



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

Modulación Solar de Rayos Cósmicos Detectada por el  
Observatorio HAWC

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL TÍTULO DE:  
DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:  
ALBERTO SANTIAGO HERNÁNDEZ

DIRECTOR DE TESIS:  
DR. ALEJANDRO LARA S. (GEOFÍSICA-UNAM)

COMITÉ TUTORAL:  
DR. HERMES LEÓN VARGAS (FÍSICA-UNAM)  
DR. LUKAS NELLEN FILA (NUCLEARES-UNAM)  
DR. ANDRÉS SANDOVAL E. (FÍSICA-UNAM)  
ALBERTO CARRAMIÑANA A. (INAOE)

CIUDAD DE MÉXICO, NOVIEMBRE DE 2020



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

1. Datos del alumno.

Santiago  
Hernández  
Alberto  
Universidad Nacional Autónoma de México  
Instituto de Geofísica  
Doctorado en Ciencias de la Tierra – Física Espacial  
513012792

2. Datos del asesor.

Dr.  
Alejandro  
Lara  
Sánchez  
Instituto de Geofísica, UNAM

3. Datos del sinodal 1.

Dr.  
Alberto  
Carramiñana  
Alonso  
Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, INAOE

4. Datos del sinodal 2.

Dr.  
Andrés  
Sandoval  
Espinosa  
Instituto de Física, UNAM

5. Datos del sinodal 3.

Dr.  
Lukas  
Nellen  
Filla  
Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM

6. Datos del sinodal 4.

Dr.  
Hermes  
León  
Vargas  
Instituto de Física, UNAM

7. Datos de la tesis:

Modulación de Rayos Cósmicos Detectada por el Observatorio HAWC

82 p.  
2019

## Dedicado a:

Mayra Y. Medina Castañeda

Quién le dá sentido y color a mi vida.

Daniel N. Santiago Medina

Se va por la vida creyendo que se ha alcanzado un límite, sin embargo me haz mostrado nuevas fronteras: felicidad, cansancio, preocupación, orgullo, ...

## Agradecimientos:

Deseo expresar mis agradecimientos a todos aquellos que contribuyeron, de una u otra forma, a la realización de este trabajo:

- Dr. Alejandro Lara Sánchez, mi director de tesis. Por el aporte de conocimiento y experiencia, así como, por su paciencia y confianza. Por las oportunidades que me ha dado y que han tenido gran impacto en mi formación profesional y personal.
- Dr. Rogelio Caballero López, por sus comentarios, observaciones y paciencia durante el desarrollo de este trabajo.
- Le agradezco a mi comité tutorial: por haber revisado esta tesis. Sus aportes contribuyeron en gran medida al desarrollo y culminación de esta tesis.
- Universidad Nacional Autónoma de México, Instituto de Geofísica. Por ser sede del desarrollo de este trabajo. Así también, agradezco todas las atenciones y apoyo del personal del Instituto.
- Agradezco sinceramente a todas las personas que estuvieron durante este largo proceso. A mis compañeros (amigos para la posteridad) del instituto.
- Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por haber financiado mis estudios de posgrado.

ALBERTO S. HERNÁNDEZ

# Resumen

Los Rayos C3smicos (RC) son part3culas energ3ticas, que se propagan a trav3s de la galaxia y llegan a la Tierra desde todas las direcciones. Su importancia radica en que proveen informaci3n sobre la composici3n de las fuentes astrof3sicas, de los mecanismos de aceleraci3n de part3culas y de los medios de propagaci3n entre la fuente y observador. Sin embargo, al entran en la Heliosfera, los RCs son afectados por perturbaciones en el Campo Magn3tico Heliosf3rico y por el Viento Solar, esto conduce a variaciones significativas globales y temporales en su intensidad y energ3a en funci3n de la posici3n dentro de la Heliosfera. La soluci3n Campo-Fuerza de la ecuaci3n de transporte de RC se usa a menudo para calcular el espectro gal3ctico de CR modulado por la actividad solar, debido a que permite caracterizar este proceso mediante un solo par3metro (potencial de modulaci3n,  $\phi$ ); de ah3 su importancia y frecuente uso. En este sentido, el objetivo del presente trabajo se centra en la reconstrucci3n del espectro primario de RCG a 1UA, a partir de la tasa de cuentas de distintos Monitores de Neutrones y del potencial  $\phi$ . Adem3s, se desea determinar la energ3a en que el espectro de RCs a 1UA experimenta un nivel de reducci3n m3nimo debido al paso de una estructura magn3tica solar. Finalmente, con la experiencia adquirida se valid3 un m3todo para reconstruir la tasa de cuentas del observatorio HAWC en sus diferentes formas de detecci3n (multiplicidades). El principio de reconstrucci3n se basa en que la dependencia entre la tasa de cuentas de HAWC y el par3metro de modulaci3n de RCs ( $\Delta\phi$ ) puede ser parametrizada por un polinomio. Con esto, se espera poder predecir o inferir (en ausencia de datos) de forma precisa la tasa de detecci3n durante eventos de inter3s.





# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>11</b>
<b>1. Rayos Cósmicos</b>	<b>13</b>
1.0.1. Antecedentes . . . . .	13
1.1. Rayos Cósmicos Primarios . . . . .	14
1.1.1. Distribución de energía . . . . .	14
1.1.2. Composición . . . . .	15
1.2. Variaciones en la Intensidad de los Rayos Cósmicos . . . . .	17
1.2.1. Variación diurna . . . . .	18
1.2.2. Variación 11 y 22 años . . . . .	19
1.2.3. Decrecimiento Forbush . . . . .	21
<b>2. Modulación Solar de Rayos Cósmicos</b>	<b>23</b>
2.1. Procesos Físicos . . . . .	24
2.2. Ecuación de Transporte de Partículas . . . . .	25
2.2.1. Solución campo de fuerza . . . . .	28
<b>3. Potencial de Modulación</b>	<b>31</b>
3.1. Cálculo del Potencial de Modulación a partir de las Observaciones de Monitores de Neutrones . . . . .	31

3.1.1.	Formalismo . . . . .	31
3.1.2.	Método alternativo para calcular el parámetro de modulación	34
3.2.	Comparación con Estudios Previos . . . . .	38
3.2.1.	Reconstrucción del parámetro de modulación durante escalas de tiempo largas . . . . .	39
<b>4.</b>	<b>Umbral de Modulación del Espectro Primario de RCG</b>	<b>43</b>
4.1.	Reconstrucción del espectro modulado de rayos cósmicos . . . . .	43
4.1.1.	Comparación del espectro primario con datos reales . . . . .	43
4.1.2.	Reconstrucción del flujo de RCG: estudio de un evento representativo . . . . .	45
4.2.	Reducción de la intensidad del espectro primario de RCG . . . . .	48
4.2.1.	Reconstrucción del límite de modulación . . . . .	50
<b>5.</b>	<b>Observatorio de Rayos Gamma HAWC</b>	<b>55</b>
5.1.	Características del observatorio de rayos gamma HAWC . . . . .	56
5.1.1.	Principio de detección . . . . .	57
5.2.	Obtención y reconstrucción de la tasa de cuentas . . . . .	60
5.2.1.	Adquisición de datos . . . . .	60
5.2.2.	Proceso de reconstrucción . . . . .	61
5.3.	Tasa de cuentas reconstruidas . . . . .	64
5.3.1.	Periodos temporales largos (años) . . . . .	64
5.3.2.	Periodos temporales cortos (días) . . . . .	65
5.4.	Reconstrucción del espectro primario de RCG . . . . .	66
<b>6.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>69</b>

# Índice de figuras

1.1. Distribución de energía de los RCs . . . . .	16
1.2. Abundancias relativas de elementos químicos presentes en el sistema solar y RC . . . . .	17
1.3. Variación Diurna . . . . .	19
1.4. Variación de 11 y 22 años . . . . .	20
1.5. Decrecimiento Forbush . . . . .	21
2.1. Componentes del tensor de difusión en la espiral de Parker . . . . .	27
3.1. Valores del Parámetro de modulación de RCs . . . . .	35
3.2. Variación temporal del potencial de modulación de RCGs . . . . .	36
3.3. Variación temporal de la tasa de cuentas de distintos MNs, respecto a Marzo de 1987. . . . .	37
3.4. Serie temporal mensual del $\Delta\phi$ . . . . .	40
3.5. Espectro de intensidad de H y He . . . . .	41
4.1. Comparación de la intensidad del espectro primario de H y He . . . . .	44
4.2. Parámetros del Viento Solar durante el DF de Junio del 2015 . . . . .	46
4.3. Comparación del coeficiente $\Delta\phi$ reconstruido . . . . .	47
4.4. Flujo de H y He durante el DF de Junio de 2015 . . . . .	48
4.5. Espectro de rigidez del flujo de H y He . . . . .	49

4.6.	Comparación $\Delta\phi$ y el número de manchas solares . . . . .	51
4.7.	Límite de modulación . . . . .	53
4.8.	Varición temporal del $P_{LM}$ durante el DF de Junio, 2015 . . . . .	54
4.9.	Varición temporal de $P_{LM}$ desde 1960–2018 . . . . .	54
5.1.	Observatorio HAWC . . . . .	56
5.2.	Carcada de partículas secundarias . . . . .	57
5.3.	Partícula en un medio denso . . . . .	58
5.4.	Esquema del efecto Cherenkov . . . . .	59
5.5.	Principio de detección del observatorio HAWC . . . . .	62
5.6.	Dependencia entre la tasa de cuentas de HAWC y $\Delta\phi$ . . . . .	63
5.7.	Reconstrucción de la tasa de cuentas de HAWC . . . . .	65
5.8.	Comparación de la tasa de cuentas reconstruidas de HAWC con MNs	66
5.9.	Comparación de la tasa de cuentas por minuto del Observatorio HAWC con las cuentas reconstruidas. . . . .	67
5.10.	Intensidad del espectro de H y He reconstruido a partir de las obser- vaciones de HAWC . . . . .	68

# Índice de cuadros

3.1. Valores del $\Delta\phi$ . . . . .	36
3.2. Características de los Monitores de Neutrones empleados . . . . .	38
3.3. Coeficientes del ajuste, calculados mediante SE-I y SE-II. . . . .	39
5.1. Coeficientes del ajuste polinomial de la dependencia entre $\Delta\phi$ y las cuentas de HAWC por multiplicidad . . . . .	64
5.2. Coeficientes del ajuste polinomial de la dependencia entre $\Delta\phi$ y las cuentas de HAWC por multiplicidad . . . . .	67



# Acrónimos

RC	Rayos Cósmicos
RGC	Rayos Cósmicos Galácticos
DF	Decrecimiento Forbush
EMC	Eyección de Masa Coronal
ETP	Ecuación de Transporte de Partículas
CMH	Campo Magnético Helioférico
$\phi$	Potencial de Modulación de RCs
MN	Monitor de Neutrones
SE	Simplificación Empírica
$P_{LM}$	Límite de Modulación





# Introducción

Los Rayos Cósmicos Galácticos (RCG) que entran en la Heliosfera son afectados por perturbaciones en el Campo Magnético Heliosférico y por el Viento Solar, esto conduce a variaciones significativas globales y temporales en su intensidad y energía en función de la posición dentro de la Heliosfera. Este proceso se conoce como modulación solar de Rayos Cósmicos (RC). La solución Campo-Fuerza de la ecuación de transporte de RC se usa a menudo para calcular el espectro galáctico de CR modulado por la actividad solar, debido a que permite caracterizar este proceso mediante un solo parámetro (potencial de modulación,  $\phi$ ); de ahí su importancia y frecuente uso.

Este trabajo constituye una aportación en el estudio de la modulación del flujo de RCGs a 1UA, durante escalas temporales variables. El trabajo se divide en tres partes. La primera se establece, en los capítulos introductorios 1 y 2, los cuales se toman como contexto para nuestra investigación.

En la segunda parte, se presentan dos métodos alternativos (obtenidos por simplificación empírica, SE) para reconstruir la variación temporal del potencial de modulación de RCGs (Capítulo 3). La validación de los métodos se determinó mediante la comparación directa con reconstrucciones de  $\phi$  reportados en la literatura (basados en el formalismo tradicional). Se muestra que los métodos propuestos son adecuados para reproducir el espectro primario de RCG a 1UA, en escalas temporales largas. Por otro lado, se analizaron eventos tipo Forbush a fin de determinar un límite en el cual los RCGs se ven modulados debido al paso por la Tierra de una Eyección de Masa Coronal (Capítulo 4).

En la tercer parte de este trabajo se toman datos de Observatorio de Rayos Gamma HAWC para determinar el espectro primario de RGC que llegan al tope de la atmósfera terrestre (Capítulo 5). El interés de reconstruir el espectro primario de RCGs obedece principalmente a dos razones. Por un lado, a partir del perfil o respuesta del Observatorio HAWC durante eventos solares de interés, será posible inferir las características generales del Viento Solar a 1UA; que permitirán además,

la reconstrucción del flujo de RCGs. Por otro lado, la relación entre las detecciones del Observatorio HAWC y el potencial de modulación de RCs, permitirá reconstruir la tasa de cuentas a diferentes escalas temporales (Capítulo 5), cuando no se tengan datos del instrumento.

Como parte final, en el Capítulo 6 se presentan las conclusiones de este trabajo y se plantean algunas líneas de investigación a futuro, derivadas de este estudio.

# Capítulo 1

## Rayos Cósmicos

Los Rayos Cósmicos (RC) son partículas energéticas, las cuales se propagan a través de toda la galaxia y llegan a la Tierra desde todas las direcciones. Su estudio es de suma importancia, ya que proveen información sobre la composición de las fuentes astrofísicas, de los mecanismos de aceleración de partículas y de los medios de propagación entre la fuente y observador. En este sentido, en el presente capítulo se hará una breve descripción sobre su clasificación, composición y principales variaciones que sufren los RCs. Esto con el fin de tener una perspectiva general del objeto de estudio en el cual se basa el presente trabajo de investigación.

### 1.0.1. Antecedentes

Los RC son partículas subatómicas (cargadas eléctricamente) que se originan en el espacio exterior, aceleradas a velocidades cercanas a la de la luz. El estudio de los RCs se originó a comienzos del siglo XX; sin embargo, su existencia fue aceptada cuando se demostró que la conductividad eléctrica de la atmósfera terrestre se debía a la ionización causada por estas partículas.

Entre 1911 y 1913, Victor Hess hizo una serie de ascensos en globos aerostáticos durante los cuales pudo descubrir la radiación cósmica al percatarse que el electroscopio que llevaba consigo, se descargaba más rápido conforme ascendía. Estos resultados posteriormente fueron confirmados por Kolhorster en vuelos que realizó entre 1913 y 1914, alcanzando altitudes de hasta 9 Km. A partir de esto, dedujo que la ionización de la atmósfera aumenta con respecto a la altura y es causada por partículas de alta energía provenientes del espacio exterior, posteriormente llamadas rayos cósmicos.

## 1.1. Rayos Cósmicos Primarios

La radiación cósmica primaria consiste en partículas de alta energía (electrones, protones o núcleos de átomos más pesados, así como fotones, neutrones y neutrinos), que inciden permanentemente sobre la Tierra (desde todas direcciones); algunas partículas provienen del Sol, pero muchas otras se originan fuera del Sistema Solar.

### 1.1.1. Distribución de energía

Los RCs se clasifican de la siguiente forma:

- **Rayos Cósmicos Solares o Partículas Energéticas Solares (PES).**<sup>1</sup> Están asociados a eventos energéticos como ráfagas solares y eyecciones de masa coronal (EMC). Pueden alcanzar energías de hasta algunos GeV.<sup>2</sup> Son observados de manera esporádica, principalmente durante el máximo de actividad solar [Forbush 1957].
- **Rayos Cósmicos Galácticos (RCG):** Proviene de fuera del Sistema Solar (principalmente de fuentes dentro de nuestra galaxia) con energías desde unos cuantos GeV hasta  $10^{15}$  eV. Se cree que la mayoría de los RCGs son acelerados por ondas de choque impulsadas por explosiones de supernovas. Están compuestos aproximadamente por 98 % de núcleos despojados totalmente de sus electrones y 2 % de electrones, positrones y en menor cantidad anti-protones [Potgieter 2010].
- **Rayos Cósmicos Anómalos (RCA):** La componente anómala de los RC fue descubierta en 1970. Esta componente tienen energías entre  $\sim 10$ – $100$  MeV y se caracteriza por estar constituida de átomos que han perdido un solo electrón. Se originan como átomos neutros provenientes del medio interestelar y posteriormente son ionizados por radiación ultravioleta a medida que viajan en la heliosfera hacia el Sol [Fisk et al. 1974]. Dichas partículas son arrastradas por el campo magnético heliosférico hasta el choque terminal donde

<sup>1</sup>O bien por sus siglas en inglés: Solar Energetic Particles (SEPs).

<sup>2</sup>Un electrón volt (eV) es la energía adquirida por un electrón cuando es acelerado en un campo eléctrico producido por una diferencia de potencial de un volt.

- PeV = eV  $\times 10^{15}$

- TeV = eV  $\times 10^{12}$

- GeV = eV  $\times 10^9$

- MeV = eV  $\times 10^6$

- KeV = eV  $\times 10^3$

son acelerados vía aceleración de Fermi de primer orden [Pesses et al. 1981] y posteriormente ingresan a la Heliosfera.

- **Rayos Cósmicos Extra-galácticos (RCE):** Proviene de fuera de nuestra galaxia. Todavía se desconoce el origen y el rango de energía exacto, aún así se especula que van desde más de  $10^{15}$  eV hasta  $10^{20}$  eV. Debido a su energía, también se les conoce como RC ultra-energéticos.

En la Figura 1.1 se muestra el espectro de energía global de los RCs observado por diferentes experimentos y observatorios para diferentes partículas que ingresan a la atmósfera terrestre: protones, electrones, positrones y antiprotones.

Para energías por debajo de  $10^{11}$  eV, los RC primarios pueden ser observados en forma directa mediante detectores a bordo de globos, cohetes y satélites. Sin embargo, a energías mayores esto no es posible en general, debido a que hay menor cantidad de partículas a esas energías (el flujo cae rápidamente con la energía). Por ejemplo, se puede observar que en la región llamada rodilla ( $\sim 10^{15}$  eV), la cantidad de partículas es menor a una por  $\text{m}^2$  por año, para el tobillo es de 1 partícula/ $\text{km}^2$  por año y finalmente en el talón tenemos 1 partícula/ $\text{km}^2$  por siglo.

Lo anterior ilustra el amplio rango de energías que cubren los RCs. Sin embargo, el objeto de estudio de esta tesis, contempla únicamente a la radiación cósmica galáctica de baja energía. Por lo tanto, dejaremos de lado a los RC extra galácticos los cuales no son afectados por el Sol y en lo posterior centraremos nuestra discusión en los primeros, que sí son modulados por el campo magnético solar al ingresar en la Heliosfera.

### 1.1.2. Composición

En la Figura 1.2 se muestran las abundancias relativas de los elementos químicos presentes en Sistema Solar (Barras Rojas) y los presentes en los RCG (Línea Azul). El eje horizontal muestra el número de protones en el núcleo (número atómico) y en la parte superior del diagrama, los símbolos de los correspondientes elementos químicos. Las abundancias son expresadas con respecto a la abundancia del **Si**, por cada núcleo de **Si** (14 protones) hay más de un millón de núcleos de **H** (1 protón) y 100 de **Fe** (26 protones).

Se puede observar que los dos grupos de elementos [**Li**, **Be**, **B**](núcleos ligeros)<sup>3</sup>

---

<sup>3</sup> Los diferentes grupos de elementos químicos se identifican de acuerdo con el número atómico ( $Z$ ); la nomenclatura es como sigue: hidrógeno ( $Z = 1$ ); helio ( $Z = 2$ ); elementos ligeros ( $Z = 3 - 5$ ), L; elementos medianos ( $Z = 6 - 9$ ), M; y los pesados ( $Z \geq 10$ ), H.

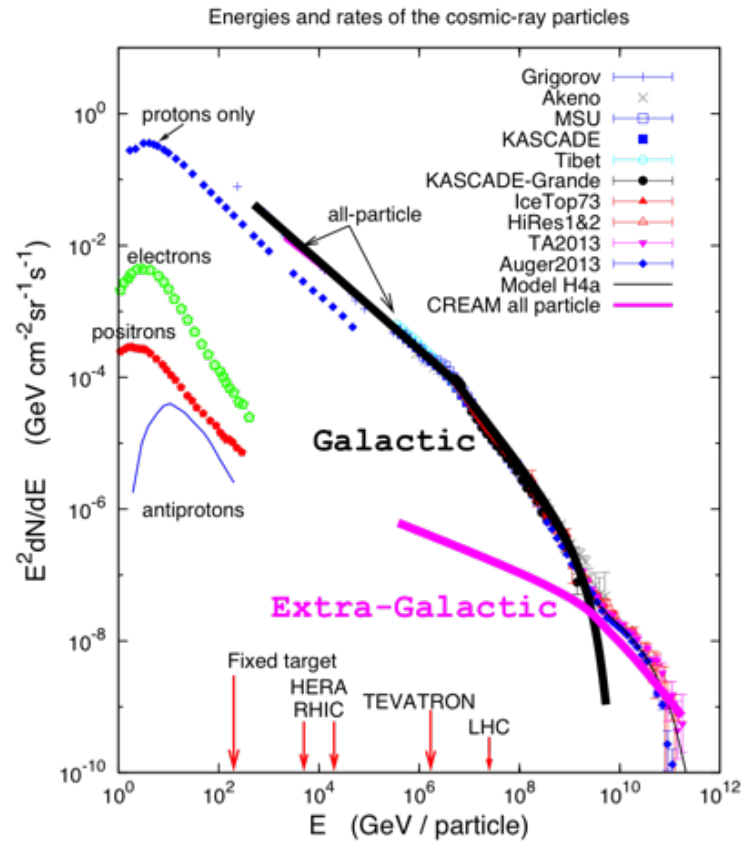


Figura 1.1: Distribución de energía de los RCs medido por varios experimentos. Se puede apreciar que el flujo decae con la energía. Figura tomada de <https://masterclass.icecube.wisc.edu/en/analyses/cosmic-ray-energy-spectrum>

y [Sc, Ti, V, Cr, Mn] (núcleos pesados) tienen órdenes de magnitud mayores en la radiación cósmica, en comparación con la materia del Sistema Solar (ver Figura 1.2). La abundancia de núcleos ligeros en RC es de aproximadamente de entre 4–6 órdenes de magnitud mayor que en el Sistema Solar, por otra parte, para los núcleos pesados es de aproximadamente 2–4 órdenes de magnitud (que en el Sistema Solar). Y esto se debe a que estos elementos, presentes en los RCs, son el producto de colisiones que sufren con las partículas que conforman el ambiente en el medio interestelar. Esos elementos son poco estables, por lo que su energía de amarre<sup>4</sup> es muy débil y al estar inmersos en un plasma muy caliente decaen rápidamente. [Gaisser 1990].

