la aparición de quiebres en la pendiente del espectro, que no serán objeto de estudio de esta tesis.

La intensidad diferencial de nucleones desde varios GeV hasta algo más de 10^5 GeV de energía total por nucleón E_n , se puede describir mediante una ley de potencias $j_E = \frac{dN(E_n)}{dS dtd\Omega dE_n} \propto E_n^{-\alpha}$ con un índice espectral diferencial $\alpha \sim 2.7$. La energía total de una partícula, E , está relacionada con E_n mediante la división por el número másico A , es decir, $E_n = \frac{E}{A}$. Al ser partículas relativistas $E^2 = p^2 c_0^2 + m_0^2 c_0^4 = K^2 + E_0^2$, donde p es el momento lineal, m_0 es la masa en reposo de la partícula, c_0 es la velocidad de la luz en vacío, K es la energía cinética y E_0 es la energía en reposo. Cuando

$K \gg E_0$, las partículas son ultra-relativistas y $E \approx K = pc_0$. Cuando $K \ll E_0$, son no relativistas y se reduce a la expresión estándar $K = \frac{p^2}{2m_0}$. Para los protones (núcleos dominantes) $E_0 = 938 \text{ MeV}$, por lo tanto, por encima de algunas decenas de GeV puede decirse que $E \sim K$.

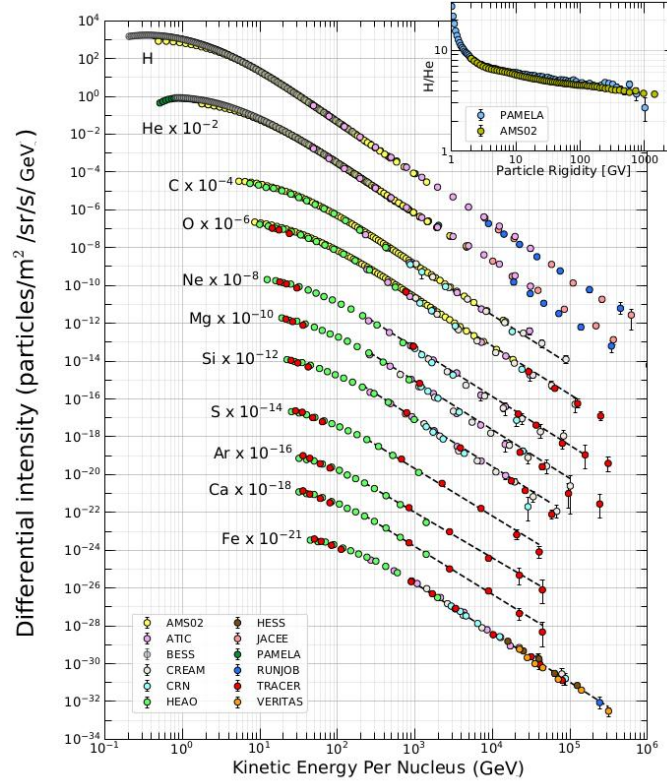


Figura 3.1: Intensidad diferencial de núcleos primarios en función de la energía cinética por nucleón en el rango de energía (10^{-1} – 10^6) GeV. Figura adaptada de Particle Data Group et al. (2020).

El estudio de la variación del flujo de primarios es fundamental para avanzar en la comprensión de los mecanismos de física solar-terrestre y en el desarrollo de la SWx. Uno de los desafíos centrales en la detección de CRs a nivel del suelo consiste en establecer la relación entre las partículas primarias incidentes y los secundarios observados. Para el rango de energías de interés en este trabajo, es importante destacar a los monitores de neutrones (por sus siglas en inglés, NMs), que responden

a primarios con energías típicamente entre 10 hasta 50 GeV, y los detectores de muones (por sus siglas en inglés, MDs), que responden a primarios de energías más altas, entre ~ 30 y 100 GeV (e.g. Duldig, 2000). En ambos casos, las variaciones en la tasa de conteo de secundarios N_s de un detector a nivel del suelo pueden expresarse como (Belov et al., 2018):

$$\Delta N_s/N_0 = \delta^{EX} + \delta^{MAG} + \delta^{AT} + \delta^{INS} + \epsilon \quad (3.1)$$

donde $\Delta N_s/N_0$ es la tasa de conteo observada por el detector (la variación respecto al valor medio del conteo N_0) durante un período de tiempo de referencia, δ^{EX} son las variaciones de origen extraterrestre que dependen de la actividad solar y de los procesos en el entorno interplanetario, δ^{MAG} son las variaciones de origen magnetosférico causadas por el estado de la magnetosfera terrestre en el momento de las mediciones, δ^{AT} son las variaciones atmosféricas que impactan en el desarrollo de las cascadas sobre la superficie del detector, δ^{INS} son las variaciones debidas al instrumento, y ϵ incluye las variaciones que no se tienen en cuenta en los términos anteriores y constituye la parte aleatoria.

De todas estas componentes, las variaciones de origen extraterrestre son las más interesantes para la ME. Sin embargo, para poder seleccionar de manera confiable las variaciones que tienen este origen, es necesario considerar e identificar variaciones de origen magnetosférico, atmosférico e instrumental. A lo largo de las secciones que siguen se describirán los parametros esenciales para abordar el transporte de los CRs en cada uno de los tres escenarios involucrados en la Ecuación 3.1: la heliosfera, la magnetosfera, la atmósfera.

3.2. Propagación en la heliosfera

3.2.1. Ecuación de transporte

Los CRs encuentran un viento solar magnetizado y turbulento al ingresar a la heliosfera. Dado que el viento solar no es uniforme espacialmente ni constante en el

tiempo, el flujo de CRs presenta variaciones locales significativas y depende considerablemente de la distancia al Sol. El transporte de estas partículas energéticas en la heliosfera se describe mediante cuatro procesos fundamentales, conocidos en su conjunto como modulación solar de CRs:

- Advección: El viento solar advecta el IMF turbulento, y de este modo los CRs son transportados hacia el exterior de la heliosfera con la velocidad $\mathbf{V}_{\text{sw}}$.
- Difusión: Es el movimiento aleatorio de los CRs debido a las irregularidades del IMF. Las partículas cuyo radio de giro sea comparable con la irregularidad, serán dispersadas. El tensor de difusión asociado, que se denota como $\mathbf{K}$, es anisotrópico, siendo significativamente mayor a lo largo del IMF que en la dirección perpendicular.
- Derivas: El IMF está curvado y tiene gradientes, por lo tanto, los CRs van a experimentar movimientos de deriva de sus centros de guía.
- Cambio adiabático de energía: Las CRs se propagan en el viento solar, un plasma en expansión a medida que se aleja del Sol. Dicha expansión provoca que, en promedio, las CRs transfieran energía al medio, perdiéndola y, en consecuencia, desacelerándose. En contraste, donde el fluido se comprime, las partículas ganan energía.

La ecuación de transporte de Parker (1965) proporcionó por primera vez una teoría de transporte para la interpretación y comprensión de la modulación solar de los CRs. Posteriormente, Gleeson y Axford (1967) arribaron a dicha ecuación mediante un tratamiento más riguroso.

A un punto dado de la heliosfera, los CRs arriban desde todas direcciones, comúnmente en diferentes cantidades y en un amplio intervalo de energía. Se asume que la distribución de partículas es cuasi-isotrópica (e.g. Webb, 1976; Voelk, 1975). La función de distribución omnidireccional de los CRs (f) se define de tal manera que el número de partículas en el volumen $d^3p d^3x$ es $dN = f(\mathbf{x}, p, t) d^3x 4\pi p^2 dp$. Luego, la ecuación de transporte puede escribirse como una ecuación de continuidad de la

siguiente manera:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 \dot{p} f) = q \quad (3.2)$$

donde f está relacionada con la intensidad diferencial j_K (cantidad medida por los detectores de CRs). El término q se refiere a las fuentes o sumideros de partículas presentes en el medio, y $\mathbf{S}$ es el flujo o la densidad diferencial de corriente definido por:

$$\mathbf{S} = 4\pi p^2 (C_{CG} \mathbf{V}_{sw} f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) \quad (3.3)$$

donde $C_{CG} = -\frac{1}{3} \left(\frac{\partial \ln f}{\partial \ln p} \right)$ es el coeficiente de Compton-Getting incorporado por Gleeson y Axford (1968). Las distribuciones de partículas observadas en dos marcos de referencia en movimiento relativo son diferentes. Por ejemplo, si la distribución de partículas es isotrópica en un marco de referencia dado, debe presentar anisotropía en un marco de referencia que se mueve en relación al primero, en la dirección del movimiento. Este efecto es conocido como el efecto Compton-Getting (Compton y Getting, 1935).

La Ecuación **3.2** puede reescribirse de la siguiente manera:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (V_{sw} f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) - \frac{1}{3p^2} (\nabla \cdot \mathbf{V}_{sw}) \frac{\partial}{\partial p} (p^3 f) = q, \quad (3.4)$$

donde el primer término del lado izquierdo de la Ecuación **3.4** describe los cambios temporales en la función de distribución, el segundo representa los cambios espaciales debidos al flujo convectivo del viento solar. El tercer término representa la difusión. El tensor de difusión puede escribirse en coordenadas alineadas con el IMF, resultando en un flujo difusivo paralelo y perpendicular al IMF. También contiene un coeficiente antisimétrico que describe los efectos de gradiente, curvatura, cruce de la

hoja de corriente heliosférica y deriva debido a choques. El cuarto término describe los cambios de energía debido a la expansión/compresión del fluido del viento solar (Caballero-Lopez y Moraal, 2004).

La Ecuación **3.4** se ha utilizado en la mayoría de las discusiones sobre el transporte y la aceleración de CRs durante las últimas décadas. Debido a su complejidad, no admite una solución analítica completa y su resolución numérica general es computacionalmente desafiante. En este marco, se han propuesto diversas aproximaciones analíticas. En particular, el formalismo de *convección-difusión* asume un estado estacionario, simetría esférica de la heliosfera e ignora los cambios de energía adiabáticos. Así, se equilibra el flujo difusivo hacia adentro (i.e., hacia el Sol) con el flujo convectivo hacia afuera.

3.2.2. Modulación solar en el entorno terrestre

En esta sección se abordarán las variaciones cuasi-periódicas en la intensidad de CRs de bajas energías, asociadas a la actividad solar. Dentro de estas se destacan: la variación de 22 años, de 11 años, de 27 días y de 1 día.

- **22 y 11 años**

En la Figura **3.2a** se presentan mediciones directas de j_K de protones primarios en distintos niveles de actividad solar, observados sobre la eclíptica, a una distancia de 1 UA respecto al sol (i.e., en la órbita terrestre). Para energías de hasta 1 GeV, el espectro está fuertemente modulado por la actividad solar, observándose una intensidad máxima en correspondencia con un mínimo de actividad solar, de hasta un orden de magnitud mayor que durante el máximo de actividad solar. Para energías superiores a varias decenas de GeV, no se observa influencia de la actividad solar, por lo que se afirma que la actividad solar modula los CRs de *bajas energías*.

Consistentemente, en mediciones indirectas, es decir, en observaciones realizadas por detectores en superficie sensibles a CRs de bajas energías, se encuen-

tra una anti-correlación entre los secundarios y la actividad solar, debido a la modulación solar del espectro de primarios. En la Figura **3.2b** se observa la correlación negativa entre el flujo de neutrones secundarios observados en la superficie terrestre y el ciclo de 11 años de manchas solares.

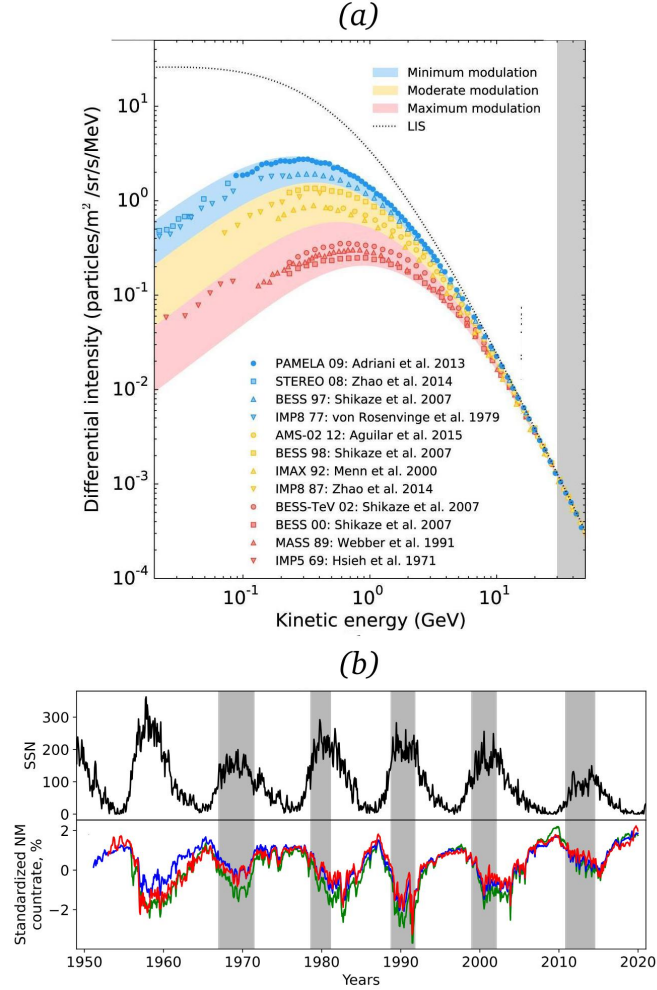


Figura 3.2: (a) Intensidad diferencial de protones en función de la energía cinética j_K . Las bandas celeste, naranja y roja representan regímenes aproximados de actividad solar mínima, moderada y máxima, respectivamente. La banda gris es donde se considera que la modulación solar es insignificante. La línea negra punteada (LIS) es una representación analítica del espectro de CRs no modulados. Figura adaptada de Vos y Potgieter (2015). (b) Arriba: Índice de manchas solares. Abajo: Registros estandarizados de NM para los tres grupos de rigidez de corte: baja (verde), moderada (azul) y alta (rojo). Los períodos de inversión de la polaridad del IMF están sombreados en gris. Figura adaptada de Koldobskiy et al. (2022).

Esta modulación se debe a los cambios en las condiciones magnéticas de la

heliosfera que influyen en la penetración de los CRs de baja energía. El aumento de la intensidad del IMF y un mayor grado de turbulencia durante el máximo solar les dificulta la entrada a la heliosfera interna. Esto reduce la intensidad local de los CRs medido en la Tierra. Cabe destacar que la máxima intensidad de CRs se alcanza unos meses después del mínimo de manchas solares, lo cual es una indicación de que lo observado en la Tierra es el resultado de la modulación general en toda la heliosfera. Este retraso varía entre ciclos solares consecutivos de aproximadamente 11 años, de modo que el desfase es corto durante las fases tempranas de ciclos caracterizados por una polaridad positiva del campo magnético global del Sol, y largo durante las fases tempranas de ciclos con polaridad negativa. Además, se observan de forma alternada máximos con forma de pico durante ciclos de polaridad negativa y de meseta durante ciclos de polaridad positiva. Ambos fenómenos se suelen atribuir al ciclo magnético solar de 22 años, debido al cambio de patrones de deriva y difusión y a la inclinación de la hoja de corriente heliosférica (e.g. Strauss et al., 2012; Koldobskiy et al., 2022).

■ 27 días

La variación con un período de aproximadamente 27 días, correspondiente al período de rotación solar sinódico relevante para la recurrencia de estructuras del viento solar, se asocia con la asimetría heliolongitudinal en la superficie del Sol (e.g. Yeeram et al., 2014; Muangha et al., 2024). Estas variaciones suelen ser más persistentes durante los mínimos solares, y sus amplitudes tienden a seguir el ciclo solar, alcanzando valores máximos cerca del pico de actividad. Además, estudios realizados con NMs, indican que predomina el efecto de deriva a gran escala, dando lugar a un ciclo de 22 años en las variaciones de 27 días, con amplitudes mayores durante la polaridad positiva en comparación con la negativa (e.g. Modzelewska, R. y Gil, A., 2021).

■ 24 horas

Un único observatorio de CRs en superficie puede detectar una variación diaria

en el flujo de partículas secundarias, asociada a variabilidades en el flujo de CRs primarios con rigideces menores a 100 GV (e.g. Munakata et al., 2014). Tanto la amplitud como la fase de esta variación diurna presentan una marcada irregularidad, pudiendo variar significativamente de un día a otro. No obstante, al promediar esta variación en escalas anuales, se observa que la fase permanece aproximadamente constante. Dado que la dirección de observación de un detector terrestre barre el cielo con un período de 24 horas, el vector promedio de la variación diurna (DV, por sus siglas en inglés) puede interpretarse como una anisotropía espacial dipolar conocida como *anisotropía diurna solar*. En un sistema de referencia que rota con el Sol, en el estado estacionario la convección y la difusión paralela al IMF se compensan entre sí. En cambio, en el sistema de referencia terrestre se detecta un flujo neto, ya que la distribución corrotante de CRs incide sobre la Tierra predominantemente desde el sector del anochecer. Al no considerar los efectos de deriva ni la difusión perpendicular, este flujo se manifiesta como una anisotropía corrotacional promedio, es decir que fuera de la magnetosfera, el máximo flujo se detecta a las 18:00 horas de tiempo solar local (e.g. Hall et al., 1996; Forman y Gleeson, 1975). Al igual que la variabilidad de 27 días, la DV exhibe una dependencia tanto en amplitud como en fase con la polaridad magnética del Sol (e.g. Thomas et al., 2017).

3.2.3. Anisotropía espacial

Los CRs de bajas energías presentan una distribución casi isotrópica, con un grado de anisotropía generalmente inferior al 1 %. Sin embargo, ninguna otra propiedad de los CRs ofrece tanta información sobre las condiciones del IM como lo hace su anisotropía (e.g. Tezari y Mavromichalaki, 2016; Belov et al., 2017; Gil et al., 2022).

Diversas técnicas han sido propuestas para detectar la anisotropía de CRs a partir de observaciones terrestres. En general, estas metodologías se basan en una descomposición en armónicos esféricos de la intensidad de los CRs en el entorno terrestre, de modo que para un dado sitio i :

$$\delta_i^{EX} = \sum_{k=0}^{\infty} C_{ik} A_k$$

donde A_k es la amplitud de la k -ésima componente de la anisotropía, mientras que C_{ik} es el coeficiente de acoplamiento de la k -ésima componente en el sitio i ; es decir, cuantifica la relación entre las variaciones fuera de la magnetosfera y las variaciones observadas en superficie por el detector ubicado en i (Belov et al., 2018).

En una buena parte de los casos prácticos, es suficiente con analizar la contribución de los dos primeros armónicos (de orden cero y uno). En este caso, A_0 representa la contribución del armónico cero (es decir, la componente isotrópica o densidad), mientras que A_1 corresponde a la amplitud del primer armónico de la anisotropía de los CRs (flujo unidireccional o anisotropía dipolar). Sus componentes en coordenadas geográficas son A_x , A_y y A_z , y los coeficientes de acoplamiento asociados a cada una de estas direcciones son C_{ix} , C_{iy} y C_{iz} . La componente ecuatorial (A_{xy}) está dominada por la anisotropía diurna solar la cual, como se mencionó anteriormente, se observa en los datos de un detector terrestre como una onda diurna, que se obtiene mediante análisis armónico de series temporales de variaciones en la tasa de conteo observada. Por ejemplo, la amplitud anual promedio de la DV para energías efectivas de ~ 10 GeV oscila típicamente entre el 0.5 % y 0.8 % (e.g. Tezari y Mavromichalaki, 2016), mientras que para energías efectivas más altas (~ 50 GeV) entre 0.1 % y 0.6 % (e.g. Duldig, 2000; Mailyan y Chilingarian, 2010). Además, se observó que esta amplitud aumenta algunas horas antes de la llegada de los shocks interplanetarios y la dirección del vector cambia significativamente. Si bien la amplitud de la anisotropía diurna solar dependerá de la respuesta en energía de primarios del detector y su ubicación, A_1 es una característica de la distribución angular de la intensidad de CRs no asociada a un detector específico y para reconstruir una visión completa fuera de la magnetosfera, se requiere de una red global de detectores (e.g. Yeeram et al., 2014; Belov et al., 2017).

El vector de anisotropía tridimensional ($\mathbf{A}$) puede expresarse como (ver Gleeson y Axford, 1967):

$$\mathbf{A} = -\frac{3\mathbf{S}}{vf} \quad (3.5)$$

Considerando el estado estacionario en la Ecuación 3.2, ignorando el término de pérdidas de energía y asumiendo que solo hay difusión paralela al IMF, se llega a $\vec{\nabla} \cdot \mathbf{S} = 0$. Considerando que el flujo radial es despreciable a esas energías, la componente radial convectiva debe balancearse con la componente radial de la difusión paralela al IMF y de esa forma $\mathbf{S}$ solo tiene componente tangente a la trayectoria orbital de la Tierra con una amplitud esperada de 0.6 % para protones primarios (Forman y Gleeson, 1975). Es decir, de acuerdo a la teoría de convección-difusión, la anisotropía vectorial (el primer armónico esférico) puede escribirse como (ver Figura 3.3):

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_{\mathbf{VS}} + \mathbf{A}_{\mathbf{D}} + \mathbf{A}_{\mathbf{CG}}$$

donde cada uno de los términos representa un mecanismo distinto:

- Un vector paralelo a la línea del IMF ($\mathbf{A}_{\mathbf{D}}$) y con dirección hacia afuera del Sol, relacionado con el proceso de difusión paralela en el IM.
- Un vector con dirección radial apuntando hacia los bordes de la heliosfera ($\mathbf{A}_{\mathbf{VS}}$), relacionado con el proceso de advección debido al viento solar.
- Un vector paralelo a la velocidad de traslación de la Tierra. El movimiento orbital de la Tierra produce un efecto Compton–Getting ($\mathbf{A}_{\mathbf{CG}}$) en forma de un dipolo en el plano ecuatorial, con un máximo en 6 hora local tiempo solar del orden de 0.04 % (Duldig, 2000).

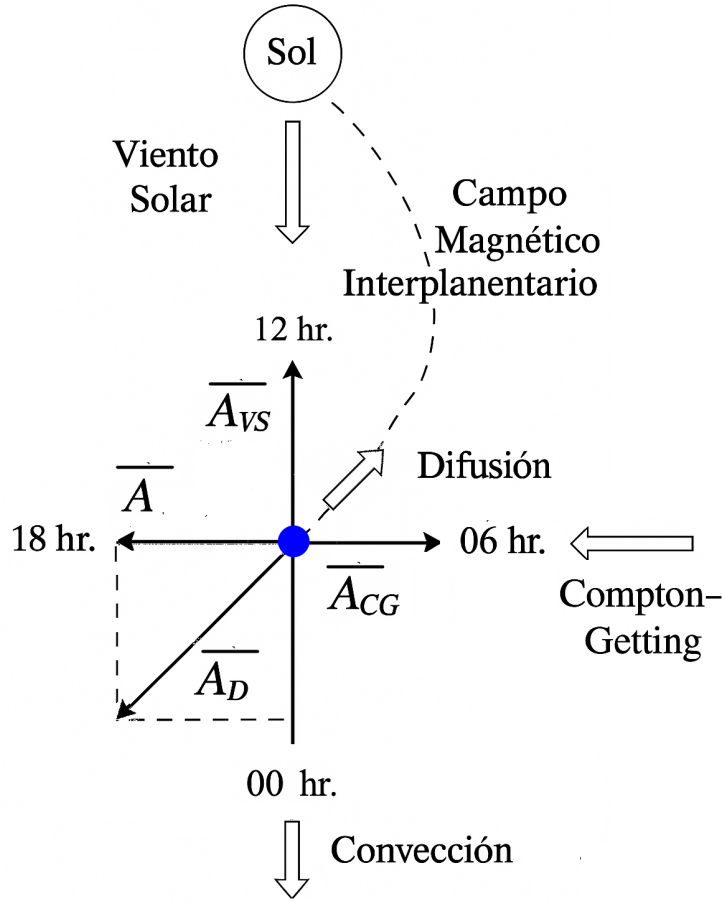


Figura 3.3: Esquema representativo de los diferentes procesos (convección debida al viento solar, difusión a lo largo del IMF, efecto Compton-Getting debido a la traslación de la Tierra alrededor del Sol) y sus respectivas anisotropías. Asumiendo un balance en la dirección radial, la anisotropía total o neta en el plano de la eclíptica apunta hacia las 18 h tiempo solar local; a esto se lo suele denominar *co-rotación*. En estas condiciones, desde la Tierra se observaría una variación diurna solar en las medidas de CRs en la superficie.

La anisotropía neta $\mathbf{A}$, que por definición apunta hacia las regiones de mayor densidad de CRs, resulta en una anisotropía en el plano de la eclíptica y puede experimentar variaciones tanto en módulo como en dirección, lo que se traduce en cambios en la amplitud y la fase de la variación diurna solar. Estas variaciones se

deben principalmente a modificaciones en la configuración del IMF y en la velocidad del viento solar, dado que la componente $\mathbf{A}_{CG}$ se mantiene prácticamente constante en módulo y dirección, sin producir variaciones temporales. En términos generales, la variación diurna solar asociada a la anisotropía resultante presenta un pico de intensidad entre las 12 y las 18 horas locales. Cuando el proceso de convección predomina, la fase de dicha variación tiende a acercarse a las 12 horas; en cambio, si domina la difusión paralela, el pico se desplaza hacia horarios más cercanos a las 18 horas.

3.2.4. Decrecimientos Forbush

Los decrecimientos Forbush (FDs), reportados inicialmente por Forbush (1937) en detectores terrestres de CRs, se manifiestan como decrecimientos breves (12-24 horas) en la intensidad de CRs detectables simultáneamente por NMs, MDs y otros instrumentos en superficie. Estos eventos son producidos por estructuras interplanetarias del viento solar como ICMEs y corrientes de alta velocidad, y si bien también se han observado desde satélites y sondas espaciales, los detectores terrestres siguen siendo la principal fuente de información. A la fecha no existe una definición unificada para los FDs.

Los FDs pueden ser de naturaleza tanto esporádica (asociados a ICMEs) como recurrente (relacionados con corrientes de alta velocidad). En general, se puede afirmar que todos los FDs de gran magnitud y la mayoría de los de magnitud media y pequeña son causados por ICMEs, por lo que la mayoría de los FDs tienen un carácter esporádico. Además, los FDs de mayor intensidad suelen corresponder al subconjunto de ICMEs clasificadas como MCs.

En la Figura 3.4 se muestra un evento típico conocido como FD de *dos pasos* (Cane, 2000) registrado por un NM en México. Este tipo de eventos demostraron ser útiles para revelar la estructura interna y la geometría de las ICMEs. La primera disminución presenta un inicio abrupto, donde esta primera caída es interrumpida repentinamente por una segunda disminución. La primera disminución se atribuye usualmente a la región conjunta de choque/vaina, y la segunda disminución a la MC.

El conteo de CRs en un FD de dos pasos no retorna inmediatamente al nivel previo a la disminución después del paso de la ICME, sino que se recupera lentamente en el transcurso de los siguientes días.

Debido a sus distintas propiedades físicas, el mecanismo por el cual estas dos regiones generan la depresión es diferente (e.g. Dumbović et al., 2020). Mientras que la vaina puede describirse como una barrera difusiva propagante (Wibberenz et al., 1998a), la presencia de estructuras con líneas de campo magnético cerradas, caracterizadas por valores típicamente elevados del campo magnético dentro de las MCs, dificulta notablemente el transporte difusivo de CRs a través de este (e.g. Krittinatham y Ruffolo, 2009), lo que deja una región de menor densidad de CRs detrás del choque. A medida que la estructura se aleja más de la Tierra, su efecto se debilita con la distancia heliocéntrica, lo que conduce a la recuperación gradual de la intensidad. En general, la profundidad de la disminución en un FD varía inversamente con la rigidez (e.g. Cane y Richardson, 2003).

Los FDs son bastante diversos. Entre ellos hay eventos grandes y pequeños, de corta o larga duración, con una caída rápida o gradual, con recuperación total o sin recuperación, de una o dos fases, con perfiles temporales simples o complejos, etc. Tal variedad se debe a la diversidad de fuentes solares, sus combinaciones y posiciones relativas a la Tierra. Una segunda razón es la variedad de situaciones interplanetarias que surgen antes y durante el evento. Por lo tanto, se observan peculiaridades en el desarrollo de una perturbación del viento solar y su interacción con otras estructuras heliosféricas.

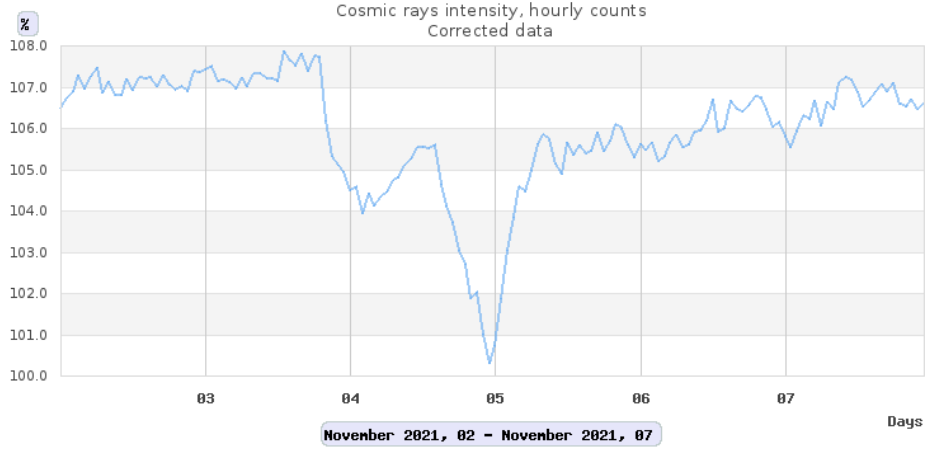


Figura 3.4: Datos registrados por el Observatorio de Rayos Cósmicos de la Ciudad de México. Se observa un FD intenso del ciclo solar 25, que presenta una estructura de dos pasos y, en este sitio, alcanzó una amplitud cercana al 9 %. Figura tomada del portal de CRs de la UNAM³.

Los choques intensos suelen estar asociados con los llamados precursores, pre-disminuciones y pre-aumentos en la intensidad de los CRs, acompañados de cambios en el primer armónico de la anisotropía en el plano de la eclíptica (ver Sección 3.2.3) que aparecen horas antes del inicio de la disminución Forbush. En particular, en el efecto de “cono de pérdida” la Tierra está conectada magnéticamente con la región vaciada de CRs detrás del choque, y una parte de los CRs puede salir de la zona del FD a lo largo de las líneas del campo magnético, es responsable de las pre-disminuciones. Además, la aceleración de los CRs en el frente choque entrante causa los pre-aumentos. Cabe aclarar que el área frente a la onda de choque es donde ambos tipos de precursores se generan simultáneamente. En cuanto a la anisotropía, si bien su magnitud y dirección varían a lo largo de todo el evento, es durante los FDs cuando se observan las mayores amplitudes. Las variaciones más significativas suelen ocurrir en las cercanías del choque interplanetario y del mínimo del FD (e.g. Kudela et al., 2000; Papailiou et al., 2021).

³<http://www.cosmicrays.unam.mx/>

La capacidad de reflejar procesos a gran escala, que a menudo ocurren a distancias lejanas del punto de observación, convierte a las variaciones de los CRs en una herramienta única para el estudio de la actividad solar y los procesos heliosféricos. Asimismo, los precursores de CRs pueden desempeñar un papel relevante en la predicción de eventos de ME.

3.3. Propagación en la magnetosfera

Las investigaciones sobre CRs basadas en detectores terrestres y espaciales dentro de la magnetosfera requieren un conocimiento detallado de la propagación de estas partículas en el GF. La ecuación de movimiento para una partícula con carga eléctrica Ze , que se mueve a través de un campo magnético $\mathbf{B}$ con una velocidad $\mathbf{v}$ viene dada por la ecuación relativista de Newton-Lorentz:

$$\frac{d(\gamma_L m_0 \mathbf{v})}{dt} = \frac{Ze}{c_0} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.6)$$

donde γ_L es el factor de Lorentz. La rigidez $\mathbf{R}$ de una partícula se define como $\mathbf{R} = \frac{pc_0}{Ze}$ y se expresa en gigavoltios (GV). Partículas con igual rigidez, signo de carga y condiciones iniciales describen trayectorias idénticas en un campo magnético estático. Esta magnitud representa la resistencia de la partícula cargada a modificar su dirección de propagación dentro de un campo magnético.

Las *rigideces de corte* y las *direcciones asintóticas* se utilizan para relacionar los datos de flujo de secundarios observados en la superficie terrestre con los CRs primarios en el espacio y determinar, por ejemplo, la anisotropía espacial cerca de la Tierra fuera de la magnetosfera, a partir de mediciones en la superficie. La rigidez de corte $R_c(\theta, \phi)$ en una ubicación determinada se define como el valor mínimo de rigidez que debe tener una partícula primaria para poder alcanzar el tope de la atmósfera (e ingresar) con un ángulo cenital θ (ángulo que forma la velocidad de la partícula con la vertical local) y acimutal ϕ (ángulo formado por la proyección del

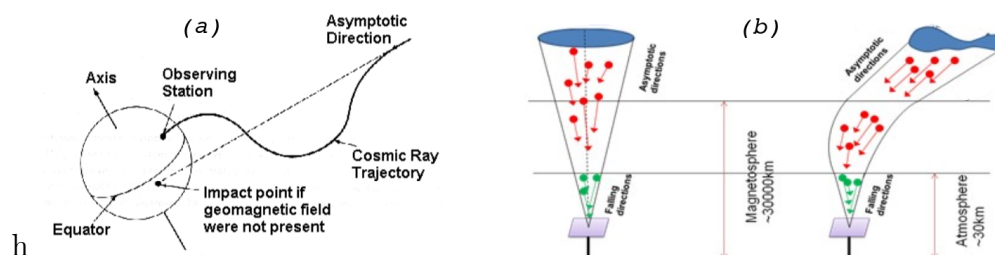


Figura 3.5: (a) Trayectoria que sigue una partícula cargada desde que ingresa a la magnetosfera por un cierto punto hasta llegar a un punto geográfico de observación P. La dirección con la que ingresa al GF, antes de sufrir alguna deflexión, se denomina dirección asintótica. (b) Conos de aceptación deformados por el efecto del GF. Figura (a) adaptada de Shea y Smart (1975) y (b) del portal del Laboratorio Nacional de Ciencias Alikhanyan⁴.

vector velocidad, medido desde el norte en dirección hacia el este) En la práctica se suele utilizar la rigidez de corte vertical (R_C^V), que varía desde ~ 0 en los polos geomagnéticos hasta aproximadamente 17 GV en el ecuador magnético (Shea et al., 1965).

La dirección asintótica (AD, por sus en inglés) se refiere a la dirección desde la cual proviene la partícula que se desvía antes de alcanzar la atmósfera debido a la influencia del GF. Particularmente para partículas de baja rigidez, la AD difiere significativamente de la dirección de ingreso a la atmósfera (ver Figura 3.5(a)). La tasa de conteo en superficie responde al flujo de secundarias dentro de un cono vertical. Sin GF, las AD de las partículas primarias coincidiría aproximadamente con las direcciones de los secundarios. Sin embargo, el GF desvía los primarios, generando un cono de aceptación desplazado hacia el este (ver Figura 3.5(b)). La forma del cono depende de la latitud geomagnética, siendo más angosto en latitudes altas.

Las perturbaciones en el GF durante tormentas geomagnéticas, debido a cambios en los sistemas de corrientes presentes en la ionosfera y la magnetosfera, pueden causar cambios significativos en las trayectorias de las partículas cargadas. Esto

⁴http://crd.yerphi.am/Directivity_Functions

implica dos consecuencias principales para la interpretación de las observaciones a nivel del suelo: cambios en los $R_c(\theta, \phi)$ y en la AD de los primarios.

3.4. Propagación en la atmósfera

Las partículas que ingresan a la magnetosfera son desviadas por el GF y luego penetran la atmósfera terrestre, donde interactúan electromagnéticamente con los átomos y moléculas de los gases atmosféricos, y hadrónicamente con los núcleos atmosféricos. Como resultado se genera una producción en cadena de diversas partículas secundarias conocidas como cascadas atmosféricas. El primario debe tener una energía cinética mínima de ~ 0.5 GeV/nucleón para producir un número significativo de secundarios capaces de alcanzar el nivel del mar (Malandraki y Crosby, 2018). Para poder relacionar las características de CRs primarios en la parte superior de la atmósfera con las observaciones en superficie de secundarios es necesario conocer el transporte en la atmósfera.

El principal parámetro atmosférico que gobierna el desarrollo de las cascadas es la profundidad atmosférica $X(l)$ que representa la masa de aire por unidad de área que atravesó una partícula desde el infinito (ingreso a la atmósfera) hasta la posición l a lo largo de la trayectoria que describe su movimiento, según la siguiente ecuación:

$$X(l) = \int_l^\infty \rho(l') dl' \quad (3.7)$$

donde $\rho(l')$ representa la densidad del aire en la posición l' . Asumiendo que la curvatura terrestre es despreciable, la posición l se relaciona con la altura z sobre la superficie terrestre como $z \simeq l \cos \theta$, donde θ es el ángulo cenital. A partir de la Ec. 3.7, y utilizando la condición de equilibrio hidrostático, la profundidad atmosférica vertical por encima de una altura z puede expresarse en términos de la presión atmosférica como:

$$X_V(z) = \frac{P(z)}{g(z)} \quad (3.8)$$

donde $g(z)$ y $P(z)$ son la gravedad y la presión atmosférica en la altura z , respectivamente. Para cascadas con ángulos cenitales no demasiado grandes, $\theta \leq 70^\circ$, $X(l)$ y $X_V(z)$ se relacionan por $X(l) = X_V(z)/\cos \theta$.

Como ya se mencionó, la mayoría de cascadas son iniciadas por hadrones relativistas (protones o núcleos) que interactúan con componentes de la atmósfera, principalmente nitrógeno, oxígeno molecular y argón. La primera interacción ocurrirá a una profundidad denominada X_0 , que en general se encuentra en la zona superior de la troposfera o en la estratosfera, en algún punto situado entre los 10 y los 40 km de altura para una lluvia vertical, y dependerá de la sección eficaz de interacción entre el primario y las moléculas del aire.

Luego de la primera interacción, la energía de la partícula primaria se degrada en un gran número de partículas secundarias, muchas de ellas inestables, que o bien producen nuevas interacciones con el aire o decaen, generando a su vez más partículas a medida que el proceso avanza. Los secundarios van perdiendo energía a medida que la cascada evoluciona: el número de secundarios aumenta, pero su energía es cada vez menor. Dado que las secciones eficaces de interacción dependen de la energía y además hay procesos que tienen energías umbrales, una vez que los secundarios alcanzan dichas energías umbrales, esos procesos quedan deshabilitados, continuando su propagación hasta decaer, si son partículas inestables, o bien hasta ser absorbidos o llegar al nivel de la superficie terrestre. De esta forma, el número de secundarios aumenta de manera exponencial al principio, hasta alcanzar un valor máximo, para luego disminuir paulatinamente (e.g. Asorey, 2012).

En general, se pueden distinguir tres componentes de la lluvia: la electromagnética (EM), la muónica (MU) y la hadrónica (piones, kaones y bariones). En la Figura 3.6 se incluye una simulación de una lluvia iniciada por un protón vertical de 100

GeV y un esquema que identifica las diferentes componentes de la lluvia.

La extensión del desarrollo longitudinal depende principalmente de la energía del primario que inicia el evento. Los eventos de baja energía alcanzan su máximo desarrollo en la parte alta de la atmósfera y se desvanecen lentamente con el aumento de la profundidad atmosférica, dejando solo las componentes de muones y neutrinos que alcanzan el nivel del suelo y más allá, mientras que los eventos de energía extremadamente alta pueden alcanzar el desarrollo máximo de la cascada cerca del nivel del mar. En eventos moderadamente energéticos, las componentes hadrónicas y electromagnéticas supervivientes son absorbidas fácilmente en las partes bajas de la atmósfera o en la superficie terrestre, pero los muones muy energéticos continúan propagándose bajo tierra y pueden penetrar a grandes profundidades (Grieder, 2010).

Por otra parte, dado que la energía de los núcleos de aire es despreciable en comparación con la energía del primario, la conservación del momento impulsa a que en las interacciones la transferencia de momento transversal sea muy pequeña. Por lo tanto, todos los secundarios avanzan contenidos en un cono de unos pocos grados de apertura respecto a la dirección original del primario (conocido como eje de la lluvia), a velocidades relativistas (e.g. Asorey, 2012).

La mayoría de las partículas secundarias iniciales de las cascadas, producidas en colisiones hadrónicas con núcleos de aire, son piones (π^+ , π^- , π^0), con un número menor de hadrones y mesones más pesados, como kaones cargados y neutros, etc. Si los $\pi^\pm$ viven lo suficiente, pueden interactuar con un núcleo de aire antes de decaer. Los $\pi^\pm$ interactuantes, junto con el barión líder y otros hadrones, forman un conjunto penetrante de partículas que constituye la componente hadrónica de la cascada.

Los $\pi^\pm$ que decaen en muones $\mu^\pm$ (producidos con energías del orden de hasta decenas de GeV) representan la principal contribución a la componente MU, siendo también responsables de la producción de la mayor parte de los llamados neutrinos

⁵<https://www-zeuthen.desy.de/~jknapp/fs/photon-showers.htm>

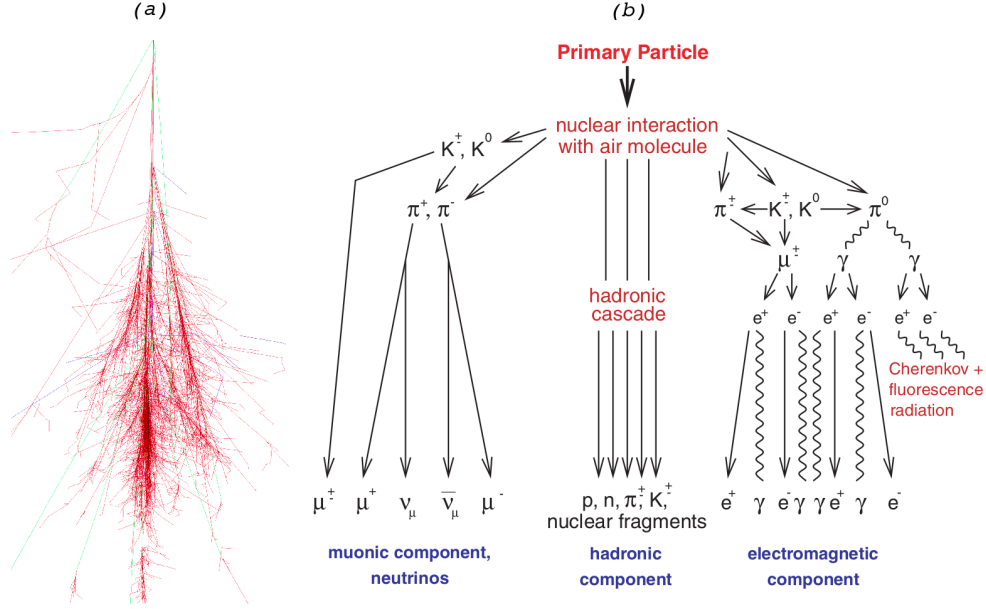


Figura 3.6: (a) Desarrollo de una cascada iniciada por un protón vertical de 100 GeV, simulado con CORSIKA⁵. Los diferentes colores identifican las tres cascadas principales: electromagnética (rojo), muónica (verde) y hadrónica (azul). (b) Esquema del desarrollo de una cascada, identificando las componentes principales, tomado de Haungs et al. (2003).

atmosféricos. Los kaones también son fuentes de muones luego de su decaimiento.

La mayoría de los $\mu^\pm$ con energías superiores a unos pocos GeV viajan a través de la atmósfera sin decaer, perdiendo alrededor de 2 GeV por ionización, y llegan al suelo constituyendo una componente penetrante de la lluvia (ya que no interactúan fuertemente y tienen una larga vida media de $2 \mu s$). Son las partículas cargadas más numerosas a nivel del mar, con una energía media de aproximadamente 4 GeV (Particle Data Group et al., 2020).

Por otro lado, la mayoría de los π^0 producidos continuamente en el núcleo hadrónico, no viajan distancias suficientemente largas para interactuar con un núcleo de aire; en cambio, decaen casi inmediatamente iniciando subcascadas EM. En el suelo, la componente EM está compuesta por electrones (e^-), positrones (e^+) y fotones

(γ), siendo el decaimiento de $\mu^\pm$ la fuente dominante de electrones de baja energía al nivel del mar.

Como regla general, se puede decir que en una lluvia atmosférica hadrónica promedio a nivel del mar, los hadrones constituyen aproximadamente el 1 % del número total de partículas. Alrededor del 10 % son $\mu^\pm$, y la mayoría, cerca del 90 % o más, son γ , e^- y e^+ de energía relativamente baja (Grieder, 2010).

3.4.1. Variables atmosféricas de interés

Como la atmósfera es el vehículo del desarrollo de la lluvia, su estado variable debe ser considerado al describir las observaciones de CRs en la superficie. Haciendo uso de la ecuación hidrostática y la ley de los gases ideales, ρ puede escribirse como:

$$\rho(P, T) = \frac{P}{R_d T_v} \quad (3.9)$$

$R_d = 287 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ es la constante de los gases específica para el aire seco y T_v es la temperatura virtual. T_v se define como la temperatura que debería tener el aire seco para presentar la misma densidad que una muestra de aire húmedo a igual presión. Por lo tanto, la presión, la temperatura y la humedad del aire provocan variaciones en la densidad a lo largo del eje de la lluvia, y por lo tanto en $X(l)$ (ver Ecuación 3.7). Estos cambios influyen en la etapa de desarrollo de la lluvia y, en consecuencia, en la tasa de conteo de secundarios registrada por un observador (que a la vez depende del tipo de secundario). Esto es, con un flujo constante de CRs primarios en la parte superior de la atmósfera, a una dada altitud habrá variaciones del flujo de secundarios que se corresponderán con variaciones en $X(l)$. Por ese motivo, el conocimiento de $X(l)$ es importante tanto para el análisis de datos experimentales como para el análisis de datos simulados de lluvias atmosféricas (e.g. Moreno y Sciutto, 2013; Abreu et al., 2012; Keilhauer et al., 2004).

