



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

MODULACIÓN SOLAR DE LOS RAYOS CÓSMICOS:
ESTUDIO DE DOS ASPECTOS NO RESUELTOS

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:
OSCAR G. MORALES OLIVARES

TUTOR:
DR. ROGELIO A. CABALLERO LÓPEZ
INSTITUTO DE GEOFÍSICA

COMITÉ TUTORAL:
DR. ALEJANDRO LARA SÁNCHEZ, INSTITUTO DE GEOFÍSICA
DR. JOSÉ F. VALDÉS GALICIA, INSTITUTO DE GEOFÍSICA

MEXICO, D.F. JUNIO DE 2014



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.

OSCAR G. MORALES OLIVARES: *Modulación solar de los rayos cósmicos: estudio de dos aspectos no resueltos*, TESIS, © MEXICO, D.F. Junio de 2014

COMITÉ TUTORAL:

Dr. Alejandro Lara Sánchez
Dr. José F. Valdés Galicia
Dr. Rogelio Caballero López

JURADO EXAMINADOR:

Dr. Jorge Pérez y Peraza
Dr. Román Pérez Enríquez
Dr. Rogelio A. Caballero López
Dr. Lukas Nellen Filla
Dr. Ernesto Aguilar Rodríguez

DEDICADO A LA MEMORIA DE MI MADRE.

*El conocimiento es una aventura sin fin
al borde de la incertidumbre.*

AGRADECIMIENTOS

En una u otra forma, muchas personas estuvieron involucradas en el desarrollo de este trabajo y en esta oportunidad quiero agradecer a todos ellos.

Mi especial gratitud al Dr. Rogelio, por todo lo que me enseñó a lo largo de estos años -que ya son bastantes. Espero que mi trabajo compense el tiempo que dedicó en mi formación académica.

Esta tesis no sería igual sin la valiosa colaboración de Diana Rojas, quien dedicó parte de su tiempo en ayudarme con la redacción de la misma por lo cual le estoy muy agradecido, pero lo que más le agradezco son sus buenos consejos y su amistad.

Agradezco a Tatiana Niembro por brindarme su cariño, amistad y apoyo a lo largo de estos años, su ternura y alegría son algo que no voy a olvidar.

De manera especial quiero agradecer a Mar por los libros, el vino, la música, los conciertos, las películas, las charlas... por su forma tan especial de ver la vida y por todas las cosas que gracias a ella logre conocer y apreciar.

A todas mis compañeras del posgrado: Olivia, Diana G., Andrea, Deny y Esmeralda. Fui muy afortunado al conocerlas, gracias por tantos buenos recuerdos.

No puedo olvidar a mis viejos amigos Abdala, Paola, Luis, Jorge y Andrea CyM, quienes han estado a mi lado en los momentos difíciles, gracias por todo su cariño.

Por último, agradezco a los miembros de mi jurado examinador por sus comentarios y sugerencias y al CONACyT por financiar mis estudios de posgrado.

RESUMEN

Los rayos cósmicos son las partículas más energéticas provenientes del espacio exterior. Se han cumplido cien años desde su descubrimiento, en 1912 por el físico austriaco Victor Hess. En nuestros días estas partículas siguen siendo muy estudiadas debido a que varios aspectos referentes a su origen, su mecanismo de aceleración y su propagación, son poco entendidos y por lo tanto son temas de intenso debate.

Para su estudio estas partículas se clasifican en: rayos cósmicos anómalos, rayos cósmicos galácticos y rayos cósmicos extragalácticos. Los rayos cósmicos anómalos se originan, según el modelo estándar, en el choque terminal del viento solar vía un proceso difusivo de aceleración o Fermi de primer orden. Los rayos cósmicos galácticos tienen su origen en nuestra galaxia y sus fuentes son remanentes de supernovas o estrellas de neutrones, entre otras. Los rayos cósmicos extragalácticos, los más energéticos, provienen de fuera de nuestra galaxia y su origen es incierto. Estos últimos no serán tratados en esta tesis pues no son afectados por la actividad solar.

El objeto de estudio de esta tesis es encontrar una explicación a dos aspectos no resueltos de la modulación solar, los cuales son:

- *Gradiente de los rayos cósmicos galácticos en el periodo de máxima actividad solar.* Emplearemos las observaciones que cubren los tres últimos periodos de máxima actividad de los ciclos 21, 22 y 23. La mayor parte de los trabajos realizados sobre el gradiente de intensidad han sido en el periodo de mínima actividad solar. Esta es la primera vez que se utiliza un modelo de simulación de la modulación que incluye los efectos del choque terminal y la heliofunda, para su estudio.
- *Corrimiento en el máximo de intensidad del espectro de energía de los rayos cósmicos anómalos durante mínimos solares consecutivos.* No existe un estudio cuantitativo del mismo y en esta tesis hacemos un análisis más detallado sobre su posible explicación.

Este trabajo está basado en la solución numérica de la ecuación de transporte de Parker (1965). El modelo que utilizaremos

fue desarrollado por Steenkamp (1995) que considera dos dimensiones espaciales, así como dependencia temporal y de la energía.

ABSTRACT

Cosmic rays are the most energetic particles from outer space. It has been 100 years since their discovery by Victor Hess in 1912. Today, these particles are still studied because there are unsolved topics about their origin, acceleration and propagation.

According to their energy, cosmic rays are classified in three categories: anomalous, galactic and extragalactic cosmic rays. In the standard model, the termination shock is the source of anomalous cosmic rays, which are originated from interstellar neutral atoms that travel to the Sun and then they are ionized as they approach. Once ionized, they are picked up by the solar wind and carried out to the shock where they are accelerated by a diffusive shock acceleration process (or Fermi I). On the other hand, the galactic cosmic rays are generated in our galaxy and their energy comes mainly (but not exclusively) from supernova explosions. The seed particles for the galactic cosmic rays come from the interstellar and circumstellar material swept over by strong collisionless shock waves. Finally, the extragalactic cosmic rays are the highest energetic particles, they have an extragalactic origin and they will not be studied in this thesis due to fact that they are unaffected by the solar modulation.

The goal of these thesis is to find an explanation for two solar modulation unsolved aspects, they are:

- *Radial intensity gradient of galactic cosmic rays at solar maximum.* For this issue we will use the last three periods of maximum solar activity observations (cycles 21, 22 and 23) even though most studies about radial intensity gradient have been made in the period of solar minimum. This is the first time that will be used a modulation simulation model including the effects of the termination shock and heliosheath to understand the radial intensity gradient.
- *Shifting of the maximum intensity from the energy spectrum of the anomalous cosmic rays during consecutive solar minimum.* Up to now, there is not a quantitative study about this topic, this thesis is the first work where a more elaborated research about this issue is done.

All the thesis work is based on solution of Parker's transport equation (1965) using the numerical solution developed by Steenkamp (1995). Our model includes the more relevant physical processes involved in the solar modulation of cosmic rays: convection, diffusion, drifts, energy changes as well as the particles acceleration at the termination shock.

PUBLICACIONES

Los principales resultados de este trabajo han sido publicados en:

Morales-Olivares and Caballero-Lopes, Radial intensity gradients of galactic cosmic rays in the heliosphere at solar maximum: 1D no-shock simulation, *Geofísica Internacional*, **48**(2), p. 237-242, 2009.

Morales-Olivares and Caballero-Lopes, Radial and latitudinal gradients of galactic cosmic rays in the heliosphere at solar maximum, *Advances in Space Research*, **46**, p. 1313-1317, 2010.

Morales-Olivares and Caballero-Lopes, Radial distribution of galactic cosmic rays at solar maximum, *Advances in Space Research*, **49**, p. 1653-1659, 2012.

ÍNDICE GENERAL

I	MODELO NUMÉRICO DE LA MODULACIÓN SOLAR DE LOS RAYOS CÓSMICOS	1
1	ANTECEDENTES	3
1.1	La ecuación de transporte	5
1.2	El modelo de simulación	6
1.3	Aceleración de Fermi de primer orden	9
1.4	Consideraciones del modelo en el choque terminal	14
1.5	Derivas a lo largo de la hoja neutra de corriente	15
II	GRADIENTE RADIAL DE LOS RAYOS CÓSMICOS GALÁCTICOS DURANTE EL MÁXIMO DE ACTIVIDAD SOLAR	17
2	RAYOS CÓSMICOS GALÁCTICOS	19
2.1	Consideraciones en el modelo	21
2.2	Resultados y discusión	23
III	MECANISMOS DE ACELERACIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS	31
3	EL MECANISMO DE FERMI	33
3.1	Aceleración sin dispersión	34
3.2	Aceleración difusiva	37
3.3	Derivación macroscópica	42
IV	LOS RAYOS CÓSMICOS ANÓMALOS	47
4	RAYOS COSMICOS ANÓMALOS	49
4.1	El modelo estándar y las nuevas observaciones	53
4.2	Espectro de energía de los RCA	58
4.2.1	Consideraciones en el modelo para el estudio de los RCA	59
4.3	Resultados y discusión	60
4.3.1	Dependencia latitudinal de los coeficientes de difusión	64
4.3.2	Inyección preferencial de partículas en los polos	68
V	CONCLUSIONES	75
5	CONCLUSIONES	77

VI APÉNDICE 81

A MÉTODO LOCAL UNIDIMENSIONAL 83

REFERENCIAS 87

ÍNDICE DE FIGURAS

- Figura 1 Derivas a lo largo de la hoja neutra de corriente. 16
- Figura 2 Comportamiento del campo magnético B , la velocidad del viento solar V y el camino libre medio λ ; como función de la distancia radial. El choque terminal está en 90 UA y la heliopausa en 150 UA. 24
- Figura 3 Perfiles de intensidad normalizados con respecto al LIS. Protones en la parte superior y He en el parte inferior. Las observaciones fueron hechas por las naves IMP8, Pionero 10 y Viajeros 1 y 2 a diferentes distancias radiales. En cada panel se muestran ambos estados de derivas: $qA > 0$ y $qA < 0$. 26
- Figura 4 Espectro de energía a partir del modelo 2D. El panel superior son protones y el inferior He. Las intensidades están multiplicadas por diferentes factores para una mejor apreciación. 27
- Figura 5 Gradiente radial de intensidad para RCG protones 175 MeV (panel superior) y He 265 MeV/n (panel inferior) como función de la distancia radial al Sol. 28
- Figura 6 Un choque MHD es una discontinuidad en la velocidad de flujo del plasma, V . Tendremos entonces dos medios, uno en el cual el flujo es supersónico (río arriba) y otro donde el flujo es subsónico (río abajo). 35
- Figura 7 En un choque perpendicular ($\theta = 90^\circ$), una partícula incrementa su velocidad debido a que deriva a lo largo del choque. Cuando cruce el choque la partícula no volverá a regresar a la región río arriba, por lo tanto, la energía que gana esta limitada a aquella que obtenga al cruzar el choque una sola vez. 36

Figura 8	Configuración de un choque MHD donde hemos asumido que existen irregularidades en el campo magnético a ambos lados del choque. 38
Figura 9	Espectro obtenido a partir de la aceleración en un choque teniendo como entrada un espectro mono energético. 44
Figura 10	Esquema de la aceleración en un choque. Si se inyecta un espectro mono-energético el espectro resultante será en forma de ley de potencias. Si el espectro pre-existente no es mono-energético sino una ley de potencias (línea discontinua), el espectro resultante dependerá de la relación entre q y γ (curva continua). 45
Figura 11	Los rayos cósmicos anómalos se observan como sobreabundancias en diferentes especies de rayos cósmicos galácticos en las bajas energías, por debajo de ~ 100 MeV/n. En la figura (a) se muestra el oxígeno anómalo y en la (b) los protones y el He anómalo. 50
Figura 12	Representación esquemática del choque terminal del viento solar y el campo magnético heliosférico. Se puede apreciar el gradiente del campo magnético a ambos lados del choque. 52
Figura 13	Espectro observado por el Viajero 1 en la heliofunda. Hay tres componentes distintas de partículas energéticas en estos espectros: TSP, RCA y RCG. Las líneas son los espectros esperados para los RCA cuando el choque es fuerte (discontinua) y cuando es débil (puntos). Figura tomada de Stone y col., 2005. 54
Figura 14	Si el choque es esférico (izquierda), una misma línea de campo magnético solo lo intersecta en un punto. Por el contrario, si el choque es elíptico o achataado (derecha) el campo magnético puede intersectar al choque en más de una ocasión. 56

- Figura 15 Aquí se puede observar claramente como el pico de intensidad de los RCA He^+ se corre de altas a bajas energías. Esto ocurre de un mínimo solar a otro, donde la única diferencia es la polaridad del campo magnético heliosférico. 59
- Figura 16 Espectro de energía de los RCA durante los mínimos de 1987 y 1997. Los puntos son observaciones de las naves Viajero 1 y 2, a diferentes latitudes y distancias (ver Tabla 2). 61
- Figura 17 Caminos libres medios (λ) usados para obtener los espectros mostrados en la Figura 16. 63
- Figura 18 El valor de k determina donde estará el pico de intensidad y la energía de corte en el espectro. En esta gráfica k_1 es tres veces menor que k_2 . 64
- Figura 19 Efectos sobre la aceleración de las partículas al hacer que los coeficientes de difusión varíen con la latitud. Se muestra el mínimo de 1987 con polaridad negativa. 65
- Figura 20 Efectos sobre la aceleración de las partículas cuando k_{rr} y $k_{\theta\theta}$ varían con la latitud, para el mínimo de 1997 con polaridad positiva. 67
- Figura 21 Dependencia de los coeficientes de difusión (caminos libres medios) a fin de obtener un corrimiento en el máximo de intensidad a partir de un único conjunto de parámetros. Las zonas de mayor importancia están representadas por los cuadros (1997, $qA < 0$) y círculos (1987, $qA > 0$). 69
- Figura 22 Espectro de RCA al considerar una inyección preferencial por los polos, alrededor de 20° . Los triángulos corresponden a observaciones del Viajero 2 y los círculos a observaciones del Viajero 1. 71
- Figura 23 Camino libre medio λ en función de r y θ , usados para obtener los espectros mostrados en la Figura 22. 72

Figura 24	Espectro de energía obtenido al hacer que k_{rr} aumente de los polos hacia la eclíptica, $k_{\theta\theta}$ es constante. 73
Figura 25	Camino libre medio λ en función del ángulo polar (izquierda) y la distancia radial (derecha), usados para obtener los espectros mostrados en la Figura 24. 73

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1	Valores de χ_4^2 para cada uno de los LIS usados en este trabajo. 29
Tabla 2	Especificaciones de las observaciones hechas por los Viajeros 1 y 2, las cuales son usadas en nuestro análisis. 61

ACRONYMS

RC	Rayos Cósmicos
RCG	Rayos Cósmicos Galácticos
RCA	Rayos Cósmicos Anómalos
LIS	Espectro Interestelar Local
MHD	Magnetohidrodinámico
UA	Unidad Astronómica
LOD	Método Local Unidimensional

Parte I

MODELO NUMÉRICO DE LA MODULACIÓN SOLAR DE LOS RAYOS CÓSMICOS

En la primera parte del trabajo daremos una descripción del modelo numérico que utilizaremos para estudiar la modulación de los rayos cósmicos debida al Sol. Este modelo fue desarrollado por Steenkamp en 1995 y es un modelo que incluye la aceleración de las partículas en el choque terminal del viento solar; además de los procesos de convección, difusión, pérdida adiabática de energía y las derivas por gradiente y curvatura del campo magnético. Nos enfocaremos en la componente de baja energía de la radiación cósmica, la cual es modulada por la actividad del Sol.

ANTECEDENTES

Los rayos cósmicos son núcleos de átomos ordinarios, cuya principal característica es el amplio rango de energía que cubre su espectro, llegando a superar en millones de veces las energías alcanzadas en los aceleradores terrestres (Fermilab y CERN, por mencionar algunos). Estos rayos cósmicos llegan a la Tierra provenientes de fuentes fuera del sistema solar, junto con una pequeña fracción de electrones y otras partículas secundarias (Bierman, 1995; Drury, 2012). El 87 % de la radiación cósmica son protones, el 12 % es He y el 1 % núcleos más pesados. El restante 2 % son electrones y positrones.

Estas partículas se propagan a través del medio interestelar desde su lugar de origen hasta la frontera de la heliósfera. Una vez que cruzan la heliopausa, se verán afectadas por las condiciones físicas impuestas por el Sol y su campo magnético, el cual permea toda la heliósfera debido a que es arrastrado por el flujo del viento solar. Por lo tanto, a partir de la heliopausa y hacia el interior, la “modulación solar” se ve reflejada como una variación en la intensidad de los rayos cósmicos con respecto a sus valores interestelares. El nivel de modulación estará en función de la competencia establecida entre los diferentes procesos de transporte que sufren los rayos cósmicos. Estos procesos son la convección, la difusión, la pérdida adiabática de energía, las derivas y la aceleración en el choque terminal del viento solar.

Tales procesos están contenidos en la ecuación de transporte de partículas (Parker, 1965). Los modelos que describen cómo el Sol modula a la radiación cósmica, se basan en resolver de manera numérica la ecuación de transporte. Con ello se puede predecir la distribución de los rayos cósmicos con respecto a la posición, el tiempo y la energía.

La primera solución numérica de la ecuación de transporte de los rayos cósmicos fue desarrollada por Fisk (1971). Este modelo resolvía dicha ecuación considerando un estado estacionario ($\partial f / \partial t = 0$) y con simetría esférica ($\partial f / \partial \theta = \partial f / \partial \phi = 0$). A partir de estas consideraciones, se obtenía la distribución de partículas en función de dos variables: la distancia radial y la energía. Posteriormente, este modelo fue extendido a dos dimensiones espaciales, i.e., la distancia radial y la latitud (Fisk,

1976). Para entonces, fue empleado un tensor de difusión con parámetros físicos más acorde a las observaciones (Moraal y Gleeson, 1975).

Los modelos que incluían los procesos de derivas debidas al gradiente y a la curvatura del campo magnético heliosférico, fueron desarrollados por Jokipii y Kopriva (1979) y Gleeson y col. (1979), quienes consideraron una hoja de corriente plana. Estos dos modelos fueron ampliados por Jokipii y Thomas (1981) y Potgieter y Moraal (1985), al incorporar el efecto de la "ondulación" de la hoja neutra de corriente. Un modelo similar en estado estacionario y dos dimensiones espaciales fue desarrollado por Kadokura y Nishida (1986).

El primer modelo con dependencia temporal y simetría esférica fue desarrollado por Perko y Fisk (1983) y posteriormente extendido a dos dimensiones espaciales por Le Roux (1990), mientras que el modelo con dependencia temporal, en dos dimensiones espaciales y que incorporaba los efectos de la aceleración de las partículas fue desarrollado por Jokipii (1986). Por su parte, Potgieter y Moraal (1988) desarrollaron un modelo en estado estacionario, con simetría esférica y aceleración. Kóta y Jokipii (1991) desarrollaron un modelo tridimensional con dependencia temporal, con el que se podían estudiar los efectos de las regiones corrotantes de interacción en la modulación de los rayos cósmicos. Estos modelos requieren de gran capacidad de cómputo en comparación con los modelos 2D.

Para el estudio de la radiación cósmica galáctica y anómala que se llevará a cabo en esta tesis, se empleará el modelo desarrollado por Steenkamp (1995). Este modelo resuelve la ecuación de transporte en dos dimensiones espaciales, con dependencia temporal y simetría azimutal. Además, incorpora los efectos del choque terminal y la heliofunda.

En las siguientes secciones se hace un análisis de la ecuación de transporte. Discutiremos las condiciones que deben cumplirse en el choque terminal para que podamos estudiar el proceso de aceleración de las partículas, así como sus derivas por la hoja de corriente heliosférica. En la segunda parte se discuten los efectos del choque terminal y la heliofunda, en la distribución radial de los rayos cósmicos galácticos durante el periodo de máxima actividad solar. En la tercera parte discutiremos el tema referente al mecanismo de aceleración de los rayos cósmicos, en particular, la aceleración difusiva o Fermi de segundo orden. En la cuarta parte discutiremos el origen y estado actual de la investigación de los rayos cósmicos anómalos y

abordaremos el problema del corrimiento del máximo de intensidad de su espectro de energía. En la última parte de esta tesis se dan las conclusiones de este estudio.

1.1 LA ECUACIÓN DE TRANSPORTE

La ecuación de transporte de los rayos cósmicos fue derivada por primera vez por Parker (1965). Una revisión de los procesos de transporte contenidos en ella fue hecha por Gleeson y Axford (1967), quienes plantearon una ecuación de continuidad para la función de distribución omnidireccional f , con respecto a la posición \mathbf{r} , el momento p y el tiempo t :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{C}\mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f] + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 \langle \dot{p} \rangle f) = Q_f \quad (1)$$

donde \mathbf{V} es la velocidad del viento solar y Q_f las fuentes o sumideros de partículas. El término $C \equiv -\frac{1}{3}(\partial \ln f / \partial \ln p)$, es el factor de Compton-Getting (una corrección incorporada por Gleeson y Axford, 1968) y nos dice que al medir el flujo de partículas que se propagan en un medio en movimiento, con respecto a un observador fijo, observaremos un valor diferente al que mide un observador en movimiento con el medio (similar al efecto Doppler).

El término entre corchetes en el lado izquierdo de la Ecuación 1 se refiere al flujo y generalmente es denotado como:

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

siendo \mathbf{K} el tensor de difusión, el cual contiene los elementos k_{\parallel} y k_{\perp} que describen la difusión paralela y perpendicular al campo magnético medio, así como su parte antisimétrica k_T , que describe las derivas de gradiente y curvatura (Isenberg y Jokipii, 1979). Gleeson y Axford (1968) mostraron que en un marco estacionario, el cambio de momento medio es $\langle \dot{p} \rangle / p = -(1/3)\mathbf{V} \cdot (\nabla f / f)$. Insertando esta expresión en la Ecuación 1 obtenemos

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

que podemos reescribir como:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla f - \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla f) - \frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial f}{\partial \ln p} = Q_f \quad (4)$$

El tensor de difusión se puede escribir como la suma de los términos simétricos y antisimétricos:

$$\begin{aligned} \mathbf{K} &= \mathbf{K}_s + \mathbf{K}_a \\ &= \begin{bmatrix} k_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & k_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & k_{\perp} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k_T \\ 0 & -k_T & 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (5)$$

A partir de esto, el tercer término de la Ecuación 1 se transforma en:

$$\nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla f) = \nabla \cdot (\mathbf{K}_s \cdot \nabla f) + \nabla \cdot (\mathbf{K}_a \cdot \nabla f)$$

ó

$$\nabla \cdot \mathbf{S} = \nabla \cdot \mathbf{S}_{\text{dif}} + \nabla \cdot \mathbf{S}_{\text{der}} \quad (6)$$

i.e., en la divergencia de un flujo difusivo y un flujo de deriva. El segundo término del lado derecho de esta ecuación puede ser escrito en términos del vector velocidad de deriva, \mathbf{v}_d , como:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{S}_{\text{der}} &= \nabla \times k_T \frac{\mathbf{B}}{B} \cdot \nabla f \\ &= \mathbf{v}_d \cdot \nabla f \end{aligned} \quad (7)$$

donde la velocidad de deriva está dada por:

$$\mathbf{v}_d = \nabla \times k_T \frac{\mathbf{B}}{B} \quad (8)$$

con $k_T = \beta P/3B$, siendo β la velocidad de la partícula con respecto a la velocidad de la luz y P su rigidez ($P \equiv pc/q$). Esta velocidad de deriva es el valor promedio de las derivas debidas al gradiente y la curvatura del campo magnético, para aquellas partículas con momento en el intervalo p y $p + dp$ (Jokipii y Levy, 1977; Burger y Potgieter, 1989).

Estas son las ecuaciones básicas con las que trabajan los modelos numéricos empleados en el estudio de la modulación solar de la radiación cósmica galáctica y anómala. En la siguiente sección se describen las características del modelo numérico que emplearemos para nuestro estudio.