<sup>4</sup>Energía que mantiene unidos a los nucleones (protones y neutrones).

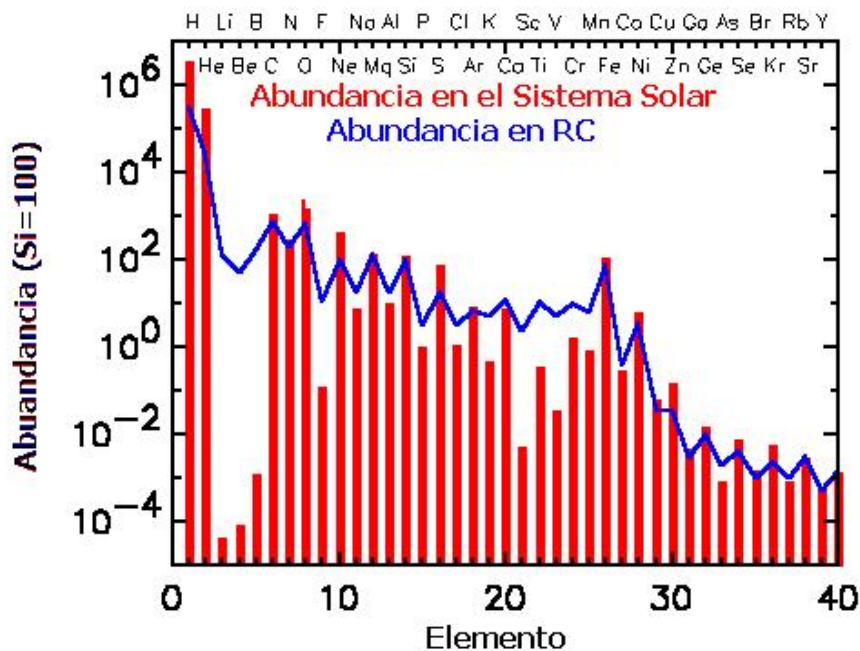


Figura 1.2: Abundancias relativas de elementos químicos presentes en el sistema solar (rojo) y rayos cósmicos (azul). Fuente: [http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/science/know\\_l2/cosmic\\_rays.html](http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/science/know_l2/cosmic_rays.html).

## 1.2. Variaciones en la Intensidad de los Rayos Cósmicos

Antes de llegar a los límites de la magnetósfera terrestre, los RC deben atravesar el medio interplanetario que se encuentra permeado por el viento solar. Por ser éste un plasma de muy alta conductividad eléctrica, al expandirse arrastra consigo al campo magnético solar (Teorema de Alfvén).<sup>5</sup> De esta forma, el espacio interplanetario no es un vacío por el cual los rayos cósmicos primarios puedan propagarse libremente, el viento solar “empuja” las partículas hacia afuera del Sistema Solar mientras que la presencia del campo magnético las guía hacia adentro. Estas dos fuerzas en competencia no son uniformes ni constantes en el tiempo, por ello, sus efectos en la intensidad de la radiación cósmica primaria detectada en cualquier punto se manifiestan en forma de variaciones temporales [Parker 1965].

<sup>5</sup>En un plasma perfectamente conductor, las líneas de campo magnético se comportan como si ellas se movieran con el plasma esto es como si estuvieran congeladas en el plasma.

### 1.2.1. Variación diurna

La variación diurna es una variación casi sinusoidal de la intensidad RCG. Fue observada por Lindholm (aproximadamente en 1928) quien descubrió la existencia de una variación de la intensidad de la radiación con respecto a la hora solar local. Estos eventos se asociaron con la variación de la corriente eléctrica en un nivel conductor de la atmósfera: la ionósfera. Los estudios posteriores realizados para comprender el origen de esta variación han mostrado que también la variación incluye un gran efecto de origen solar y un efecto muy pequeño de origen lunar.

La variación diurna solar quieta, resulta principalmente de las corrientes que fluyen en el nivel E de la Ionósfera<sup>6</sup> mientras que la variación lunar es producida por mareas gravitacionales luni-solares que generan corrientes inducidas en la Tierra.

Tanto la amplitud como la fase de la variación diurna son muy irregulares y cambian constantemente de un día a otro. Esta variación es de aproximadamente 0.55%; aunque la hora local a la que ocurre el máximo de intensidad (del flujo de RC) no es la misma para todas las estaciones terrestres. [Brunberg 1953] sugirió que esta diferencia de hora (en la que se registra el máximo de la intensidad) se debía a la desviación de partículas de RC por el campo geomagnético.

En la Figura 1.3 se observa el flujo convectivo del viento solar que barre los RC hacia afuera (flecha roja) y la difusión de estas partículas a través de las líneas del campo magnético interplanetario (línea verde). La competencia entre la difusión y la convección hace que la intensidad de la radiación observada en una estación terrestre, dando como resultado un flujo neto (flecha azul) con un máximo en promedio, alrededor de las 18 horas en tiempo local y un mínimo sobre las 3 de la mañana.

La fase y amplitud de la variación diurna (dirección de la anisotropía de los RCG) son modulados por varios factores como movimientos de flujo, gradiente latitudinal local en la intensidad de los RCG, nivel de difusión variable, condiciones cambiantes del viento solar, etc. [Oh et al. 2010]. Más que una variación debida al Sol, este fenómeno es debido a la rotación de la Tierra, así como también es

---

<sup>6</sup>Durante el día pueden haber en la Ionósfera 4 niveles o capas llamadas D, E, F1 y F2. Sus alturas aproximadas son:

- Región D de 50 a 90 Km.
- Región E de 90 a 140 Km.
- Región F1 de 140 a 210 Km
- Región F2 más de 210 Km de altura.



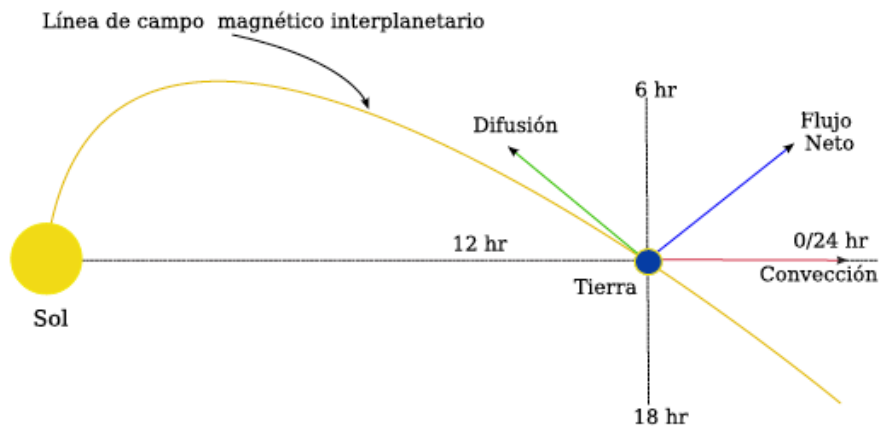


Figura 1.3: Variación Diurna. La competencia entre el flujo convectivo del viento solar que barre los RC hacia afuera del Sistema Solar (flecha roja) y la difusión de las partículas a través de las líneas del campo magnético interplanetario (línea verde), da como resultado un incremento en la intensidad del flujo de RC (flecha azul) detectado sobre la superficie de la Tierra [Figura tomada de [Morales 2009]].

causada por la asimetría de la magnetósfera de la Tierra y a la diferencia día-noche en la estructura de la atmósfera [Dorman 1979].

### 1.2.2. Variación 11 y 22 años

El viento solar fluye de manera constante, sin embargo las condiciones magnéticas que prevalecen en la Heliósfera cambian a medida que el ciclo solar avanza y están generalmente relacionadas con el nivel de actividad solar. En este sentido, a medida que la actividad solar avanza (ráfagas, eyecciones de masa coronal, aumento de manchas solares, etc.) las irregularidades en el Medio Interplanetario (MI) aumentan, afectando el transporte de RC hacia las regiones interiores de la Heliósfera provocando que varíe la intensidad de la radiación cósmica a lo largo del ciclo solar.

Una de las características más sobresalientes del Sol son sus manchas. El número de manchas es variable, cíclico y fue, de hecho, la primera indicación de la existencia del ciclo solar cuya duración es de aproximadamente 11 años. En la Figura 1.4 claramente se aprecia la anticorrelación entre la cantidad de manchas solares y la intensidad de los RCs, es decir, al aumentar el número de manchas, la intensidad de la radiación registrada en la Tierra disminuye y viceversa.

Esta variación, es el resultado del equilibrio que se establece entre la convección (que genera el viento solar al desplazarse de manera constante hacia afuera), la continua difusión hacia el Sol de los RC a lo largo de las líneas del campo magnético y la deriva que experimentan los RC al moverse en un campo magnético con gradiente y curvaturas [Alania et al. 1995].

Por otro lado, la variación de 22 años se debe al ciclo solar magnético. Es decir, se debe a la inversión de la polaridad del campo magnético; el polo sur pasa a ser un polo norte y viceversa.

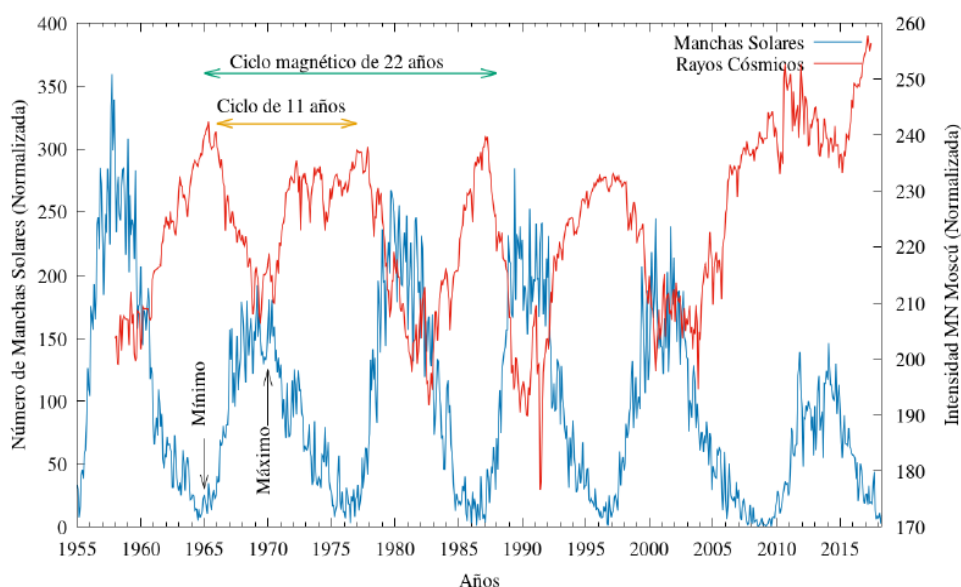


Figura 1.4: Variación de 11 y 22 años. Línea azul intensidad de RCs. Línea roja número de manchas solares [Figura tomada de [Morales 2009]].

En la Figura 1.4 se puede apreciar (línea azul) que los máximos en la intensidad de radiación cósmica son distintos. En algunos períodos se aprecia que el máximo de intensidad decae rápidamente. En contraste, existen períodos en los que el máximo no decae inmediatamente sino que se mantiene por un tiempo mayor. Este fenómeno se debe a que cuando las líneas del campo magnético del Sol se dirigen hacia afuera del hemisferio norte heliosférico y hacia dentro en el polo sur, los RCs entran primordialmente por los polos magnéticos del Sol y salen por la hoja de corriente,<sup>7</sup> permitiendo así que se alcance más rápido del máximo de intensidad y se mantenga por más tiempo. Mientras que en el caso en donde la polaridad

<sup>7</sup>Durante el mínimo de actividad solar, el campo magnético coronal puede aproximarse al campo de un dipolo. Puesto que el campo magnético está congelado en el viento solar (es decir el

magnética se invierte (debida a la variación de 22 años), las partículas entran por la hoja de corriente. En este caso, las partículas (RC primarios) tienen que recorrer una mayor distancia, de tal manera que el aumento de la intensidad es más lento y posteriormente al llegar al máximo inmediatamente comienza a decaer.

### 1.2.3. Decrecimiento Forbush

Un decrecimiento Forbush (DF) es la disminución abrupta del flujo de Rayos Cósmicos Galácticos (RCG) (de 3 a 20% aproximadamente) que ocurre en un pequeño intervalo de tiempo (en algunos casos se registra un decrecimiento de hasta un 12% en aproximadamente 6 horas); después de llegar a un mínimo la intensidad comienza a recuperarse lentamente, este proceso puede durar desde unos cuantos días hasta semanas. En la Figura 1.5 se muestra el perfil de un DF “clásico” detectado por distintos monitores de neutrones.

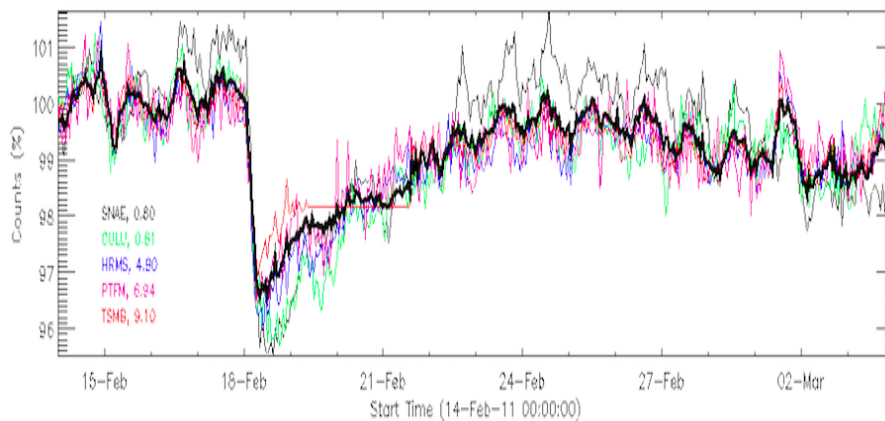


Figura 1.5: Decrecimiento Forbush observado en Febrero de 2011 por seis monitores de neutrones localizados en distintas latitudes. En todos los detectores se registra una reducción similar de la intensidad de RCs.

Los DFs están asociados con el paso por la Tierra de una estructura de gran escala, que viaja en el viento solar, en la que el campo magnético es muy intenso y turbulento, que viaja con una velocidad mayor a la de Alfvén y la del sonido, por lo tanto produce una onda de choque. Esta onda de choque actúa como una barredora

campo magnético “se mueve con” el viento solar) y este fluye radialmente, se forma una superficie donde el campo magnético se anula. Esta zona, llamada hoja de corriente, se extiende a toda la Heliosfera.

magnética que impide el paso de la radiación cósmica [Barouch & Burlaga 1975]; de tal forma que si la región magnética se encuentra con la Tierra, dicha estructura puede impedir la llegada de RCs a ella.

Este fenómeno aparece de forma aleatoria, esporádicamente sin ninguna regularidad, aumentando su frecuencia a medida que se acerca la fase de máxima actividad solar. Dependiendo de la naturaleza y origen de las perturbaciones del viento solar, es que pueden ser clasificadas las fuentes como Eyección de Masa Coronal Interplanetaria (EMCI)<sup>8</sup> o Región de Interacción Corrotante (RIC)<sup>9</sup>. Por otra parte, [Cane 2000] propone tres tipos básicos de DFs: 1) Causado por un choque y EMC, 2) causado sólo por un choque y 3) causado sólo por una EMC.

---

<sup>8</sup> Las EMCI son eventos dinámicos en los cuales el plasma es eyectado desde el Sol y se propagá por el MI como una enorme burbuja de gas que se expande rápidamente a altas temperaturas en un rango de velocidades de  $\sim 100$  a  $\sim 3000$   $km/s$ , una masa  $\approx 10^{13}$  gr y una energía de  $10^{32}$  ergs. Ocurren en una escala de tiempo de pocos minutos a algunas horas, la mayor parte de la masa de las EMC típicamente se origina en o por debajo de la corona inferior.

<sup>9</sup> Las Regiones de Interacción Corrotante son zonas de compresión, en donde interaccionan dos corrientes de Viento Solar (VS) de diferente velocidad. De acuerdo con las propiedades Magnéto-Hidro-Dinámica (MHD) de los plasmas, dos corrientes de Viento Solar con diferente campo magnético no se pueden mezclar, por lo cual, interaccionan en el medio interplanetario formando zonas de compresión.

## Capítulo 2

# Modulación Solar de Rayos Cósmicos

Los rayos cósmicos en la Heliosfera experimentan cambios en sus intensidades en función de su energía, ubicación dentro de la Heliosfera y fase del ciclo de actividad solar debido a la propagación de perturbaciones en el viento solar y en el campo magnético embebido. Este proceso es conocido como modulación de RCs y se considera que ocurre por debajo de  $\sim 30$  GeV (componente galáctica de baja energía), debido a que los RCs de muy alta energía se propagan en la Heliosfera sin ser perturbados por el campo magnético interplanetario (CMI) [Potgieter 2013].

El transporte de la radiación cósmica en el CMI es descrito por una ecuación que modela el comportamiento de los RCs, denominada ecuación de transporte de partículas (ETP) [Parker 1965], [Gleeson & Axford 1968]. Esta ecuación considera cuatro mecanismos de modulación: 1) difusión, debido a la presencia de irregularidades en el CMI, 2) convección, debido a que el campo magnético está congelado en el viento solar, 3) derivas debido a que CMI presenta gradiente y curvatura de las líneas y 4) cambios adiabáticos de energía debidos a la divergencia del viento solar [Potgieter 2010].

En particular para este trabajo, la solución Campo–Fuerza de la ETP será utilizada para calcular la modulación solar del espectro de RCs debido a que esta solución puede caracterizar este proceso con un solo parámetro llamado potencial de modulación  $\phi$  [[Gleeson & Axford 1968]; [Herbst et al. 2010]; [Caballero–Lopez & Moraal 2004]]. En este sentido y debido a la relevancia en este trabajo, en el presente capítulo se hará una breve descripción de la ETP así como de la solución Campo–Fuerza.

## 2.1. Procesos Físicos

En general, los RCG llegan a la Tierra desde todas las direcciones, en diferentes cantidades y en un amplio intervalo de energía. Sin embargo, cuando el flujo de RCs entra a la Heliosfera experimenta variaciones en su intensidad debido a la influencia que ejerce el Sol a través de las diferentes perturbaciones en el Campo Magnético Heliosférico (CMH).<sup>1</sup> El grado de reducción está relacionado con el ciclo solar, fundamentalmente en el máximo solar donde se da la mayor cantidad de irregularidades en el CMH.

Los procesos físicos que sufren los RCs al entrar a la Heliósfera son:

- **Convección.** Este proceso se presenta debido a que el campo magnético está siendo arrastrado hacia afuera, por lo que se genera una especie de barrera en movimiento que trata de impedir la entrada de partículas. En este proceso, mientras mayor sea la velocidad de viento solar, menor será la intensidad de las partículas.
- **Difusión.** Este fenómeno tiene lugar debido a la presencia de irregularidades en el CMI (en ocasiones es más intenso o cambia de dirección), de tal manera que las partículas cuyo radio de giro sea comparable con la irregularidad, serán dispersadas. Por otro lado, si el radio de giro del RC es mucho mayor o menor que la irregularidad del CMI, la partícula no verá afectado su movimiento, y seguirá su trayectoria a través de la línea de campo sin sentir la irregularidad.
- **Derivas.** Este proceso es debido a que el CMI presenta gradiente y curvatura de las líneas, de tal manera que los RCs sufrirán un desplazamiento perpendicular al plano formado por el campo magnético ( $\mathbf{B}$ ) y el gradiente del campo ( $\nabla\mathbf{B}$ ).

En general, en presencia de un campo  $\mathbf{B}$  y  $\mathbf{E}$  una partícula cargada experimentará una fuerza  $\mathbf{F}_T = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ . Así, en un segmento de órbita cuando un RCG se mueve en la misma dirección que la fuerza eléctrica, ésta se acelerará y su radio de giro aumentará. Por otro lado, cuando se mueve en sentido contrario a la fuerza eléctrica, sufrirá una desaceleración y su radio de giro será menor. Esta distorsión en el radio de giro se conoce como deriva.

