



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA
INSTITUTO DE GEOFÍSICA
CIENCIAS ATMOSFÉRICAS ESPACIALES Y PLANETARIAS

SIMULACIÓN DEL FLUJO DE NEUTRONES SOLARES EN LA
ATMÓSFERA TERRESTRE

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA:
FERNANDO MONTERDE ANDRADE

DIRECTOR DE TESIS:
DR. LUIS XAVIER GONZÁLEZ MÉNDEZ (LANCE / SCiESMEX / IGEOF-UNAM)

COMITÉ TUTOR:
DR. OSCAR GUSTAVO MORALES OLIVARES (IGEOF-UNAM / ENCiT-UNAM).
DR. ERNESTO ORTIZ FRAGOSO (ENCiT-UNAM).

Ciudad Universitaria, CDMX. Noviembre 2020



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

A MIS PADRES Y HERMANA

Con especial cariño a mi madre, Ernestina Andrade Prado, por todo el amor y apoyo incondicional, es un orgullo ser tu hijo. Muchas gracias por todo y por tanto.

A mi hermana Carmen Marielle Monterde Andrade, para que este gran paso la motive a superarse en todo aspecto.

A mi padre Fernando Monterde Ramírez, por ser una pieza clave en mi formación personal.

A TODA MI FAMILIA

A mis abuelos, Agustina Ramírez García (Q.E.P.D.), José Andrade Cervantes “Pirú” (Q.E.P.D.) y Teresa Prado Cerda (Q.E.P.D.). Por ser una parte fundamental en mi crianza y en mi vida, por su amor y su apoyo, gracias por todo.

A mis primos, Carolina Salazar Andrade y su esposo Rafael Rosas, así como a sus hijos y a sus padres, por todo el apoyo que han dado a mi familia.

A mi querida tía Carmela Ramírez García y a sus hijos, por el apoyo y amor incondicional que siempre nos han demostrado.

Con especial mención, a mi primo Bruno Yael Argumedo Andrade (Q.E.P.D.), espero que estés observando, espero que te sientas orgulloso: *“llegué hasta aquí, llevaré este mensaje hasta los confines del mundo”*. A sus padres, les dedico este logro con mucho cariño.

A TODAS MIS AMIGAS Y AMIGOS

Porque tengo la fortuna de tener una lista de nombres demasiado extensa, por compartir tantas experiencias conmigo, por el amor y el apoyo, por ser mi segunda familia y el mayor regalo en la vida.

AGRADECIMIENTOS

Este no es un trabajo de una sola persona, a todos los que contribuyeron directa o indirectamente, de corazón, muchas gracias.

Agradezco a la Universidad Nacional Autónoma de México, por todas las puertas que me abrió durante mis estudios.

A mi tutor, Dr. Luis Xavier González Méndez, por su asesoría durante mis estudios de licenciatura y de maestría, por impulsarme y motivarme a continuar con mi carrera científica y por toda su valiosa ayuda en mi formación profesional. Muchas gracias por todo .

A los miembros del jurado: al Dr. José Francisco Valés Galicia, al Dr. Oscar Gustavo Morales Olivares, al Dr. Mario Rodríguez Martínez, y al Dr. Ernesto Ortiz Fragoso; por aceptar el compromiso de revisar mi trabajo y por sus acertados comentarios, les agradezco enormemente.

A las profesoras, profesores y a toda la comunidad del posgrado en Ciencias de la Tierra, con especial reconocimiento al personal administrativo, muchísimas gracias por su dedicación y profesionalismo.

Contenido

Abstract	9
Resumen	10
Introducción	11
NEUTRONES SOLARES	15
1.1 Estructura del Sol	17
1.1.1 Interior solar	18
1.1.1.1 Núcleo	19
1.1.1.2 Zona radiativa	20
1.1.1.3 Tacoclina	20
1.1.1.4 Zona convectiva	21
1.1.2 Atmósfera solar	22
1.1.2.1 Fotosfera	22
1.1.2.2 Cromosfera	26
1.1.2.3 Región de transición	29
1.1.2.4 Corona	30
1.1.2.5 Viento solar	32
1.2 Generación de energía en el Sol	33
1.2.1 Reacciones nucleares en el interior solar	33
1.2.1.1 Cadena p ⁺ -p ⁺	33
1.2.1.2 Ciclo CNO	35
1.2.2 Producción de neutrones en la atmósfera solar: fulguraciones	36
1.2.2.1 Definición	36
1.2.2.2 Fases	37
1.2.2.3 Clasificación	38
1.2.2.4 Mecanismo físico: reconexión magnética	39
1.2.2.5 Eventos de neutrones solares	42
1.3 Propagación de los neutrones solares en el medio interplanetario	48
1.3.1 Descripción de los neutrones	48
1.3.2 Probabilidad de supervivencia	49
1.3.2.1 Neutrones libres	49
ATMÓSFERA TERRESTRE Y RAYOS CÓSMICOS	52
2.1 Física de la atmósfera	54