1.2 EL MODELO DE SIMULACIÓN

Steenkamp (1995) desarrolló un modelo matemático para resolver la Ecuación 4 en dos dimensiones. Para derivar la forma

de la ecuación de transporte usada en el modelo de Steenkamp (1995), es necesario escribir la ecuación de transporte, el flujo y la velocidad de deriva en coordenadas polares-esféricas. De esta forma la Ecuación 4 se escribe como:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial f}{\partial t} = & k_{rr} \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{k_{\theta\theta}}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + \frac{k_{\phi\phi}}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \phi^2} \\
 & + \frac{1}{r} (k_{r\theta} + k_{\theta r}) \frac{\partial^2 f}{\partial \theta \partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} (k_{r\phi} + k_{\phi r}) \frac{\partial^2 f}{\partial \phi \partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \phi \partial \theta} \\
 & + \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 k_{rr}) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (k_{\theta r} \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial k_{\phi r}}{\partial \phi} - V_r \right) \frac{\partial f}{\partial r} \\
 & + \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r k_{r\theta}) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (k_{\theta\theta} \sin \theta) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial k_{\phi\theta}}{\partial \phi} - \frac{V_\theta}{r} \right) \frac{\partial f}{\partial \theta} \\
 & + \left(\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial r} (r k_{r\phi}) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (k_{\theta\phi} \sin \theta) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial k_{\phi\phi}}{\partial \phi} - \frac{V_\phi}{r \sin \theta} \right) \frac{\partial f}{\partial \phi} \\
 & + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (V_\theta \sin \theta) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial V_\phi}{\partial \phi} \right) \frac{\partial f}{\partial \ln P} \\
 & + Q_f(r, \theta, \phi, P, t)
 \end{aligned} \tag{9}$$

además, las ecuaciones ahora están en función de la rigidez de las partículas $P = pc/q$. La expresión correspondiente para el vector de flujo \mathbf{S} , se transforma en:

$$\begin{aligned}
 \frac{\mathbf{S}(r, \theta, \phi)}{4\pi P^2} &= -\frac{\mathbf{V}}{3} \frac{\partial f}{\partial \ln P} - \mathbf{K} \cdot \nabla f \\
 &= \left(\begin{array}{l} -\frac{V_r}{3} \frac{\partial f}{\partial \ln P} - k_{rr} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{k_{r\theta}}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} - \frac{k_{r\phi}}{r \sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \phi} \\ -\frac{V_\theta}{3} \frac{\partial f}{\partial \ln P} - k_{\theta r} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{k_{\theta\theta}}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} - \frac{k_{\theta\phi}}{r \sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \phi} \\ \frac{V_\phi}{3} \frac{\partial f}{\partial \ln P} - k_{\phi r} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{k_{\phi\theta}}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} - \frac{k_{\phi\phi}}{r \sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \phi} \end{array} \right) \tag{10}
 \end{aligned}$$

A partir de la Ecuación 8, considerando $k_T = \beta P/3B$, la velocidad de deriva se transforma en:

$$\mathbf{v}_d = \frac{\beta P}{3r^2 \sin \theta} \left| \begin{array}{lll} \mathbf{e}_r & r\mathbf{e}_\theta & r \sin \theta \mathbf{e}_\phi \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial \phi} \\ \frac{B_r}{B^2} & r \frac{B_\theta}{B^2} & r \sin \theta \frac{B_\phi}{B^2} \end{array} \right| \tag{11}$$

Ahora bien, si consideramos que el campo magnético es el campo espiral de Parker, el tensor de difusión en coordenadas esféricas se escribe como:

$$\begin{aligned}
\mathbf{K}(r, \theta, \phi) &= \begin{bmatrix} k_{rr} & k_{r\theta} & k_{r\phi} \\ k_{\theta r} & k_{\theta\theta} & k_{\theta\phi} \\ k_{\phi r} & k_{\phi\theta} & k_{\phi\phi} \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} \cos \psi & 0 & \sin \psi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \psi & 0 & \cos \psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & k_{\perp\theta} & k_{\top} \\ 0 & -k_{\top} & k_{\perp r} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \psi & 0 & -\sin \psi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \psi & 0 & \cos \psi \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} k_{\parallel} \cos^2 \psi + k_{\perp r} \sin^2 \psi & -k_{\top} \sin \psi & (k_{\perp r} - k_{\parallel}) \cos \psi \sin \psi \\ k_{\top} \sin \psi & k_{\perp\theta} & k_{\top} \cos \psi \\ (k_{\perp r} - k_{\parallel}) \cos \psi \sin \psi & -k_{\top} \cos \psi & k_{\parallel} \sin^2 \psi + k_{\perp r} \cos^2 \psi \end{bmatrix} \quad (12)
\end{aligned}$$

Suponiendo simetría azimutal ($\partial/\partial\phi = 0$) y que la velocidad del viento solar es puramente radial ($\mathbf{V}(r, \theta)\mathbf{e}_r$), el flujo en la Ecuación 10 se puede escribir como.

$$\frac{S(r, \theta, \phi)}{4\pi P^2} = \begin{pmatrix} -\frac{V_r}{3} \frac{\partial f}{\partial \ln P} - k_{rr} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{k_{r\theta}}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \\ -k_{\theta r} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{k_{\theta\theta}}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \\ -k_{\phi r} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{k_{\phi\theta}}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \end{pmatrix} \quad (13)$$

Por su parte, las componentes radial, latitudinal y azimutal de la velocidad de deriva en la Ecuación 11, se transforman en las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned}
v_{dr} &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (k_{\theta r} \sin \theta) = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (k_{\top} \sin \theta \sin \psi) \\
&= \frac{k_{\top}}{r} \left[-\frac{\sin \psi}{\tan \theta} + \cos \psi (2 \sin^2 \psi - 1) \frac{\partial \tan \psi}{\partial \theta} \right] \quad (14)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
v_{d\theta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r k_{r\theta}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r k_{\top} \sin \psi) \\
&= k_{\top} \left[\cos \psi (1 + 2 \sin^2 \psi) \frac{\partial \tan \psi}{\partial r} + \frac{3 \sin \psi}{r} \right] \quad (15)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
v_{d\phi} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (k_{\phi\theta}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (k_{\top} \cos \psi) \\
&= \frac{2k_{\top}}{r} \sin \psi \cos^2 \psi \frac{\partial \tan \psi}{\partial \theta} \quad (16)
\end{aligned}$$

donde la última expresión de cada componente está escrita en términos del ángulo espiral del campo ψ (el ángulo entre la dirección radial y la dirección del campo magnético).

Como se mencionó anteriormente, para resolver la ecuación de transporte (Ecuación 9), el modelo de Steenkamp (1995)

considera dos dimensiones espaciales (r, θ) y que la heliósfera tiene simetría azimutal $(\partial f / \partial \phi = 0)$. Además, la velocidad del viento solar es puramente radial y la componente latitudinal del campo magnético es nula $(B_\theta = 0)$.

Con estas consideraciones, podemos ver que la ecuación de transporte es una ecuación diferencial parcial lineal, de segundo orden parabólica en cuatro variables (r, θ, P, t) , que puede ser escrita de la siguiente manera:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = a_0 \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + b_0 \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + c_0 \frac{\partial f}{\partial r} + d_0 \frac{\partial f}{\partial \theta} + e_0 \frac{\partial f}{\partial \ln p} + Q_f \quad (17)$$

con coeficientes:

$$\begin{aligned} a_0 &= k_{rr} \\ b_0 &= \frac{k_{\theta\theta}}{r^2} \\ c_0 &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 k_{rr}) + v_{dr} - V_r \\ d_0 &= \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (k_{\theta\theta} \sin \theta) + \frac{v_{d\theta}}{r} \\ e_0 &= \frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V_r) \end{aligned} \quad (18)$$

Los términos k_{rr} en a_0 y $k_{\theta\theta}$ en b_0 , describen la difusión en la dirección radial y polar, respectivamente.

1.3 ACELERACIÓN DE FERMI DE PRIMER ORDEN

Aunque la aceleración de Fermi de primer orden (aceleración difusiva) no aparece de manera explícita en la ecuación de transporte, ésta acelera a las partículas de manera muy eficiente si un choque Magnetohidrodinámico (MHD) está presente en un medio convectivo-difusivo. Este proceso fue descubierto en 1977 (Axford y col., 1977; Bell, 1978; Blandford y Ostriker, 1978; Krymskii, 1977) y ahora discutiremos brevemente las ecuaciones de la aceleración de las partículas con las que trabaja el modelo de Steenkamp (1995).

Supongamos que la densidad y el flujo son continuos a través del choque. Esto significa que la densidad, la intensidad o la función de distribución también deben ser continuas, i.e.

$$u_p^- = u_p^+$$

ó

$$f^- = f^+ \quad (19)$$

De manera similar la divergencia de flujo debe ser tal que:

$$\nabla \cdot \mathbf{S}_p = Q \quad (20)$$

i.e. tiene como origen una fuente en el choque. En la ecuación anterior el flujo es $\mathbf{S}_p = -4\pi p^2 [(\mathbf{V}/3)(\partial f/\partial \ln p) + \mathbf{K} \cdot \nabla f]$. En una dimensión, donde el flujo es perpendicular al frente de choque, la Ecuación 20 se reduce a:

$$S^+ - S^- = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{r_s - \epsilon}^{r_s + \epsilon} Q dr \quad (21)$$

Consideremos un choque MHD plano y estacionario en la posición $x = 0$. También supongamos que existen suficientes irregularidades a ambos lados del choque como para que la función de distribución, $f(\mathbf{r}, p, t)$, sea isotrópica a primer orden y consideremos además el cambio de energía medio en un marco en movimiento con el viento solar, i.e., $\langle \dot{p} \rangle / p = (1/3) \nabla \cdot \mathbf{V}$. Bajo suficientes simplificaciones, la ecuación

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{C}\mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f] + \frac{1}{3p^2} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial}{\partial p} (p^3 f) = Q_f \quad (22)$$

puede ser resuelta a través del choque.

Tomando únicamente una dimensión y estado estacionario ($\partial f/\partial t = 0$), ignorando las derivas y suponiendo una dispersión isotrópica, la Ecuación 22 se reduce a:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[V f - K \frac{\partial f}{\partial x} \right] - \frac{1}{3p^2} \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial p} (p^3 f) = Q_f(x, p) \quad (23)$$

y la densidad de flujo es

$$S_p = -4\pi p^2 \left[\frac{pV}{3} \frac{\partial f}{\partial p} + K \frac{\partial f}{\partial x} \right]$$

Si en la región río arriba la velocidad de flujo y el coeficiente de difusión son independientes de x , la Ecuación 23 se transforma en una ecuación diferencial lineal,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{V}{k} \frac{\partial}{\partial x} \right) = \frac{Q_f(x, p)}{k} \quad (24)$$

Esta ecuación tiene una solución simple, la cual depende de cómo se trate a la fuente. Suponiendo que conocemos f en la región río arriba, muy lejos del choque, lo cual denotaremos por $f(-\infty, p)$; mientras que en el choque será $f(0, p)$. Entonces, si la fuente en el choque se puede representar como una delta

de Dirac, i.e., $Q_f(x, p) = Q_*(p)\delta(x)$, la solución en la región río abajo es

$$f(x, p) = f(-\infty, p) + [f(0, p) - f(-\infty, p)]e^{V/k} \quad (25)$$

Si la fuente está distribuida a través del medio río arriba, la solución es

$$f(x, p) = f(-\infty, p) + [f(0, p) - f(-\infty, p)]e^{V/k} + \frac{1}{V} \left[\left(1 - e^{V/k}\right) \int_x^{-\infty} Q_f dx - e^{V/k} \int_0^x Q_f \left(1 - e^{V/k}\right) dx \right] \quad (26)$$

La forma del espectro en el choque, $f(0, p)$, es determinada por las dos condiciones de continuidad (19) y (21), las cuales implican:

$$\frac{V_1 p}{3} \frac{\partial f(0, p)}{\partial p} + k_1 \left(\frac{\partial f(0, p)}{\partial x} \right)^- = \frac{V_2 p}{3} \frac{\partial f(0, p)}{\partial p} + k_2 \left(\frac{\partial f(0, p)}{\partial x} \right)^+ + Q_* \quad (27)$$

aquí la fuente se localiza en el choque. Cuando la fuente está en $x < 0$, las condiciones de continuidad implican:

$$\frac{V_1 p}{3} \frac{\partial f(0, p)}{\partial p} + k_1 \left(\frac{\partial f(0, p)}{\partial x} \right)^- = \frac{V_2 p}{3} \frac{\partial f(0, p)}{\partial p} + k_2 \left(\frac{\partial f(0, p)}{\partial x} \right)^+ \quad (28)$$

Para resolver el problema de forma analítica, suponemos un escenario no difusivo más allá del choque, esto es $k_2 = 0$. Bajo estas circunstancias la ecuación anterior se convierte en:

$$\frac{V_1 - V_2}{3} p \frac{\partial f(0, p)}{\partial p} = -k_1 \left(\frac{\partial f(0, p)}{\partial x} \right)^- \quad (29)$$

A partir de la Ecuación 26 podemos calcular $\partial f(x, p)/\partial x$,

$$\frac{\partial f(x, p)}{\partial x} = \frac{V}{k} [f(0, p) - f(-\infty, p)] e^{V/k} - \frac{1}{k} e^{V/k} \left[\int_0^{-\infty} Q_f dx - \int_0^x e^{V/k} Q_f dx \right] \quad (30)$$

Para obtener una expresión para $(\partial f(0, p)/\partial x)^-$ tomamos $k = k_1$ en $x < 0$,

$$\left(\frac{\partial f(0, p)}{\partial x} \right)^- = \frac{V}{k_1} [f(0, p) - f(-\infty, p)] - \frac{1}{k_1} \int_0^{-\infty} Q_f dx \quad (31)$$

A partir de la Ecuación 29 tenemos que:

$$\frac{V_1 - V_2}{3} p \frac{\partial f(0, p)}{\partial p} = -V_1 [f(0, p) - f(-\infty, p)] + \int_0^{-\infty} Q_f dx \quad (32)$$

Si $s = V_1/V_2$ y $q = 3s/(s - 1)$, entonces:

$$\frac{\partial f(0, p)}{\partial p} + \frac{q}{p} f(0, p) = \frac{q}{p} \left[f(-\infty, p) + \frac{1}{V_1} \int_0^{-\infty} Q_f dx \right] \quad (33)$$

con solución:

$$f(0, p) = qp^{-q} \int_0^p \left[f(-\infty, p') + \frac{1}{V_1} \int_0^{-\infty} Q_f(x, p') dx \right] p'^{q-1} dp' \quad (34)$$

De igual forma, si consideramos el caso más simple en el que la fuente está en el choque, las Ecuaciones 25 y 27 nos llevan a:

$$f(0, p) = qp^{-q} \int_0^p \left[f(-\infty, p') + \frac{Q_*(p')}{V_1} \right] p'^{q-1} dp' \quad (35)$$

Puesto que la Ecuación 24 es lineal, las Ecuaciones 34 y 35 pueden ser sumadas. El núcleo de la expresión combinada es

$$f(-\infty, p') + \frac{1}{V_1} \left[\int_0^{-\infty} Q_f(x, p') dx + Q_* \right] \quad (36)$$

En general, la aceleración de los rayos cósmicos a partir de un choque plano y estacionario donde la estructura del choque no se ve modificada por el proceso de aceleración, produce un espectro de la forma:

$$f(p) = qp^{-q} \int_0^p \frac{Q(p')}{V^-} p'^{q-1} dp' \quad (37)$$

El modelo de Steenkamp (1995) utiliza un espectro monoenergético en el choque, este espectro se escribe como:

$$Q(r, p) = Q_0 \delta(p - p_0) (r - r_s) \quad (38)$$

donde Q_0 es la magnitud de la fuente localizada a la distancia r_s . El número de partículas que son inyectadas en el choque por unidad de volumen y unidad de tiempo es

$$N_0 = \int_0^\infty 4\pi p'^2 \frac{Q(r, p')}{V^-} dp' \quad (39)$$

De manera que el espectro acelerado por el choque es entonces

$$\begin{aligned} f(r_s, P) &= q p^{-q} \int_0^P \frac{N_0}{4\pi p'^2} \delta(p' - p_0) p'^{q-1} dp' \\ &= \frac{N_0}{4\pi} p^{-q} p_0^{q-3} = \frac{N_0}{4\pi p_0^3} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-q} \end{aligned} \quad (40)$$

Si el choque es fuerte $s = 4$ y esta ecuación se reduce a $f \propto p^{-4}$, que es el espectro más duro que puede ser producido por el mecanismo de Fermi de primer orden.

Si lo escribimos ahora en términos de la intensidad de partículas con respecto a la energía cinética por nucleón (T), $J_T = p^2 f$, considerando la relación entre la rigidez (P) de una partícula y su energía cinética por nucleón ($P = A/Z\sqrt{T(T+2E_0)}$), el espectro dado por la Ecuación 40 se transforma en:

$$J_T(r_s) \propto \left(\frac{\sqrt{T(T+2E_0)}}{\sqrt{T_i(T_i+2E_i)}} \right)^{-(q-2)} \quad (41)$$

donde T_i es la energía de inyección y E_0 es la energía en reposo del protón (0.938 GeV). En el límite no relativista, $T \ll E_0$ y T_i siempre es mucho menor que E_0 , de manera que:

$$J_T(r_s) \propto \left(\frac{T}{T_i} \right)^{-(q-2)/2} \propto T^{-\frac{q-2}{2}} \quad (42)$$

mientras que en el caso relativista $T \gg E_0$, entonces

$$J_T(r_s) \propto \left(\frac{T}{T_i} \right)^{-(q-2)} \propto T^{-(q-2)} \quad (43)$$

Es necesario que transcurra cierto tiempo para poder acelerar a las partículas hasta una determinada energía (o momento). Drury (1983) estimó que el tiempo necesario para obtener un espectro en ley de potencia a partir del momento p_0 y hasta el momento p , está dado por:

$$\tau_a = \frac{3}{V^- - V^+} \int_{p_0}^p \left(\frac{k^-}{V^-} + \frac{k^+}{V^+} \right) \frac{dp'}{p'} \quad (44)$$

con un corte por encima del momento p después de un tiempo τ_a .

El choque terminal no es un choque plano, por lo que aparece una segunda energía de corte debida a su curvatura. Drury

(1983), Jokipii (1992) y Bierman (1993) muestran que este corte ocurre cuando:

$$r_s \approx \frac{k^-}{V^-} + \frac{k^+}{V^+} \quad (45)$$

Físicamente, esto significa que la longitud de difusión llega a ser más grande que las dimensiones del choque. Para periodos de tiempo muy pequeños la aceleración está limitada de acuerdo a la Ecuación 44. Cuando el periodo de tiempo es grande, los efectos de curvatura limitan la energía máxima de las partículas. Un análisis más detallado sobre el proceso de aceleración difusivo en un choque será realizado en el Capítulo 3.

1.4 CONSIDERACIONES DEL MODELO EN EL CHOQUE TERMINAL

La ecuación de transporte (Ecuación 17) es resuelta en todos los puntos de una malla en (r, θ) excepto en el choque, donde hay una discontinuidad en los parámetros del plasma y el campo magnético interplanetario. En el choque tenemos que analizar las condiciones de continuidad en la densidad y el flujo. La primera de ellas implica que la función de distribución, f , no cambia a ambos lados del choque y está dada por la Ecuación 19. De manera análoga, la condición de conservación de flujo está dada por la Ecuación 21. Estas dos condiciones nos llevan a:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)^- = \frac{k_{rr}^+}{k_{rr}^-} \left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)^+ - \frac{V^- - V^+}{3k_{rr}} \frac{\partial f}{\partial \ln p} - \frac{k_{r\theta}^- - k_{r\theta}^+}{r_s k_{rr}^-} \frac{\partial f}{\partial \theta} + \frac{Q_*}{k_{rr}^-} \quad (46)$$

donde los superíndices $-$ y $+$ representan las regiones río arriba (plasma no chocado) y río abajo (plasma chocado), respectivamente; y r_s representa la posición del choque.

A la Ecuación 46, se llega si la función fuente es una delta de Dirac en el choque, es decir, $Q_f = Q_*(p)\delta(r - r_s)$. Entonces, la Ecuación 17 es válida en el dominio $r_\odot \leq r < r_s$ y $r_s < r \leq r_b$ $\forall \theta, p$; y la condición en el choque (Ecuación 46) es válida en la discontinuidad $r = r_s \forall \theta, p$. La función fuente Q_f , será distinta de cero solamente si existe una fuente (o sumidero) en la discontinuidad.

Escribiendo la Ecuación 46 en forma general tenemos:

$$A_0 \left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)^- = B_0 \left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)^+ + C_0 \frac{\partial f}{\partial \ln p} - D_0 \frac{\partial f}{\partial \theta} + Q_0 \quad (47)$$

con coeficientes

$$\begin{aligned}
 A_0 &= 1 \\
 B_0 &= \frac{k_{rr}^+}{k_{rr}^-} \\
 C_0 &= -\frac{V^- - V^+}{3k_{rr}} \\
 D_0 &= -\frac{k_{r\theta}^- - k_{r\theta}^+}{r_s k_{rr}^-} \\
 Q_0 &= \frac{Q_*}{k_{rr}^-}
 \end{aligned}$$

Para obtener la solución de la ecuación de transporte teniendo en cuenta la aceleración de las partículas en el choque terminal, primero, la Ecuación 17 es resuelta en $r_{ib} < r < r_s$ para toda (θ, p) . Después se resuelve la Ecuación 47 en $r = r_s$ para toda (θ, p) y finalmente la ecuación de transporte es resuelta en la región $r_r < r < r_b$ para toda (θ, p) . Tanto la ecuación de transporte (17) como la ecuación de condiciones en el choque (47), son resueltas usando el método local unidimensional, desarrollado por Steenkamp (1995).

1.5 DERIVAS A LO LARGO DE LA HOJA NEUTRA DE CORRIENTE

La deriva de las partículas a lo largo de la hoja neutra de corriente no está incorporada de manera explícita dentro de las velocidades de deriva en las ecuaciones (14) a (16), y deben ser tratadas con un método diferente. Modelos que simulan los efectos de la geometría de la hoja neutra de corriente y sus efectos sobre la deriva de las partículas fueron desarrollados por Potgieter y Moraal (1985), Burger y Potgieter (1989) y Hattingh (1994). En el modelo de Steenkamp se usa una versión modificada del método desarrollado por Hattingh (1994), donde la hoja neutra de corriente puede ser escrita como:

$$\theta_{ns} = \frac{\pi}{2} + \sin^{-1} \left[\sin \alpha \sin \left(\phi - \phi_{\odot} + \frac{\Omega_{\odot} r}{V} \right) \right]. \quad (48)$$

En esta ecuación $\phi_{\odot} = r_{\odot} \Omega_{\odot} / V$ es una constante de fase y α es el ángulo entre el ecuador de rotación y el ecuador magnético del Sol. Debido a la ondulación de la hoja de corriente, habrá una región al rededor del ecuador heliográfico ($\pi/2 - \alpha < \theta < \pi/2 + \alpha$) donde la polaridad del campo magnético cambiará debido a la rotación del Sol, causando que los

puntos en tal región se estén alternando sobre y debajo de la hoja de corriente.

De este modo, la velocidad de deriva puede ser descompuesta en dos términos: $\mathbf{v}_d = \mathbf{v}_{dm} + \mathbf{v}_{ns}$. El primer término describe las derivas de gradiente y curvatura en el campo magnético medio. El segundo término describe la deriva a lo largo de la hoja neutra de corriente. La Figura 1 muestra la geometría del problema de las derivas en la hoja neutra. Debido a que la hoja de corriente (Ecuación 48) es tridimensional, no es posible estudiar por completo el problema de las derivas a partir de un modelo bidimensional. Sin embargo, para lograr una buena descripción bidimensional del problema, es necesario hacer un promedio azimutal (Potgieter y Moraal, 1985; Burger y Potgieter, 1989). En esta tesis usamos un segundo método, descrito en Caballero-Lopez y Moraal (2003).

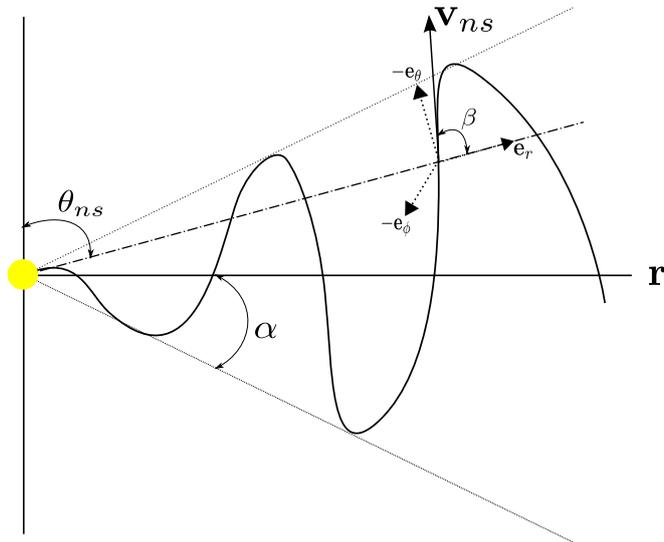


Figura 1: Derivas a lo largo de la hoja neutra de corriente.

Parte II

GRADIENTE RADIAL DE LOS RAYOS CÓSMICOS GALÁCTICOS DURANTE EL MÁXIMO DE ACTIVIDAD SOLAR

En esta parte analizaremos el gradiente de intensidad de los rayos cósmicos galácticos durante los periodos de máxima actividad solar. En un trabajo previo (Morales-Olivares y Caballero-Lopez, 2010), se estudió el gradiente con un modelo sin choque. Ahora incorporaremos los efectos del choque terminal y la heliofunda. Nuestro objetivo, es tener un conocimiento apropiado de la distribución radial y latitudinal de los rayos cósmicos en la heliósfera. Todo esto motivado a partir de que la mayor parte de los trabajos realizados en este tema, fueron hechos en condiciones de mínima actividad solar. Para condiciones de máxima actividad, los trabajos que pueden encontrarse en la literatura son meramente observacionales (McDonald y col., 2003).

RAYOS CÓSMICOS GALÁCTICOS

Las fuentes de los Rayos Cósmicos Galácticos (RCG) están localizadas fuera del sistema solar. Estas partículas pueden ser, en su mayor parte, aceleradas durante explosiones de supernovas (Blandford y Ostriker, 1978; Axford, 1981). Los RCG son partículas cargadas y muy energéticas que penetran en la heliósfera. Estas partículas dominan el espectro de energía por encima de los ~ 100 MeV/n.

La propagación de los RCG dentro de la heliósfera varía a lo largo del ciclo de actividad solar. El estudio de estas variaciones nos ayuda a entender el transporte de los rayos cósmicos en esta región permeada por el viento solar y el campo magnético del Sol. Desafortunadamente, la mayor parte de los estudios de modulación están enfocados a periodos de mínima actividad solar (Reinecke y col., 2000; Caballero-Lopez y col., 2004; por mencionar algunos). En esta sección explicaremos los perfiles de intensidad radial de los RCG durante el máximo de actividad solar, incorporando a nuestro modelo los efectos del choque terminal del viento solar, los cuales no se habían considerado en nuestros trabajos previos (Morales-Olivares y Caballero-Lopez, 2009; Morales-Olivares y Caballero-Lopez, 2010).

Se han hecho algunos estudios concernientes a la distribución radial de los RCG durante el máximo solar, sin embargo la mayoría de ellos son cualitativos. McDonald y col. (2003) aplicaron un procedimiento sencillo para normalizar las observaciones de las naves IMP8, Pionero 10 y Viajeros 1 y 2, durante los periodos de máxima actividad solar de los ciclos 21, 22 y 23. Esta normalización fue hecha con la finalidad de poder combinar las observaciones de las distintas naves (pues todas ellas se localizaban en diferente posición, latitud y dirección), y así poder estudiar la distribución radial de los RCG desde 1 Unidad Astronómica (UA) hasta más de 80 UA. A partir del análisis de las observaciones, estos autores reportaron una región de transición entre 10 y 20 UA donde ocurren cambios significativos en el transporte de los rayos cósmicos. Sugieren además, que los cambios en el medio interplanetario responsables de los efectos de modulación del mínimo al máximo solar, ocurren en la región externa, entre ~ 15 UA y el

choque terminal, y está relacionado con la formación de las regiones de interacción mezcladas a nivel global (GMIRs, por sus siglas en inglés).