Por ejemplo, un aumento de P en la posición de observación es equivalente a una

mayor profundidad atmosférica, por ende se observará una menor tasa de conteo, en particular modificando sustancialmente la componente EM pero afectando mínimamente a la componente MU, que es más penetrante. En ausencia de variaciones en la presión a nivel del suelo, la modificación de la densidad local de la columna de aire, principalmente como resultado de las variaciones de temperatura, también modifica el flujo de secundarios.

La correlación negativa observada entre el flujo de muones y la temperatura atmosférica, conocida como el “efecto de temperatura negativo” fue explicada por Blackett (1938) como una consecuencia de la desintegración de los muones. Durante períodos cálidos, la atmósfera se expande y la capa principal de producción de muones (~ 100 hPa, ver Figura 3.7) se encuentra a mayor altura, lo que resulta en una trayectoria más larga para los muones y una menor probabilidad de que sobrevivan hasta el nivel del suelo. Los muones de baja energía son más afectados, mientras que el flujo de muones de alta energía, capaces de penetrar grandes profundidades, no se ve alterado. En experimentos subterráneos profundos, otro tipo de efecto de temperatura, el “efecto de temperatura positivo”, es notable (e.g. Tilav et al., 2010). Las variaciones de temperatura también afectan los neutrones, aunque de manera menos significativa que en el caso de los muones (Dorman, 2004).

Las variaciones de la presión y la temperatura son fenómenos relacionados. Sin embargo, sus efectos sobre el conteo de CRs generalmente se tratan por separado. En la práctica, una regresión lineal utilizando la presión medida en el sitio es suficiente para tener en cuenta el efecto barométrico y corregir los datos a una profundidad atmosférica constante, a partir del coeficiente barométrico β (Dorman, 2004).

Existen diversos métodos para analizar y eliminar el efecto de la temperatura del conteo de CRs observado por detectores de muones en tierra. Los métodos más simples consisten en comparar el conteo con: cambios en la temperatura superficial, la variación de la altitud de máxima producción de muones, o la variación de la temperatura a esta altitud (Duperier, 1949). Dorman (1954) argumentó que para una corrección precisa del efecto de la temperatura en la tasa de conteo de detectores de

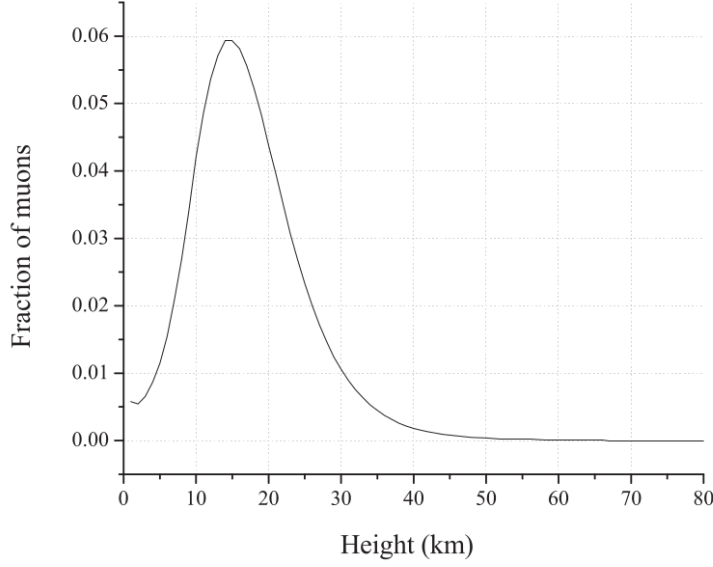


Figura 3.7: Distribución de la generación de muones a diferentes alturas en la atmósfera según una simulación CORSIKA. Figura tomada de Savić et al. (2019).

muones, es necesario conocer el perfil vertical de temperatura de toda la atmósfera. En ese sentido, hay métodos que consideran la variación de la temperatura a lo largo de toda la atmósfera mediante análisis empíricos o teóricos (el método integral, método de la temperatura media ponderada por masa, el método de la temperatura efectiva (ver de Mendonça et al., 2016).

En este trabajo se tomará en cuenta la Ecuación **3.8**, asumiendo que la gravedad es aproximadamente constante por debajo de los ~ 40 km, y por lo tanto, la variación de la presión en diferentes alturas es una medida de la variación de $X(l)$.

Tradicionalmente en meteorología las alturas no se representan como altura geométrica z o altitud si no como altura geopotencial Z . No obstante, los valores de Z y z son prácticamente iguales en las regiones de interés en esta tesis. Integrando la ecuación hidrostática y usando la Ecuación **3.9** entre los niveles de presión P_1 y P_2 ,

el resultado es la llamada ecuación hipsométrica (Stull, 2017):

$$Z_2 - Z_1 = \frac{R_d}{g} \int_{P_1}^{P_2} T_v \frac{dP}{P} \simeq \frac{R_d \cdot \overline{T_v}}{g} \ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right) \quad (3.10)$$

donde $\overline{T_v}$ es la temperatura virtual promedio entre los niveles de presión P_1 y P_2 . La diferencia de altura de una capa delimitada por dos niveles de presión P_1 (en Z_1) y P_2 (en Z_2) se denomina espesor de esa capa. Esta permite calcular cómo varía la presión con la altura de la forma:

$$P_2 = P_1 \cdot \exp \left(\frac{-g \cdot (Z_2 - Z_1)}{R_d \overline{T_v}} \right) \quad (3.11)$$

Si se conoce el perfil vertical de la temperatura y humedad junto con la altura geopotencial en una superficie de presión dada (al nivel del mar $Z = 0$) es posible inferir la distribución de la altura geopotencial en cualquier otra superficie de presión. Existen, actualmente, diferentes reanálisis atmosféricos que permiten obtener la altura geopotencial de diferentes niveles de presión de referencia.

3.5. Observación en superficie y redes de detectores

Una gran variedad de detectores se ha utilizado en estudios de lluvias atmosféricas, como contadores Geiger, cámaras de ionización, contadores proporcionales, detectores de centelleo sólidos y líquidos, WCDs, cámaras de descarga, detectores de radiación de transición, etc (Grieder, 2010).

Para el estudio de lluvias extensas atmosféricas, la baja tasa de eventos de los CRs de mayor energía requiere un área lo suficientemente grande para acumular buenas estadísticas en un tiempo razonable. Un experimento clásico consiste en una matriz de detectores, que pueden ser contadores de centelleo o WCDs, distribuidos sobre una amplia área. Ejemplos de estos experimentos incluyen EAS-TOP, Kaskade y Pierre Auger (Haungs et al., 2003).

Para el estudio CRs de bajas energías, desde el Año Geofísico Internacional en

1957/58, la red mundial de NMs cubre el rango de energía de primarios de aproximadamente 0.5 a 100 GeV por nucleón (Malandraki y Crosby, 2018). Este rango de energía incluye partículas afectadas por la modulación solar de los CRs, las disminuciones Forbush, los eventos esporádicos *Ground Level Enhancements* (GLEs, por sus siglas en inglés), incrementos repentinos y significativos a nivel del suelo del flujo de CRs debido a eventos de partículas solares, y efectos geomagnéticos que se abordarán en las siguientes secciones. Es por ese motivo, que en las últimas dos décadas, las mediciones de NMs se han convertido en un aporte importante para las aplicaciones de ME. Sin embargo, debido a la escasez de helio-3 y a la alta toxicidad del trifluoruro de boro, que son los principales materiales utilizados para la detección de neutrones, es necesario desarrollar nuevas técnicas y materiales alternativos.

La importancia de desplegar las redes de detectores radica en que puede, por ejemplo, estimarse la anisotropía tridimensional en diferentes rangos de energía, y de esa manera derivar información sobre parámetros clave del transporte y modulación de CRs (ver Sección 3.2.3). En ese sentido, hay desafíos relacionados con los costos de mantener y operar la red, la portabilidad y el rápido despliegue.

Las observaciones de muones complementan los estudios de SW junto a los NMs. En la superficie, las observaciones de muones son sensibles a energías primarias de aproximadamente 10 GeV hasta varios cientos de GeV, mientras que las observaciones subterráneas se extienden hasta un poco más de 1000 GeV (Duldig, 2000). Por ejemplo, la red *Global Muon Detector Network* (GMDN, por sus siglas en inglés), que cuenta con detectores en Japón, Australia, Brasil y Kuwait, ha demostrado ser una herramienta eficaz en aplicaciones de ME, complementaria a las observaciones solares y espaciales in situ (Rockenbach et al., 2014).

La red *Space Environmental Viewing and Analysis Network* (SEVAN, por sus siglas en inglés), que utiliza detectores híbridos para registrar secundarios cargados y neutros en latitudes medias y bajas, también se emplea en el monitoreo de SW (Chilingarian et al., 2010). Recientemente, Mubashir et al. (2023) ha comenzado un esfuerzo para construir una red global de detectores de muones, con dispositi-

vos de bajo costo y portátiles, destinados al monitoreo en tiempo real de la ME. Incluso experimentos de altas energías con detectores WCDs, como el Observatorio Pierre Auger y el *High Altitude Water Cherenkov* (HAWC, por sus siglas en inglés), han comenzado a explorar sus datos con fines de estudio de SW (e.g. The Pierre Auger Collaboration, 2011; Dasso et al., 2012; Alvarez et al., 2021; Pierre Auger Collaboration et al., 2025).

En América Latina, la exitosa instalación y puesta en marcha del Observatorio Pierre Auger en Malargüe, Argentina, generó una oportunidad para desarrollar la física de astropartículas y la física de altas energías en esta región. Hoy en día, este es uno de los principales objetivos académicos de LAGO, anteriormente conocido como *Observatorio de Gran Apertura para Estallidos de Rayos Gamma*. LAGO es un proyecto creado en 2006 originalmente para detectar la componente de alta energía de los estallidos de rayos gamma utilizando WCDs de bajo costo en sitios de gran altitud a lo largo de los Andes (Asorey, 2016).

En la actualidad, el proyecto LAGO se está desarrollando como un observatorio de astropartículas de escala regional orientado a la investigación básica en tres áreas de la física de astropartículas: fotones de alta energía, SW y radiación atmosférica a nivel de superficie. Su operación es llevada adelante por una red de colaboración amplia y descentralizada que incluye instituciones de nueve países de América Latina (Argentina, Bolivia, Brasil, Colombia, Ecuador, Guatemala, México, Perú y Venezuela), con la reciente incorporación de instituciones de España. El estado actual del proyecto LAGO y la información sobre las características de los sitios se muestran en la Figura 3.8, que abarca desde México hasta la Antártida (Sidelnik y Asorey, 2017). El sistema de detección de LAGO consiste en WCDs, individuales o en pequeños arreglos, distribuidos en sitios a diferentes altitudes. Estos cubren un amplio rango de cortes de rigidez geomagnética y profundidades atmosféricas.

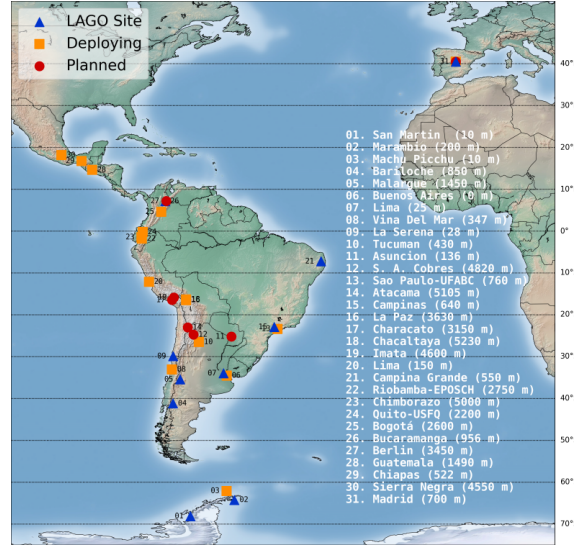


Figura 3.8: Distribución espacial de detectores de la red LAGO a principios de 2025.

El programa de SW del Observatorio LAGO está orientado a estudiar cómo las variaciones en el flujo de partículas secundarias a nivel del suelo pueden estar vinculadas con la modulación heliosférica y geomagnética de los CRs, proporcionando información precisa sobre las condiciones cambiantes del entorno espacial cercano a la Tierra.

Una gran ventaja de los WCDs es que son robustos, de bajo costo y ecológico. Presentan una exposición bastante uniforme hasta grandes ángulos cenitales y son sensibles tanto a partículas cargadas como a fotones energéticos que se convierten en pares dentro del volumen de agua. En comparación con otros detectores, los WCDs permiten una calibración en energía (e.g. Allekotte et al., 2008; Asorey, 2012).

Durán et al. (2016) mostró que, incluso utilizando un solo detector, es posible determinar el flujo en bandas de energía dominadas por diferentes tipos de partículas (muones, electrones) provenientes de contribuciones primarias distintas (técnica de análisis multiespectral). Avances en esa dirección se han logrado en el último año en la colaboración identificando tipo de partículas en la señal del detector usando

técnicas de aprendizaje automático (e.g. Torres Peralta et al., 2023; Torres Peralta et al., 2024). Además, Sidelnik et al. (2020) mostró que usando un único WCD con agua pura es posible detectar neutrones de 500 MeV, y que al añadir cloruro de sodio como dopante al agua, la intensidad de la señal aumenta, mejorando así la capacidad de medir neutrones de alta energía.

Capítulo 4

Caracterización del experimento y del sitio: infraestructura, simulaciones y análisis atmosférico

Este capítulo presenta la caracterización integral de un WCD instalado en la Base Marambio del Observatorio Argentino Antártico de Meteorología del Espacio (AASWO, por sus siglas en inglés). La descripción del experimento constituye una selección del material desarrollado por la autora durante su participación en la campaña antártica de verano 2022-2023 (Santos, 2023). Para la correcta interpretación de las mediciones, se caracterizan la magnetosfera, la atmósfera, el flujo de partículas secundarias esperado en el sitio de estudio y la respuesta del detector.

4.1. Observatorio argentino antártico de meteorología del espacio

En Argentina, diversos sectores estratégicos, como telecomunicaciones, servicios meteorológicos, navegación satelital, distribución de energía y comunicaciones te-

restres, dependen de tecnologías vulnerables a eventos de ME. Esta dependencia constituye una motivación fundamental para que el país desarrolle, fortalezca y consolide sus capacidades en el monitoreo y estudio de estos fenómenos.

Organismos como la Comisión Nacional de Actividades Espaciales, la Administración Nacional de Aviación Civil y la Fuerza Aérea Argentina requieren estos avances para proteger satélites, mantener comunicaciones de radiofrecuencia, asegurar el desempeño de sistemas de geolocalización y mitigar el aumento de niveles de radiación perjudicial en vuelos comerciales durante eventos extremos.

A nivel internacional, diversas organizaciones, incluyendo la Oficina de Asuntos del Espacio Exterior de Naciones Unidas, la Organización de Aviación Civil Internacional y la Organización Meteorológica Mundial, han establecido programas específicos en ME para abordar estos desafíos (ver Denardini et al., 2016; Schrijver et al., 2015).

Como una de las respuestas académicas y operativas prototípicas (por ejemplo, mediante el desarrollo de pruebas de concepto operativas) a esta necesidad nacional en Argentina, en 2016 se creó LAMP. LAMP es un grupo interinstitucional e interdisciplinario dedicado principalmente a la investigación en ME, al desarrollo de capacidades en el área (como la formación de recursos humanos), al desarrollo instrumental, a la transición de investigación a operaciones (R2O) y al monitoreo en tiempo real de las condiciones de SW (Lanabere et al., 2020).

La infraestructura central de LAMP incluye al AASWO, que cuenta con dos WCDs instalados en la península Antártica. Los principales objetivos científicos del AASWO incluyen: el estudio de astropartículas como trazadores de la SW en un enfoque interdisciplinario, el análisis de la modulación de los CRs a partir de las condiciones transitorias del viento solar y la magnetosfera, y el estudio de lluvias de partículas y sus conexión con la física atmosférica (Gulisano et al., 2021).

El primer nodo del AASWO se desplegó en la Base Marambio durante la campaña antártica de verano 2018-2019. Esta base argentina permanente, ubicada a 196 m s.n.m. en la isla Marambio (64.14°S - 56.37°O), alberga el detector que constituye el

objeto de estudio de esta tesis. Este detector, además, forma parte de la colaboración LAGO. Al momento de su instalación, representaba el detector más austral de la red y el único operativo en la Antártida, y desde entonces ha funcionado de manera continua.

4.2. Detector de radiación Cherenkov en agua

El WCD utilizado en este trabajo fue construido en el laboratorio ciencias espaciales del Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), dependiente del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) y de la Universidad de Buenos Aires (UBA) entre 2010 y 2018, adaptando el diseño de los detectores de las colaboraciones Pierre Auger y LAGO. El detector está compuesto por tres elementos principales: el tanque, el tubo fotomultiplicador (PMT, por sus siglas en inglés) con su electrónica asociada, y el sistema de adquisición de datos (DAQ, por sus siglas en inglés).

4.2.1. Radiación Cherenkov

Una partícula con carga eléctrica en movimiento rectilíneo uniforme en el espacio libre no radia, pero una partícula que se mueve con velocidad constante a través de un medio material dieléctrico puede radiar si su velocidad es mayor que la velocidad de fase de la luz en el medio. Esta radiación se llama radiación de Cherenkov, en honor a su descubridor, P. A. Cherenkov (Čerenkov, 1937).

La emisión de fotones Cherenkov es el resultado de la polarización local de las moléculas a lo largo de la trayectoria de la partícula cargada que, al regresar a su estado original, emite radiación electromagnética con frentes de onda esféricos. Mientras la velocidad de la partícula en un medio de índice de refracción n_a cumpla que $v > \frac{c_0}{n_a}$ la polarización resultante es asimétrica, lo que produce interferencia constructiva que se manifiesta en forma de un cono con un ángulo característico de emisión $\cos \Theta = \frac{c_0}{n_a v}$, tal como se muestra en la Figura 4.1.

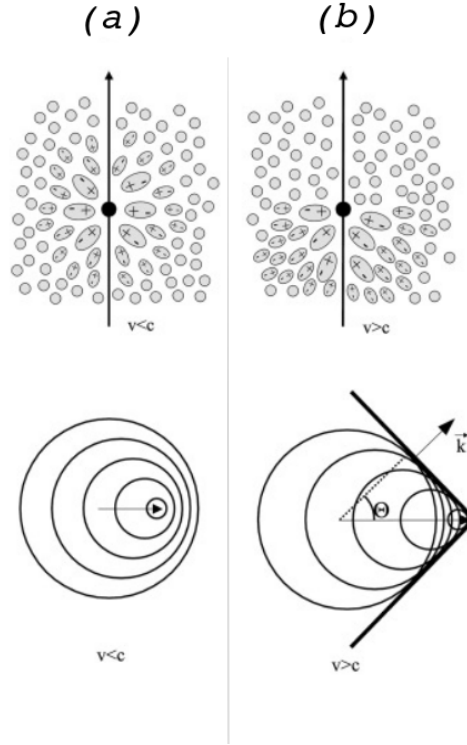


Figura 4.1: Esquema de la radiación de Cherenkov. Panel superior: Estado de polarización de las partículas. Panel inferior: Interferencia de las ondas de radiación emitidas. (a) $v < c_0$: Polarización simétrica - interferencia destructiva. (b) $v > c_0$: Polarización asimétrica - interferencia constructiva que conlleva a la formación de un cono de radiación Cherenkov con un ángulo de apertura Θ . Figura adaptada de Naurois y Mazin (2015).

El agua es un material abundante y relativamente económico, lo que facilita su uso a gran escala en experimentos científicos. Además, es transparente a la radiación Cherenkov, lo que lo convierte en un medio efectivo para la detección de partículas. El espectro de emisión Cherenkov está completamente determinado por n_a y v . Para el agua, la emisión está centrada en el rango ultravioleta (Jackson, 1998). Además, en el caso de una partícula ultra-relativista moviéndose en agua a temperatura ambiente se obtiene $\Theta \sim 40^\circ$.

Considerando las partículas secundarias en las cascadas atmosféricas, la energía

umbral para producir radiación Cherenkov en agua es de aproximadamente 0.8 MeV para $e^\pm$ y 160 MeV para $\mu^\pm$. Los fotones γ con energías superiores a ~ 1 MeV pueden generar radiación Cherenkov de forma indirecta a través de la producción de pares e^+e^- , el efecto fotoeléctrico y la dispersión Compton. Por otra parte, los neutrones pueden detectarse indirectamente a través de los fotones producidos tras la captura de un neutrón termalizado en el volumen de agua (Sidelnik et al., 2020).

4.2.2. Tanque

El tanque es un recipiente cilíndrico de acero inoxidable no magnetizado, con una altura de 1.20 m, un diámetro de 0.96 m y un volumen total de 870 l. Fue llenado con 725 l de agua ultrapurificada (fue transportada desde el continente americano hasta la base Marambio) lo que corresponde a una altura efectiva de 1 m. El agua se contiene en una bolsa interna de Tyvek[®], cuyo revestimiento ofrece alta reflectividad difusa (300–500 nm). Este diseño permite el acceso al interior del detector sin exponer el agua al ambiente y proporciona una barrera adicional contra el ingreso de luz.

La radiación Cherenkov producida por el pasaje de partículas relativistas a través del volumen de agua, es reflejada y difundida por el Tyvek en el interior del detector, garantizando que luego de pocas reflexiones se haya perdido toda correlación entre la dirección de propagación de los fotones Cherenkov y la dirección de ingreso de la partícula al detector. De esta manera, en menos de 20 ns la radiación Cherenkov forma un gas de fotones maximizando de esta manera la probabilidad de detección (ver Sección 4.2.3). La luz continúa rebotando y difundiéndose hasta ser detectada o absorbida en el agua o en el Tyvek.

4.2.3. Tubo fotomultiplicador

La radiación Cherenkov es detectada por un PMT Photonix XP1805. Los PMTs son dispositivos fotosensibles que pueden considerarse como un generador de corriente en proporción a la luz incidente, aún cuando la luz incidente es extremadamente baja. Generalmente consta de un tubo de vacío con una ventana de entrada, un

fotocátodo, electrodos de enfoque, un multiplicador de electrones (dinodos) y un ánodo, generalmente sellados en un tubo de vidrio evacuado. La luz que entra en un PMT produce una señal de salida a través de los siguientes procesos: inicialmente, la luz pasa a través de la ventana de vidrio de entrada y excita los electrones en el fotocátodo, de modo que se emiten fotoelectrones (pe) al vacío por efecto fotoeléctrico. Posteriormente, los pe son acelerados y enfocados por el electrodo de enfoque e impactan en el primer dinodo, donde se multiplican mediante emisión secundaria de electrones. La emisión secundaria de electrones se repite en una serie de dinodos, lo que da lugar a un crecimiento exponencial de los electrones en cada etapa. El grupo de electrones secundarios emitidos desde el último dinodo finalmente se ha multiplicado hasta 10^6 a 10^7 veces en tiempos característicos de algunos nanosegundos, y son extraídos desde el ánodo donde se envía la corriente de electrones a un circuito externo (Photonics, n.d.). En el rango de longitudes de onda donde se va a medir (350 - 450 nm para la radiación Cherenkov en agua) el PMT debe tener la mayor eficiencia cuántica posible (probabilidad de producción de un fotoelectrón).

El PMT y su base, suministrados por la colaboración Pierre Auger, fueron instalados en la parte superior del tanque. El PMT se encuentra centrado con el eje del cilindro, con la parte fotosensible orientada hacia abajo y parcialmente sumergido en el agua. La base incorpora una fuente de alta tensión para alimentar el PMT, un divisor de tensión para distribuirla adecuadamente a cada electrodo o dinodo, y un preamplificador para acondicionar las amplitudes de los pulsos de salida.

En la Figura 4.2 se muestra el “sombrero” que sostiene la base del PMT. Su finalidad es tanto proveer soporte mecánico como aislar el interior del tanque (el volumen que se llena con agua) de la parte superior, donde se encuentra la electrónica asociada al PMT. Este cuenta con tres conectores: uno para la alimentación proveniente de la fuente de alta tensión y dos salidas, correspondientes al último dinodo y al ánodo, respectivamente. Además, se emplea una caja de control que permite ajustar la tensión de entrada de la fuente de alta tensión y medir la tensión de retorno, utilizada para monitorear la tensión de polarización. En este caso, la tensión de control se fijó en 1.24 V, la cual es amplificada ~ 600 veces para generar la alta tensión de

~ 800 V con la que se alimenta el PMT.

La señal de salida consiste en pulsos de tensión producidos por la corriente del PMT en la resistencia de salida, posteriormente digitalizados por el DAQ (ver Sección 4.2.4). Las características constructivas del PMT determinan que la forma temporal de los pulsos no sea simétrica, sino que adopte la forma de un pulso FRED inverso (por sus siglas en inglés, *Fast Rise Exponential Decay*), caracterizado por un ascenso rápido de aproximadamente 10 ns seguido de un decaimiento exponencial de alrededor de 70 ns. Sólo una fracción de los fotones generados por una partícula alcanzarán el fototubo luego de sucesivas reflexiones difusivas en el Tyvek. Por lo tanto, a medida que pasa el tiempo los fotones tienen más probabilidad de ser absorbidos y el número disminuye. Esto genera que el pulso total debido al pasaje de una partícula provenga de la convolución de la geometría del detector, las características ópticas del Tyvek, la absorción en el agua y la respuesta característica del PMT (Sofo Haro et al., 2016).



Figura 4.2: Fotos del tanque correspondiente al WCD. En la parte superior de este se observa el soporte que contiene el PMT.

4.2.4. Sistema de adquisición de datos

Las dos señales analógicas proveniente del PMT (ánodo y último dinodo) se conectan, por un lado a un osciloscopio Rigol DS1102E, y por otro a la placa Red Pitaya STEMLab 125-14 (RP-LAGO). Esta elección corresponde a la decisión de la colaboración LAGO, ya que ofrece la flexibilidad requerida y la ventaja de su bajo costo (Arnaldi et al., 2020).

El osciloscopio se utiliza para monitoreo del experimento. El nivel de disparo o trigger (V_T) se alcanza cuando se cumple que la amplitud del pulso de tensión $V < V_T$, que en este caso se fijó en -20 mV (Sansalone y Bertolli, 2019). Coppola y Bezzecchi (2015) programaron scripts en Python para controlar el osciloscopio desde la PC, registrando el número de veces que la señal cruzó el nivel de disparo en un segundo. Esto proporciona una medida del número de partículas que atravesaron el tanque y depositaron suficiente energía para superar el nivel de disparo, con una incertidumbre instrumental asociada al contador de aproximadamente 2 Hz. Cabe señalar que los intervalos de tiempo entre mediciones guardadas están sujetas a limitaciones propias del sistema de adquisición, vinculadas con la comunicación entre el PC y el osciloscopio. En particular, el programa implementado fija un tiempo de espera que condiciona la frecuencia de registro, de modo que los conteos no se almacenan en todos los segundos.

Por otra parte, el sistema de adquisición RP-LAGO, consiste en un sistema embebido compuesto por un front-end que digitaliza los dos canales analógicos (en este caso ánodo y último dinodo del PMT), una FPGA (por sus siglas en inglés *Field-Programmable Gate Array*) y un procesador ARM con un sistema operacional Linux. La comunicación con la PC y la transferencia de datos se realizan mediante el protocolo IP a través de la red. La señal se digitaliza mediante un convertor analógico-digital (ADC, por sus siglas en inglés) de 14 bits a una tasa de muestreo de 125 MHz.

El sistema de disparo selecciona los pulsos a almacenar mediante un umbral absoluto configurado por el usuario en unidades ADC antes de cada adquisición. La tasa

de pulsos resultante depende del nivel de disparo configurado. Los datos adquiridos se almacenan inicialmente en la tarjeta SD de la placa STEMLab para su posterior transferencia a una computadora.

Dado que el sistema de disparo compara la tensión instantánea en cada canal con el umbral establecido, cualquier variación en el nivel de la línea base (por ejemplo, debido a cambios de temperatura) puede sesgar las mediciones, especialmente para umbrales bajos (Arnaldi et al., 2020). Cada Red Pitaya posee una línea de base propia, determinada por los offsets de tensión y el ruido característico del frontend, y debe ser caracterizada en cada caso (ver Capítulo 6).

Por construcción, el PMT se comporta como una fuente de corriente. La cantidad de fotones incidentes se relaciona directamente con el número total de electrones recolectados en el ánodo, lo cual corresponde a la carga integrada Q , es decir, a la integral temporal del pulso de corriente. Así, la señal de salida de interés está directamente vinculada con esta carga, y considerando que la corriente genera una caída de tensión $V(t)$ sobre una resistencia R , se cumple:

$$Q = \int_0^t \frac{V(t')}{R} dt'. \quad (4.1)$$

En general, la distribución de las cargas de los pulsos asociados al paso de partículas secundarias indica que los de menor carga provienen principalmente de la componente EM y dominan la distribución. Por su parte, los pulsos asociados a la componente MU presentan una señal integrada mayor y exhiben un máximo característico correspondiente al paso de los muones centrales y verticales por el detector, conocido como VEM (*Vertical Equivalent Muon*) (Etchegoyen et al., 2005). Las señales más grandes son originadas por el ingreso de múltiples partículas en el detector (ver Sección 4.3.3).

Un WCD actúa como un calorímetro para la componente EM de las cascadas, ya

que gran parte de la energía cinética se transfiere al detector (el poder de frenado en agua no es despreciable frente a las energías típicas de la componente EM, del orden de 10 MeV). Por el contrario, la componente MU deposita únicamente una fracción mínima de su energía cinética en el detector. La energía típica de un muón al nivel de superficie es ~ 3 GeV, mientras que, en un amplio rango de energías, el poder de frenado en agua es de ~ 2 MeV cm⁻¹; por lo tanto, los muones pueden atravesar todo el detector perdiendo solo una pequeña fracción de su energía inicial. En este caso, la señal producida depende principalmente de la longitud recorrida por la partícula en el agua, lo que permite calibrar la señal del detector en términos de la energía depositada por un VEM (e.g. Asorey, 2012).

4.2.5. Estación meteorológica

Las mediciones de presión para el monitoreo atmosférico son de gran importancia para luego corregir las observaciones del conteo de partículas por este efecto, como ya se mostró en la Sección 3.4.1. Con tal objetivo, se construyó y programó la adquisición de una estación atmosférica constituida por placas arduino nano para tomar datos de presión, temperatura interna, temperatura externa y temperatura de la electrónica de adquisición. Los sensores meteorológicos fueron calibrados en el Servicio Meteorológico Nacional. Además, desde 2020 el laboratorio cuenta con un sistema de control térmico que garantiza la estabilidad de la temperatura interna, manteniéndola en el rango de 18 a 22 °C.

4.2.6. Conectividad, energía y seguridad

La Base Marambio cuenta con conexión a Internet mediante un enlace satelital. En el laboratorio, el acceso a la red se realiza a través de un enlace WIFI punto a punto con la red de la base, mientras que un módem 4G con tarjeta SIM actúa como respaldo de la conexión principal. Este sistema permite transmitir datos casi en tiempo real, con actualizaciones cada cinco minutos, hacia los servidores ubicados en Buenos Aires. El soporte de la antena, responsable de la comunicación con la red de la base, fue diseñado e instalado para soportar fuertes vientos y las extremas

condiciones de temperatura del entorno.

El sistema incorpora receptores GPS comerciales controlados por Arduino, con salida externa optimizada para recepción satelital en condiciones antárticas, que sincronizan permanentemente la hora de las computadoras para garantizar marcas de tiempo precisas en los datos adquiridos. La alimentación eléctrica dispone de líneas independientes para calefacción, iluminación y equipo experimental, respaldadas por un sistema de baterías de gel con redundancia para asegurar operación autónoma durante cortes de energía. Adicionalmente, el laboratorio cuenta con medidas de seguridad que incluyen extintores, detectores de humo, comunicación interna con la base y cámaras web accesibles remotamente desde Buenos Aires para monitoreo en tiempo real.

4.3. Simulaciones

La respuesta de un detector de CRs puede determinarse mediante la convolución del espectro de CRs con la llamada función de rendimiento. El número de secundarios N_s en el tiempo t se puede expresar como (e.g., Mishev et al., 2013):

$$N_s(R_c, X, t) = \sum_i \int_{R_c}^{\infty} Y_i(R, X) j_i(R, t) dR \quad (4.2)$$

donde R_c es la rigidez de corte geomagnética local y X es la profundidad atmosférica. El factor $Y_i(R, X)$ representa la función de rendimiento para primarios de tipo i mientras que $j_i(R, t)$ es la intensidad diferencial de partículas primarias del tipo i en el tiempo t . La función de rendimiento se define como:

$$Y_i(E, X) = \sum_j \int \int G_i(E', \theta') F_{i,j}(E, X, E', \theta') dE' d\Omega' \quad (4.3)$$

donde $G_i(E', \theta')$ es el área geométrica del detector multiplicada por la eficiencia de registro para una partícula secundaria de tipo j con energía E' que incide en el nivel de observación con un ángulo cenital θ' , y $F_{i,j}(E, X, E', \theta')$ es la intensidad diferencial de partículas secundarias de tipo j con energía E' producidas por una partícula primaria de tipo i con E . La integración se realiza sobre la energía de las partículas secundarias E' y el ángulo sólido Ω' .

La función de rendimiento del sistema consta de dos componentes principales: el desarrollo de cascadas atmosféricas que generan partículas secundarias (término F) y la respuesta del detector a estas partículas (término G). Por lo tanto, la interpretación cuantitativa del flujo medido y sus variaciones requiere caracterizar simultáneamente las condiciones magnetosféricas, la evolución de las cascadas atmosféricas, y la respuesta específica del detector a cada tipo de partícula secundaria.

La respuesta del detector y el desarrollo de las lluvias de partículas pueden ser simulados mediante Geant4 (Agostinelli et al., 2003), una herramienta ampliamente utilizada para modelar la interacción de la radiación con la materia, desarrollada por investigadores en física de altas energías. CORSIKA (Heck et al., 1998, por sus siglas en inglés COsmic Ray SIMulations for KAscade) o FLUKA (Ferrari et al., 2005) también se pueden emplear para obtener simulaciones detalladas de lluvias de partículas en la atmósfera. Además, el cálculo de trayectorias de partículas cargadas en la magnetosfera puede realizarse mediante herramientas como OTSO (Larsen et al., 2023, Open-source geomagneToSphere prOpagation tool) o MAGCOS (por sus siglas en inglés, Magnetocosmics), desarrollado dentro de Geant4 pero actualmente desactualizado.

Sin embargo, aunque estas herramientas están desarrolladas y probadas extensivamente dentro de la comunidad de física de astropartículas, no pueden integrar el flujo de secundarios producido por el flujo total de primarios, ni concatenar todos los resultados intermedios. Todos estos procesos deben realizarse manualmente cada vez que se necesita caracterizar una ubicación de detección.

En este contexto, y como resultado de los esfuerzos de LAGO, la colaboración

desarrolló ARTI, una herramienta formulada a través de una secuencia de códigos escritos en C++, Fortran, Bash, Perl y Python, que proporciona una integración de dos entornos de simulación: CORSIKA y Geant4, para el cálculo del flujo total de secundarios y las señales correspondientes en el detector. Este proceso intensivo requiere recursos informáticos sustanciales. Por esta razón, ARTI está diseñado para operar en clústeres de alto rendimiento y dentro de contenedores Docker en plataformas virtualizadas como el EOSC (por sus siglas en inglés *European Open Science Cloud*), así como para gestionar el almacenamiento y la recuperación de datos a través de servidores en la nube públicos y federados. En LAGO Collaboration (2024) se encuentra el repositorio de GitHub de ARTI-LAGO.

4.3.1. Caracterización de la magnetosfera

En este trabajo se utilizó la herramienta de código abierto para cálculos magnetosféricos OTSO que permite calcular la trayectoria de CRs dentro del campo magnético terrestre bajo diversas condiciones magnetosféricas.

Para integrar numéricamente la Ecuación 3.6, emplea el método de Runge-Kutta de 4^o orden, ampliamente utilizado en simulaciones CRs. Asimismo, en este análisis se utilizaron el Campo Geomagnético de Referencia Internacional (IGRF, por sus siglas en inglés *International Geomagnetic Reference Field*) y el modelo de Tsyganenko 1989 (Tsyganenko, 1989) para representar la magnetosfera interna y externa de la Tierra, respectivamente.

El IGRF es un modelo para el campo principal basado en observaciones de satélites, observatorios de GF y otros experimentos. Este modelo es revisado y actualizado cada 5 años desde 1955. La versión más reciente del modelo IGRF es la 13^a generación, lanzada en diciembre de 2019 (Alken et al., 2021). Además, ofrece una predicción de su tasa anual de cambio (conocida como variación secular) para tiempos de hasta cinco años posteriores a la fecha de emisión, en este caso para el rango 2020-2025.

Los modelos de Tsyganenko son representaciones semi-empíricas de mejor ajuste para el campo magnético externo, basadas en una gran cantidad de observaciones sa-

télitales (Tsyganenko, 1989; Tsyganenko, 1995; Tsyganenko, 2002). Tsyganenko 1989 utiliza el parámetro Kp como una forma conveniente de parametrizar la distorsión del campo geomagnético externo en el momento deseado.

Es importante destacar que, mientras el modelo de campo interno presenta variaciones seculares (cambios a largo plazo, del orden de años), la elección del modelo de la magnetósfera externa, que parametriza los efectos del viento solar, depende del día específico que se esté considerando. En este caso, se utilizó el modelo de Tsyganenko 1989 con valor de $Kp = 1$ que corresponde a condiciones de baja actividad geomagnética.

El método para calcular las trayectorias de CRs en el GF consiste en calcular la trayectoria en dirección inversa (back-tracing). Este enfoque aprovecha la reversibilidad de las ecuaciones de movimiento y permite la reconstrucción de la trayectoria de la partícula hacia atrás en el tiempo, desde la posición de ingreso en la atmósfera hasta el borde de la magnetósfera (o magnetopausa). Para ello, se consideran partículas primarias con diferentes rigideces (para un ángulo cenital y acimutal particulares en un sitio dado), inicializadas en la parte superior de la atmósfera, a 25 km sobre el nivel del mar, que es la altitud promedio donde comienzan las cascadas atmosféricas, y dirigidas hacia la magnetopausa. La trayectoria se considera permitida si la partícula logra alcanzar la frontera de la magnetopausa del modelo, y prohibida si regresa por debajo de la altitud inicial de 25 km.

La trayectoria de una partícula de muy alta energía que se propaga hacia afuera a través de la magnetosfera alcanzará el espacio interplanetario con un mínimo de desviación geomagnética. A medida que disminuye la energía de la partícula cargada, experimentará más desviación geomagnética antes de poder escapar. A una energía más baja, ya no tendrá suficiente momento para escapar del GF, y en estos casos, la partícula reingresará a la atmósfera. Esto significa que con esa rigidez no le es posible arribar al tope de la atmósfera.

Para una dirección de incidencia dada, se puede determinar una rigidez de corte inferior R_L , a partir de la cual existen trayectorias permitidas, y una rigidez de

corte superior R_U , a partir de la cual no existen trayectorias prohibidas. No suele haber un corte definido, sino que existe una región difusa de valores de rigidez que contiene trayectorias permitidas y prohibidas, conocida como penumbra, delimitada por R_L y R_U . Para tener en cuenta el efecto de la penumbra, se calcula una rigidez de corte efectiva R_C , utilizando un método descrito en Cooke et al. (1991) según la Ecuación 4.4 considerando un valor de paso de rigidez ΔR .

$$R_C = R_U - \int_{R_U}^{R_L} \Delta R_{(allowed)} \quad (4.4)$$

Para caracterizar un sitio se suele reportar la rigidez de corte efectiva vertical, es decir $R_C^V = R_C(0, 0)$. Para observaciones en profundidades atmosféricas grandes, a menudo es aceptable utilizarlo, ya que la masa adicional de la atmósfera en direcciones no verticales atenúa el flujo de partículas que llegan desde esas direcciones (Smart y Shea, 2009).

En la Figura 4.3 se muestra la función discreta que toma valor cero (negro), si la trayectoria de un protón vertical con esa rigidez está prohibida, y valor 1 (blanco), si es permitida, con un paso de integración de 0.001 GV para el día 12 de Abril de 2020 en Marambio (día geomagnéticamente tranquilo, $Kp = 1$) resultando en $R_U = 2.365$ GV, $R_L = 1.953$ GV y $R_C^V = 2.162$ GV.

Para estas condiciones se calculó el valor de R_c para diferentes direcciones de arribo en el tope de la atmósfera, especificadas por θ y ϕ . Los resultados, mostrados en la Figura 4.4, indican que los valores máximos de R_c se encuentran alrededor de los 90° (dirección este), mientras que los mínimos se localizan cerca de los 270° (dirección oeste). Además, la amplitud de esta variación es mayor conforme aumenta el ángulo cenital, mostrando un rango de variación de hasta el 15 % en función de la dirección de llegada. Estos resultados están relacionados con el conocido efecto geomagnético este-oeste (Grieder, 2010).

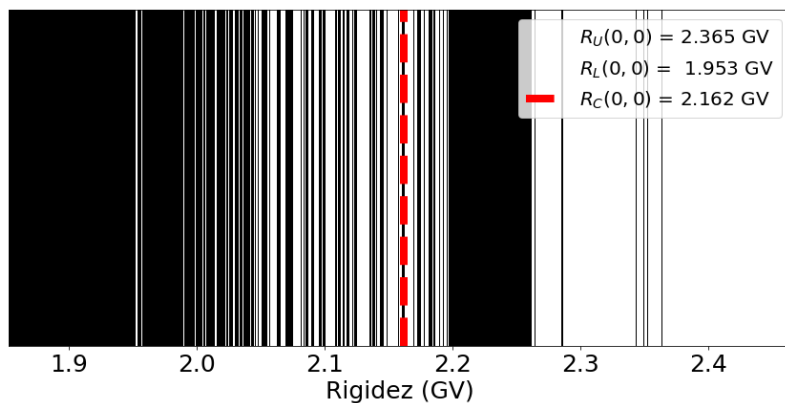


Figura 4.3: Rigideces permitidas (blanco) y prohibidas (negro) para protones verticales que llegan a Marambio durante el 12 de Abril del 2020 (condiciones calmas $Kp = 1$).

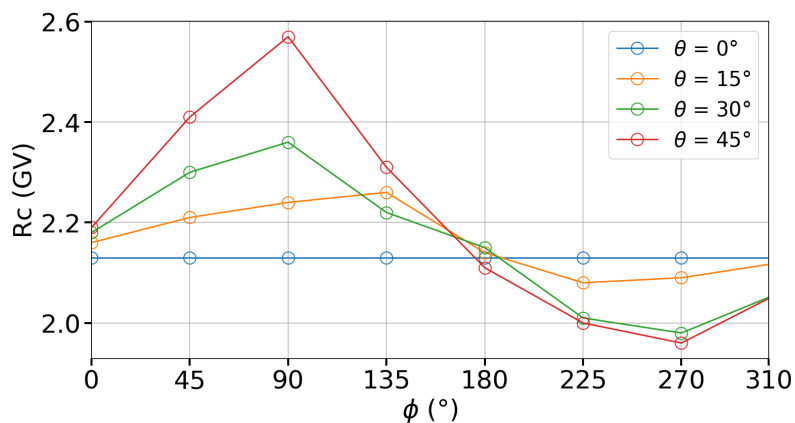


Figura 4.4: Rigidez de corte efectiva en función de la dirección de arribo en Marambio durante el 12 de Abril del 2020 (condiciones calmas $Kp = 1$).

Por otra parte, se evaluó el cambio de la rigidez de corte vertical para diferentes variaciones del GF, en dos escalas de tiempo bien distintas: la variación secular y las variaciones debido actividad geomagnética forzada por la actividad solar. Dado que se espera una variación secular del GF en el período 2020-2023 (en el IGRF-13 se reporta una predicción de la tasa de cambio anual o variación secular del GF para cinco años posteriores a la fecha de emisión) se evaluará el impacto de la variación secular en la rigidez de corte de Marambio. Para el período 2020-2023 y considerando $Kp = 1$, se calculó R_C^V para el primer día de cada mes, luego se promedió todos los meses de un dado año y se calculó la desviación estándar. En la Figura 4.5 se observa una tendencia de R_C^V a decrecer linealmente con una tasa de ~ -0.009 GV/año, es decir una variación cercana al 1.5 % en el período considerado.

De este modo, para el período considerado, el valor representativo de R_C^V en condiciones geomagnéticas calmas se estima en ~ 2.14 GV.

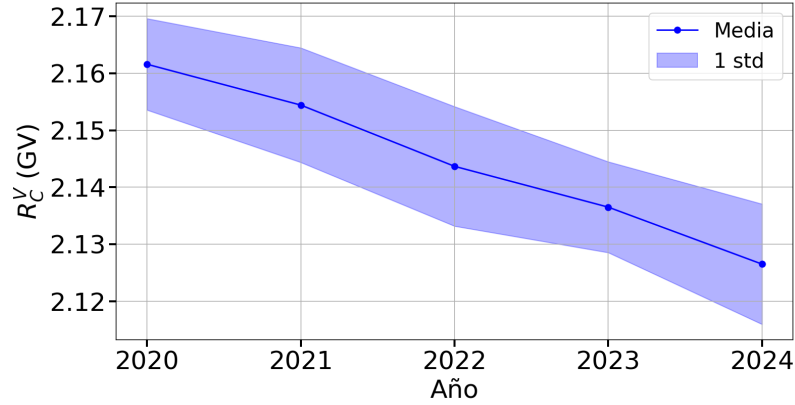


Figura 4.5: Variación secular de la R_C^V para Marambio en el período 2020-2024.

Para evaluar la variación de R_C^V durante diferentes niveles de actividad geomagnética, se consideró el día 12 de abril de 2020 12 UTC. El modelo Tsyganenko 1989 se emplea generalmente cuando el índice Kp es menor que 6, mientras que, para perturbaciones magnéticas fuertes a extremas ($Kp > 5$), es necesario utilizar versiones más recientes del modelo Tsyganenko (Smart et al., 2000). En general, se considera que para $Kp > 5$, las perturbaciones pueden generar impactos significativos en la Tierra. En la Figura 4.6 se presenta la variación de R_C^V en función del índice Kp . La

tendencia general indica que R_C^V disminuye a medida que la actividad geomagnética aumenta. Puede observarse que, ante una perturbación con $Kp = 5$, se produce una disminución de hasta un $\sim 10\%$ en el valor de R_C^V , en comparación con su valor en condiciones de calma. Esta variación suele ocurrir típicamente en el orden de horas y es significativamente mayor que la variación secular mostrada en la Figura 4.5.