- **Desaceleración adiabática.** La divergencia radial del viento solar<sup>2</sup> hace

<sup>1</sup>El Campo Magnético Heliosférico es originado por el campo magnético solar y transportado hacia toda la heliósfera por el viento solar.

<sup>2</sup>Componente normal o perpendicular a la dirección de propagación del flujo de entrada o salida del campo vectorial del viento solar.

que las partículas se propaguen en un medio que se expande adiabáticamente<sup>3</sup> [algo similar a lo que sucede a un gas que se encuentra dentro de un cilindro cuyo volumen aumenta sin que halla intercambio de calor con el exterior (Caballero López, 2001)]. Así pues, la existencia de un campo eléctrico en el viento solar, produce cambios en la energía de las partículas (los RC en promedio le ceden energía al medio) y en consecuencia éstas se desaceleran.

## 2.2. Ecuación de Transporte de Partículas

En 1965, Parker formuló la Ecuación de Transporte de Partículas, la cual parte de las ecuaciones de movimiento de partículas con carga en campos magnéticos fluctuantes a pequeñas y grandes escalas. Dicha ecuación se basa en la suposición de que el flujo de los RCs es isotrópico. Sin embargo se debe a [Gleeson & Axford 1968] el planteamiento de la ecuación como una ecuación de continuidad para la función de distribución omnidireccional  $f$ , con respecto al momento, la posición y el tiempo:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{4\pi p^2} \nabla \cdot \mathbf{S} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 \langle \dot{p} \rangle f) = \mathbf{Q} \quad (2.1)$$

Donde:

- $f(\mathbf{r}, p, t)$  es la función de distribución omnidireccional. Donde  $p$  es el momento de la partícula,  $t$  es el tiempo y  $\mathbf{r}$  es la posición en 3D  $(r, \theta, \phi)$  en un sistema de coordenadas esféricas heliocéntricas donde el plano ecuatorial está en un ángulo polar de  $\theta = 90^\circ$ . Su significado físico es que representa las partículas en un volumen definido, en el punto  $\mathbf{r}$  y con un momento en un intervalo delimitado por  $\mathbf{p}$  y es independiente de la dirección del movimiento.
- $\mathbf{S}$  es el flujo o la densidad de corriente diferencial y está dado por:

$$\mathbf{S} = 4\pi p^2 (C\mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) \quad (2.2)$$

\*  $\mathbf{V}$  es la velocidad del viento solar.

---

<sup>3</sup>Proceso termodinámico en el cual un gas se hace pasar de una presión mayor a otra inferior sin que tome o ceda calor al medio.

- \* El término  $C = -\frac{1}{3}(\partial \ln f / \partial \ln p)$ , es el factor de Compton–Getting. Esta corrección a la ETP fue incorporada por [Gleeson & Axford 1968] debido a que el flujo que es isotrópico en el sistema de referencia en reposo, no lo es en el sistema del viento solar. Es decir, que si se desea medir el flujo de partículas que se propagan en un medio en movimiento, respecto a un observador fijo, obtendremos un valor diferente al de un observador en movimiento con respecto al medio [similar al efecto Doppler, [Moraal 2013]].
- \*  $\mathbf{K}$ , es el tensor de difusión de las partículas. Éste se define como el factor de proporcionalidad entre el flujo de partículas y el gradiente de la densidad de las partículas.

El tensor difusivo puede ser descompuesto en dos componentes (Figura 2.1): la parte simétrica ( $\kappa_S$ ) y la parte antisimétrica ( $\kappa_A$ ). Donde, la divergencia del tensor antisimétrico ( $\kappa_A$ ), es la velocidad de deriva ( $\mathbf{V}_d$ ). El tensor simétrico,  $\kappa_S$ , consiste en la difusión espacial paralela [ $\kappa_{\parallel}(r, P, t)$ ] y perpendicular [ $\kappa_{\perp}(r, P, t)$ ] con respecto a la dirección del Campo Magnético Interplanetario medio, donde  $P$  es la rigidez magnética de la partícula (la cual puede ser considerada como una medida de la resistencia de la partícula a ser desviada por el campo). Teniendo entonces, que la difusión puede expresarse como  $\mathbf{K} = \kappa_{\parallel} \nabla n_{\parallel} + \kappa_{\perp} \nabla n_{\perp}$  [Pei et al. 2012]

- El término  $\langle \dot{p} \rangle = (p/3) \mathbf{V} \cdot (\nabla f \cdot f)$ , representa la pérdida adiabática de momento de los rayos cósmicos en el viento solar en expansión con respecto a un observador fijo.
- El término  $\mathbf{Q}$ , es el que se refiere a las fuentes de partículas presentes en el medio.

La ecuación de continuidad 2.1 nos dice que al analizar el flujo de partículas con cierta energía en un volumen fijo dentro de la Heliosfera, los cambios temporales de dicha cantidad sumados al flujo neto de partículas y al cambio producto de variaciones en la energía, tienen que ser iguales al número de partículas generadas en las fuentes ( $\mathbf{Q}$ ) dentro de dicho volumen en cierto intervalo de tiempo.

Ahora bien, si se inserta el flujo ( $\mathbf{S}$ ) y el término de pérdida adiabática ( $\langle \dot{p} \rangle$ ) en la ecuación de continuidad 2.1, es posible obtener tres formas distintas pero equivalentes de la ETP.



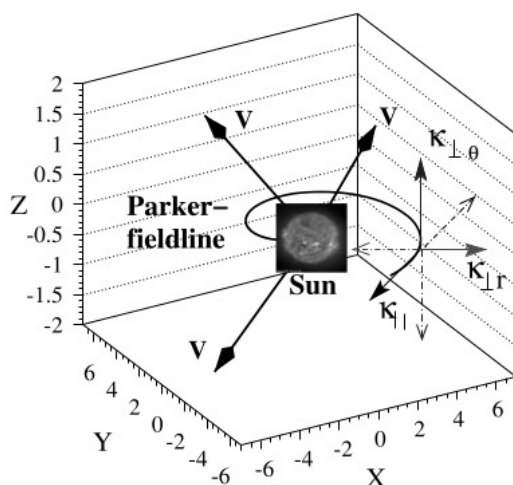


Figura 2.1: Componentes del tensor de difusión en la espiral de Parker. Las flechas  $\mathbf{V}$  indican el Viento Solar en expansión. La difusión se da en respuesta a la presencia de irregularidades en el CMI, la cual consiste de dos componentes: coeficiente de difusión paralelo ( $\kappa_{||}$ ) y perpendicular en dirección radial ( $\kappa_{\perp r}$ ) y polar ( $\kappa_{\perp \theta}$ ) (Tomado de [Herber et al. 2006]).

1. Al tomar el término de pérdida adiabática, correspondiente a un observador fijo que ve cómo fluye el viento solar ( $\langle \dot{p} \rangle = (p/3)\mathbf{V} \cdot (\nabla f/f)$ ) e insertándolo en la ecuación de transporte junto con el flujo ( $\mathbf{S}$ ), se obtiene la siguiente expresión:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{4\pi p^2} \nabla \cdot [4\pi p^2 (C\mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f)] + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[ p^2 \left( \frac{p}{3} \mathbf{V} \cdot \frac{\nabla f}{f} \right) f \right] = \mathbf{Q},$$

que al simplificar queda de la siguiente forma:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (C\mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) + \frac{1}{3p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^3 \mathbf{V} \cdot \nabla f) = \mathbf{Q} \quad (2.3)$$

2. Transformando el tercer término de la ecuación 2.3 según la relación  $\nabla \cdot (f\mathbf{A}) = f(\nabla \cdot \mathbf{A}) + \mathbf{A} \cdot (\nabla f)$  y sustituyendo el valor del factor de Compton-Getting en el segundo término, se obtiene

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot \left( -\frac{1}{3} \frac{\partial \ln f}{\partial \ln p} \mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f \right) + \frac{1}{3p^2} \frac{\partial}{\partial p} [p^3 (\nabla \cdot f\mathbf{V} - f\nabla \cdot \mathbf{V})] = \mathbf{Q},$$

aplicando la identidad  $\partial \ln p = (1/p)\partial p$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot \left[ -\frac{p}{3f} \left( \frac{\partial f}{\partial p} \right) \mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f \right] + \frac{1}{3p^2} \frac{\partial}{\partial p} [p^3 (\nabla \cdot f\mathbf{V} - f\nabla \cdot \mathbf{V})] = \mathbf{Q},$$

y agrupando términos:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) + \frac{1}{3p^2} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial}{\partial p} (p^3 f) = \mathbf{Q} \quad (2.4)$$

3. Finalmente para derivar la última forma, se desarrollan los dos últimos términos de la ecuación 2.3:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}f) - \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla f) - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \left[ f + p \frac{\partial f}{\partial p} \right] = \mathbf{Q}$$

Aplicando  $\nabla \cdot (f\mathbf{A}) = f(\nabla \cdot \mathbf{A}) + \mathbf{A} \cdot (\nabla f)$  al segundo término de la ecuación anterior y desarrollando el cuarto término, se tiene:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}f + f(\nabla \cdot \mathbf{V}) - \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla f) - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V})f - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V})p \frac{\partial f}{\partial p} = \mathbf{Q}$$

Y recordando que  $\partial \ln p = (1/p)\partial p$ , obtenemos la siguiente expresión:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla f - \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla f) - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial f}{\partial \ln p} = \mathbf{Q} \quad (2.5)$$

Debido a su complejidad, la solución numérica completa de la ETP es muy difícil de obtener. Por lo que desde su deducción, se han empleado diferentes grados de aproximación para resolver alguna de las tres formas equivalentes. Como se mencionó anteriormente, por relevancia, en el presente trabajo únicamente se empleará la solución Campo-Fuerza.

### 2.2.1. Solución campo de fuerza

[Gleeson & Axford 1968] derivaron una solución aproximada a la ecuación 2.3, la solución Campo-Fuerza. Esta solución parte de las siguientes suposiciones:

- No existen fuentes de rayos cósmicos en la Heliosfera ( $\mathbf{Q} = \mathbf{0}$ )
- Estado estacionario ( $\partial f / \partial t = 0$ )
- No hay pérdida adiabática ( $\langle \dot{p} \rangle = (p/3)\mathbf{V} \cdot (\nabla f \cdot f)$ )

la ecuación se reduce a:

$$C\mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f = 0 \quad (2.6)$$

Si además, suponemos simetría esférica (es decir, solo la dirección radial es tomada en cuenta), la ecuación anterior se reduce a

$$CVf - \kappa \frac{\partial f}{\partial r} = 0 \quad (2.7)$$

donde  $V = V_r$  denota la velocidad del viento solar y el tensor de difusión ( $\mathbf{K}$ ) se redujo a un sólo coeficiente  $\kappa$ . Sin embargo, para que 2.7 sea válida es necesario que el término de pérdidas adiabáticas en 2.3 sea menor que los términos convectivo y difusivo [Gleeson & Axford 1968], lo que significa:

- $V_r/\kappa \ll 1$ , válido para altas energías donde  $\kappa$  es muy grande.
- $(1/f)\partial f/\partial r \ll C/r$ , válido para  $r$  pequeño.

Si ahora consideramos que la rigidez puede expresarse como  $P = cp/q$ , la ecuación 2.7 puede reescribirse como

$$\begin{aligned} \frac{1}{\kappa} \left[ \frac{Vp}{3} \frac{\partial f}{\partial p} + \kappa \frac{\partial f}{\partial r} \right] &= 0 \\ \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{V}{3\kappa} \left( \frac{qP}{c} \frac{c}{q} \right) \frac{\partial f}{\partial P} &= 0 \\ \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{VP}{3\kappa} \frac{\partial f}{\partial P} &= 0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

Finalmente, si se considera el coeficiente de difusión de la forma:

$$\kappa(r, P) = \beta \kappa_1(r) \kappa_2(P) \quad (2.9)$$

con  $r$ , la distancia heliocéntrica y  $P$  la rigidez de la partícula. Entonces la solución será

$$\int_P^{P_b(r,P)} \frac{\beta(P')\kappa_2(P')}{P'} dP' = \int_r^{r_b} \frac{V(r')}{3\kappa_1(r')} dr' \equiv \phi(r) \quad (2.10)$$

donde  $\phi$  se conoce como parámetro de campo de fuerza. Aquí  $r_b$  representa el límite exterior como el choque de terminación del viento solar o la Heliopausa (Caballero-Lopez y Moraal 2004). Finalmente, en el caso especial de partículas relativistas  $\beta \approx 1$  y cuando la dependencia del coeficiente de difusión con la rigidez es  $\kappa \propto P$ , la solución se reduce a la forma:

$$P_b - P = \phi \quad (2.11)$$

El modelo Campo de Fuerza es una aproximación de la ecuación de transporte de RCs, la cual describe la modulación de estas partículas en la Heliosfera. Su uso frecuente se debe a que, de una forma sencilla, proporciona un método cuasi-analítico que describe el nivel de modulación utilizando un solo parámetro variable (Potencial de modulación  $\phi$ ). Sin embargo, esta aproximación es buena para los RCG en la Heliosfera interna y para partículas de alta energía (varios cientos de MeV en adelante), pero su precisión disminuye hacia la Heliosfera externa [[Caballero-Lopez & Moraal 2004]; [Moraal 2013]].

El potencial de modulación o parámetro de campo de fuerza representa una pérdida de rigidez, o de manera alterna, la pérdida de energía promedio de un RC dentro de la Heliosfera. Los valores típicos de  $\phi$  varían de 300 a 1000 MV, entre el mínimo y el máximo solar [Caballero-Lopez et al 2003]. Aunque, su aplicación física no es sencilla, especialmente en escalas de tiempo pequeñas y en periodos de máxima actividad solar debido al número de simplificaciones implícitas en el modelo.

# Capítulo 3

## Potencial de Modulación

Dada la importancia de conocer el valor del potencial de modulación ( $\phi$ ) de RCs, el presente capítulo se centra en mostrar y validar dos métodos obtenidos empíricamente para reconstruir la variación temporal del potencial de modulación ( $\Delta\phi$ ) durante periodos largos (ciclos solares). Además, se harán comparaciones con datos de monitores de neutrones, a fin de corroborar la bondad del método. Dichos métodos se proponen como una simple y rápida alternativa para calcular el  $\Delta\phi$  en cualquier momento deseado.

### 3.1. Cálculo del Potencial de Modulación a partir de las Observaciones de Monitores de Neutrones

#### 3.1.1. Formalismo

Cuando la radiación cósmica primaria penetra en la atmósfera terrestre colisiona con las moléculas del aire (nitrógeno y oxígeno en su mayoría), produciendo la liberación de electrones, excitación de átomos y formación de nuevas partículas, las que a su vez decaen o colisionan con otras. Esto da lugar a lo que se conoce como radiación cósmica secundaria, que es detectada posteriormente por instrumentos dentro de la atmósfera terrestre [Bazilevskaya et al. 2008].

La tasa de cuentas  $N(P_c, x, t)$  de un detector con rigidez de corte  $P_c$ , a una

profundidad atmosférica  $x$  y a un tiempo  $t$  se representa matemáticamente como:

$$N(P_c, x, t) = \int_{P_c}^{\infty} (-dN/dP)dP = \sum_i \int_{P_c}^{\infty} S_i(P, x)J_i(P, t)dP \quad (3.1)$$

donde:

- La tasa de conteo de un monitor de neutrones esta parametrizada a partir de la función de Dorman, dada por:

$$N(P_c) = N_0[1 - \exp(-\alpha P_c^{-\kappa})] \quad (3.2)$$

donde  $\alpha$  y  $\kappa$  dependen del detector, tiempo y profundidad atmosférica,  $P_c$  es la rigidez de corte o energía que un RC primario debe tener para ser detectada o bien, para producir partículas secundarias que puedan ser detectadas en una latitud magnética en la Tierra, y  $N_0$  representa la tasa de cuentas de un monitor de neutrones a una rigidez de corte de 0 GV. Así, diferenciando la tasa de cuentas con respecto a la rigidez ( $-dN/dP$ ) se obtiene la función de respuesta diferencial del instrumento dentro de la atmósfera, definida como:

$$-dN/dP = \alpha\kappa N_0 \exp(-\alpha P^{-\kappa})P^{-\kappa-1} \quad (3.3)$$

- $J_i(P, t)$  es el espectro de rayos cósmicos primarios de la especie  $i$ .
- Para un instrumento particular la función de acoplamiento atmosférico o función de producción [ $S_i(P, x)$ ] relaciona la intensidad de RCs primarios y la tasa de conteo de un instrumento dentro de la atmósfera [Clem & Dorman 2000].

En general, la ecuación 3.1 es una expresión que relaciona la tasa de cuentas de un detector en la atmósfera terrestre con la radiación cósmica primaria, en un tiempo específico.

En este trabajo se utiliza como referencia la función de producción desarrollada por Caballero-Lopez et al. (2012), para resolver la ecuación 3.1, la cual está dada por la siguiente expresión:

$$S_H = \frac{-(dN/dP)}{J_H(P) + 1.584F(P)J_{He}(P)} \quad (3.4)$$

### 3.1. CÁLCULO DEL POTENCIAL DE MODULACIÓN A PARTIR DE LAS OBSERVACIONES DE M

donde  $F(P)$  es la razón entre las funciones de producción de He y H, reproducidas por [Clem & Dorman 2000]:

$$F(P) = F_0(P_0^a + P^a)^{(\gamma_1 - \gamma_2)/a} P^{\gamma_2} \quad (3.5)$$

con los valores de las constantes:  $F_0 = 2.0$ ,  $\gamma_1 = 0$ ,  $\gamma_2 = 10$ ,  $a = 1.4$  y  $P_0 = 0.45$ .

Como muestra Caballero–Lopez & Moraal (2004), el flujo primario de RCs ( $J$ ), en un tiempo específico puede ser descrito matemáticamente como:

$$J_{TOA}(P) = \left(\frac{P}{P_b}\right)^2 J_{LIS}(P_b) \quad (3.6)$$

donde  $J_{LIS}$  representa el espectro interestelar local y  $J_{TOA}$  el espectro de RCG en el tope de la Atmósfera terrestre.  $P$  es la pérdida de energía/momento/rigidez de la partícula al propagarse a través de la Heliofera y la relación entre  $P$  y  $P_b$  está dada por la variación temporal del potencial de modulación:

$$\Delta\phi = \sqrt{P^2 + (AE_0/Z)^2} - \sqrt{P_b^2 + (AE_0/Z)^2} \quad (3.7)$$

$A$  y  $Z$  son el número de masa y carga respectivamente; y  $E_0 = 938\text{MeV}$  es la energía en reposo del protón.

#### Nota:

Aquí suponemos que el parámetro de modulación  $\phi$  puede ser descrito de la siguiente manera:

$$\phi(t) = \phi_{87} + \Delta\phi(t) \quad (3.8)$$

donde  $\phi_{87}$  es el valor en marzo de 1987 (parámetro de referencia) y  $\Delta\phi(t)$  la variación en el parámetro de modulación para un tiempo  $t$ . Particularmente, en el presente trabajo los resultados obtenidos se expresarán de ahora en adelante en términos de coeficiente  $\Delta\phi(t)$

$$\Delta\phi(t) = \phi(t) - \phi_{87} \quad (3.9)$$

*Específicamente, el método utilizado para calcular el  $\Delta\phi$  se basa en el trabajo desarrollado por [Caballero–Lopez et al. 2012], el cual consiste en: dado un espectro de referencia  $J_a$ , el valor del  $\Delta\phi$  se supone y utiliza para calcular su correspondiente espectro  $J_b$  usando las ecuaciones 3.7 y 3.6. Este proceso se realiza iterativamente hasta que se encuentra el  $\Delta\phi$  (y  $J_b$ ) que mejor reproduce la tasa de cuentas del MN usando la ecuación 3.1.*

### 3.1.2. Método alternativo para calcular el parámetro de modulación

En la presente sección se presentan dos métodos alternativos para reconstruir el parámetro de modulación  $\Delta\phi$  de RCG. Cada método se obtuvo mediante una simplificación empírica del formalismo utilizado en la solución Campo–Fuerza de la Ecuación de Transporte de RCG (Sección 3.1.1).

Es importante mencionar que la propuesta de dichos métodos surgieron a partir de la visualización directa de valores del  $\Delta\phi$  reportados en la literatura. Así, basados en el formalismo el cual menciona que existe una correspondencia directa entre el potencial de modulación y la tasa de cuentas de un detector en la atmósfera terrestre; en la Figura 3.1 se muestran 7 valores (signos de suma) del  $\Delta\phi$  respecto a la tasa de cuentas en porcentaje registrada por el MN Hermanus (los valores se reportan en la Tabla 3.1).<sup>1</sup> Como es posible observar, la dispersión de los datos presentan un perfil lineal decreciente. A pesar de que la cantidad de información (puntos en la gráfica) es muy pequeña, la tendencia aparente, se consideró la base para la parametrización y posterior validación de dicha correspondencia.