Fujii y col. (2003), aplicando la aproximación de campo de fuerza, analizaron los coeficientes de difusión durante los mismos periodos que McDonald y col. (2003). A partir de la propuesta de que el coeficiente de difusión k , puede ser expresado como una función separable de la distancia radial r y la rigidez P , estos autores encuentran que $k \propto r^{1.2} \beta P$ (donde β es la velocidad de la partícula en términos de la velocidad de la luz) en la heliosfera externa, más allá de 10 UA.

Por nuestra parte, con base en la solución numérica de la ecuación de transporte de los rayos cósmicos en una dimensión, la cual toma en cuenta los cambios de energía, iniciamos el estudio de la modulación de los RCG durante el máximo solar (Morales-Olivares y Caballero-Lopez, 2009). Posteriormente extendimos nuestro análisis a un modelo en dos dimensiones espaciales, el cual incorporaba los efectos del transporte latitudinal y las derivas (Morales-Olivares y Caballero-Lopez, 2010). En este último trabajo, calculamos el gradiente radial y aplicando un ajuste lineal encontramos que los gradientes (expresados en %/UA) se pueden expresar de la siguiente manera: $7.9/r^{0.43}$ (r en UA) para los RCG H y $6.8/r^{0.46}$ para los RCG He, en la heliósfera interna ($r < 40$ UA). En la heliósfera externa ($r > 40$ UA) encontramos que estos gradientes son de la siguiente forma: $0.09r^{0.77}$ para los RCG H y $0.42r^{0.3}$ para los RCG He.

De estos dos trabajos previos encontramos que el mejor ajuste a las observaciones se obtiene cuando la región de transición se localiza alrededor de 40 UA y no entre 10 – 15 UA, como fue reportado por McDonald y col. (2003). Los gradientes que obtuvimos son comparables a los reportados por McDonald y col. (2003) en la heliósfera interna, pero en la heliósfera externa el gradiente radial es muy diferente para ambas especies (en McDonald y col. (2003) los gradientes en la región externa son $\propto r^{-1}$).

Un mejor conocimiento del gradiente radial y de los coeficientes de difusión en la heliósfera en ambos ciclos de actividad solar, es necesario para los estudios de modulación. Por tal motivo, hemos analizado el gradiente de intensidad a partir de un modelo mucho más realista, el cual incorpora los efectos del choque terminal y la heliofunda. También hemos usado un nuevo espectro interestelar reportado recientemente

por Webber y Higbie, (2009); con la finalidad de refinar nuestro trabajo.

Para comparar nuestros resultados, usamos los datos de las naves IMP8¹, Pionero 10 (ver Teegarden y col., 1973), Viajeros 1 y 2 (ver Stone y col., 1977) y del experimento BESS (datos tomados de Myers y col., 2003). Nuestro estudio cubre los tres últimos periodos de máxima actividad solar: 1981 (ciclo 21), 1990 (ciclo 22) y 2001 (ciclo 23). Las observaciones en este estudio inician en 1 UA y se extienden hasta 80 UA. Se analizan los gradientes para los RCG H en el rango de 130 – 220 MeV y para los RCG He en el rango de 150 – 380 MeV/n.

2.1 CONSIDERACIONES EN EL MODELO

Considerando dos dimensiones espaciales, r y θ (distancia radial y ángulo polar, respectivamente), el momento p , el tiempo t y que no hay fuentes de partículas ($Q = 0$); la ecuación de transporte (Ecuación 1) se escribe como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & k_{rr} \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} - \frac{k_{\theta\theta}}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 k_{rr}) - V - v_{dr} \right] \frac{\partial f}{\partial r} \\ & + \left[\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta k_{\theta\theta}) - \frac{v_{d\theta}}{r} \right] \frac{\partial f}{\partial \theta} + \frac{2V}{3r} \frac{\partial f}{\partial \ln p}. \quad (49) \end{aligned}$$

En esta ecuación, k_{rr} y $k_{\theta\theta}$ son los coeficientes de difusión radial y latitudinal, respectivamente. Las componentes radial y latitudinal de la velocidad de deriva de las partículas están dadas por v_{dr} y $v_{d\theta}$, respectivamente. El vector de la velocidad de deriva como función de la rigidez de la partícula y la magnitud del campo (\mathbf{B}) es: $\mathbf{v}_d = (\beta P/3) \nabla \times (\mathbf{B}/B^2)$.

Durante el periodo de máxima actividad solar, la velocidad del viento solar, V , es en promedio 400 km/s en cualquier parte dentro del choque terminal (McComas y col., 2003). En la heliofunda, la velocidad del viento solar es proporcional a r^{-2} . En la heliopausa, $r = r_b = 150$ UA, se impone el Espectro Interestelar Local (LIS, en inglés) para H y He. En nuestro análisis se utiliza un nuevo LIS reportado por Webber y Higbie (2009) y se estudian sus efectos en la distribución radial de los rayos cósmicos.

La configuración del campo magnético que empleamos es un campo espiral de Parker modificado. Esta modificación es similar a la modificación sugerida por Jokipii y Kota (1989),

¹ (http://spdf.gsfc.nasa.gov/imp8_GME/GME_instrument.html)

la cual reduce la magnitud de los caminos libres medios sobre los polos heliográficos. Una descripción detallada de este campo se puede consultar en Caballero-Lopez y col., 2004.

Los coeficientes de difusión k_{rr} y $k_{\theta\theta}$, se escriben en forma general como:

$$\kappa_0 f_1(r) \times \beta P^\gamma,$$

donde P es la rigidez de la partícula dada en GV y $\beta = v/c$. La función $f_1(r)$ es adimensional y tiene la forma:

$$f_1(r) = \begin{cases} \left(\frac{r}{r_e}\right)^a, & r \leq r_t \\ \left(\frac{r}{r_t}\right)^b \left(\frac{r_t}{r_e}\right)^a, & r > r_t \end{cases}$$

donde r_t es la posición de la región de transición y $r_e = 1$ UA. Nosotros suponemos que los coeficientes de difusión son independientes de la heliolatitud debido a que en el máximo solar no se observan flujos rápidos bien localizados y no hay una dependencia latitudinal en la velocidad del viento solar. Además, en nuestro trabajo previo (Morales-Olivares y Caballero-Lopez, 2010) mostramos que el gradiente latitudinal es pequeño. Solo la velocidad de deriva tiene una dependencia latitudinal, pero en la siguiente sección se mostrará que sus efectos son muy pequeños. Los parámetros a , b , γ y r_t , son parámetros que cambiamos para ajustar a las observaciones.

El campo magnético heliosférico es mucho más turbulento durante el máximo solar en comparación con el periodo de mínima actividad, y por consecuencia la velocidad de deriva de las partículas es muy pequeña. Por lo tanto, este proceso juega un papel más significativo durante el mínimo, donde el patrón de derivas es más ordenado. Cuando las líneas de campo magnético están apuntando hacia afuera en el polo norte ($qA > 0$), las partículas con carga positiva derivan a partir de los polos hacia el plano de la eclíptica. En la polaridad de campo opuesta, las líneas de campo apuntan hacia adentro en el polo norte ($qA < 0$), las partículas con carga positiva derivan hacia adentro a lo largo de la hoja neutra de corriente y de la eclíptica hacia los polos (Isenberg y Jokipii, 1979; Moraal, 2001). Para este trabajo hemos usado una hoja de corriente con un ángulo de 70° y la magnitud del campo magnético en la órbita de la Tierra fue de 10 nT.

Las mediciones de la intensidad de los rayos cósmicos, J_T , con respecto a la energía cinética por nucleón, T , están relacionadas con la función de distribución omnidireccional, f , a

través de $J_T = p^2 f$. Tomando en cuenta esta relación, calculamos el gradiente de intensidad radial entre dos puntos (r_1 y r_2) en la región de modulación, por medio de la siguiente ecuación:

$$g_r = \frac{\ln(J_{T_2}/J_{T_1})}{r_2 - r_1}. \quad (50)$$

El choque terminal es una discontinuidad en la velocidad del flujo de plasma. Sin embargo, puesto que las partículas se mueven a través del choque, la función de distribución f y la componente radial del flujo de partículas S_r deben ser continuas en la Ecuación 50, es decir: $f^+ = f^-$ y $S_r^+ = S_r^-$ (+ río abajo, – río arriba). El flujo radial S_r está dado por:

$$S_r = \frac{1}{4\pi r p^2} \left[CVf - k_{rr} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{k_{r\theta}}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \right]. \quad (51)$$

Si $\frac{V^-}{V^+} = \frac{k_{rr}^-}{k_{rr}^+} = s$, el gradiente radial en las regiones río arriba y río abajo se relacionan a través de la ecuación:

$$g_r^+ = s g_r^- - (s - 1) \left(\frac{CV}{k_{rr}} + \frac{k_T}{r_s k_{rr}} g_\theta \sin \psi \right), \quad (52)$$

donde s es la razón de compresión en el choque y r_s su posición. El término s nos dice qué tan intenso es el choque, cuando $s = 3$ se considera que el choque es fuerte. Burlaga y col. (2005) analizaron las observaciones del Viajero 1 a través del choque terminal y sugieren que la relación de compresión en el choque es alrededor de $s = 2.5$. Este es el valor que utilizamos en nuestro estudio para la intensidad del choque. El Viajero 1 observó el choque en diciembre de 2004 a 94 UA y el Viajero 2 lo observó en agosto de 2007 a 84 UA, por esta razón decidimos colocar al choque en un punto medio a $r_s = 90$ UA.

En la Figura 2 se muestra la magnitud del campo magnético (panel superior), la velocidad del viento solar (panel intermedio), así como los caminos libres medios de difusión λ_{rr} y $\lambda_{\theta\theta}$ (panel inferior) en función de la distancia radial. En esta figura, el choque terminal se encuentra a 90 UA y la heliopausa a 150 UA. Dentro del choque terminal ($r < 90$ UA): $B \propto r^{-1}$ y V es constante. En la heliofunda, $B \propto r$ y $V \propto r^{-2}$.

2.2 RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Las observaciones hechas por los Viajeros 1 y 2 han confirmado la presencia del choque terminal (Burlaga y col., 2005;

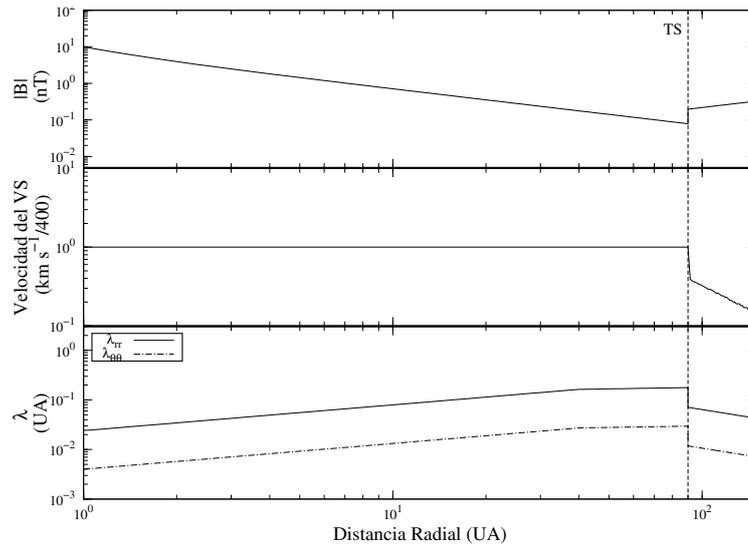


Figura 2: Comportamiento del campo magnético B , la velocidad del viento solar V y el camino libre medio λ ; como función de la distancia radial. El choque terminal está en 90 UA y la heliopausa en 150 UA.

Stone y col., 2005; Burlaga y col., 2008; Decker y col., 2008), donde el viento solar es desacelerado antes de interactuar con el medio interestelar local. Teniendo esto en cuenta dentro de la Ecuación 52, incorporamos los efectos del choque terminal y la heliofunda en nuestro modelo numérico.

La simulación del transporte de los rayos cósmicos en la heliósfera requiere de un apropiado conocimiento del LIS. El LIS es una condición de frontera en la solución numérica de la ecuación de transporte. Webber y Lockwood (2001) y Moskalenko y col. (2002) calcularon dos diferentes espectros interestelares cuya principal diferencia se observa en las bajas energías, por debajo de ≈ 1 GeV. Dichos espectros son los más utilizados en los estudios de modulación. Desafortunadamente, a bajas energías (menos de 300 MeV/n) las incertidumbres de estos espectros son muy grandes (Caballero-Lopez y col., 2007; Stone y col., 2008; Webber y Higbie, 2009), debido a que no se cuenta con mediciones directas en el medio interestelar.

En nuestros trabajos previos (Morales-Olivares y Caballero-Lopez, 2009, 2010) usamos el LIS de Webber y Lockwood (2001) (de ahora en adelante denotado como WLo1). Este espectro, tanto para H y He, fue obtenido a partir de observaciones del experimento BESS en la Tierra e interpolado a la heliopausa. Las observaciones de BESS son muy precisas a altas energías (> 1 GeV/n); sin embargo, este experimento fue realizado días

después de los grandes eventos solares del ciclo 23 en julio del 2000. Estos eventos produjeron una gran modulación en los rayos cósmicos, principalmente en los de más baja energía (por debajo de algunos cientos de MeV/n). Por otro lado, la pérdida de energía por ionización puede reducir el LIS a bajas energías. (Caballero-Lopez y col., 2007). Por lo anterior, pensamos que a estas energías el espectro WLo1 “podría” estar sobreestimado.

Webber y Higbie (2009) calcularon un nuevo espectro interestelar (de ahora en adelante WH09) para diferentes especies de rayos cósmicos. A partir de un modelo de propagación galáctica, ellos determinaron el espectro interestelar para H, He y otros núcleos más pesados, poniendo especial atención en las energías por debajo de $\sim 1 - 2$ GeV/n. En sus cálculos ellos usaron nuevos coeficientes de difusión, los cuales se incrementan a rigideces por debajo de $\sim 1 - 2$ GV. El espectro de energía resultante para núcleos de H y He se redujo en un factor de 2 y 1.46 respectivamente, a ~ 200 MeV/n (esta es la energía donde la intensidad alcanza su máximo valor). Posteriormente, el espectro que obtienen es comparado con observaciones recientes del Viajero 1 más allá del choque terminal. Los autores concluyen que este nuevo espectro tiene una incertidumbre menor a $\pm 5\%$ a energías > 1 GeV/n y se incrementa al 10% a energías de varios cientos de MeV/n.

De manera alternativa, nosotros proponemos un LIS diferente (de ahora en adelante denotado como MC11). Este LIS se obtiene al multiplicar WLo1 por $e^{-0.03/(0.017+T)}$ (para ambas especies H y He), donde T es la energía cinética por nucleón (dada en GeV/n). No hay ninguna razón física en la multiplicación por este factor, solo hacemos esto para reducir el espectro WLo1 en las bajas energías. Por lo tanto, MC11 se encuentra entre WLo1 y WH09 para energías menores que ≈ 300 MeV/n. A energías mayores estos tres LIS son equivalentes. Los resultados que se presentan a continuación fueron publicados en Morales-Olivares y Caballero-Lopez (2012).

El mejor ajuste a las observaciones durante el máximo solar en toda la heliósfera (para los tres LIS), es obtenido con el siguiente conjunto de parámetros: $r_t = 40$ UA (al igual que en Morales-Olivares y Caballero-Lopez, 2009, 2010), $\alpha = 0.52$, $b = 0.1$, $\gamma = 1$, y $k_0 = 3.6 \times 10^{21}$ cm²/s para k_{rr} y $k_0 = 6 \times 10^{20}$ cm²/s para $k_{\theta\theta}$. La dependencia radial de los caminos libres medios de difusión (λ_{rr} y $\lambda_{\theta\theta}$) son mostrados en el panel inferior de la Figura 2. La relación entre los coeficientes de

difusión, k , y el camino libre medio, λ , se da a través de la expresión $k = v\lambda/3$, donde v es la velocidad de la partícula.

En la Figura 3 presentamos los perfiles de intensidad radial normalizados con respecto a cada uno de los tres LIS que hemos usado (WLO1, WHO9 y MC11) para protones con energía de 175 MeV (panel superior) y He con energía de 265 MeV/n (panel inferior). Como se esperaba, las soluciones en $qA > 0$ y $qA < 0$ son muy similares durante el máximo solar. Los perfiles radiales muestran un incremento gradual incluso en la región de transición, como fue sugerido por McDonald y col. (2003). El cambio que se observa en la intensidad a través del choque se debe la condición de aceleración (Ecuación 52). La Figura 3 también muestra que con MC11 y WHO9 para 175 MeV H y 265 MeV/n He, obtenemos el mejor ajuste a las observaciones.

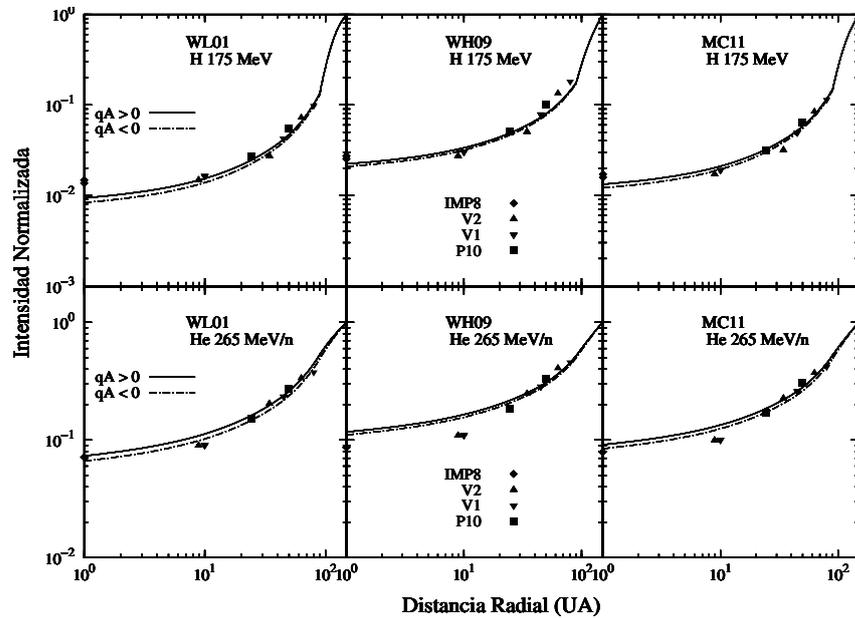


Figura 3: Perfiles de intensidad normalizados con respecto al LIS. Protones en la parte superior y He en el parte inferior. Las observaciones fueron hechas por las naves IMP8, Pionero 10 y Viajeros 1 y 2 a diferentes distancias radiales. En cada panel se muestran ambos estados de derivas: $qA > 0$ y $qA < 0$.

Estudios previos han mostrado que el choque terminal no modifica sustancialmente al espectro de energía de los rayos cósmicos galácticos (en las altas energías) y a 1 UA sus efectos son muy pequeños (ver por ejemplo figura 6A en Caballero-Lopez y col., 2004). Los resultados mostrados en la Figura 3

confirman lo anterior cuando son comparados estos resultados con los obtenidos por Morales-Olivares y Caballero-Lopez (2010). Sin embargo, en la vecindad del choque sus efectos sobre el gradiente radial podrían ser considerables.

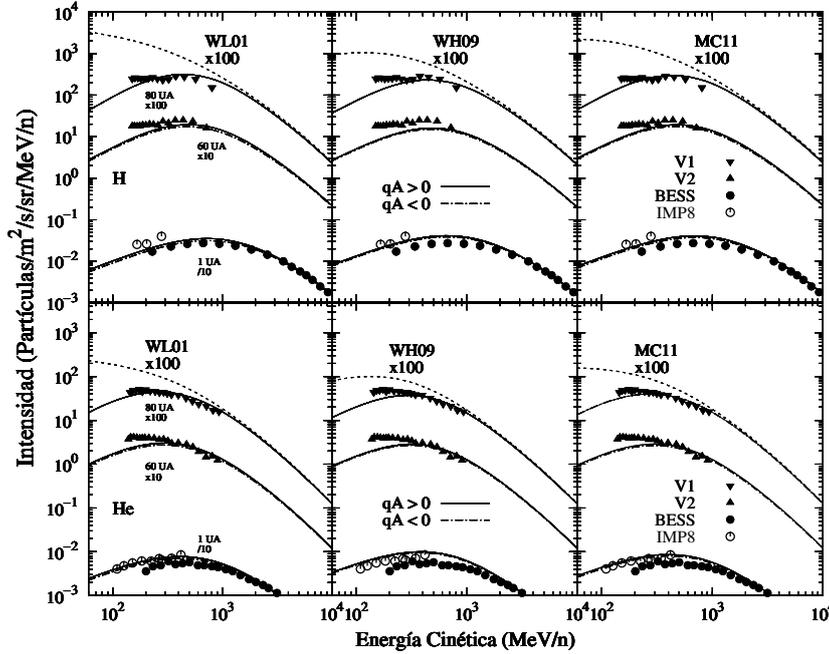


Figura 4: Espectro de energía a partir del modelo 2D. El panel superior son protones y el inferior He. Las intensidades están multiplicadas por diferentes factores para una mejor apreciación.

Los espectros de energía obtenidos a partir de los diferentes LIS, son mostrados en la Figura 4. En general, el ajuste está en concordancia con las observaciones, excepto para $E < 200$ MeV/n a 60 UA. Esto podría deberse a que alrededor de 100 MeV/n los RCG He están fuertemente contaminados por la componente anómala de la radiación cósmica y los datos usados no están corregidos por este efecto. Esta es la razón por la cual decidimos usar el canal de energía de 265 MeV/n en lugar de un canal más bajo de energía. La discrepancia entre el modelo y las observaciones del experimento BESS en las bajas energías, se deben a los grandes eventos solares ocurridos en el 2000, días antes de las observaciones del BESS, lo cual produjo una gran modulación en la heliósfera.

El gradiente radial es mostrado en la Figura 5. Para todos los LIS usados en este análisis, el gradiente radial tiene la misma forma debido a que este depende de los coeficientes de

difusión en el mismo orden y magnitud. Sin embargo, cuando comparamos los casos donde se usó WLo1 y WH09, estos difieren $\sim 30\%$ en la heliósfera externa. El resultado al usar MC11 se encuentra entre los dos casos anteriores en todas las distancias radiales. El salto en el gradiente en la posición del choque es debido a la condición de aceleración (Ecuación 52). La diferencia del gradiente en la discontinuidad, tanto para protones (175 MeV) como para He (265 MeV/n), es debida al diferente papel que juegan los dos términos en la Ecuación 52 para cada especie. Como se mencionó anteriormente, el efecto del choque terminal sobre el gradiente radial es más importante en su vecindad.

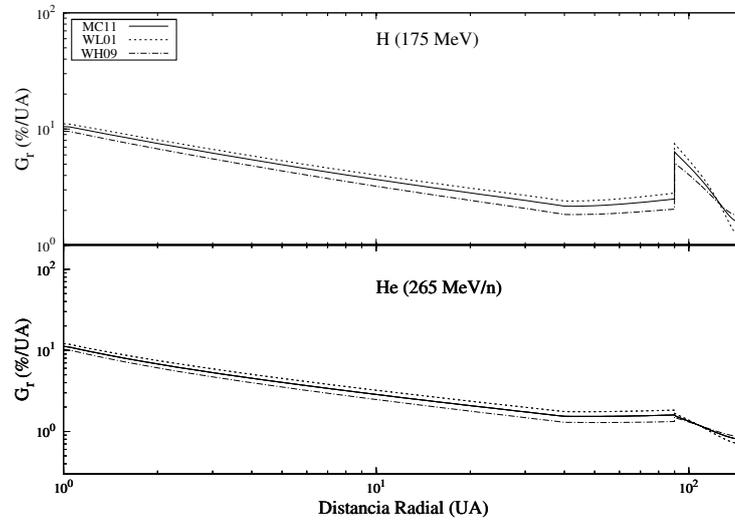


Figura 5: Gradiente radial de intensidad para RCG protones 175 MeV (panel superior) y He 265 MeV/n (panel inferior) como función de la distancia radial al Sol.

Para comparar estadísticamente nuestros resultados a partir de los tres LIS empleados, hemos aplicado el análisis χ^2 . El número total de puntos (en el espacio) es 9 y el número de grados de libertad es 4. Los valores de χ_4^2 son mostrados en el Tabla 1. Estos valores de χ_4^2 sugieren que MC11 es la mejor opción para los RCG H, mientras que WLo1 y MC11 representan la mejor elección para los RCG He (ver Morales-Olivares y Caballero-Lopez, 2012).

LIS	H (165 MeV)		He (265 MeV/n)	
	qA >0	qA <0	qA >0	qA <0
WLo1	1.4101	2.4507	1.3812	0.4954
WHo9	1.3065	1.2516	6.9254	4.8008
MC11	1.1614	1.0266	2.8082	1.3850

Tabla 1: Valores de χ_4^2 para cada uno de los LIS usados en este trabajo.

Parte III

MECANISMOS DE ACELERACIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS

En esta parte se hace una revisión de la teoría básica de los mecanismos de aceleración de los rayos cósmicos. Esto se trasladará al contexto de los rayos cósmicos anómalos, los cuales son originados en el choque terminal del viento solar vía un proceso de aceleración difusivo de Fermi de primer orden.