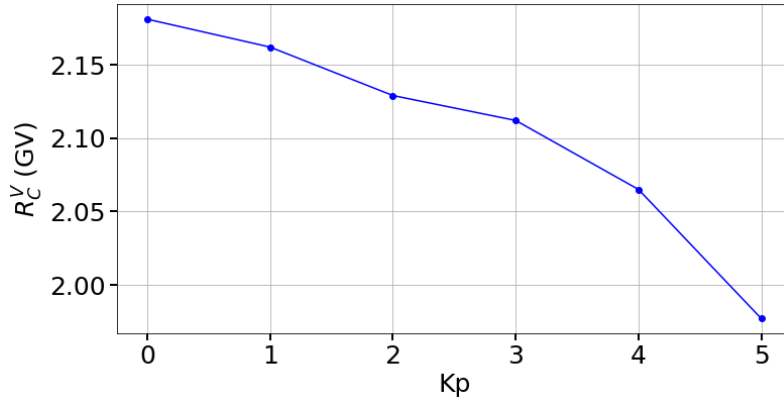


Figura 4.6: Variación de la rigidez de corte geomagnética vertical efectiva con el índice Kp para Marambio.

Finalmente, en la Figura 4.7 se presentan las AD en Marambio para protones que inciden verticalmente en el rango de rigideces de 2 hasta 500 GV para el día 19 de Abril de 2020 12 UTC ($Kp = 1$). Como se espera, el ingreso por la magnetosfera está más alejado de la atmósfera de Marambio para partículas de menor rigidez, lo que refleja la fuerte modulación del GF sobre estos primarios. Para rigideces de hasta ~ 30 GV, la “visión” del detector se encuentra en torno al plano ecuatorial (hacia el este de Marambio). Entre ~ 10 y 50 GV comienza a haber un cambio en la latitud de ingreso considerable (manteniendo aproximadamente constante la longitud). De ~ 50 a 100 GV el ingreso es cercano a la latitud de Marambio y hay un cambio en la longitud de ingreso. Para rigideces mayores, el efecto del GF es despreciable y el ingreso ocurre prácticamente por Marambio. Estas AD podrían considerarse representativas de días geomagnéticamente tranquilos. En caso de evaluar días con perturbaciones geomagnéticas, deben recalcularse bajo las condiciones específicas de cada evento.

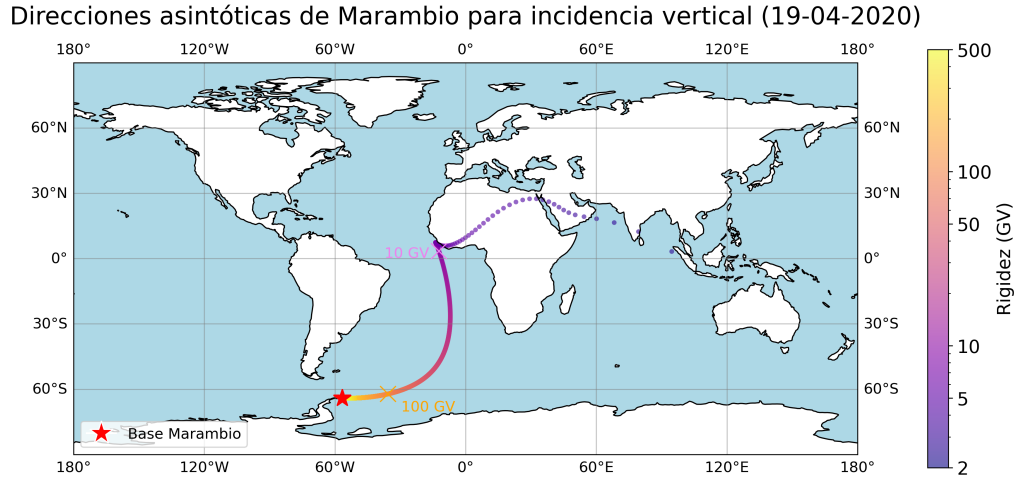


Figura 4.7: Mapa mundial con las direcciones asintóticas para la Base Marambio en la Antártida, considerando una incidencia vertical en la fecha del 19 de abril de 2020. En el mapa se utiliza una escala de colores para representar los valores de rigidez geomagnética de la partícula, abarcando desde 2 GV hasta 500 GV. La base Marambio está marcada con una estrella roja en el mapa.

4.3.2. Caracterización de secundarios en Marambio

Para el estudio del flujo de partículas secundarias en la atmósfera se utilizaron simulaciones realizadas con CORSIKA v7.7402, un software que modela el desarrollo de cascadas atmosféricas a partir de partículas primarias mediante diversas subrutinas especializadas en distintos procesos (Heck et al., 1998). La colaboración LAGO dispone de un repositorio abierto con las salidas de estas simulaciones para distintos sitios y parámetros. Para este trabajo se emplearon las salidas correspondientes a Marambio⁶.

- Modelo hadrónico para interacciones a altas energías: QGSJET-II-04.
- Modelo hadrónico para interacciones a bajas energías: GHEISHA-2002d.
- Modelo de interacciones electromagnéticas: EGS4

⁶<https://b2find.eudat.eu/dataset/d4c455d1-893d-56ae-86f8-fae20d5a5625>

- Atmósfera curva, para simulación de primarios con ángulos cenitales grandes .
- Altura de observación: 200 m s.n.m.
- Campo geomagnético correspondiente a la posición de Marambio según el modelo IGRF11: componente horizontal = 16.36 nT, componente vertical = -30.22 nT.
- Cortes de energía cinética de secundarios: Límite inferior a partir del cual dejan de propagarse los diferentes tipos de partículas secundarias: $E_{had} = 50$ MeV, $E_{MU} = 50$ MeV, $E_{EM} = 50$ keV.
- Modelo atmosférico: Atmósfera polar estándar que se modela mediante 5 capas. En las cuatro capas inferiores, la densidad sigue una dependencia exponencial con la altitud y en la última (> 100 km) decrece linealmente. El perfil de profundidad atmosférica para este modelo puede verse en la Figura 4.8.

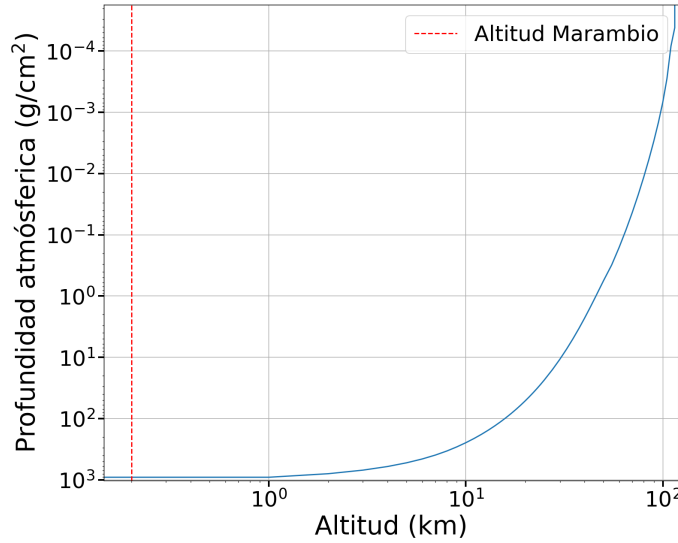


Figura 4.8: Perfil de la profundidad atmosférica en función de la altitud para el modelo de atmósfera polar estándar usado en la simulación.

Por otra parte, la definición del espectro de primarios utilizado como entrada en las simulaciones es fundamental para obtener una estimación realista del flujo de

secundarios en la altitud y período de interés. Estos secundarios son una de las principales fuentes naturales de lo que se conoce como *fondo de radiación*.

El número total de primarios (N_p) esperados en un área S de la atmósfera superior (112 km s.n.m) durante un determinado tiempo Δt , proveniente de un intervalo angular $\Delta\theta$ y $\Delta\phi$, y en un determinado rango de energía ΔE será:

$$\begin{aligned}
 N_p &= \sum_i \int_{\Delta E} \int_{\Delta\Omega} \int_{\Delta t} \int_S \left(\frac{dN_i(E)}{dS d\Omega dt dE} \right) dS dt d\Omega dE \\
 &= \sum_i j_{0,i} \int_{\Delta t} dt \int_S dS \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\theta \sin\theta d\theta \int_{E_{\min,i}}^{E_{\max}} E^{\alpha_i} dE \\
 &= \sum_i j_{0,i} S \Delta t \pi \sin^2\theta \left[\frac{E^{\alpha_i+1}}{\alpha_i+1} \right]_{E_{\min,i}}^{E_{\max}}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

La expresión utilizada incluye la sumatoria sobre todas las especies primarias consideradas (núcleos), cada una con su correspondiente espectro diferencial $j_{E,i}$. Los valores de la constante $j_{0,i}$ y del índice α_i para cada tipo de núcleo primario i fueron tomados de Grieder (2010). Los parámetros utilizados para estimar el valor de N_p se resumen en la Tabla 4.1. La energía máxima $E_{\max}$ se fija a partir del quiebre observado en el espectro de CRs a altas energías, mientras que la energía mínima $E_{\min,i}$ está determinada principalmente por la rigidez de corte impuesta por el GF. En esta simulación se utilizó $E_{\min,i} = 5 \times Z_i$ GeV, valor que resulta mayor que el estimado en la Sección 4.3.1, por lo que el número de primarios de baja energía se encuentra subestimado. Cabe destacar que, como se mencionó previamente, en el rango de energías considerado el flujo de partículas primarias puede considerarse cuasi-isotrópico y está dominado por núcleos atómicos. Se eligió el intervalo temporal de $\Delta t = 3600$ s, ya que un tiempo de simulación suficientemente largo permite minimizar las fluctuaciones estadísticas. El flujo integrado de primarios es de 9.37×10^6 partículas $\text{m}^{-2} \text{h}^{-1}$.

Rango de primarios	$1 < \mathcal{Z} < 26, 1 < A < 56$
Energía de primarios	$(5 \times \mathcal{Z}) \text{ GeV} - 10^6 \text{ GeV}$
Ángulo cenital	$0^\circ < \theta < 90^\circ$
Ángulo acimutal	$0^\circ < \phi < 360^\circ$
Superficie	$S = 1 \text{ m}^2$
Tiempo total	$\Delta t = 3600 \text{ s}$
Flujo integrado de primarios	$9.37 \times 10^6 \text{ partículas}$

Tabla 4.1: Parámetros para determinar el número de primarios a simular.

Partícula sec.	CorsikaId	#	Porcentaje (%)
Total	–	1.47×10^6	100.00
γ	1	9.56×10^5	65.29
μ^+	5	2.12×10^5	14.45
μ^-	6	1.80×10^5	12.26
e^-	3	6.98×10^4	4.76
e^+	2	4.02×10^4	2.74
n	13	2.48×10^4	1.69
protón	14	3.70×10^3	0.25
Otros	8, 9, –	1.49×10^2	0.01

Tabla 4.2: Partículas secundarias obtenida a partir de la simulación en Marambio, considerando un flujo de primarios durante 3600 s.

La lectura de las salidas de la simulación se hizo a través de las herramientas disponibles en ARTI. Los resultados de la simulación en la altura de Marambio se resumen en la Tabla 4.2. La primera interacción en la atmósfera ocurrió, en promedio, a 25 km de altura, mientras que la mediana se situó en 28 km. Los secundarios detectados a kilómetros de la proyección vertical, producto del ángulo cenital y el desarrollo de las cascadas, son estadísticamente equivalentes a los generados por primarios en otras regiones atmosféricas, por lo que todos los secundarios deben incluirse en el análisis (Asorey, 2012). En total se produjeron 1465143 partículas secundarias, donde la componente EM y MU domina con un 98 % del total, destacándose los γ que contribuyen un 65 % y un 26 % los $\mu^\pm$. Del total de primarios simulados, solo el 16 % generó al menos un secundario en la altura de Marambio.

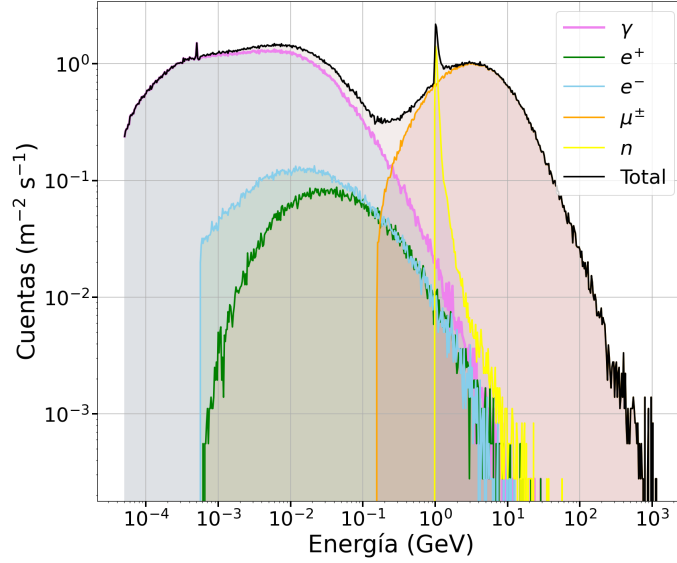


Figura 4.9: Histograma de la energía de secundarios observados a nivel del detector, expresado en número de partículas por $\text{m}^{-2}, \text{s}^{-1}$. Se muestra la contribución de las distintas componentes: γ (violeta), e^- y e^+ (celeste y verde), $\mu^\pm$ (naranja) y n (amarillo).

En la Figura 4.9 se muestra el histograma de la energía total de las partículas secundarias discriminadas por tipo de partícula. Las contribuciones de la componente EM predominan en energías más bajas, mientras que los muones y neutrones aparecen en energías más altas.

La distribución de los fotones se extiende desde energías muy bajas (~ 100 keV) hasta valores cercanos a 10 GeV, con un pico amplio alrededor de 1-10 MeV. La distribución de positrones sigue de cerca la de los electrones, lo que sugiere que provienen de procesos similares. El pico de energía de los $e^\pm$ se encuentra en el orden de las decenas de MeV (ligeramente mayor para e^+), y su magnitud es aproximadamente un orden menor que la de los fotones.

Durante la evolución de la cascada, la componente EM evoluciona como un conjunto, puesto que los $e^\pm$ producen γ 's por radiación de frenado, y estos últimos a su vez producen pares. Este proceso se retroalimenta y continúa hasta llegar al nivel

de observación. A nivel del mar, este efecto es aún más marcado, con el máximo de la distribución de fotones a energías del orden de 1 MeV, que corresponde al umbral energético para que este proceso se desarrolle. La aniquilación de pares también se evidencia en, por un lado, el exceso observado de e^- por sobre los e^+ , diferencia que se acentúa en las energías más bajas, donde la reacción de aniquilación $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ se hace más probable, acompañada por el exceso observado en el canal de fotones a una energía de 511 keV, pico característico de la aniquilación de un par a bajas energías (Asorey, 2012).

El flujo de alta energía (> 2 GeV) está totalmente dominado por $\mu^\pm$. La distribución de los $\mu^\pm$ se extiende desde aproximadamente 0.1 GeV hasta más de 100 GeV, con un máximo en el rango de 1-10 GeV y un pico en ~ 3 GeV. Por otro lado, los n presentan una distribución menos extendida en el espectro de energía, con una contribución apreciable en el rango de 1-10 GeV. El corte abrupto se debe a las energías de corte establecidas en la simulación. Asimismo, se observa que los n superan a los $\mu^\pm$ en torno a ~ 1 GeV.

En la Figura 4.10(a) se presenta el flujo integral de partículas secundarias para Marambio en función de la energía de primarios, mostrando el número acumulado total de partículas secundarias generadas para diferentes umbrales superiores de energía de primarios. Se observa que el 50 % del flujo total de secundarios proviene de primarios con energías menores o iguales a 90 GeV, mientras que el 80 % corresponde a primarios con energías inferiores a 500 GeV. Por otro lado, en la Figura 4.10(b) se muestra el flujo diferencial de partículas secundarias en función de la energía de primarios, donde se destaca que la mayor sensibilidad del flujo ocurre para primarios con energías alrededor de 15 GeV.

En la Figura 4.11 se presenta la mediana de la energía de los secundarios en función de la energía de primarios, para el total de las partículas y para cada componente. El flujo total de secundarios mantiene una mediana de la energía prácticamente constante en torno a los 10 MeV. La componente EM exhibe medianas menores, por debajo de 10 MeV y con variabilidad reducida en todo el rango. Los MU muestran

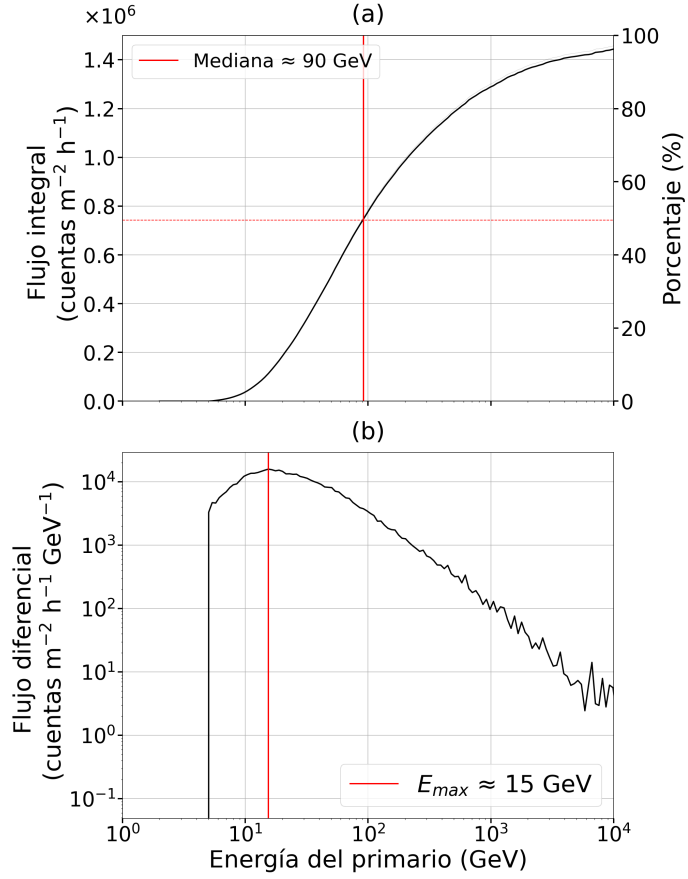


Figura 4.10: (a) Flujo integral acumulado de partículas secundarias en función de la energía de partículas primarias en Marambio, indicando la mediana donde se acumula el 50 % del flujo total (aproximadamente 90 GeV). (b) Flujo diferencial de partículas secundarias, señalando la energía con máximo flujo (pico alrededor de 15 GeV).

un comportamiento diferente: la mediana de la energía aumenta con la energía del primario, partiendo desde los 500 MeV hasta valores superiores a 30 GeV para los primarios de mayor energía.

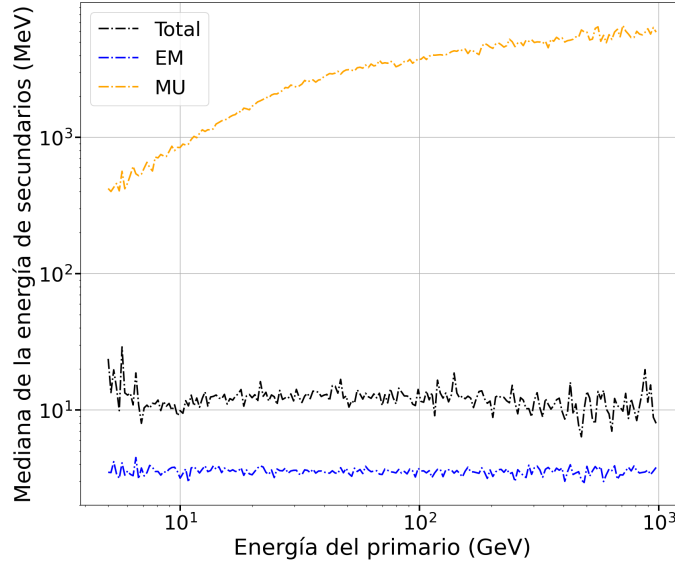


Figura 4.11: Mediana de la energía de las partículas secundarias en función de la energía de los primarios, para el total de las partículas (negro) y para cada componente: EM (azul) y MU (naranja).

Como ya se mencionó, para estimar el flujo esperado de partículas secundarias detectadas, es necesario modelar la respuesta del detector, ya que solo una fracción de los eventos generados por las simulaciones de CORSIKA produce señales detectables en el WCD. La caracterización de esta respuesta, basada en estudios previos con Geant4, se aborda en la sección siguiente.

4.3.3. Respuesta del detector

Geant4 (Agostinelli et al., 2003; Allison et al., 2006) es un toolkit de simulación desarrollado por el CERN para modelar la interacción de partículas con la materia. Basado en métodos Monte Carlo, Geant4 permite reproducir con precisión los procesos físicos entre la radiación y la materia. Los parámetros clave en esta simulación incluyen: la geometría del detector, las propiedades de los materiales utilizados, y

los procesos físicos considerados en el modelo.

La tercera etapa de ARTI incorpora diferentes macros de Geant4 y códigos en C++ para configurar las características del detector y el tipo de procesamiento que debe realizarse con las señales simuladas correspondientes. La simulación comienza ubicando todas las partículas secundarias generadas en la simulación de CORSIKA en un área circular por encima del WCD durante un intervalo de tiempo, y se propagan e inyectan en el detector con sus respectivos momentos. Además, intervienen diversos fenómenos que contribuyen a la señal detectada, tales como la producción de fotones Cherenkov en el agua, la dispersión de neutrones y la reacción neutrón-protón, la captura de muones y electrones, la producción de pares, la dispersión Compton, el efecto fotoeléctrico, la propagación y absorción de la radiación Cherenkov en el agua, la absorción y reflexión difusa en el recubrimiento interno, y la respuesta del PMT, entre otros. Para más detalles, véase Jaimes Motta (2018).

La salida de la simulación son pulsos que representan la distribución de los pe detectados por la electrónica simulada debido al pasaje de una partícula secundaria. El pulso se analiza para obtener su carga Q (los pe totales recolectados durante el evento). A continuación se presentan los resultados publicados por Sarmiento-Cano et al. (2022), en los que se analizaron los flujos esperados para diferentes sitios de LAGO utilizando una geometría estándar de WCD (altura 0.90 m y radio 1.05 m). La conversión de la señal de unidades de pe a la correspondiente energía depositada (E_d) se realizó mediante la inyección de 10^5 muones verticales monoenergéticos de 3 GeV. El número total de pe producidos en el PMT para cada evento se encuentra en el rango $60 pe \leq 1 \text{ VEM} \leq 250 pe$, con un máximo cercano a $\sim 100 pe$. Por lo tanto, para esta geometría se adopta que $1 \text{ VEM} \equiv (100 \pm 5) pe \approx (180 \pm 10) \text{ MeV}$ de E_d . Las salidas de la simulación realizada con Geant4 para estos sitios están disponibles en Ramírez y Asorey (2022). En la Figura 4.12 se presenta el histograma de la carga asociada a las partículas secundarias simuladas con CORSIKA para Marambio. La distribución de carga muestra tres características principales: un pico a bajas energías ($E_d \lesssim 50 \text{ MeV}$), dominado por la componente electromagnética, la cual se ve afectada por el efecto de disparo; la *joroba del muón* alrededor de 180 MeV

(1 VEM), que refleja la respuesta característica a muones verticales; y, a energías muy altas, la contribución de múltiples partículas secundarias simultáneas domina la distribución.

En la sección anterior se obtuvo un flujo de partículas secundarias de aproximadamente $407 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (ver Tabla 4.2). En comparación, en la simulación publicada por Sarmiento-Cano et al. (2022), donde se utilizó un E_{min} consistente con la rigidez de corte de Marambio, se reportaron $426 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, lo que representa un aumento de $\sim 4.5 \%$. La simulación de Geant4 muestra que, del flujo total de partículas secundarias incidentes, solo $\sim 177 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fueron registradas por el WCD, equivalentes a un 40% del total. Además, aproximadamente el 50% de la energía total depositada corresponde a la componente EM, mientras que alrededor del 47% corresponde a la componente de MU, lo que demuestra que los WCD son principalmente sensibles a estas dos componentes. Multiplicando el área efectiva del detector Neurus, $A_{\text{ef}} \approx 3.74 \text{ m}^2$, por el flujo de partículas detectadas, se espera que el número total de partículas secundarias detectadas por segundo por el WCD en Marambio sea de aproximadamente $N_s = 660$.

Otro parámetro de interés para caracterizar la sensibilidad de un detector es la mediana de la rigidez, definida como el valor de rigidez por debajo del cual se acumula la mitad de la respuesta total integrada del detector. Este parámetro complementa la información proporcionada por la rigidez de corte del sitio. Tomando como referencia los detectores Auger (que presentan una rigidez de corte vertical de 9.5 GV y la rigidez mediana es de aproximadamente 80 GV (Asorey, 2012)), se espera que la mediana en Marambio se sitúe en el rango de varias decenas de GV , siendo 80 GV una cota superior dado el menor corte magnético de este sitio.

En los análisis presentados se asumió una atmósfera estándar. Sin embargo, un estudio realizado en el sitio LAGO-Bucaramanga utilizando CORSIKA (Casadiegos, 2020) mostró que las variaciones estacionales de la atmósfera pueden modificar de manera significativa el flujo de partículas secundarias, con diferencias de entre 10 y 24% según el mes considerado. Estos cambios en la profundidad integrada se

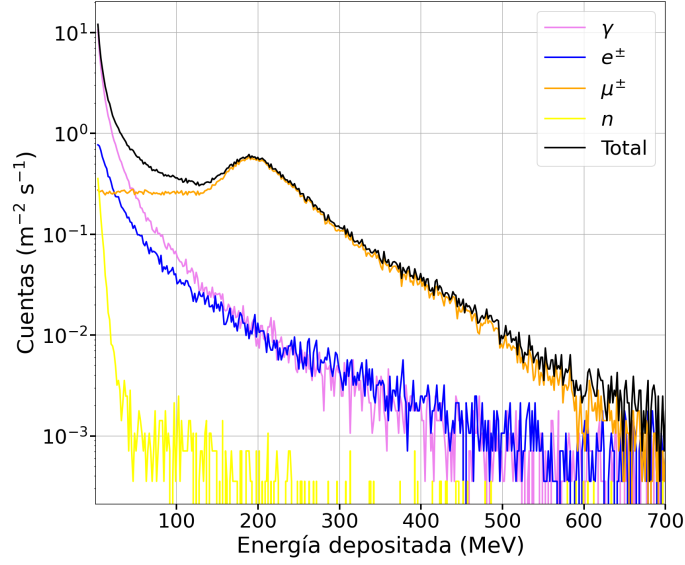


Figura 4.12: Histograma de la carga simulada para un WCD estándar ubicado en Marambio, mostrado para el total de partículas y por componentes. Adaptado de Sarmiento-Cano et al. (2022).

reflejan directamente en el conteo observado por los detectores. Este resultado pone de relieve la importancia de caracterizar la atmósfera local en Marambio, lo que se abordará en la Sección 4.4.

4.4. Caracterización de la atmósfera

Para estudiar el estado de la atmósfera y su influencia en las observaciones del WCD de Marambio, se analizaron valores de presión en superficie (ver Sección 4.4.3) y perfiles de altura geopotencial en distintos niveles de presión. Estos datos, obtenidos a partir del reanálisis ERA5, fueron validados mediante radiosondeos (ver Sección 4.4.2 y 4.4.1). Además, se incorporó información sobre la estructura térmica de la atmósfera para complementar el análisis.

4.4.1. Radiosondeos

Se consideraron perfiles de altura geopotencial (Z) y temperatura (T) obtenidos mediante radiosondeos diarios de las 12 UTC en la base Marambio realizados por el Servicio Meteorológico Nacional. Se registraron un total de 2095 perfiles desde 1998 hasta 2023 (ver Figura 4.13). La radiosonda asciende en promedio a una velocidad de 5 m/s, alcanzando una altitud máxima cercana a los 30 km aproximadamente 1 h 30 min después de su lanzamiento. En términos de presión, la radiosonda alcanza niveles de hasta 10 hPa, con intervalos variables que oscilan entre 5 y 50 hPa. Los perfiles no presentan una estandarización en los niveles de observación, aunque en promedio se registran alrededor de 30 niveles significativos. También se reportan perfiles en los niveles tipo: nivel de la estación, 850 hPa, 700 hPa, 500 hPa, 400 hPa, 300 hPa, 250 hPa, 200 hPa, 150 hPa, 100 hPa, 70 hPa, 50 hPa, 30 hPa, 20 hPa, 10 hPa. En los niveles de presión más bajos se dispone de una menor cantidad de datos, con una cobertura del 50 % en 10 hPa y del 80 % en 20 hPa.

Las incertidumbres asociadas a las mediciones dependen de la variable considerada. Para la presión son menores a 1 hPa, mientras que para la temperatura oscilan entre 0.2 y 0.5 °C. En el caso de la altura geopotencial, las incertidumbres son del orden de ± 10 m.

Para cada mes y nivel de presión se calcularon la media y la desviación estándar, eliminando aquellos valores que se encontraban a más de dos desviaciones estándar de la media. Este procedimiento descartó alrededor del 4 % de los datos por nivel, tanto de geopotencial como de temperatura. Se realizó además una inspección visual de las series, sin identificar saltos abruptos ni tendencias pronunciadas que indicaran la necesidad de correcciones adicionales.

En la Figura 4.14 (a) y (b) se muestran los perfiles de Z y T correspondientes a los niveles tipo de todos los radiosondeos disponibles. Z exhibe un perfil lineal en escala logarítmica, reflejando su comportamiento exponencial, y presenta una mayor variabilidad a medida que disminuye el nivel de presión. El perfil de T también presenta un decrecimiento lineal en escala logarítmica (consistente con el perfil expo-

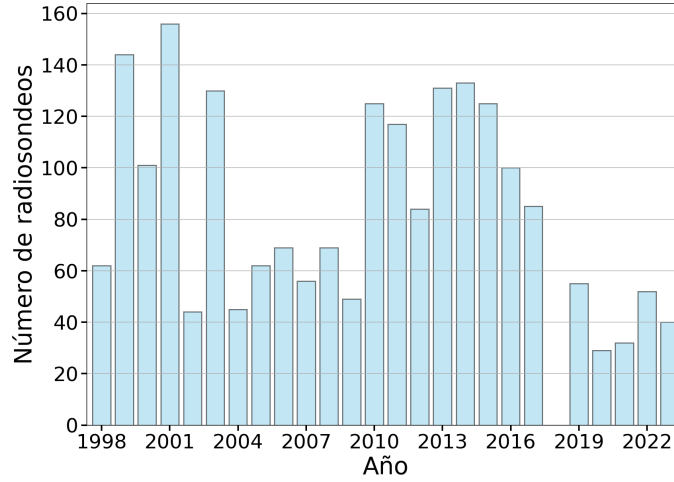


Figura 4.13: Número de radiosondeos por año para el período 1998 - 2023 en Marambio.

nencial típicamente esperado) en la troposfera seguido de una zona de temperatura prácticamente constante en la baja estratosfera, con valores medios cercanos a los -60°C (entre 250 hPa y 30 hPa). En la alta estratosfera se observa un ligero incremento de la temperatura. Al igual que en el caso de Z , la variabilidad de T aumenta en la estratosfera, mostrando una mayor amplitud de las variaciones a medida que disminuye el nivel de presión.

En la Figura 4.14 (c) y (d) se presentan los promedios por estación del año para Z y T : verano (diciembre, enero, febrero), invierno (junio, julio, agosto), primavera (septiembre, octubre, noviembre) y otoño (marzo, abril, mayo). En la Figura 4.14(c) puede verse que las variaciones estacionales se hacen importantes para presiones menores que ~ 200 hPa, donde para un dado nivel de presión, se tienen mayores valores de Z durante el verano y menores durante el invierno. En la Figura 4.14(d), las diferencias estacionales en T son evidentes para presiones más altas que 200 hPa. En la troposfera la temperatura disminuye exponencialmente con el aumento de la altura, como era de esperar, y la tasa promedio de disminución en cada estación está cerca del promedio global de $-6.5^{\circ}\text{C}/\text{km}$. La temperatura alrededor de los 300 y 200 hPa, en la tropopausa, presenta un punto de inflexión evidente. La transición

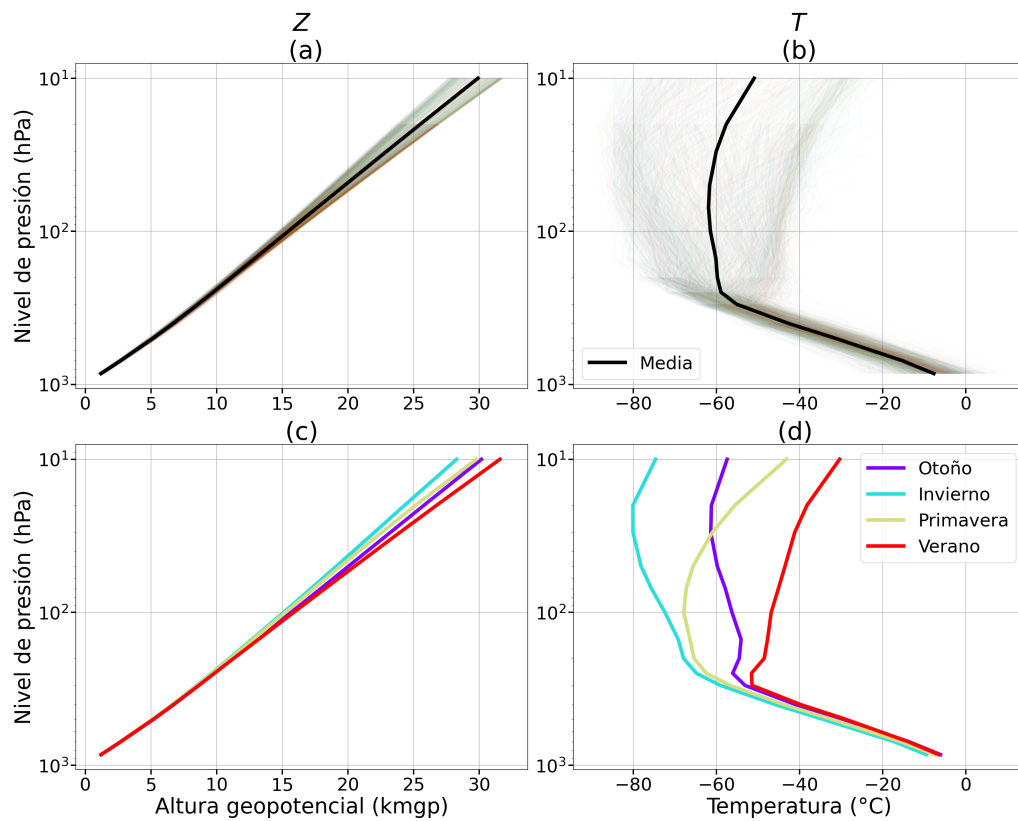


Figura 4.14: Perfiles verticales de geopotencial y temperatura medidos por radiosondas en el período 1998-2023. (a) y (b) muestran perfiles individuales (líneas grises tenues) junto con sus respectivas medias (línea negra). (c) y (d) presentan promedios estacionales.

entre las tasas de disminución de temperatura propias de la troposfera y el aumento característico de la estratosfera puede ocurrir a lo largo de varios kilómetros de profundidad, en lugar de presentarse de manera abrupta a una altura bien definida (e.g. Bethan et al., 1996).

El perfil térmico de la estratosfera muestra un comportamiento diferenciado entre sus niveles inferior y superior. En la baja estratosfera, la temperatura se mantiene aproximadamente constante, registrando los valores más altos durante el verano-otoño y los más bajos en invierno-primavera. Por otro lado, en la alta estratosfera se observa un claro aumento de la temperatura, con la mayor tasa de incremento durante la primavera. Allí, las temperaturas máximas ocurren en verano-primavera, mientras que las mínimas se dan en invierno-otoño.

4.4.2. Perfiles de ERA5 y validación con radiosondeos

Se utilizó el reanálisis ERA5 del Centro Europeo de Pronóstico Meteorológico de Mediano Plazo⁷. ERA5 combina grandes cantidades de observaciones históricas en estimaciones globales utilizando sistemas avanzados de modelado y asimilación de datos. Presenta una resolución espacial global de $0.25^\circ \times 0.25^\circ$, con representación en 37 niveles verticales de presión (desde 1000 hPa hasta 10 hPa) (Hersbach et al., 2020). Las variables que se exploraron son T y Z (reconvertida desde la variable geopotencial en m^2/s^2 a kmgp) en 37 niveles de presión y en el punto de grilla más cercano a Marambio (64.25°S , 56.5°O). El período analizado abarca desde 2020 al 2023 y la resolución temporal se eligió de una hora. Ambos conjuntos de datos son completos.

En la Figura 4.15 se muestran los perfiles individuales, la media global y los promedios estacionales de Z y T obtenidos a partir del reanálisis ERA5. A partir de una inspección visual, se observa que los perfiles medios de la Figura 4.14 son reproducidos de manera cualitativamente adecuada por el reanálisis. Para evaluar su desempeño de forma más rigurosa, se analizó el período 2020–2023 utilizando los

⁷<https://cds.climate.copernicus.eu/datasets/reanalysis-era5-single-levels?tab=overview>

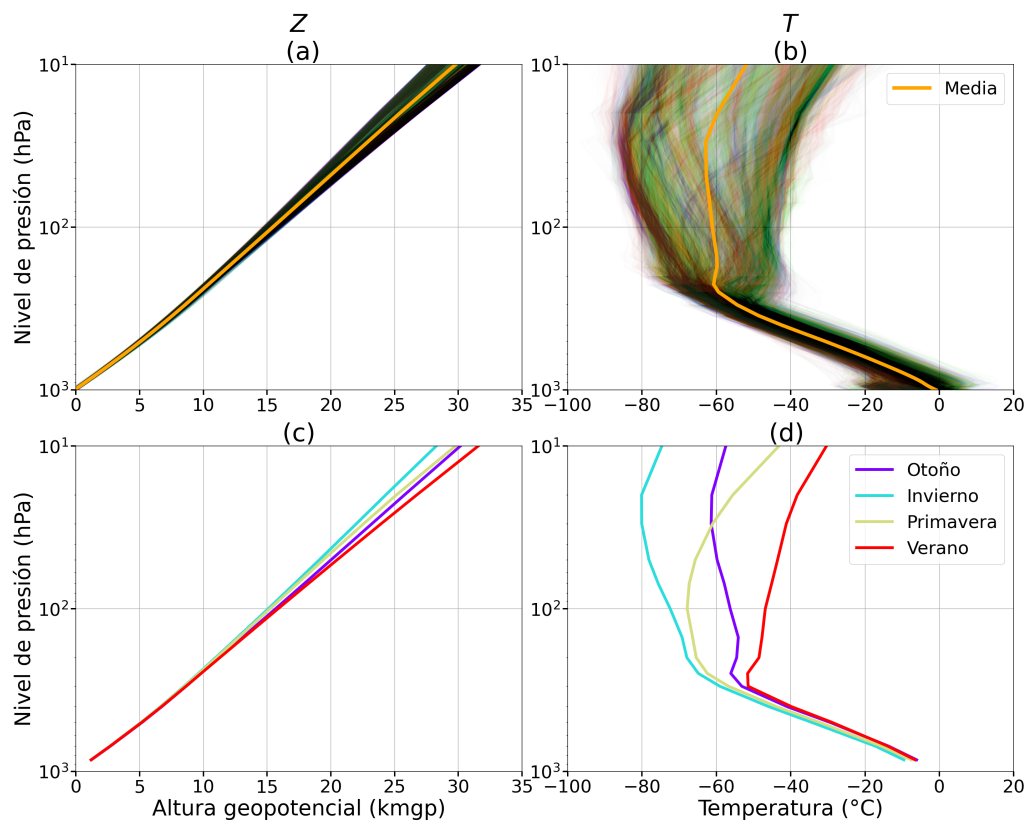


Figura 4.15: Perfiles verticales de geopotencial y temperatura estimadas por ERA5 en el período 2020-2023. (a) y (b) muestran perfiles individuales junto con sus respectivas medias (línea naranja). (c) y (d) presentan promedios por estación.

datos de radiosondeos disponibles para esos años (~ 140 lanzamientos).

Se realizaron pruebas de Kolmogorov-Smirnov para comparar los datos de Z y de T del reanálisis con los radiosondeos en el período común, observándose que, con un nivel de significancia del 5 %, en ambos casos no se rechazó la hipótesis nula, indicando que las muestras provienen de la misma distribución. Además, se emplearon diferentes métricas para cuantificar el desempeño del reanálisis: MBE (error medio de sesgo, por sus siglas en inglés *Mean Bias Error*), MAPE (error absoluto medio porcentual, por sus siglas en inglés *Mean Absolute Percentage Error*) y NRMSE (error cuadrático medio normalizado por el valor máximo menos el mínimo, por sus siglas en inglés *Normalized Root Mean Square Error*) comparando Z y T obtenidos del reanálisis con los datos de radiosondeo en los niveles de presión disponibles, según las siguientes ecuaciones:

$$\text{MBE} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (o_i - r_i) \quad (4.6)$$

$$\text{MAPE} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \left| \frac{o_i - r_i}{o_i} \right| \times 100 \quad (4.7)$$

$$\text{NRMSE} = \frac{\sqrt{\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (o_i - r_i)^2}}{o_{\text{máx}} - o_{\text{mín}}} \quad (4.8)$$

donde o_i y r_i son el valor observado y el valor de reanálisis, respectivamente, para el tiempo t_i . Además, m es el número total de observaciones, y $o_{\text{máx}}$ y $o_{\text{mín}}$ son el valor máximo y el valor mínimo de las observaciones, respectivamente.

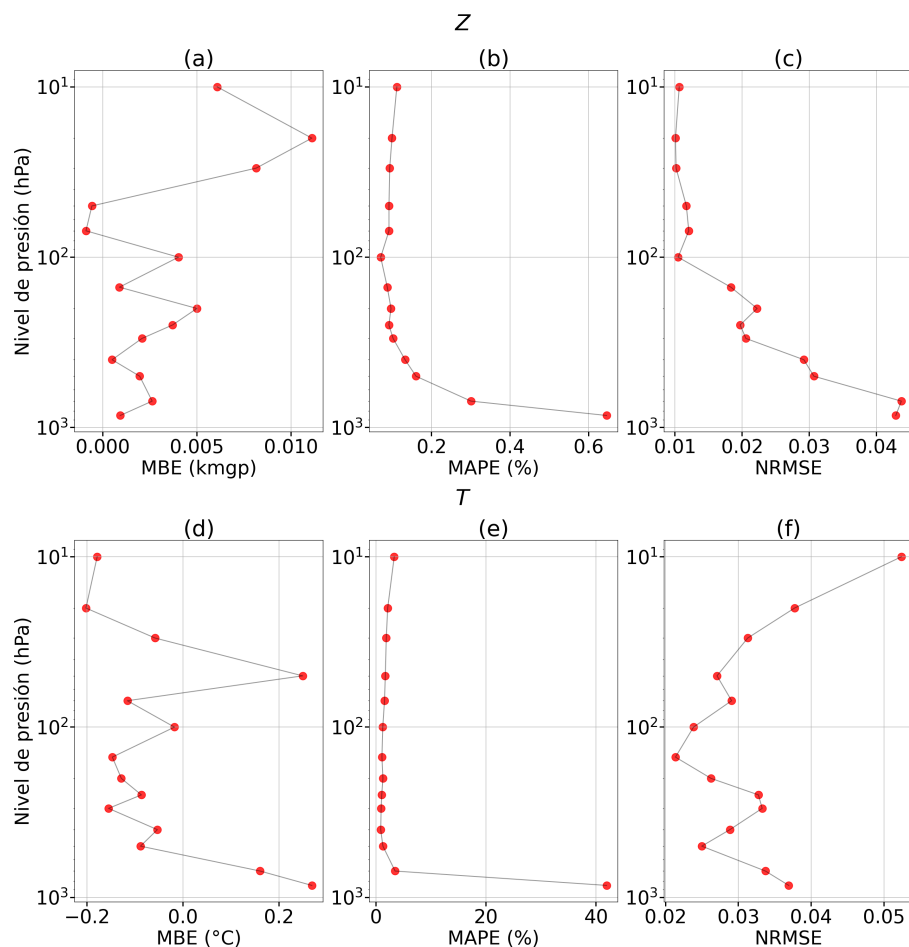


Figura 4.16: Métricas de comparación entre radiosondeos y reanálisis: MBE, MAPE y NRMSE, aplicadas a (a–c) altura geopotencial y (d–f) temperatura.

Con respecto a Z , se observa que el reanálisis tiende a subestimar las observaciones, alcanzando diferencias máximas en la alta estratosfera (10 m a 20 hPa). No obstante, estos valores se encuentran dentro de la incertidumbre del radiosondeo para esta variable. Según el MAPE, para niveles de presión mayores a 300 hPa, se observan valores $> 0.1\%$ y por debajo para niveles de presión más bajos. El NRMSE es, en general, bajo (< 0.05), lo que indica que las diferencias entre el reanálisis y las observaciones son pequeñas en comparación con el rango de variabilidad de estas últimas. Los valores más bajos (~ 0.01) se encuentran en los niveles de presión por

debajo de 100 hPa.

En cuanto a T , en general el reanálisis tiende a sobreestimar las observaciones, con un promedio de 0.1°C , alcanzando un máximo en la alta estratosfera. En términos generales, las máximas diferencias se encuentran en torno a 0.2°C , valores que se encuentran dentro de la incertidumbre del radiosondeo para esta variable. Para el MAPE, en general en todos los niveles se observa un valor medio de 1.5 %, mientras que para el nivel de 850 hPa se observa un 40 %. El NRMSE también se encuentra por debajo de 0.05, encontrándose los valores más bajos en torno a la troposfera y la baja estratosfera.

En resumen, la evaluación conjunta de estas métricas indica que el desempeño en el período estudiado es ligeramente superior para la variable Z . Teniendo en cuenta este resultado, junto con lo discutido en la Sección 3.4.1 se decidió utilizar únicamente la variable Z en los análisis posteriores.

4.4.3. Presión medida en el laboratorio

La presión atmosférica en superficie, P , medida en el laboratorio, se registró cada 5 minutos y a partir de estos datos se calcularon los promedios horarios. Las horas con datos faltantes o con más del 50 % de mediciones ausentes fueron completadas utilizando información de Ogimet⁸. La desviación estándar dentro de cada hora fue menor a 1 hPa.