#### \* Tipo I: Simplificación Empírica Cuadrática (SE–I)

La Simplificación Empírica Cuadrática o SE–I, se basa en que la dependencia entre el valor del parámetro  $\Delta\phi$  y la variación porcentual en la tasa de cuentas ( $N$ ) de MNs puede ser parametrizada por un polinomio de segundo orden, de la

---

<sup>1</sup> Como base para el presente trabajo, se utilizaron siete valores del  $\Delta\phi$  reportados por Caballero–Lopez et al. (2012) y Enriquez–Rivera et al. (2015), (en lo sucesivo, nos referimos a estos trabajos como CL). Específicamente, los valores del  $\Delta\phi$  de Marzo de 1987, Septiembre de 1989 y Septiembre de 2014 fueron tomados de [Enríquez–Rivera et al. 2015] (Tabla 1), Junio de 1991 de [Caballero–Lopez et al. 2012] (Sección 7), finalmente Noviembre y Diciembre de 2014 fueron obtenidos vía comunicación privada con Enriquez–Rivera.



### 3.1. CÁLCULO DEL POTENCIAL DE MODULACIÓN A PARTIR DE LAS OBSERVACIONES DE M

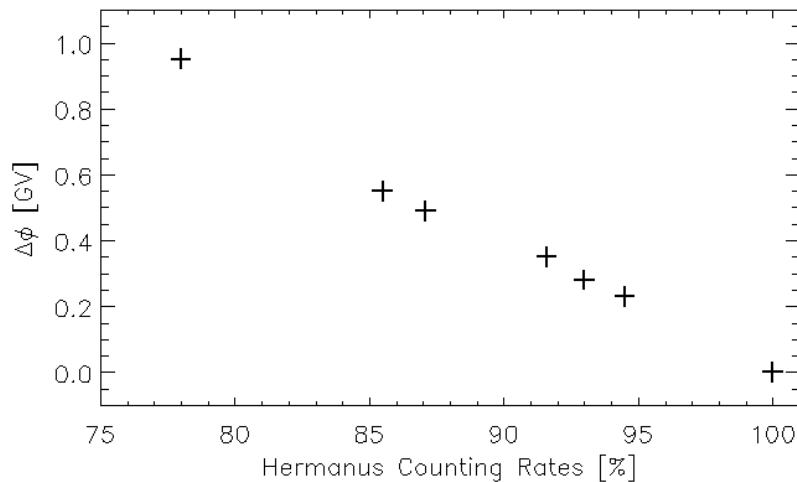


Figura 3.1: Valores del parámetro de modulación usados como referencia. La dispersión muestra un correspondencia directa.

forma:

$$\Delta\phi = a + bN + cN^2 \quad (3.10)$$

Para una mejor visualización del método, en la Figura 3.2 se puede observar la relación entre los valores del  $\Delta\phi$  con la tasa de cuentas porcentual de los MNs Sanae, Hermanus y Potchefstroom (símbolos de suma) en color azul, negro y rojo respectivamente. Los valores del  $\Delta\phi$  y tasa de cuentas porcentual de los MNs se reportan en la Tabla 3.1 (columnas 5 y 9–11). Los datos de MNs usados en este análisis fueron tomados de <http://www.nwu.ac.za/neutron-monitor-data>. Además, en la Tabla 3.1 se muestra una comparación de los valores del  $\phi$ , obtenidos de CL con los reportados por otros autores [[Usoskin et al. 2017] (tercer columna) y [Ghelfi et al. 2017] (cuarta columna)], corroborando la congruencia de CL con otros trabajos.

Por otra parte, las líneas continuas de la Figura 3.2 representan el ajuste polinomial de segundo orden aplicado a los símbolos. Como es posible observar, el ajuste es bueno, con una eficiencia calculada de  $\approx 90\%$ . Los coeficientes del polinomio se reportan en la Tabla 3.3 (columnas 3–5). Así, en las columnas 5–8 (de la Tabla 3.1) se reportan los valores reconstruidos del  $\Delta\phi$  aplicando la SE-I, etiquetados como  $SE_S$ ,  $SE_H$  y  $SE_P$ . Notamos que los valores reconstruidos son congruentes con los reportados por CL y el hecho de que la diferencia entre ellos ( $\sim 0.1$ – $8.7\%$ ) es pequeña, sugiere que la parametrización propuesta puede ser utilizada como un

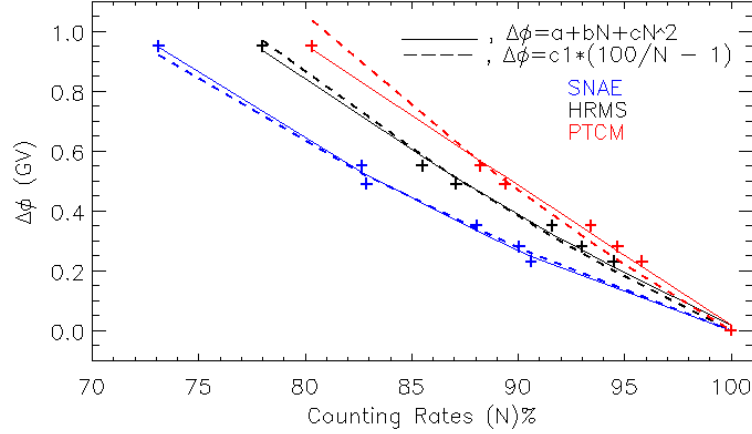


Figura 3.2: Variación temporal del potencial de modulación de RCGs en siete diferentes tiempos (con respecto a Marzo de 1987, ver Tabla 3.1) usando la tasa de cuentas de los MNs Sanae (azul), Hermanus (negro) y Potchefstroom (rojo). La tasa de cuentas están en porcentaje respecto a Marzo de 1987 (ver Figura 3.3). Las líneas continuas son el ajuste polinomial de segundo orden que mejor ajustan los datos (ecuación 3.10). Las líneas discontinuas es el ajuste usando la relación inversa o SE-II (Ecuación 3.11).

método alternativo para calcular el parámetro  $\Delta\phi$ .

Evento	$\phi$ (GV)			$\Delta\phi$ (GV)			Cuentas (%)			
	CL	U17	G16	CL	SE <sub>S</sub>	SE <sub>H</sub>	SE <sub>P</sub>	SNAE	HRMS	PTCM
Marzo, 1987	0.407	0.447	0.509	0.000	0.001	0.018	0.019	100.000	100.000	100.000
Junio, 1991	1.357	1.360	1.455	0.950	0.949	0.936	0.941	73.125	77.815	80.336
Septiembre, 1989	0.957	0.986	1.077	0.550	0.529	0.581	0.569	82.674	85.531	88.247
Abril, 2001	0.894	0.866	0.991	0.487	0.521	0.510	0.514	82.882	87.128	89.394
Diciembre, 2014	0.757	0.703	0.860	0.350	0.333	0.324	0.326	88.053	91.685	93.416
Noviembre, 2014	0.687	0.648	0.793	0.280	0.268	0.269	0.267	90.054	92.998	94.416
Septiembre, 2014	0.637	0.640	0.782	0.230	0.250	0.212	0.214	90.613	93.473	95.821

Cuadro 3.1:  $\Delta\phi$  obtenido mediante el ajuste polinomial de segundo orden, a los valores reportados por CL y a la tasa de cuentas de los MNs Sanea, Hermanus y Potchefstroom.

Es importante mencionar que se usó como referencia a la tasa de cuentas media observada en Marzo de 1987 ( $N=100\%$  y  $\Delta\phi=0$ ), donde  $\phi=407\text{MV}$  (este valor fue determinado por [Caballero-Lopez & Moraal 2004], usando un espectro interestelar local a 90UA). Dicho periodo de referencia se puede observar en la Figura 3.3.

### 3.1. CÁLCULO DEL POTENCIAL DE MODULACIÓN A PARTIR DE LAS OBSERVACIONES DE M

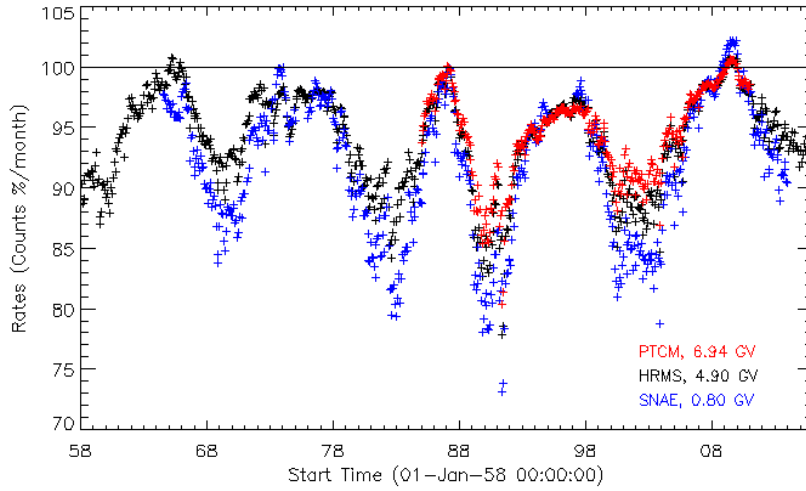


Figura 3.3: Variación temporal de la tasa de cuentas de distintos MNs, respecto a Marzo de 1987.

#### \* Tipo II: Simplificación Empírica (SE-II)

Como segundo método (SE-II), proponemos la siguiente relación entre el  $\Delta\phi$  y la tasa de cuentas de MNs:

$$\Delta\phi = c_1 \left( \frac{100}{N} - 1 \right) \quad (3.11)$$

donde  $c_1$  es una constante. Es importante hacer notar que SE-II, requiere de únicamente un parámetro libre para reconstruir los valores del  $\Delta\phi$ , de ahí su peso e importancia como método alternativo. Los valores del coeficiente  $c_1$  del ajuste a la tasa de cuentas de los MNs Sanae, Hermanus y Potchefstroom se presentan en la Tabla 3.3; el método SE-II corresponde a las líneas discontinuas en Figura 3.2.

Como puede apreciarse en la Figura 3.2, la tasa de cuentas registrada por un MNs está relacionado con el valor del potencial de modulación  $\Delta\phi$  el cual depende del grado de actividad solar. Así, el valor mínimo del potencial de modulación de RCGs (cuando  $\Delta\phi = 0$ ) depende de la tasa de cuentas (registrada por un MN en un tiempo específico) que se tome como referencia.

## Datos

En general, la variación del flujo de RCs es un fenómeno global, en este sentido se espera que los monitores seleccionados detecten variaciones de la intensidad al mismo tiempo; sin embargo la amplitud dependerá del tipo de detector, es decir, de la rigidez umbral vertical y la profundidad atmosférica a la que el detector se encuentre.<sup>2</sup>

Los datos empleados para el análisis y desarrollo del presente trabajo se muestran en la Tabla 3.2, los cuales se tomaron de la Base de Datos de la Red de Monitores de Neutrones (BDMN)<sup>3</sup>

Monitor	Rigidez (GV)	Localización	Altitud s.n.m (m)
<b>TERA</b>	0.01	66.65°S, 140.0°E	32
<b>SOPO</b>	0.10	90.0°S	2820
<b>MCMU</b>	0.30	77.9°S, 116.6°E	48
<b>SNAE</b>	0.80	70° 19'S, 2° 21'W	52
<b>OULU</b>	0.81	65.05°N, 25.47°E	15
<b>KERG</b>	1.14	49.35°S, 70.25 °E	33
<b>NEWK</b>	2.40	39.68°N, 75.75°W	50
<b>JUNG</b>	4.50	46.55°N, 7.98°E	3570
<b>HERM</b>	4.90	34° 25.5'S, 19° 13.5É	26
<b>AATB</b>	6.69	43.14°N, 76.60°E	3340
<b>PTCM</b>	6.94	26° 41.9'S, 27° 5.6É	1351

Cuadro 3.2: Características de los Monitores de Neutrones empleados en este trabajo: Nombre, Rigidez de Corte Geomagnética ( $P_c$ ), Localización y Altitud.

## 3.2. Comparación con Estudios Previos

En la presente sección se amplía el análisis (abordado en la Sección 3.1.2) a un conjunto distinto de MNs a fin de generalizar el proceso de reconstrucción del parámetro de modulación de RCs. Así, en la Tabla 3.3 se reportan los coeficientes obtenidos al aplicar los métodos SE-I y SE-II a los datos de distintos MNs.

<sup>2</sup>En general, el campo magnético terrestre impide a las partículas de baja energía alcanzar la superficie, las cuales giran alrededor de las líneas de campo, debido a la fuerza de Lorentz. El radio de giro de las partículas, asu vez, es dependiente de su energía y de la intensidad del campo geomagnético. De este modo, para cada punto en la Tierra, existe un valor de energía mínima (Rigidez de Corte) requerida para que una partícula pueda alcanzar un lugar determinado en la superficie terrestre.

<sup>3</sup>La red BDMN comenzó como un proyecto de la Unión Europea en 2008, e incluye un número creciente de estaciones de monitoreo de neutrones de 11 países con sus datos disponibles en tiempo real. Ver: <http://www.nmdb.eu/>

Monitor		Coeficientes			
Nombre	Tipo	a	b	c ( $\times 10^{-4}$ )	c <sub>1</sub>
TSMB	18NM64	10.2246 $\pm$ 1.17	-0.1514 $\pm$ 0.03	4.9016 $\pm$ 1.39	5.0151
PTCM	15IGY	4.7713 $\pm$ 0.79	-0.0484 $\pm$ 0.02	0.0088 $\pm$ 0.97	4.2245
AATB	18NM64	10.2722 $\pm$ 0.65	-0.1735 $\pm$ 0.01	7.0776 $\pm$ 0.81	3.4148
HRMS	12NM64	7.2194 $\pm$ 0.61	-0.1108 $\pm$ 0.01	3.8846 $\pm$ 0.77	3.4402
JUNG	18IGY	3.1894 $\pm$ 0.46	-0.0256 $\pm$ 0.01	-0.6057 $\pm$ 0.60	3.1733
NEWK	9NM64	5.0663 $\pm$ 0.40	-0.0718 $\pm$ 0.01	2.1309 $\pm$ 0.545	2.7627
KIEL	18NM64	7.8696 $\pm$ 0.42	-0.1338 $\pm$ 0.01	5.5037 $\pm$ 0.55	2.6934
KERG	18NM64	4.2815 $\pm$ 0.41	-0.0542 $\pm$ 0.01	1.1786 $\pm$ 0.55	2.8621
OULU	9NM64	3.9329 $\pm$ 0.41	-0.0448 $\pm$ 0.01	0.5652 $\pm$ 0.55	2.9121
SNAE	6NM64	7.1632 $\pm$ 0.37	-0.1213 $\pm$ 0.01	4.9681 $\pm$ 0.50	2.5083
MCMU	18NM64	4.7194 $\pm$ 1.41	-0.0630 $\pm$ 0.01	1.5987 $\pm$ 0.55	2.8862
SOPO	3NM64	4.8621 $\pm$ 0.25	-0.0775 $\pm$ 0.01	2.8943 $\pm$ 0.35	2.0410
TERA	9NM64	5.9518 $\pm$ 0.34	-0.0948 $\pm$ 0.01	3.5339 $\pm$ 0.47	2.4840

Cuadro 3.3: Coeficientes del ajuste, calculados mediante SE–I y SE–II.

### 3.2.1. Reconstrucción del parámetro de modulación durante escalas de tiempo largas

Es importante mostrar que los métodos propuestos trabajan bien en periodos temporales largos. Una manera de corroborar nuestro resultado es comparar los valores reconstruidos del  $\Delta\phi$  con los reportados por distintos autores. Así, en la Figura 3.4 se muestra la serie temporal del  $\Delta\phi$  reconstruido de 1964–2016.

En el panel superior de la Figura 3.4 se muestra el valor del  $\Delta\phi$  (línea en negro) aplicando la ecuación 3.9 a los valores reportados por Ghelfi et al. (2017) (con el valor de  $\phi_{87} = 509\text{MV}$ ). Los valores del  $\phi$  se obtuvieron específicamente del sitio <http://lpsc.in2p3.fr/crdb>, los cuales fueron reconstuidos a partir de la solución campo de fuerza utilizando las observaciones del MN Kiel. Mientras que las líneas azul y roja corresponden a los valores reconstruidos del  $\Delta\phi$  usando las ecuaciones 3.10 y 3.11 con los parámetros de la Tabla 3.3 correspondiente al MN Kiel. Se ha etiquetado como "This Work.<sup>a</sup> el valor del  $\Delta\phi$  calculado aplicando SE–I y "This Work<sup>b</sup>.<sup>a</sup> los valores obtenido mediante SE–II. Es notable que los valores del  $\Delta\phi$  obtenidos de [Ghelfi et al. 2017] son muy similares a nuestros cálculos; además, podemos confirmar la equivalencia de los métodos propuestos en este trabajo.

En el panel inferior de la Figura 3.4 se muestra la variación temporal del parámetro  $\Delta\phi$ , al aplicar la ecuación 3.9 a los valores reportados del  $\phi$  por [Usoskin et al. 2011] y [Usoskin et al. 2017], representados por las líneas en verde y negro respectivamente. La línea en azul (etiquetada como This Work) representa el valor medio del  $\Delta\phi$  reconstruido mediante SE–I, donde la desviación estándar ( $\sigma$ ) se muestra como una banda azul–claro. Se estimó el valor medio,  $\langle\Delta\phi\rangle$ , mediante el uso de los coeficientes de la Tabla 3.3 de todos los MNs. Como es posible observar, los valores

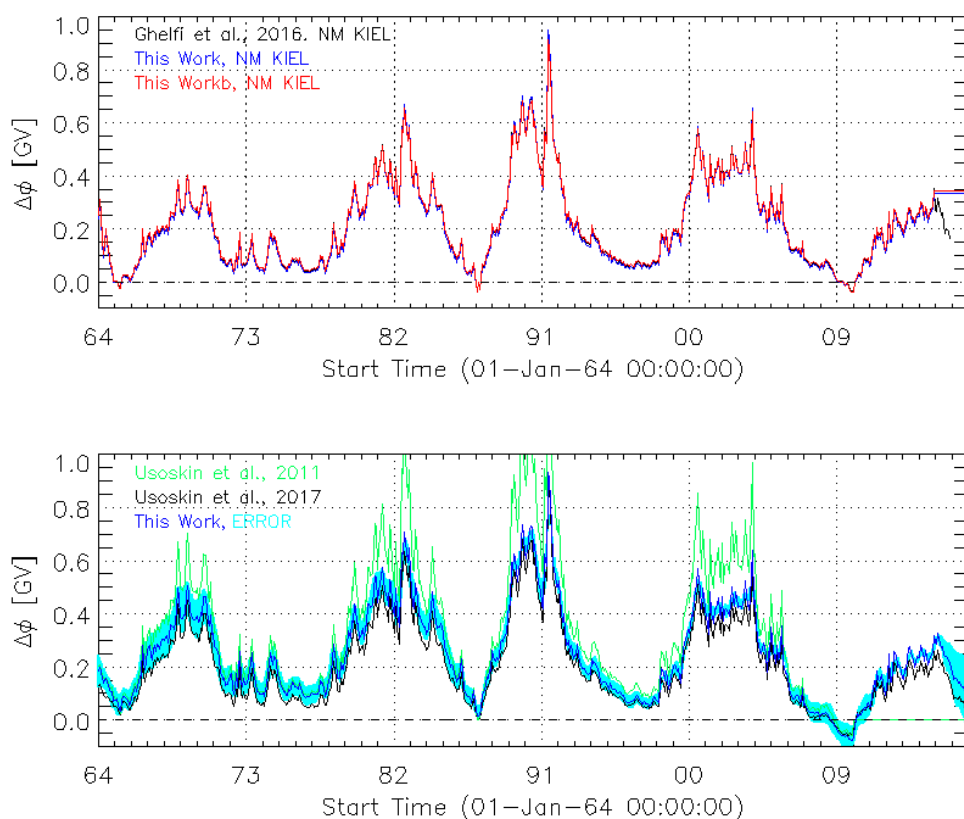


Figura 3.4: Serie temporal mensual del  $\Delta\phi$  y  $\langle\Delta\phi\rangle$  (tomando como referencia Marzo de 1987), reconstruido desde 1964 a 2016. Panel superior: las líneas en negro, azul y rojo representan el  $\Delta\phi$  obtenido de [Ghelfi et al. 2017], SE-I y SE-II, respectivamente. Para nuestro método se utilizaron los coeficientes correspondientes al MN KIEL de la Tabla 3.3. Panel inferior: comparación del valor del  $\Delta\phi$  obtenido de [Usoskin et al. 2011] (línea verde) y [Usoskin et al. 2017] (línea en negro) con el valor promedio (usando todos los MNs de la Tabla 3.3) calculado via SE-I (etiquetado como "This Work", línea azul), donde la desviación estándar ( $\sigma$ ) se muestra como una banda azul-claro.

reportados por [Usoskin et al. 2011] y [Usoskin et al. 2017] siempre están dentro de la franja azul, que corresponde al error del método. Otra característica importante observada, es que durante períodos de mínimo solar, la discrepancia entre los valores reportados y los calculados en este trabajo, es pequeña. Sin embargo, aunque el enfoque para obtener el  $\langle\Delta\phi\rangle$  es muy diferente, se puede observar que los valores reportados por [Usoskin et al. 2017] concuerdan con los reconstruidos en este trabajo.

Como paso final, se utiliza el valor del  $\langle\Delta\phi\rangle$  para reconstruir el espectro pri-

mario de RCs y validarlo mediante la comparación directa de datos reales del espectro. El cálculo del espectro primario de RCs se obtiene usando las ecuaciones 3.6 y 3.7. Así, en la Figura 3.5 se presenta una comparación de las mediciones de la intensidad de protones (asteriscos), realizadas por la nave PAMELA,<sup>4</sup> con el espectro reconstruido al aplicar SE–I (etiquetado como *this Work*, en línea azul) y el reportado por [Ghelfi et al. 2017] (línea en negro), en cuatro diferentes tiempos. Como es posible observar, las diferencias entre los datos medidos por PAMELA y los reportados por [Ghelfi et al. 2017] con el espectro reconstruido en este trabajo es muy pequeña; validando así el empleo de los métodos SE–I y SE–II para reconstruir de manera fiable, el espectro primario de RCG.