EL MECANISMO DE FERMI

Hasta finales del siglo XX, la física de rayos cósmicos (RC) era un tema de naturaleza distinta que la separaba de la mayor parte de los temas astrofísicos y no eran estudiados por esta comunidad. El interés en el estudio de estas partículas surgió cuando los astrofísicos se involucraron en el estudio y desarrollo de los radiotelescopios, con los cuales se podría estudiar el universo en otra longitud de onda y no solo en el visible. Las ondas electromagnéticas captadas por estos aparatos (en este caso ondas de radio) son generadas por electrones energéticos girando a gran velocidad alrededor de las líneas de un campo magnético (radiación de sincrotrón). Estos electrones energéticos tuvieron que ser acelerados en alguna región del espacio donde también estuviera presente un campo magnético lo suficientemente intenso como para atraparlos y hacerlos girar alrededor de sus líneas de campo. Con el tiempo, las técnicas observacionales fueron mejorando hasta cubrir todo el espectro electromagnético. De este modo, la astrofísica de altas energías asimiló a los rayos cósmicos como una parte esencial de su estudio. Una fracción significativa de la energía contenida en ambientes astrofísicos, se canaliza a menudo en la producción de rayos cósmicos.

El proceso por el cual los RC adquieren su energía es un tema que se ha estudiado por más de 60 años. El mecanismo que propuso Fermi en 1949, era capaz de reproducir el espectro observado de la radiación cósmica, el cual es una ley de potencia. Este mecanismo surge a partir de las múltiples interacciones entre las partículas y una nube magnética en movimiento, de tal forma que en cada interacción las partículas ganan una pequeña cantidad de energía. El cambio en la energía es proporcional a la energía inicial de cada partícula, i.e., $\Delta E_0 \propto E_0$. Un estudio detallado de este mecanismo, condujo al desarrollo matemático de un mecanismo de aceleración difusivo en ambientes astrofísicos donde están presentes los choques. Para esto tuvieron que pasar 28 años desde que Fermi dio a conocer su modelo de aceleración (hoy conocido como aceleración estocástica o Fermi de segundo orden).

En la XV Conferencia Internacional de Rayos Cósmicos realizada en Plovdiv, Bulgaria, en agosto de 1977; Axford, Lee y

Skadron presentaron por primera vez el mecanismo de aceleración difusivo en ambientes con choques (Axford y col., 1977, Axford y col., 1977a). Esta presentación dió lugar a una acalorada discusión, debido a que el tema era importante pero controversial. Posteriormente, Krymskii (1977), Bell (1978) y Blandford y Ostriker (1978) desarrollaron aún más esta idea. Así se dió el primer paso hacia el desarrollo y comprensión de un mecanismo de aceleración universal que pudiera explicar la existencia de los rayos cósmicos.

En las siguientes secciones se describen los aspectos más importantes del proceso de aceleración difusivo en un choque, también conocido como aceleración de Fermi de primer orden. Esto es de gran importancia para el estudio que haremos de la componente anómala de la radiación cósmica, la cual según el modelo estándar, es originada en el choque terminal del viento solar.

3.1 ACELERACIÓN SIN DISPERSIÓN

Iniciaremos analizando las cuestiones cinemáticas de la configuración del campo magnético en un choque y las trayectorias de las partículas en este campo. De manera local podemos tratar al choque como una discontinuidad en el medio, separándolo en dos regiones generalmente llamadas río arriba (fluido no chocado) y río abajo (fluido chocado). El plasma en estas dos regiones tiene velocidades V_1 y V_2 , y campo magnético B_1 y B_2 . Por ser una discontinuidad se deben cumplir las leyes de conservación de masa, momento y energía:

$$\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2 \quad (53)$$

$$P_1 + \rho_1 V_1^2 = P_2 + \rho_2 V_2^2 \quad (54)$$

$$u_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} V_1^2 = u_2 + \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{1}{2} V_2^2 \quad (55)$$

En el conjunto de ecuaciones anterior, ρ es la densidad, V la velocidad, P la presión y u la energía interna. En ambientes astrofísicos el medio es un plasmas no colisional, por lo que tales choques siempre serán MHD y por lo tanto el campo magnético estará presente. Este campo sufrirá un cambio en su intensidad al atravesar la discontinuidad. Dependiendo del ángulo que forme el campo magnético con la normal al choque (en la región río arriba), tendremos un choque paralelo ($\theta = 0$), perpendicular ($\theta = 90^\circ$) u oblicuo ($0 < \theta < 90^\circ$). La configuración de un choque MHD es mostrado en la Figura 6. En un choque astrofísico, el medio en el cual el choque se origina es

generalmente el plasma del medio interestelar, que tiene una temperatura $\tau \approx 10^6$ K y energía cinética $T = k\tau \approx 100$ eV. Este plasma es calentado en el choque, ya que la energía cinética del flujo de plasma es transformada en energía térmica debido a las colisiones y a la compresión del plasma ($V_2 < V_1$).

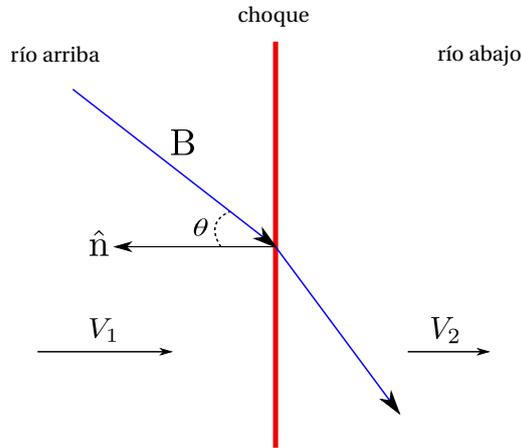


Figura 6: Un choque MHD es una discontinuidad en la velocidad de flujo del plasma, V . Tendremos entonces dos medios, uno en el cual el flujo es supersónico (río arriba) y otro donde el flujo es subsónico (río abajo).

Consideremos que el campo magnético es paralelo a la normal al choque ($\theta = 0$) y que la energía de las partículas es tal que su radio de giro, r_L , es mucho mayor que el espesor del choque, δ . Si el plasma es de muy baja densidad, las colisiones entre partículas son despreciables y por lo tanto cruzarán el choque prácticamente sin notar la presencia del mismo. La configuración más común es la mostrada en la Figura 6, donde los cambios en la topología del campo magnético ocasionan que las partículas experimenten derivas de gradiente y curvatura. Debido a las diferentes velocidades a ambos lados del choque, aparece un campo eléctrico en el sistema de referencia asociado al choque, el cual es capaz de acelerar a las partículas. Esta aceleración es muy pequeña, por lo cual, si quisiéramos obtener partículas de muy alta energía, el medio interestelar debería estar plagado con ondas de choque, lo cual no es el caso.

Cuando el campo magnético es perpendicular a la normal al choque ($\theta = 90^\circ$), la línea de campo intersecta a todo el plano del choque y no solo en un punto. La trayectoria de una partícula en la región río arriba consiste en un movimiento

helicoidal superimpuesto a una deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ hacia el choque. Como la partícula deriva a través del choque, su radio de giro es más pequeño en la región río abajo debido a que el campo magnético se vuelve más intenso. Esto causa una deriva paralela a \mathbf{E} con lo cual incrementa su momento, como se muestra en la Figura 7. Una vez que la partícula cruza el choque, esta seguirá su camino y no lo volverá a cruzar.

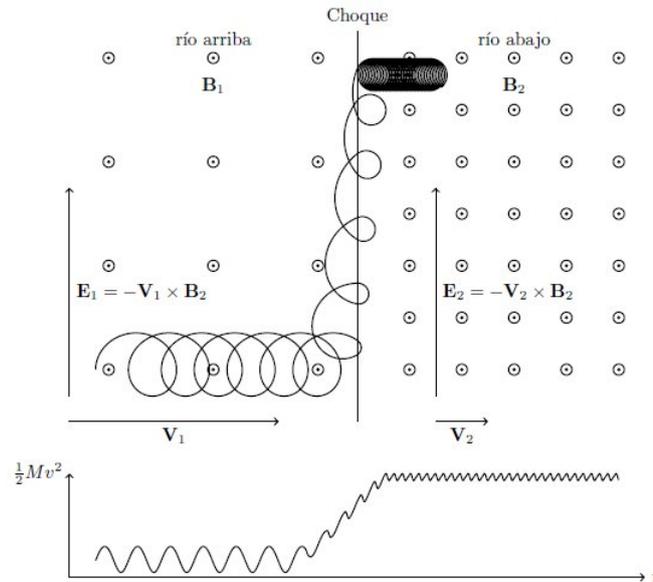


Figura 7: En un choque perpendicular ($\theta = 90^\circ$), una partícula incrementa su velocidad debido a que deriva a lo largo del choque. Cuando cruce el choque la partícula no volverá a regresar a la región río arriba, por lo tanto, la energía que gana esta limitada a aquella que obtenga al cruzar el choque una sola vez.

Un aspecto importante que hay que recalcar, y que tal vez no es muy evidente a partir de las Figura 6 y 7, es que si el campo magnético no presenta irregularidades las partículas no serán dispersadas. Por lo tanto, únicamente podrán ser aceleradas por medio del campo eléctrico debido a la deriva de choque. A esto se le conoce como aceleración “sin dispersión”.

Hoy en día es generalmente aceptado que la mayoría de los RCG son producidos en choques astrofísicos, donde las partículas energéticas emitidas por la fuente son producto del mecanismo de aceleración de Fermi. Este mecanismo de aceleración es muy eficiente y consiste en transferir la energía cinética macroscópica del movimiento del plasma magnetizado a par-

tículas cargadas, con lo cual se incrementa la energía de cada partícula en muchas veces su valor original. De esta forma se obtiene una distribución de energía no térmica característica de la aceleración de partículas: una ley de potencias.

3.2 ACELERACIÓN DIFUSIVA

Vamos a considerar un choque en un plasma magnetizado que contenga irregularidades magnéticas que dispersarán a las partículas. Además, supondremos que la función de distribución de las partículas, $f(r, p, t)$, permanece aproximadamente constante, lo cual implica que el camino libre medio de dispersión es pequeño comparado con otras longitudes características, tales como el espesor del choque. Esta suposición implica que la función de distribución es cercanamente isotrópica en el marco de referencia del plasma en reposo y que $|V_1 - V_2| \ll v$, donde V_1 y V_2 son la velocidad del flujo río arriba y río abajo, respectivamente y v es la velocidad de la partícula.

Hemos supuesto que $|V_1|, |V_2| \ll v$ con la finalidad de poder aplicar la ecuación de transporte de partículas y despreciar los términos de segundo orden V^2/v^2 . Esta última restricción, desafortunadamente, impide considerar una cuestión concerniente a la inyección de las partículas y la energía mínima para que ocurra la aceleración en el choque, lo cual está generalmente relacionado con aquellas partículas cuya velocidad es comparable con la velocidad del flujo (p. e. una partícula necesita de una cierta energía mínima para poder moverse río arriba y atravesar el choque una segunda vez después de haber sido dispersada en la región río abajo). El mecanismo de aceleración difusivo en un choque se basa en el hecho de que el campo magnético contiene irregularidades a ambos lados del choque. Estas irregularidades dispersan a las partículas cargadas, de tal forma que las partículas cruzan el choque un gran número de veces antes de que puedan escapar.

Analicemos cómo ocurre la aceleración de las partículas en un choque MHD plano y estacionario, cuyo campo magnético presenta irregularidades en ambos lado del choque. Una partícula energética cargada, con momento \mathbf{p} en la región río arriba, se mueve con un ángulo α con respecto al eje x positivo (ver Figura 8). Cuando esta partícula se mueve a través del choque su momento puede cambiar si el choque no es paralelo, pero no tomaremos en cuenta este cambio en el momento. Estamos interesados en choques MHD paralelos y supondremos

que dichas partículas llegan a la región río abajo con el mismo momento. En la región río abajo, la partícula se encontrará con irregularidades magnéticas que viajan a una velocidad V_2 . Con respecto al medio río arriba, estas irregularidades magnéticas tienen una velocidad:

$$\Delta \mathbf{V} = -(V_1 - V_2) \mathbf{e}_x = -\Delta V \mathbf{e}_x \quad (\Delta V > 0) \quad (56)$$

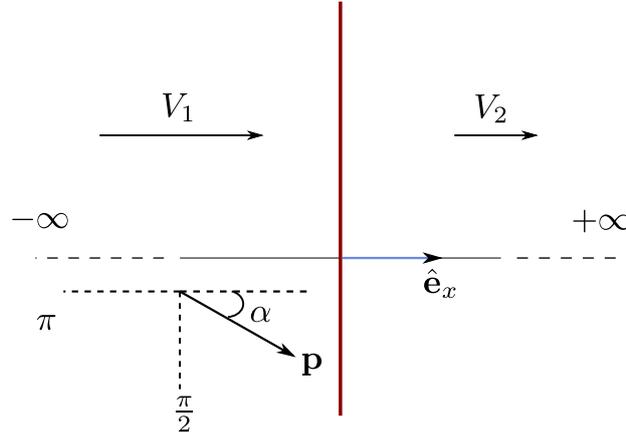


Figura 8: Configuración de un choque MHD donde hemos asumido que existen irregularidades en el campo magnético a ambos lados del choque.

La partícula experimenta un cambio de momento Δp , que es resultado de la colisión con la irregularidad en movimiento y está dada por:

$$\frac{\Delta p}{p} = 2\gamma^2 \left[\left(\frac{\Delta V}{v} \right)^2 - \frac{\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{V}}{v^2} \right]$$

$$\frac{\Delta p}{p} = 2\gamma^2 \left[\left(\frac{\Delta V}{v} \right)^2 - \frac{\Delta V}{v} \cos \alpha \right] \quad (57)$$

donde

$$\gamma = \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \quad (58)$$

Para calcular el promedio $\langle \Delta p \rangle$ para todo α , tenemos que tener en mente que para un choque plano, la probabilidad de atravesarlo, en un intervalo de tiempo dado, es proporcional al $\cos \alpha$ para $0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2}$. Partículas con direcciones tales que $\frac{\pi}{2} < \alpha < \pi$, no podrán cruzar el choque. Para encontrar el

promedio en la Ecuación 57, este tiene que ser multiplicado por $\cos \alpha$ e integrado sobre todos los ángulos

$$\int d\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \alpha d\alpha$$

El resultado de esto es

$$\frac{\langle \Delta p \rangle}{p} = 2\gamma^2 \left[\frac{1}{3} \frac{\Delta V}{v} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V}{v} \right)^2 \right] \quad (59)$$

Al considerar partículas relativistas, que son las que nos interesan, el segundo término de la Ecuación 59 es pequeño y

$$\frac{\langle \Delta p \rangle}{p} \approx \frac{2}{3} \gamma^2 \frac{\Delta V}{v}$$

Si γ^2 es expandida en series de Taylor, tenemos que

$$\gamma^2 = \frac{1}{1 - (\Delta V/c)^2} = 1 + \left(\frac{\Delta V}{v} \right)^2 + \left(\frac{\Delta V}{v} \right)^4 + \dots = 1 + O \left(\frac{\Delta V}{v} \right)^2$$

donde c es la velocidad de la luz. Podemos ver que $\gamma^2 \approx 1$ si únicamente consideramos los términos a primer orden en $\Delta V/c$. De lo anterior llegamos a que

$$\frac{\langle \Delta p \rangle}{p} \approx \frac{2}{3} \frac{\Delta V}{v} \quad (60)$$

La Ecuación 60 nos da el cambio del momento medio para las partículas que van de la región río arriba, cruzan el choque y colisionan con irregularidades en la región río abajo. Si ahora iniciamos con una partícula con momento p en la región río abajo, entonces el momento medio cambia como resultado de las colisiones con irregularidades en el medio río arriba y podría ser el mismo. En tal caso $\Delta V = +\Delta V \mathbf{e}_x$, pero α debe estar en el intervalo $\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq \pi$. A primer orden (en $\Delta V/v$), el cambio de momento es debido a que consideramos que únicamente ocurren colisiones de frente en cualquier parte a ambos lados del choque. Esta es la diferencia con el mecanismo clásico de Fermi (aceleración estocástica), donde la dirección del movimiento de la nube de plasma está distribuida aleatoriamente a través de una esfera completa y en promedio se cancela totalmente la contribución del mecanismo de primer orden (aceleración difusiva).

El cambio medio total en el momento para las partículas que cruzan dos veces el choque y colisionan con irregularidades

magnéticas en ambos lados (i.e. un viaje de ida y vuelta), es entonces

$$\frac{\langle \Delta p \rangle}{p} = \frac{2 \Delta V}{3 v} + \frac{2 \Delta V}{3 v} = \frac{4 \Delta V}{3 v} \quad (61)$$

El espectro que se obtiene a partir de este proceso es calculado al tener en cuenta que únicamente aquellas partículas que regresan a la región río arriba experimentan un cambio de momento dado por la Ecuación 61. Entonces, ¿cuál es la probabilidad de que las partículas regresen? Supongamos que la densidad numérica diferencial de partículas de alta energía en la región río abajo es U_p . En promedio, estas partículas fluyen lejos a partir del choque con velocidad $\langle \mathbf{v} \rangle = V_2 \mathbf{e}_x$. El flujo hacia $x = +\infty$ es entonces $V_2 U_p dp$ partículas por unidad de área y por unidad de tiempo. Si la distribución río arriba es aproximadamente isotrópica con densidad diferencial U_p , solamente aquellas partículas con $0 \leq \alpha < \frac{\pi}{2}$ pueden cruzar el choque. Esto es $\frac{1}{2} U_p dp$ partículas por unidad de volumen en el intervalo dp . Estas partículas tienen una velocidad media $\langle \mathbf{v} \rangle = \frac{1}{2} v \mathbf{e}_x$. El flujo de partículas a través del choque hacia la región río abajo es entonces $\frac{1}{4} v U_p dp$ partículas por unidad de área y unidad de tiempo. La probabilidad de que una partícula con momento p escape y se pierda río abajo es por lo tanto, el número de partículas fluyendo lejos en la dirección $x = +\infty$, dividido entre el número de partículas que vienen hacia el medio río abajo a través del choque, es decir

$$\frac{V_2 U_p}{\frac{1}{4} v U_p} = 4 \frac{V_2}{v} \quad (62)$$

De acuerdo con nuestra suposición esta probabilidad es muy pequeña, lo que implica que las partículas podrán cruzar un gran número de veces el choque. La probabilidad de regresar a la región río arriba es entonces $1 - 4V_2/v$.

Una partícula que inició con momento p_0 , tendrá un momento

$$p_n = p_0 \prod_{i=1}^n \left(1 + \frac{4 \Delta V}{3 v_i} \right)$$

después de $2n$ cruces de acuerdo a la Ecuación 61. Entonces

$$\ln \left(\frac{p_n}{p_0} \right) = \sum_{i=1}^n \ln \left(1 + \frac{4 \Delta V}{3 v_i} \right)$$

$$\ln \left(\frac{p_n}{p_0} \right) \approx \frac{4}{3} \Delta V \sum_{i=1}^n \frac{1}{v_i} \quad (63)$$

La probabilidad de que se alcance este cambio de momento (o energía) es, sin embargo,

$$P_n = \prod_{i=1}^n \left(1 - 4 \frac{V_2}{v_i} \right)$$

ó

$$\ln P_n = \sum_{i=1}^n \ln \left(1 - 4 \frac{V_2}{v_i} \right) \approx -4V_2 \sum_{i=1}^n \frac{1}{v_i}$$

y a partir de la Ecuación 63 se puede escribir como

$$\ln P_n = -4V_2 \left[\frac{3}{4\Delta V} \ln \left(\frac{p_n}{p_0} \right) \right] = -\frac{3}{s-1} \ln \left(\frac{p_n}{p_0} \right) \quad (64)$$

donde $s = V_1/V_2$ es la relación de compresión. La probabilidad de encontrar una partícula con momento $p \geq p_n$ es

$$P_n = \left(\frac{p_n}{p_0} \right)^{-3/(s-1)}$$

La probabilidad de encontrar una partícula con momento $p \geq p_{n+1} = p_n + dp_n$ será

$$P_{n+1} = \left(\frac{p_{n+1}}{p_0} \right)^{-\frac{3}{s-1}} = P_n \left(1 + \frac{dp_n}{p_n} \right)^{-\frac{3}{s-1}} \approx P_n \left(1 - \frac{3}{s-1} \frac{dp_n}{p_n} \right)$$

Consecuentemente, la probabilidad de encontrar una partícula con momento en el intervalo $p_n < p < p_{n+1}$ es

$$dP_n = P_n - P_{n+1} = \frac{3}{p_0(s-1)} \left(\frac{p_n}{p_0} \right)^{-\frac{s+2}{s-1}} dp_n$$

Para una variable de momento continua, esto se convierte en

$$dP = \frac{3}{p_0(s-1)} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-\frac{s+2}{s-1}} dp \quad (65)$$

La Ecuación 65 representa el *espectro* de aceleración de las partículas. Si hubiéramos iniciado con N_0 partículas por intervalo de volumen en el medio río arriba, todas ellas con momento p_0 , el número de ellas en el intervalo $(p, p + dp)$ del espectro acelerado sería:

$$U_p dp = sN_0 dP$$

$$U_p dp = \frac{3s}{s-1} \frac{N_0}{p_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-\frac{3s}{s-1}+2} dp$$

Entonces

$$U_p = \frac{N_0}{p_0} q \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-q+2} \quad (66)$$

ó

$$f(p) = \frac{U_p}{4\pi p^2} = \frac{N_0}{4\pi p_0^3} q \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-q} \quad (67)$$

con

$$q = \frac{3s}{s-1} \quad (68)$$

La aceleración difusiva de partículas energéticas cargadas en un choque MHD plano y estacionario, produce un espectro en ley de potencia en donde el índice espectral q depende únicamente de la relación de compresión en el choque s . En un choque fuerte $s = 4$ y $q = 4$, y por lo tanto el espectro de densidad acelerado es $U_p \propto p^{-2}$. El espectro observado de los rayos cósmicos, $U_p \propto p^{-2.2}$, puede ser explicado si las partículas son aceleradas por un choque con $s = 2.75$ ó $M = \sqrt{3s/(4-s)} = 2.57$ en promedio.

3.3 DERIVACIÓN MACROSCÓPICA

El análisis anterior fue desarrollado por Bell (1978) y explica el contenido físico de la aceleración difusiva en un choque de manera muy conveniente. Sin embargo, tiene la desventaja de ser difícil de aplicar cuando se tiene un espectro de entrada más general y no uno monoenergético. Una derivación macroscópica se obtiene mediante la solución de la ecuación de transporte en el choque. Este es un procedimiento bastante sutil, debido a que las condiciones de frontera tienen que ser fijadas en $x = -\infty$ (muy lejos río arriba), $x = +\infty$ (muy lejos río abajo) y $x = 0$ (en el choque).

Si tenemos un espectro de partículas $f(-\infty, p)$ en una región muy lejana ($x = -\infty$) con respecto a un choque plano y estacionario, o si una fuente de partículas $Q(p)$ que pueden ser aceleradas por el choque se producen en él ($x = 0$), el espectro acelerado en el choque es

$$f(0, p) = qp^{-q} \int_0^p \left[f(-\infty, p') + \frac{Q(p')}{V_1} \right] p'^{q-1} dp' \quad (69)$$

El espectro en la región río abajo es homogéneo e igual al espectro en el choque, es decir, $f(x, p) = f(0, p)$ para $x > 0$. El espectro en el frente de choque decae de forma exponencial hacia el espectro en $x = -\infty$, es decir,

$$f(x, p) = \begin{cases} f(0, p) & \text{si } x > 0 \\ f(-\infty, p) + [f(0, p) - f(-\infty, p)]e^{V_1 x/k_1} & \text{si } x < 0 \end{cases}$$

donde k_1 es el coeficiente de difusión para dispersiones debidas a las irregularidades del campo magnético en la región río arriba.

Para ilustrar esto, usemos como ejemplo un espectro monoenergético en la región río arriba

$$f(-\infty, p) = \frac{N_0}{4\pi p_0^2} \delta(p - p_0)$$

es decir, tenemos N_0 partículas todas ellas con momento p_0 y $Q(p) = 0$ (nótese que $\int_0^\infty 4\pi p^2 f(-\infty, p) dp = N_0$). La función $\delta(p - p_0)$ es la función delta de Dirac:

$$\delta(p - p_0) = \begin{cases} \infty, & p = p_0 \\ 0, & p \neq p_0 \end{cases}$$

De acuerdo a la Ecuación 69, el espectro acelerado es entonces

$$f(0, p) = qp^{-q} \int_0^p \frac{N_0}{4\pi p_0^2} \delta(p' - p_0) p'^{q-1} dp' = \frac{N_0}{4\pi p_0^3} q \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-q}$$

que es igual a la Ecuación 67.

Note, a partir de la Ecuación 69, que una fuente de partículas monoenergética en el choque ($Q(p) \propto \delta(p - p_0)$), produce exactamente el mismo espectro. La situación de la aceleración proveniente de una fuente ó la aceleración de un espectro preexistente en regiones lejanas río arriba, son equivalentes. El espectro resultante se ilustra en la Figura 9.

También es interesante ver como otros tipos de espectros o fuentes son afectados por esta aceleración. Por ejemplo, tomemos una ley de potencia de la forma

$$f(-\infty, p) = \frac{N_0}{4\pi p_0^3} (\gamma - 3) \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\gamma} H(p - p_0)$$

donde

$$H(p - p_0) = \begin{cases} 1, & \text{si } p > p_0 \\ 0, & \text{si } p \leq p_0 \end{cases}$$

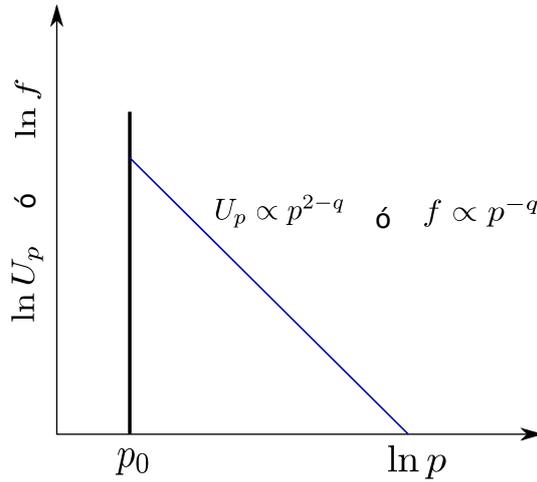


Figura 9: Espectro obtenido a partir de la aceleración en un choque teniendo como entrada un espectro mono energético.

esta última es la función de Heaviside. Note una vez más que la constante de normalización

$$A = \frac{N_0}{4\pi p_0^3}(\gamma - 3)$$

resulta ser

$$\int_0^\infty 4\pi p^2 f(-\infty, p) dp = N_0$$

Insertando este espectro en la Ecuación 69 obtenemos

$$f(0, p) = \frac{N_0 p_0^{\gamma-3}}{4\pi} (\gamma - 3) q p^{-q} \left(\frac{p^{q-\gamma} - p_0^{q-\gamma}}{q - \gamma} \right), \quad p > p_0$$

$$f(0, p) = g(p) \frac{q}{q - \gamma} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\gamma-q} \right] \tag{70}$$

donde $g(p) = f(-\infty, p)$ o $Q(p)/V_1$. Este espectro se muestra en la Figura 10 para los esenarios $q < \gamma$ y $q > \gamma$.