Para validar las mediciones de P , los registros horarios se compararon con los datos de presión en superficie obtenidos mediante los radiosondeos durante el período disponible (140 observaciones). Mediante el test de Kolmogórov-Smirnov se verificó, con un nivel de significancia del 5 %, que no existe evidencia suficiente para afirmar que las muestras provienen de distribuciones diferentes. Las métricas de comparación indicaron un sesgo sistemático de 1 hPa, un NRMSE de 0.03 hPa y un MAPE de 0.1 %, confirmando la confiabilidad de las mediciones. En la Figura 4.17 se muestra la serie temporal de P para el período 2020-2023, con una media de 962 hPa y una

⁸<https://ogimet.com>

desviación estándar de 12 hPa.

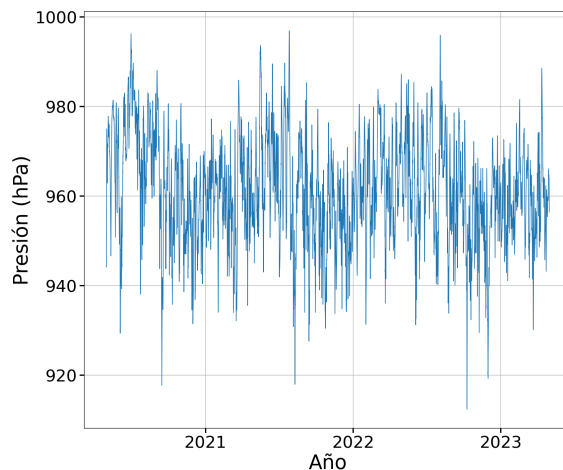


Figura 4.17: Serie horaria de la presión en superficie medida en el laboratorio en el período 2020-2023.

4.4.4. Análisis espectral y estacionalidad de la presión y la altura geopotencial

Como se mencionó en la Sección 3.4.1, en las observaciones de ciertos componentes de las cascadas de CRs, la frecuencia anual suele ser el modo de variabilidad dominante en escalas temporales de pocos años, un comportamiento generalmente atribuible a la estacionalidad atmosférica. Esto resulta importante porque, en ese caso, el ciclo anual será la línea de base para estudiar posibles modulaciones solares. Dado este vínculo, se realizó un análisis espectral de P (medida en el laboratorio) y Z^j el geopotencial en los 37 niveles de presión de ERA5, con j indicando el nivel correspondiente.

El análisis espectral es un método estadístico utilizado para examinar una serie temporal e identificar las frecuencias estadísticamente significativas presentes en ella, con el objetivo de determinar si contiene componentes periódicas. El método de Welch (Welch, 1967) es una técnica ampliamente utilizada para estimar la Densidad Espectral de Potencia (PSD, por sus siglas en inglés *Power Spectral Density*) de una

señal. En cada caso se restó la media de cada serie con el objetivo de centrarlas en torno a cero. Se eligió un tamaño de segmento de 2 años, con un solapamiento del 50 % entre segmentos y una ventana de Hamming. La significancia espectral se evaluó respecto a un espectro de ruido rojo AR(1) (ver Gilman et al., 1963) empleando el estadístico F para estimar intervalos de confianza del 95 %. En todos los casos, se observa un pico en la PSD en la frecuencia asociada al ciclo anual (f_a). En el caso de Z , f_a está presente en todos los niveles de presión disponibles, con mayor potencia en la alta estratosfera y una disminución monótona con la profundidad. Para niveles entre 400 y 900 hPa, el pico no resulta estadísticamente significativo. A modo de ejemplo, en la Figura 4.18 se muestra la PSD para P y Z^{100} .

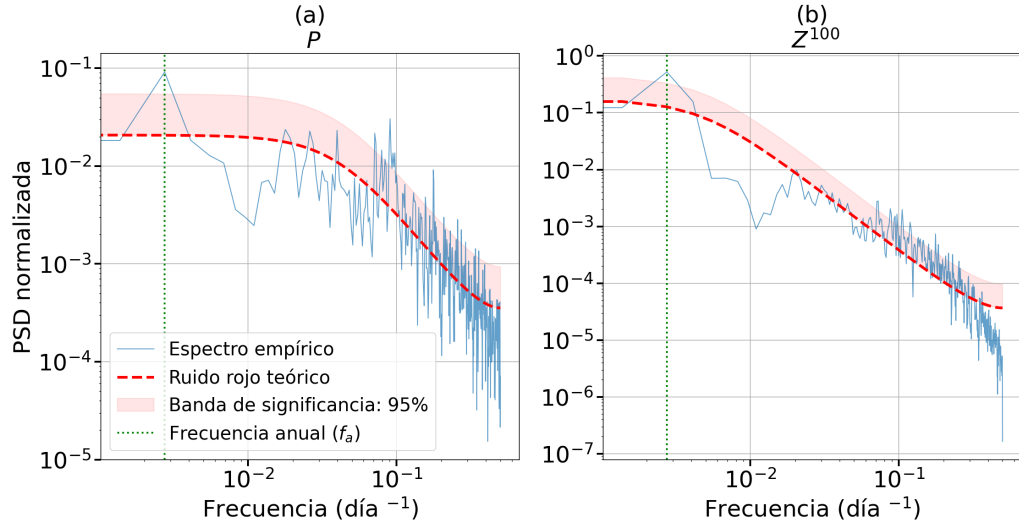


Figura 4.18: PSD de P y Z^{100} . La estimación del espectro se realizó mediante el método de Welch. Las bandas de significancia se estimaron a partir del espectro de ruido rojo, con un nivel de confianza del 95 %. Se destaca la frecuencia correspondiente a la onda anual.

Para caracterizar el ciclo anual promedio de las variables, se calcularon los promedios mensuales de los radiosondeos considerando todos los años disponibles, con el fin de contar con un conjunto robusto de mediciones. De manera paralela, se calcularon los promedios mensuales del reanálisis correspondientes al período en el que se dispone de observaciones de CRs (2020–2023). En la Figura 4.19 se presentan los

perfiles medios de P y un subconjunto de Z .

En los niveles de presión inferiores a ~ 300 hPa se observa un marcado ciclo anual de forma aproximadamente sinusoidal, con alturas más bajas en los meses fríos y más altas en verano. La amplitud del ciclo decrece progresivamente con la altura: alcanza valores cercanos al 6 % en los niveles bajos y se reduce a alrededor del 2 % en 300 hPa. En todos los casos, la desviación estándar resulta significativamente menor que la amplitud del ciclo anual, lo que indica que la variabilidad intermensual es pequeña frente a la variación estacional. La comparación entre radiosondeos y reanálisis muestra un buen acuerdo en el ciclo anual, con las medias del reanálisis (línea azul) muy próximas a las de los radiosondeos (línea negra discontinua), lo que sugiere que, aun con solo tres años de datos, el reanálisis reproduce de manera adecuada el ciclo estacional promedio. En contraste, en los niveles de presión más altos la onda anual no constituye el modo dominante, y la desviación estándar adquiere un peso relativamente mayor respecto de la media. En la presión en superficie, se observa también un ciclo anual de baja amplitud (menor al 1 %) y con una fase desplazada aproximadamente seis meses respecto de la estratosfera. En el capítulo siguiente, estos ciclos se analizarán en relación con las observaciones del conteo de secundarios realizadas en Marambio.

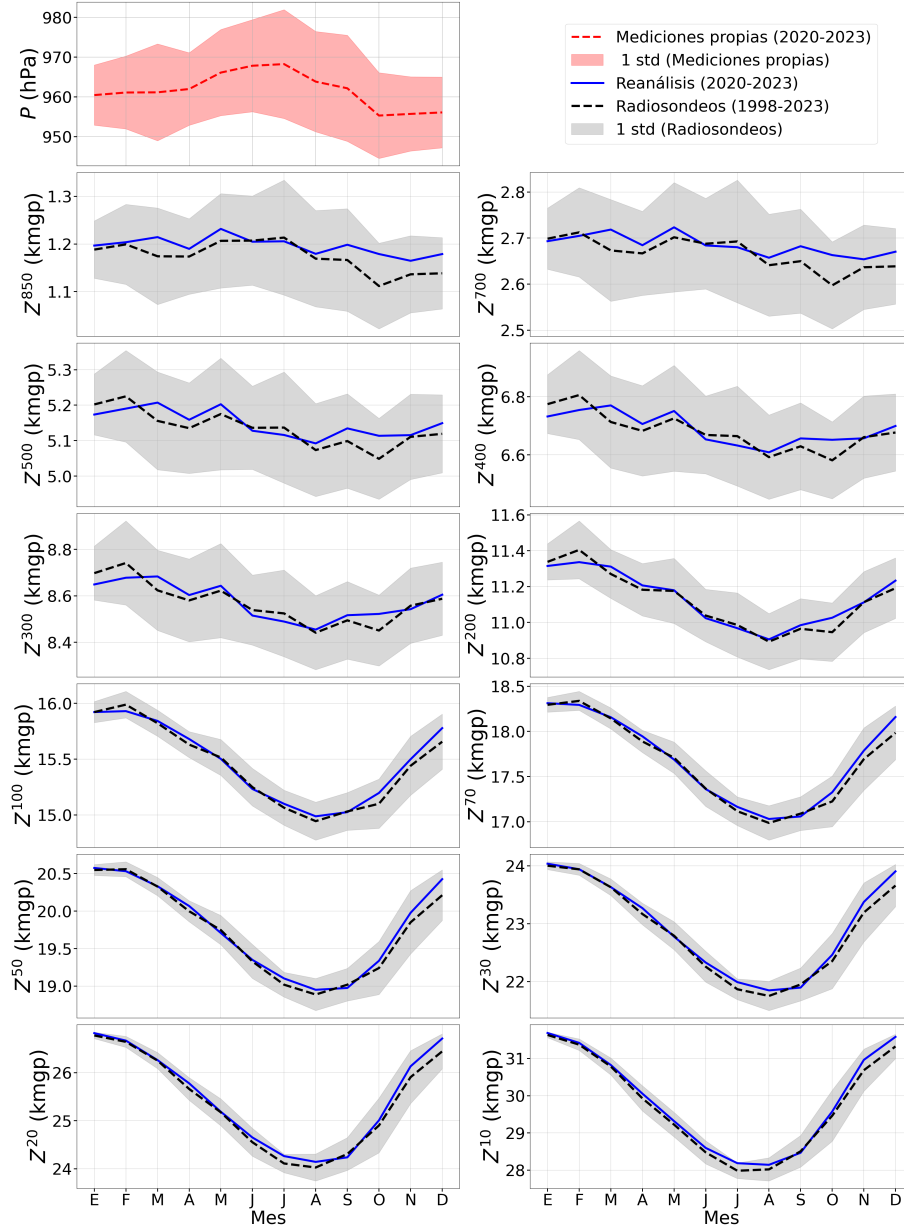


Figura 4.19: Perfil medio mensual de la altura geopotencial en diferentes niveles de presión y la presión en superficie medida en el laboratorio. Las áreas sombreadas representan una desviación estándar.

4.5. Resumen general del capítulo

En este capítulo se presentó la caracterización integral del experimento en la Base Marambio, basado en un WCD autónomo que opera ininterrumpidamente desde 2019. El sistema consiste en un recipiente cilíndrico con $\approx 1 \text{ m}^3$ de agua ultrapura y un PMT en su parte superior que amplifica la luz emitida por las partículas que ingresan, y genera una señal por cada partícula observada. Estas señales se registran y transmiten a Buenos Aires cada 5 minutos para su monitoreo remoto.

Para la interpretación del flujo de secundarios observado por el detector, se caracterizaron los efectos sobre el transporte de CRs en 3 escenarios: (1) la magnetosfera donde se afecta la trayectoria de primarios, (2) la atmósfera donde se produce la producción y cascada de secundarios y (3) la respuesta esperada en el detector considerando las características del sistema de medición. Adicionalmente, se analizaron los modos de variabilidad dominantes de la altura geopotencial y de la presión en superficie durante el período de estudio, variables de interés en el contexto de esta tesis.

Mediante la herramienta computacional OTSO se caracterizó el transporte de partículas en la magnetosfera, determinándose una rigidez de corte vertical efectiva de $R_C^V = (2.14 \pm 0.01) \text{ GV}$ para condiciones de quietud geomagnética y un decrecimiento del -1.5% debido a la variación secular. El análisis de las direcciones asintóticas muestran que los protones primarios de baja rigidez ($< \sim 30 \text{ GV}$) ingresan predominantemente cerca del plano ecuatorial al este de Marambio, en el rango de 10 a 50 GV el acceso se concentra alrededor de la longitud $\sim 10^\circ \text{ O}$. Para rigideces superiores a 100 GV el ingreso ocurre desde latitudes cercanas a la Antártida. Adicionalmente, se observa una disminución de R_C^V de hasta un 10% al incrementarse la actividad geomagnética (índice $K_p = 5$).

El flujo de secundarios a nivel de Marambio se caracterizó mediante simulaciones de la colaboración LAGO realizadas con el código CORSIKA y un modelo de atmósfera polar estándar. Los resultados indican un flujo total estimado de $\sim 407 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, dominado por rayos gamma (65 %) y muones (26 %) con energías medias de $\sim 10 \text{ MeV}$

y ~ 1 GeV, respectivamente. El análisis revela que el 50 % del flujo total de secundarios esperados en el sitio es generado por primarios con energías menores a 90 GeV.

La respuesta del detector se caracterizó mediante las salidas de las simulaciones de GEANT4 de la colaboración LAGO, mostrando una eficiencia de detección del 40 % respecto al flujo total de secundarios simulados por CORSIKA. La energía depositada se distribuye principalmente entre componentes electromagnéticas (50 %) y muónicas (47 %), con una sensibilidad que varía según el rango de energía depositada en el agua (caracterizada por la carga registrada en el pulso detectado): predominio de la rama EM en bajas cargas, de muones en cargas intermedias, y de múltiples partículas simultáneas en cargas altas.

En el análisis atmosférico se caracterizaron las condiciones base del período 2020-2023 mediante datos de reanálisis ERA5 validados con radiosondeos, y complementados con mediciones propias de presión en superficie. La presión superficial y la altura geopotencial se seleccionaron como variables para modelar los principales efectos atmosféricos sobre el flujo de rayos cósmicos. El análisis identificó al ciclo anual como el modo de variabilidad dominante en la estratosfera, mostrándose claramente que la altura geopotencial presenta mínimos en junio-agosto y máximos en diciembre-febrero, con mayor amplitud en niveles bajos. En contraste, los niveles cercanos a la superficie (por encima de 900 hPa) presentaron un ciclo anual de menor intensidad y desfasado aproximadamente 6 meses respecto al patrón estratosférico.

Capítulo 5

Análisis de la variabilidad del flujo de rayos cósmicos

Este capítulo analiza la variabilidad del flujo de CRs durante el período mayo 2020 - abril 2023. El estudio se centra en investigar los efectos presentes a diferentes escalas temporales en la serie de datos de conteo registrada con el osciloscopio, con el objetivo de identificar variaciones asociadas tanto a efectos atmosféricos como interplanetarios.

En el contexto de un experimento de detección de partículas, la distribución de Poisson modela la probabilidad p de registrar x eventos en un intervalo Δt para un detector de partículas con una tasa media de ocurrencia λ , y se expresa como:

$$p(x) = \frac{(\lambda \Delta t)^x e^{-\lambda \Delta t}}{x!}$$

Una propiedad clave de la distribución de Poisson es que la varianza (σ^2) es igual

a la media (μ):

$$\sigma^2 = \mu = \lambda \Delta t$$

Esto implica que la fluctuación estadística en el número de eventos detectados es proporcional a la raíz cuadrada del número esperado de eventos. Si se detectan N partículas en un intervalo de tiempo Δt , el error relativo estará dado por:

$$\frac{\sigma}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (5.1)$$

Para $\lambda > 10$, la distribución normal es una aproximación razonable a la distribución de Poisson.

Como se mencionó en la Sección 4.2.4, los intervalos de tiempo entre mediciones registradas por el osciloscopio están condicionados por las limitaciones del sistema de adquisición. En la Figura 5.1 se presenta el histograma de los intervalos de tiempo entre mediciones consecutivas, calculado a partir de un total de 30483918 registros adquiridos durante el período de estudio. El intervalo medio entre mediciones resultó ser de 3 s, con una desviación estándar de 0,1 s.

La detección de variaciones rápidas en fenómenos interplanetarios, que ocurren en escalas de tiempo de minutos a horas, requiere equilibrar la resolución temporal con la precisión estadística. Este balance es crucial para establecer si el sistema de detección posee la sensibilidad necesaria para registrar dichas variaciones de forma confiable, lo que permite distinguir entre señales físicas genuinas y fluctuaciones estadísticas. Para evaluar este aspecto, se estimó la tasa de conteo λ mediante el promedio muestral de todo el período, obteniéndose un valor de 157.73 cuentas s^{-1} . A partir de la Ecuación 5.1 y considerando la resolución temporal del sistema (una observación cada 3 segundos en promedio), se calcularon los tiempos de promediado necesarios para alcanzar distintos niveles de precisión estadística. La Figura 5.2 muestra la disminución del error relativo porcentual en función del tiempo de integración: desde 1 % (1 minuto) hasta 0.2 % (1 hora) y 0.04 % (1 día). Estos resultados

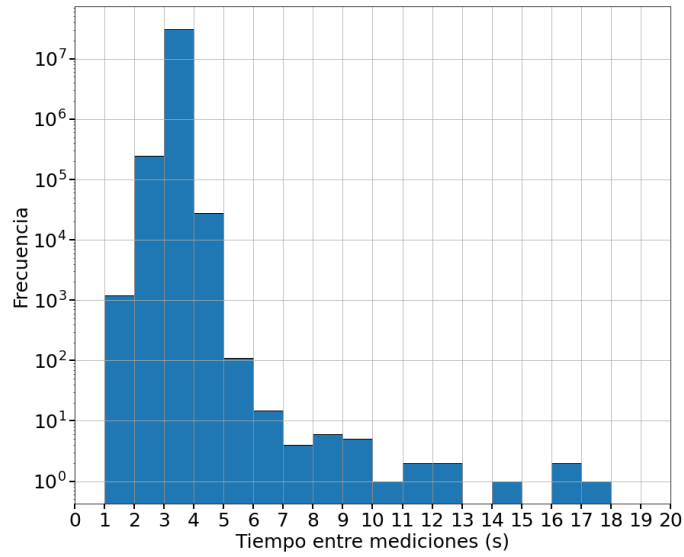


Figura 5.1: Histograma de los intervalos de tiempo entre mediciones utilizando el modo osciloscopio para todo el período de estudio.

justifican la adopción de una resolución temporal horaria para la identificación tanto de FDs como de variaciones diurnas, a lo que se añade el hecho de que el error instrumental es despreciable comparado con el estadístico.

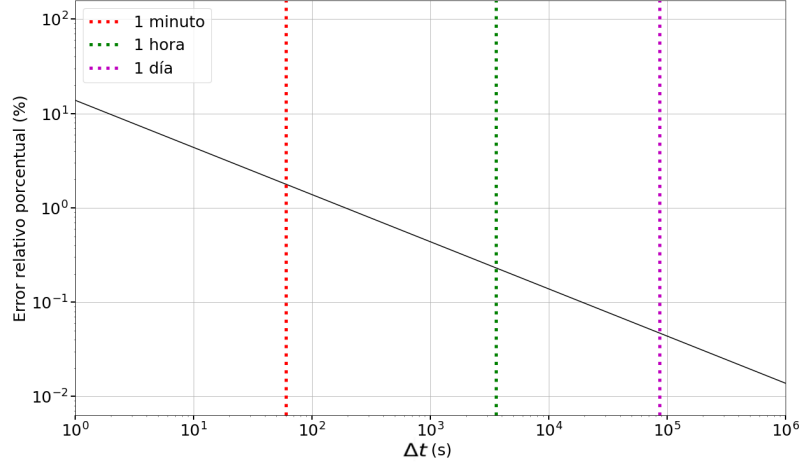


Figura 5.2: Precisión estadística vs. ventana de promediado del conteo. El error relativo disminuye desde un 1 % (1 minuto) hasta un 0.2 % (1 hora) y un 0.04 % (1 día).

Posteriormente, para cada hora j comprendida entre mayo de 2020 y abril de 2023 se calculó:

$$\bar{x}_j = \frac{1}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} x_i, \quad s_{\bar{x}_j} = \frac{s_j}{\sqrt{n_j}}$$

donde x_i son los valores de la tasa de conteo registrados durante esa hora, n_j es el número de mediciones disponibles, $\bar{x}_j$ es el promedio horario, s_j es la desviación estándar correspondiente, y $s_{\bar{x}_j}$ es el error estándar del promedio. Como ejemplo, en la Figura 5.3 se muestra la distribución observada de x_i para la hora 15 UTC del día 21-04-2021, junto con la distribución de Poisson esperada considerando $\hat{\lambda} = \bar{x}$.

De las 26,256 horas que comprende el período de estudio, se registraron 824 intervalos horarios sin datos (3.1 %), principalmente asociados a operaciones de mantenimiento en las campañas antárticas y cortes del sistema de alimentación:

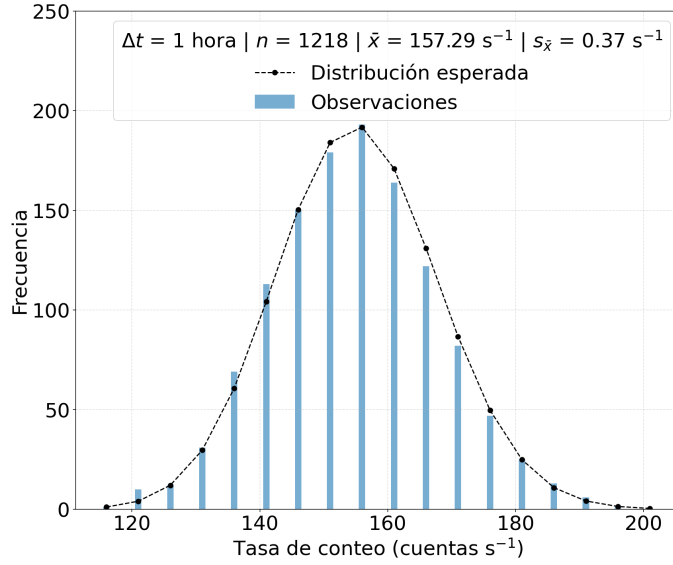


Figura 5.3: Las barras azules representan la distribución de la tasa de conteo por segundo x_i medidas para la hora 15 UTC del 21-04-2021 y en negro se presenta la distribución de Poisson esperada.

- 215 horas (2021-01-01 00:00 UTC a 2021-01-09 22:00 UTC),
- 30 horas (2021-11-17 15:00 UTC a 2021-11-18 20:00 UTC),
- 215 horas (2022-01-01 00:00 UTC a 2022-01-09 22:00 UTC),
- 3 horas (2022-09-16 17:00–19:00 UTC),
- 141 horas (2022-10-06 23:00 UTC a 2022-10-12 19:00 UTC),
- 5 horas (2023-11-19 17:00–21:00 UTC)
- 215 horas (2023-01-01 00:00 UTC a 2023-01-09 22:00 UTC).

Para identificar horas con valores inconsistentes (potencialmente debidas a variaciones instrumentales), se aplicó un filtro que excluyó aquellas horas en las que $\bar{x}_j$ se alejaba más de 3 desviaciones estándar de la media global. Además, se eliminaron las horas en las que la adquisición de datos fue inferior al 80 % del total esperado

(considerando que durante una hora se esperan 1200 segundos con mediciones registradas). Estos casos se debieron principalmente a registros incompletos por cortes de energía que interrumpieron la operación del sistema, impidiendo cubrir la hora completa. Como resultado, se eliminaron 21 horas con valores inconsistentes en tiempo UTC, las cuales se detallan en la Tabla 5.1.

Fecha y hora	Fecha y hora
2020-12-31 23:00	2022-01-09 23:00
2021-07-07 14:00	2022-09-16 16:00
2021-11-17 14:00	2022-09-16 20:00
2021-12-02 14:00	2022-10-12 20:00
2021-12-02 15:00	2022-11-19 17:00
2021-12-02 16:00	2022-11-19 22:00
2021-12-08 20:00	2022-11-26 17:00
2021-12-31 14:00	2022-12-30 17:00
2021-12-31 15:00	2022-12-30 18:00
2021-12-31 23:00	2022-12-31 23:00
2023-01-09 23:00	—

Tabla 5.1: Horas con valores inconsistentes en tiempo UTC identificadas durante el control de calidad de los datos.

La Figura 5.4(a) muestra la serie temporal del promedio horario de cuentas por segundo, $\bar{x}_j$, designada como r_H tras el control de calidad de los datos. Por otro lado, la Figura 5.4(b) representa la distribución del error estándar relativo horario ($s_r\%$), con un promedio de 0.23 %. El promedio horario de r_H resulta $r_0 = (157.7 \pm 0.4)$ cuentas s^{-1} en el período de estudio. En su evolución temporal se aprecia una tendencia general decreciente, que será analizada en la Sección 5.1, sobre la cual se superponen ciclos anuales.

Cuando resulte necesario, los valores faltantes en r_H se rellenan mediante un procedimiento diferenciado según la duración de los intervalos sin datos. Para intervalos inferiores a un día se emplea interpolación lineal, mientras que para intervalos superiores se recurre a una media móvil.

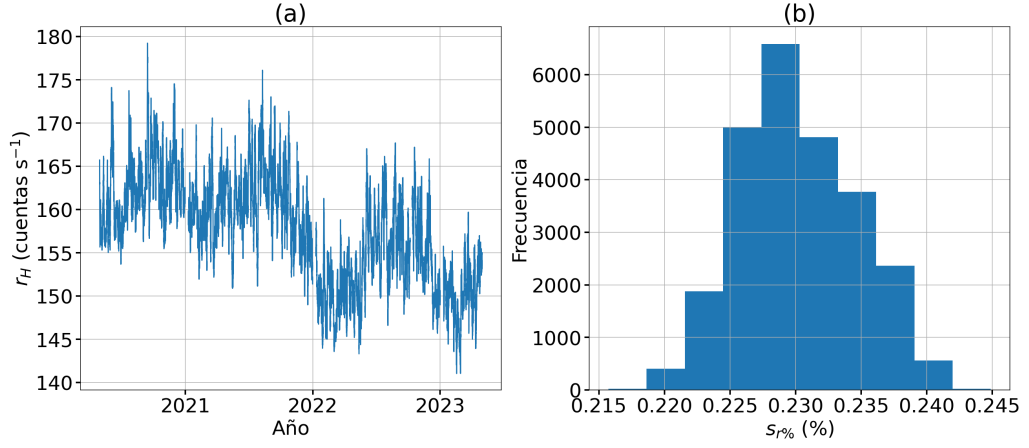


Figura 5.4: (a) Serie temporal del promedio horario de cuentas por segundo, r_H , y (b) histograma del error estándar de la media, $s_r\%$.

5.1. Variabilidad de largo plazo

La Figura 5.5(a) muestra la serie horaria r_H y su correspondiente serie mensual, construida a partir del promedio de los valores horarios de cada mes, utilizada para analizar la variabilidad de largo plazo. La inspección visual revela una tendencia decreciente con una disminución relativa del $\sim 8\%$ a lo largo del período de 3 años.

Como se describió en la Sección 3.2.2, existe una anticorrelación entre el flujo de CRs galácticos de baja energía y el nivel de actividad solar a lo largo de su ciclo de 11 años, con un desfase temporal entre ambos fenómenos (e.g. Usoskin et al., 1998), ampliamente estudiada con NMs y SSN (como indicador principal de la actividad solar).

Para evaluar la consistencia entre la tendencia observada en el conteo y el comportamiento del SSN, en la Figura 5.5(b) se presenta la serie mensual del SSN proporcionada por el Centro de Datos SILSO del Observatorio Real de Bélgica (Clette y Lefèvre, 2015). Los datos abarcan desde mayo de 2020 hasta abril de 2023 ($\sim$ un cuarto del ciclo solar), correspondiendo a la fase ascendente del ciclo solar 25 de polaridad positiva, que inició a principios de 2020.

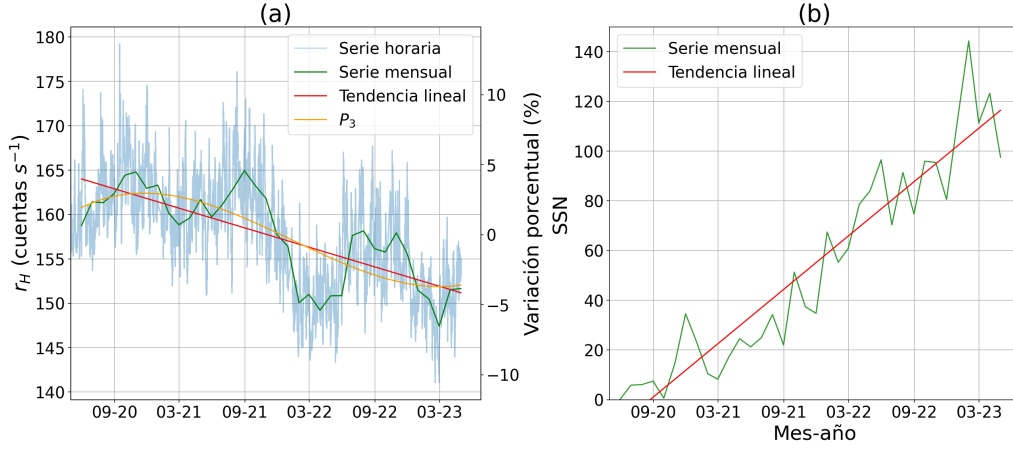


Figura 5.5: (a) Serie horaria y mensual del conteo de de CRs, tendencia lineal y ajuste polinómico de grado 3. El eje derecho muestra la variación porcentual respecto al valor medio en todo el rango. (b) SSN mensual y tendencia lineal.

Se estimaron mediante cuadrados mínimos las tendencias lineales de ambas series mensuales normalizadas, invirtiendo previamente la serie de SSN. Las tendencias resultaron estadísticamente significativas en ambos casos, obteniéndose sus pendientes y errores estándar. Una prueba t aplicada a estas pendientes mostró que su diferencia no es estadísticamente significativa al nivel del 5 %, indicando un comportamiento comparable durante el período estudiado. Estos resultados constituyen evidencia de que el conteo medido está modulado por la actividad solar. Además, si bien visualmente existe un retraso aparente entre las series, su cuantificación mediante correlación cruzada no arrojó resultados significativos, dada la extensión insuficiente de la serie. La evaluación fiable de este desfase requiere disponer de datos correspondientes a, al menos, un ciclo solar completo.

La tendencia lineal obtenida para el conteo refleja una disminución del 7 % en la tasa de conteo. En comparación, los detectores de muones suelen exhibir variaciones del orden del 5–15 % a lo largo de un ciclo solar. Por su parte, el flujo de neutrones presenta variaciones más amplias, típicamente entre 20 % y 30 % entre el máximo y mínimo solar, dependiendo de la rigidez de corte del sitio (e.g. de Mendonça et al., 2017; Ross y Chaplin, 2019).

Como preparación para el análisis de periodicidades de la serie de conteo (ver Sección 5.2), se eliminó su tendencia global. Aunque la tendencia lineal se evaluó inicialmente para fines de comparación con el ciclo solar, se ajustó un polinomio cúbico (P_3) a la serie mensual de r_H (ver Figura 5.5(a), $R^2 = 0.6$) con el fin de capturar la evolución general de la serie. La serie sin tendencia (r_{H-ST}) se obtuvo restando P_3 a la serie horaria original, es decir, $r_{H-ST} = r_H - P_3$ (ver Figura 5.6(a)).

5.2. Efectos atmosféricos

Como se describió en la Sección 3.4.1, la serie temporal del conteo está modulada por fenómenos atmosféricos que operan en diversas escalas temporales. En este trabajo se utilizan como variables explicativas la presión superficial (P) y la altura geopotencial en diferentes niveles de presión (Z), caracterizadas en la Sección 4.4 y representativas de dos de los efectos atmosféricos más relevantes.

Como primer paso para identificar las variabilidades del conteo con posible origen atmosférico, se calculó la PSD de la serie temporal r_{H-ST} mediante el método de Welch, con el fin de caracterizar sus componentes dominantes en el dominio de la frecuencia. El análisis del espectro obtenido (ver Figura 5.6(b)) revela tres componentes periódicas principales: un marcado pico correspondiente al ciclo anual, junto con picos diarios y semidiarios, todos significativamente por encima del nivel de confianza del 95 % para ruido rojo.

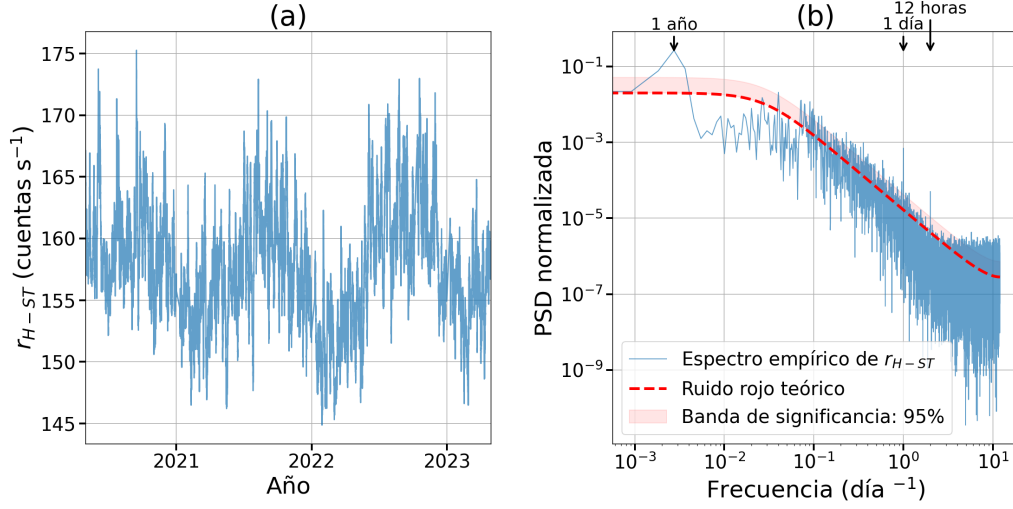


Figura 5.6: (a) Serie de r_{H-ST} (línea azul). (b) PSD de r_{H-ST} (línea azul), comparado con un modelo de ruido rojo teórico (línea roja discontinua). El área sombreada en rojo indica la banda de significancia al 95 %.

5.2.1. Variación anual media

Dado que el ciclo anual resultó ser la componente más importante identificada en el análisis espectral, se procedió a caracterizar la variación anual media del conteo durante el período estudiado y a evaluar su asociación con los ciclos anuales de P y Z caracterizados en la Sección 4.4.4.

La Figura 5.7(a) muestra los perfiles de variación anual media de r_{H-ST} , relativo al valor medio del período, para todo el intervalo analizado y para los años 2020–2023 (cada mayo–abril), incluyendo la desviación estándar de la media mensual. El análisis armónico mediante descomposición en serie de Fourier muestra que el primer armónico del perfil medio global (correspondiente a la frecuencia fundamental anual) explica el 94 % de la varianza total. Esta componente presenta una amplitud del 2.6 %, con un máximo en agosto–septiembre y un mínimo en febrero–marzo. En la Figura 5.7(b) y (c) se incluyen los perfiles anuales medios de P y de Z en distintos niveles de presión, presentandos anteriormente en la Figura 4.19.

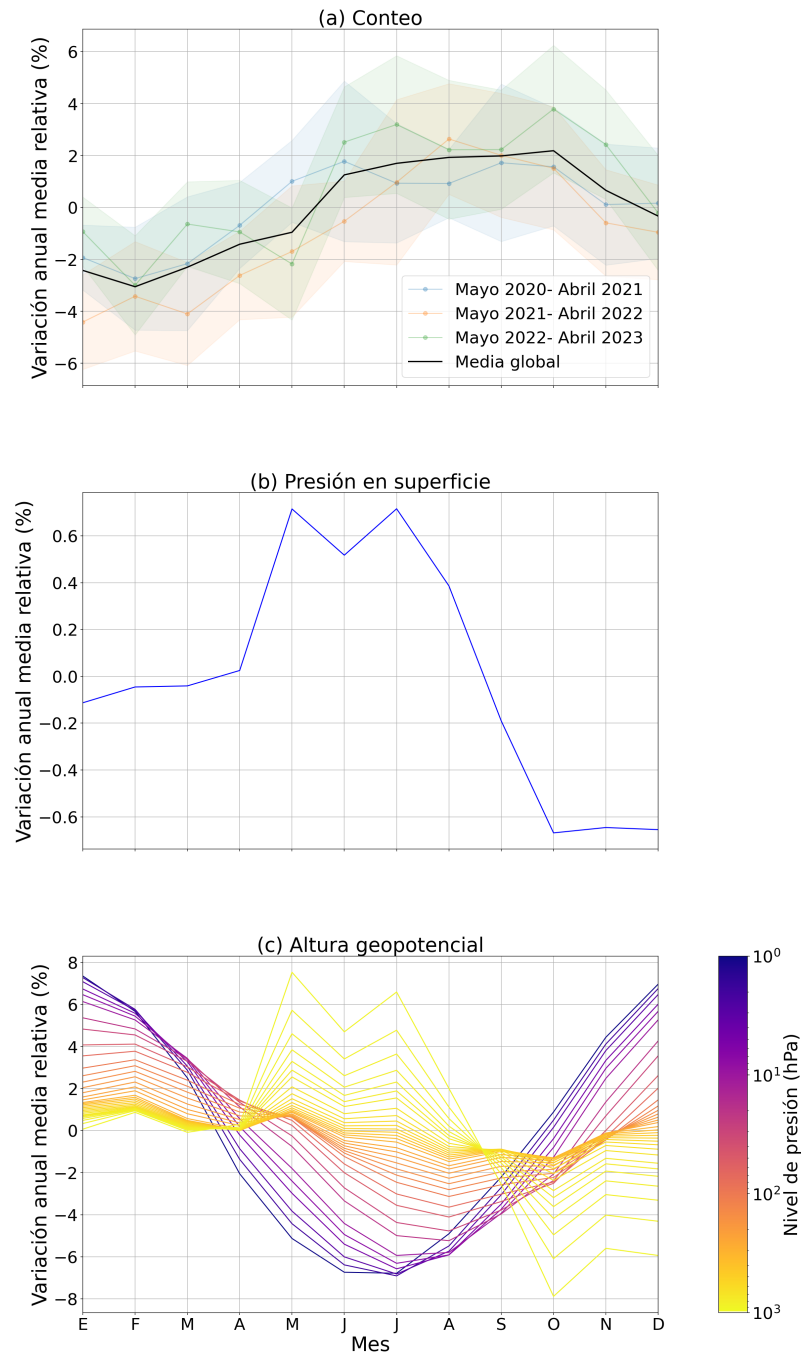


Figura 5.7: Variación anual media relativa de (a) el conteo, (b) la presión en superficie y (c) la altura geopotencial en distintos niveles de presión (coloreados según la escala logarítmica a la derecha).

Se cuantificó la asociación entre los ciclos anuales del conteo y las variables atmosféricas mediante correlación de Pearson y Spearman sobre sus perfiles temporales. Mientras que el perfil de P no mostró correlación significativa (nivel del 5%), el de Z exhibe correlaciones predominantemente negativas. Como se observa en la Figura 5.8(a), en la troposfera baja la anticorrelación es débil, aumenta en la troposfera media (coeficientes entre -0.6 y -0.8), alcanza un máximo estable cercano a -0.9 en la troposfera alta–estratosfera baja (alrededor de ~ 200 hPa), y disminuye en la estratosfera media.

La similitud entre los coeficientes de Pearson y Spearman sugiere una relación predominantemente lineal, mientras que la estructura del máximo refleja la alta correlación entre niveles de presión contiguos, como muestra la matriz de correlación de la variación anual media de Z en la Figura 5.8(b). Esto respalda el modelo del nivel efectivo, que postula un nivel atmosférico característico donde se concentra la producción principal de muones detectados (ver Figura 3.7).

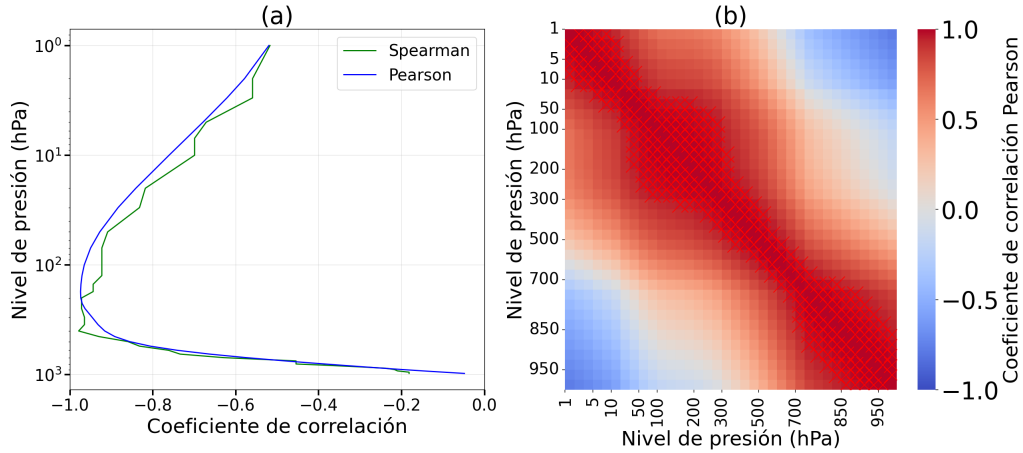


Figura 5.8: (a) Coeficientes de correlación de Pearson y Spearman entre la variación anual del conteo de CRs y la altura geopotencial en distintos niveles de presión. (b) Matriz de correlación de la altura geopotencial en distintos niveles de presión. Las cruces rojas indican aquellos niveles donde la correlación es mayor a 0.95.

Por tanto, la variación anual observada en el conteo de CRs puede asociarse a la variabilidad anual de Z en niveles próximos a 200 hPa (troposfera alta-estratosfera

baja). En particular, la pendiente obtenida mediante regresión lineal por cuadrados mínimos entre los perfiles de Z^{200} y r_{H-ST} es de $(-5 \pm 1) \% \text{ kmgp}^{-1}$.

Posteriormente al análisis del ciclo anual, el estudio se focalizó en las fluctuaciones de mayor frecuencia de la serie. Para ello, se diseñó un filtro Butterworth pasaaltos de orden 5, aplicado a las series con resolución horaria, con el objetivo de atenuar la variabilidad de baja frecuencia. La frecuencia de corte del filtro ($f_c = 4 \times 10^{-4} \text{ h}^{-1}$) se eligió de manera que la señal correspondiente al ciclo anual se atenuara al menos -20 dB , garantizando una supresión efectiva de esta componente de baja frecuencia. La respuesta en frecuencia del filtro es prácticamente plana en la banda de paso, preservando así las fluctuaciones de interés sin introducir distorsiones significativas.

5.2.2. Corrección de la variabilidad de alta frecuencia

En esta sección se analizan las variabilidades de alta frecuencia del conteo de CRs asociadas con la presión en superficie y el perfil vertical de altura geopotencial. Para simplificar la notación, se redefine $r \equiv r_{H-f}$, $P \equiv P_f$ y $Z^j \equiv Z_f^j$. Se aplican dos métodos de corrección a r debido al efecto de P y Z^j . Los resultados de estas dos correcciones se denominarán $\delta_{\text{ATM},1}$ y $\delta_{\text{ATM},2}$. El método que demuestre mejor desempeño en la corrección de estos efectos es el que será utilizado posteriormente para estudiar las variabilidades de origen interplanetario en la Sección 5.3.

5.2.2.1. Primer método

Este método analiza por separado los efectos de P y Z^j sobre el conteo. Una exploración inicial mediante correlación de r con las variables atmosféricas reveló que P presenta una asociación más intensa con r que Z^j , por lo que se procedió a modelar primero el efecto de la presión en superficie.

Efecto de la presión

Un cambio dr ante pequeñas variaciones de la presión en superficie dP puede expresarse como $dr = \beta_1 r dP$, donde β_1 es el coeficiente barométrico que depende del tipo, energía y dirección del secundario. Asumiendo que $\beta_1 = \text{cte}$ se llega a:

$$r_P = r_0 e^{0.01\beta_1(P-P_0)} = r_0 e^{0.01\beta_1 \Delta P} \quad (5.2)$$

donde β_1 está expresado en $\% \text{ hPa}^{-1}$, r_0 es un conteo de referencia correspondiente a una presión de referencia P_0 , $\Delta P = P - P_0$ y r_P representa el conteo cuando la presión atmosférica es P . En este caso se define $P_0 = 962 \text{ hPa}$ y $r_0 = 157.7$ cuentas s^{-1} correspondientes a la media calculada sobre todo el conjunto de datos. A partir de la Ecuación (5.2), la variación relativa del conteo debido a la variación de la presión se calcula de la siguiente manera:

$$\left(\frac{\Delta r}{r_0} \right)_P = \frac{r_P - r_0}{r_0} = e^{0.01\beta_1 \Delta P} - 1 \quad (5.3)$$

donde $\Delta r = r_P - r_0$.

Finalmente, el conteo corregido por presión se expresa como:

$$r_{\text{corr}-P}(t) = r(t) e^{-0.01\beta_1 \Delta P} \quad (5.4)$$

Para estimar el coeficiente barométrico β_1 , se aplica el logaritmo natural a la Ecuación (5.2). En este caso, se reemplaza r_P por $r(t)$, dado que se asume que la variabilidad debida a la presión es la contribución dominante en la variabilidad del conteo:

$$\ln \frac{r(t)}{r_0} = 0.01\beta_1 (P(t) - P_0) \quad (5.5)$$

Por lo tanto, β_1 puede obtenerse como la pendiente del ajuste lineal por cuadrados mínimos de $\ln(r(t)/r_0)$ vs. $(P(t) - P_0)$.

En diversos estudios se debate cuál es el período de análisis óptimo para aplicar esta metodología, considerando que a mayor duración del período aumenta la probabilidad de observar variaciones debidas a variaciones no barométricas (interplanetarias, instrumentales). Sin embargo, si el período es demasiado corto, puede que no se capturen variaciones significativas de la presión. En este caso, al realizar el ajuste con el conjunto total de datos se obtuvo un coeficiente barométrico de $-0.19 \text{ \%hPa}^{-1}$, con un coeficiente de determinación $R^2 = 0.87$. Además del ajuste global, se realizaron ajustes por mes con el objetivo de evaluar posibles variaciones estacionales en el coeficiente barométrico.