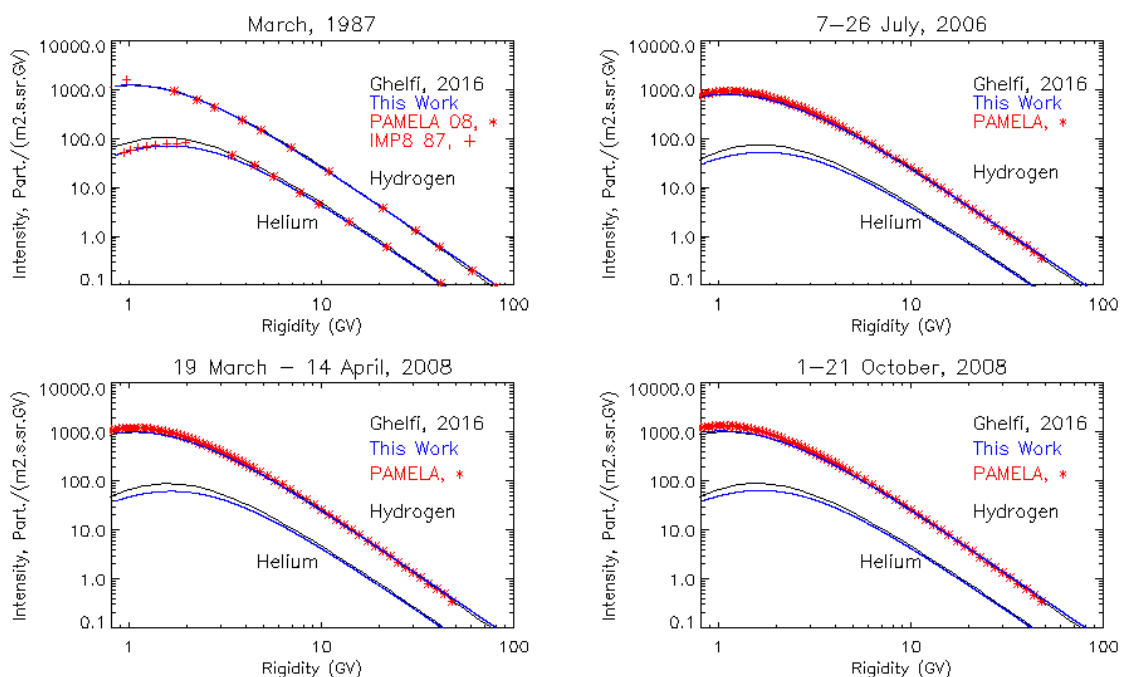


Figura 3.5: Comparación del espectro de intensidad de H y He obtenido en este trabajo (líneas azules) y [Ghelfi et al. 2017] (líneas en negro) con las mediciones directas de la nave PAMELA (asteriscos rojos). En el panel superior derecho se muestra el conjunto de datos de las mediciones directas de la nave PAMELA [Adriani et al. 2011] y de IMP8 [Caballero–Lopez & Moraal 2004]. El espectro primario de RCs reconstruido utilizando la SE, es congruente con las mediciones de PAMELA.

<sup>4</sup><http://pamela.roma2.infn.it>





# Capítulo 4

## Umbral de Modulación del Espectro Primario de RCG

El nivel de modulación solar del flujo de RCG a diferentes escalas temporales, es un tema central en la física solar y de rayos cósmicos. Recientemente, [Usoskin et al. 2015] mostraron que el espectro de energía de RCG a 1UA puede ser parametrizado por el coeficiente  $\phi$ , durante escalas temporales cortas. Así, en el presente capítulo se aplicará el método de SE a eventos Forbush a fin de probar su uso para reconstruir el espectro de RCGs primarios. Se desea determinar la energía en que el espectro de RCGs a 1UA experimenta un nivel de reducción mínima ( $\sim 0.01\%$ ), respecto al espectro interestelar local (en el punto mínimo de un DF).

### 4.1. Reconstrucción del espectro modulado de rayos cósmicos

#### 4.1.1. Comparación del espectro primario con datos reales

En el capítulo anterior, los métodos de SE fueron aplicados a periodos largos (ciclos solares). A fin de validar la equivalencia y fiabilidad de los métodos SE-I y SE-II durante un DF (o periodos cortos), en la Figura 4.1 se muestra una comparación directa de los datos del espectro primario de Hidrógeno y Helio medidos por la nave PAMELA (triángulos) con los espectros reconstruidos en este trabajo (línea continua), en dos diferentes tiempos durante el DF de Diciembre de 2006.

Los datos de PAMELA fueron tomados de [Usoskin et al. 2015] y la reconstrucción del espectro se determinó mediante las ecuaciones 3.7 y 3.6, donde los valores de  $\Delta\phi$  se obtuvieron usando las ecuaciones 3.10 y 3.11 con los parámetros de la Tabla 3.3 de todos los MNs. Con ésto, se calculó el valor medio de  $J$ ,  $\langle J \rangle$ , donde la desviación estándar ( $\sigma$ ) se muestra como una sombra azul.

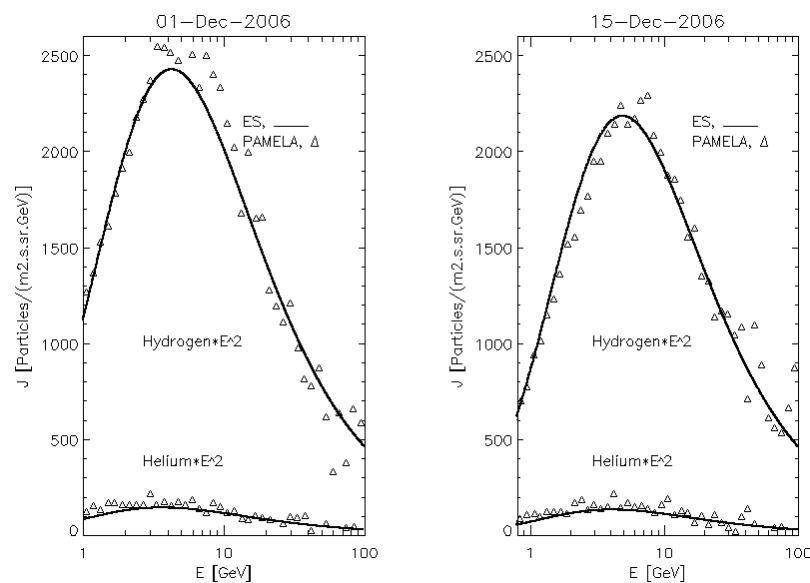


Figura 4.1: Comparación de la intensidad del espectro primario de H y He (multiplicado por  $E^2$  para una mejor visualización) reconstruido en este trabajo con las mediciones de la nave PAMELA (triángulos), para un día quieto (izquierda) y en el mínimo (derecha) del DF registrado en Diciembre de 2006.

En el panel izquierdo de la Figura 4.1 se muestra el espectro primario de RCG para un día quieto (01-Diciembre-2006) y en el panel derecho, en la fase del mínimo (15-Diciembre-2006) del DF. Es claramente visible que las diferencias entre los datos de PAMELA y los valores reconstruidos en este trabajo, son muy pequeñas. El análisis numérico, mostró que el espectro de intensidad de H y He calculado en este trabajo tiene una diferencia media [dada en Partículas/( $m^2$  s sr GeV)] de  $\sim 23.0$  y  $\sim 19.1$  para un día quieto  $\sim 25.2$  y  $\sim 20.5$  para la fase del mínimo del DF, respectivamente. Esto muestra que los métodos de SE trabajan bien para reconstruir el espectro de energía de RCG durante un DF (periodos cortos de tiempo); además, se confirma la equivalencia de los métodos SE-I y SE-II.

### 4.1.2. Reconstrucción del flujo de RCG: estudio de un evento representativo

A fin de mostrar una vista general del proceso para reconstruir el espectro primario de RCG mediante el uso del  $\langle \Delta\phi \rangle$ , a continuación se toma un evento Forbush como referencia del proceso empleado. En adelante se utilizará el término SE al hacer mención del método propuesto en el presente trabajo, no se le adicionará la terminación I o II debido a su equivalencia.

#### Caso de estudio: decrecimiento Forbush registrado en Junio de 2015

##### i) Período Analizado:

En la Figura 4.2 se muestra el DF registrado en Junio de 2015. Los paneles (de arriba hacia abajo) muestran las series temporales del campo magnético ( $|\mathbf{B}|$ ), velocidad ( $|\mathbf{V}|$ ), temperatura (T) y densidad (N) del Viento Solar (VS) a 1UA, y la tasa de cuentas del MN Oulu.

Como se puede observar, este evento Forbush inició con el arribo de tres ECM dirigidas hacia la Tierra que tuvieron lugar el 21 de Junio de 2015 16:45 UT, el 22 de Junio de 2015 a las 05:45 UT y 19:00 UT, respectivamente. El arribo de las EMC está marcado por líneas verticales y pueden verse como incrementos súbitos en los parámetros del VS. Es aceptado que los eventos Forbush son causados por el paso de una perturbación de gran escala en el VS relacionada con una EMC dirigida hacia la Tierra desde el Sol y su choque asociado [[Cane 2000]]; el cual se caracteriza generalmente por un incremento en la velocidad y el campo magnético interplanetario (CMI). En la identificación de los choques asociados a las EMC que generaron este evento, se utilizó la base de datos de choques interplanetarios<sup>1</sup> de la nave WIND<sup>2</sup>. En particular, el paso de la tercer EMC generó un incremento en la intensidad del CMI ( $\sim 9\text{--}44$  nT) y de la velocidad del VS ( $\sim 370\text{--}720$  km s<sup>-1</sup>).

##### ii) Reconstrucción del potencial de modulación

En la Figura 4.3 (panel superior) se muestra la serie temporal del parámetro  $\Delta\phi$ , durante el DF de Junio de 2015 (observado por 9 diferentes MNs), obtenido mediante el método de SE. Como es posible observar, la diferencia entre las curvas de los valores reconstuidos del  $\Delta\phi$  usando nueve diferentes MNs es pequeña ( $\sim 0.14$ GV). Lo anterior, es positivo para este trabajo, debido a que el parámetro de modulación no depende de la rigidez de corte ni de la latitud

<sup>1</sup>CI, [https://www.cfa.harvard.edu/shocks/wi\\_data/](https://www.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/)

<sup>2</sup><https://wind.nasa.gov/>

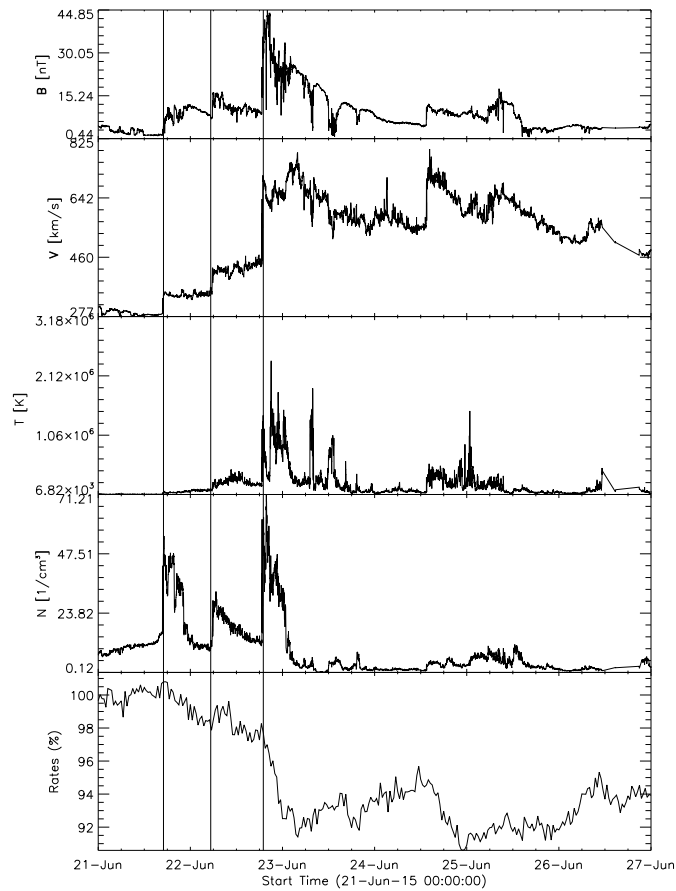


Figura 4.2: Parámetros del Viento Solar durante el DF registrado en Junio de 2015. Los cuatro paneles superiores muestran el perfil temporal de la velocidad, campo magnético, densidad y temperatura del VS a 1UA. El panel inferior muestra la variación de la tasa de cuentas del NM Oulu. El Choque asociado a la EMC se indica por líneas verticales.

o longitud a la que se encuentre el MN, si no, de las características que imperan fuera de la Tierra.

Finalmente, mediante las nueve series temporales del  $\Delta\phi$  es posible calcular un valor promedio del  $\Delta\phi$  [ $\langle\Delta\phi\rangle$ ; línea en negro, ambos paneles] para cada tiempo durante el DF; así como de la desviación estándar asociada  $\pm\sigma$  (sombreado azul, panel inferior), la cual es tomada como el error de la serie temporal promedio. Un factor importante que mencionar, es que la magnitud del error asociado a la reconstrucción fluctúa muy poco ( $\sim 0.08$  GV), lo cual confirma

#### 4.1. RECONSTRUCCIÓN DEL ESPECTRO MODULADO DE RAYOS CÓSMICOS47

la consistencia del método SE para reconstruir el  $\Delta\phi$  utilizando los datos cualquier MN.

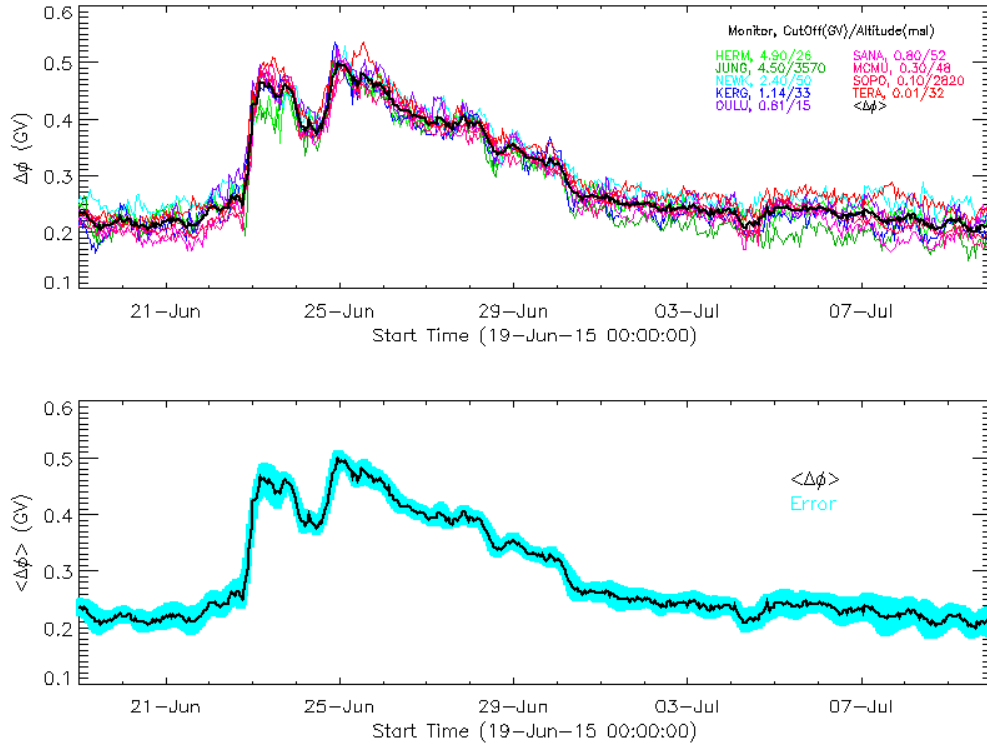


Figura 4.3: Comparación del coeficiente  $\Delta\phi$  reconstruido utilizando distintos MNs (panel superior) y  $\langle \Delta\phi \rangle$  (panel inferior) durante Junio–Julio de 2015. La desviación estándar  $\pm\sigma$  asociada a la serie temporal promedio se muestra como un sombreado azul.

### III) Reconstrucción del espectro primario de RCG

En la Figura 4.4 se muestra la variación temporal del espectro primario de Hidrógeno (panel superior) y Helio (panel inferior) durante el FD de junio de 2015. Las diferentes líneas de color representan el perfil de intensidad primaria con una rigidez específica (dentro de un rango de 1–150 GV). Como se puede observar, la intensidad de partículas decae rápidamente con la energía; sin embargo, el nivel de modulación que experimentan los RCs depende de la energía de los mismos.

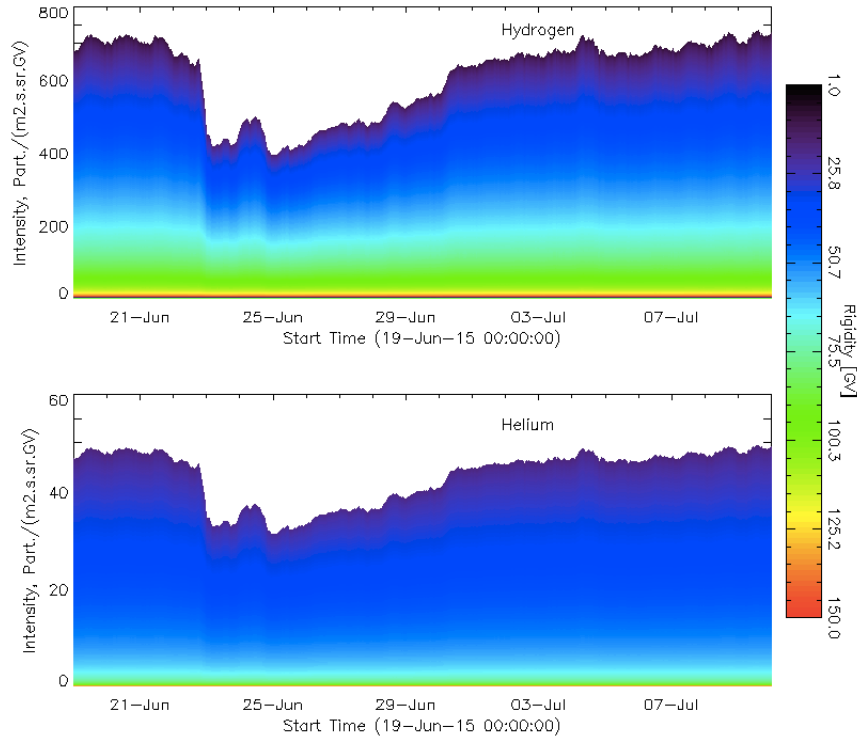


Figura 4.4: Perfil de intensidad temporal del espectro de protones (panel superior) y Helio (panel inferior), durante el evento Forbush registrado en Junio de 2015. La barra de color indica la energía de las partículas.

## 4.2. Reducción de la intensidad del espectro primario de RCG

En la Figura 4.5 (lado izquierdo) se hace una comparación del espectro de rigidez de protones (panel superior) y Helio (panel inferior) registrado en el mínimo del DF de Junio, 2015 ( $JH_{min}$ ; línea discontinua) con el espectro interestelar local ( $J_{LIS}$ ; línea continua). Se tomó el  $J_{LIS}$  como espectro de referencia debido a que la intensidad de partículas fuera de la Heliosfera, no se ve afectada por la actividad solar. En este sentido, la reducción en el flujo de partículas respecto a su rigidez, registrada a 1UA en el mínimo del DF registrado en Junio del 2015 (paneles izquierdos, línea discontinua), es debida a la modulación que sufren las partículas durante su paso por la Heliosfera y por la EMC que arriba a la Tierra.