- si $q < \gamma$ fijamos un espectro suave en un choque fuerte. Para $p \gg p_0$ el segundo término en la Ecuación 70 es dominante. El comportamiento asintótico de $f(0, p)$ para p grande es entonces:

$$f(0, p) \propto g(p) p^{\gamma-q} \propto p^{-q}$$

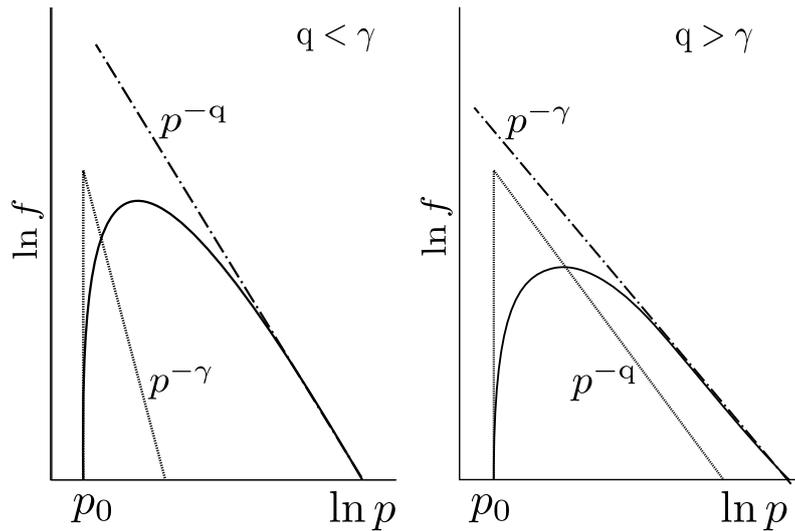


Figura 10: Esquema de la aceleración en un choque. Si se inyecta un espectro mono-energético el espectro resultante será en forma de ley de potencias. Si el espectro pre-existente no es mono-energético sino una ley de potencias (línea discontinua), el espectro resultante dependerá de la relación entre q y γ (curva continua).

- si $q > \gamma$, i.e., un espectro duro acelerado por un choque débil, se tiene que para $p \gg p_0$:

$$f(0, p) \propto g(p)$$

Un choque débil, por lo tanto, no modifica en gran medida la forma del espectro cuando se tiene un espectro duro como entrada.

Parte IV

LOS RAYOS CÓSMICOS ANÓMALOS

En esta parte discutiremos el estado actual de la investigación de los rayos cósmicos anómalos. Mencionaremos un aspecto no entendido sobre el origen de estas partículas, pero nuestra discusión se centrará en el corrimiento del máximo de intensidad de su espectro de energía. Este corrimiento ocurre de un mínimo solar a otro. Se intentará explicar este fenómeno dentro del marco de la teoría de modulación de esta componente anómala.

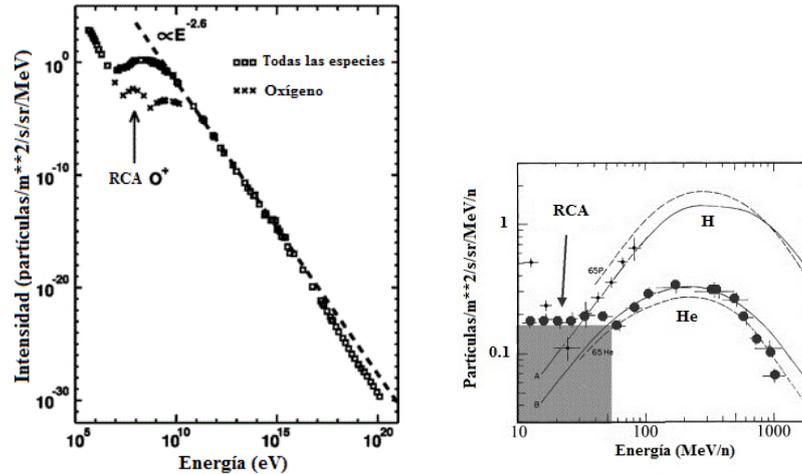
RAYOS COSMICOS ANÓMALOS

Los Rayos Cósmicos Anómalos (RCA), fueron observados por primera vez al estudiar el espectro de energía de iones en el rango de $10 - 50 \text{ MeV amu}^{-1}$. En la década de los setenta, las observaciones de estas partículas energéticas, hechas por distintas naves espaciales durante periodos de mínima actividad solar, reportaron incrementos inusuales en su intensidad (García-Muñoz y col., 1973; Hovestadt y col., 1973; McDonald y col., 1974). Los incrementos más notables se observaron en el He y O, con abundancias anómalas tales como $\text{He/O} \sim 1$ y $\text{O/C} > 20$. En un principio se pensó que consistían únicamente de elementos tales como el He, N, O y Ne, pero después también se observó en otras especies.

Esta fue la primera detección de lo que hoy se conoce como “rayos cósmicos anómalos”. La Figura 11a muestra el espectro de energía de los rayos cósmicos observado por distintas naves que orbitan alrededor de la Tierra. Los cuadros corresponden a todas las especies y las cruces corresponden al oxígeno. A energías por encima de 100 MeV/n , el espectro está dominado por los RCG que sufren modulación solar hasta unas cuantas decenas de GeV/n , debido a su interacción con las irregularidades del campo magnético heliosférico. Los RCA se encuentran en el rango de energías $\sim 10 - 100 \text{ MeV/n}$. En la Figura 11a, los RCA O^+ se observan como un incremento en el O^+ alrededor de 100 MeV , justo por debajo del régimen de modulación del oxígeno galáctico. Estos incrementos también se observan en otras especies tales como H y He, como se muestra en la Figura 11b.

Gracias a las misiones que fueron lanzadas para explorar el medio interplanetario más allá de 1 UA , como los Pionero 10 y 11, y los Viajeros 1 y 2, se observó que la intensidad de los RCA se incrementaba conforme las naves se alejaban del Sol. Este gradiente radial positivo descartaba al Sol como la fuente de los RCA (McDonald y col., 1974).

Fisk y col. (1974) propusieron que los RCA se originan a partir de átomos que tienen un primer potencial de ionización muy grande y son neutros en el medio interestelar. Estos átomos neutros penetran fácilmente a través del campo magnético heliosférico y se aproximan al Sol, donde son ionizados



(a) Espectro de energía de los rayos cósmicos. (b) Rayos cósmicos anómalos H y He.

Figura 11: Los rayos cósmicos anómalos se observan como sobreabundancias en diferentes especies de rayos cósmicos galácticos en las bajas energías, por debajo de ~ 100 MeV/n. En la figura (a) se muestra el oxígeno anómalo y el la (b) los protones y el He anómalo.

debido al intercambio de cargas con el viento solar o por fotoionización, adquiriendo carga +1 y siendo entonces asimilados por el viento solar. Los iones asimilados son transportados por el viento solar hasta el choque terminal donde son acelerados y convertidos en RCA. Cabe mencionar que en este trabajo no se mencionó cuál era el mecanismo de aceleración. Debido a que estas partículas solo tienen una carga extra, ellas sufren menos modulación que los rayos cósmicos galácticos a la misma energía por nucleón (tienen mayor rigidez).

El primer intento por calcular y modular el espectro de los RCA fue hecho por Klecker (1977). A partir de un modelo en una dimensión, con simetría esférica y en el cual consideró un estado estacionario, él intentó ajustar simultáneamente las observaciones tanto de los RCA como el de los RCG. El modelo incluía los procesos de convección, difusión, cambios de energía y una aceleración estadística, la cual podía ser descrita como una difusión en el espacio de momento. Puesto que la ecuación de transporte es una ecuación diferencial parcial lineal, su solución puede ser expresada como una combinación lineal. Klecker (1977) divide los procesos físicos en dos pasos. En el primero se calcula el espectro de iones acelerados individualmente, despreciando el término de difusión y solo tomando en cuenta la convección y los cambios de energía.

El segundo paso consistía en modular el espectro de partículas obtenido previamente. Lo anterior es válido ya que las partículas ionizadas tienen energías del orden de $\sim 1 \text{ keV/n}$ (aproximadamente la energía cinética del viento solar) inmediatamente después de ser ionizadas y por lo tanto el término difusivo es muy pequeño en comparación con el término convectivo y puede ser despreciado (Fisk y col., 1974).

La teoría de aceleración difusiva en choques astrofísicos (Fermi de primer orden), fue desarrollada de manera simultánea por cuatro grupos a finales de los setenta (Krymskii, 1977; Bell, 1978; Blandford y Ostriker, 1978; Axford, 1981). Esto dio gran impulso al desarrollo de la teoría de aceleración de los RCA y hoy es conocido como el "modelo estándar". Sin embargo, entender a plenitud este proceso tomó varios años, y estuvo relacionado con la comprensión de la teoría de propagación de los rayos cósmicos a partir de la ecuación de transporte de partículas (Parker, 1965; Gleeson y Axford, 1967). Una característica importante de la ecuación de transporte es que su validez no se limita a plasmas con variaciones graduales, es decir, a aquellos con pequeños gradientes espaciales. Isenberg y Jokipii (1979) mostraron que en tanto la función de distribución de los rayos cósmicos permanezca aproximadamente isotrópica, dicha ecuación puede ser aplicada a cambios discontinuos en el flujo del plasma. Esto conllevó a la exitosa descripción de la modulación de los rayos cósmicos en y alrededor de la hoja neutra de corriente heliosférica por Jokipii y Levy (1977), así como del proceso de aceleración de Fermi de primer orden en choques astrofísicos no colisionales. Tal es el caso del choque terminal del viento solar.

Axford y col. (1977), Bell (1978) y Blandford y Ostriker (1978) mostraron que en un choque estacionario y plano, donde las líneas del campo magnético son paralelas a la normal del frente del choque, la solución de la ecuación de transporte es tal que una función de distribución monoenergética en el medio río arriba, es acelerada a una ley de potencia de la forma $f \propto p^{-3s/(s-1)}$, donde $s = V_2/V_1$ es la razón de compresión en el choque. Para un choque fuerte $s = 4$, esto hace que la función de distribución sea de la forma $f \propto p^{-4}$, lo que equivale a un espectro de intensidad $J \propto p^{-2}$.

El choque terminal del viento solar es un choque cuasiperpendicular y el campo magnético presenta un gradiente radial a ambos lados del choque (ver Figura 12). Debido a este gradiente las partículas, al girar alrededor de las líneas del campo, van a experimentar una deriva que se conoce como deriva de

choque. Al mismo tiempo se encontrarán con un campo eléctrico convectivo que la mayor parte del tiempo realiza trabajo positivo en el medio río arriba del choque, por lo tanto ganan energía (ver por ejemplo, McCloud y Morral, 1990). Pesses y col. (1981) fueron los primeros en mostrar que un efecto combinado entre la aceleración de Fermi de primer orden y la aceleración de deriva en el choque terminal, proveía un mecanismo lógico para la fuente de los rayos cósmicos anómalos. Estos autores dieron el primer paso en el desarrollo de un modelo completo que incluyera estos efectos.

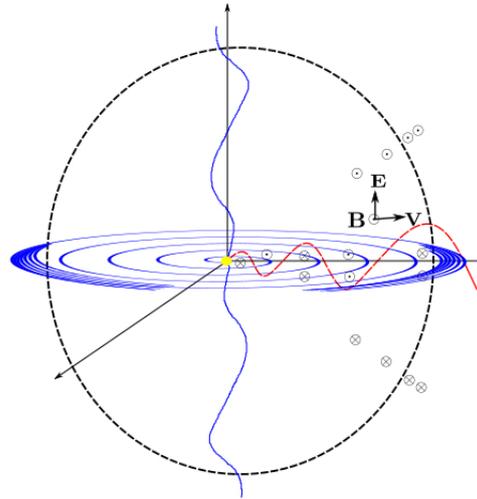


Figura 12: Representación esquemática del choque terminal del viento solar y el campo magnético heliosférico. Se puede apreciar el gradiente del campo magnético a ambos lados del choque.

En los últimos 40 años hemos aprendido mucho sobre el origen y composición de los RCA. Hoy disponemos de observaciones más allá del choque terminal. En el momento en que se tuvieron observaciones directas del choque terminal, a partir de que fue cruzado por las naves Viajeros 1 (en el 2004) y Viajero 2 (en el 2007), nuestra comprensión sobre el origen de esta componente de la radiación cósmica ha tenido que ser revisada. En particular, el mecanismo de aceleración y la localización de la fuente. En la siguiente sección discutiremos estos aspectos.

4.1 EL MODELO ESTÁNDAR Y LAS NUEVAS OBSERVACIONES

Los trabajos publicados hasta antes de que los los Viajeros 1 y 2 cruzaran el choque terminal, intentaban predecir sus características y en particular, su distancia con respecto al Sol (ver por ejemplo Zank, 1999; Stone y Cummings, 2001). Stone (1999) compararon el espectro del H y He anómalo observado por el Viajero 1 durante un periodo de 5 años. Observaron que a energías más bajas (~ 10 MeV) se tenía un incremento más rápido en la intensidad que a energías mayores de ~ 100 MeV, conforme la nave se alejaba del Sol. El tener un gradiente radial mayor a más bajas energías, puede ser entendido en términos del modelo de transporte difusivo, asumiendo que los RCA de menor energía tienen coeficientes de difusión mucho menores. Esto nos lleva a un incremento mucho más rápido en la intensidad a menores energías.

En julio del 2002, el Viajero 1 comenzó a medir los precursores de iones energéticos y electrones provenientes del choque terminal (Decker y col., 2005). Durante los siguientes 2.5 años, el promedio en la intensidad de las partículas aumentó conforme el Viajero 1 se acercaba al choque terminal. A lo largo de 2004, se observaron grandes fluctuaciones en las intensidades de los iones a partir de 40 keV hasta ~ 60 MeV/n. Finalmente, el 16 de diciembre de 2004, el Viajero 1 cruzó el choque terminal a 94 UA (Burlaga y col., 2005) y se adentró en la región denominada heliofunda. En esta región, el viento solar es subsónico e incompresible, aumentando la turbulencia en el plasma y con ello las fluctuaciones en el campo magnético. Debido a esto, la modulación de los rayos cósmicos es diferente a la que tiene lugar en el viento solar supersónico.

La observación directa del choque terminal era uno de los objetivos principales en la exploración heliosférica. El cruce del choque terminal se había estado esperando por mucho tiempo, debido al hecho de que se tendrían observaciones directas de los RCA en la fuente. A partir del modelo estándar, se esperaba un espectro en forma de ley de potencia y que además tendría una energía de corte debido a que un choque esférico no puede acelerar partículas hasta una energía lo suficientemente grande como para que no escaparan de la región de modulación. Con gran sorpresa se observó que el espectro en el choque no sigue la ley de potencia esperada, sino que presentaba una joroba antes de la energía de corte.

En la Figura 13 se muestra el espectro de energía para el H (izquierda), He (centro) y O (derecha), que fue observado

por el Viajero 1 en la heliofunda entre los días 48-60 del 2005. Hay tres distintas componentes de partículas energéticas en estos espectros. Las partículas energéticas del choque (TSP) son la componente dominante a muy bajas energías (< 3.5 MeV). Los rayos cósmicos anómalos dominan a energías medias (entre 10 y 100 MeV) y los rayos cósmicos galácticos dominan a altas energías (> 100 MeV). Centrándonos únicamente en la componente anómala, podemos apreciar un aumento en la intensidad antes de la energía de corte. Esto se aprecia mejor en los protones cuya energía de corte esta en ~ 100 MeV. Junto con las observaciones también se muestran los espectros obtenidos cuando las partículas son aceleradas en un choque. La línea discontinua es el espectro obtenido cuando el choque es fuerte ($s = 4$) y la línea punteada cuando el choque es débil ($s = 2.5$).

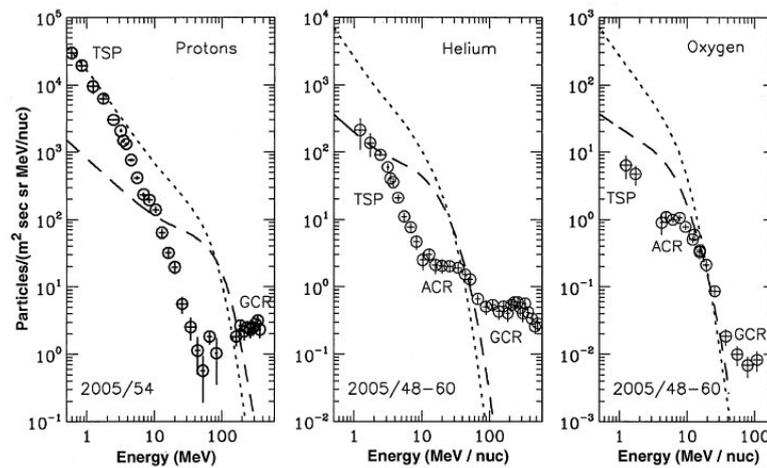


Figura 13: Espectro observado por el Viajero 1 en la heliofunda. Hay tres componentes distintas de partículas energéticas en estos espectros: TSP, RCA y RCG. Las líneas son los espectros esperados para los RCA cuando el choque es fuerte (discontinua) y cuando es débil (puntos). Figura tomada de Stone y col., 2005.

Conforme el Viajero 1 se adentraba en la heliofunda, se observó que la componente de más baja energía (< 30 MeV) se volvía menos variable y mucho menos anisotrópica. Este comportamiento era opuesto a lo que se había observado en la región donde el viento solar era supersónico. Además, el espectro de energía de los RCA seguía estando altamente modulado en esta región, lo cual indicaba que la fuente se encontraba más allá del punto donde la nave cruzó al choque. Debido a

esto, surgieron nuevas ideas para intentar explicar las observaciones de los RCA, las cuales han destacado la importancia de la geometría del choque y el efecto de la turbulencia a gran escala en la física de la aceleración de las partículas en el choque terminal.

Stone y col. (2005) afirman que la fuente de los RCA no fue observada por el Viajero 1 a 30° de latitud norte y a su vez proponen que la fuente se localiza en la eclíptica. Por su parte Jokipii y Kota (2005) tratan de explicar el espectro considerando un choque heliósferico en movimiento, no estático. Florinski y Zank (2006) proponen un modelo simple que considera los efectos de las regiones globales de interacción (GMIR, por sus siglas en inglés). Estos autores muestran que si el Viajero 1 cruzó el choque terminal poco tiempo después que una GMIR pasara por el choque, esta modificaría la fortaleza del choque y en consecuencia la forma del espectro de los RCA.

Caballero-Lopez y col. (2005) muestran que el espectro puede ser explicado en términos del modelo estándar solo si no se considera la componente de menor energía, por debajo de 8 MeV/n para el He. Estos mismos autores (ver Moraal y col., 2006) plantean por primera vez una nueva hipótesis sobre las fuentes de los RCA, localizada en la heliofunda externa: la aceleración estocástica o Fermi de segundo orden. En este trabajo se explora la posibilidad de que la gran turbulencia presente en la heliofunda, unida a un viento solar subsónico, hace que los tiempos de aceleración del mecanismo estocástico (interacción de las partículas con las ondas) sean menores a los tiempos de propagación en la heliofunda y como consecuencia aumenta el papel de la aceleración de segundo orden.

McComas y Schwadron (2006) sugieren que los RCA son acelerados en los flancos de la heliósfera (regiones alejadas de los Viajeros) donde el tiempo de aceleración es grande y las condiciones para la inyección son más favorables. Estos autores argumentan que las observaciones del Viajero 1 pueden ser interpretadas en términos de la topología del campo magnético, es decir, la relación entre el campo espiral de Parker y el choque terminal, el cual está aplanado en la dirección de la nariz de la heliósfera y es más amplio en los flancos. El ángulo del campo magnético con respecto al choque varía de tal forma que la energía de inyección disminuye hacia los flancos.

Jokipii y col. (2007) encuentran que las anisotropías en los iones de baja energía observadas por los Viajeros, pueden ser explicadas si el choque esta "aplanado" y se mueve rápidamente hacia atrás y hacia adelante. La topología resultante

permite que el campo magnético intersecte al choque en más de una ocasión, lo cual no ocurre cuando el choque es completamente esférico. Lo anterior se puede apreciar en la Figura 14, donde se muestra la configuración espiral del campo magnético en el plano ecuatorial, junto con un choque esférico (izquierda) y uno elíptico (derecha). De esta configuración, Jokipii y col. (2007) muestran que en la posición del Viajero 1, la intersección de las líneas de campo magnético con el choque terminal apuntan en dirección hacia el Sol. Esto es en la dirección en la cual las partículas aceleradas están fluyendo predominantemente, en contraste a lo que se espera de un choque esférico. El flujo anisotrópico de partículas es entonces, una consecuencia natural de un choque no esférico (Jokipii y Giacalone, 2004). Esta anisotropía es intermitente debido a que el campo magnético es variable.

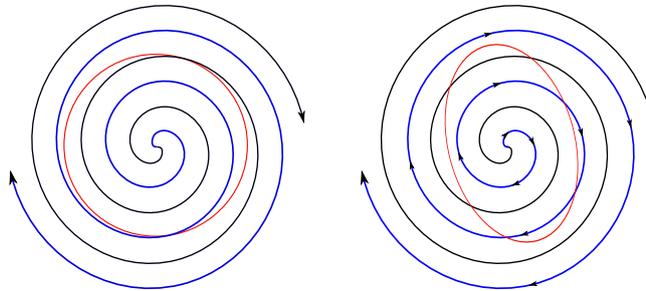


Figura 14: Si el choque es esférico (izquierda), una misma línea de campo magnético solo lo intersecta en un punto. Por el contrario, si el choque es elíptico o achatado (derecha) el campo magnético puede intersectar al choque en más de una ocasión.

Kóta y col. (2008) obtienen resultados en concordancia con la interpretación de McComas y Schwadron (2006). Sus simulaciones sugieren que la mayoría de los RCA, en el rango de MeV, son originados a partir de la inyección de partículas en el frente de choque o cerca de él. Estas partículas son las únicas que tienen el tiempo suficiente para ser aceleradas a altas energías. Dicho de otra manera, una partícula ionizada y asimilada por el viento solar (debido a que adquiere una energía de ~ 1 keV) irá girando por la línea de campo y será inyectada cerca del frente de choque. La partícula comenzará a ganar energía pero seguirá su movimiento alrededor de la línea de campo. Esta línea de campo permanece conectada al choque y conforme se va alejando (puesto que fluye congelada en el viento solar) los puntos de conexión se mueven hacia los flan-

cos. Por lo tanto, la partícula podrá cruzar un gran número de veces al choque, de tal forma que al llegar a los flancos ha tenido tiempo suficiente para ser acelerada a energías que corresponden a los RCA más energéticos.

Las variaciones temporales en respuesta a las variaciones dinámicas en el viento solar y el movimiento resultante del choque terminal fueron consideradas por Florinski y Zank (2006). En este trabajo la evolución del espectro de los RCA en la heliofunda es el resultado de la combinación de los cambios espaciales y temporales.

El Viajero 2 cruzó el choque terminal en agosto de 2007 a una distancia de 84 UA y 25° de latitud sur. Esto hizo evidente una asimetría en la geometría de la heliósfera y mostró cuán dinámico es el choque terminal. Esto ocurrió durante el mínimo solar, teniendo muy pocas perturbaciones lo que llevaba a pensar que esta vez el espectro de los rayos cósmicos anómalos sí mostraría la ley de potencia. Nuevamente, fue una gran sorpresa que el V2 tampoco observara el espectro (ver por ejemplo Stone y col., Burlaga y col., 2008). Esto dio lugar a que se incrementaran los esfuerzos por explicar cual es el mecanismo “principal” de aceleración de los RCA y nuevas ideas siguieron emergiendo.

Ferreira y col. (2007) estudiaron el transporte y la aceleración de los RCA en el interior de la heliofunda. A partir de un modelo hidrodinámico 2-D, calculan la interacción del viento solar con el medio interestelar. De esta interacción obtienen la divergencia del flujo y el campo magnético, que posteriormente son considerados en el modelo que resuelve la ecuación de transporte. Encuentran que el calentamiento adiabático y la aceleración estocástica son los procesos de mayor importancia para tratar de explicar las observaciones del Viajero 1 tanto en el choque terminal como en la heliofunda. La inclusión del calentamiento adiabático en su modelo resulta en un espectro que concuerda con las observaciones a energías ≤ 10 MeV en la posición del choque terminal. La aceleración estocástica se encargará de acelerar a estas partículas hasta energías del orden de ~ 100 MeV/n en la región externa de la heliofunda, muy cerca de la heliopausa.

La estructura en sectores magnéticos que se observa debido a la presencia de la hoja neutra de corriente parece permanecer en la heliofunda. Por lo tanto, la reconexión de dichos sectores magnéticos es un posible mecanismo para la aceleración de los RCA y, si esto ocurre, no solo afectará el transporte de los RCA, si no también el de los RCG (Burlaga y col., 2003). Sin

embargo, el espacio entre sectores llega a incrementarse de manera muy variable mientras mayor es la distancia al Sol.