En la Figura 5.9 se muestra el histograma de ΔP , calculado a partir de la resolución horaria. Se observa una distribución asimétrica, con mayor dispersión hacia los cambios negativos de presión. La distribución presenta una media cercana a cero y una desviación estándar de 10 hPa. En base a este resultado, se estableció un rango mínimo y máximo de variación de ΔP a la hora de hacer los ajustes mensuales. Por un lado, un máximo rango de 40 hPa, centrado alrededor de la media, ya que este intervalo abarca la mayor densidad de datos y minimiza la influencia de valores extremos en los ajustes. Asimismo, se estableció un rango mínimo de 30 hPa para garantizar que la presión muestre variaciones significativas, permitiendo obtener estimaciones robustas.

Teniendo en cuenta los criterios establecidos, se estimó mensualmente el coeficiente $\hat{\beta}_1$, correspondiente a la estimación del parámetro β_1 obtenida como la pendiente del ajuste por regresión lineal (ver Figura 5.10). Las pendientes fueron negativas en todos los casos, confirmando la relación inversa esperada entre la variación de P y r . En general, los valores se ubican en el rango de $-0.24 \text{ \%hPa}^{-1}$ a $-0.14 \text{ \%hPa}^{-1}$. Estas estimaciones son consistentes con experimentos de CRs en regiones cercanas a Marambio, que reportan valores entre -0.15 y $-0.23 \text{ \% hPa}^{-1}$ para muones con diferentes direcciones de ingreso (ver Blanco et al., 2022).

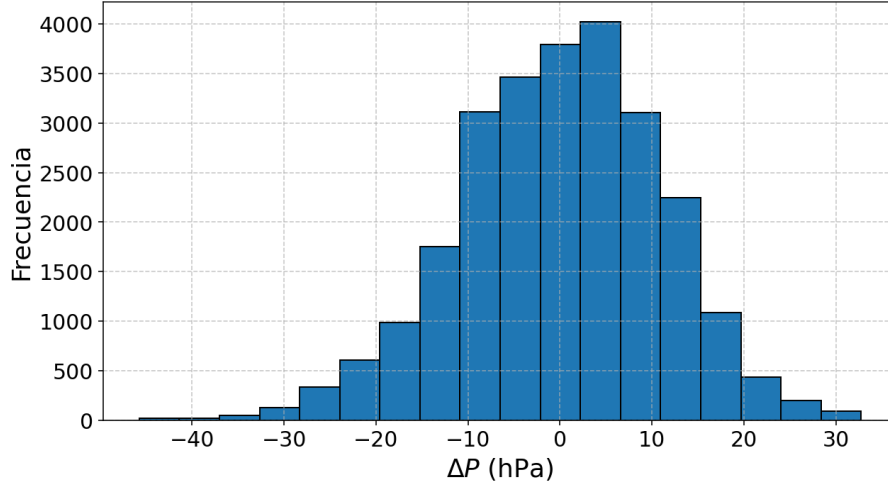


Figura 5.9: Histograma de ΔP calculado a partir de datos con resolución horaria para el período mayo 2020 - abril 2023.

En la mitad de los meses, el R^2 superó 0.8, y en 34 de los 36 meses fue mayor a 0.7, lo que evidencia la robustez temporal del modelo. A modo de ejemplo, en la Figura 5.11 se presenta la relación entre la variabilidad del conteo de partículas y las variaciones de presión, expresada como $100 \cdot \ln\left(\frac{r(t)}{r_0}\right)$ vs. ΔP para julio de 2020, junto con la recta de regresión.

El análisis con Kruskal-Wallis (versión no paramétrica de ANOVA) reveló que las medianas de $\hat{\beta}_1$ no difieren significativamente al agrupar por año o por estación (nivel de significancia del 5%). Por lo tanto, se adoptó un valor global de $\hat{\beta}_1$ calculado a partir de los meses con $R^2 \geq 0.8$. El resultado obtenido fue $\langle \hat{\beta}_1 \rangle = (-0.20 \pm 0.02) \% \text{ hPa}^{-1}$, donde la proximidad entre media y mediana respalda el uso del promedio como estimador central. Finalmente, el conteo corregido por el efecto de la presión (r_{corr-P}) se calcula a partir de la Ecuación 5.4 utilizando $\langle \hat{\beta}_1 \rangle$.

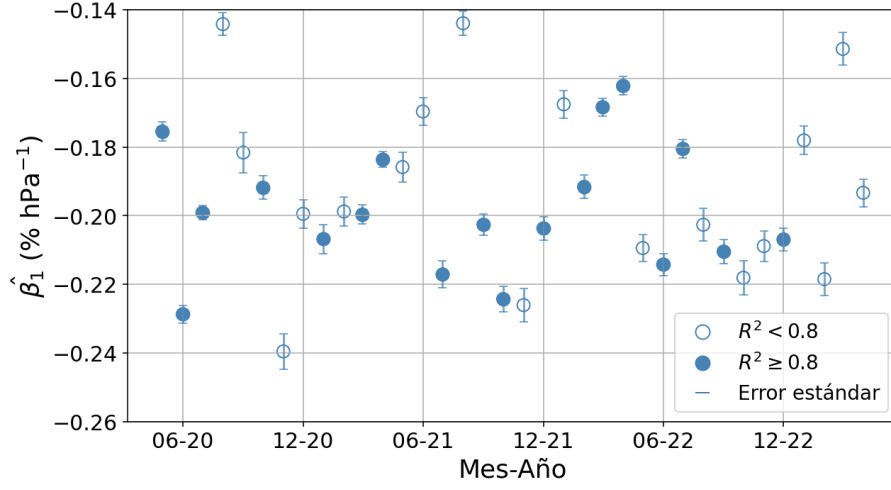


Figura 5.10: Coeficientes barométricos $\hat{\beta}_1$ estimados mediante ajustes mensuales. Los puntos sólidos corresponden a meses con $R^2 \leq 0.8$; los huecos, a $R^2 > 0.8$. Las barras de error representan el error estándar de las pendientes obtenidas en los ajustes.

Efecto de la temperatura

Se trabajó con $r_{\text{corr-P}}$ para analizar el efecto de la temperatura. La asociación entre Z en distintos niveles de presión y $r_{\text{corr-P}}$ se examinó mediante el coeficiente de correlación de Pearson y su evolución mensual para el período mayo de 2020 a abril de 2023 se muestra en la Figura 5.12(a). Los espacios en blanco en la figura corresponden a casos en los que la correlación no resultó significativa (nivel de significancia del 5 %). En general, se observa una tendencia hacia correlaciones negativas, particularmente intensas (en azul) en los niveles de presión correspondientes a la alta troposfera y baja estratosfera. La troposfera media exhibe correlaciones mayormente débiles o nulas, mientras que en la baja troposfera se identifica una tenue correlación positiva.

La línea punteada negra muestra los niveles de máxima correlación mensual en valor absoluto. La correlación entre $r_{\text{corr-P}}$ y Z^{100} se concentra consistentemente entre 20 y 250 hPa (baja estratosfera), replicando el patrón identificado para el ciclo anual medio, pero ahora para variabilidades de mayor frecuencia. Esta consistencia

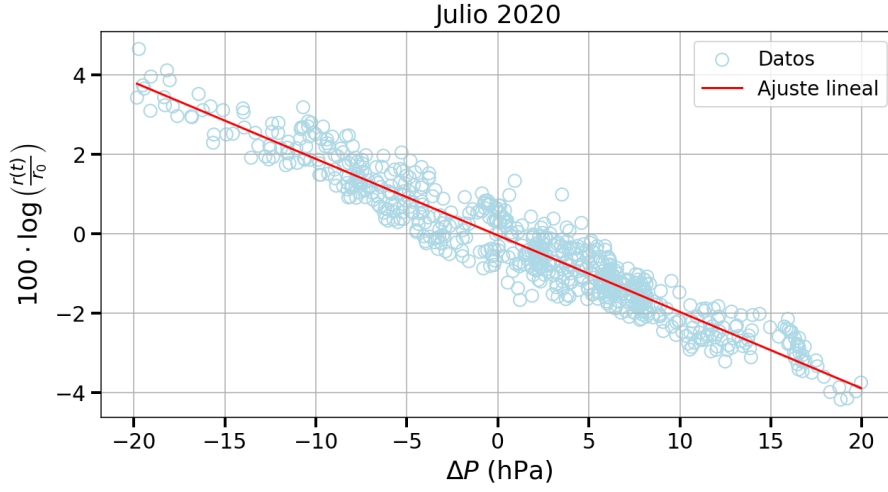


Figura 5.11: Relación entre la variabilidad del conteo de partículas y las variaciones de presión ($100 \cdot \ln \left(\frac{r(t)}{r_0} \right)$ vs. ΔP) para julio de 2020. Los puntos azules corresponden a los datos medidos y la línea roja indica el ajuste lineal obtenido mediante cuadrados mínimos.

refuerza la elección del método del nivel efectivo para estudiar el efecto de temperatura en diferentes escalas temporales. Para este análisis, se toma el valor promedio de los niveles de máxima correlación de cada mes, 100 hPa, como nivel efectivo.

La correlación máxima mensual entre $r_{\text{corr-P}}$ y Z^{100} exhibe una marcada variabilidad a múltiples escalas temporales. Interanualmente, las correlaciones más elevadas se registraron en 2020, con varios meses superando 0.8, para luego disminuir progresivamente hasta 2023. Esta tendencia decreciente puede sugerir una creciente influencia de efectos interplanetarios durante la fase ascendente del ciclo solar (ver Sección 5.3).

Estacionalmente, octubre y noviembre presentan correlaciones consistentemente elevadas, mientras que enero-abril muestra valores bajos o no significativos. Esto se analiza en la Figura 5.13(a), donde se muestra el coeficiente de correlación de Pearson junto con el intervalo intercuartílico (IQR) de Z^{100} por mes. El IQR indica que la mayor variabilidad de Z^{100} se registra entre septiembre y diciembre (relacionada con la dinámica descrita en la Sección 2.4.1), mientras que el valor mínimo se

observa entre enero y abril. Esta reducida variabilidad durante los primeros meses del año limita la sensibilidad de la correlación como medida de asociación.

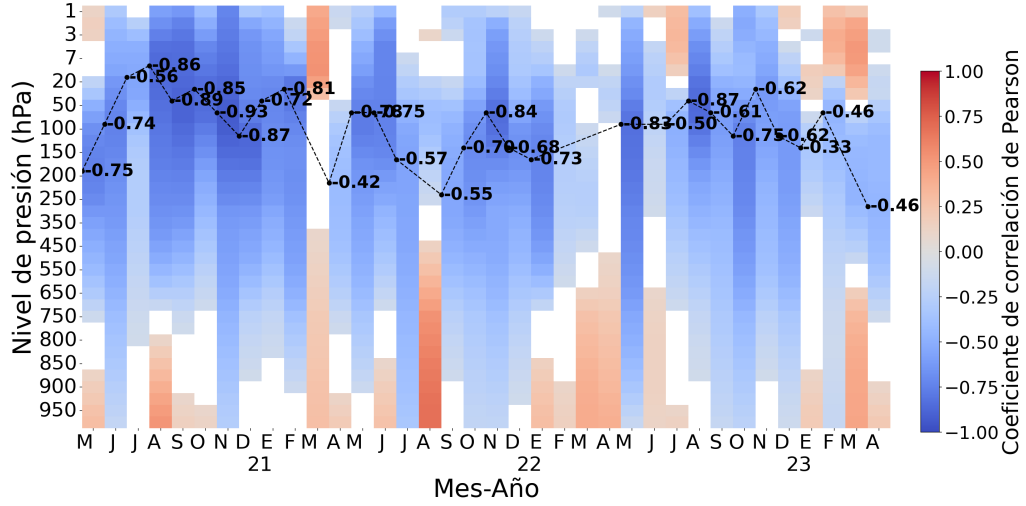


Figura 5.12: Distribución vertical del coeficiente de correlación de Pearson entre Z y $r_{\text{corr}-P}$ por mes. Las áreas sombreadas en azul representan correlaciones negativas, mientras que las zonas en rojo corresponden a correlaciones positivas. Los espacios en blanco indican correlaciones no significativas (5 % nivel de significancia). La línea punteada negra indica el valor máximo de correlación (en valor absoluto) para cada mes.

Considerando los resultados anteriores, se plantea a primer orden un modelo lineal de la forma:

$$\left(\frac{\Delta r}{r_0}\right)_T = \frac{r_T - r_0}{r_0} = 0.01\alpha_1 \Delta Z^{100}(t) \quad (5.6)$$

donde $(\Delta r/r_0)_T$ corresponde a la variación relativa del conteo asociada a dicho efecto, α_1 es el coeficiente de expansión atmosférica, expresado en $\% \text{ kmgp}^{-1}$ y $\Delta Z^{100}(t) = Z^{100}(t) - Z_0^{100}$ indica la desviación respecto al valor medio de la altura geopotencial en 100 hPa, con $Z_0^{100} = 15.4 \text{ kmgp}$ (calculado para todo el período de estudio).

Finalmente, la señal corregida por ambos efectos atmosféricos, presión y temperatura se puede escribir de la siguiente manera:

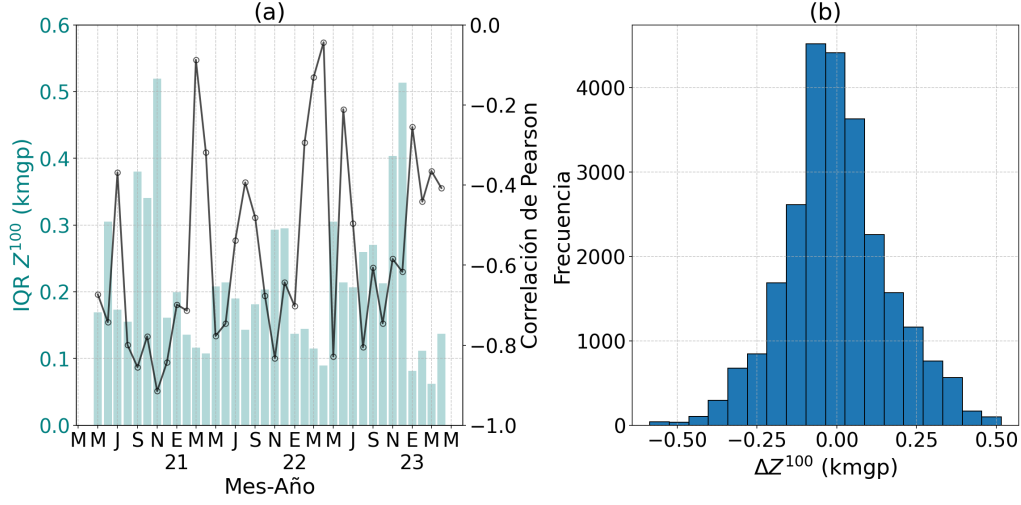


Figura 5.13: (a) IQR mensual de Z^{100} (barras verdes, eje izquierdo) y correlación de Pearson entre Z^{100} y $r_{\text{corr-P}}$ (línea negra con círculos, eje derecho) para el período mayo 2021 - abril 2023. (b) ΔZ^{100} .

$$\delta_{ATM,1} = 100 \cdot \left(\frac{r_{\text{corr-P}} - r_0}{r_0} \right) - \alpha_1 \Delta Z^{100} \quad (5.7)$$

El coeficiente α_1 puede estimarse mediante un ajuste lineal de la Ecuación 5.6 por cuadrados mínimos, asumiendo que la variabilidad dominante del conteo $r_{\text{corr-P}}$, se debe principalmente al efecto de la temperatura, entonces $r_T \equiv r_{\text{corr-P}}$.

La variabilidad de $r_{\text{corr-P}}$ es del orden del 2%. Al tratarse de una señal de baja amplitud (en comparación con lo observado para el efecto de la presión), resulta particularmente susceptible a perturbaciones y factores no modelados. Para aislar la relación fundamental y obtener una estimación robusta del parámetro α_1 , se implementó un procedimiento de filtrado iterativo. En primer lugar, se realizó un ajuste lineal preliminar sobre todos los datos y se descartaron las observaciones cuyos residuos absolutos excedían dos desviaciones estándar. Sobre el subconjunto filtrado se efectuó un nuevo ajuste lineal, obteniéndose $\hat{\alpha}_1 = (-3.42 \pm 0.02) \% \text{kmgp}^{-1}$ con un $R^2 = 0.50$.

De manera análoga al efecto de presión, se estimó mensualmente el coeficiente α_1 mediante el procedimiento descrito en el párrafo anterior. La Figura 5.13(b) presenta el histograma de ΔZ^{100} , que muestra una distribución levemente asimétrica con mediana -0.01 kmgp, media nula y desviación estándar 0.16 kmgp. Con base en esto, se definió para los ajustes mensuales un rango de variación mínimo y máximo de ΔZ^{100} entre 0.4 y 0.7 kmgp. Las pendientes obtenidas (ver Figura 5.14) varían entre -2.5 y -5.5 % kmgp $^{-1}$. Del total de 36 meses analizados, 11 presentaron un rango de variación insuficiente (concentrados principalmente entre enero y abril), lo que impide estimar de manera confiable el coeficiente. Entre los 25 meses restantes, 17 alcanzaron un $R^2 \geq 0.5$ (12 superaron $R^2 \geq 0.7$), correspondiendo principalmente a los periodos de primavera e invierno. Los 8 meses restantes no alcanzaron el umbral establecido. A modo de ejemplo, en la Figura 5.15 se presenta el ajuste correspondiente a noviembre de 2021, mostrando $100 \cdot \left(\frac{\Delta r}{r_0} \right)_T$ en función de ΔZ^{100} , junto con la recta de regresión.

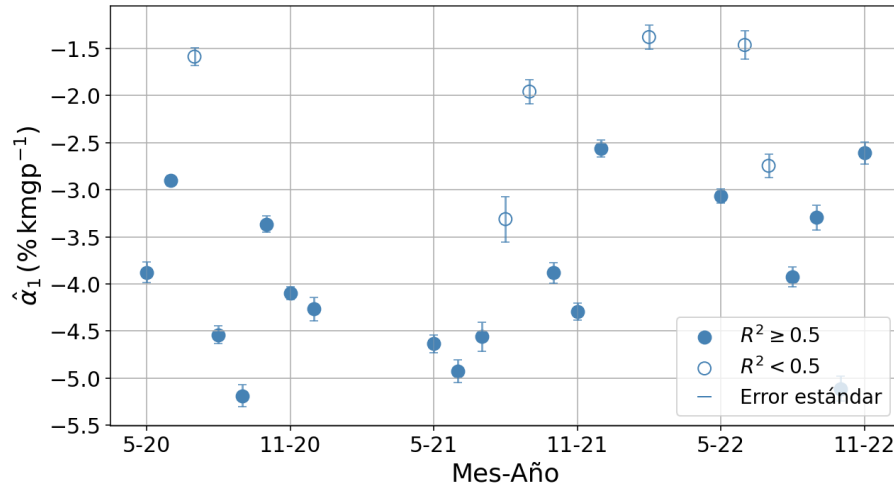


Figura 5.14: Coeficientes barométricos $\hat{\alpha}_1$ estimados mediante ajustes mensuales. Los puntos sólidos corresponden a meses con $R^2 \geq 0.5$; los huecos, a $R^2 \leq 0.5$. Las barras de error representan el error estándar de las pendientes obtenidas en los ajustes.

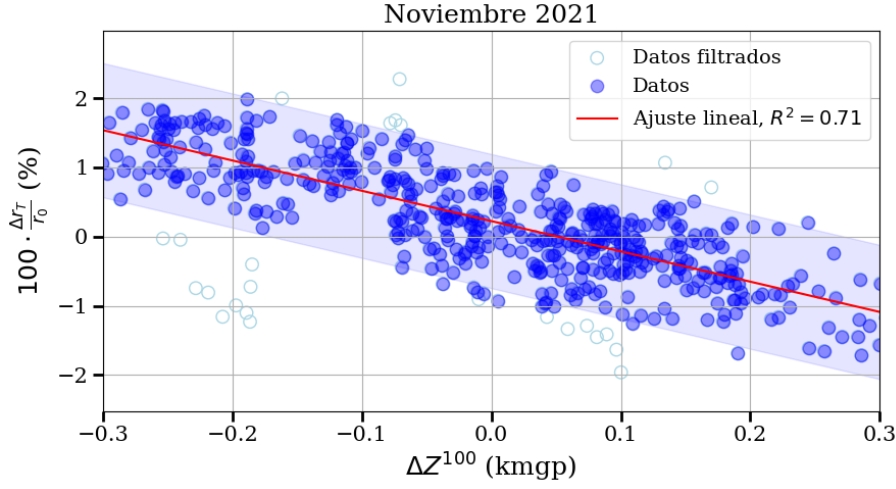


Figura 5.15: $100 \cdot \left(\frac{\Delta r}{r_0}\right)_T$ vs. ΔZ^{100} para noviembre de 2021. Todos los puntos corresponden a datos medidos; los círculos sin relleno representan datos filtrados, mientras que los rellenos son los considerados para el ajuste final. La línea roja indica el ajuste lineal obtenido mediante cuadrados mínimos, y la banda sombreada muestra el intervalo de dos desviaciones estándar de los residuos.

Si bien la dispersión de los coeficientes mensuales confirma una dependencia estacional, para el propósito de la corrección atmosférica se empleó un valor promedio global. Este se calculó a partir de los ajustes correspondientes a meses con $R^2 \geq 0.5$, obteniéndose $\langle \hat{\alpha}_1 \rangle = (-3.9 \pm 0.7) \% \text{ kmgp}^{-1}$. Finalmente, la aplicación de $\langle \hat{\beta}_1 \rangle$ y $\langle \hat{\alpha}_1 \rangle$ en las Ecuaciones 5.4 y 5.7 permite obtener el conteo corregido por ambos efectos $\delta_{\text{ATM},1}$.

5.2.2.2. Segundo método

Para modelar la influencia simultánea de ambas variables, se considera una relación lineal que incorpora tanto variaciones de la presión como de la altura geopotencial:

$$100 \cdot \left(\frac{\Delta r}{r_0}\right)_{PT} = 100 \cdot \left(\frac{r_{PT} - r_0}{r_0}\right) = \beta_2 \Delta P + \alpha_2 \Delta Z^{100} \quad (5.8)$$

donde $(\Delta r/r_0)_{PT}$ representa la variabilidad relativa del conteo atribuible al efecto combinado de la presión y la temperatura, mientras que r_{PT} corresponde al conteo esperado resultado de dicha combinación. Para estimar los coeficientes β_2 y α_2 , se aplicó un modelo de regresión lineal múltiple con ΔP y ΔZ^{100} como variables predictoras, ajustado mediante cuadrados mínimos. Se asume que la variabilidad dominante del conteo r está principalmente asociada a los efectos atmosféricos, por lo que en esta aproximación se cumple que $r_{PT} \equiv r$.

En este caso, la señal corregida por ambos efectos atmosféricos, presión y temperatura de manera simultánea, puede expresarse de la siguiente forma:

$$\delta_{ATM,2} = 100 \cdot \left(\frac{r - r_0}{r_0} \right) - \beta_2 \Delta P - \alpha_2 \Delta Z^{100} \quad (5.9)$$

Las correlaciones parciales entre cada variable predictora y la variable dependiente resultaron estadísticamente significativas. En general, las correlaciones parciales asociadas entre el conteo y la presión en superficie tienden a ser mayores en magnitud que las correspondientes al conteo y la altura geopotencial en 100 hPa, lo que sugiere que la presión tiene un efecto más intenso en estas escalas, como ya se corroboró con el método 1. La correlación entre las variables predictoras presenta valores positivos pero bajos, indicando una débil asociación lineal. Además, se calculó el Factor de Inflación de la Varianza (VIF) para cada variable predictora, obteniéndose valores inferiores a 2 en todos los casos. Estos bajos valores de VIF confirman que la multicolinealidad no representa un problema significativo, garantizando la estabilidad de las estimaciones de los coeficientes en el modelo lineal múltiple.

El primer lugar, se realizó un ajuste por mínimos cuadrados a la totalidad del conjunto de datos. De este modo, se obtuvo $\hat{\beta}_2 = (-0.172 \pm 0.001) \% \text{ hPa}^{-1}$ y $\hat{\alpha}_2 = (-4.09 \pm 0.05) \% \text{ kmgp}^{-1}$ con un coeficiente de determinación $R^2 = 0.91$.

Además, se realizaron ajustes mensuales, solo en los casos en los que la correlación

parcial entre ΔZ^{100} y $(r - r_0)/r_0$ resultó menor a -0.6 . Bajo este criterio, se retiraron 9 casos en invierno, 8 en primavera, 5 en otoño y 2 en verano. La Figura 5.16 muestra la distribución de los coeficientes estimados $\hat{\alpha}_2$ y $\hat{\beta}_2$. En la parte superior se presenta la variabilidad de los coeficientes agrupados por año, mientras que en la parte inferior se agrupan por estación.

Para la clasificación por año, la cantidad de meses con ajustes robustos ($R^2 \geq 0.5$) disminuye con el tiempo. En la agrupación por estación, se observa un marcado efecto estacional: invierno y primavera presentan un número relativamente alto de modelos estadísticamente significativos, mientras que en verano solo se dispone de una única estimación confiable, en línea con lo observado en la Sección 5.2.2.1. En general, la variabilidad relativa de $\hat{\alpha}_2$ es mayor que la de $\hat{\beta}_2$. De manera análoga al método 1, se utilizó el promedio de las estimaciones mensuales con $R^2 \geq 0.5$, obteniéndose $\langle \hat{\beta}_2 \rangle = (-0.17 \pm 0.01) \% \text{ hPa}^{-1}$ y $\langle \hat{\alpha}_2 \rangle = (-4.2 \pm 0.9) \% \text{ kmgp}^{-1}$.

Finalmente, aplicando la Ecuación 5.9 y considerando $\langle \hat{\beta}_2 \rangle$ y $\langle \hat{\alpha}_2 \rangle$, se obtuvo la serie de conteo corregida simultáneamente por presión y altura geopotencial, $\delta_{\text{ATM},2}$.

5.2.2.3. Comparación de métodos y selección

La evaluación comparativa de ambos métodos revela superioridad del método 2. La propagación de incertidumbres, bajo la suposición de errores independientes, muestra que la incertidumbre media del método 1 alcanza 0.4 %, mientras que el método 2 presenta un valor inferior de 0.3 %. Adicionalmente, la varianza de la serie corregida $\delta_{\text{ATM},2}$ resulta menor que la de $\delta_{\text{ATM},1}$. Por lo tanto, el método 2 conjunto remueve más efectivamente los efectos atmosféricos. Por consiguiente, en la Sección 5.3 se empleará $\delta_{\text{ATM},2}$ para el estudio de variabilidades de origen interplanetario.

Cabe destacar que en ambos métodos los coeficientes se estimaron a partir de los meses con los mejores ajustes, dada la presencia inevitable de otras variabilidades en la serie. No obstante, la corrección se aplica de manera uniforme a toda la serie temporal, sin distinción por mes o estación. Este enfoque evita discontinuidades en la corrección atmosférica y asegura que el análisis posterior de variabilidades

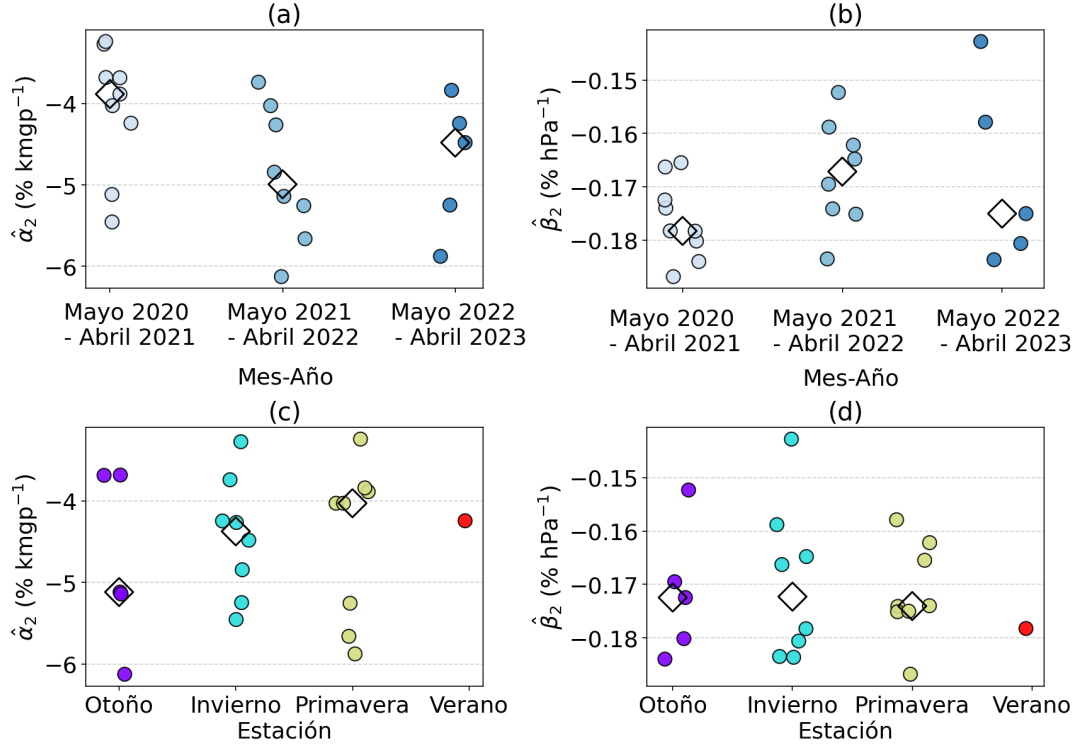


Figura 5.16: Distribución de los coeficientes estimados $\hat{\alpha}_2$ y $\hat{\beta}_2$. (a) y (b) agrupados por año y (c) y (d) agrupados por estación. Los rombos indican la mediana correspondiente a cada grupo.

interplanetarias no se vea afectado por cambios entre diferentes periodos. Además, permite corregir consistentemente incluso durante intervalos de baja variabilidad atmosférica, donde el efecto físico subyacente (aunque no estadísticamente detectable, se presume presente).

En la Sección 5.2.3 se analiza cómo, considerando las diferencias estacionales identificadas previamente, podrían utilizarse las observaciones de CRs en superficie para estimar la variabilidad de Z^{100} utilizando el método 2.

5.2.3. Uso del flujo de rayos cósmicos en superficie para inferir la altura geopotencial en la baja estratosfera

Las variaciones de los CRs de origen atmosférico permiten analizar parámetros meteorológicos. Por ejemplo, en Belov et al. (1990); Dmitrieva et al. (2013); Miyazaki y Wada (1970); Riadigos et al. (2020); Taricco et al. (2022); Yanchukovsky y Kuz'menko (2018) se sugiere que, basándose en la combinación de detectores de superficie y subterráneos o en un único detector angular a nivel del suelo, las variaciones del flujo de muones pueden servir como un indicador adicional de la variabilidad del perfil vertical de la temperatura en la atmósfera.

En este caso, cuando la variabilidad del conteo de CRs se debe principalmente a efectos atmosféricos, es posible utilizar la Ecuación 5.8 de forma inversa para estimar ΔP o ΔZ^{100} (una observación más costosa de realizar). En este caso, utilizando las series con resolución diaria y mediante ajustes estacionales de la Ecuación 5.8, se estimaron las pendientes $\hat{\beta}_2$ y $\hat{\alpha}_2$ para cada estación. Posteriormente, se invirtió el modelo para expresar ΔZ^{100} en función de la variación de presión y del conteo de CRs (ambas observaciones en superficie).

A partir de cada modelo estacional, se calculó ΔZ^{100} esperada y se comparó con los datos de ERA5. Esta validación se realizó mensualmente, calculando métricas de desempeño como el NRMSE. En la Figura 5.17 se muestra la mejor predicción mensual, para cada estación, de ΔZ^{100} (línea continua), seleccionada según el menor NRMSE, junto con el valor estimado por el reanálisis ERA5 (línea punteada) y la incertidumbre calculada a partir de la propagación de los errores en las pendientes de los modelos.

Este enfoque constituye una primera aproximación cuantitativa para evaluar la capacidad del modelo, bajo la hipótesis de linealidad y considerando únicamente las dos variables independientes seleccionadas. En general, el desempeño del modelo dependerá tanto de la fase del ciclo solar como de la estación del año en que se aplique. Durante el mínimo solar, donde hay una menor influencia de estructuras interplanetarias sobre la variabilidad del conteo (como se observó en la sección anterior), el

modelo es bueno. Con respecto a las estaciones, en meses de baja variabilidad de la altura geopotencial, como ocurre en verano y otoño, las estimaciones del modelo se aproximan al nivel del ruido intrínseco del conteo. Esto implica que la señal esperada es pequeña comparada con la variabilidad natural del sistema, lo que limita la confiabilidad de la corrección en estas condiciones. En trabajos futuros, se recomienda explorar más a fondo el potencial de este enfoque y desarrollar modelos adicionales que permitan aplicaciones de monitoreo atmosférico o la validación cruzada de productos de reanálisis.

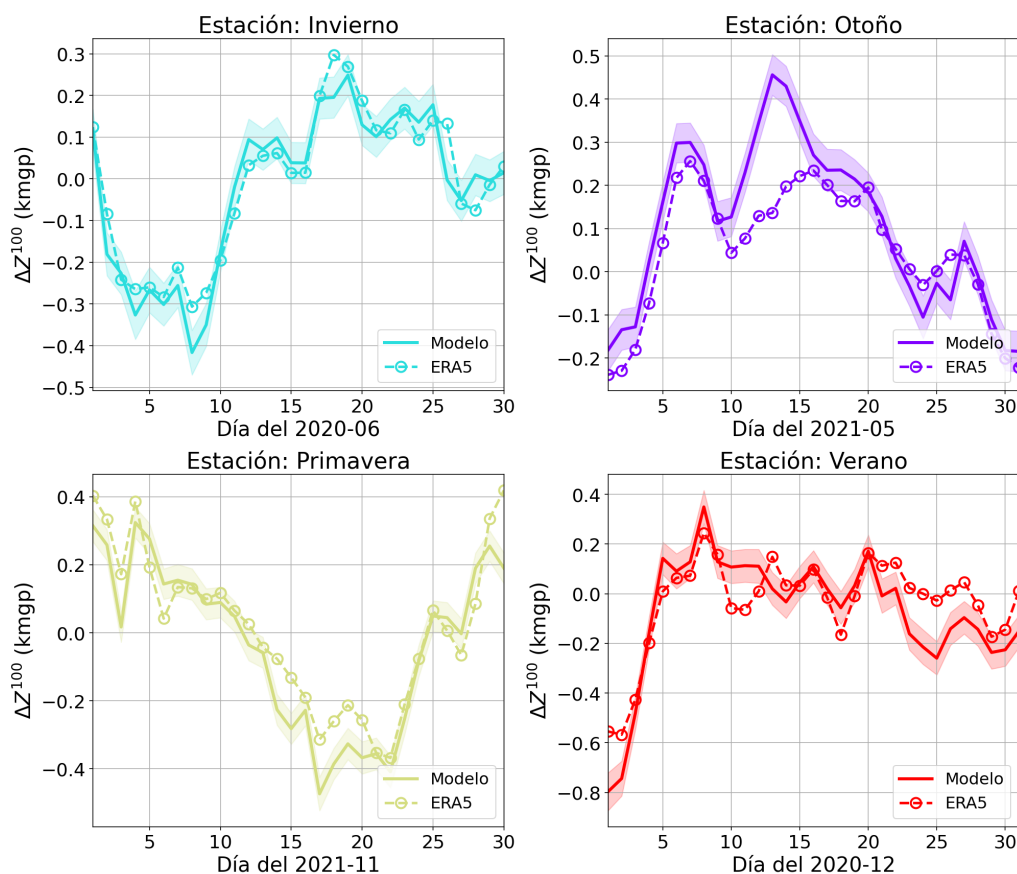


Figura 5.17: ΔZ^{100} obtenida a partir del reanálisis ERA5 y de un modelo de regresión múltiple por estación utilizando datos de presión en superficie y el conteo de CRs.

5.3. Efectos interplanetarios de corto plazo y aplicaciones operativas

A partir de la señal corregida $\delta_{ATM,2}$, se calculó la PSD mediante el método de Welch. La Figura 5.18 presenta los resultados del análisis espectral, donde se muestra además el modelo de ruido rojo e intervalo de confianza del 95 % para el espectro de ruido rojo. El espectro muestra que la mayor parte de la potencia se concentra en las bajas frecuencias, en escalas de entre 100 y 10 días. Particularmente, se destaca el interés en la frecuencia asociada a un período de 30 días, que podría reflejar efectos producidos por la rotación solar (período de ~ 27 días). A frecuencias más altas, se identifica una componente significativa asociada a un día. Estos resultados abren la posibilidad de explorar si dichas periodicidades efectivamente están vinculadas con procesos interplanetarios.

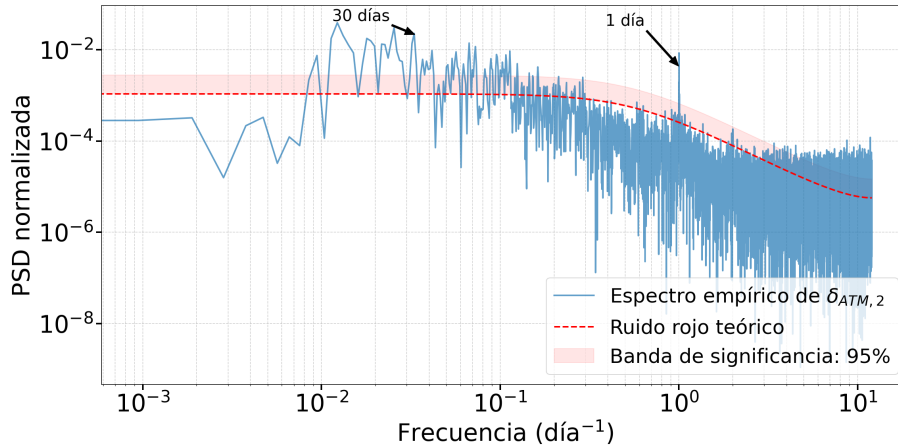


Figura 5.18: PSD normalizada del conteo horario de CRs sin el efecto de la presión ni de la temperatura, estimada mediante el método de Welch. La línea azul muestra el PSD observado, mientras que la curva roja discontinua representa un modelo de ruido rojo ajustado a los datos. La banda sombreada en rojo indica el intervalo de confianza del 95 % asociado al ruido rojo.

5.3.1. Análisis de la variación de 30 días

Para explorar la periodicidad de 27 días se analizó la relación entre $\delta_{ATM,2}$ (en lo sucesivo, MRB cuando se compare con otros sitios) y los datos de NMs. En particular, se utilizaron registros de la estación de Oulu (Finlandia; latitud geográfica 65.05° N, longitud 25.47° E, altitud 15 m s.n.m., rigidez de corte vertical efectiva ~ 0.8 GV), considerada un NM de referencia dentro de la comunidad de ME. Adicionalmente, se incluyeron los datos del NM del Polo Sur (SOPO, Antártida; latitud geográfica 90.00° S, altitud 2820 m s.n.m., rigidez de corte vertical efectiva ~ 0.1 GV). Es importante considerar que tanto Oulu como SOPO presentan rigideces de corte efectivas relativamente bajas y direcciones asintóticas distintas, lo que implica que sus mediciones pueden diferir incluso luego de corregir por efectos de la atmósfera local (e.g., debido a anisotropías espaciales del flujo de CRs en el IM). Además, SOPO se encuentra a una altitud significativamente mayor que las otras estaciones.

Se descargaron datos de los conteos corregido por presión del período de Mayo 2020 hasta Abril 2023 con resolución horaria de la página web de los dos NM⁹. Para suavizar variabilidades de corto plazo, se aplicó un promedio móvil centrado de 3 días a ambas series y a MRB. En la Figura 5.19(a) se muestra la correlación de Pearson, calculada mes a mes, entre MRB y los datos de Oulu y SOPO. En general, no se observa una correlación significativa hasta junio de 2022. A partir de ese momento, comienza a registrarse una correlación notablemente alta. Este aumento se explica al examinar el año 2023, período de correlación consistentemente alta: la Figura 5.19(b) muestra las series de Marambio y SOPO normalizadas mediante z-score (restando la media y dividiendo por la desviación estándar de cada mes), donde las líneas verticales indican el inicio de cada mes para referencia. Se observa que ambas series presentan un ciclo dominante en fase, con una periodicidad aproximada de 20 a 30 días. En MRB, estas oscilaciones tienen una amplitud media de $\sim 1.5\%$, mientras que en Oulu y SOPO alcanzan entre 4% y 5% .

La presencia de este ciclo durante 2023 explica en parte el desempeño deficiente del modelo atmosférico en ese año, especialmente en la componente de la altura

⁹<https://www.nmdb.eu/nest/>

geopotencial. Este resultado coincide con lo reportado por Muangha et al. (2024), quienes analizaron la estación SOPO como medida del flujo de CRs alrededor de los 10 GV en un período de tiempo que incluye el analizado en esta tesis. A partir de un análisis Wavelet, encontraron que la señal de 27 días es generalmente intensa durante épocas cercanas al máximo solar, particularmente a partir de mediados de 2022. Concluyeron que la estructura del sector magnético es el factor clave que determina la variación de 27 días en el flujo de CRs alrededor de los 10 GV. En conjunto, y a la luz de estos resultados, esta hipótesis podría extenderse a rigideces más altas.

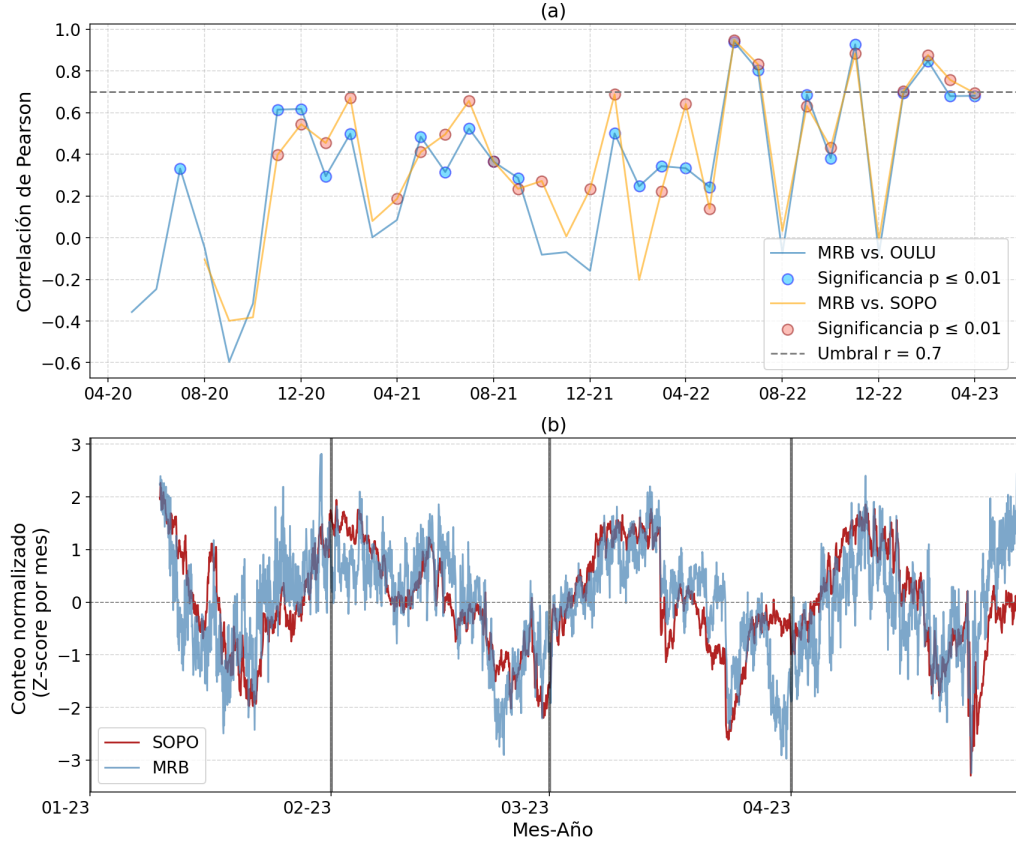


Figura 5.19: (a) Correlación de Pearson mensual entre las series de conteo de neutrones de Oulu y Marambio desde abril de 2020 hasta mayo de 2023. La línea roja discontinua marca el umbral de correlación mayor a 0.7. (b) Evolución temporal del Z-score de las tasas de cuentas de neutrones para SOPO (bordo) y Marambio (celeste) para el 2023. Las líneas verticales marcan el inicio de un nuevo mes.

5.3.2. Análisis de la variación diurna

Para analizar el comportamiento típico correspondiente a 1 día, se construyó el perfil medio diario a lo largo de todo el intervalo de tiempo estudiado que comprende 1049 días (ver Figura 5.20(a)). Este perfil representa la evolución media de la variación diaria, evidenciando un comportamiento sinusoidal. La amplitud de esta oscilación es de $\sim 0.13\%$. Se observa un máximo alrededor de las 15 UTC y un mínimo en torno a las 5 UTC. La Figura 5.20(b) muestra el perfil diario medio

porcentual desglosado por estación. En todos los casos, se observa un mínimo entre las 3 y 6 UTC y un máximo entre las 15 y 17 UTC. Los valores promedio para cada estación muestran una variación en otoño, invierno y primavera entre 0.12 % y 0.14 %, mientras que en verano alcanzan aproximadamente el 0.16 %.

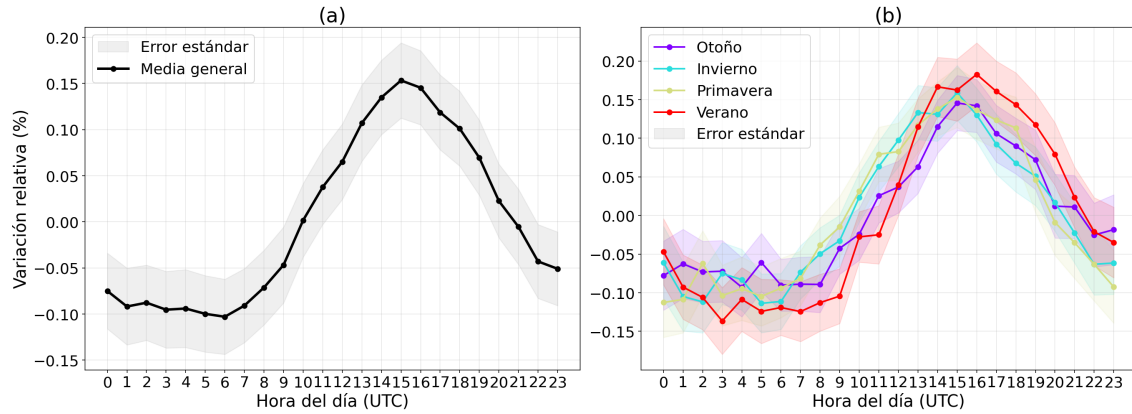


Figura 5.20: Perfil diario medio de la variación relativa porcentual del conteo. El sombreado representa el error estándar. (a) Promedio general para todo el período. (b) Promedios desglosados por estación.