En el presente trabajo, el límite de modulación ( $P_{LM}$ ) se toma como la energía

## 4.2. REDUCCIÓN DE LA INTENSIDAD DEL ESPECTRO PRIMARIO DE RCG49

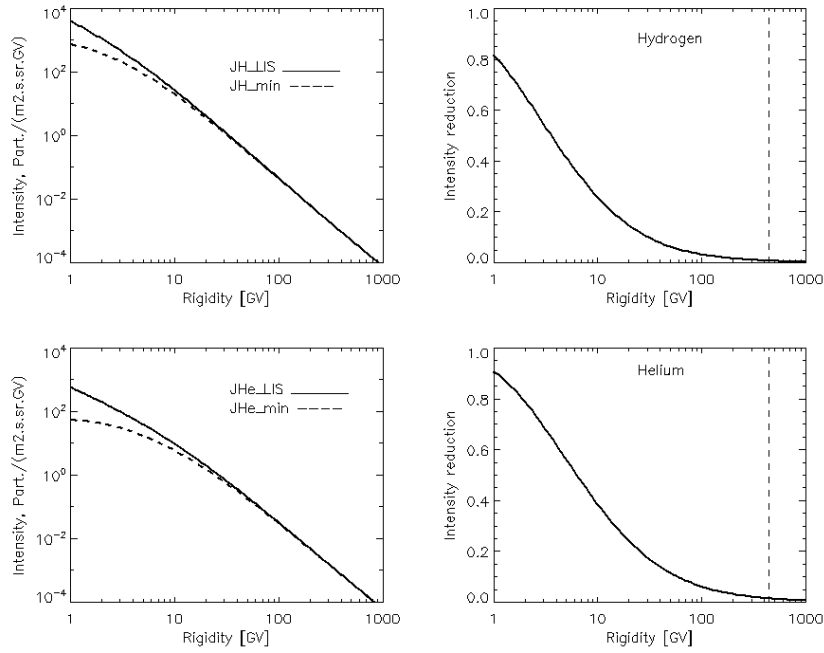


Figura 4.5: Lado izquierdo: Espectro de rigidez del flujo Protones (panel superior) y Helio (panel inferior) en distintos tiempos específicos. Lado derecho: reducción de la intensidad de partículas respecto al espectro de referencia. La línea punteada en negro indica la energía en la cual se tiene una reducción mínima ( $\sim 0.01\%$ ) en el flujo de RCG a 1UA, respecto al  $J_{LIS}$ .

en la cual, la intensidad del espectro de RCG a 1UA experimenta una reducción de  $\sim 0.01\%$ , respecto al espectro interestelar local. A fin de ejemplificar el concepto de  $P_{LM}$ , en el lado derecho de la Figura 4.5 se muestra la disminución que sufre la intensidad de partículas respecto al espectro de referencia,  $J_{LIS}$ . Nótese que los efectos de la modulación solar impactan predominantemente a poblaciones de RCGs de baja energía (1–80 GV; lado derecho); lo cual esta en acuerdo con lo que reporta [Strauss & Potgieter 2014]. Por ejemplo, a energías de  $\sim 1$ GV, la abundancia de partículas de Hidrógeno y Helio decrece hasta un 0.8 y 0.9 partículas/( $m^2.s.sr.GV$ ), respectivamente. Así, a medida que aumenta la energía de las partículas, la modulación es menor. Específicamente durante el DF de Junio de 2015, el límite de modulación se registró a energías de  $\sim 440$ GV (línea vertical negra).

NOTA:

La variación de intensidad (o diferencia relativa) del flujo de RCG a 1UA respecto al espectro de referencia, durante un evento de interés se toma como:

$$V_{int} = 1.0 - \frac{J_{TOA}(P_b)}{J_{LIS}(P_b)} \quad (4.1)$$

donde el flujo en el tope de la Atmósfera ( $J_{TOA}$ ) es obtenido a partir del modelo de modulación Campo–Fuerza (Ecuación 3.6) aplicado al flujo en el medio interestelar ( $J_{LIS}$ ) (Gleeson and Axford, 1967, 1968; Caballero–López & Moraal, 2004). El  $J_{LIS}$  se tomó de Vos & Potgieter (2015), que es una parametrización basada tanto en mediciones cercanas a la Tierra como distantes (más allá del choque terminal heliosférico) de espectros y composiciones de GCR. Donde, el LIS toma la siguiente forma para los protones:

$$J_{LIS} = 2.7 \times 10^3 \frac{T^{1.12}}{\beta^2} \left( \frac{T + 0.67}{1.67} \right)^{-3.93} \quad (4.2)$$

$\beta = v/c$  es la razón entre la velocidad del protón y la velocidad de la luz.

#### 4.2.1. Reconstrucción del límite de modulación

El nivel de modulación expresado a través del coeficiente  $\phi$ , se toma como un indicativo de la actividad solar, por lo tanto debe de correlacionarse aproximadamente con el número de manchas solares (como puede observarse en la Figura 4.6, la relación en general es directa). En consecuencia, a medida que el ciclo solar tiende al máximo, se tendrá un aumento en el número de irregularidades que modifican el espectro de energía de RCs. Sin embargo, el grado en que la modulación afecta a los RCs depende de la energía de los mismos. Por lo anterior, en la presente sección se empleará el coeficiente de modulación de RCs (como un primer acercamiento) para determinar el grado de afectación de transientes solares que originan DFs, sobre el flujo de RCs.

Así, en el caso especial de partículas relativistas  $\beta \approx 1$  y cuando la dependencia de la rigidez es  $\kappa \propto P$ , entonces  $\phi = P_b - P$ . Además, si suponemos que  $P$  y  $P_b \geq 100\text{GV}$ , entonces  $J_{LIS} \propto P^{-\gamma}$  y la Ecuación 3.6 se puede reescribir como:

$$J_{TOA}(P) = \left( \frac{P_b - \phi}{P_b} \right)^2 P_b^{-\gamma} = \left( 1 - \frac{\phi}{P_b} \right)^2 P_b^{-\gamma} \simeq \left( 1 - 2\frac{\phi}{P_b} \right) P_b^{-\gamma} \quad (4.3)$$



## 4.2. REDUCCIÓN DE LA INTENSIDAD DEL ESPECTRO PRIMARIO DE RCG51

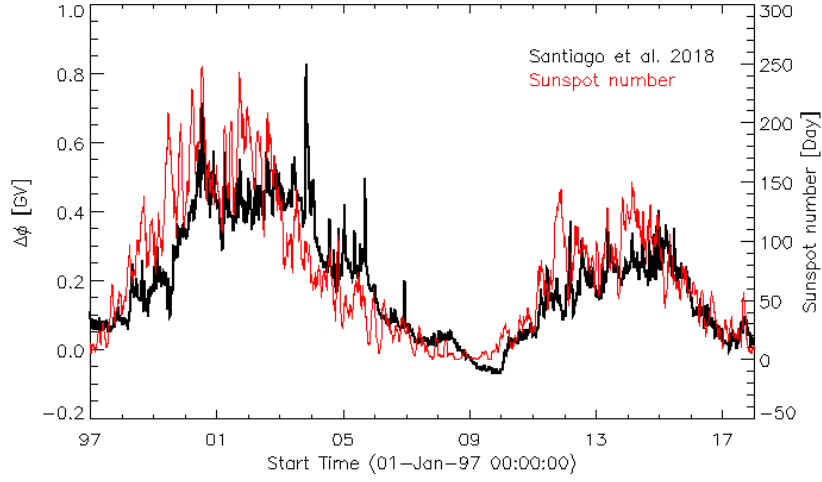


Figura 4.6: Comparación de la variación temporal del  $\Delta\phi$  calculado con base en el número de cuentas de NMs (línea negra) con la cantidad de manchas solares (línea roja) desde 1997–2018.

De igual forma, si se desea conocer  $J_{TOA}(P_b)$ , entonces la Ecuación 3.6 se puede reescribir como:

$$J_{TOA}(P_b) = \left(\frac{P_b}{P_b + \phi}\right)^2 J_{LIS}(P_b + \phi) = \left(\frac{P_b + \phi}{P_b}\right)^{-2} J_{LIS}(P_b + \phi) = \frac{J_{LIS}(P_b + \phi)}{(1 + \phi/P_b)^2}$$

$$J_{TOA}(P_b) = (1 + \phi/P_b)^{-2} J_{LIS}(P_b + \phi) \simeq \left(1 - 2\frac{\phi}{P_b}\right) J_{LIS}(P_b + \phi)$$

$$J_{TOA}(P_b) \simeq \left(1 - 2\frac{\phi}{P_b}\right) (P_b + \phi)^{-\gamma} \cong \left(1 - 2\frac{\phi}{P_b}\right) \left(1 - \gamma\frac{\phi}{P_b}\right) P_b^{-\gamma}$$

y simplificando:

$$J_{TOA}(P_b) \simeq \left[1 - (2 + \gamma)\frac{\phi}{P_b}\right] J_{LIS}(P_b)$$

Por lo tanto

$$\frac{J_{TOA}(P_b)}{J_{LIS}(P_b)} \simeq 1 - (2 + \gamma) \frac{\phi}{P_b} \quad (4.4)$$

Y entonces la diferencia relativa de intensidad del flujo de RCG (Ecuación 4.1) se puede reescribir como:

$$V_{int} = 1 - \left[ 1 - (2 + \gamma) \frac{\phi}{P_b} \right] = \frac{2 + \gamma}{P_b} \phi \quad (4.5)$$

Si se define el límite de modulación donde  $V_{int} = 0.01$ , entonces:

$$P_{LM} = P_b \simeq \frac{2 + \gamma}{0.01} \phi \quad (4.6)$$

con  $\gamma = 2.8$ , como índice del  $J_{LIS}$ .

En la Figura 4.7 se observa la relación entre el valor del  $P_{LM}$  y el coeficiente de modulación de RCs registrado en fase del mínimo de 31 DFs ocurridos en el periodo de Enero de 2000 a Diciembre de 2017 (que corresponde al ciclo solar 24). Se reconstruyó el coeficiente de modulación de RCG mediante la Ecuación 3.11 y el límite de modulación de la intensidad del flujo de RCG mediante la Ecuación 4.6. En general, los datos presentan una buena correlación ( $CC = 0.998$ ). Particularmente, la dependencia entre ambos parámetros esta dada mediante una función lineal, representada por la línea roja:

$$P_{LM} = 447.742\phi + 0.227$$

En general, la parametrización del límite de modulación (Ecuación 4.6) es un índice importante en la predicción de la modulación solar de RCG. Aquí, encontramos que el valor del  $P_{LM}$  depende de la magnitud del DF (y a su vez, del evento transitorio solar asociado). Particularmente, se encontró que el valor del  $P_{LM}$  depende de tres factores importantes:

1. El valor asignado al límite de modulación.
2. Espectro interestelar local de referencia.
3. Coeficiente de modulación de RCGs.

## 4.2. REDUCCIÓN DE LA INTENSIDAD DEL ESPECTRO PRIMARIO DE RCG53

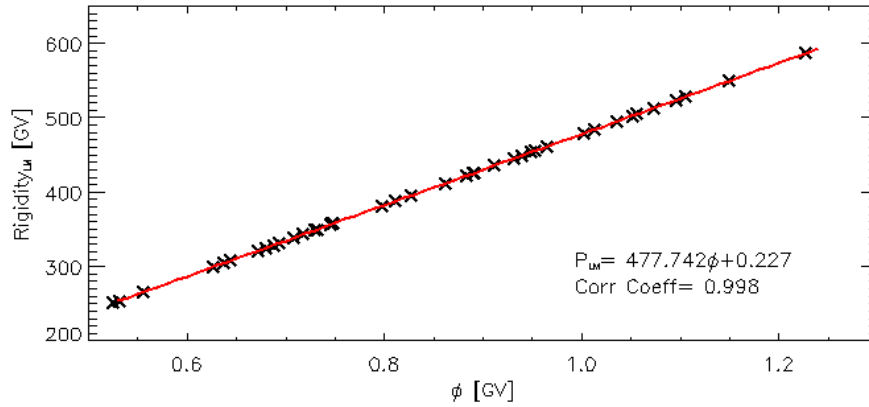


Figura 4.7: Cálculo del límite de modulación  $P_{LM}$  durante 31 DFs registrados en el periodo de Enero de 2000 a Diciembre de 2017.

En este sentido, el valor del límite de modulación ( $P_{LM}$ ) relaciona la reducción en la intensidad ( $V_{int}$ ), el espectro interestelar ( $J_{LIS}$ ) y el nivel de modulación ( $\phi$ ) con la energía a la cual ocurre dicha reducción.

### Reconstrucción temporal del UME

En la Figura 4.8 se muestra la reconstrucción temporal del límite de modulación de RCs durante el DF registrado en Junio de 2015. La reconstrucción se realizó utilizando la Ecuación 4.6. Es posible inferir las diferentes fases que representan a un DF: inicio, mínimo y recuperación. Específicamente, durante este viento el máximo valor ( $\sim 440$ GV) se registro en la fase del mínimo del DF.

Por otra parte, en la Figura 4.9 se muestra la reconstrucción temporal del límite de modulación, reconstruido mensualmente desde 1960–2018, aplicando la Ecuación 4.6. Es posible observar una variabilidad cíclica de 11 años del  $P_{LM}$ , durante los últimos 60 años, variando entre  $\sim 170$ GV y  $\sim 640$ GV. La máxima modulación fue registrada en 1991 (causada por un gran DF) y un valor mínimo ( $P_{LM} \sim 170$ GV) en 2009.

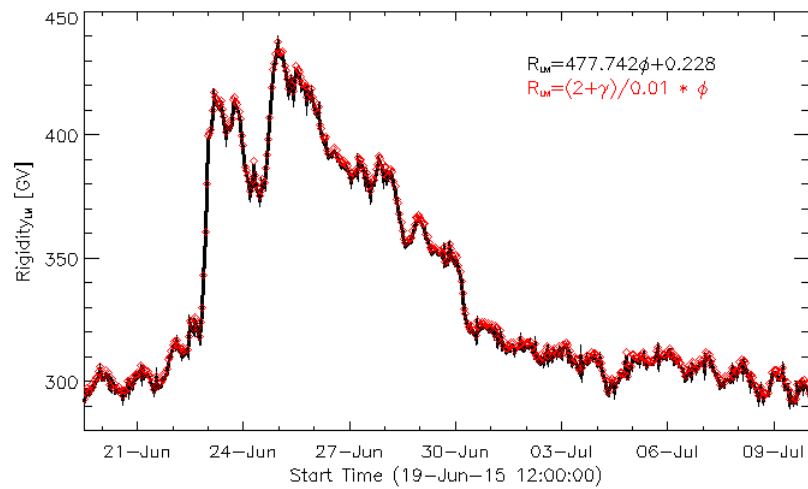


Figura 4.8: Variación temporal del  $P_{LM}$  durante el DF registrado en Junio de 2015. La máxima modulación en el flujo de RCG a 1UA se registró en el mínimo del DF ( $\sim 437\text{GV}$ ; 25-Junio).

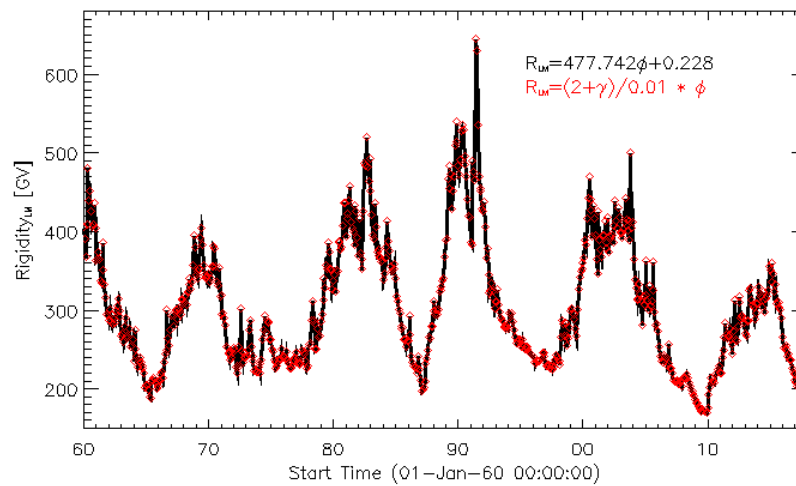


Figura 4.9: Variación temporal de  $P_{LM}$ , reconstruido mensualmente desde 1960–2018 (Ecuación 4.6), en relación al ciclo de actividad solar.

## Capítulo 5

# Observatorio de Rayos Gamma HAWC

El Observatorio HAWC (High Altitude Water Cherenkov) es un instrumento de investigación conformado por tanques que detectan rayos gamma de alta energía que provienen de objetos celestes, y a través de los cuales se estudia el universo. Una línea de investigación que estudia en grupo de Geofísica de la UNAM es la capacidad del Observatorio HAWC como detector de RCs para realizar estudios de la Heliósfera. Así, el objetivo del presente capítulo se centra en la reconstrucción del espectro primario de RCG a 1UA, a partir de la tasa de cuentas del observatorio HAWC en sus diferentes formas de detección (multiplicidades).

Sin embargo, en ocasiones (principalmente en su primer etapa de obtención de datos) el detector se ha visto afectado por factores físicos que imperan cerca del detector o bien por factores tecnológicos, que limitan su capacidad de detección teniendo como consecuencia ausencia de datos. Por lo que, también es importante reconstruir la tasa de cuentas del observatorio HAWC cuando se tiene ausencia de datos, esto con el fin de estudiar de forma más precisa un evento de interés. Sin embargo, es importante mencionar que actualmente, HAWC opera alrededor del 95 % del tiempo, con interrupciones ocasionales principalmente por el mantenimiento que le da por parte de la CFE a la línea eléctrica.

## 5.1. Características del observatorio de rayos gamma HAWC

HAWC (por sus siglas en inglés High Altitude Water Cherenkov; Figura 5.1) es un observatorio de rayos gamma diseñado para monitorear el cielo en el rango de energías de 100 GeV a 100 TeV. Este observatorio se basa en la detección de luz Cherenkov en agua. Consiste de un arreglo de 300 detectores (cada uno con 4 tubos fotomultiplicadores), distribuidos en un área de 22500 m<sup>2</sup>. El sitio HAWC se encuentra dentro del Parque Nacional Pico de Orizaba, en una meseta de 200m×450m en la cima del volcán de Sierra Negra. Se localiza a una latitud 18° 59'41" N, longitud 97° 18'28" y altitud de 4100m sobre el nivel del mar.



Figura 5.1: El sitio de HAWC se encuentra ubicado en el volcán de Sierra Negra, Mexico, a una altura de 4100m. Tomado de: <https://www.hawc-observatory.org>.

HAWC es la segunda generación en observatorios de este tipo; su funcionamiento se basa en la tecnología del Observatorio MILAGRO<sup>1</sup>.

Los objetivos principales de HAWC son:

1. Mapear la emisión galáctica difusa de rayos gamma por encima de 1 TeV y por tanto, medir el flujo de RCs y el espectro en toda la galaxia.
2. Estudiar la anisotropía local de RCs para entender los mecanismos que la generan.

---

<sup>1</sup>MILAGRO fue un observatorio de rayos gamma de alta energía que se encontró ubicado a 2400 metros sobre el nivel del mar en las montañas Jemez en Nuevo México, USA. <http://umdgrb.umd.edu/cosmic/milagro.html>.

## 5.1. CARACTERÍSTICAS DEL OBSERVATORIO DE RAYOS GAMMA HAWC57

3. Llevar a cabo un mapeo del cielo con un umbral de detección de  $\sim 30$  milli Crab<sup>2</sup> en dos años, lo que permite el seguimiento de fuentes de rayos gamma conocidas tanto puntuales como extendidas en TeV.
4. Detectar fuentes de rayos gamma como remanentes de Supernova, núcleos activos de galaxias, entre otros, con el fin de revelar su comportamiento (Disponible en: <http://www.inaoep.mx/hawc/>).

### 5.1.1. Principio de detección

Cuando un rayo gamma de alta energía interacciona con una partícula de la atmósfera, se produce una cascada de partículas; estas se propagan formando un frente de onda con una superficie curva y un centro de cascada (Figura 5.2). Si la energía de los rayos gamma es lo suficientemente alta, estas partículas llegarán a los detectores; al entrar en contacto con el agua de los tanques producirán luz Cherenkov que iluminará los tubos fotomultiplicadores.

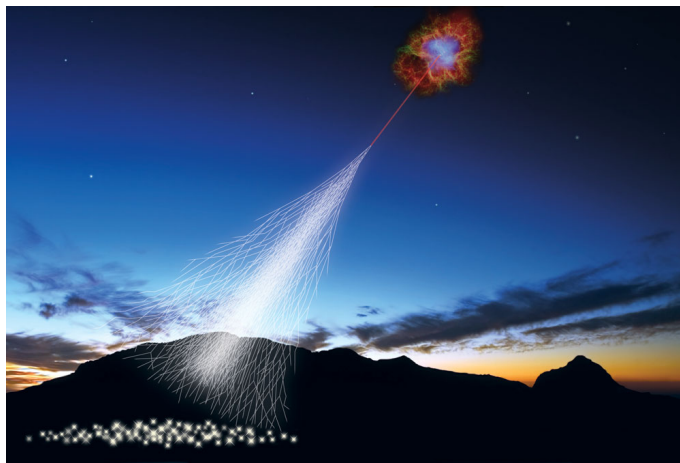


Figura 5.2: Representación de una cascada de partículas, generada por un rayo gamma de alta energía proveniente de una fuente lejana. Obtenido de: [http://www.thelivingmoon.com/45jack\\_files/03files/HAWC\\_and\\_the\\_Future.html](http://www.thelivingmoon.com/45jack_files/03files/HAWC_and_the_Future.html).

Al ser iluminados varios tanques con la misma cascada es posible reconstruir el frente de la cascada y por lo tanto la dirección del rayo gamma original y determinar las coordenadas de la posible fuente que lo originó en el universo; así

---

<sup>2</sup>Un milli Crab corresponde a una densidad del flujo alrededor de  $2.4 \times 10^{-11} \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Es utilizado generalmente por astrónomos como fuente de calibración en diferentes instrumentos.

el patrón de tiempo nos definirá la dirección perpendicular de la superficie de la curva y la distribución de la luz Cherenkov en el arreglo de tanques determinará la posición del centro de la cascada (Figura 5.2).