El argumento que sostiene que la reconexión magnética es posible, es que el viento solar se propaga con velocidad subsónica en la heliofunda, debido a que su velocidad se redujo abruptamente en el choque terminal. Este cambio en la velocidad de flujo nos lleva a una compresión en los sectores magnéticos y en la hoja de corriente (Drake y col., 2010, Opher y col., 2011). La dinámica de la reconexión dependerá en gran medida de la β del plasma en una región dada. Por lo tanto si la reconexión tiene lugar cerca del choque terminal, la β es muy grande y si se da cerca de la helipausa la β es pequeña.

4.2 ESPECTRO DE ENERGÍA DE LOS RAYOS CÓSMICOS ANÓMALOS DURANTE MÍNIMOS SOLARES CONSECUTIVOS

Uno de los objetivos principales de este trabajo, es hacer un estudio fenomenológico del comportamiento del espectro de energía de los rayos cósmicos anómalos durante mínimos solares consecutivos. Este es un aspecto importante y hasta el momento no tiene una explicación apropiada. Nuestro propósito es explicar por qué cambia la energía del “pico de intensidad” del espectro de RCA de un mínimo a otro.

Primeramente es preciso puntualizar el concepto de “polaridad del campo magnético” heliosférico. Nos referimos a un estado de polaridad positivo ($A > 0$), cuando las líneas del campo magnético del Sol apuntan hacia afuera en el hemisferio norte solar. Cuando ocurre lo contrario, i.e. las líneas del campo magnético apuntan hacia adentro en dicho hemisferio, estamos en un estado de polaridad negativo ($A < 0$). Si estamos analizando partículas con carga positiva ($q > 0$), entonces estos estados de polaridad los denotamos por $qA > 0$ y $qA < 0$. Es claro que la inversión en la polaridad del campo magnético afecta la dirección de las derivas de todos los rayos cósmicos. Por supuesto, esto depende en gran medida de que el campo magnético esté bien configurado; de lo contrario, si el campo es caótico, el proceso de derivas prácticamente es suprimido.

En la Figura 15 se muestra el espectro de energía de los RCA He^+ durante tres mínimos solares consecutivos, registrado por las naves Viajeros 1 y 2. En ella podemos observar que la energía a la que se alcanza el máximo de intensidad en el año de 1987 ($qA < 0$) esta alrededor de 20 MeV/n. Para el siguiente mínimo, en el año 1997 ($qA > 0$), vemos que esta energía se

ha movido ≈ 4 veces hacia las bajas energías y ahora está en 6 MeV/n. Nuevamente, en el mínimo del año 2006 ($qA < 0$), la energía en el máximo de intensidad se ha movido hacia altas energías y ahora está en ~ 30 MeV/n. Este comportamiento fue observado por primera vez al comparar el espectro de energía en los mínimos de los años de 1977 y 1987.

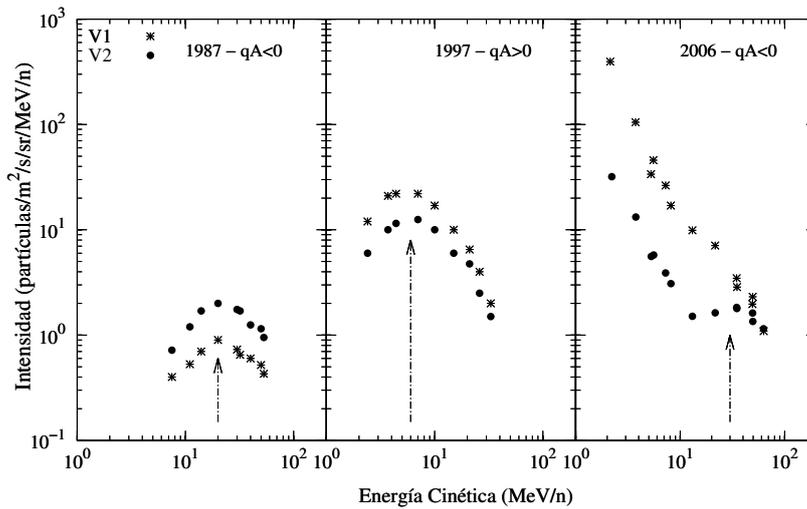


Figura 15: Aquí se puede observar claramente como el pico de intensidad de los RCA He^+ se corre de altas a bajas energías. Esto ocurre de un mínimo solar a otro, donde la única diferencia es la polaridad del campo magnético heliosférico.

Al analizar este fenómeno lo primero que observamos es que la principal diferencia entre dos mínimos solares consecutivos, se encuentra en la polaridad del campo magnético. En 1987 la polaridad es negativa ($qA < 0$) y en 1997 la polaridad es positiva ($qA > 0$). Es por esto que desde el inicio se pensó que lógicamente se trataba de un efecto de la deriva de las partículas. Sin embargo, a la fecha no se ha podido explicar este fenómeno a partir de considerar “únicamente” una inversión en el patrón de las derivas de un mínimo a otro.

4.2.1 Consideraciones en el modelo para el estudio de los RCA

Para tratar este problema, al igual que con los rayos cósmicos galácticos, haremos uso de la solución numérica de la ecuación

de transporte de Parker (1965) desarrollada por Steenkamp (1995):

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & k_{rr} \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} - \frac{k_{\theta\theta}}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 k_{rr}) - V - v_{dr} \right] \frac{\partial f}{\partial r} \\ & + \left[\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta k_{\theta\theta}) - \frac{v_{d\theta}}{r} \right] \frac{\partial f}{\partial \theta} + \frac{2V}{3r} \frac{\partial f}{\partial \ln p} + Q \end{aligned} \quad (71)$$

Esta ecuación se resuelve en el espacio (r, θ, p, t) , i.e, dos dimensiones espaciales, el momento p y el tiempo t ; y se considera simetría azimutal ($\partial/\partial\phi = 0$). En la Ecuación 71, f es la función de distribución omnidireccional y k_{rr} y $k_{\theta\theta}$ son los coeficientes de difusión radial y polar, respectivamente. La velocidad del viento solar está representada por V , mientras que las velocidades de deriva radial y polar son representadas por v_{dr} y $v_{d\theta}$, respectivamente. Finalmente, Q representa la fuente de los RCA y está dada por

$$Q = Q_0(P)\delta(r - r_s) \quad (72)$$

donde Q_0 son las partículas inyectadas en el choque con rigidez P , en un determinado instante y r_s es la posición del choque. La magnitud de la relación de compresión que hemos usado es $s = 2.5$. El choque terminal se localiza a 90 UA y la heliopausa a 150 UA. La velocidad del viento solar es constante hasta el choque terminal y despues decae como r^{-2} . Con respecto a la latitud, V se incrementa de 400 km/s en la eclíptica a 800 km/s en los polos. A partir de estas consideraciones haremos una variación en los coeficientes de difusión para encontrar aquellos que mejor ajusten las observaciones, e intentaremos darles una interpretación física dentro del marco de la teoría de modulación de los RCA.

4.3 RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Los espectros de energía de los RCA obtenidos a partir de la solución numérica son mostrados en la Figura 16. Estos espectros corresponden a los periodos de mínima actividad solar en los años 1987 y 1997. Los círculos corresponden a observaciones del Viajero 1 y los triángulos a observaciones del Viajeros 2. Las especificaciones de estas observaciones tales como la distancia a la que fueron hechas y la latitud, se pueden consultar en la Tabla 2. De la Figura 16 podemos observar que en el año de 1987 ($q_A < 0$), la intensidad registrada por la nave

V2 en la eclíptica, es mayor que la observada por el V1 a $\sim 30^\circ$ N, a pesar de que esta última se encontraba más cerca del choque terminal. Esto se debe a que en este mínimo la polaridad del campo es negativa, lo que hace que las partículas entren principalmente por la eclíptica y deriven hacia los polos. Este camino es mucho más difícil para las partículas ya que la difusión y la deriva radial (k_{rr} y v_{dr} , respectivamente), son más eficientes que las correspondientes en la dirección polar. Esto hará que se tenga una mayor intensidad en las regiones ecuatoriales que en las polares.

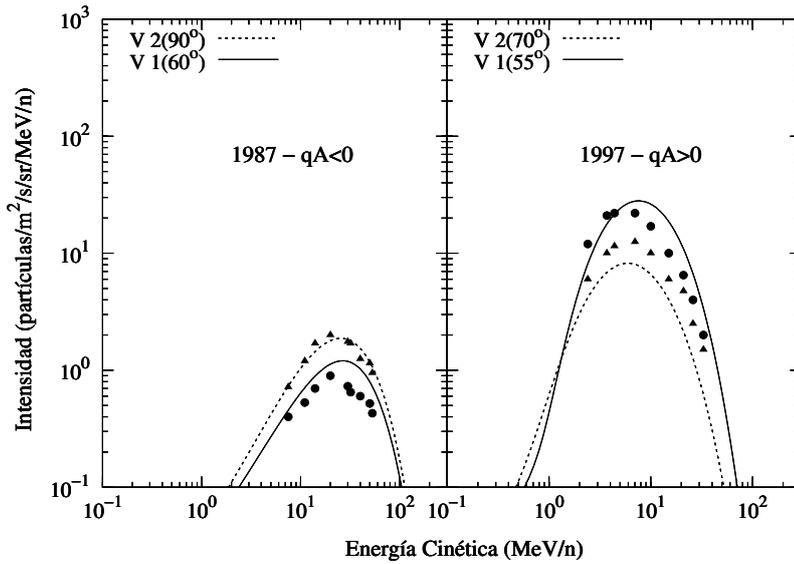


Figura 16: Espectro de energía de los RCA durante los mínimos de 1987 y 1997. Los puntos son observaciones de las naves Viajero 1 y 2, a diferentes latitudes y distancias (ver Tabla 2).

Tabla 2: Especificaciones de las observaciones hechas por los Viajeros 1 y 2, las cuales son usadas en nuestro análisis.

	AÑO	DISTANCIA	LATITUD
Viajero 1	1987	~ 30 UA	$\sim 30^\circ$ N
	1997	~ 65 UA	$\sim 35^\circ$ N
Viajero 2	1987	~ 22 UA	eclíptica
	1997	~ 50 UA	$\sim 20^\circ$ S

Para el año de 1997 tenemos el caso contrario, ahora la intensidad registrada por el V1 es mayor que la registrada por el V2. Este cambio no solo se debe al hecho de que estas dos

naves se estén continuamente alejando del Sol. En términos de la polaridad del campo ($qA > 0$) y los patrones de deriva, ahora tenemos que las partículas entran principalmente por los polos y derivan hacia la eclíptica, lo cual es un camino más fácil de seguir para las partículas. Esto nos lleva a que tendremos mayor intensidad en las regiones polares que cerca del ecuador heliosférico. También es preciso mencionar que para este año el V2 ya había salido del plano de la eclíptica y se encontraba a 20° S.

En lo que concierne a nuestras simulaciones, en la Figura 16 vemos que los espectros que obtenemos y que reproducen las observaciones del V1 (línea continua) y el V2 (línea discontinua), tienen una buena concordancia con los espectros observados por ambas naves en los mínimos de 1987 y 1997. Esto estaría muy bien a no ser por el hecho de que para obtener estos ajustes se ha tenido que aumentar los coeficientes de difusión (k_{rr} y $k_{\theta\theta}$) tres veces más en 1997 con respecto a 1987. Esto implica un aumento en el camino libre medio de difusión de un mínimo a otro. Lo anterior se muestra en la Figura 17, en ella $\lambda_{\theta\theta}$ es el 16.7% del valor de λ_{rr} . En principio, la única diferencia de un ciclo a otro es la polaridad del campo magnético por lo cual no hay razón física para este incremento en los caminos libres medios.

Es importante mencionar que la magnitud de los coeficientes de difusión (k_{rr} y $k_{\theta\theta}$), afecta el proceso de aceleración de las partículas en el choque terminal. Valores pequeños en los coeficientes de difusión implica partículas de menor energía con radios de giro pequeños. Esto es favorable, ya que permite que las partículas permanezcán más tiempo alrededor del choque y sean aceleradas a energías mayores. De esta forma obtendremos más partículas de mayor energía y el espectro se correrá a energías mayores. Lo contrario ocurre cuando los coeficientes de difusión aumentan. Valores grandes de los coeficientes de difusión implican partículas de mayor energía, y por lo tanto con mayor radio de giro, esto hará que las partículas escapen rápidamente de la región de aceleración. Al escapar rápidamente no tendrán tiempo suficiente de ser aceleradas a altas energías. Como resultado obtendremos muchas más partículas de baja energía y el espectro se correrá hacia energías menores.

Para ilustrar lo anterior, en la Figura 18 mostramos los espectros en el choque terminal (TS) y a 22 UA, obtenidos a partir de dos valores diferentes de los coeficientes de difusión. Las curvas continuas se obtienen cuando k_1 es tres veces menor

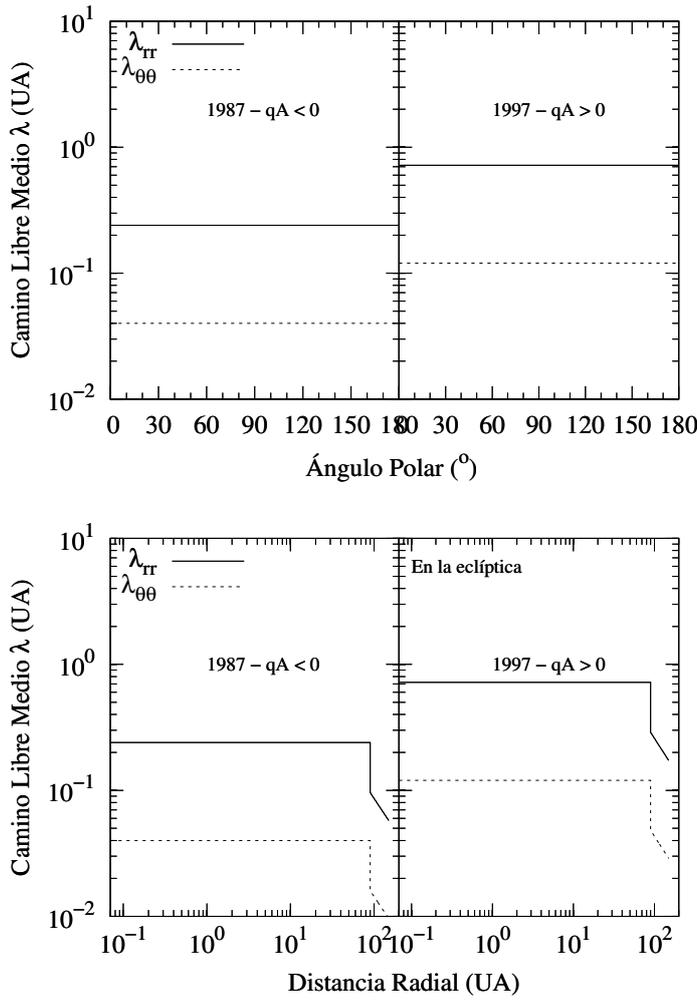


Figura 17: Caminos libres medios (λ) usados para obtener los espectros mostrados en la Figura 16.

que k_2 (curvas discontinuas). Se puede observar con claridad que el pico del máximo de intensidad del espectro de energía se corre de ~ 8 MeV/n a ~ 30 MeV/n, cuando $k_1 < k_2$. La energía de corte en el TS también aumenta de 100 MeV/n a ~ 190 MeV/n. No podemos reducir k de manera indefinida, puesto que se necesita una energía mínima para que el proceso de aceleración sea eficiente (energía de inyección).

El que necesitemos valores distintos en los coeficientes de difusión para explicar las observaciones en ambos periodos de derivas, no es un problema nuevo. Hasta el momento, todos los trabajos de modulación de los RCA que tratan de explicar las observaciones necesitan de coeficientes de difusión

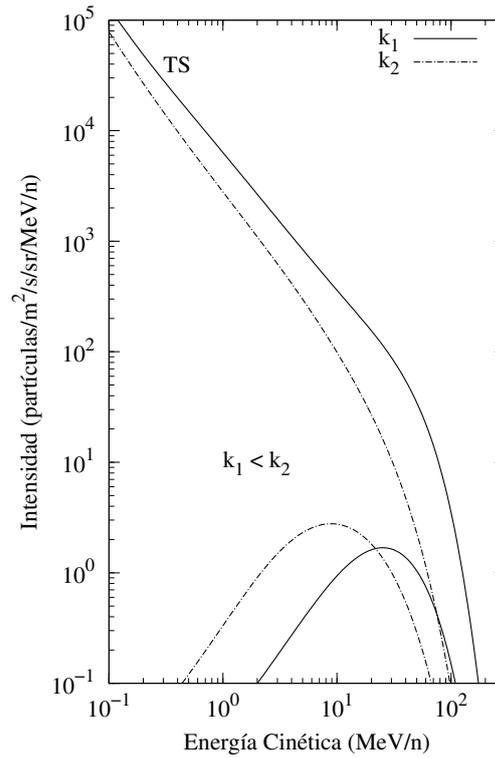


Figura 18: El valor de k determina donde estará el pico de intensidad y la energía de corte en el espectro. En esta gráfica k_1 es tres veces menor que k_2 .

menores en los periodos de deriva negativa (1987) en relación con los de deriva positiva (1977 y 1997) (ver por ejemplo Steenberg, 1998). Nosotros hemos retomado este problema e intentaremos dar una explicación a las observaciones con un único conjunto de parámetros. En nuestro modelo, los parámetros libres son la intensidad de la fuente Q_0 y los coeficientes de difusión k_{rr} y $k_{\theta\theta}$, los cuales dependen de manera directa de la configuración del campo magnético heliosférico.

4.3.1 Dependencia latitudinal de los coeficientes de difusión

Primero analizaremos como afecta la dependencia latitudinal de los coeficientes de difusión a la aceleración de las partículas. El espectro mostrado en la Figura 16 se obtuvo a partir de coeficientes de difusión constantes tanto en r como en θ . Al hacer que los coeficientes de difusión varíen con la latitud obtenemos los espectros mostrados en la Figura 19, para el mínimo de 1987 con polaridad negativa. La gráfica superior izquierda es el espectro mostrado en la Figura 16 para el míni-

mo de 1987 y se toma como referencia. El espectro mostrado en el centro se obtiene a partir de que los coeficientes k_{rr} y $k_{\theta\theta}$ disminuyen de los polos hacia la eclíptica (ver gráfica central en la parte inferior). Finalmente la gráfica superior derecha se obtiene cuando k_{rr} y $k_{\theta\theta}$ aumentan de los polos hacia la eclíptica (ver gráfica derecha inferior).

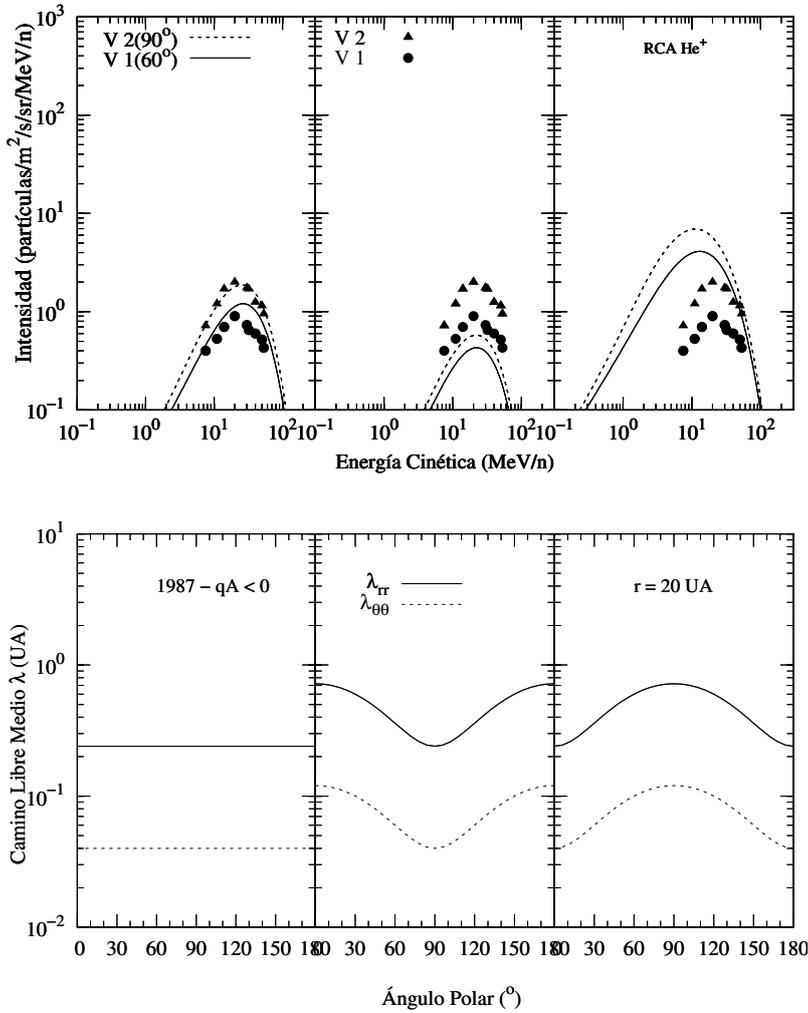


Figura 19: Efectos sobre la aceleración de las partículas al hacer que los coeficientes de difusión varíen con la latitud. Se muestra el mínimo de 1987 con polaridad negativa.

Al comparar el panel superior izquierdo con el central, vemos que la intensidad disminuyó pero la energía en la cual tenemos el máximo de intensidad sigue siendo la misma. En este periodo ($qA < 0$) las partículas derivan desde los polos a lo largo del choque hacia la eclíptica, se difunden a través de la hoja de corriente para finalmente salir por los polos y así

cerrar el circuito. Esta deriva a lo largo del choque favorece la aceleración de las partículas a altas energías puesto que permite que ellas permanezcan más tiempo en la región de aceleración. El que la intensidad disminuya se debe a que la difusión de las partículas es mayor en los polos, es decir, las partículas que se inyectaron en las regiones polares estarán menos tiempo en la región de aceleración, provocando que disminuya la intensidad de partículas con mayor energía. Por otra parte, al observar el espectro en la gráfica superior derecha, el cual se obtuvo al hacer que k_{rr} y $k_{\theta\theta}$ aumenten de los polos hacia la eclíptica, vemos que la intensidad aumentó pero la energía a la cual obtenemos el máximo de intensidad se corrió hacia una menor energía. Esto se debe a que ahora las partículas permanecen menos tiempo en la región de aceleración pues la difusión aumenta conforme nos vamos a más bajas latitudes, obteniendo así una mayor intensidad pero con partículas de menor energía. Vemos entonces que para el periodo con polaridad negativa, obtenemos la energía a la cual se alcanza el máximo de intensidad si los coeficientes de difusión disminuyen de los polos hacia la eclíptica.

Ahora analicemos los mismos escenarios pero para el mínimo de 1997 con polaridad positiva. Las gráficas equivalentes son mostradas en la Figura 20 con el mismo formato que fueron presentadas en la Figura 19. Al comparar la gráfica superior izquierda con la gráfica central, vemos que la intensidad disminuye ligeramente para la posición del V1 (75 UA y 35°N), pero en la posición correspondiente al V2 (50 UA y 20°S) la disminución en la intensidad es mucho mayor, lo cual indica un gran gradiente latitudinal. Además, el pico de intensidad se ha corrido a una mayor energía, a ~ 20 MeV/n. Para entender esto recordemos que estamos en un periodo con polaridad positiva ($qA > 0$) donde las partículas entran principalmente por los polos, derivan hacia la eclíptica para salir por la hoja de corriente y entonces derivan por el choque hacia los polos para cerrar así el patrón de derivas. A medida que la difusión disminuye conforme nos vamos a más bajas latitudes, el tiempo en la región de aceleración aumenta, con lo cual se obtienen partículas con mayor energía y así el espectro se correrá a mayores energías. La disminución en la intensidad se debe a que la inyección de partículas en el choque es uniforme, lo que implica que la fracción de partículas que fueron inyectadas alrededor de los polos (donde la difusión es mayor), abandonarán rápidamente el choque ganando muy poca

energía. Entonces, es el escape de esta porción de partículas lo que provoca que la intensidad disminuya.

Por último, comparemos el espectro superior izquierdo con el derecho en la Figura 20. En esta última k_{rr} y $k_{\theta\theta}$ aumentan de los polos hacia la eclíptica. La intensidad no cambió mucho y el gradiente latitudinal no es tan grande como el que se observa en la gráfica central. También podemos ver que la energía a la que se obtiene el máximo de intensidad es la misma en la posición del V2, pero se ha corrido un poco en la posición del V1 a ~ 10 MeV/n. Este comportamiento puede explicarse de la siguiente manera: a medida que nos movemos

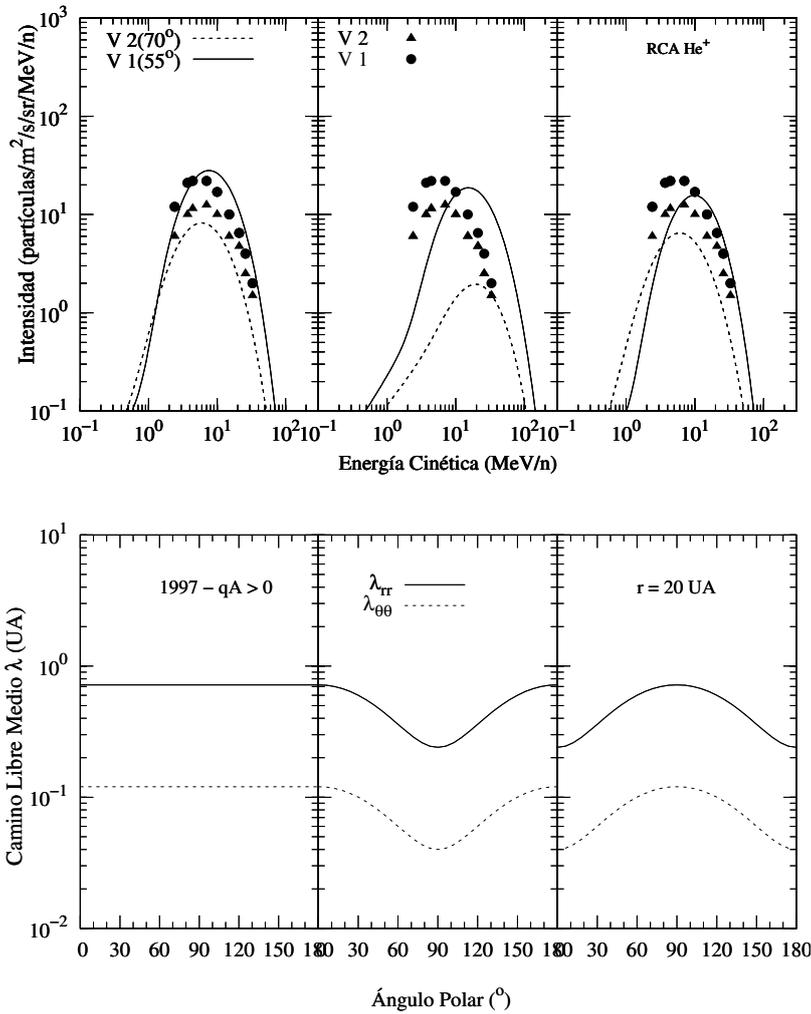


Figura 20: Efectos sobre la aceleración de las partículas cuando k_{rr} y $k_{\theta\theta}$ varían con la latitud, para el mínimo de 1997 con polaridad positiva.

a más bajas latitudes la difusión va aumentando provocando que las partículas estén cada vez menos tiempo en la región de aceleración. Esto implica que tendremos muchas más partículas con menor energía. El que la energía a la cual se alcanza el máximo de intensidad se corra un poco en la posición del V1 se debe a que está a una mayor latitud que el V2 y puesto que la difusión disminuye al aumentar la latitud, las partículas permanecerán más tiempo alrededor del choque y podrán ganar más energía antes de escapar. Podemos decir entonces, que es posible correr el pico del máximo de intensidad a energías menores si los coeficientes de difusión aumentan de los polos hacia la eclíptica.