También se aplicó la metodología previa para cada año disponible y en la Figura 5.21 se muestra la evolución de la amplitud relativa y la hora asociada con el máximo conteo. Se observa que la hora del máximo presenta una variabilidad moderada, oscilando entre aproximadamente 14 y 16 horas UTC a lo largo del período estudiado. Por otro lado, la amplitud relativa de la oscilación diurna varía entre valores que fluctúan entre 0.08 % y 0.20 % mostrando una tendencia general al incremento a lo largo del período analizado. Esta tendencia fue reportada en estudios previos (e.g. Tezari y Mavromichalaki, 2016), donde la amplitud de la variación diurna anual promedio, asociada a la anisotropía diurna solar de los NMs, tiende a seguir la fase del ciclo solar.

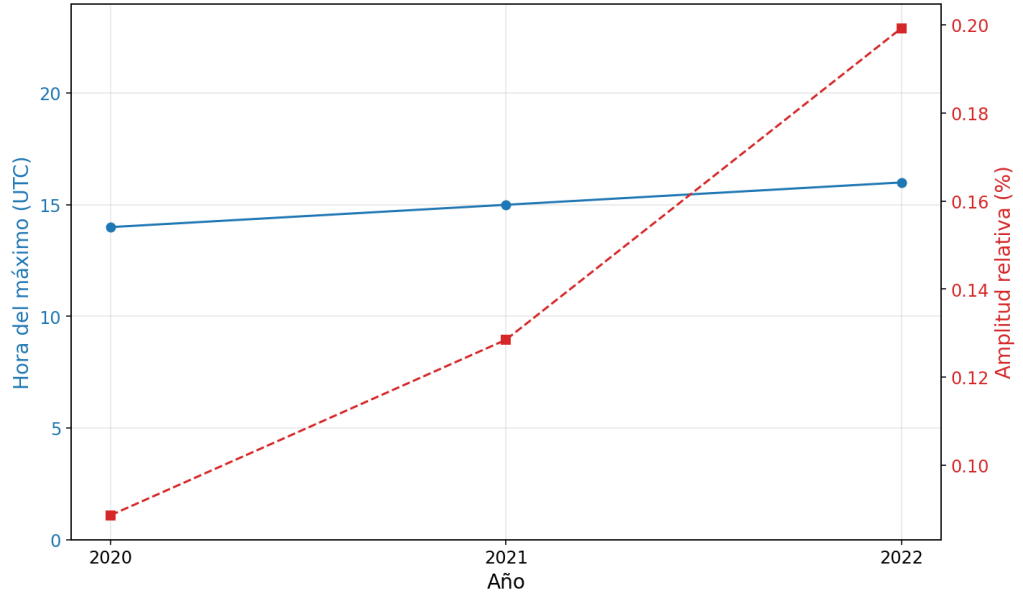


Figura 5.21: Variación anual de la hora del máximo (línea azul, eje izquierdo) y la amplitud relativa de la oscilación diurna (línea roja, eje derecho).

Con el objetivo de verificar posibles efectos atmosféricos, se calculó el ciclo medio diario de las dos variables utilizadas en la Sección 5.2: ΔP y ΔZ^{100} . ΔP presenta una variación diurna de aproximadamente 0.2 hPa, con una componente semidiurna significativa, mientras que ΔZ^{100} exhibe una onda diurna de amplitud ~ 0.005 kmgp. La magnitud de estas variaciones diarias se encuentran por debajo del nivel de las fluctuaciones estadísticas del conteo, por lo que su influencia sobre la señal observada no resultará significativa. En consecuencia, se sostiene la hipótesis de una variación diaria del conteo de CRs no asociada con un origen atmosférico. Potencialmente, podrían considerarse dos causas alternativas para esta periodicidad: un efecto magnetosférico, que resulta poco probable dado que la respuesta promedio del detector en función de la rigidez no es sensible a variaciones pequeñas cercanas a la rigidez de corte de 2 GV, y/o un efecto interplanetario, que se mantiene como la hipótesis más plausible.

Para caracterizar la variación diurna de la señal, se aplicó un análisis armónico

de Fourier. En este marco, el conteo horario correspondiente a un día $C(t)$ puede expresarse como:

$$C(t) \approx A_0 + \sum_{n=1}^{12} A_n \cos\left(\frac{2\pi nt}{T} + \varsigma_n\right), \quad (5.10)$$

donde $T = 24$ h es el período fundamental, $A_0 = a_0/2$, $A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$ representa la amplitud del n -ésimo armónico, $\varsigma_n = -\arctan(b_n/a_n)$ es la fase y a_n y b_n son los coeficientes de la serie de Fourier.

Previo al análisis armónico de Fourier, los datos horarios fueron preprocesados mediante la sustracción de una media móvil centrada de 25 horas, con el fin de eliminar las variaciones de escala temporal superiores a un día. El objetivo fue cuantificar, para cada día, el porcentaje de la varianza total explicada por el primer armónico, que corresponde al período fundamental ($n = 1$). Este procedimiento suele aplicarse en estudios que analizan la anisotropía diurna solar (e.g. Tezari y Mavromichalaki, 2016; Gil et al., 2022; Buatthaisong et al., 2022).

En la Figura 5.22(a) se muestra el histograma de la hora del máximo asociado al primer armónico. En la mayoría de los casos, el valor máximo ocurre entre las 11 y las 18 UTC, siendo la media y la mediana de estos valores las 15 UTC. En la Figura 5.22(b) se muestra el histograma de la amplitud A_1 que se concentra entre 0.2 % y 0.4 %. La mediana (0.27 %) es ligeramente inferior a la media (0.29 %) lo que da cuenta de la presencia de algunos días con amplitudes inusualmente altas que elevan el promedio. Se considera únicamente aquellos días en los que el primer armónico explica al menos el 50 % de la varianza diaria, lo que representa el 56 % del total de días. Esta amplitud típica se encuentra apenas por encima de las fluctuaciones estadísticas del conteo, lo que podría explicar por qué la señal no se manifiesta de forma clara en un mayor número de días. Si se analiza por año, se observa un aumento en el número de días con el primer armónico, explicando gran parte de la varianza diaria: mientras que en 2020 se detectaron 108 días, este número crece a

176 en 2021 y a 230 en 2022. De igual forma, la media de A_1 también muestra un incremento a lo largo de los años: pasa de 0.23 % en 2020 a 0.25 % en 2021 y 0.29 % en 2022.

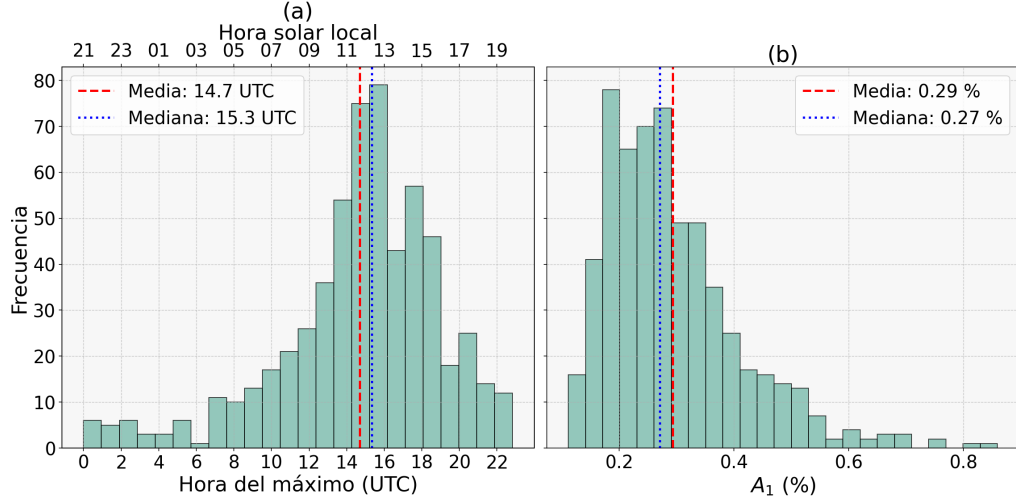


Figura 5.22: Histogramas de la hora del máximo (a) y de la amplitud de A_1 (b) de la variación diurna, considerando únicamente los días donde el primer armónico explica una varianza mayor al 50 %.

Para interpretar estos resultados en términos de su origen interplanetario, es necesario corregir el tiempo del máximo considerando la desviación magnética que sufren los CRs según su rigidez. En condiciones geomagnéticas calmas, el flujo de secundarios observado proviene principalmente de primarios ingresando por una región geográfica comprendida entre 10° y 30° de longitud oeste y entre 0° y 30° de latitud sur (ver Figura 4.7). Esta región puede entonces vincularse con las direcciones principales desde donde ingresan los primarios a la magnetósfera externa desde el medio interplanetario y que luego originarán las señales que detecta el instrumento. Por lo tanto, si el máximo conteo de CRs se observa, en promedio, en $t_{\text{UTC}}^{\text{max}} \approx 15:00$ UTC, esto corresponde a un tiempo solar local de $t_{\text{solar}}^{\text{max}} \approx 11:15$ h local en Marambio. Luego, tomando la longitud de ingreso efectiva de los primarios a 20°O (el centro de la región entre 10°O y 30°O), es decir 36° al este de Marambio, se obtiene una diferencia de $\sim 2:25$ h. Por lo tanto, un tiempo solar local de 11:15 h en Marambio

corresponde a un tiempo solar local de $\sim 13:40$ h en la región de ingreso efectiva de primarios a la magnetosfera.

En la Figura 5.23 se presenta un diagrama polar con los vectores correspondientes al primer armónico, donde la longitud es proporcional a la amplitud y la posición angular indica la hora solar local del lugar de ingreso de los CRs en la magnetosfera. La dirección de las 12 h corresponde a la dirección Sol–Tierra, mientras que las 6 h indica la dirección del movimiento orbital de la Tierra. El rango horario entre las 12 y las 18 h concentra la mayor densidad de datos, evidenciado por un azul más intenso en el gráfico, representando más del 60 % de datos. Esta distribución es consistente con lo esperado para la anisotropía diurna solar para estas energías (ver Figura 3.3) (e.g. Angelov et al., 2007; Munakata et al., 2014).

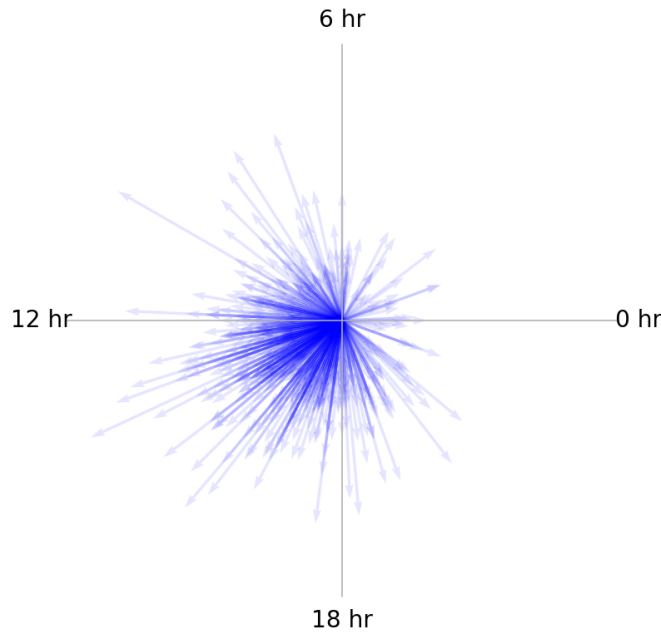


Figura 5.23: Diagrama polar que representa los vectores asociados al primer armónico. Cada vector indica la fase horaria del máximo conteo en hora solar local (dirección angular) y la amplitud normalizada (longitud del vector). Los vectores están coloreados en azul translúcido, lo que permite identificar mayor número de ocurrencias. Las direcciones más oscuras indican una mayor concentración de vectores de igual fase.

5.3.3. Identificación de eventos transitorios

Cuando una estructura transitoria perturba las condiciones tranquilas del viento solar en las cercanías de la Tierra, como ocurre con la llegada de ICMEs o las regiones de interacción de corrientes, puede producirse una disminución del flujo de CRs registrada generalmente por detectores en superficie. En estas situaciones, la anisotropía del flujo puede aumentar y modificarse su dirección principal, lo que se refleja en un cambio de amplitud y fase en la variación diurna de la intensidad de CRs registrada por un detector en tierra, incluso antes de la llegada de la onda de choque (ver Sección 3.2.4).

Se confeccionó una selección de eventos extremos de variación diurna detallados en la Tabla 5.2, para lo cual se seleccionaron los días en los que A_1 superó el percentil 95, con el objetivo de identificar casos caracterizados por valores inusualmente altos. Además, se consideraron únicamente aquellos días en los que el tiempo del máximo se encontraba fuera de una desviación estándar respecto a su media de 15 UTC.

Día	A_1 (%)	Varianza (%)	Tiempo de máx (UTC)
2021-11-05	0.63	74	09:30
2021-10-17	0.58	93	09:50
2022-04-01	0.62	84	08:40
2022-05-12	0.55	86	19:30
2022-09-14	0.61	94	19:40
2023-02-14	0.56	93	21:50
2023-03-23	0.53	86	10:20

Tabla 5.2: Días extremos según amplitud (A_1) y hora del máximo (UTC) del primer armónico, reportándose también la varianza explicada.

En la Figura 5.24 se muestra la serie temporal de $\delta_{ATM,2}$ en torno a las fechas reportadas, junto con un promedio móvil de 5 días para suavizar las fluctuaciones y destacar la evolución subyacente. Los eventos ocurridos en abril de 2022 y marzo de 2023 exhiben los perfiles característicos asociados con los FDs.

La tasa de conteo durante un día contiene tanto la componente isótropa de la

intensidad de CRs como la anisotropía, limitada por los conos de recepción asintótica del detector. Asumiendo estacionariedad del flujo, el primer armónico obtenido de la descomposición de Fourier puede atribuirse a la anisotropía diurna solar del modelo de corrotación. Sin embargo, durante la fase inicial de un FD se superponen la disminución rápida de la componente isotrópica con la onda diaria generada por la anisotropía. Esto se refleja en el análisis armónico como una anisotropía espuria, cuya dirección depende de la longitud asintótica del detector en el momento de la disminución, incrementando la amplitud del primer armónico por encima de los valores previos.

Los dos días sombreados en gris en la Tabla 5.2 corresponden a dos de los eventos Forbush más intensos registrados durante este período, tanto por NMs como por MDs (e.g. Munakata et al., 2022; Karapetyan et al., 2024; Blanco et al., 2024; Mishev et al., 2024; Benella et al., 2025; Mitthumsiri et al., 2025). Por este motivo, se seleccionaron ambos eventos para un análisis más detallado. Estos dos eventos estuvieron asociados a la llegada de ICMEs que dieron lugar a tormentas geomagnéticas, ubicadas entre las cuatro más intensas del período mayo 2020–abril 2023. La Tabla 5.3 presenta los índices DST y Kp de estos cuatro eventos extremos (ver Sección 4.3.1).

Fecha del evento	Dst min (nT)	Kp final	Fuente
3-4 de noviembre 2021	-105	8-	ICME
26-27 de febrero 2023	-132	7-	ICME
23-24 de marzo 2023	-163	8o	ICME
23-24 de abril 2023	-213	8+	ICME

Tabla 5.3: Las cuatro tormentas geomagnéticas más intensas del período mayo 2020 - abril 2023.

En las Figuras 5.25 y 5.26 se muestra una comparación entre el conteo registrado en MRB y los conteos medidos en las estaciones de Oulu y SOPO (ambas equipadas con NMs) para los dos eventos seleccionados. En general, la profundidad de un FD depende, entre otros factores, de la rigidez de corte de la localización del detector, su altitud sobre el nivel del mar, las propiedades físicas, tamaño y región

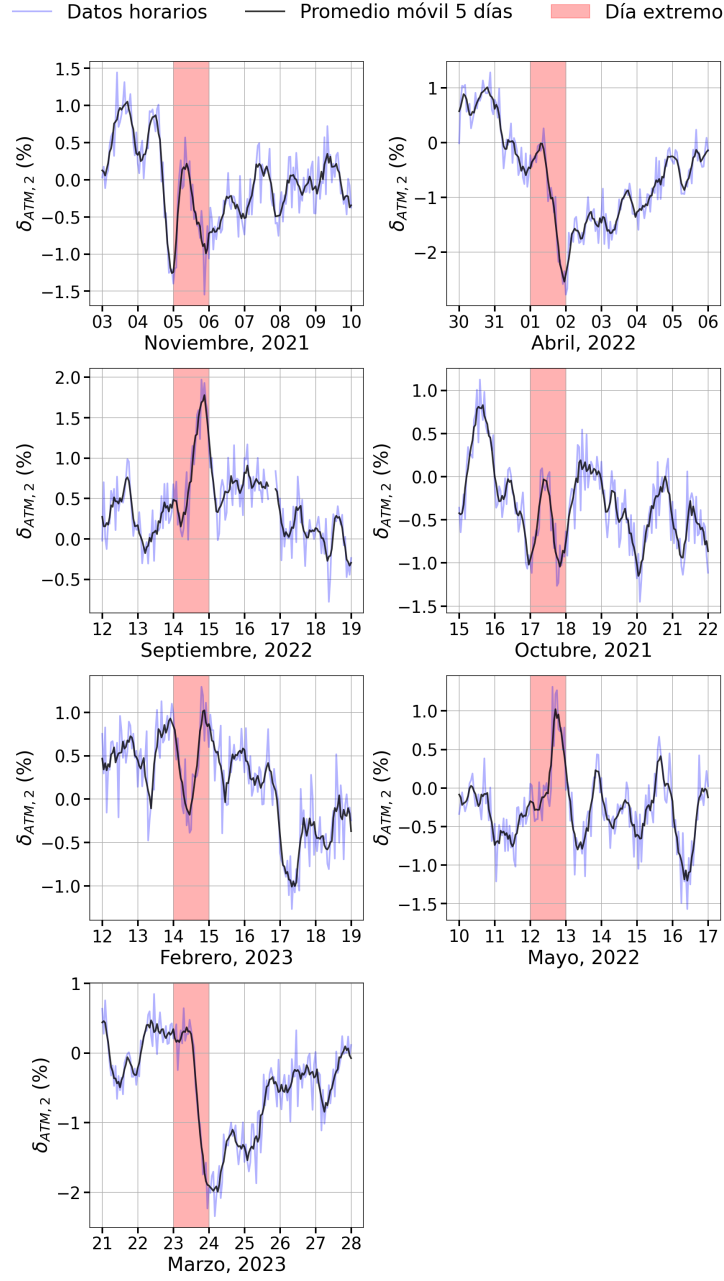


Figura 5.24: Serie $\delta_{ATM,2}$ (curva azul) en torno a los días identificados como eventos extremos (región sombreada), junto con un promedio móvil centrado de 5 días (curva negra).

Evento	Estación	t_1	t_{M1}	D_1 (%)	D_2 (%)	t_2	t_{M2}
Noviembre 2021	MRB	03 19:00	04 04:00	-1 %	-2 %	04 15:00	04 21:00
	OULU	03 19:00	03 23:00	-5 %	-7 %	04 10:00	04 22:00
	SOPO	03 19:00	04 02:00	-6 %	-9 %	04 11:00	04 21:00
Marzo 2023	MRB	23 12:00	23 23:00	-2.5 %	—	—	—
	OULU	23 13:00	23 19:00	-4 %	—	—	—
	SOPO	23 13:00	23 23:00	-3 %	—	—	—

Tabla 5.4: Resumen de los eventos FDs registrados en las estaciones MRB, OULU y SOPO durante noviembre de 2021 y marzo de 2023. t_1 y t_2 indican los inicios de las caídas, t_{M1} y t_{M2} los momentos de mínimo conteo, y D_1 y D_2 la amplitud relativa (%) de la primera y segunda caída, respectivamente.

del pasaje de la ICME y del tipo de detector. Para un dado FD, las condiciones del viento solar son iguales para todos los detectores, por lo que las diferencias en la profundidad de los FD se explican principalmente por la rigidez geomagnética, las direcciones asintóticas, la altitud y la respuesta del instrumento. La dependencia de los FDs con la rigidez ha sido ampliamente estudiada a partir de datos de NMs y MDs, mostrando que la depresión en la componente isótropa tiende a atenuarse con el aumento de la rigidez de corte (e.g., Wibberenz et al., 1998b). Además, cada evento puede presentar uno o dos descensos sucesivos en el conteo de CRs, caracterizados por los tiempos de inicio (t_1 y t_2), los instantes de mínimo (t_{M1} y t_{M2}), y las respectivas amplitudes relativas (D_1 y D_2), según cómo sea la estructura interplanetaria involucrada. La Tabla 5.4 resume las principales características temporales y las amplitudes relativas de los dos FDs. Con el fin de contextualizar estas variaciones en función de las condiciones interplanetarias, en las Figuras 5.25 y 5.26 se muestran también los parámetros del viento solar y del IMF, medidos en L1 por los instrumentos SWEPAM y MAG a bordo de la nave espacial ACE, promediados cada cinco minutos y obtenidos de OMNIWeb¹⁰.

■ 3 de Noviembre de 2021

Este evento está asociado con el paso por el entorno espacial terrestre de una ICME que fue observada en el IM cercano a la Tierra el 3 de noviembre de 2021.

¹⁰<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>

Esta se encuentra asociada a una CME halo observada por STEREO-A/COR2 el 2 de noviembre, con una velocidad lineal estimada de 1473 km/s, asociada a una fulguración solar de clase M1.7 ocurrida cerca del meridiano central del Sol. La llegada del choque interplanetario se observa a las 19:00 UTC del 3 de noviembre, con el aumento abrupto del IMF y V_{SW} . Este choque marca el ingreso a la vaina, caracterizada por un incremento de la temperatura y fluctuaciones rápidas del campo magnético, que se encuentra entre el frente de choque y el inicio de la MC. La MC se extiende del 4 de noviembre a las 12:20 UTC al 5 de noviembre a las 03:00 UTC, y muestra una rotación suave del campo magnético, disminución progresiva de V_{SW} y una temperatura baja y estable, propiedades consistentes con las típicas de estas estructuras (e.g., Dasso et al., 2005). Tanto en Oulu como en SOPO (primer panel de la Figura 5.25) y en MRB, se observa un FD de dos pasos, es decir una disminución en dos etapas: una primera caída en la región de la vaina (entre las líneas verticales roja y azul) y una segunda durante la MC (ver Sección 3.2.4). En todos los casos, el primer decrecimiento comienza alrededor del 3 de noviembre a las 19:00 UTC, alcanzando un primer mínimo entre las 23:00 del 3 y las 04:00 del 4 de noviembre. El segundo decrecimiento se inicia entre las 10:00 y 15:00 del 4 de noviembre, con mínimos hacia las 21:00–22:00 UTC. Las amplitudes relativas del primer decrecimiento (D_1) muestran una clara dependencia con la rigidez de corte del detector. Las estaciones de Oulu y SOPO, con rigideces medianas menores, registran amplitudes en torno a -5% , mientras que en MRB fue de aproximadamente -1% . Esta tendencia también se observa en el segundo decrecimiento (D_2), con valores de -2% en MRB, frente a -7% y -9% en los NMs.

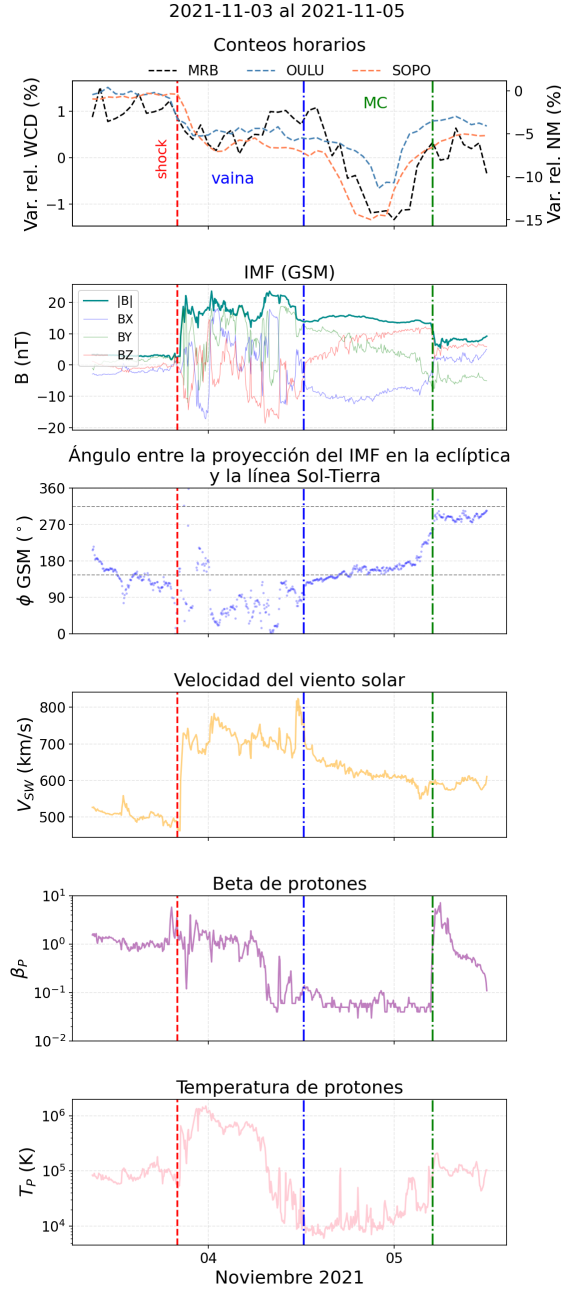


Figura 5.25: Evolución temporal de la variación del conteo de CRs y de parámetros del IM entre el 3 y 5 de noviembre de 2021. Se muestra las variaciones relativas de conteos horarios (MRB, SOPO y Oulu), el IMF y sus componentes en GSM, Φ , V_{SW} , β_p y T_p . Las líneas verticales indican el shock (rojo) que coincide con el comienzo de la vaina, la interfase entre la vaina y la MC (azul) y el fin de la MC (verde).

■ **23 de Marzo de 2023**

Este evento corresponde a la ICME del 23 de marzo de 2023, la candidata más probable para este evento es la CME tipo halo parcial del 20 de marzo de 2023 asociada a una fulguración clase C4.4 y a la consecuente erupción de un filamento en el cuadrante noreste. También se preveía la llegada de una región de interacción de corrientes asociada a un agujero coronal, lo que podría haber dado lugar a un evento combinado, resultado de la interacción ICME-región de interacción de corrientes, similar al estudiado por Dasso et al. (2026).

Primero, en el intervalo de tiempo entre las líneas roja y azul (ver Figura 5.26), el IMF y V_{SW} aumentan gradualmente, lo que puede indicar la vaina de la ICME. La baja temperatura del plasma, la disminución del β , el campo magnético intenso y la rotación del ϕ indican el paso de la MC. Tanto en Oulu como en SOPO y en MRB, se observa un patrón similar, con una única disminución durante la MC. La recuperación es más lenta para SOPO y MRB, de al menos 48 horas. Tanto en Oulu como en SOPO y en MRB, se observa un patrón comparable, caracterizado por una única disminución durante la MC. Particularmente, el perfil de MRB presenta una estructura similar al de SOPO. Las tres estaciones coinciden en registrar el inicio del decrecimiento entre las 12:00 y 13:00 UTC del 23 de marzo, con mínimos entre las 19:00 y 23:00. Las amplitudes relativas (D_1) siguen una tendencia similar a la observada en noviembre de 2021, aunque con menor magnitud: MRB registró una disminución de aproximadamente -2.5% , mientras que Oulu y SOPO detectaron caídas entre -4% y -5% . En este caso, las diferencias en amplitud no son tan marcadas en comparación con el evento anterior.

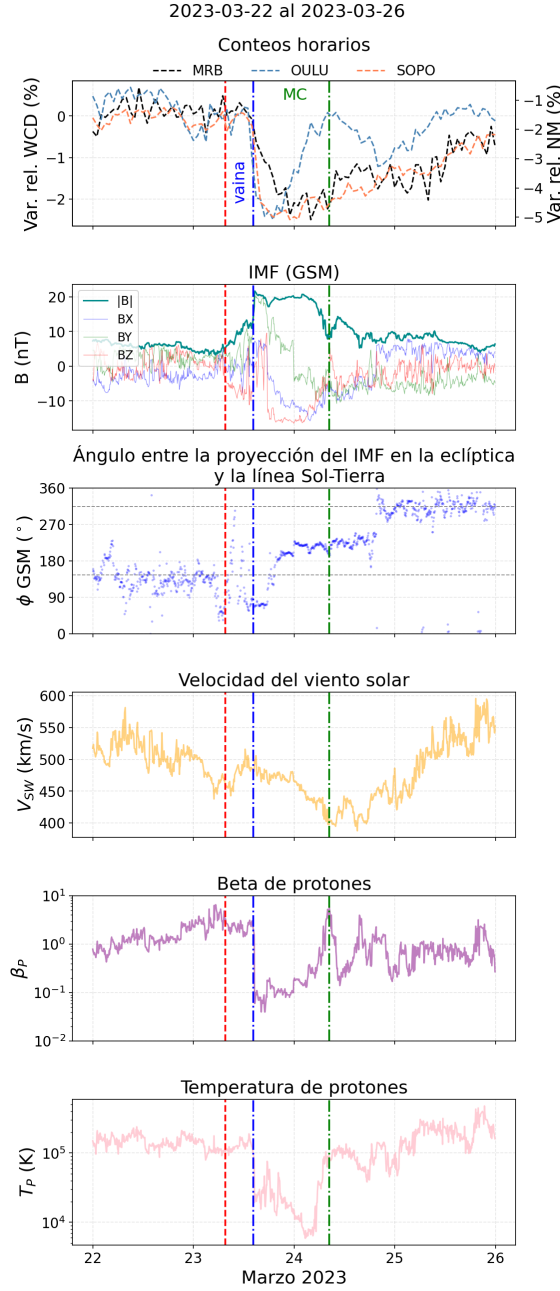


Figura 5.26: Evolución temporal de la variación del conteo de CRs y de parámetros del IM entre 22 y 26 de marzo de 2023. Se muestran las variaciones relativas de conteos horarios (MRB, SOPO y Oulu), el IMF y sus componentes en GSM, Φ , V_{SW} , β_p y T_p . Las líneas verticales indican el inicio de la vaina (rojo), interfase entre la vaina y la MC (azul) y el fin de la MC (verde). Notar que este evento no presenta choque interplanetario.

Mientras que los NMs evidenciaron amplitudes notablemente diferentes entre ambos eventos, el WCD de Marambio registró variaciones prácticamente equivalentes, lo cual es coherente con su sensibilidad a primarios de mayor rigidez. Para analizar con mayor detalle los momentos previos al inicio de los decrecimientos, se aplicó el análisis de Fourier descrito anteriormente utilizando una ventana móvil de 24 horas desplazada cada hora, con el fin de determinar A_1 con resolución horaria en la serie completa $\delta_{\text{ATM},2}$. La etiqueta temporal se asignó a la última hora de cada intervalo, en línea con el objetivo de explorar una posible aplicación operativa del método.

La Figura 5.27 muestra la evolución de A_1 en torno a los eventos seleccionados, junto con la serie de conteo corregida por efectos atmosféricos $\delta_{\text{ATM},2}$. Se indica también la mediana de la distribución de A_1 (0.27 %) para los casos en que el primer armónico explica más del 50 % de la varianza. Los puntos rojos corresponden a amplitudes que exceden el percentil 70, mientras que las líneas verticales señalan el momento de llegada de la estructura interplanetaria a la Tierra. En las horas previas a la llegada de la estructura, se observa que el evento de noviembre presenta un incremento significativo en la amplitud A_1 durante el día anterior a la llegada del choque interplanetario, alcanzando valores superiores al percentil 70 hasta cuatro horas antes del arribo. En cambio, para el evento de marzo no se observan amplitudes tan elevadas antes de la llegada de la primera estructura interplanetaria geoefectiva.

Estos resultados demuestran que el detector no solo registra eventos Forbush asociados a estructuras interplanetarias geoefectivas, sino que también potencialmente podría identificar incrementos en la variación diurna antes del pasaje de dichas estructuras por la Tierra. Esta línea de investigación constituye una idea seminal que deberá profundizarse en el futuro, evaluando el uso de estos detectores como precursores para pronósticos de corto plazo de perturbaciones relevantes para SWx. En este contexto, la siguiente sección presenta los productos operativos desarrollados a partir de los resultados de esta tesis.

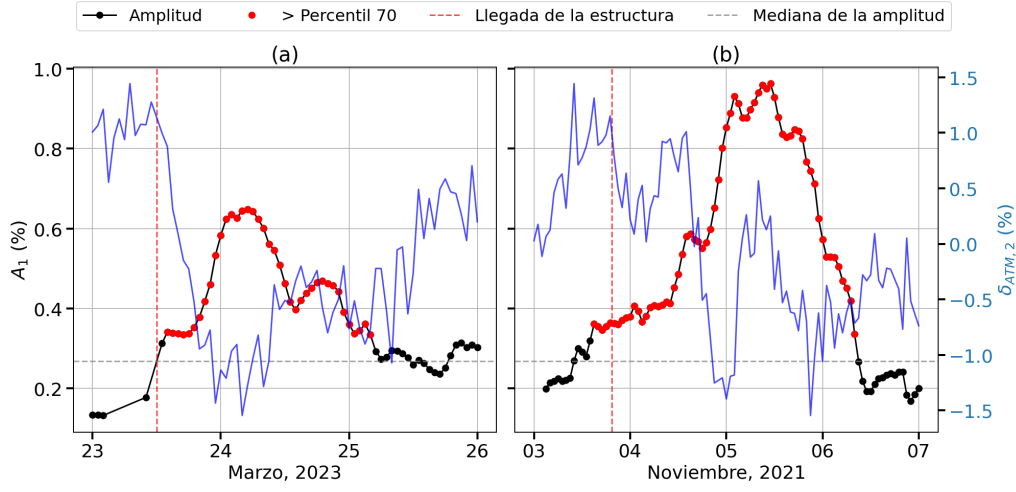


Figura 5.27: Amplitud del primer armónico A_1 del conteo corregido ($\delta_{ATM,2}$, en azul) con resolución horaria para dos eventos: marzo de 2023 (panel izquierdo) y noviembre de 2021 (panel derecho). Los puntos rojos señalan valores de A_1 por encima del percentil 70. Las líneas verticales rojas punteadas indican la llegada del choque interplanetario en el punto L_1 .

5.3.4. Productos proto-operativos de rayos cósmicos y el medio interplanetario

Con el objetivo de generar capacidades nacionales en SWx que permitan, en el futuro, sostener un centro operativo en Argentina, el grupo LAMP¹¹ inició en 2016 el desarrollo de actividades proto-operativas. Desde entonces, ha elaborado productos operativos utilizando datos obtenidos tanto de instrumentos en superficie como de sensores a bordo de sondas espaciales, que miden magnitudes físicas relevantes asociadas a los distintos subsistemas del entorno geoespacial. Estos productos son de acceso abierto y están disponibles en tiempo casi real a través del sitio web del grupo.

Los productos se generan mediante un procesamiento automatizado de datos en tiempo real, con frecuencias de actualización que oscilan entre los 5 minutos y una hora. Además, incorporan valor agregado muchas veces aplicando resultados propios

¹¹<http://spaceweather.at.fcen.uba.ar/2/>

de análisis estadísticos, como la definición de umbrales dinámicos, junto con herramientas de visualización orientadas a facilitar la detección, seguimiento y monitoreo de eventos relevantes para SWx.

Además, se elaboran boletines semanales que reportan las condiciones de SWx, disponibles en el sitio web del grupo. La persona a cargo debe monitorear las condiciones regularmente y enviar alertas en caso de detectar un evento de SWx. La autora de esta tesis forma parte del equipo de personas que realizan estos monitoreos y desde el año 2023 coordina esta actividad. En el Apéndice A se muestra un ejemplo de estos boletines.

En el marco de este trabajo, se desarrolló un producto para el monitoreo del conteo de CRs, siendo el primero en utilizar instrumentos propios del grupo. Este sistema fue implementado inicialmente en el detector ubicado en la Base Marambio, operativo desde abril de 2019. Como ejemplo, la Figura 5.28 muestra la variación horaria porcentual del conteo de CRs secundarios corregido por el efecto de presión (primera etapa del método 1, Sección 5.2.2.1) registrado en la Base Marambio durante la semana del evento de marzo de 2023. En la esquina superior derecha se incluye como referencia el valor medio de la tasa de conteo absoluta de los últimos 7 días.

La curva en color negro representa la serie horaria expresada como variación porcentual respecto a un valor medio fijo de referencia de $152 \text{ cuentas s}^{-1}$. El sombreado de colores corresponde a bandas estadísticas que representan distintas desviaciones estándar. Para cada valor de t se define un intervalo de análisis que abarca los siete días previos, es decir, $[t - 7, t)$. Dentro de este intervalo se calculan la media $\bar{c}$ y la desviación estándar s_c del conteo. Luego se definen diferentes bandas que representan apartamientos respecto a la media según el número de desviaciones estándar: verde oscuro ($k = 1$), verde claro ($k = 2$), amarillo ($k = 3$) y naranja ($k > 3$). Un decrecimiento significativo puede identificarse como $c_t < \bar{c} - 3s_c$, tal como se muestra en el FD del 2023 (ver Figura 5.28).

Complementariamente, y con el objetivo de interpretar estas observaciones en el contexto del entorno espacial terrestre, se elaboró un segundo producto a partir de

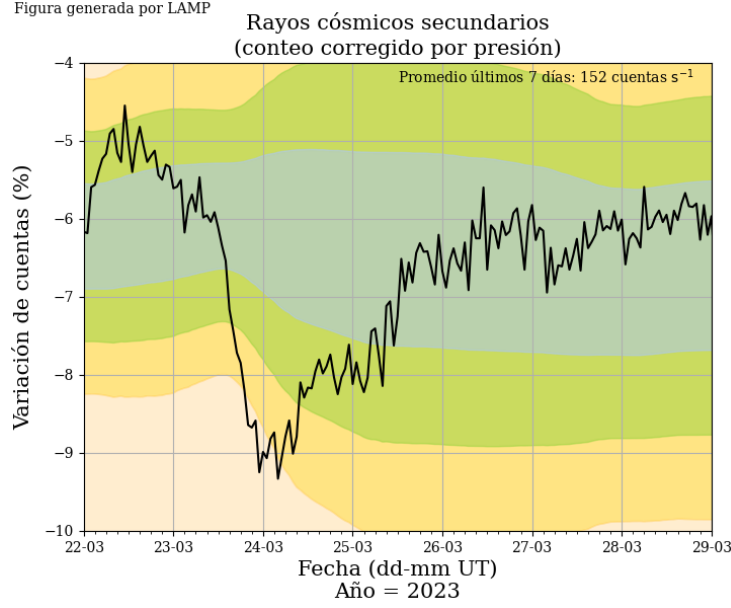


Figura 5.28: Variación porcentual del conteo horario de CRs secundarios corregido por presión en la Base Marambio durante siete días de marzo de 2023. Las regiones sombreadas indican rangos de $\pm 1s_c$ (verde oscuro), $\pm 2s_c$ (verde claro), $\pm 3s_c$ (amarillo) y $> 3s_c$ (naranja), utilizadas para identificar descensos significativos.

los datos del IM a 1 UA proporcionados por la sonda ACE, en colaboración con la tesis de licenciatura de la Lic. Dorsch (Dorsch, 2021). Se utilizan los instrumentos MAG y SWEPAM con una resolución temporal de 5 minutos. Los datos en tiempo real están disponibles para descarga pública a través de la base de datos de la NOAA¹².

Se muestra en la Figura 5.29 el producto del IM para la semana de Marzo de 2023. Este producto incluye series temporales del módulo del IMF y sus componentes en GSM, V_{SW} , T_p , β_p y Φ (ver Sección 2.2.3). En el primer panel se presenta la magnitud del IMF (B_t) y su componente sur (B_z). Cuando B_z es negativo, se produce reconexión magnética entre el IMF y el campo geomagnético, lo que favorece el acoplamiento con la magnetósfera y permite la transferencia de energía y cantidad de movimiento desde el IM al entorno terrestre. Este efecto es especialmente

¹²<https://www.swpc.noaa.gov/>

significativo cuando $B_z < -5$ nT.

En el segundo panel se muestra V_{SW} , que, junto con la componente B_z , constituye uno de los principales forzantes interplanetarios de la actividad geomagnética. Se distinguen dos tipos de viento solar: lento ($V_{SW} < 400$ km/s) y rápido ($V_{SW} > 500$ km/s).

En el tercer panel se muestra la temperatura de protones (T_p). En general, T_p suele estar correlacionada con (V_{SW}), sin embargo, bajo ciertas condiciones, T_p puede presentar valores anormalmente bajos, rompiendo dicha correlación. Este comportamiento es característico de la presencia de ICMEs (Démoulin, 2009). Richardson y Cane (1995) propusieron como criterio para la identificación de ICMEs la condición $T_p < \frac{T_{esp}}{2}$, donde T_{esp} es la temperatura esperada del protón estimada a partir de V_{SW} , según la formulación de Lopez (1987).

En el cuarto panel se presenta el parámetro beta de protones (β_p). En general, las ICMEs exhiben valores de $\beta_p < 1$, lo que indica que la presión magnética predomina sobre la térmica (e.g. Wu y Lepping, 2002).

En el quinto y último panel, se muestra Φ , el ángulo entre la proyección del IMF en el plano de la eclíptica y la línea Sol-Tierra. El IMF adopta la estructura de la espiral de Parker, debido a la rotación solar y al acoplamiento del plasma con las líneas del campo magnético. Las líneas rojas representan el ángulo esperado según la Ecuación 2.1, que en el entorno terrestre y con viento solar calmo corresponde a $\Phi \approx 135^\circ$ o $\Phi \approx 315^\circ$, dependiendo de la polaridad magnética (saliente o entrante respecto al Sol, respectivamente). Las líneas naranjas representan un umbral estadístico en torno a la dirección esperada según el modelo de Parker, lo que facilita la identificación de desviaciones significativas respecto al comportamiento promedio.

La combinación de todas estas variables permite evaluar la presencia de una estructura interplanetaria en el entorno terrestre, en particular de una MC. Estas variables se complementan entre sí para analizar las posibles causas interplanetarias de las variaciones en el conteo de CRs registradas por los detectores en superficie,

especialmente durante eventos FDs.

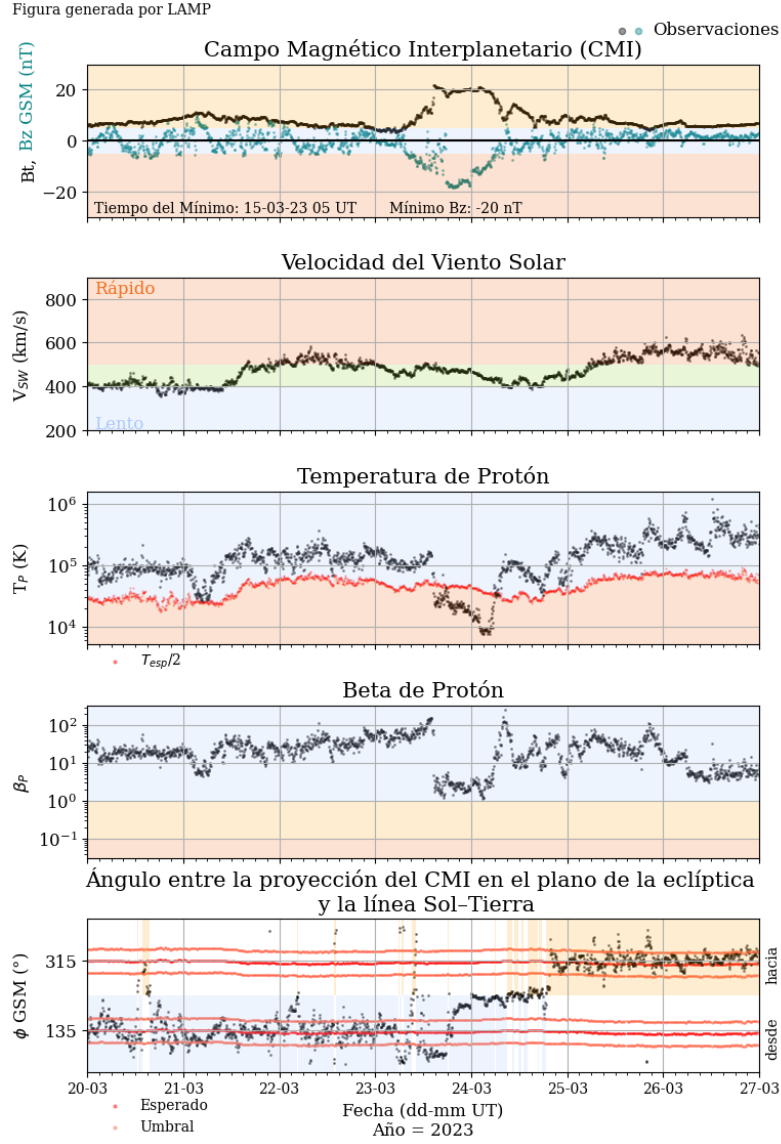


Figura 5.29: Variaciones temporales de (de arriba hacia abajo): (1) B_t y B_z , (2) V_{sw} , (3) T_p , (4) β_p y (5) Φ , registradas durante fin de marzo de 2023. Las regiones sombreadas indican intervalos característicos de IMF geoefectivo, viento solar rápido/lento, bajas temperaturas de protones, dominancia térmica/magnética y sectores magnéticos.

5.3.5. Aplicación del producto operativo al detector de la Base San Martín

El procedimiento desarrollado para la Base Marambio se aplicó al WCD instalado en la Base San Martín, latitud geográfica 68.07°S , longitud 67.06°O , altitud 0 m s.n.m., y rigidez de corte vertical efectiva ~ 1.8 GV). Este nuevo nodo, ubicado aproximadamente a 600 km de Marambio, se encuentra operativo desde marzo de 2024.

Como ejemplo reciente, la Figura 5.30 presenta la variación porcentual del conteo horario de CRs secundarios corregido por presión en las bases Marambio y San Martín durante 7 días de junio de 2025, donde se identifica el perfil típico de un FD. Las bandas sombreadas están definidas según lo explicado anteriormente. Dado que ambos detectores poseen rigideces de corte y direcciones asintóticas similares, se espera que respondan de manera análoga ante variaciones globales del flujo de CRs. Efectivamente, durante este evento ambas estaciones registraron descensos simultáneos, con una evolución temporal prácticamente idéntica, tanto en el decrecimiento como en la recuperación del flujo. Esto confirma que la señal observada corresponde a una variación física real asociada al pasaje de la estructura interplanetaria que se observa en la Figura 5.31, descartando un origen local o instrumental.