### - Radiación Cherenkov

El efecto Cherenkov consiste en la emisión de luz coherente<sup>3</sup> (entre 350–500 nm) de una partícula cargada, cuando atraviesa un medio dieléctrico de índice de refracción  $n$ , con una velocidad  $v$  mayor que la velocidad de propagación de la luz  $c$  en ese medio (Figura 5.3).<sup>4</sup>

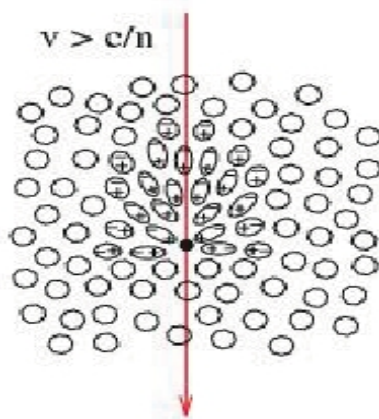


Figura 5.3: Partícula desplazándose en un medio denso transparente, perturbando drásticamente los átomos del medio (Pérez, 2009).

Existirá una velocidad umbral a partir de la cual se producirá el efecto Cherenkov:

$$\beta_u = \frac{1}{n}, \quad (5.1)$$

lo que se traduce, equivalentemente, en una energía umbral (mínima) para que una

<sup>3</sup>Se dice que la luz es coherente cuando los fotones tienen la misma fase, la misma polarización, presentan la misma frecuencia y se propaga en la misma dirección.

<sup>4</sup>Sabemos que ninguna partícula puede viajar a una velocidad mayor que la velocidad de la luz en el vacío, pero para el caso de partículas con altas energías y debido a que la velocidad de fase de la luz en medios dieléctricos de índice de refracción mayores que 1 es menor que  $c$ , se da el caso de que estas partículas pueden viajar a velocidades mayores que la de la luz en aquellos medios.



## 5.1. CARACTERÍSTICAS DEL OBSERVATORIO DE RAYOS GAMMA HAWC59

partícula emita radiación Cherenkov:

$$E_u = \gamma_u mc^2 = mc^2 \sqrt{\frac{n^2}{n^2 - 1}}, \quad (5.2)$$

siendo  $m$  la masa de la partícula. A partir del valor umbral, la emisión de la luz Cherenkov se produce a un ángulo alrededor de la dirección del movimiento de la partícula, dado por:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (5.3)$$

El ángulo de emisión variará con  $\beta$ , refiriendo a la energía, hasta llegar a un valor máximo que vendrá dado por  $\cos \theta_c^{max} = 1/n$  que en el caso del agua es  $\theta_c = 41^\circ 30'$ . De esta forma, el ángulo de emisión está determinado exclusivamente por el medio y la velocidad de la partícula. Este efecto puede visualizarse mediante la Figura 5.4.

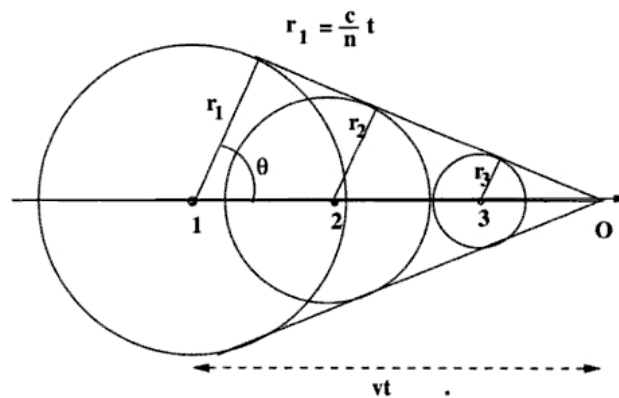


Figura 5.4: Esquema del efecto Cherenkov. Ferrer y Ros, (2005). Sección 4.7: Detectores Cherenkov.

En tanto que, la partícula recorre la distancia del punto 1 al punto "O", es decir,  $l = vt$ , el frente de la onda electromagnética se ha desplazado según la esfera de radio  $r_1 = \frac{c}{n} t$ , donde el ángulo  $\theta_c$  es el de emisión de luz Cherenkov. En este sentido, es posible determinar el límite de energía para que se produzca la emisión

de luz Cherenkov (que depende del índice de refracción):

$$E_{\text{lim}} = m \left[ \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right)^{-1/2} - 1 \right] \quad (5.4)$$

donde  $m$  es la masa de la partícula. Por ejemplo, para el caso del agua, el índice de refracción es 1.33 y el ángulo del cono de luz Cherenkov es de  $41.25^\circ$ . El umbral de energía (cinética) para la producción de luz Cherenkov de electrones ( $m = 0.511\text{GeV}$ ) es de 0.262 GeV y para protones ( $m = 0.938\text{ GeV}$ ) la energía es de 0.480 GeV.

## 5.2. Obtención y reconstrucción de la tasa de cuentas

En la presente Sección se muestra el proceso llevado a cabo para obtener y determinar la tasa de cuentas del Observatorio HAWC.

### 5.2.1. Adquisición de datos

El Observatorio HAWC cuenta con dos sistemas independientes de adquisición de datos [Abeysekara et al. 2012]:

#### 1. Sistema de adquisición principal

El sistema principal lee la señal de los tanques, mide el tiempo de llegada y el tiempo por encima de un umbral de los pulsos en cada tubo fotomultiplicador (PMT); este sistema proporciona información para la reconstrucción de la dirección y energía de las cascadas atmosféricas. El sistema principal, registra los eventos individuales causados por cascadas atmosféricas que llegan a ser lo suficientemente grandes para iluminar simultáneamente una fracción del arreglo de PMTs de HAWC. De acuerdo al número de PMTs activados durante una ventana de tiempo dada por medio de una condición de disparo (Trigger), una señal es emitida y enviada a las tarjetas TDC donde se almacenan los tiempos medidos de las señales de los PMTs en el momento de su activación.

- **Trigger**

El sistema de activación (Trigger) genera una condición de disparo basada en el número de señales que llegan desde los paneles electrónicos (front-end boards), lo que se conoce como multiplicidad simple de disparo. Si se satisface la condición de disparo, la tarjeta TDC almacena los datos. La mayoría de los disparos son producidos por las cascadas atmosféricas generadas por los RCs. Cuando se emite un disparo los datos de todos los PMT son registrados en un tiempo de  $1.5 \mu\text{s}$ .

## 2. Sistema de adquisición secundario

También llamado, sistema de adquisición "Scaler" se basa en el conteo de pulsos en cada PMT. Este sistema es sensible a eventos transitorios de rayos gamma y RCs (es decir, debido a la actividad solar) que producen un aumento o disminución repentina en las tasas de cuentas con respecto a las producidas por cascadas atmosféricas.

Por sus características, en el presente trabajo se utilizan los datos de Scalers. En la Figura 5.5 se muestra el perfil de la tasa de cuentas por minuto (promedio de los 300 tanques) del Observatorio HAWC, durante el evento Forbush registrado en Junio de 2015. Cada panel de arriba para abajo, presenta las diferentes multiplicidades 2, 3 y 4 del arreglo, respectivamente. Además, durante el 23 de Junio se presenta ausencia de datos. Específicamente, la multiplicidad nos indica cuantos PMTs (cualquiera dentro del tanque) se activaron simultáneamente durante un evento. Así, la multiplicidad 2 indica que sólo dos PMTs en un tanque fueron activados simultáneamente y así sucesivamente, hasta la multiplicidad 4 en la que todos los PMTs dentro de un tanque son activados al mismo tiempo.

En promedio el número de cuentas/min registradas en la multiplicidad 2 es un 40 % más alta que la multiplicidad 3 y un 80 % mayor que la multiplicidad 4.

### 5.2.2. Proceso de reconstrucción

El proceso de reconstrucción de la tasa de cuentas detectada del Observatorio HAWC, se basa en el principio empleado para reconstruir el parámetro de modulación de RCGs (ver Capítulo 3), donde la dependencia entre la tasa de cuentas (promedio de los 300 tanques) y el  $\Delta\phi$  puede ser parametrizada por un polinomio cuadrático. En la Figura 5.6 se muestran 5 paneles, los cuales ejemplifican el proceso de reconstrucción de datos.

- a Panel superior izquierdo. Perfil temporal del potencial de modulación  $\Delta\phi$  de RCs, utilizando 10 MNs distintos. La línea gruesa en negro representa el

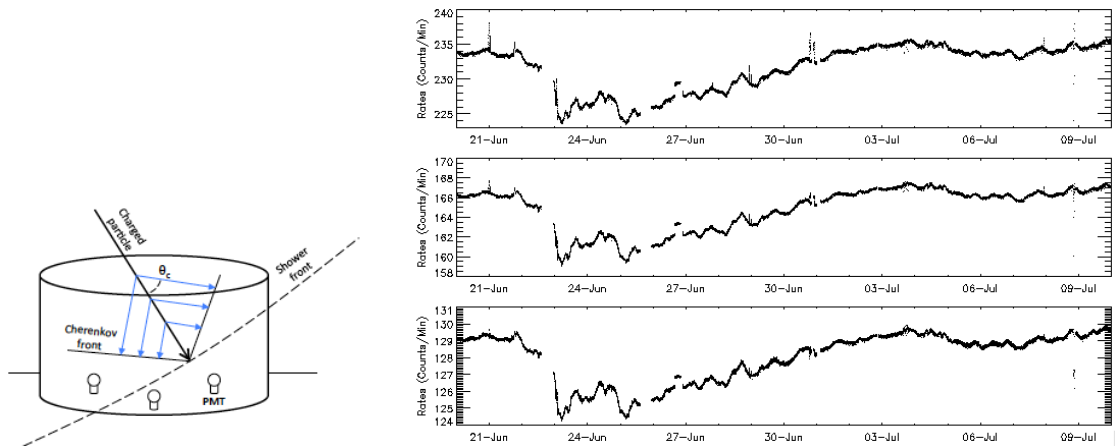


Figura 5.5: Panel Izquierdo: Muestra el principio de detección. Las partículas generadas en la cascada atmosférica llegan a la superficie de la Tierra formando un frente de cascada. Posteriormente, las partículas relativistas generan radiación Cherenkov a medida que viajan a través del tanque. Por último, los PMTs situados en el fondo del tanque, detectan la radiación Cherenkov donde el número de PMTs que la registre, determinará la multiplicidad del evento. Panel derecho: Perfil de las cuentas por minuto promedio de los 300 tanques, durante el evento registrado en Junio de 2015. Las multiplicidades 2, 3 y 4 se muestran en los paneles de arriba a abajo, respectivamente.

valor medio del  $\Delta\phi$ ; este valor se toma de ahora en adelante para el desarrollo del trabajo.

El proceso comienza al determinar el valor temporal del  $\Delta\phi$ , usando las ecuaciones 3.10 y 3.11 con los parámetros de la Tabla 3.3 para todos MNs. Posteriormente se determina el valor medio del  $\Delta\phi$ . La reconstrucción del potencial de modulación, se llevó a cabo desde Julio de 2016 a Julio de 2017; es importante aclarar que el periodo temporal de reconstrucción se tomó de manera arbitraria, así como la resolución de los datos empleados.

- b Panel inferior izquierdo. Tasa de cuentas por día detectada por el Observatorio HAWC por multiplicidad donde los colores negro, azul y rojo representan la multiplicidad 2, 3 y 4, respectivamente.

El buen resultado de la aplicación de método propuesto, requiere que los datos empleados sean congruentes. Es decir, que el periodo temporal y resolución de todos los datos de MNs y de las multiplicidades de HAWC debe ser la misma. En este caso, las multiplicidades 3 y 4 se multiplicaron por un factor a fin de tener una mejor visualización del perfil temporal dentro de la

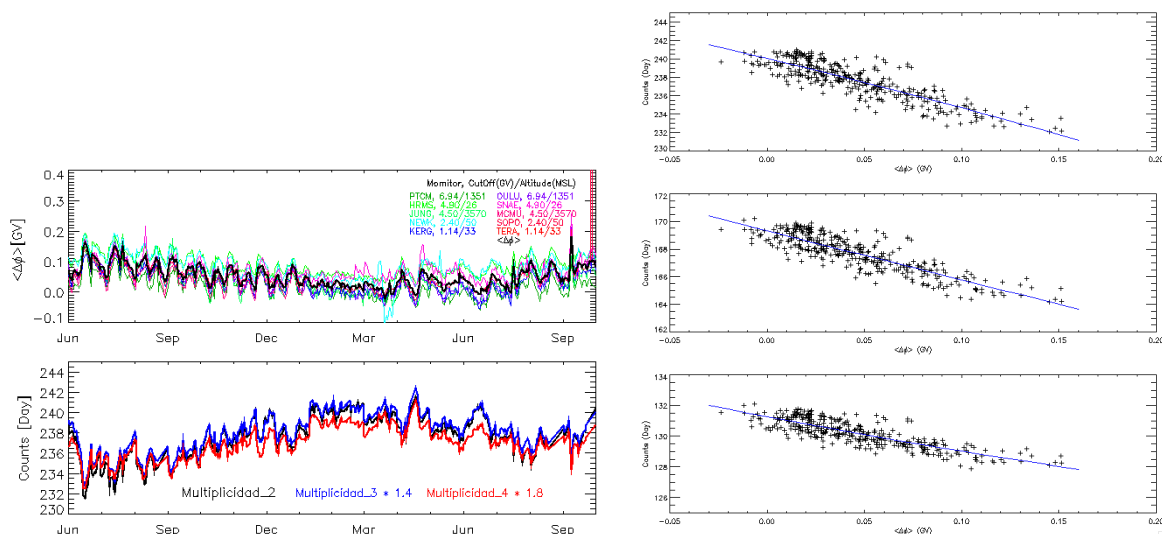


Figura 5.6: Variación temporal del potencial de modulación de RCGs reconstruido via datos de MNs (Panel superior izquierdo). Tasa de cuentas diaria del Observatorio HAWC por multiplicidad (panel inferior izquierdo). Ajuste polinomial cuadrático (línea azul, paneles derechos). Periodo: Junio de 2016 a Octubre de 2017.

ventana del panel.

- c Paneles derechos. Determinación de la dependencia entre  $\Delta\phi$  y las cuentas de HAWC por multiplicidad.

La parametrización de la dependencia entre ambas variables se obtiene mediante un ajuste polinomial (línea azul en cada panel). En la Tabla 5.1 se presentan los coeficientes obtenidos mediante el ajuste polinomial, de la forma:

$$R_H = a + b\Delta\phi + c\Delta\phi^2 \quad (5.5)$$

donde  $a$ ,  $b$  y  $c$  son parámetros libres.

La importancia de la presente reconstrucción radica en la capacidad de comparar y calibrar al Observatorio HAWC con datos y observaciones de MNs. Además, la parametrización permite reconstruir la tasa de cuentas a cualquier resolución que se desee; teniendo con ésto, un panorama general del perfil de las cuentas, aun cuando no se tengan datos del HAWC.

Multiplicidad	Coeficientes		
	a	b	c
MTP 2	240.171	-52.5550	22.5981
MTP 3	169.431	-36.8144	31.6377
MTP 4	131.367	-24.6631	31.3770

Cuadro 5.1: Coeficientes del ajuste polinomial de la dependencia entre  $\Delta\phi$  y las cuentas de HAWC por multiplicidad (Ecuación 5.5).

### 5.3. Tasa de cuentas reconstruidas

Es importante validar la capacidad del método para la reconstrucción de datos a cualquier resolución deseada. Para eso, a continuación se muestran dos pruebas realizadas a distintas escalas temporales.

#### 5.3.1. Periodos temporales largos (años)

En el panel superior de la Figura 5.7 se presenta el valor diario del  $\langle\Delta\phi\rangle$  y el reconstruido utilizando datos de distintos MNs. La ventana de tiempo va de Enero de 2015 a Octubre de 2017. El período temporal de análisis fue tomado de forma arbitraria, así como la resolución de los datos. En los paneles 2, 3 y 4 (de arriba hacia abajo) se muestra una comparación entre la tasa de cuentas registrada por el Observatorio HAWC (símbolos de cruz en negro) con las reconstruidas (línea continua en azul). Para la reconstrucción de datos se utilizó la ecuación 5.5 con los parámetros de la Tabla 5.1.

Un factor importante que destacar en la comparación de datos es que a partir de Enero de 2016 las cuentas reconstruidas están en buen acuerdo con las registradas por HAWC; no así, en el período comprendido de Enero–Diciembre de 2015. Esta gran discrepancia se atribuye al hecho de que en dicho período, el arreglo aún se encontraba bajo las pruebas finales de eficiencia. En este sentido, a fin de corroborar lo anterior y determinar específicamente el período temporal donde los datos son adecuados, se realizó una comparación con la tasa de cuentas de MNs (debido a su capacidad de medir las variaciones en la intensidad de RCs y monitorear la actividad solar). Lo anterior puede verse en la Figura 5.8 donde se muestra el perfil temporal de las cuentas reales de HAWC (con distinta multiplicidad) y el de los MNs Oulu y Hermanus. Los perfiles de los MNs son similares ( $\sim 98\%$  en concordancia) y no presentan variaciones considerables. Por otra parte, HAWC presenta una discrepancia de hasta un 3% con respecto al perfil de los MNs, y es hasta el 2016 cuando ambos grupos de perfiles son congruentes ( $\sim 90\%$  en

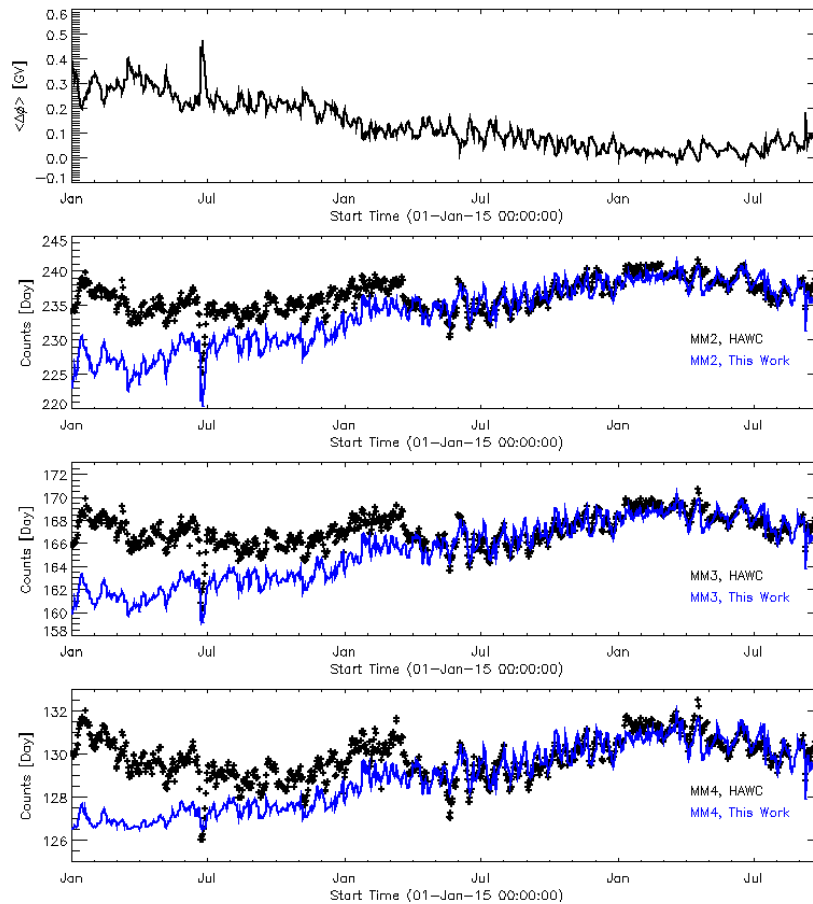


Figura 5.7: Reconstrucción diaria y comparación de la tasa de cuentas del Observatorio HAWC por multiplicidad, durante el período de Enero de 2015 a Octubre de 2017.

concordancia).

Finalmente, se confirma que la reconstrucción de la tasa de cuentas del Observatorio HAWC es adecuada, siendo más eficiente a partir del año 2016 (la tasa de cuentas reconstuida está  $\sim 95\%$  en acuerdo con los datos reales).

### 5.3.2. Periodos temporales cortos (días)

Para validar la reconstrucción a escalas temporales cortas, en la Figura 5.9 se muestra una comparación por multiplicidad de la tasa de cuentas por minuto,

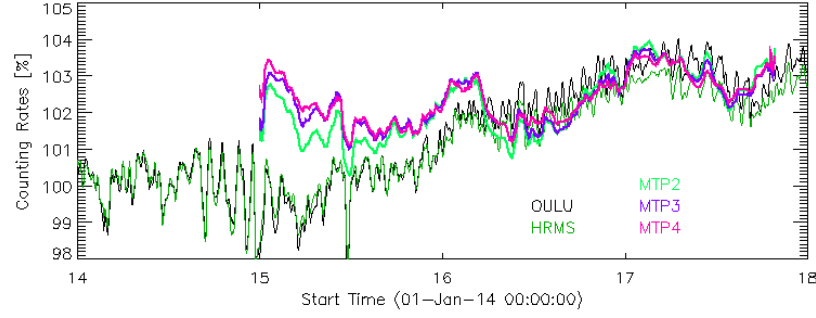


Figura 5.8: Perfil temporal de la tasa de cuentas de los MNs Oulu y Hermanus, así como del Observatorio HAWC. Los colores representan las multiplicidades 2, 3 y 4, respectivamente. Los datos están en buen acuerdo a partir del año 2016; no así en 2015.

registrada por HAWC (línea en negro) y la reconstruida en este trabajo (línea azul), durante el evento registrado en Septiembre de 2017. El evento fue tomado al azar, así como la resolución y ventana temporal de análisis. En el panel superior de muestra el perfil temporal del  $\langle \Delta\phi \rangle$ , calculado usando las ecuaciones 3.10 y 3.11 con los parámetros de la Tabla 3.3 para todos MNs.