De este análisis realizado con la dependencia latitudinal de los coeficientes de difusión y la aceleración de las partículas, nos damos cuenta de lo siguiente: para obtener un corrimiento en la energía a la cual se alcanza el máximo de intensidad (a partir de un único conjunto de parámetros), es necesario que los coeficientes varíen de manera inversa de un mínimo a otro. Es decir, para hacer que el máximo de intensidad se corra a altas energías (panel central en la Figura 19), es necesario que k_{rr} y $k_{\theta\theta}$ disminuya de los polos hacia la eclíptica. Por el contrario, para hacer que el máximo de intensidad se corra hacia las bajas energías (panel derecho en la Figura 20), k_{rr} y $k_{\theta\theta}$ deben aumentar de los polos hacia la eclíptica. Este comportamiento invertido en la variación de los coeficientes de difusión entre los polos y la eclíptica, se muestra en la Figura 21. De esta figura podemos notar que hay dos regiones principales al intentar reproducir las observaciones a partir de un único conjunto de parámetros. Para 1987 la región de mayor importancia está entre 45° y la eclíptica (cuadros verdes) y para 1997 esta región se encuentra entre 45° y los polos (círculos turquesa).

4.3.2 *Inyección preferencial de partículas en los polos*

Ahora discutiremos el caso en que la inyección de partículas en el choque no es uniforme. Estudiaremos la posibilidad de que tengamos una región por la cual la inyección de partículas sea más fácil. Dicha región estará localizada alrededor de los polos de la heliósfera, donde las líneas del campo magnético heliosférico son cuasi paralelas al choque. Esta idea surge al asumir que los patrones de derivas que siguen los rayos cósmicos galácticos en $qA < 0$ y $qA > 0$ (Jokipii y Thomas, 1981), son también aplicables a la componente anómala de la radiación cósmica. A partir de esto, Pesses y col. (1981) su-

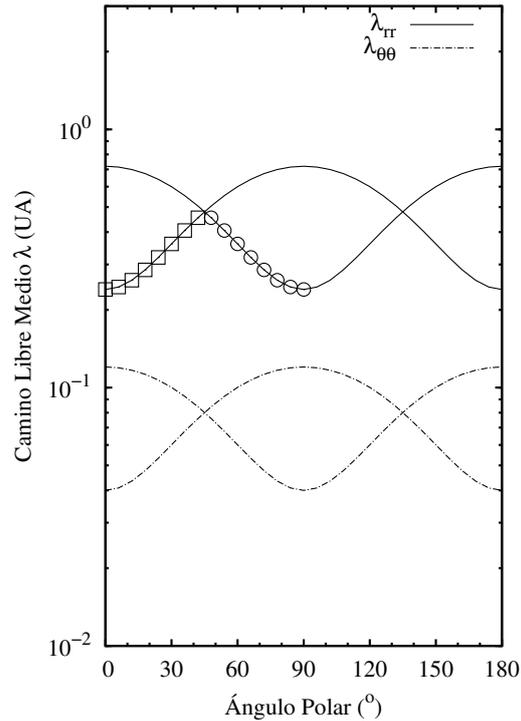


Figura 21: Dependencia de los coeficientes de difusión (camino libre medio) a fin de obtener un corrimiento en el máximo de intensidad a partir de un único conjunto de parámetros. Las zonas de mayor importancia están representadas por los cuadros (1997, $qA < 0$) y círculos (1987, $qA > 0$).

girieron que la fuerte correlación entre la polaridad del campo magnético heliosférico y los patrones de derivas que siguen las partículas al ingresar a la heliósfera, podría tal vez ser explicada con una fuente que es independiente del tiempo, pero que fuera sustancialmente más intensa en los polos con respecto al ecuador heliográfico.

Es preciso mencionar que la idea anterior planteada por estos autores no ha sido estudiada con un modelo numérico para analizar las variaciones temporales en el espectro de energía de los RCA. Como ya se mencionó, si las partículas que son la fuente de los RCA son inyectadas en el choque terminal a aproximadamente la energía cinética del viento solar ($\sim 1 \text{ keV/n}$), es necesario un gran número de encuentros con el choque para que estos iones sean acelerados. La energía mínima necesaria para que una partícula que se encuentra en la región río abajo (plasma chocado) pueda regresar y volver a

cruzar el choque, o para que otra que se encuentra en la región río arriba (plasma no chocado) sea reflejada directamente por el choque, se reduce si ψ (el ángulo entre la normal al choque y el campo magnético \mathbf{B} en la región río arriba) también lo hace, i.e. si $\psi \rightarrow 0$.

El que la inyección de partículas sea más favorable en una región que en otra, se debe principalmente a la combinación de dos factores. El primero de ellos es que la “energía mínima” necesaria para que aquellas partículas que ya cruzaron el choque puedan volver y cruzarlo nuevamente ó para que otra que aún no lo cruza sea reflejada directamente por este; disminuye conforme $\psi \rightarrow 0$. En segundo lugar, se debe al incremento en los centros de dispersión en la región río abajo. Esto hace que una configuración en la que se tiene un choque cuasi-paralelo, sea más efectivo que un choque cuasi-perpendicular a la hora de recolectar partículas de menor energía.

En primera aproximación, al considerar un campo espiral de Parker y un choque esférico tenemos que en el ecuador heliosférico el choque es cuasi-perpendicular ($\psi \rightarrow 90^\circ$), mientras que en los polos el choque es cuasi-paralelo ($\psi \rightarrow 0^\circ$). De esta forma la “energía de inyección” será menor en los polos. Ahora consideraremos este fenómeno en nuestro modelo y analizaremos sus efectos en las variaciones temporales del espectro de energía de los RCA.

La Figura 22 muestra los espectros de energía de los RCA correspondientes a los mínimos de 1987 ($qA < 0$) y 1997 ($qA > 0$), obtenidos a partir de inyectar partículas preferentemente por los polos, en un cono de 20° con respecto a estos. Fuera de estos conos la intensidad de la fuente decae a la mitad. La curva azul corresponde a las posiciones del V2 (22 UA en 1987 y 50 UA en 1997); mientras que la roja corresponde a las posiciones del V1 (30 UA en 1987 y 65 UA en 1997).

La inyección preferencial explica de manera natural el corrimiento observado en el máximo de intensidad del espectro de energía de los RCA de un mínimo a otro. En 1987 ($qA < 0$) las partículas derivan de los polos hacia la eclíptica. Puesto que las partículas son inyectadas más fácilmente por los polos, al derivar a lo largo del choque hacia la eclíptica ellas permanecen más tiempo en la región de aceleración y ganarán más energía. Ello se verá reflejado en el corrimiento del máximo de intensidad del espectro a energías mayores (panel izquierdo en la Figura 22). En 1997 ($qA > 0$), las partículas derivan de la eclíptica hacia los polos. En este caso, puesto que la mayor parte de las partículas son inyectadas por los po-

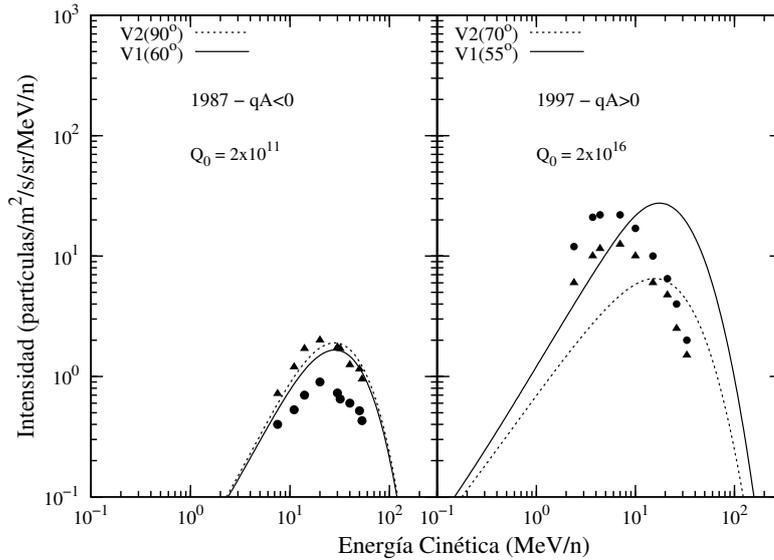


Figura 22: Espectro de RCA al considerar una inyección preferencial por los polos, alrededor de 20° . Los triángulos corresponden a observaciones del Viajero 2 y los círculos a observaciones del Viajero 1.

los, estas ingresarán nuevamente por los polos hacia el interior de la heliósfera permaneciendo menos tiempo en la región de aceleración. Al disminuir el tiempo que permanecen las partículas alrededor del choque, también disminuye la energía que ganan y por lo tanto el máximo de intensidad se correrá hacia energías menores (panel derecho en la Figura 22).

Podemos ver que es posible mover el máximo de intensidad del espectro de energía, a partir de un único conjunto de valores para los coeficientes de difusión si consideramos una inyección preferencial por los polos. Desafortunadamente, la fuente tiene que aumentar cinco órdenes de magnitud de un mínimo a otro ($2 \times 10^{11} \rightarrow 2 \times 10^{16}$). Además, los espectros que obtenemos con nuestro modelo no ajustan del todo a las observaciones. Esto tal vez se deba a que los coeficientes de difusión son constantes tanto en r como en θ (ver figura Figura 23).

En la Figura 24 se muestran los espectros obtenidos al considerar inyección preferencial en los polos junto con una dependencia latitudinal en los coeficientes de difusión. La forma en que los coeficientes de difusión cambian con la latitud y que se ven reflejados en los caminos libres medios λ , se muestra en la Figura 25.

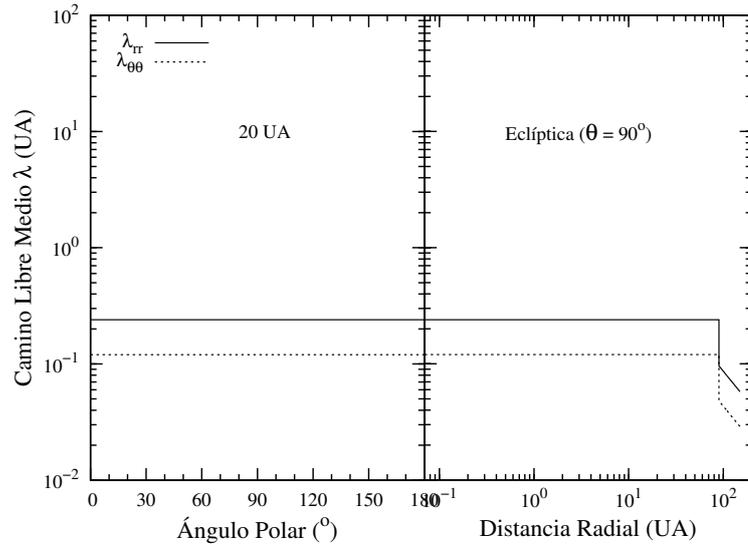


Figura 23: Camino libre medio λ en función de r y θ , usados para obtener los espectros mostrados en la Figura 22.

En el panel izquierdo de la Figura 24 vemos que el máximo de intensidad se encuentra en el lugar correcto, alrededor de 20 MeV/n, y que el espectro que corresponde a la posición del V2 (22 UA) para el mínimo de 1987 ajusta bien a las observaciones (triángulos). Sin embargo, el espectro que corresponde a la posición del V1 (30 UA) está por encima del observado (círculos). Por su parte, para el mínimo de 1997 (panel derecho), podemos ver que, aunque el máximo de intensidad se mueve a una menor energía (alrededor de 10 MeV/n), no está en la posición correcta: ~ 6 MeV/n. Vemos además que los espectros obtenidos no reproducen del todo bien las observaciones de los Viajeros 1 y 2, y que también sigue siendo necesaria una fuente más intensa de un mínimo a otro, lo cual no tiene justificación física.

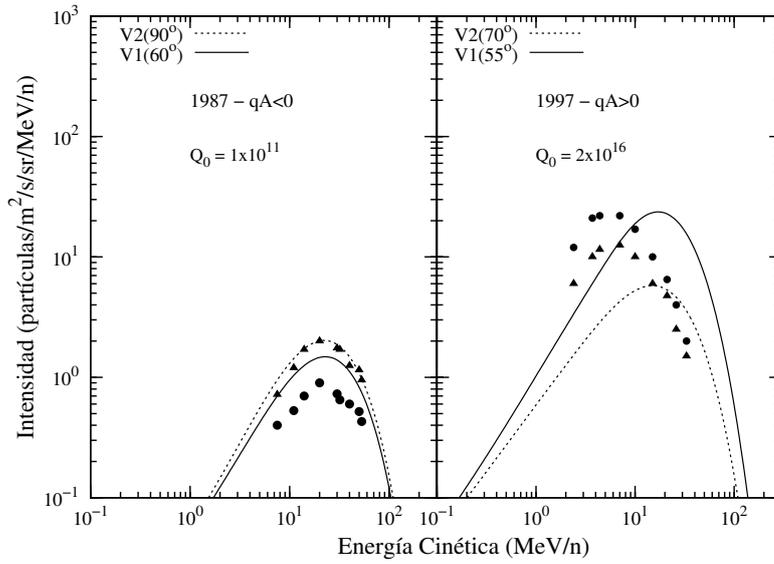


Figura 24: Espectro de energía obtenido al hacer que k_{rr} aumente de los polos hacia la eclíptica, $k_{\theta\theta}$ es constante.

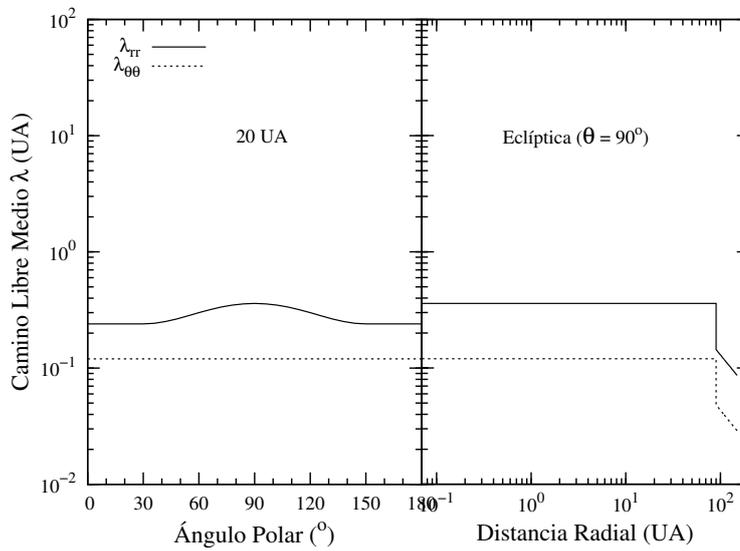


Figura 25: Camino libre medio λ en función del ángulo polar (izquierda) y la distancia radial (derecha), usados para obtener los espectros mostrados en la Figura 24.

Parte V

CONCLUSIONES

CONCLUSIONES

La modulación solar de los rayos cósmicos en la heliósfera ha sido un tema de gran interés durante muchos años. Diversas naves, como los Pioneros 10 y 11, y los Viajeros 1 y 2 fueron lanzadas para explorar la heliósfera a grandes distancias. Las naves Viajero 1 y 2 son de particular importancia, pues fueron las primeras que cruzaron el choque terminal del viento solar y exploraron la heliofunda. Los estudios teóricos junto con los datos proporcionados por ellas nos han permitido entender cómo se da la modulación de los rayos cósmicos dentro de la heliósfera y los procesos que la causan: convección, difusión, pérdida adiabática de energía, derivas de gradiente y curvatura y aceleración en el choque terminal.

En los últimos 40 años se ha estudiado de manera exhaustiva a los rayos cósmicos galácticos y a los rayos cósmicos anómalos. Sin embargo, a pesar del gran esfuerzo realizado durante todos este tiempo para tener una mejor comprensión del comportamiento de estas partículas, aún hay temas de los cuales no se tiene un conocimiento apropiado. Esta fue la razón que motivó el desarrollo de este trabajo, cuyo objetivo fue explicar dos aspectos no resueltos tanto de la componente galáctica como de la anómala. A continuación resaltamos las principales conclusiones obtenidas a partir de nuestro análisis.

El primer aspecto no resuelto se discutió en el Capítulo 2 y tuvo que ver con el gradiente de intensidad de los rayos cósmicos galácticos durante los periodos de máxima actividad. A partir de un modelo 2D que incluye los efectos del choque terminal y la heliofunda, estudiamos el gradiente de intensidad en esta fase del ciclo solar. Vimos que al igual que en nuestros estudios previos (Morales-Olivares y Caballero-Lopez, 2009, 2010), el perfil radial que se observa para los RCG, puede ser explicado si se considera una región de transición localizada alrededor de 40 UA y fijando la heliopausa en 150 UA. Encontramos que en la heliósfera interna (< 40 UA) la pérdida adiabática de energía es el proceso dominante, debido a que cuando las partículas alcanzan las zonas más internas de la región de modulación, el efecto acumulativo de este proceso llega a ser predominante. Por su parte, también vimos que en la heliósfera externa, donde las regiones globales de inte-

racción se mezclan (GMIR's), los procesos de convección y difusión son los principales causantes de la modulación de los RCG. La clave para la formación de la región de transición está en los diferentes regímenes de turbulencia que hay en la heliósfera interna y externa, y se debe a la estructura global del viento solar, como fue sugerido por McDonald y col. (2003).

En lo que concierne a los efectos del choque terminal, nuestro estudio sugiere que éste no afecta la magnitud del gradiente radial en la heliósfera interna, pero en la región externa, cerca del choque y la heliofunda, el gradiente es modificado debido al choque (ver Figura 5 del Capítulo 2). Además de lo anterior, durante el desarrollo de este trabajo incorporamos a nuestro modelo nuevos espectros interestelares los cuales han tenido modificaciones a bajas energías, por debajo de 300 MeV/n. Mostramos que el mejor ajuste a las observaciones durante el máximo solar en toda la heliósfera se obtiene al usar los espectros interestelares WLO1 y MC11. Esta conclusión podría cambiar, ya que la posición de la heliopausa aún es desconocida. Sin embargo, no esperamos una diferencia sustancial en nuestros resultados. Si la heliopausa está en una posición más cercana ($r_b < 150$ UA), como fue sugerido por Krimigis y col. (2011), nuestros resultados son todavía válidos. Solo necesitaríamos refinar nuestro ajuste y cambiar la magnitud de los coeficientes de difusión (k_0) para mantener constante la integral $\int_1^{r_b} (V/k) dr$, la cual controla el nivel de modulación de los rayos cósmicos.

El otro aspecto no resuelto y tema medular de este trabajo, se discutió en el Capítulo 4. Tal aspecto está relacionado con el corrimiento del máximo de intensidad en el espectro de energía de los RCA. Las observaciones muestran que este corrimiento ocurre de un mínimo a otro, por lo que en un principio se pensó que este corrimiento se debía al patrón de las derivas pues la única diferencia entre un mínimo y otro es la polaridad del campo magnético. A partir del modelo desarrollado por Steenkamp (1995) explicamos este corrimiento partiendo de un único conjunto de parámetros. Los valores de los diferentes parámetros que usamos a lo largo de nuestro estudio de la componente anómala, tales como la velocidad del viento solar, el campo magnético heliosférico y localización del choque terminal y la heliopausa, son los siguientes:

- La frontera externa (heliopausa) de la heliósfera se situó a 150 UA, mientras que el choque terminal se localiza a 90 UA.

- La velocidad del viento solar cambia de 400 km/s en el plano ecuatorial, a 800 km/s en la región polar. Esto es válido durante los periodos de mínima actividad solar.
- El campo magnético heliosférico fue el campo espiral de Parker modificado, cuya modificación es similar a la sugerida por Jokipii y Kota (1989).

Nuestros primeros intentos de explicar el corrimiento en el espectro de energía nos llevaron a lo que ya se sabía desde hace algún tiempo: para poder explicar este fenómeno es necesario que los coeficientes de difusión sean mucho mayores en los periodos de deriva positiva (1987) con respecto a los periodos de deriva negativa (1997) (Steenberg, 1998; Caballero-Lopez y col., 2005). Este incremento en los coeficientes de difusión (k_{rr} y $k_{\theta\theta}$) se ve reflejado en la energía máxima que las partículas pueden ganar en el choque terminal, como puede verse claramente en la Figura 18. Si usamos un valor pequeño para k_{rr} y $k_{\theta\theta}$, las partículas permanecerán más tiempo alrededor del choque y podrán ganar más energía. Por el contrario, si los aumentamos las partículas escaparán muy rápido de la región de aceleración y ganarán menos energía.

Para tratar de explicar este corrimiento a partir de un único conjunto de valores para los coeficientes de difusión en ambos ciclos de derivas, estudiamos la dependencia latitudinal de dichos coeficientes. Nuestro análisis muestra que para el periodo con polaridad negativa (1987) obtenemos la energía a la cual se alcanza el máximo de intensidad si los coeficientes de difusión disminuyen de los polos hacia la eclíptica (ver panel central en la Figura 19). Por su parte, en los periodos de polaridad positiva (1997), nuestro análisis muestra que es posible correr el pico del máximo de intensidad a energías mayores si los coeficientes de difusión aumentan de los polos hacia la eclíptica (ver panel derecho en la Figura 20). Nuestro estudio también sugiere la existencia de dos zonas de particular interés al intentar reproducir las observaciones mediante un único conjunto de parámetros (ver Figura 21). Todo esto se obtiene al considerar una inyección uniforme de partículas en el choque.

Pese a todas estas consideraciones, el ajuste que se del modelo a las observaciones es muy pobre. Esto nos llevó a estudiar el escenario en el cual la inyección de partículas no fuera uniforme y por el contrario existiera una región por la cual la inyección fuera más fácil. Esta idea, aunque sugerida por Pesses y col. (1981), no fue estudiada con un modelo numéri-

co. En nuestro modelo la inyección preferencial tiene lugar en los polos de la heliósfera.

Durante los periodos con polaridad negativa ($q_A < 0$) las partículas entran principalmente por la eclíptica, derivan hacia los polos y, una vez ahí, derivan nuevamente hacia la eclíptica a lo largo del choque. Por lo tanto, la inyección preferencial en los polos posibilita que las partículas permanezcan más tiempo en la región de aceleración y alcancen energías mayores. Esto se ve reflejado en un corrimiento en el máximo de intensidad del espectro de energía de los RCA a valores mayores. Por el contrario, durante un periodo con polaridad positiva ($q_A > 0$) las partículas entran principalmente por los polos, derivan hacia la eclíptica y salen por la hoja de corriente. Cuando inyectamos partículas preferentemente por los polos, el patrón de derivas hará que la gran mayoría de ellas no permanezca mucho tiempo alrededor del choque. Como resultado, las partículas ganarán poca energía y el máximo de intensidad del espectro se corre hacia las bajas energías.

La inyección preferencial explica el corrimiento en el máximo de intensidad del espectro de energía de los RCA, a partir de un único conjunto de valores para los coeficientes de difusión. Sin embargo, para ajustar las observaciones ahora es necesaria una fuente cuya intensidad sea mucho mayor a la existente en el año 1997 con respecto a la de 1987 (ver Figura 22); pero no hay justificación física para esto. El análisis muestra que al aumentar los coeficientes de difusión la intensidad aumenta y el espectro se corre hacia las bajas energías. Este aumento en la intensidad requiere de una fuente menos intensa. Si los coeficientes de difusión disminuyen, la intensidad también se reduce pero el espectro se corre hacia las altas energías. De manera que esta disminución en la intensidad tiene que ser compensada con una fuente más intensa.

Parte VI
APÉNDICE

MÉTODO LOCAL UNIDIMENSIONAL

El método local unidimensional (LOD, por sus siglas en inglés) fue introducido en el análisis numérico a finales de la década de 1960 y una descripción detallada de este método puede ser consultada en Yanenko (1971). Este método es también conocido como el “método de pasos fraccionados”, debido a que la ecuación diferencial parcial (EDP) es dividida entre el número de variables de las que depende.