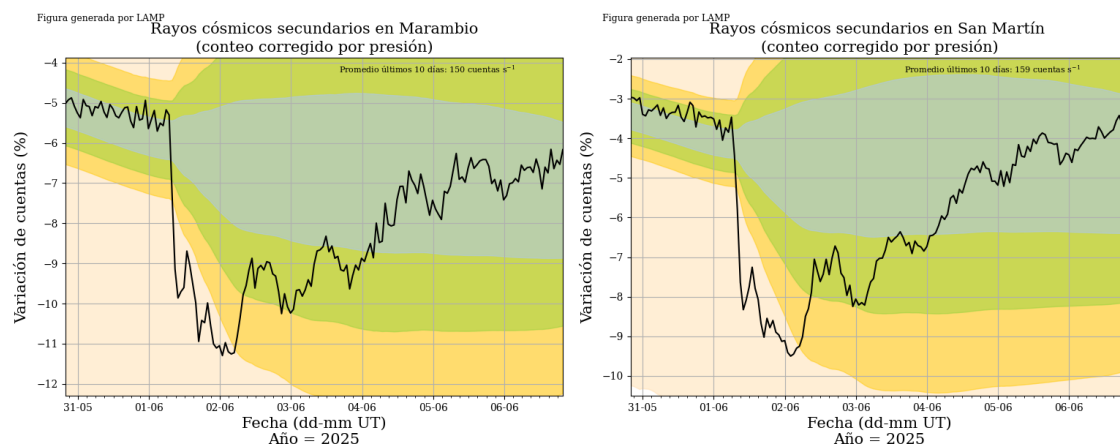


Figura 5.30: Variación porcentual del conteo de CRs secundarios corregido por presión, registrada en las estaciones antárticas de Marambio (izquierda) y San Martín (derecha) durante un evento ocurrido en junio de 2025. Las regiones sombreadas indican rangos de $\pm 1s_c$ (verde oscuro), $\pm 2s_c$ (verde claro), $\pm 3s_c$ (amarillo) y $> 3s_c$ (naranja), utilizadas para identificar descensos significativos.

5.3. Efectos interplanetarios de corto plazo y aplicaciones operativas

Figura generada por LAMP

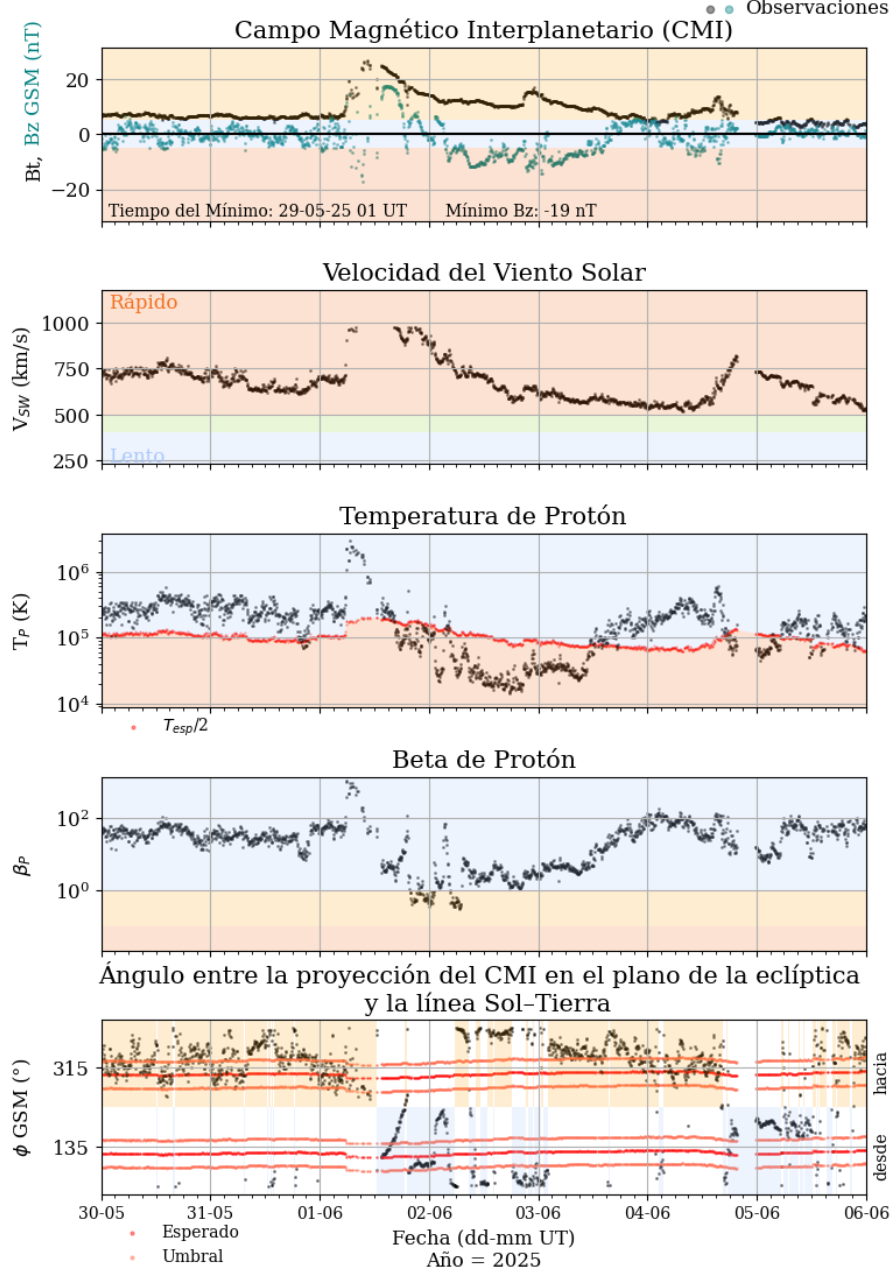


Figura 5.31: Variaciones temporales de (de arriba hacia abajo): (1) B_t y B_z , (2) V_{sw} , (3) T_p , (4) β_p y (5) Φ , registradas durante junio de 2025. Las regiones sombreadas indican intervalos característicos de IMF geoefectivo, viento solar rápido/lento, bajas temperaturas de protones, dominancia térmica/magnética y sectores magnéticos.

5.4. Conclusiones del capítulo

Este capítulo tuvo como objetivo caracterizar y modelar los efectos atmosféricos e interplanetarios sobre el flujo de rayos cósmicos secundarios detectado. Para el período 2020-2023, se obtuvo una tasa media de conteo horario de $157.7 \text{ cuentas s}^{-1}$, con una incertidumbre estadística del 0.2 %. El análisis de esta serie temporal reveló una tendencia decreciente de aproximadamente 8 % durante el período, cuya equivalencia estadística con la tendencia del número de manchas solares respalda la conocida anticorrelación con el ciclo solar. Una vez removida esta tendencia, el análisis espectral de la serie reveló un ciclo anual con amplitud del 2.5 % (máximo en agosto-septiembre, mínimo en febrero-marzo), que presenta una marcada asociación con el ciclo anual de la altura geopotencial en la alta troposfera-baja estratosfera del reanálisis ERA5.

Para estudiar las variaciones en escalas de tiempo inferiores al año, se aplicó un filtro pasa-alto a la serie temporal. A continuación, se implementaron dos metodologías independientes para modelar los efectos atmosféricos. La primera abordó secuencialmente los efectos de la presión en superficie y de la altura geopotencial a 100 hPa, nivel que presentó la máxima asociación lineal con el conteo a lo largo de todo el período y que se utilizó como indicador del efecto de temperatura. Dada la mayor influencia de la presión, inicialmente se modeló y removió su efecto mediante el coeficiente barométrico correspondiente. Posteriormente, se corrigió el efecto de temperatura utilizando el coeficiente de expansión atmosférica estimado. Como enfoque alternativo se implementó una segunda metodología, abordando un modelo de regresión lineal múltiple que consideró simultáneamente ambas variables atmosféricas. La serie temporal fue corregida mediante ambos métodos. Se determinó que el segundo método logró una mayor reducción de la varianza total de la señal. Por lo cual para los análisis subsiguientes se seleccionó el segundo enfoque.

Si bien para el efecto de la presión no se identificaron diferencias significativas entre las diferentes estaciones del año, sí se observó una marcada variación estacional en la respuesta al efecto de la temperatura. La asociación más intensa entre el flujo de

CRs y la altura geopotencial se registró durante el invierno y la primavera. Este patrón estacional puede atribuirse a la mayor variabilidad atmosférica durante dichos periodos, lo que proporciona un rango dinámico suficiente para caracterizar el efecto y distinguirlo de las fluctuaciones estadísticas. Paralelamente, se identificó una tendencia interanual en esta correlación, que alcanzó su máxima intensidad en 2020 y se debilitó progresivamente en los años siguientes. Esta evolución puede atribuirse al aumento de la actividad solar en el ascenso hacia el máximo del ciclo. Dicho aumento incrementa la frecuencia/intensidad de eventos interplanetarios transitorios, introduce una mayor contribución interplanetaria relativa y añade periodicidades no atmosféricas, lo que enmascara progresivamente la señal atmosférica local.

Estos hallazgos motivaron la exploración de un esquema inverso: estimar la altura geopotencial a 100 hPa utilizando como predictores el flujo de rayos cósmicos y la presión en superficie. Los resultados, basados en modelos estacionales, demuestran que este enfoque constituye un método complementario viable para el sondeo atmosférico remoto, con un desempeño particularmente robusto durante primavera e invierno en períodos de mínima actividad solar.

El espectro de potencia de la serie corregida por efectos atmosféricos mostró que la energía se concentra en las bajas frecuencias y en la variación diurna. Se identificó una periodicidad de aproximadamente 27 días, consistente con la rotación solar y corroborada por monitores de neutrones. La potencia de esta señal mostró un marcado aumento con la actividad solar, particularmente desde mediados de 2022.

El estudio específico de la variabilidad diurna mostró una señal media del 0.13 %, estadísticamente significativa, con máximo en torno a las 15 UTC, sin mostrar evidencia de variaciones estacionales, lo que sugiere un origen interplanetario. El análisis armónico mediante series de Fourier para cada día reveló una amplitud media del 0.27 % para el primer armónico, manteniendo el máximo en 15 UTC. Estos resultados, consistentes con detectores de rigideces medias similares, mostraron además una fase compatible con la corrotación de los rayos cósmicos tras corregir por efectos geomagnéticos.

Del análisis de la distribución de amplitudes del primer armónico se identificaron valores extremos que, en numerosos casos, coincidieron con eventos Forbush. De estos, se seleccionaron dos eventos particularmente significativos del período analizado: noviembre de 2021 (un decrecimiento Forbush de dos pasos) y marzo de 2023 (de una sola fase), ambos consistentes con reportes previos en la literatura, y con una amplitud cercana al 2% en ambos casos. Para el evento de noviembre de 2021, el análisis mediante una ventana móvil horaria reveló un aumento en la amplitud diurna varias horas antes de la llegada del shock a la Tierra. Este comportamiento sugiere que la amplitud diurna podría constituir un indicador precursor de la llegada de estructuras interplanetarias. El análisis comparativo de la evolución temporal de ambos eventos con dos monitores de neutrones terrestres mostró firmas características compatibles con las energías típicamente detectadas por el WCD, validando la respuesta del detector frente a estos fenómenos.

Como resultado de este capítulo, se implementaron dos productos operativos para el monitoreo de decrecimientos significativos en el flujo de rayos cósmicos y de las condiciones del medio interplanetario. Adicionalmente, se validó la calidad de los datos mediante la comparación con un nuevo WCD instalado a cientos de kilómetros de Marambio, donde se observó que el perfil temporal y la amplitud de un evento Forbush registrado fueron prácticamente idénticos en ambos detectores. Estos productos integran herramientas complementarias que permiten la identificación automática de estructuras interplanetarias, facilitando el análisis integral. Actualmente se encuentran operativos y disponibles en línea, proporcionando datos en tiempo casi real disponibles tanto para la comunidad científica como para usuarios interesados.

Capítulo 6

Caracterización del flujo de rayos cósmicos mediante la identificación de la energía depositada por partículas individuales

En este capítulo se utilizan los datos adquiridos por el sistema LAGO entre abril de 2020 y noviembre de 2021, mediante una adquisición que permite descomponer el conteo total en función de la carga asociada a cada pulso, brindando así la posibilidad de estudiar con mayor detalle cómo contribuyen las distintas componentes al conteo total.

La adquisición estándar de LAGO (ver Sección 4.2.4) genera archivos de datos que contienen los pulsos registrados durante una hora de funcionamiento. Cada archivo incluye 3600 bloques de señales (uno por cada segundo de la hora), organizados en distintos sub-bloques. Cada sub-bloque de señales comienza indicando la fecha, la hora y su marca temporal en tiempo Unix, seguida de todos los pulsos registrados durante el segundo correspondiente.

El sistema de digitalización posee una resolución de 14 bits y permite registrar amplitudes de tensión en el rango de -1 a 1 V en dos canales simultáneos, lo que se traduce en una conversión analógico-digital de 0 a 8192 cuentas ADC, correspondiendo una cuenta ADC a $122 \mu\text{V}$.

La Figura **6.1** muestra un ejemplo del registro de un pulso. En este esquema, el canal 1, conectado al ánodo del PMT, opera con un nivel de disparo V_T que se activa cuando la señal supera un umbral de 400 cuentas ADC (valor fijado hasta fines de 2021). Una vez superado este umbral, se registran 30 valores de tensión espaciados 8 ns entre sí, junto con dos valores previos al disparo, conformando una traza total de 256 ns. Estas dos mediciones anteriores se recuperan y almacenan con el objetivo de capturar adecuadamente la rampa de subida del pulso, que típicamente presenta una forma FRED.

Una vez finalizada la adquisición, se agregan dos líneas adicionales al registro del pulso que contienen metadatos asociados al proceso. La primera línea indica el conteo del reloj interno de la FPGA en el instante en que se activa el disparo. Al multiplicar este valor por el período del reloj (8 ns), se obtiene el tiempo transcurrido desde el inicio del segundo hasta la ocurrencia del evento, lo que permite determinar con alta precisión el instante en que se detecta la partícula. La segunda línea corresponde a un contador interno que se incrementa en una unidad cada vez que se adquiere un pulso. Este contador lleva un registro del número total de eventos detectados y resulta útil para identificar posibles pérdidas de datos debidas a fallos de comunicación.

```
# x h 17:00:00 01/08/2020 1596301200
# x g 0.000000 0.000000 0.00
123 41
261 76
463 72
451 67
419 54
263 27
192 30
152 33
150 31
172 21
122 17
109 16
98 15
101 23
91 25
87 23
94 20
97 15
79 21
102 10
98 22
67 19
96 16
88 28
93 19
84 31
88 17
83 15
100 29
91 21
91 24
88 25
# t 1 410171
# c 78139035
```

Figura 6.1: Extracto de un archivo de datos adquirido en modo RP-LAGO. La primera línea indica la fecha, la hora y la marca temporal del bloque. La primera columna corresponde al canal 1 y la segunda al canal 2. En la tercera fila se superó el umbral de disparo del canal 1. Se registran 32 valores de tensión, con un intervalo temporal de 8 ns entre valores consecutivos.

6.1. Caracterización de pulsos en una hora

Se analizará la duración, línea de base, pico y carga de los pulsos registrados durante una hora, y luego se replicará el análisis para todas las horas disponibles.

La Figura 6.2 ilustra una selección aleatoria de trazas de pulsos registrados el 1 de agosto de 2020 a las 17 UTC, extraídas de un conjunto total de 704,205 pulsos.

Visualmente se identifica que la mayoría son de corta duración y presentan línea de base no centrada en cero. Además, existen casos de pulsos saturados y registros de dos pulsos en una única traza.

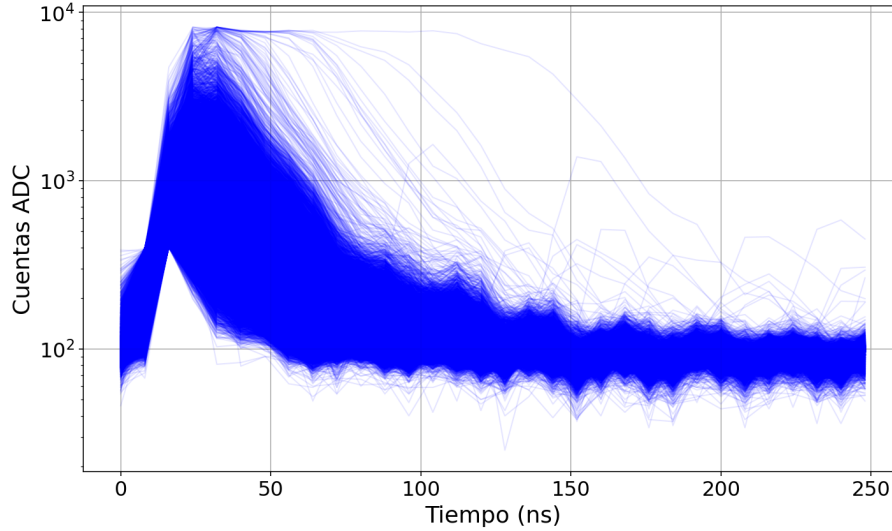


Figura 6.2: Ejemplo de pulsos registrados el día 1 de agosto de 2020 a las 17 UTC.

El histograma de la Figura 6.3(a) presenta la distribución de duraciones mediante FWHM (por sus siglas en inglés *Full Width at Half Maximum*) en nanosegundos para esa hora. La distribución, sesgada hacia valores bajos, muestra un pico pronunciado entre 10 y 30 ns, con una rápida disminución hacia valores mayores formando una cola extensa. La duración media es de 19.2 ns y la mediana de 16 ns.

Para caracterizar las trazas, se definió la línea de base de cada pulso como el valor medio de las últimos 10 valores, y la línea de base horaria (BL_H) como el promedio de las líneas de base de todos los pulsos de la hora. Previo al promedio, se aplicó un filtro que eliminaba pulsos con línea de base más allá de ± 2 desviaciones estándar (calculadas sobre los valores de la hora correspondiente), lo cual es crucial para excluir malas observaciones como pulsos dobles o pulsos saturados. De esta manera, la media filtrada resulta igual a 90 ADC. El histograma resultante se muestra en la Figura 6.3(b).

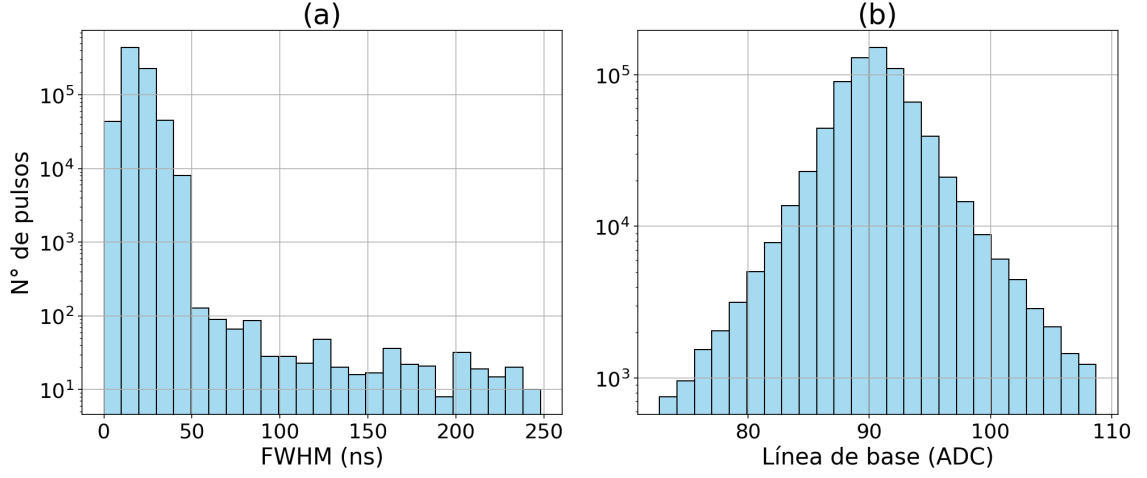


Figura 6.3: (a) Histograma de la duración de pulsos medida como FWHM en nanosegundos; (b) Histograma de la línea de base de los pulsos para el día 1 de agosto de 2020 a las 17 UTC.

Para el cálculo del pico y de la carga, en primer lugar se resta a todas las trazas la BL_H obtenida. Luego, el pico del pulso se define como el valor máximo de la tensión de la traza (en ADC). La carga del pulso, Q , teniendo en cuenta la Ecuación 4.1, resulta proporcional a la integral de su tensión y constituye un indicador de la energía depositada. Esta carga puede estimarse como la suma de los valores de ADC de toda la traza del pulso (ya corregida por BL_H) y se expresa en unidades de $ADC \cdot ns$, es decir:

$$Q = \int_0^{30\Delta t} V(t) dt \simeq \sum_{i=1}^{30} (V_i - BL_H) \Delta t = \Delta t \sum_{i=1}^{30} (V_i - BL_H) = 8 \text{ ns} \sum_{i=1}^{30} (V_i - BL_H)$$

donde $V(t)$ es el valor de la tensión en el tiempo t , medido en ADC, y $\Delta t = 8 \text{ ns}$. Las principales fuentes de incerteza en la estimación de Q son el ruido estadístico en cada valor adquirido (1–2 ADC) y la determinación de la línea base (1 ADC). Este último error se propaga a lo largo de todos los intervalos temporales considerados,

afectando especialmente a los pulsos de menor carga. Es decir, su impacto relativo es mayor en pulsos pequeños que en aquellos de gran carga.

En la Figura 6.4 se muestra el histograma de pico (a) y de carga (b) para la hora de estudio. Ambos casos son perfiles típicos de este tipo de detectores (e.g. Collaboration, 2015). La correlación entre el pico y la carga de los pulsos en una hora determinada suele ser alta, con un valor de 0.98 en este caso particular. Debido a esta fuerte asociación, se decidió analizar únicamente la carga, debido a su relación directa con la energía depositada, tal como se detalló en la Sección 4.3.3. En la Figura 6.4(b) el primer máximo ($\sim 10^4 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$) está asociado al efecto del umbral de disparo y corresponde a señales producidas mayormente por la componente EM. El segundo máximo está asociado al paso de $\mu^\pm$ que atraviesan el detector en forma vertical y, por definición, está íntimamente relacionado con el valor del VEM (ver Secciones 4.2.4 y 4.3.3). Para determinar la carga correspondiente al VEM (Q_{VEM}), se definió mediante inspección visual un entorno entre 4×10^4 y $5.3 \times 10^4 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$. Sobre este rango se realizó un ajuste cuadrático, calculándose luego la posición del VEM como el vértice de la parábola.

Considerando que, en el rango de energías de interés, el poder de frenado para $\mu^\pm$ en agua es aproximadamente $2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-1}$, y que la altura de la columna de agua en el detector es de 1 m, se obtiene que un VEM deposita una energía de $\sim 200 \text{ MeV}$, es decir, $Q_{\text{VEM}} \approx 200 \text{ MeV}$. De esta forma, y asumiendo una respuesta lineal del sistema, es posible calibrar el histograma de carga en función de E_d (ver eje horizontal superior de la Figura 6.4(b)). Dado el umbral impuesto por el nivel de disparo, el sistema estaría registrando principalmente partículas con $E_d \gtrsim 40 \text{ MeV}$. Según la Figura 4.12, esta región estaría dominada por la rama EM, respecto de la componente MU.

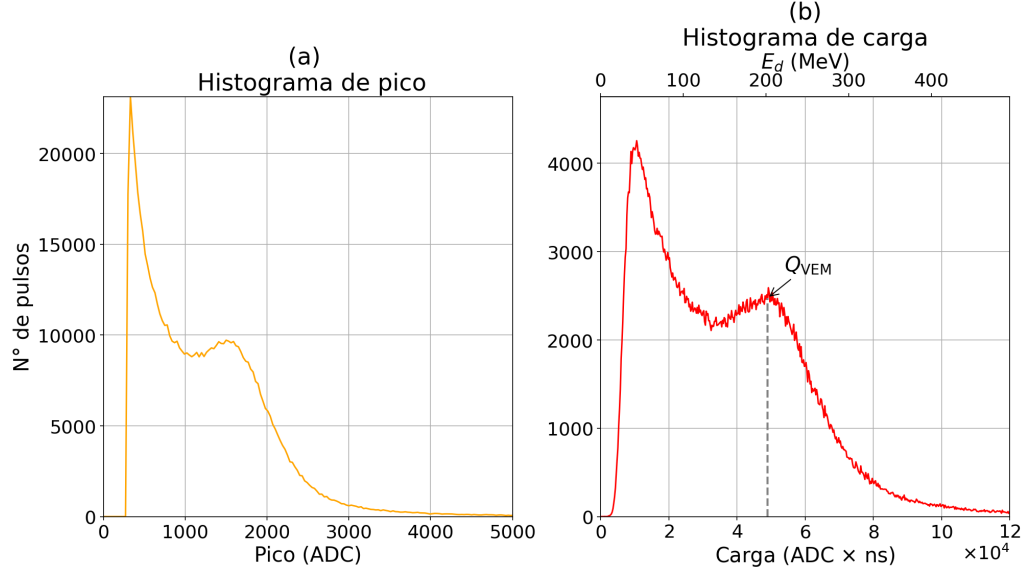


Figura 6.4: Histogramas típicos de una estación para el día 1 de agosto de 2020 a las 17 UTC. (a) Histograma de pico y (b) histograma de carga. En ambos se observa un primer pico asociado principalmente a señales generadas por la componente EM y al umbral de detección. En (b) el segundo pico, se asocia al paso de $\mu^\pm$ verticales y permite la calibración en unidades de VEM.

6.2. Estudio de los pulsos para todo el período

El análisis descrito en la sección anterior se replicó para todas las horas disponibles entre abril de 2020 y noviembre de 2021.

La cantidad promedio de pulsos registrados en el período es de 764,817 (equivalente a 212 cuentas s^{-1}). La pérdida de pulsos por hora (definida como la diferencia entre el contador interno y los registros existentes) es en promedio menor al 0.1 % para todo el período. Tras aplicar el filtrado de ± 2 desviaciones estándar sobre las líneas de base horarias BL_H , se conservó en promedio el 92 % de los pulsos de cada hora, utilizados para la construcción y el análisis de los histogramas de carga horarios.

La Figura 6.5 muestra la evolución temporal de BL_H durante todo el período. Se observa una estructura temporal con variaciones suaves y algunos valores extremos

durante el primer trimestre de 2021. El valor medio global es de 91 ADC con una desviación de 0.9 ADC, lo que representa una variación menor al 1 %.

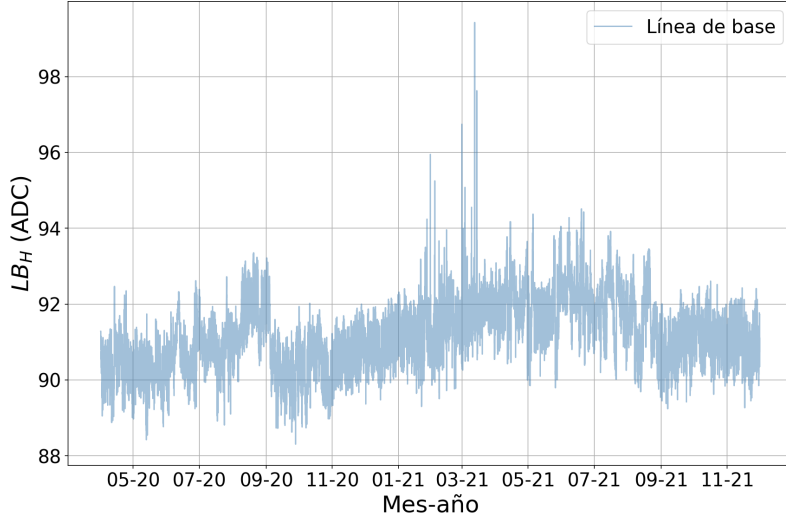


Figura 6.5: Evolución de la línea de base media horaria (en unidades ADC) durante 2020 y 2021.

A cada pulso se le restó su BL_H correspondiente, se calculó su carga y se construyeron histogramas de carga horarios. En cada histograma se realizó un ajuste cuadrático en la región del segundo máximo (definida en la Sección 6.1) para determinar Q_{VEM} como el vértice de la parábola. Para evitar sesgos por una ventana de análisis mal centrada, se implementó un criterio automático: si el máximo del ajuste cae fuera del 80 % central del intervalo, la ventana se desplaza un 20 % de su ancho hacia la izquierda o derecha según corresponda. La Figura 6.6(a) muestra la evolución temporal de Q_{VEM} calculada con este método. En el período analizado, el valor medio es de $\langle Q_{VEM} \rangle = 4.73 \times 10^4 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$ con una desviación estándar de 1500 ADC·ns. A partir del segundo trimestre de 2021 se evidencia una disminución progresiva, con una caída cercana al 10 % hacia finales de ese año respecto del valor medio registrado en 2020. La incertidumbre asociada a Q_{VEM} se debe a la discretización del histograma, al error estadístico del ajuste cuadrático y, principalmente, a la elección del rango de ajuste. Esta se estimó variando sistemáticamente los límites del intervalo y calculando la desviación estándar de las posiciones del vértice

resultantes, obteniéndose ~ 270 ADC·ns

La variabilidad de alta frecuencia observada se atribuye tanto a fluctuaciones en el espectro de $\mu^\pm$ en la altitud de Marambio como fluctuaciones originadas en el sistema de detección. Es posible realizar un diagnóstico del desempeño del detector a partir del cociente entre el área (carga) y el pico de los pulsos registrados, conocido como relación Ap . Este parámetro es especialmente sensible a cambios en la transparencia del agua, en la reflectividad del recubrimiento interno y a cambios en la ganancia del PMT (e.g. Mamani y Vasquez, 2022). Una razón Ap aproximadamente constante en el tiempo indica una buena estabilidad operativa del detector, mientras que disminuciones sistemáticas pueden ser indicio de una degradación en alguno de sus componentes. En la Figura 6.6(b) se muestra la relación Ap para los pulsos asociados al VEM. El valor medio obtenido fue de 31.8 ns, con una variación porcentual del 1.62 % durante el período analizado, y se observó una leve tendencia decreciente de aproximadamente -1.12 ns por año. Estos resultados sugieren que no se evidencia una degradación significativa del sistema en el intervalo considerado.

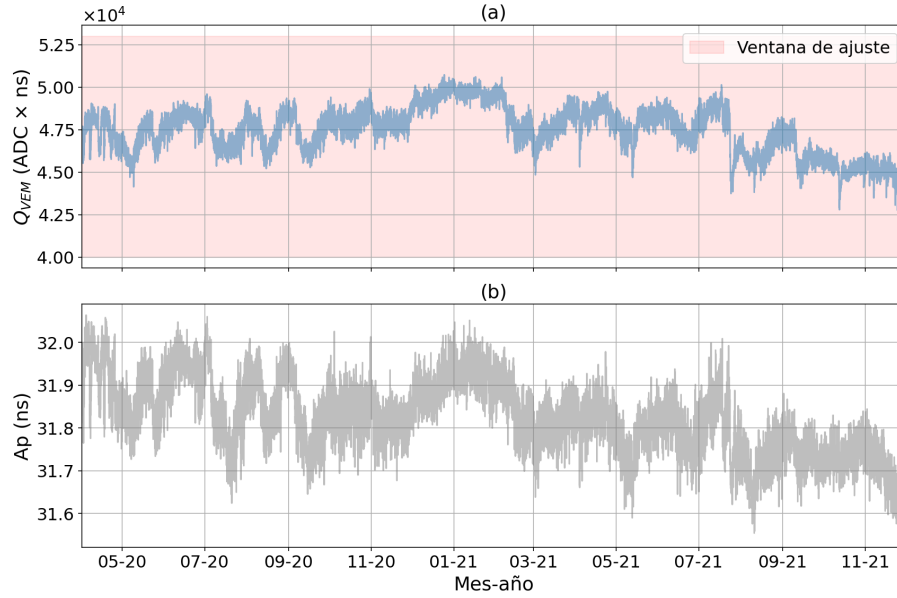


Figura 6.6: Evolución temporal horaria de: (a) la posición de la joroba del muon Q_{VEM} y (b) Ap para pulsos asociados con la joroba del muón.

6.3. Definición de rangos de carga

En base a las simulaciones (ver Figura 4.12) y a la fluctuación observada en la posición de Q_{VEM} (ver Figura 6.4(b) y Figura 6.6(a)), se establecieron tres ventanas fijas en el histograma de carga, vinculando cada una con el predominio de diferentes familias de partículas secundarias: la componente EM (con una fracción de muones que recorren longitudes significativamente menores que las del VEM), $\mu^\pm$ verticales, y múltiples partículas que llegan simultáneamente al detector. Para el primer caso se consideró el rango de carga desde cero hasta al inicio del rango de fluctuación del mínimo local del histograma de carga, lo cual corresponde a $3.5 \times 10^4 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$. Este valor se adoptó, a su vez, como límite inferior para la banda de $\mu^\pm$ verticales, la cual fue definida de manera tal que contenga completamente el rango de variación de Q_{VEM} en la Figura 6.6(a). El límite superior de esta banda se estableció considerando la máxima energía que puede depositar un $\mu^\pm$ del orden de GeV al atravesar el detector en su trayectoria diagonal más extensa (1.4 m), lo cual equivale a una carga de $6.5 \times 10^4 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$ o $\sim 280 \text{ MeV}$ de E_d . Finalmente, la última banda se definió como aquella que contiene los pulsos con carga superior a $6.5 \times 10^4 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$. En resumen:

- De 0 a $3.5 \times 10^4 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$ ($\sim 50\text{--}150 \text{ MeV}$)
- De 3.5×10^4 a $6.5 \times 10^4 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$ ($\sim 150\text{--}280 \text{ MeV}$)
- Para cargas mayores a $6.5 \times 10^4 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$ ($> 280 \text{ MeV}$)

En la Figura 6.7(a) se muestra el histograma de carga correspondiente al 1 de agosto de 2020 a las 17 UTC, donde se indican en color las tres bandas de carga definidas. Para cada uno de los tres rangos, se contabilizó la cantidad de pulsos registrados por hora y se definieron los conteos asociados a cada rango: r^{EM} , r^μ y r^{ML} . Asimismo, se consideró el conteo total horario registrado, r^T , equivalente a la integral del histograma de carga horario. La incertidumbre estadística de los conteos horarios varían entre 0.1 % y 0.3 %, según la banda.

En la Figura 6.7(b) se presenta la serie temporal de los cuatro conteos, expresada

en términos de su contribución relativa al conteo medio total. Como se observa, la mayor parte del conteo total proviene de r^{EM} ($\approx 48\%$), seguida por r^μ ($\approx 35\%$) y r^{ML} ($\approx 17\%$). Los valores promedio calculados para todo el período son

$$r_0^{\text{EM}} = 101.2 \text{ cuentas s}^{-1}, r_0^\mu = 73.8 \text{ cuentas s}^{-1}, r_0^{\text{ML}} = 37.2 \text{ cuentas s}^{-1} \text{ y } r_0^T = 212.3 \text{ cuentas s}^{-1}.$$

Por otra parte, el conteo total medido con este modo durante el período analizado (r^T) presenta una alta correlación de Pearson de 0.98 con el conteo obtenido mediante el osciloscopio utilizado en el Capítulo 5 (r_H), lo que respalda la consistencia entre ambos métodos de adquisición.

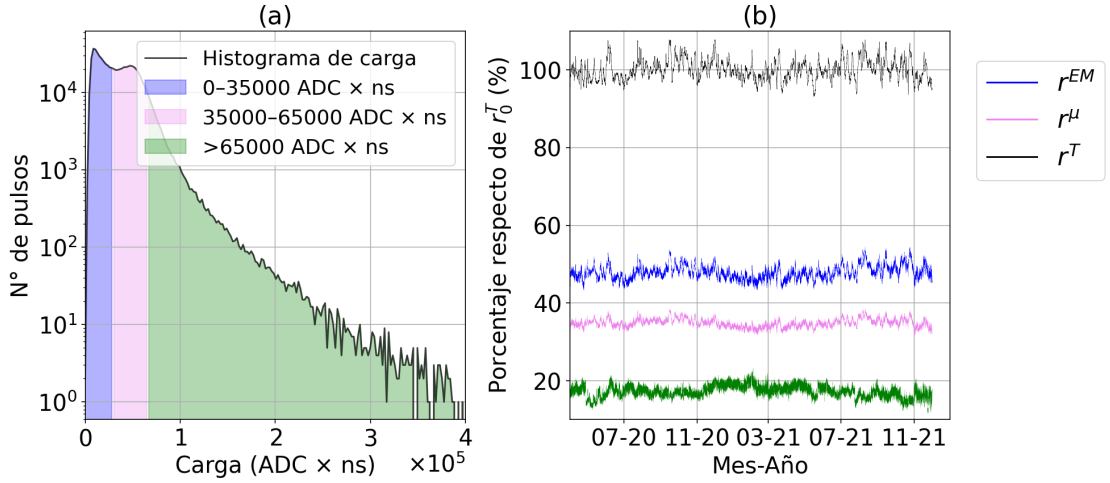


Figura 6.7: (a) Histograma de carga con los tres rangos fijos definidos. (b) Variabilidad porcentual relativa de r^{EM} , r^μ , r^{ML} y r^T , respecto a r_0^T .

6.4. Efectos atmosféricos por bandas

En esta sección se analiza los efectos atmosféricos de baja frecuencia sobre los conteos horarios de pulsos correspondientes a los rangos de carga previamente definidos. Este enfoque permite identificar diferencias en la sensibilidad de cada componente ante las variaciones atmosféricas y evaluar la posible presencia de señales diferen-

ciadas según la energía depositada por las partículas.

La última banda r^{ML} , compuesta principalmente por eventos de alta energía de primarios, no será analizada debido a las fluctuaciones estadísticas inherentes a este rango de energía. Tras una revisión inicial, se concluyó que su asociación con las variables atmosféricas de interés carece de significancia estadística.

En la Figura 6.8(a) se presentan las series de los tres conteos (r^T , r^{EM} , r^μ) suavizadas mediante una media móvil centrada de 120 días, con el fin de resaltar tendencias de baja frecuencia, expresadas en términos relativos respecto a su propia media. Tanto r^{EM} como r^μ exhiben una modulación estacional bien definida, con amplitudes entre 2 y 3 % y fases similares: máximos durante la primavera austral (alrededor de octubre) y mínimos en los meses de febrero-marzo, en concordancia con lo reportado en el Capítulo 5. La curva correspondiente al conteo total es consistente con ambas y presenta una amplitud menor, en torno al 1 %.

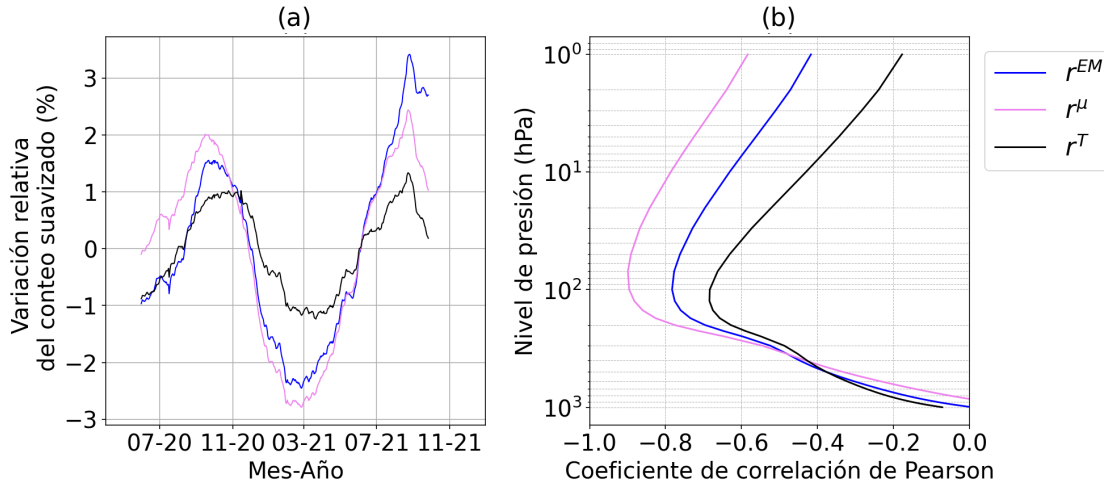


Figura 6.8: (a) Evolución temporal de r^{EM} , r^μ y r^T suavizadas mediante una media móvil centrada de 120 días, expresadas como variación porcentual respecto a su valor medio. (b) Coeficiente de correlación de Pearson entre las series suavizadas mostradas en (a) y la serie de Z suavizada en función del nivel de presión.

La Figura 6.8(b) muestra los coeficientes de correlación de Pearson entre las se-

ries suavizadas de Z y r^{EM} , r^μ , r^T . En todos los casos, los perfiles verticales de correlación son consistentes con los hallados en la Figura 5.8. Si bien todas las correlaciones alcanzan su máximo valor negativo alrededor de los 100 hPa, entre -0.7 y -0.9 , el conteo asociado a $\mu^\pm$ verticales presenta la anticorrelación más fuerte, en concordancia con lo expuesto en la Sección 3.4.1. Por el contrario, la curva azul exhibe una correlación menor, debido a que responde a una mezcla de partículas de la familia EM y $\mu^\pm$ con E_d significativamente menor que la del VEM. Finalmente, la curva negra, que representa la tasa total de partículas detectadas, exhibe la menor correlación con Z . Esto es esperable, ya que este valor integra todas las componentes del flujo, que promedia múltiples componentes con distintas sensibilidades a los efectos atmosféricos.

Posteriormente, se realizó una exploración más detallada dividiendo el histograma de carga en bandas de ancho fijo (20 bins) sin solapamiento entre ellas. El objetivo de este análisis más granular fue identificar posibles transiciones o umbrales donde el comportamiento de las señales varíe significativamente. Para cada banda, se construyeron los conteos horarios para todo el período de estudio y se aplicó el promedio móvil de 120 días centrado previamente descrito. Considerando como nivel de presión efectivo el asociado a 100 hPa, se adoptó un modelo lineal entre la variación relativa de los conteos y ΔZ^{100} (de acuerdo con la Ecuación 5.6) y se estimó el coeficiente de expansión atmosférica llamado en este contexto $\hat{\alpha}_{\text{LAGO}}$ mediante una regresión lineal por mínimos cuadrados. En la Figura 6.9 se presenta los valores estimados de $\hat{\alpha}_{\text{LAGO}}$ en función de la carga media de cada banda, lo que proporciona una medida de la sensibilidad de las señales ante variaciones de baja frecuencia en ΔZ^{100} . Los puntos se diferenciaron según el R^2 del ajuste: los círculos rellenos corresponden a ajustes con $R^2 > 0.6$, y los vacíos, al caso contrario.

De la Figura 6.9 se observa que los mejores ajustes se concentran en la región de cargas entre 10^4 y 5×10^4 ADC·ns, presentando una dependencia no lineal de $\hat{\alpha}_{\text{LAGO}}$ con la carga. Se identifica un mínimo pronunciado en la región intermedia (alrededor de 4×10^4 a 4.5×10^4 ADC·ns), donde el coeficiente alcanza su valor más negativo. Esta región coincide con la posición de la joroba del muón en los histogramas de

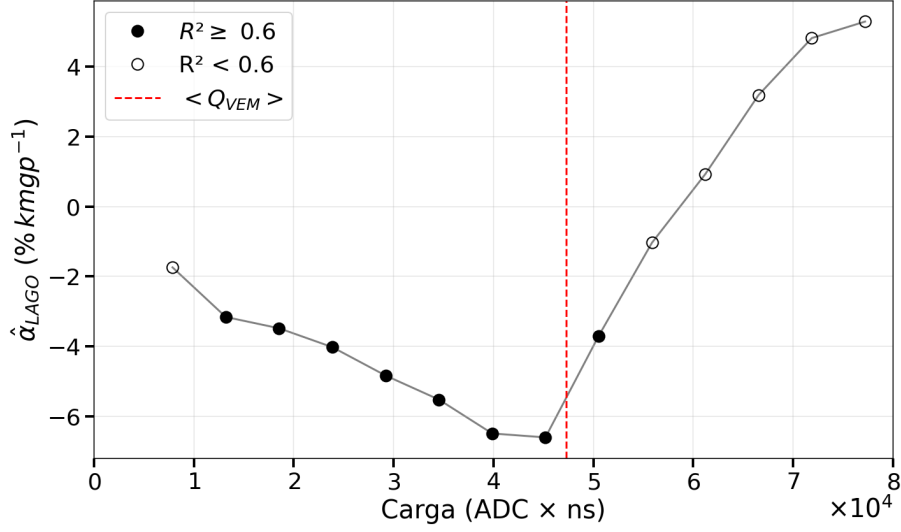


Figura 6.9: Coeficiente $\hat{\alpha}_{LAGO}$ de sensibilidad a las variaciones de ΔZ^{100} , expresado en % kmgp $^{-1}$ para conteos asociados con diferentes cargas depositadas.

carga, asociada al paso de $\mu^\pm$ verticales.

En la región de cargas bajas, la curva exhibe una tendencia descendente a medida que aumenta la carga, con valores que decrecen de aproximadamente -2 a -6 % kmgp $^{-1}$. Este comportamiento puede explicarse considerando la mezcla de señales provenientes tanto de la componente EM como MU con menor energía depositada, siendo esta última la que presenta un incremento progresivo a medida que aumentan las cargas detectadas. En contraste, para cargas superiores a 5×10^4 ADC $\cdot$ ns., se observa un cambio en la pendiente de la curva, lo cual indica una modificación en el comportamiento del sistema: los valores estimados comienzan a aumentar hasta alcanzar valores positivos. Sin embargo, en esta región los ajustes dejan de ser confiables, lo que sugiere una transición entre la banda de $\mu^\pm$ verticales y el comienzo del dominio de las minilluvias.

6.5. Conclusiones del capítulo

En este capítulo se realizó una caracterización detallada del flujo de rayos cósmicos secundarios mediante el análisis de la energía depositada por partículas individuales, utilizando datos del detector LAGO en Marambio adquiridos entre abril de 2020 y noviembre de 2021. La implementación de un modo de adquisición que registra pulsos individuales permitió descomponer el conteo total en función de la carga asociada a cada pulso.