Un factor importante que resaltar es, que durante este evento se tiene ausencia de datos en dos periodos: 9–10 y 19–20 de Septiembre. En este caso, la tasa de cuentas reconstruidas da un panorama general de perfil durante los periodos de ausencia de datos. Sin embargo, aún se tienen variaciones entre ambos conjuntos de datos. Específicamente, la tasa de cuentas reconstruida con multiplicidad 2, 3 y 4 está en  $\sim 94\%$ ,  $\sim 92\%$ ,  $\sim 93\%$  respectivamente, en acuerdo con los datos reales.

## 5.4. Reconstrucción del espectro primario de RCG

Como se mostró en la Subsección 5.2.2, la dependencia entre el  $\Delta\phi$  y las cuentas de HAWC por multiplicidad (paneles derechos de la Figura 5.6) puede ser parametrizada mediante un polinomio de la forma:

$$\Delta\phi = a + bM + cM^2 \quad (5.6)$$

donde  $M$  representa la tasa de cuentas por multiplicidad del Observatorio



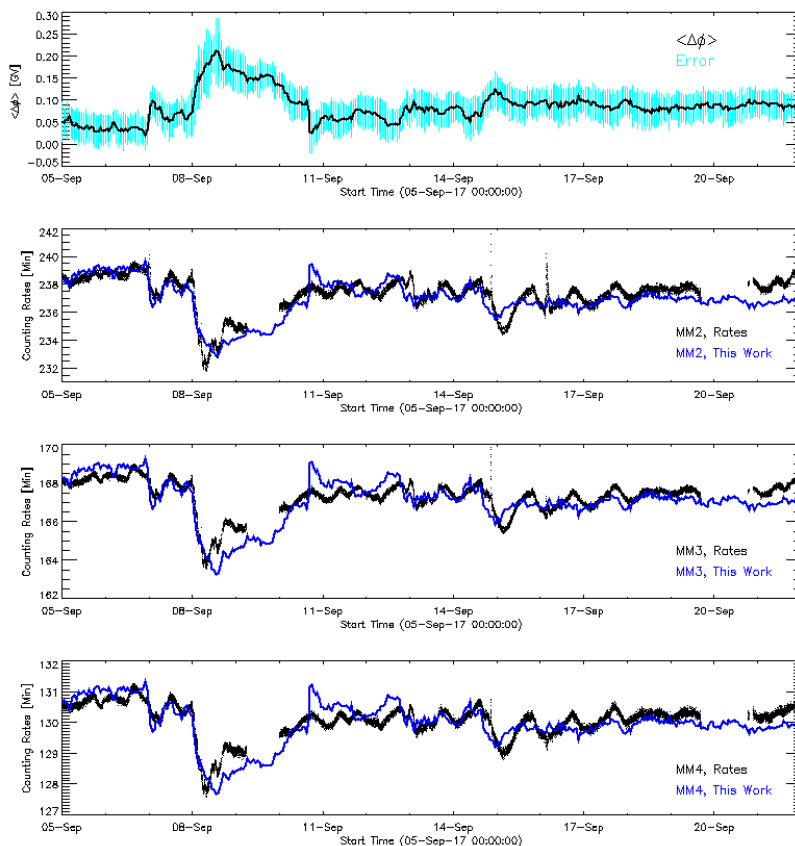


Figura 5.9: Comparación de la tasa de cuentas por minuto del Observatorio HAWC con las cuentas reconstruidas.

HAWC;  $a$ ,  $b$  y  $c$  son parámetros libres con valores reportados en la Tabla 5.2.

Multiplicidad	Coeficientes		
	$a$	$b$	$c$
MTP 2	45.998	-0.373	0.0007
MTP 3	56.254	0.648	0.0018
MTP 4	99.828	-1.498	0.0056

Cuadro 5.2: Coeficientes del ajuste polinomial de la dependencia entre  $\Delta\phi$  y las cuentas de HAWC por multiplicidad (Ecuación 5.6).

Así en la Figura 5.10 se muestra la variación temporal del espectro primario de Hidrógeno (panel superior) y Helio (panel inferior) durante el FD de junio de 2015. Se determinó el valor del parámetro  $\Delta\phi$  mediante la Ecuación 5.6 con los coeficientes de la Tabla 5.2 y mediante la Ecuación 3.6 se determinó el espectro

primario de H y He. Las diferentes líneas de color representan el perfil de intensidad primaria con una rigidez específica (dentro de un rango de 1–150 GV).

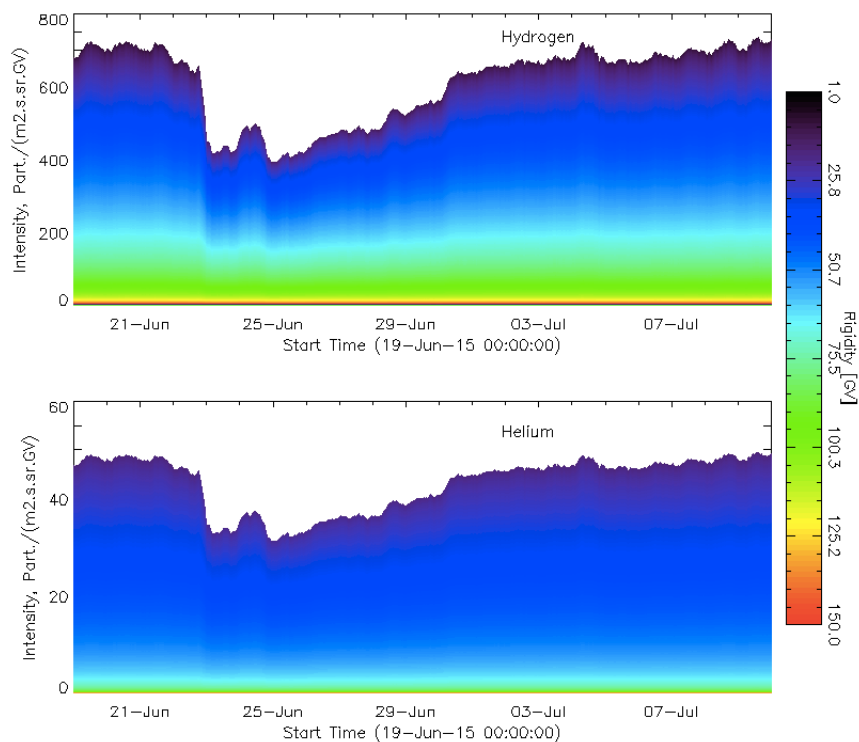


Figura 5.10: Perfil de intensidad temporal del espectro de protones (panel superior) y Helio (panel inferior), durante el evento Forbush registrado en Junio de 2015. La barra de color indica la energía de las partículas. El espectro primario de RCG se determinó mediante las Ecuaciones 5.6 y 3.6.

De esta forma, es posible determinar el espectro primario de RCG en cualquier periodo temporal deseado (mediante el uso la tasa de cuentas detectada por el Observatorio HAWC) y para una energía de corte deseada.

# Capítulo 6

## Conclusiones

El presente trabajo de tesis se basó en la investigación, propuesta y aplicación de dos métodos (obtenidos por simplificación empírica) para reconstruir la variación temporal del potencial de modulación ( $\Delta\phi$ ) de RCs. La validación de los métodos se llevó a cabo a diferentes escalas temporales. En particular, se analizaron eventos tipo Forbush a fin de determinar un límite en el cual los RCs se ven modulados debido al paso por la Tierra de una EMC. Finalmente, con la experiencia adquirida se propone un método (basado en el mismo principio de reconstrucción por SE) para reconstruir la tasa de cuentas del Observatorio HAWC y el espectro de RCG a 1UA (a diferentes escalas temporales). De esta forma, se concluye lo siguiente:

### I. Potencial de modulación de Rayos Cósmicos

- Se proponen dos variantes de una Simplificación Empírica del método usado para reconstruir el potencial de modulación de RCs. Los métodos consisten en encontrar los coeficientes del mejor ajuste a un set de valores de  $\Delta\phi$  para un MN particular.
- Se demostró que la SE, reconstruye los valores del  $\Delta\phi$  con una eficiencia similar a métodos propuestos por otros autores. Además, se demostró por primera vez que el  $\Delta\phi$  está relacionado con la tasa de cuentas de MNs por un polinomio de segundo grado.
- Este resultado llevó a la publicación de un artículo científico:

Santiago, A., Lara, A., Enríquez-Rivera, O., and Caballero-Lopez, R. A. (2018). New Method to Calculate the Time Variation of the Force Field Parameter. *Journal of Geophysical Research*. 123:3875–3887. doi:10.1002/2017JA024914

## II. Limite de modulación

- Se determinó el umbral de máxima energía en la cual el espectro de RCGs experimenta la mínima modulación durante un DF.
- Se comparó el espectro reconstruido mediante el método de SE con datos reales. Los valores estimados del espectro de Hidrógeno y Helio del espectro de RCGs, están en buen acuerdo ( $\sim 90\%$ ) con las mediciones directas realizadas por la nave PAMELA. El método de SE es adecuado en periodos cortos de tiempo (durante DF).
- Se confirmó que la población de RCGs que se ve mayormente afectada durante un evento Forbush es a energías menores a  $\sim 100\text{GV}$ .
- Se confirmó que el límite de modulación depende de tres factores: del valor asignado al límite de modulación, del espectro de interestelar local de referencia y del coeficiente de modulación de RCs.
- Este resultado llevó al desarrollo de un artículo científico (actualmente en revisión).

Sin embargo, se concluye que es necesario una mayor cantidad de eventos a fin de tener un mejor análisis y estadística. Además, se propone un análisis de la contribución de los parámetros del Viento Solar sobre el límite de modulación.

## III. Reconstrucción del espectro primario de RCG a partir de la tasa de cuentas del Observatorio HAWC

- Se parametrizó la dependencia entre la tasa de cuentas del Observatorio HAWC y el potencial de modulación de RCG.
- Se reconstruyó la tasa de cuentas del Observatorio HAWC. La validación del método fue por comparación directa con los datos reales del detector.
- Se reconstruyó el espectro primario de RCG a partir de la tasa de cuentas del Observatorio HAWC.
- Se determinó la ecuación 5.5 reconstruye de manera adecuada la tasa de cuentas, siendo más eficiente a partir del año 2016 (donde la tasa de cuentas reconstruida está en  $\sim 95\%$  en acuerdo con los datos de HAWC).
- En escalas temporales cortas, el método trabaja de manera adecuada.

### **Trabajo a Futuro**

A fin de mejorar el trabajo y análisis desarrollado, se propone:

- Ampliar el período de estudio, a fin de tener una mejor estadística.
- Determinar las características y limitaciones del Observatorio HAWC como detector de RCs.



# Bibliografía

- [Abeysekara et al. 2012] Abeysekara, A. U.; et al., 2012. On the Sensitivity of the HAWC Observatory to Gamma-Ray Bursts. *Astroparticle Physics*. 35:641–650.
- [Adriani et al. 2011] Adriani, O.; Barbarino, G. C.; Bazilevskaya, G. A.; PAMELA collaboration, (2011). PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra. *Science*. 33:69–72.
- [Alania et al. 1995] Alania M. V., Despotashvili M. G., (1995). The Features of the Relationship of Cosmic Ray Forbush–Decreases and the Solar Wind Parameters Fluctuations. *Advances in Space Research*. 4:860–863.
- [Arunbabu et al. 2015] Arunbabu, K. P.; Antia, H. M.; Dugad, S. R.; Gupta, S. K.; Hayashi, Y.; Kawakami, S.; Mohanty, P. K.; Oshima, A.; Subramanian, P.; 2015. How are Forbush decreases related to interplanetary magnetic field enhancements?. *Astronomy and Astrophysics*. Vol. 580, 13.
- [Barouch & Burlaga 1975] Barouch E. y Burlaga L. F., (1975). Enhanced Interplanetary Magnetic Fields as the Cause of Forbush Decreases. 14th International Cosmic Ray Conference, *Advances in Space Research*. 3:1082–1085.
- [Bazilevskaya et al. 2008] Bazilevskaya, G. A.; Usoskin, I. G.; Flückiger, E. O.; Harrison, R. G.; Desorgher, L.; Bütikofer, R.; Krainev, M. B.; Makhmutov, V. S.; Stozhkov, Y. I.; Svirzhevskaya, A. K.; Svirzhevsky, N. S.; Kovaltsov, G. A. (2008). Cosmic Ray Induced Ion Production in the Atmosphere. *Space Science Reviews*. 137:149–173
- [Brunberg 1953] Brunberg E. (1953). Experimental Determination of Electron Orbits in the Field of a Magnetic Dipole. *Journal of Geophysical Research*. 58:270.

- [Caballero–Lopez et al 2003] Caballero–Lopez, R. A.; Moraal, H.; Steenberg, C. D. (2003). Validity of the Force–Field Equation to Describe Cosmic Ray Modulation. Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference.
- [Caballero–Lopez & Moraal 2004] Caballero–Lopez, R. A.; Moraal, H. (2004). Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 109.
- [Caballero–Lopez et al. 2012] Caballero–Lopez, R. A.; Moraal, H.; Steenberg, C. D. (2012). Validity of the Force–Field Equation to Describe Cosmic Ray Modulation. Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference.
- [Caballero–Lopez & Moraal 2012] Caballero–Lopez, R. A.; Moraal, H.; 2012. Cosmic–Ray Yield and Response Functions in the Atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. Vol. 117. doi:10.1029/2012JA017794.
- [Cane 2000] Cane H., (2000). Coronal Mass Ejections and Forbush Decreases. *Space Science Reviews*. 93:55–77.
- [Clem & Dorman 2000] Clem, J. M.; Dorman, L. I. (2000). Neutron Monitor Response Functions. *Space Science Reviews*. 93:335–359.
- [Dorman 1979] Dorman L. I. y Shadov A. A. (1979). Geomagnetic Contribution to the Solar Diurnal Cosmic Ray Variation. 16th International Cosmic Ray Conference. 4:330.
- [Enríquez–Rivera et al. 2015] Enríquez–Rivera O., Lara A., Caballero–Lopez R. A. for the HAWC Collaboration (2015). Solar Event Simulations using the HAWC Scaler System. Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015). 34:226.
- [Forbush 1957] Forbush S., (1957). Solar Influences on Cosmic Rays. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. 43:28–41.
- [Fisk et al. 1974] Fisk L., Kozlovsky B. and Ramaty R., (1974). An Interpretation of the Observed Oxygen and Nitrogen Enhancements in Low–Energy Cosmic Rays. *Astrophys Journal*. 190:35–37.
- [Gaisser 1990] Gaisser, T.; (1990). *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press.
- [Gaisser 2006] Gaisser, T.; (2006). The Cosmic–Ray Spectrum: from the Knee to the Ankle. *Journal of Physics: Conference Series*. 47:15–20.



- [Ghelfi et al. 2016] Ghelfi, A.; Barao, F.; Derome, L.; Maurin, D.; 2016. Non-Parametric Determination of H and He Interstellar Fluxes from Cosmic-Ray Data (Corrigendum). *Astronomy & Astrophysics*. 605:2.
- [Ghelfi et al. 2017] Ghelfi, A.; Maurin, D.; Cheminet, A.; Deromea, L.; Hubert, G.; Melot, F. (2016). Neutron Monitors and Muon Detectors for Solar Modulation Studies: 2.  $\phi$  Time Series. *Advances in Space Research*. 60:833–847.
- [Gleeson & Axford 1968] Gleeson, L. ; Axford, W. (1968). Solar modulation of galactic cosmic rays. *Astrophysical Journal*. 154:1011.
- [Herber et al. 2006] Heber, B.; Fichtner, H.; Scherer, K. (2006). Solar and Heliospheric Modulation of Galactic Cosmic Rays. *Space Science Reviews*. 125:81–93.
- [Herbst et al. 2010] Herbst, K.; Kopp, A.; Heber, B.; Steinhilber, F.; Fichtner, H.; Scherer, K.; Matthiä, D. (2010). On the importance of the local interstellar spectrum for the solar modulation parameter. *Journal of Geophysical Research*. 115.
- [Moraal 2013] Moraal, H. (2013). Cosmic-Ray Modulation Equations. *Space Science Reviews*. 176:299–319.
- [Morales 2009] Morales Olivares Oscar G., (2009). Estudio del Gradiente de Intensidad de los Rayos C3smicos Gal3cticos en el M3ximo Solar. Tesis de Maestría en Ciencias (Física Espacial).
- [Oh et al. 2010] Oh S. Y., Yi Y., Bieber J. W. (2010). Modulation Cycles of Galactic Cosmic Ray Diurnal Anisotropy Variation. Springer Science+Business Media. 199–212.
- [Parker 1965] Parker, E. (1965). The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planetary and Space Science*, 13:1–49.
- [Pei et al. 2012] Pei, C.; Bieber, J. W.; Burger, R. A.; Clem, J. (2012). Three-dimensional Wavy Heliospheric Current Sheet Drifts. *The Astrophysical Journal*. 744:2.
- [Pesses et al. 1981] Pesses M., Jokipii J. and Eichler D., (1981). Cosmic Ray Drift, Shock Wave Acceleration and the Anomalous Component of Cosmic Rays. *Astrophys Journal*, 246:85–L88.
- [Potgieter 2010] Potgieter, M. (2010). The dynamic heliosphere, solar activity, and cosmic rays. *Advances in Space Research*, 46:402–412.

- [Potgieter 2013] Potgieter, M. (2013). Solar modulation of cosmic rays. *Living Review Solar Physics*. 10:3.
- [Santiago et al. (2018)] Santiago, A., Lara, A., Enríquez–Rivera, O., and Caballero–Lopez, R. A. (2018). New Method to Calculate the Time Variation of the Force Field Parameter. *Journal of Geophysical Research*. 123:3875–3887.
- [Subramanian et al. 2009] Subramanian, P.; Antia, H. M.; Dugad, S. R.; Goswami, U. D.; Gupta, S. K.; Hayashi, Y.; Ito, N.; Kawakami, S.; Kojima, H.; Mohanty, P. K.; Nayak, P. K.; Nonaka, T.; Oshima, A.; Sivaprasad, K.; Tanaka, H.; Tonwar, S. C.; Grapes-3 Collaboration; 2009. Forbush Decreases and Turbulence Levels at Coronal Mass Ejection Fronts. *Astronomy and Astrophysics*. 494:1107–1118.
- [Usoskin et al. 2011] Usoskin, I. G.; Bazilevskaya, G. A.; Kovaltsov, G. A. (2011). Solar Modulation Parameter for Cosmic Rays Since 1936 Reconstructed from Ground–Based Neutron Monitors and Ionization Chambers. *Journal of Geophysical Research*. 116:A02104.
- [Usoskin 2013] Usoskin I. G., 2013. A History of Solar Activity Over Millennia. *Living Review Solar Physics*. 10:1.
- [Usoskin et al. 2015] Usoskin, I. G.; Kovaltsov, G. A.; Adriani, O.; Barbarino, G. C.; Bazilevskaya, G. A.; Bellotti, R.; Boezio, M.; Bogomolov, E. A.; Bongi, M.; Bonvicini, V.; Bottai, S.; Bruno, A.; Cafagna, F.; Campana, D.; Carbone, R.; Carlson, P.; Casolino, M.; Castellini, G.; De Donato, C.; De Santis, C.; De Simone, N.; Di Felice, V.; Formato, V.; Galper, A. M.; Karelin, A. V.; Koldashov, S. V.; Koldobskiy, S.; Krutkov, S. Y.; Kvashnin, A. N.; Leonov, A.; Malakhov, V.; Marcelli, L.; Martucci, M.; Mayorov, A. G.; Menn, W.; Mergé, M.; Mikhailov, V. V.; Mocchiutti, E.; Monaco, A.; Mori, N.; Munini, R.; Osteria, G.; Palma, F.; Panico, B.; Papini, P.; Pearce, M.; Picozza, P.; Pizzolotto, C.; Ricci, M.; Ricciarini, S. B.; Rossetto, L.; Sarkar, R.; Scotti, V.; Simon, M.; Sparvoli, R.; Spillantini, P.; Stozhkov, Y. I.; Vacchi, A.; Vannucini, E.; Vasilyev, G. I.; Voronov, S. A.; Yurkin, Y. T.; Zampa, G.; Zampa, N.; Zverev, V. G. (2015). Force–field parameterization of the galactic cosmic ray spectrum: Validation for Forbush decreases. *Advances in Space Research*. 55:940–2945.
- [Usoskin et al. 2017] Usoskin, I. G.; Gil, A.; Kovaltsov, G. A.; Mishev, A. L.; Mikhailov, V. V.; 2017. Heliospheric Modulation of Cosmic Rays During the Neutron Monitor Era: Calibration Using PAMELA Data for 2006–2010. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 122:3875–3887.

- [Vos & Potgieter 2015] Vos, E. E.; Potgieter, M. S.; 2015. New Modeling of Galactic Proton Modulation During the Minimum of Solar Cycle 23/24. *The Astrophysical Journal*. 815:119, doi:10.1088/0004-637X/815/2/119.
- [Strauss & Potgieter 2014] Strauss, R.; Potgieter, M.; 2014. Where Does the Heliospheric Modulation of Galactic Cosmic Rays Start?. *Advances in Space Research*. Vol. 53, 1015–1023, doi:10.1016/j.asr.2014.01.004.
- [Wibberenz et al. 1998] Wibberenz, G.; Le Roux, J. A.; Potgieter, M. S.; Bieber, J. W.; 1998. Transient Effects and Disturbed Conditions. *Space Science Reviews*. 83:309–348.