La ecuación de transporte (Ecuación 17) está escrita en forma general. De acuerdo a la teoría que sustenta al método de pasos fraccionados, una EDP puede ser dividida en un sistema de ecuaciones, cada una de las cuales contiene únicamente derivadas en una sola variable o dimensión:

$$\frac{1}{3} \frac{\partial f}{\partial t} = a_0 \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + c_0 \frac{\partial f}{\partial r} \quad (73)$$

$$\frac{1}{3} \frac{\partial f}{\partial t} = b_0 \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + d_0 \frac{\partial f}{\partial \theta} \quad (74)$$

$$\frac{1}{3} \frac{\partial f}{\partial t} = e_0 \frac{\partial f}{\partial \ln P} + Q. \quad (75)$$

Esta teoría establece que cada una de las ecuaciones anteriores es válida en un tercio de un paso en el tiempo, i.e., la Ecuación 73 es válida en el intervalo $t' < t < t' + \Delta t/3$, la Ecuación 74 en $t' + \Delta t/3 < t < t' + 2\Delta t/3$ y la Ecuación 75 en $t' + 2\Delta t/3 < t < t' + \Delta t$.

El método local unidimensional representa otro enfoque que mantiene el esquema de solución de una matriz tridiagonal, pero considerando una situación unidimensional. Los métodos de pasos fraccionados se basan en el hecho de que el operador diferencial, en cualquier EDP parabólica, es un operador lineal. Para la ecuación

$$\frac{\partial u}{\partial t} = b_1 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + b_2 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (76)$$

o de manera compacta

$$u_{tt} = b_1 u_{xx} + b_2 u_{yy}, \quad (77)$$

el operador diferencial lineal es

$$L = b_1 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + b_2 \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad (78)$$

el cual es explícitamente independiente de t . De esta forma, la Ecuación 76 puede ser escrita en términos de este operador (una transformación lineal de la solución u) como

$$u_t = Lu. \quad (79)$$

El operador L puede ser escrito como una combinación lineal de otros dos operadores lineales, $L = L_1 + L_2$, con $L_1 = b_1(\partial^2/\partial x^2)$ y $L_2 = b_2(\partial^2/\partial x^2)$ para el caso de la Ecuación 76. Para el caso de más dimensiones espaciales la situación sigue siendo la misma y el operador diferencial lineal puede ser escrito como $L = L_1 + L_2 + L_3 + \dots + L_n$, donde n es el número de dimensiones espaciales o procesos físicos.

Un esquema diferente fue desarrollado al reemplazar L con nL_1, nL_2, \dots, nL_n , cada uno operando en un intervalo $\Delta t/n$. En otras palabras, la EDP puede ser dividida en un conjunto de ecuaciones diferenciales parciales unidimensionales que pueden ser resueltas fácilmente. Como puede ya anticiparse, una ecuación diferencial puede ser dividida de varias formas. Algunos métodos de división fraccional pueden incluso resultar en expresiones compuestas idénticas, las cuales han sido derivadas a partir de la familia de aproximaciones ADI (Lapidus y Pinder, 1982).

Un caso especial de la técnica de división fraccional, es el caso donde la EDP es dividida en un conjunto de ecuaciones parabólicas unidimensionales, con respecto a sus variables espaciales. En este caso la Ecuación 76 se transforma en

$$\frac{1}{2}u_t = b_1u_{xx} \quad (80)$$

y

$$\frac{1}{2}u_t = b_2u_{yy}, \quad (81)$$

las cuales pueden ser resueltas individualmente por métodos sencillos, como lo es el método de Crank-Nicolson.

Este método es muy estable y tiene un error de truncamiento $O[(\Delta t^2) + (\Delta x^2) + (\Delta y^2)]$. Desafortunadamente, el LOD hereda todos los problemas del método de Crank-Nicolson y es por lo tanto únicamente aplicable hasta el segundo orden en el tiempo para la Ecuación 76, con $b_1 = b_2 = 1$.

El esquema LOD implementado es muy similar al ADI, primero se usa la Ecuación 80 para calcular una solución intermedia y después usa la ecuación (81) para calcular la solución final por cada paso en el tiempo. La mayor diferencia entre LOD

y ADI radica en que ADI calcula la solución final a partir de la solución intermedia y del paso anterior. Por otro lado, al extender LOD a más de tres dimensiones, la implementación es trivial y permanece estable lo cual no ocurre con ADI. Esta extensión a tres variables espaciales, una variable de momento y una variable temporal, es decir (r, θ, ϕ, p, t) , puede llegar a ser muy compleja para la ecuación de transporte de partículas debido a las derivadas cruzadas entre las dimensiones r y ϕ .

REFERENCIAS

- [1] W. I. Axford. The acceleration of cosmic rays by shock waves. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 375: 297–313, 1981. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/j.1749-6632.1981.tb33702.x/pdf>.
- [2] W. I. Axford, E. Leer, y G. Skadron. Acceleration of cosmic rays at shock fronts. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, page 273, 1977.
- [3] W. I. Axford, E. Leer, and G. Skadron. The acceleration of cosmic rays by shock waves. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 11 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 132–137, 1977.
- [4] A. R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. i. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 182: 147–156, January 1978.
- [5] A. R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. ii. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 182: 443–455, February 1978.
- [6] P. L. Bierman. The origin of cosmic rays. *Nuclear Physics B*, 43:221–228, 1995.
- [7] P. L. Bierman. Cosmic rays 1. the cosmic ray spectrum between 10^4 GeV and 3×10^9 GeV. *Astronomy and Astrophysics*, 271:649, 1993.
- [8] R. D. Blandford and J. P. Ostriker. Particle acceleration by astrophysical shocks. *The Astrophysical Journal*, 221(2): L29–L32, 1978. URL http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-iarticle_query?1978ApJ...221L..29B&defaultprint=YES&filetype=.pdf.
- [9] R. A. Burger and M. S. Potgieter. The calculation of neutral sheet drift in two-dimensional cosmic-ray modulation models. *The Astrophysical Journal*, 339:501–511, 1989. doi: 10.1086/167313. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1989ApJ...339..501B>.

- [10] L. F. Burlaga, N. F. Ness, and J. D. Richardson. Sectors in the distant heliosphere: Voyager 1 and 2 observations from 1999 through 2002 between 57 and 83 AU. *Journal of Geophysical Research*, 108:8028, October 2003. doi: 10.1029/2003JA009870.
- [11] L. F. Burlaga, N. F. Ness, M. H. Acuña, R. P. Lepping, J. P. Connerney, E. C. Stone, and F. B. McDonald. Crossing the termination shock into the heliosheath: Magnetic fields. *Science*, 309:2027–2029, 2005. URL <http://www.sciencemag.org/content/309/5743/2027.long>.
- [12] L. F. Burlaga, N. F. Ness, M. H. Acuña, R. P. Lepping, J. E. P. Connerney, and J. D. Richardson. Magnetic fields at the solar wind termination shock. *Nature*, 454:75–77, 2008. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v454/n7200/abs/nature07029.html>.
- [13] R. A. Caballero-Lopez and H. Moraal. The Numerical Description of Neutral Sheet Drift Effects. *International Cosmic Ray Conference*, 7:3871, July 2003.
- [14] R. A. Caballero-Lopez, H. Moraal, and F. B. McDonald. Galactic cosmic ray modulation: effects of the solar wind termination shock and the heliosheath. *Journal of Geophysical Research*, 109:11, 2004. URL <http://www.agu.org/pubs/crossref/2004/2003JA010358.shtml>.
- [15] R. A. Caballero-Lopez, H. Moraal, and F. B. McDonald. Anomalous and galactic cosmic ray he spectra near the termination shock. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, page 5, 2005.
- [16] R. A. Caballero-Lopez, H. Moraal, R. A. Mewaldt, F. B. McDonald, and M. E. Wiedenbeck. Cosmic-ray energy changes in the heliosphere. ii. the effect on k-capture electron secondaries. *The Astrophysical Journal*, 663:1335–1339, 2007. URL <http://authors.library.caltech.edu/13702/>.
- [17] R. B. Decker, S. M. Krimigis, E. C. Roelof, M. E. Hill, T. P. Armstrong, G. Gloeckler, D. C. Hamilton, and L. J. Lanzerotti. Voyager 1 in the foreshock, termination shock, and heliosheath. *Science*, 309(5743):2020–2024, 2005. doi: 10.1126/science.1117569. URL <http://www.sciencemag.org/content/309/5743/2020.abstract>.

- [18] R. B. Decker, S. M. Krimigis, E. C. Roelof, M. E. Hill, T. P. Armstrong, G. Gloeckler, D. C. Hamilton, and L. J. Lanzerotti. Mediation of the solar wind termination shock by non-thermal ions. *Nature*, 454(3):67–70, 2008. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v454/n7200/full/nature07030.html>.
- [19] J. F. Drake, M. Opher, M. Swisdak, and J. N. Chamoun. A magnetic reconnection mechanism for the generation of anomalous cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 709:963–974, February 2010. doi: 10.1088/0004-637X/709/2/963.
- [20] L O’C Drury. An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas. *Reports on Progress in Physics*, 46(8):973, 1983. URL <http://stacks.iop.org/0034-4885/46/i=8/a=002>.
- [21] Luke O’C. Drury. Origin of cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 39:52–60, 2012. doi: 10.1016/j.astropartphys.2012.02.006. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S092765051200045X>.
- [22] E. Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Physical Review*, 75:1169–1174, Apr 1949. doi: 10.1103/PhysRev.75.1169. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1169>.
- [23] S. E. S. Ferreira, M. S. Potgieter, and K. Scherer. Transport and acceleration of anomalous cosmic rays in the inner heliosheath. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 112(A11):n/a–n/a, 2007. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/2007JA012477. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2007JA012477>.
- [24] L. A. Fisk. Solar modulation of galactic cosmic rays. *Journal of Geophysical Research*, 76(1):221, 1971. doi: 10.1029/JA076i001p00221. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1971JGR....76..221F>.
- [25] L. A. Fisk. Solar modulation of galactic cosmic rays. iv - latitude-dependent modulation. *Journal of Geophysical Research*, 81:4646–4650, 1976. doi: 10.1029/JA081i025p04646. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JA081i025p04646/pdf>.
- [26] L. A. Fisk, B. Kozlovsky, and R. Ramaty. An interpretation of the observed oxygen and nitrogen enhancements

- in low-energy cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 190: L35, 1974. doi: 10.1086/181498. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1974ApJ...190L..35F>.
- [27] V. Florinski and G. P. Zank. Particle acceleration at a dynamic termination shock. *Geophysical Research Letters*, 33(15):n/a–n/a, 2006. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/2006GL026371. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2006GL026371>.
- [28] Z. Fujii, F. B. McDonald, and H. Moraal. Cosmic ray diffusion coefficients in the outer heliosphere at solar maximum. *Advances in Space Research*, 32(4):639 – 644, 2003. ISSN 0273-1177. doi: 10.1016/S0273-1177(03)00343-0. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117703003430>.
- [29] M. Garcia-Muñoz, G. M. Mason, and J. A. Simpson. A new test for solar modulation theory: the 1972 may-july low-energy galactic cosmic-ray proton and helium spectra. *The Astrophysical Journal*, 182:L81–L84, 1973. URL <http://adsabs.harvard.edu/full/1973ApJ...182L..81G>.
- [30] L. J. Gleeson and W. I. Axford. Cosmic rays in the interplanetary medium. *The Astrophysical Journal*, 149:115, 1967. doi: 10.1086/180070. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1967ApJ...149L.115G>.
- [31] L. J. Gleeson and W. I. Axford. The compton-getting effect. *Astrophysics and Space Science*, 2:431–337, 1968. doi: 10.1007/BF02175919. URL <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1968Ap%26SS...2..431G>.
- [32] L. J. Gleeson, H. Moraal, and G. M. Webb. Effects of charged particle drifts on the modulation of the intensity of galactic cosmic rays. In Saburo Miyake, editor, *16th International Cosmic Ray Conference*, volume 3. Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, 3-2-1, Midori-cho Tanashi JAPAN, 1979.
- [33] M. Hattingh. Drift of cosmic rays at a wavy neutral sheet in the heliosphere. Master's thesis, Potchefstroom University for CHE, South Africa, 1994.
- [34] D. Hovestadt, O. Vollmer, G. Gloeckler, and C. Y. Fan. Differential energy spectra of low-energy (< 8.5 mev per nu-

- cleon) heavy cosmic rays during solar quiet times. *Physical Review Letters*, 31:650, 1973. doi: 10.1103/PhysRevLett.31.650. URL http://prl.aps.org/abstract/PRL/v31/i10/p650_1.
- [35] P. A. Isenberg and J. R. Jokipii. Gradient and curvature drifts in magnetic fields with arbitrary spatial variation. *The Astrophysical Journal*, 234:746–752, 1979. doi: 10.1086/157551. URL <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1979ApJ...234..746I>.
- [36] J. R. Jokipii. Particle acceleration at a termination shock. i - application to the solar wind and the anomalous component. *Journal Geophysical Research*, 91:2929–2932, 1986. doi: 10.1029/JA091iA03p02929. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1986JGR....91.2929J>.
- [37] J. R. Jokipii. Constraints on the acceleration of anomalous cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 393:L41–L43, July 1992. doi: 10.1086/186446. URL <http://adsabs.harvard.edu/full/1992ApJ...393L..41J>.
- [38] J. R. Jokipii and J. Giacalone. Radial streaming anisotropies of charged particles accelerated at the solar wind termination shock. *The Astrophysical Journal*, 605:L145–L148, April 2004. doi: 10.1086/420783.
- [39] J. R. Jokipii and D. A. Kopriva. Effects of particle drift on the transport of cosmic rays. iii - numerical models of galactic cosmic-ray modulation. *The Astrophysical Journal*, 234:384–392, 1979. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1979ApJ...234..384J>.
- [40] J. R. Jokipii and J. Kota. The polar heliospheric magnetic field. *Geophysical Research Letters*, 16:1–3, 1989. doi: 10.1029/GL016i001p00001. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/GL016i001p00001/abstract>.
- [41] J. R. Jokipii and J. Kota. Acr's and magnetic field at the heliospheric termination shock. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, page 23, 2005.
- [42] J. R. Jokipii and E. H. Levy. Effects of particle drifts on the solar modulation of galactic cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 213:L85–L88, 1977. doi: 10.1086/182415. URL <http://articles.adsabs>.

harvard.edu/cgi-bin/nph-iarticle_query?1977ApJ...213L..85J&data_type=PDF_HIGH&whole_paper=YES&type=PRINTER&filetype=.pdf.

- [43] J. R. Jokipii and B. Thomas. Effects of drift on the transport of cosmic rays. iv - modulation by a wavy interplanetary current sheet. *The Astrophysical Journal*, 243:1115–1122, 1981. doi: 10.1086/158675. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1981ApJ...243.1115J>.
- [44] J. R. Jokipii, J. Giacalone, and J. Kota. The physics of particle acceleration at the heliospheric termination shock. *Planetary and Space Science*, 55:2267 – 2272, 2007. ISSN 0032-0633. doi: 10.1016/j.pss.2007.05.007. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063307001833>.
- [45] A. Kadokura and A. Nishida. Two-dimensional numerical modeling of the cosmic ray storm. *Journal of Geophysical Research*, 91:13–29, 1986. doi: 10.1029/JA091iA01p00013.
- [46] B. Klecker. The anomalous component of low-energy cosmic rays - a comparison of observed spectra with model calculations. *Journal of Geophysical Research*, 82:5287–5291, 1977. doi: 10.1029/JA082i032p05287. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JA082i032p05287/pdf>.
- [47] J. Kóta and J. R. Jokipii. The role of corotating interaction regions in cosmic ray modulation. *Geophysical Research Letters*, 18:1797–1800, 1991.
- [48] J. Kóta, J. R. Jokipii, and J. Giacalone. Acceleration of anomalous cosmic rays at a blunt termination shock with varying strength along the shock face. *AGU Fall Meeting Abstracts*, page C6, December 2008.
- [49] S. M. Krimigis, E. C. Roelof, R. B. Decker, and M. E. Hill. Zero outward flow velocity for plasma in a heliosheath transition layer. *Nature*, 474:359–361, 2011. doi: 10.1038/nature10115. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v474/n7351/full/nature10115.html>.
- [50] G. F. Krymskii. A regular mechanism for accelerating charged particles at the shock front. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234:1306–1308, June 1977.

- [51] G. F. Krymskii. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234:1306–1308, June 1977.
- [52] J. A. Le Roux. *The solar modulation of galactic cosmic rays as described by a time-dependent drift model*. PhD thesis, Potchefstroom University for CHE, South Africa, 1990.
- [53] D. J. McComas and N. A. Schwadron. An explanation of the voyager paradox: Particle acceleration at a blunt termination shock. *Geophysical Research Letters*, 33(4):n/a–n/a, 2006. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/2005GL025437. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2005GL025437>.
- [54] D. J. McComas, H. A. Elliott, N. A. Schwadron, J. T. Gosling, R. M. Skoug, and B. E. Goldstein. The three-dimensional solar wind around solar maximum. *Geophysical Research Letters*, 30(10):1517, may 2003. ISSN 0094-8276. doi: <http://dx.doi.org/10.1029/2003GL017136>.
- [55] F. B. McDonald, B. J. Teegarden, J. H. Trainor, and W. R. Webber. The anomalous abundance of cosmic-ray nitrogen and oxygen nuclei at low energies. *The Astrophysical Journal*, 187:L105, 1974. doi: 10.1086/181407. URL <http://adsabs.harvard.edu/full/1974ApJ...187L.105M>.
- [56] F. B. McDonald, Z. Fujii, B. Heikkila, and N. Lal. The radial distribution of cosmic rays in the heliosphere at solar maximum. *Advances in Space Research*, 32(4):633 – 638, 2003. ISSN 0273-1177. doi: 10.1016/S0273-1177(03)00342-9. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117703003429>.
- [57] W. S. McCloud and H. Morral. Acceleration of a charged particles in quasiperpendicular magnetohydrodynamic shock. *Journal Plasma Physics*, 44:123–136, 1990. URL http://journals.cambridge.org/download.php?file=%2FPLA%2FPLA44_01%2FS0022377800015051a.pdf&code=a2ced053110e9993a8274c4fdfabca59.
- [58] H. Moraal. The discovery and early development of the field of anomalous cosmic rays. In Hans Jörg Fahr Klaus Scherer, Horst Fichtner and Eckart Marsch, editors, *The Outer Heliosphere The Next Frontiers Proceedings of the COSPAR Colloquium*, volume 11 of *COSPAR Colloquia Series*, pages 147 – 161. Pergamon, 2001. doi: 10.1016/

- S0964-2749(01)80032-9. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0964274901800329>.
- [59] H. Moraal and L. J. Gleeson. Three-dimensional models of the galactic cosmic-ray modulation. In *Proc. 14th Int. Cosmic Ray Conf. (Munich)*, volume 12, page 4189, 1975.
- [60] H. Moraal, R. A. Caballero-Lopez, K. G. McCracken, F. B. McDonald, R. A. Mewaldt, V. Ptuskin, and M. E. Wiedenbeck. Cosmic ray energy changes at the termination shock and in the heliosheath. In J. Heerikhuisen, V. Florin-ski, G. P. Zank, and N. V. Pogorelov, editors, *Physics of the Inner Heliosheath*, volume 858 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 219–225, september 2006. doi: 10.1063/1.2359331.
- [61] O. G. Morales-Olivares and R. A. Caballero-Lopez. Radial intensity gradients of galactic cosmic rays in the heliosphere at solar maximum: 1D no-shock simulation. *Geofisica Internacional*, 48(2):137–142, 2009. URL <http://www.revistas.unam.mx/index.php/geofisica/article/view/14945>.
- [62] O. G. Morales-Olivares and R.A. Caballero-Lopez. Radial and latitudinal gradients of galactic cosmic rays in the heliosphere at solar maximum. *Advances in Space Research*, 46(10):1313 – 1317, 2010. ISSN 0273-1177. doi: 10.1016/j.asr.2010.06.033. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117710004515>.
- [63] O. G. Morales-Olivares and R.A. Caballero-Lopez. Radial distribution of galactic cosmic rays at solar maximum. *Advances in Space Research*, 49(12):1653 – 1659, 2012. ISSN 0273-1177. doi: 10.1016/j.asr.2012.02.032. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117712001469>.
- [64] I. V. Moskalenko, A. W. Strong, J. F. Ormes, and M. S. Potgieter. Secondary antiprotons and propagation of cosmic rays in the galaxy and heliosphere. *The Astrophysical Journal*, 565:280–296, 2002. doi: 10.1086/324402. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/565/1/280>.
- [65] Z. D. Myers, E. S. Seo, K. Abe, K. Anraku, M. Imori, T. Maeno, Y. Makida, H. Matsumoto, J. Mitchell, A. Moiseev, J. Nishimura, M. Nozaki, J. F. Ormes, S. Orito, T. Sanuki, M. Sasaki, Y. Shizake, R. E. Streitmatter,

- J. Suzuki, K. Tanaka, T. Yamagami, A. Yamamoto, T. Yoshida, and K. Yoshimura. Cosmic ray ^3He and ^4He spectra from BESS 98. In *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference*, pages 1805–1808, July 31–August 7 2003. URL http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-iarticle_query?2003ICRC...4.1805M&defaultprint=YES&filetype=.pdf.
- [66] M. Opher, J. F. Drake, M. Swisdak, K. M. Schoeffler, J. D. Richardson, R. B. Decker, and G. Toth. Is the magnetic field in the heliosheath laminar or a turbulent sea of bubbles? *The Astrophysical Journal*, 734(1):71, 2011. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/734/i=1/a=71>.
- [67] E. N. Parker. The passage of energetic particles through interplanetary space. *Planetary Space Science*, 13:9–49, 1965. doi: 10.1016/0032-0633(65)90131-5. URL <http://www.lpl.arizona.edu/~guofan/literature/EnergeticParticles/Parker1965PSS.pdf>.
- [68] J. S. Perko and L. A. Fisk. Solar modulation of galactic cosmic rays. v - time-dependent modulation. *Journal of Geophysical Research*, 88:9033–9036, 1983. doi: 10.1029/JA088iA11p09033. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JA088iA11p09033/abstract>.
- [69] M. E. Pesses, D. Eichler, and J. R. Jokipii. Cosmic ray drift, shock wave acceleration, and the anomalous component of cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 246:L85–L88, 1981. doi: 10.1086/183559. URL http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-iarticle_query?1981ApJ...246L..85P&data_type=PDF_HIGH&whole_paper=YES&type=PRINTER&filetype=.pdf.
- [70] M. S. Potgieter and H. Moraal. A drift model for the modulation of galactic cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 294:425–440, 1985. doi: 10.1086/163309. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1985ApJ...294..425P>.
- [71] M. S. Potgieter and H. Moraal. Acceleration of cosmic rays in the solar wind termination shock. i - a steady state technique in a spherically symmetric model. *The Astrophysical Journal*, 330:445–455, 1988. doi: 10.1086/166482. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1988ApJ...330..445P>.

- [72] J. P. Reinecke, H. Moraal, and F. B. McDonald. Cosmic radiation in the heliosphere at successive solar minima, 4. modulation of galactic cosmic rays during the three consecutive solar minimum periods of 1977/1978, 1987 and 1997. *Journal Geophysical Research*, 105:12651–12658, 2000. doi: 10.1029/1999JA000423. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/1999JA000423/pdf>.
- [73] C. D. Steenberg. *Modelling of anomalous and galactic cosmic ray modulation in the outer heliosphere*. PhD thesis, Potchefstroom University for CHE, South Africa, July 1998.
- [74] R. Steenkamp. *Shock acceleration as source of the anomalous component of cosmic rays in the heliosphere*. PhD thesis, Potchefstroom University for CHE, South Africa, January 1995.
- [75] E. C. Stone. Voyager observations of anomalous and galactic cosmic rays during 1998. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 7 of *International Cosmic Ray Conference*, page 551, 1999.
- [76] E. C. Stone and A. C. Cummings. Estimate of the location of the solar wind termination shock. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 10 of *International Cosmic Ray Conference*, page 4263, aug 2001.
- [77] E. C. Stone, R. E. Vogt, F. B. McDonald, B. J. Teegarden, J. H. Trainor, J. R. Jokipii, and W. R. Webber. Cosmic ray investigation for the voyager missions; energetic particle studies in the outer heliosphere—and beyond. *Space Sci. Rev.*, 21:355–376, 1977. URL <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1977SSRv...21..355S>.
- [78] E. C. Stone, A. C. Cummings, F. B. McDonald, B. C. Heikkila, N. Lal, and W. R. Webber. Voyager 1 explores the termination shock region and the heliosheath beyond. *Science*, 309(5743):2017–2020, 2005. ISSN 00368075. URL <http://www.jstor.org/stable/3843655>.
- [79] E. C. Stone, A. C. Cummings, F. B. McDonald, B. C. Heikkila, N. Lal, and W. R. Webber. An asymmetric solar wind termination shock. *Nature*, 454:71–74, 2008. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature07022>.
- [80] B. J. Teegarden, F. B. McDonald, J. H. Trainor, E. C. Roelof, and W. R. Webber. Pioneer-10 measurements

- of the differential and integral cosmic-ray gradient between 1 and 3 astronomical units. *The Astrophysical Journal*, 185:L155–L159, 1973. URL <http://adsabs.harvard.edu/full/1973ApJ...185L.155T>.
- [81] W. R. Webber and P. R. Higbie. Galactic propagation of cosmic ray nuclei in a model with an increasing diffusion coefficient at low rigidities: A comparison of the new interstellar spectra with voyager data in the outer heliosphere. *Journal Geophysical Research*, 114:A02103, 2009. URL <http://www.agu.org/pubs/crossref/2009/2008JA013689.shtml>.
- [82] W. R. Webber and J. A. Lockwood. Voyager and pioneer spacecraft measurements of cosmic ray intensities in the outer heliosphere: toward a new paradigm for understanding the global modulation process 1. minimum solar modulation (1987 and 1997). *Journal Geophysical Research*, 106:29323, 2001. URL <http://www.agu.org/pubs/crossref/2001/2001JA000118.shtml>.
- [83] G.P. Zank. Interaction of the solar wind with the local interstellar medium: a theoretical perspective. *Space Science Reviews*, 89:413–688, 1999. doi: 10.1023/A:1005155601277. URL <http://link.springer.com/article/10.1023%2FA%3A1005155601277>.