La caracterización de pulsos revela una forma típica con estructura temporal FRED y con FWHM de ~ 20 ns. A partir del análisis de pulsos adquiridos por hora, se identificó la carga media del VEM mediante histogramas de carga, y se estimó un envejecimiento del detector a partir de la relación área-pico (Ap) del VEM, resultando inferior al 2 %. A partir de los histogramas de carga, se definieron dos bandas de energía que permitieron calcular conteos horarios para cada una de ellas: una de baja carga, dominada por la componente EM (~ 50 % del total horario), y otra centrada en la joroba del muón, con predominio de muones verticales (~ 35 % del total), estableciéndose los conteos horarios para cada canal.

El estudio de los efectos atmosféricos en escalas de baja frecuencia reveló que tanto la componente EM como la MU presentan una modulación estacional bien definida, con amplitudes entre 2–3 % y máximos durante la primavera austral. El análisis de correlación con la altura geopotencial mostró que la componente MU presenta la anticorrelación más fuerte (coeficiente de Pearson -0.9 a 100 hPa), consistente con su mayor sensibilidad al efecto de temperatura.

Como trabajo futuro, se propone emplear la banda de muones para inferir las condiciones de la baja estratosfera y avanzar en el estudio de la relación entre las características de los eventos Forbush y las estructuras interplanetarias, a través del análisis del conteo segmentado por bandas de energía.

Capítulo 7

Conclusiones

El trabajo desarrollado en esta tesis constituye una contribución al estudio de SW desde dos enfoques complementarios. El enfoque científico se centró en el análisis y la caracterización de las variabilidades de origen atmosférico e interplanetario en el flujo de CRs observadas por un detector de radiación Cherenkov en agua instalado en la base antártica argentina Marambio, con el objetivo de evaluar su potencial como herramienta para el estudio de eventos de ME. El enfoque operativo, por su parte, se centró en el desarrollo de modelos para la curaduría y remoción de efectos atmosféricos, en el análisis de datos, y en herramientas que permiten monitorear casi en tiempo real de la variabilidad del flujo de CRs y de las condiciones del medio interplanetario. Estos resultados extienden las capacidades operativas Argentinas en SW a altas latitudes en territorio antártico, permitiendo además aportar a la soberanía nacional.

El Capítulo 4 estableció la caracterización del sitio de medición en Base Marambio y de su entorno espacial de relevancia mediante el análisis de datos observacionales y simulaciones numéricas. Como parte de la participación en la campaña antártica 2022-2023 se elaboró documentación técnica completa que describe el funcionamiento y especificaciones del detector, sentando las bases para futuras mejoras del sistema. Se determinaron las direcciones asintóticas y la rigidez de corte efectiva,

así como su dinámica bajo diferentes perturbaciones geomagnéticas. Posteriormente, mediante simulaciones proporcionadas por la colaboración LAGO, se estimó el flujo de partículas secundarias esperado en la Base Marambio, considerando un modelo de atmósfera polar estándar y un espectro de referencia para los rayos cósmicos primarios. La combinación de este flujo con la respuesta del detector permitió interpretar las observaciones en función de la energía y el tipo de partículas detectables. Finalmente, se evaluó la variabilidad atmosférica local predominante durante el período de estudio mediante el estudio de la presión superficial y de los perfiles de altura geopotencial, utilizando datos de reanálisis ERA5 y radiosondeos. La integración de estos elementos proporciona el marco físico necesario para comprender las variaciones temporales del flujo de rayos cósmicos detectado.

El Capítulo 5 analiza la serie temporal de tres años del conteo horario de partículas secundarias en Marambio, revelando variaciones en múltiples escalas temporales. Se identificó una tendencia decreciente, consistente con una modulación dada por el ciclo solar, y una variación anual vinculada a la altura geopotencial en la baja estratosfera. Los efectos atmosféricos en escalas más cortas fueron modelados y removidos utilizando la variabilidad de la presión superficial y de la altura geopotencial a 100 hPa como predictores. Tras estas correcciones, se observó una periodicidad cercana a 27 días, relacionada con la rotación solar, y una señal diurna consistente con una anisotropía de origen interplanetario. El análisis de esta última permitió identificar eventos Forbush, incluyendo dos de los más intensos del período analizado, reportados también por otras redes de detectores. Se evidenció así que un aumento en la amplitud diurna podría actuar como precursor de la perturbación interplanetaria. Finalmente, la capacidad operativa del detector se consolidó mediante la implementación de productos de monitoreo en tiempo casi real. Esta capacidad fue validada mediante una comparación directa con un WCD de características similares ubicado a varios cientos de kilómetros, que registró una respuesta prácticamente idéntica en el conteo durante un evento Forbush.

De forma transversal, el análisis de los efectos atmosféricos sugiere que las observaciones en superficie (tanto del flujo de rayos cósmicos como de la presión) podrían

emplearse para monitorear la variabilidad de la altura geopotencial en torno a los 100 hPa. Esta asociación resulta particularmente robusta durante invierno y primavera (y durante fases cercanas al mínimo solar) lo que posiciona a esta técnica como una alternativa práctica frente a la complejidad y el alto costo de las mediciones directas (e.g., radio sondeos con globos). Este hallazgo no solo abre perspectivas para el desarrollo de herramientas de monitoreo atmosférico basadas en estos detectores, sino que también aporta información complementaria para estudiar la compleja dinámica de la estratosfera antártica.

En el Capítulo 6 se analizaron los datos del modo de adquisición LAGO que registra trazas individuales de partículas. Tras validar la concordancia del conteo total con el sistema utilizado en el capítulo anterior, se definieron conteos asociados a diferentes bandas de energía, representando poblaciones con distintas abundancias relativas entre tipos de partículas (e.g., componentes EM y muónica). Como paso previo al estudio de variaciones de origen interplanetario, se investigaron los efectos atmosféricos en bajas frecuencias. Los resultados muestran que los conteos por bandas presentan modulación estacional con amplitudes relativamente mayores respecto al total, identificándose particularmente a la banda de muones verticales como la más adecuada para monitorear variaciones en la altura geopotencial a 100 hPa, debido a su mayor sensibilidad en comparación con las demás bandas analizadas.

Esta tesis establece las bases para el uso dual de un detector Cherenkov en la Antártida, validando su capacidad para monitorear simultáneamente la actividad solar (a través de eventos Forbush, la variación diurna y periodicidades de 27 días) y caracterizar la estratosfera polar (estimando la altura geopotencial a 100 hPa a partir de observaciones de superficie). Los resultados posicionan al instrumento como una herramienta complementaria para estudios en SW y meteorología tradicional estratosférica, resaltando su carácter multidisciplinario.

Como perspectiva futura, podría extenderse este análisis hacia un estudio sistemático de los eventos Forbush, comparando la respuesta del conteo total y los conteos asociados a las distintas bandas de energía depositada. Asimismo, se propone un

análisis comparativo de la variación diurna entre las bases Marambio y San Martín e investigar de manera sistemática su comportamiento como posible precursor de estructuras interplanetarias. La confirmación de esta última relación sentaría las bases para el desarrollo de un producto operativo que utilice la variación diurna como indicador temprano de la llegada de estructuras interplanetarias, con potenciales riesgos para el funcionamiento y la integridad de diversas tecnologías modernas.

Bibliografía

- Abreu, P., y coautores, 2012: Description of atmospheric conditions at the pierre auger observatory using the global data assimilation system (gdas). *Astroparticle Physics*, 35 (9), 591–607, doi:<https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.12.002>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650511002271>.
- Agostinelli, S., y coautores, 2003: Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506 (3), 250–303, doi:[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8), URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- Alken, P., y coautores, 2021: International geomagnetic reference field: the thirteenth generation. *Earth, Planets and Space*, 73 (1), 49, doi:[10.1186/s40623-020-01288-x](https://doi.org/10.1186/s40623-020-01288-x), URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021EP&S...73...49A>, provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System.
- Allekotte, I., y coautores, 2008: The surface detector system of the pierre auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 586 (3), 409–420, doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.12.016>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207024680>.
- Allen, R. C., y coautores, 2021: A living catalog of stream interaction regions in the

- Parker Solar Probe era. *Astron. Astrophys.*, 650, A25, doi:10.1051/0004-6361/202039833.
- Allison, J., y coautores, 2006: Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53, 270–278, doi:10.1109/TNS.2006.869826.
- Alvarez, C., y coautores, 2021: Hawc as a ground-based space-weather observatory. *Solar Physics*, 296, doi:10.1007/s11207-021-01827-z.
- Angelov, I., Malamova, E., y Stamenov, J., 2007: Muon Telescope at BEO - Moussala. *arXiv e-prints*, physics/0702242, doi:10.48550/arXiv.physics/0702242, physics/0702242.
- Arnaldi, L. H., Cazar, D., Audelo, M., y Sidelnik, I., 2020: The new data acquisition system of the lago collaboration based on the redpitaya board. *2020 Argentine Conference on Electronics (CAE)*, 87–92, doi:10.1109/CAE48787.2020.9046374.
- Asorey, H., 2012: Los detectores cherenkov del observatorio pierre auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación. Ph.D. thesis, Universidad Nacional de Cuyo, Comisión Nacional de Energía Atómica.
- Asorey, H., 2016: LAGO: the Latin American Giant Observatory . *PoS, ICRC2015*, 247, doi:10.22323/1.236.0247.
- Balogh, A., Lanzerotti, L., y Suess, S., 2008: *The Heliosphere through the Solar Activity Cycle*. doi:10.1007/978-3-540-74302-6.
- Belov, A., Eroshenko, E., Yanke, V., Oleneva, V., Abunin, A., Abunina, M., Papaioannou, A., y Mavromichalaki, H., 2018: The Global Survey Method Applied to Ground-level Cosmic Ray Measurements. *Solar Phys.*, 293 (4), 68, doi:10.1007/s11207-018-1277-6.
- Belov, A. V., Abunina, M. A., Abunin, A. A., Eroshenko, E. A., Oleneva, V. A., y Yanke, V. G., 2017: Cosmic-ray vector anisotropy and local characteristics of the interplanetary medium. *Geomagnetism and Aeronomy*, 57 (4), 389–397, doi:10.1134/S0016793217040028.

-
- Belov, V. A., Blokh, L. Y., Dorman, I. L., y Rogovaya, I. S., 1990: Variations of atmospheric temperature profile inferred from the data on cosmic ray ionizing component. *21st International Cosmic Ray Conference (ICRC21)*, Vol. 7, 85.
- Benella, S., y coautores, 2025: Multipoint Observations and Modeling of the 2021 November 4 Forbush Decrease Using Solar Orbiter, CSES-01, and Ground-based Neutron Monitor Data. *Astrophys. J.*, 986 (2), 142, doi:10.3847/1538-4357/add329.
- Bethan, S., Vaughan, G., y Reid, S. J., 1996: A comparison of ozone and thermal tropopause heights and the impact of tropopause definition on quantifying the ozone content of the troposphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 122, 929–944, URL <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:121184239>.
- Blackett, P. M., 1938: On the Instability of the Barytron and the Temperature Effect of Cosmic Rays. *Physical Review*, 54 (11), 973–974, doi:10.1103/PhysRev.54.973.
- Blanco, J. J., Ayuso, S., Regadío, A., López-Comazzi, A., García-Tejedor, J. I., Óscar García-Población, y Guerrero Contreras, C. L., 2024: Evolution of the cosmic ray spectrum during a forbush decrease. *Advances in Space Research*, 73 (9), 4842–4852, doi:<https://doi.org/10.1016/j.asr.2024.02.026>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117724001698>.
- Blanco, J. J., García-Tejedor, J. I., Óscar García-Población, Ayuso, S., López-Comazzi, A., Vrublevskyy, I., Prieto, M., y Morozova, A., 2022: Cosmic ray observations from livingston island. *Advances in Space Research*, 69 (9), 3514–3524, doi: <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.02.046>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117722001582>.
- Boezio, M., Munini, R., y Picozza, P., 2020: Cosmic ray detection in space. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 112, 103765, doi:<https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2020.103765>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641020300120>.
-

- Borovsky, J. E., 2010: On the variations of the solar wind magnetic field about the Parker spiral direction. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 115 (A9), A09101, doi:10.1029/2009JA015040.
- Buatthaisong, N., Ruffolo, D., Sáiz, A., Banglieng, C., Mitthumsiri, W., Nutaro, T., y Nuntiyakul, W., 2022: Extended Cosmic Ray Decreases with Strong Anisotropy after Passage of Interplanetary Shocks. *Astrophys. J.*, 939 (2), 99, doi:10.3847/1538-4357/ac96ea.
- Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., y Schwenn, R., 1981: Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations. *J. Geophys. Res.*, 86 (A8), 6673–6684, doi:10.1029/JA086iA08p06673.
- Caballero-Lopez, R. A., y Moraal, H., 2004: Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109 (A1), A01101, doi:10.1029/2003JA010098.
- Cane, H. V., 2000: Coronal Mass Ejections and Forbush Decreases. *Space Sci. Rev.*, 93, 55–77, doi:10.1023/A:1026532125747.
- Cane, H. V., y Richardson, I. G., 2003: Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996-2002. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108 (A4), 1156, doi:10.1029/2002JA009817.
- Casadiegos, J. G., 2020: Caracterización de perfiles atmosféricos para la cadena de simulación de la colaboración lago. Tesis de Maestría.
- Chilingarian, A., y coautores, 2010: Space environmental viewing and analysis network (sevan). *Earth, Moon, and Planets*, 104, 195–210, doi:10.1007/s11038-008-9288-1.
- Clette, F., y Lefèvre, L., 2015: Silso sunspot number v2.0. URL <https://doi.org/10.24414/qnza-ac80>, published by WDC SILSO – Royal Observatory of Belgium (ROB), doi:10.24414/qnza-ac80.

-
- Collaboration, T. P. A., 2015: The pierre auger cosmic ray observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 798, 172–213, doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.06.058>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008086>.
- Compton, A. H., y Getting, I. A., 1935: An apparent effect of galactic rotation on the intensity of cosmic rays. *Phys. Rev.*, 47, 817–821, doi:10.1103/PhysRev.47.817, URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.47.817>.
- Cooke, D. J., y coautores, 1991: On cosmic-ray cut-off terminology. *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*, 14, 213–234, doi:10.1007/BF02509357.
- Coppola, M., y Bezzecchi, F., 2015: Caracterización de un detector cherenkov en agua para el estudio de rayos cósmicos. Tech. Rep. Laboratorio 6 y 7, Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Departamento de Física, Buenos Aires, Argentina.
- Dasso, S., Asorey, H., y For The Pierre Auger Collaboration, 2012: The scaler mode in the pierre auger observatory to study heliospheric modulation of cosmic rays. *Advances in Space Research*, 49 (11), 1563–1569, doi:<https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.12.028>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117711008684>, advances in theory and observation of solar system dynamics - I.
- Dasso, S., Milano, L. J., Matthaeus, W. H., y Smith, C. W., 2005: Anisotropy in Fast and Slow Solar Wind Fluctuations. *Astrophys. J. Lett.*, 635 (2), L181–L184, doi:10.1086/499559.
- Dasso, S., Molina, M. G., Démoulin, P., Santos, N. A., Gutierrez, C., y Gulisano, A. M., 2026: Impact of interplanetary conditions on the magnetosphere/ionosphere produced by an icme/sir double structure. *Proceedings of the United Nations/Germany Workshop on the International Space Weather Initiative*, N. Gopalswamy, D. Banyś, y S. Gadimova, Eds., Springer Nature Singapore, Singapore, 24–32.
-

- de Mendonça, R. R. S., Braga, C. R., Echer, E., Dal Lago, A., Rockenbach, M., Schuch, N. J., y Munakata, K., 2017: Deriving the solar activity cycle modulation on cosmic ray intensity observed by Nagoya muon detector from October 1970 until December 2012. *Living Around Active Stars*, D. Nandy, A. Valio, y P. Petit, Eds., IAU Symposium, Vol. 328, 130–133, doi:10.1017/S1743921317003763, 1908.00395.
- de Mendonça, R. R. S., y coautores, 2016: Temperature Effect in Secondary Cosmic Rays (MUONS) Observed at the Ground: Analysis of the Global MUON Detector Network Data. *Astrophys. J.*, 830 (2), 88, doi:10.3847/0004-637X/830/2/88.
- Démoulin, P., 2009: Why Do Temperature and Velocity Have Different Relationships in the Solar Wind and in Interplanetary Coronal Mass Ejections? *Solar Phys.*, 257 (1), 169–184, doi:10.1007/s11207-009-9338-5.
- Denardini, C. M., Dasso, S., y Gonzalez-Esparza, J. A., 2016: Review on Space Weather in Latin America. 1. The beginning from space science research. *Advances in Space Research*, 58, 1916–1939, doi:10.1016/j.asr.2016.03.012.
- Denardini, C. M., Dasso, S., y Gonzalez-Esparza, J. A., 2016: Review on space weather in latin america. 1. the beginning from space science research. *Advances in Space Research*, 58 (10), 1916–1939, doi:https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.03.012, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117716300370>, space and Geophysical Research related to Latin America - Part 2.
- Denardini, C. M., Dasso, S., y Gonzalez-Esparza, J. A., 2016a: Review on Space Weather in Latin America. 2. The research networks ready for space weather. *Advances in Space Research*, 58, 1940–1959, doi:10.1016/j.asr.2016.03.013.
- Denardini, C. M., Dasso, S., y Gonzalez-Esparza, J. A., 2016b: Review on Space Weather in Latin America. 3. Development of space weather forecasting centers. *Advances in Space Research*, 58, 1960–1967, doi:10.1016/j.asr.2016.03.011.

-
- Dmitrieva, A. N., Astapov, I. I., Kovylyaeva, A. A., y Pankova, D. V., 2013: Temperature effect correction for muon flux at the earth surface: estimation of the accuracy of different methods. *Journal of Physics Conference Series*, Vol. 409, 012130, doi:10.1088/1742-6596/409/1/012130.
- Dorman, L., 1954: On the temperature effect of the cosmic ray hard component. *Doklady Academy of Sciences of USSR*, Vol. 95, 49–52.
- Dorman, L. I., 2004: *Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground*, Vol. 303. doi:10.1007/978-1-4020-2113-8.
- Dorsch, B., 2021: Forzado interplanetario en el entorno terrestre y su influencia sobre meteorología del espacio: Desde la investigación hacia lo operativo. Tesis de licenciatura, Universidad de Buenos Aires.
- Duldig, M. L., 2000: Muon Observations. *Space Sci. Rev.*, 93, 207–226, doi:10.1023/A:1026596529381.
- Dumbović, M., y coautores, 2020: Evolution of Coronal Mass Ejections and the Corresponding Forbush Decreases: Modeling vs. Multi-Spacecraft Observations. *Solar Phys.*, 295 (7), 104, doi:10.1007/s11207-020-01671-7, 2006.02253.
- Duperier, A., 1949: The meson intensity at the surface of the earth and the temperature at the production level. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 62 (11), 684, doi:10.1088/0370-1298/62/11/302, URL <https://dx.doi.org/10.1088/0370-1298/62/11/302>.
- Durán, M. S., Asorey, H., Dasso, S., Nunez, L. A., Pérez, Y. F., y Sarmiento, C., 2016: The LAGO Space Weather Program: Directional Geomagnetic Effects, Background Fluence Calculations and Multi-Spectral Data Anal. *PoS, ICRC2015*, 142, doi:10.22323/1.236.0142.
- Eastwood, J. P., y coautores, 2017: The economic impact of Space Weather: Where do we stand? *Risk Analysis*, 37 (2), 206–218, doi:10.1111/risa.12765.
-

- Etchegoyen, A., y coautores, 2005: Muon-track studies in a water cherenkov detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 545 (3), 602–612, doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.02.016>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020500759X>.
- Ferrari, A., Sala, P. R., Fasso, A., y Ranft, J., 2005: FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005). doi:10.2172/877507.
- Forbush, S. E., 1937: On the effects in cosmic-ray intensity observed during the recent magnetic storm. *Phys. Rev.*, 51, 1108–1109, doi:10.1103/PhysRev.51.1108.3, URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.51.1108.3>.
- Forman, M. A., y Gleeson, L. J., 1975: Cosmic-Ray Streaming and Anisotropies. *Astrophys. Spa. Sci.*, 32 (1), 77–94, doi:10.1007/BF00646218.
- Gil, A., Mishev, A., Poluianov, S., y Usoskin, I., 2022: Diurnal anisotropy of polar neutron monitors: Dome c looks poleward. *Advances in Space Research*, 70 (9), 2618–2624, doi:<https://doi.org/10.1016/j.asr.2021.12.010>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117721009042>, astrophysics of Cosmic Rays.
- Gilman, D. L., Fuglister, F. J., y Mitchell, J. M., Jr., 1963: On the Power Spectrum of ‘Red Noise’. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 20 (2), 182–184, doi:10.1175/1520-0469(1963)020<0182:OTPSON>2.0.CO;2.
- Gleeson, L. J., y Axford, W. I., 1967: Cosmic Rays in the Interplanetary Medium. *Astrophys. J. Lett.*, 149, L115, doi:10.1086/180070.
- Gleeson, L. J., y Axford, W. I., 1968: The Compton-Getting Effect. *Astrophys. Spa. Sci.*, 2 (4), 431–437, doi:10.1007/BF02175919.
- Gopalswamy, N., 2006: Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Space Sci. Rev.*, 124 (1-4), 145–168, doi:10.1007/s11214-006-9102-1.

-
- Gopalswamy, N., 2022: The sun and space weather. *Atmosphere*, 13 (11), doi:10.3390/atmos13111781, URL <https://www.mdpi.com/2073-4433/13/11/1781>.
- Grieder, P. K. F., 2010: *Extensive Air Showers*. doi:10.1007/978-3-540-76941-5.
- Gulisano, A. M., Dasso, S., Areso, O., Pereira, M., Santos, N. A., López, V., Lanabere, V., y Ochoa, H., 2021: State of the art and challenges of the Argentine space weather laboratory (LAMP) in the Antarctic Peninsula. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 62, 280–285.
- Hall, D. L., Duldig, M. L., y Humble, J. E., 1996: Analyses of Sidereal and Solar Anisotropies in Cosmic Rays. *Space Sci. Rev.*, 78 (3-4), 401–442, doi:10.1007/BF00171926.
- Haungs, A., Rebel, H., y Roth, M., 2003: Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays. *Reports on Progress in Physics*, 66 (7), 1145, doi:10.1088/0034-4885/66/7/202, URL <https://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/66/7/202>.
- Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J. N., Schatz, G., y Thouw, T., 1998: CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers.
- Hersbach, H., y coautores, 2020: The era5 global reanalysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 146, doi:10.1002/qj.3803.
- Čerenkov, P. A., 1937: Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light. *Phys. Rev.*, 52, 378–379, doi:10.1103/PhysRev.52.378, URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.52.378>.
- Jackson, J. D., 1998: *Classical Electrodynamics*. 3rd ed., John Wiley & Sons, iSBN: 978-0-471-30932-1.
- Jaimes Motta, A. E., 2018: Estimación de la respuesta de un detector cherenkov de agua al fondo de rayos cósmicos en bucaramanga (956 m s.n.m.). Trabajo de grado, Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga, Colombia.

- Karapetyan, T., y coautores, 2024: The forrush decrease observed by the sevan particle detector network in the 25th solar activity cycle. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 262, 106 305, doi:<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2024.106305>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682624001330>.
- Keilhauer, B., Blumer, J., Engel, R., Klages, H. O., y Risse, M., 2004: Impact of varying atmospheric profiles on extensive air shower observation: - Atmospheric density and primary mass reconstruction. *Astropart. Phys.*, 22, 249–261, doi:10.1016/j.astropartphys.2004.08.004, astro-ph/0405048.
- Kilpua, E. K. J., Balogh, A., von Steiger, R., y Liu, Y. D., 2017: Geoeffective Properties of Solar Transients and Stream Interaction Regions. *Space Sci. Rev.*, 212 (3-4), 1271–1314, doi:10.1007/s11214-017-0411-3.
- Koldobskiy, S., Kähkönen, R., Hofer, B., Krivova, N., Kovaltsov, G., y Usoskin, I., 2022: Time lag between cosmic-ray and solar variability: Sunspot numbers and open solar magnetic flux. *Solar Physics*, 297, doi:10.1007/s11207-022-01970-1.
- Krittinatham, W., y Ruffolo, D., 2009: Drift Orbits of Energetic Particles in an Interplanetary Magnetic Flux Rope. *Astrophys. J.*, 704 (1), 831–841, doi:10.1088/0004-637X/704/1/831.
- Kudela, K., Storini, M., Hofer, M. Y., y Belov, A., 2000: Cosmic Rays in Relation to Space Weather. *Space Sci. Rev.*, 93, 153–174, doi:10.1023/A:1026540327564.
- LAGO Collaboration, 2024: Arti toolkit. URL <https://github.com/lagoproject/ARTI>, disponible en GitHub: <https://github.com/lagoproject/ARTI>.
- Lanabere, V., Dasso, S., Gulisano, A., López, V., y Niemelä-Celeda, A., 2020: Space weather service activities and initiatives at lamp (argentinean space weather laboratory group). *Advances in Space Research*, 65 (9), 2223–2234, doi:<https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.08.016>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117719305976>, magnetosphere, Ionosphere and their connection to Space Weather.

-
- Larsen, N., Mishev, A., y Usoskin, I., 2023: A New Open-Source Geomagnetosphere Propagation Tool (OTSO) and Its Applications. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 128 (3), e2022JA031061, doi:10.1029/2022JA031061.
- Lilensten, J., Belehaki, A., Messerotti, M., Vainio, R., Watermann, J., y Poedts, S., 2009: *Developing the Scientific Basis for Monitoring, Modelling and Predicting Space Weather*. No. 23348, EUR, Office for Official Publications of the European Communities (OPOCE), 364 pp.
- Limpasuvan, V., Hartmann, D. L., Thompson, D. W. J., Jeev, K., y Yung, Y. L., 2005: Stratosphere-troposphere evolution during polar vortex intensification. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 110 (D24), D24101, doi: 10.1029/2005JD006302.
- Liou, K., 2002: *An Introduction to Atmospheric Radiation*. International Geophysics, Academic Press, URL <https://books.google.com.ar/books?id=mQ1DiDpX34UC>, 2nd ed., ISBN: 9780080491677.
- Lopez, R. E., 1987: Solar cycle invariance in solar wind proton temperature relationships. *J. Geophys. Res.*, 92 (A10), 11 189–11 194, doi:10.1029/JA092iA10p11189.
- Mailyan, B., y Chilingarian, A., 2010: Investigation of diurnal variations of cosmic ray fluxes measured with using asec and nmdb monitors. *Advances in Space Research*, 45 (11), 1380–1387, doi:<https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.01.027>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117710000815>.
- Malandraki, O. E., y Crosby, N. B., 2018: *Solar Energetic Particles and Space Weather: Science and Applications*, 1–26. Springer International Publishing, Cham, doi:10.1007/978-3-319-60051-2_1, URL https://doi.org/10.1007/978-3-319-60051-2_1.
- Mamani, B., y Vasquez, M., 2022: A study of the stability of a water cherenkov detector in the framework of the lago collaboration. *Revista Boliviana de Física*, 41, 3–11.

- McComas, D. J., Elliott, H. A., Schwadron, N. A., Gosling, J. T., Skoug, R. M., y Goldstein, B. E., 2003: The three-dimensional solar wind around solar maximum. *Geophys. Res. Lett.*, 30 (10), 1517, doi:10.1029/2003GL017136.
- Mishev, A., y coautores, 2024: Anisotropic Forbush decrease of 24 March 2024: First look. *Advances in Space Research*, 74 (8), 4160–4172, doi:10.1016/j.asr.2024.08.027.
- Mishev, A. L., Usoskin, I. G., y Kovaltsov, G. A., 2013: Neutron monitor yield function: New improved computations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 118 (6), 2783–2788, doi:10.1002/jgra.50325, 1612.01498.
- Mitthumsiri, W., y coautores, 2025: Ground-based Observations of Temporal Variation of the Cosmic-Ray Spectrum during Forbush Decreases. *Astrophys. J. Lett.*, 986 (1), L7, doi:10.3847/2041-8213/add7d1, 2505.08248.
- Miyazaki, Y., y Wada, M., 1970: Simulation of cosmic ray variation due to temperature effect. *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 2, 591.
- Modzelewska, R., y Gil, A., 2021: Recurrence of galactic cosmic-ray intensity and anisotropy in solar minima 23/24 and 24/25 observed by ace/cris, stereo, soho/ephin and neutron monitors - fourier and wavelet analysis. *Astronomy and Astrophysics*, 646, A128, doi:10.1051/0004-6361/202039651, URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039651>.
- Moreno, J., y Sciutto, S., 2013: Characterization of the atmospheric depth profile using the ground-level temperature: The case of malargüe, argentina. *European Physical Journal Plus*, 128, 104–, doi:10.1140/epjp/i2013-13104-3.
- Muangha, P., y coautores, 2024: Variations in the Inferred Cosmic-Ray Spectral Index as Measured by Neutron Monitors in Antarctica. *Astrophys. J.*, 974 (2), 284, doi:10.3847/1538-4357/ad73d6, 2408.13999.
- Mubashir, A., y coautores, 2023: Muon flux variations measured by low-cost portable cosmic ray detectors and their correlation with space weather activity. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 128 (12), e2023JA031943,

doi:<https://doi.org/10.1029/2023JA031943>, URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2023JA031943>, e2023JA031943 2023JA031943, <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2023JA031943>.

Munakata, K., Kozai, M., Kato, C., y Kóta, J., 2014: Long-term Variation of the Solar Diurnal Anisotropy of Galactic Cosmic Rays Observed with the Nagoya Multi-directional Muon Detector. *Astrophys. J.*, 791 (1), 22, doi:10.1088/0004-637X/791/1/22, 1404.1676.

Munakata, K., y coautores, 2022: Large-amplitude Bidirectional Anisotropy of Cosmic-Ray Intensity Observed with Worldwide Networks of Ground-based Neutron Monitors and Muon Detectors in 2021 November. *Astrophys. J.*, 938 (1), 30, doi:10.3847/1538-4357/ac91c5, 2209.05743.

Naurois, M., y Mazin, D., 2015: Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy. *Comptes Rendus Physique*, 16 (6), 610–627, doi:<https://doi.org/10.1016/j.crhy.2015.08.011>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070515001462>, gamma-ray astronomy / Astronomie des rayons gamma.

Oughton, E. J., Skelton, A., Horne, R. B., Thomson, A. W. P., y Gaunt, C. T., 2017: Quantifying the daily economic impact of extreme Space Weather due to failure in electricity transmission infrastructure. *Space Weather*, 15 (1), 65–83, doi:10.1002/2016SW001491.

Papailiou, M., Abunina, M., Mavromichalaki, H., Belov, A., Abunin, A., Eroshenko, E., y Yanke, V., 2021: Precursory Signs of Large Forbush Decreases. *Solar Phys.*, 296 (6), 100, doi:10.1007/s11207-021-01844-y.

Parker, E., 1965: The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planetary and Space Science*, 13 (1), 9–49, doi:[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(65\)90131-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(65)90131-5), URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063365901315>.

Parker, E. N., 1958: Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astrophys. J.*, 128, 664, doi:10.1086/146579.

- Particle Data Group, y coautores, 2020: Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020 (8), 083C01, doi:10.1093/ptep/ptaa104.
- Photonics, H., n.d.: Photomultiplier tube handbook. URL https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/PMT_handbook_v4E.pdf, accessed: 2024-11-07.
- Pierre Auger Collaboration, y coautores, 2025: Scaler Rates from the Pierre Auger Observatory: A New Proxy of Solar Activity. *Astrophys. J.*, 987 (1), 41, doi:10.3847/1538-4357/adccc3, 2504.11542.
- Ramírez, A. V., y Asorey, H., 2022: lagoproject/arti_epjc_article_data: Public release for publication (1.0.0). Zenodo, URL <https://doi.org/10.5281/zenodo.7261906>, doi:10.5281/zenodo.7261906.
- Riadigos, I., Garcia-Castro, D., Gonzalez-Diaz, D., y Perez-Munuzuri, V., 2020: Atmospheric temperature effect in secondary cosmic rays observed with a 2 m² ground-based trpc detector. *Earth and Space Science*, 7 (9), e01131, doi:10.1029/2020EA001131.
- Richardson, I. G., 2018: Solar wind stream interaction regions throughout the heliosphere. *Living Reviews in Solar Physics*, 15 (1), 1, doi:10.1007/s41116-017-0011-z.
- Richardson, I. G., y Cane, H. V., 1995: Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965-1991) and their association with ejecta. *J. Geophys. Res.*, 100 (A12), 23 397–23 412, doi:10.1029/95JA02684.
- Rockenbach, M., y coautores, 2014: Global muon detector network used for space weather applications. *Space Science Reviews*, 182, doi:10.1007/s11214-014-0048-4.
- Ross, E., y Chaplin, W. J., 2019: The Behaviour of Galactic Cosmic-Ray Intensity During Solar Activity Cycle 24. *Solar Phys.*, 294 (1), 8, doi:10.1007/s11207-019-1397-7.

-
- Sansalone, A., y Bertolli, C. P., 2019: Diseño y caracterización de un detector de muones combinado: Water cherenkov y paletas centelladoras. Tech. Rep. Laboratorio 7, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina.
- Santos, N., 2023: Documentación interna la estación marambio. Disponible en: https://drive.google.com/drive/folders/1kQYo_mMozsSCKf1DKbrtR5grsZWNNRu-?usp=sharing, Nota interna.
- Sarmiento-Cano, C., y coautores, 2022: The ARTI framework: cosmic rays atmospheric background simulations. *European Physical Journal C*, 82 (11), 1019, doi:10.1140/epjc/s10052-022-10883-z, 2010.14591.
- Savić, M., Dragić, A., Maletić, D., Veselinović, N., Banjanac, R., Joković, D., y Udovičić, V., 2019: A novel method for atmospheric correction of cosmic-ray data based on principal component analysis. *Astroparticle Physics*, 109, 1–11, doi:<https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.01.006>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650518302378>.
- Schoeberl, M., y Newman, P., 2015: Middle atmosphere | polar vortex. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences (Second Edition)*, G. R. North, J. Pyle, y F. Zhang, Eds., second edition ed., Academic Press, Oxford, 12–17, doi:<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-382225-3.00228-0>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123822253002280>.
- Schrijver, C. J., y coautores, 2015: Understanding space weather to shield society: A global road map for 2015–2025 commissioned by cospar and ilws. *Advances in Space Research*, 55 (12), 2745–2807, doi:<https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.03.023>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117715002252>.
- Servicio Meteorológico Nacional, 2024: Nubes estratosféricas polares y su seguimiento a través de modelos y ozonosondeos en ushuaia y belgrano ii. Technical Report 169, Servicio Meteorológico Nacional.
-

- Shea, M. A., y Smart, D. F., 1975: Tables of asymptotic directions and vertical cutoff rigidities for a five degree by fifteen degree world grid as calculated using the international geomagnetic reference field for epoch 1975.0. Technical Report Vol. 75, No. 185, Air Force Cambridge Research Laboratories, Air Force Systems Command, United States Air Force.
- Shea, M. A., Smart, D. F., y McCracken, K. G., 1965: A Study of Vertical Cutoff Rigidities Using Sixth Degree Simulations of the Geomagnetic Field. *J. Geophys. Res.*, 70 (17), 4117–4130, doi:10.1029/JZ070i017p04117.
- Shen, X., Wang, L., y Osprey, S., 2020: Tropospheric forcing of the 2019 antarctic sudden stratospheric warming. *Geophysical Research Letters*, 47, e2020GL089343, doi:10.1029/2020GL089343.
- Shen, X., Wang, L., Osprey, S., Hardiman, S. C., Scaife, A. A., y Ma, J., 2022: The life cycle and variability of antarctic weak polar vortex events. *Journal of Climate*, 35 (6), 2075 – 2092, doi:10.1175/JCLI-D-21-0500.1, URL <https://journals.ametsoc.org/view/journals/clim/35/6/JCLI-D-21-0500.1.xml>.
- Sidelnik, I., y Asorey, H., 2017: Lago: The latin american giant observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 876, 173–175, doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.02.069>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217302656>, the 9th international workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (RICH2016).
- Sidelnik, I., Asorey, H., Guarín, N., Durán, M. S., Berisso, M. G., Lipovetzky, J., y Blostein, J. J., 2020: Simulation of 500 mev neutrons by using nacl doped water cherenkov detector. *Advances in Space Research*, 65 (9), 2216–2222, doi:<https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.02.024>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117720301332>, magnetosphere, Ionosphere and their connection to Space Weather.
- Smart, D. F., y Shea, M. A., 2009: Fifty years of progress in geomagnetic cutoff

-
- rigidity determinations. *Advances in Space Research*, 44 (10), 1107–1123, doi:10.1016/j.asr.2009.07.005.
- Smart, D. F., Shea, M. A., y Flückiger, E. O., 2000: Magnetospheric Models and Trajectory Computations. *Space Sci. Rev.*, 93, 305–333, doi:10.1023/A:1026556831199.
- Smith, E. J., 2001: The heliospheric current sheet. *J. Geophys. Res.*, 106 (A8), 15 819–15 832, doi:10.1029/2000JA000120.
- Sofo Haro, M., y coautores, 2016: The data acquisition system of the latin american giant observatory (lago). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 820, 34–39, doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.02.101>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021630016X>.
- Solomon, S., y coautores, 2017: Mirrored changes in Antarctic ozone and stratospheric temperature in the late 20th versus early 21st centuries. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 122 (16), 8940–8950, doi:10.1002/2017JD026719.
- Strauss, R., Potgieter, M., y Ferreira, S., 2012: Modeling ground and space based cosmic ray observations. *Advances in Space Research*, 49 (2), 392–407, doi:<https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.10.006>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117711007344>.
- Stull, R., 2017: *Practical Meteorology: An Algebra-based Survey of Atmospheric Science*. Department of Earth, Ocean & Atmospheric Sciences, University of British Columbia, URL <https://books.google.com.ar/books?id=sjVfAAAACAAJ>.
- Taricco, C., Arnone, E., Rubinetti, S., Bizzarri, I., Agafonova, N. Y., Aglietta, M., y others, 2022: Exploration of the stratosphere with cosmic-ray muons detected underground. *Phys. Rev. Res.*, 4, 023 226, doi:10.1103/PhysRevResearch.4.023226.
- Tezari, A., y Mavromichalaki, H., 2016: Diurnal anisotropy of cosmic rays during intensive solar activity for the period 2001–2014. *New Astronomy*, 46, 78–84, doi:
-

<https://doi.org/10.1016/j.newast.2015.12.008>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1384107615001608>.

The Pierre Auger Collaboration, 2011: The pierre auger observatory scaler mode for the study of solar activity modulation of galactic cosmic rays. *Journal of Instrumentation*, 6 (01), P01 003, doi:10.1088/1748-0221/6/01/P01003, URL <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/6/01/P01003>.

Thomas, S., Owens, M., Lockwood, M., y Owen, C., 2017: Decadal trends in the diurnal variation of galactic cosmic rays observed using neutron monitor data. *Annales Geophysicae*, 35, 825–838, doi:10.5194/angeo-35-825-2017.

Tilav, S., Desiati, P., Kuwabara, T., Rocco, D., Rothmaier, F., Simmons, M., y Wissing, H., 2010: Atmospheric Variations as observed by IceCube. *arXiv e-prints*, arXiv:1001.0776, doi:10.48550/arXiv.1001.0776, 1001.0776.

Torres Peralta, T., y coautores, 2023: Particle classification in the lagoon water cherenkov detectors using clustering algorithms. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1055, 168 557, doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168557>, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900223005478>.

Torres Peralta, T. J., y coautores, 2024: Enhanced particle classification in water cherenkov detectors using machine learning: Modeling and validation with monte carlo simulation datasets. *Atmosphere*, 15 (9), doi:10.3390/atmos15091039, URL <https://www.mdpi.com/2073-4433/15/9/1039>.

Tsyganenko, N., 1989: A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet. *Planetary and Space Science*, 37 (1), 5–20, doi:[https://doi.org/10.1016/0032-0633\(89\)90066-4](https://doi.org/10.1016/0032-0633(89)90066-4), URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063389900664>.

Tsyganenko, N. A., 1995: Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause. *J. Geophys. Res.*, 100 (A4), 5599–5612, doi:10.1029/94JA03193.

-
- Tsyganenko, N. A., 2002: A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 1. Mathematical structure. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107 (A8), 1179, doi:10.1029/2001JA000219.
- Usoskin, I. G., Kananen, H., Mursula, K., Tanskanen, P., y Kovaltsov, G. A., 1998: Correlative study of solar activity and cosmic ray intensity. *J. Geophys. Res.*, 103 (A5), 9567–9574, doi:10.1029/97JA03782.
- Voelk, H. J., 1975: Cosmic ray propagation in interplanetary space. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 13, 547–566, doi:10.1029/RG013i004p00547.
- Vos, E. E., y Potgieter, M. S., 2015: New Modeling of Galactic Proton Modulation during the Minimum of Solar Cycle 23/24. *Astrophys. J.*, 815 (2), 119, doi:10.1088/0004-637X/815/2/119.
- Webb, G., 1976: Steady-state cosmic-ray propagation in interplanetary space. doi:10.25959/23241764.v1, URL https://figshare.utas.edu.au/articles/thesis/Steady-state_cosmic-ray_propagation_in_interplanetary_space/23241764.
- Welch, P., 1967: The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 15 (2), 70–73, doi:10.1109/TAU.1967.1161901.
- Wibberenz, G., Le Roux, J. A., Potgieter, M. S., y Bieber, J. W., 1998a: Transient Effects and Disturbed Conditions. *Space Sci. Rev.*, 83, 309–348.
- Wibberenz, G., Le Roux, J. A., Potgieter, M. S., y Bieber, J. W., 1998b: Transient Effects and Disturbed Conditions. *Space Sci. Rev.*, 83, 309–348.
- Wu, C.-C., y Lepping, R. P., 2002: Effects of magnetic clouds on the occurrence of geomagnetic storms: The first 4 years of Wind. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107 (A10), 1314, doi:10.1029/2001JA000161.
-

- Yamazaki, Y., y coautores, 2020: September 2019 Antarctic Sudden Stratospheric Warming: Quasi-6-Day Wave Burst and Ionospheric Effects. *Geophys. Res. Lett.*, 47 (1), e86577, doi:10.1029/2019GL086577/10.1002/essoar.10501316.1.
- Yanchukovsky, V., y Kuz'menko, V., 2018: Atmospheric effects of the cosmic-ray mu-meson component. *Solar-Terrestrial Physics*, 4, 76–82.
- Yeeram, T., Ruffolo, D., Sáiz, A., Kamyran, N., y Nutaro, T., 2014: Corotating Solar Wind Structures and Recurrent Trains of Enhanced Diurnal Variation in Galactic Cosmic Rays. *Astrophys. J.*, 784 (2), 136, doi:10.1088/0004-637X/784/2/136.
- Zurbuchen, T. H., y Richardson, I. G., 2006: In-Situ Solar Wind and Magnetic Field Signatures of Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Space Sci. Rev.*, 123 (1-3), 31–43, doi:10.1007/s11214-006-9010-4.

Apéndice A

Boletín de las condiciones de meteorología del espacio



CONDICIONES DEL SOL

Regiones activas	24; 3636 (S21); 3637 (S13); 3638 (S18); 3639 (N28); 3640 (N21); 3641 (N10); 3643 (S13); 3644 (N13); 3645 (S08); 3646 (N21); 3647 (S13); 3648 (N18); 3649 (N15); 3650 (S11); 3651 (N01); 3652 (N15); 3653 (N02); 3654 (S07); 3655 (S28); 3656 (S12); 3657 (S12); 3658 (S23); 3659 (S13); 3660 (N10)
Agujeros coronales	2; Desde el inicio de la semana se observa un conjunto de agujeros coronales sobre el hemisferio sur ocupando un área del 5% del disco solar que se encuentra frente a la Tierra el día 22. El día 24 aparece un nuevo conjunto sobre el hemisferio norte de gran extensión latitudinal. Crece hasta el 6% del disco solar y se encuentra frente a la Tierra el día 27.
Fulguraciones solares	79; C(61) M(18) y X(0); Máximo flare M3.6 el 23/04 a las 03:06 UT.
Eyecciones de masa coronal	Se observaron dos eyecciones halo parcial. El 23 a las 18 UT dirección suroeste y el 26 a las 18 UT dirección noroeste.
Partículas energéticas	Sin eventos

CONDICIONES DEL MEDIO INTERPLANETARIO

Viento solar	Desde el día 22 hasta el 26 la velocidad disminuye desde los 450 km/s hasta los 300 km/s. A inicios del 21 aumenta rápidamente hasta los 350 km/s. Al inicio del día 26 hay un incremento abrupto hasta los 340 km/s, luego se mantiene en ese valor durante el resto del día. El día 27 aumenta gradualmente en torno hasta los 450 km/s. Se mantiene fluctuando alrededor de ese valor durante el día 28.
Componente sur del campo magnético interplanetario	El mínimo -12 nT se alcanza el 26 a las 12 UT. Los días 26 y 27 se observan fluctuaciones < -5 nT.
Estructuras interplanetarias	Shock interplanetario el día 26 debido a la llegada de la



ICME halo del día 23. High speed stream el día 27 asociado con el agujero coronal del día 22.

CONDICIONES DE LA MAGNETOSFERA

Índice Kp	5.3 el 26/04 entre las 15-18 UT. El resto de la semana Kp <5.
Índice DST	-56 el 26/04 a las 17 UT. Durante toda la semana predominan valores negativos.
Índice Ksa	6o el 26/04 entre las 21-24 UT. El resto de la semana Ksa <5, salvo el día 27 entre las 18-21 y las 21-24 UT (6- y 5+, respectivamente)
Electrones de alta energía	Fluencia moderada durante mitad del día 25 e inicio del día 26.

CONDICIONES DE LA IONOSFERA

foF2	Valores cercanos a la media mensual en Tucumán. Salvo a inicios del día 27 y 28 entre las 0 y las 8 UT. Valores por debajo de la media mensual en Bahía Blanca entre las 21 y las 3 UT durante toda la semana.
TEC	Sin datos.

PRONÓSTICOS

Viento solar	Aumento leve de la velocidad del viento solar durante los próximos días.
Fulguraciones solares	Probabilidad del 50% de fulguración tipo C. Baja probabilidad de fulguración tipo M o X
Tormentas geomagnéticas	Baja probabilidad de tormenta geomagnética G1 o mayor
Tormenta de radiación solar	Baja probabilidad de tormenta de radiación S1 o mayor.
Bloqueos de radio	Probabilidad moderada de bloqueos de radio de tipo R1-R2 y baja probabilidad de bloqueos de radio de tipo R3