2.1.1	Variables de estado	55
2.1.1.1	Descripción de la atmósfera	55
2.1.1.2	Comportamiento de las variables de estado	58
2.1.2	Estructura vertical	60
2.2	Cascada de partículas	62
2.2.1	Componentes de la cascada	62
2.2.2	Desarrollo de la cascada	64
2.3	Atenuación atmosférica de los ns	66
2.3.1	Interacciones de los n en el aire	66
2.3.2	Cálculo de la atenuación	70
SIMULACIÓN DEL FLUJO DE PARTÍCULAS USANDO CORSIKA		72
3.1	CORSIKA	74
3.1.1	QGSJET	75
3.1.2	FLUKA	78
3.1.2.1	Neutrones en FLUKA	79
3.1.3	Perfil atmosférico	79
3.2	Simulación de la cascada de partículas	82
3.2.1	Muestreo delgado	82
3.2.2	Camino libre medio	83
3.2.3	Parámetros de la simulación	83
RESULTADOS		86
4.1	Obtención del flujo de neutrones	88
4.2	Distribuciones longitudinales de partículas	90
4.3	Distribuciones longitudinales de energía	93
4.4	Multiplicidad y número de interacciones por intervalo de energía cinética	95
CONCLUSIONES		102
APÉNDICE I		106
INSTRUMENTACIÓN		106
I.1	Red mundial de Telescopios de Neutrones Solares	108
I.2	Telescopio de neutrones solares de Sierra Negra (TNS-SN)	109
I.2.1	Funcionamiento	110
I.2.2	Canales de deposición de energía	113
I.2.3	Corrección por efectos atmosféricos	115
I.3	FIB SEDA-AP	115
I.3.1	Estructura y funcionamiento	115
I.3.2	Eficiencia de detección	118
I.3.3	Razón de conteo y background	119
Referencias		121

Abstract

Solar neutrons (n_s) are produced in the solar atmosphere when a flare occurs. It is also possible to produce n_s at the bow shock of a Coronal Mass Ejection (CME). Since their trajectories are not perturbed by the interplanetary magnetic field (IMF), they can reach at 1 AU after their departure from the solar vicinity. The study of n_s provides us with key information regarding the acceleration mechanisms of ions at the solar atmosphere. Also, we can obtain information about the secondary cosmic rays (CR) interactions with the Earth atmosphere.

In this work, we studied the neutron (n) flux along the Earth's atmosphere. Simulations based on the CORSIKA and FLUKA codes were performed. We present the analysis for three flares (X17, M3.9, X1.3), observed by the Solar Neutron Telescope of Sierra Negra (SNT-SN) and the FIB scintillator of the Space Environment Data Acquisition-Attached Payload (FIB SEDA-AP) on board of the International Space Station (ISS). As Solar Cosmic Rays (SCR), n_s are able to produce particle shower events at Earth's atmosphere; we focused our analysis on the hadronic component to account for the secondary n into the total n flux.

Besides a primary spectrum, simulations require an observation level. We chose the SNT-SN for this purpose. By analyzing data from the SNT-SN counting rate, we calculated the initial flux for the X17 flare. In addition, we used the differential energy spectra obtained from FIB SEDA-AP to find the corresponding fluxes of the remaining flares (X1.3 and M3.9).

Our results show the importance of atmospheric attenuation of n for four incidence angles ($\theta_i = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$). Moreover, n triggered shower particles are produced. For the events studied in this work, n energy decreases at least one order of magnitude when n arrive at SNT-SN. Neutrons dominate the population of hadrons at 4580 m a.s.l. over a wide range of energies.

Finally, our results for the X17 are consistent with the observed increments on the counting rate of SNT-SN associated with such event, allowing us to estimate that 14-17% of the n_s total flux is able to reach at the observation level, thus, we confirmed the possibility of detecting n_s on surface after a flare.

Resumen

Los neutrones solares (n_s) se producen en reacciones nucleares en la atmósfera solar, cuando ocurre una fulguración. Su producción también puede estar asociada al frente de choque de una eyección de masa coronal (EMC). Ya que su trayectoria no es perturbada por los campos magnéticos del medio interplanetario, son capaces de escapar de la vecindad solar hasta llegar a 1 UA. El estudio de n_s nos aporta una gran cantidad de información acerca de los mecanismos de aceleración de iones en la atmósfera solar, así como información de los fenómenos relacionados con los rayos cósmicos secundarios producidos en la atmósfera terrestre.

En este trabajo, se estudió el flujo de n_s a través de la atmósfera terrestre con base en el código CORSIKA acoplado con FLUKA, para analizar tres fulguraciones (X17, M3.9, X1.3) observadas por el Telescopio de Neutrones Solares, instalado en la cima del volcán de Sierra Negra (TNS-SN) y por el Detector de Fibras de Centelleo del equipo Space Environment Data Acquisition-Attached Payload (FIB SEDA-AP), a bordo de la estación espacial internacional (ISS). Como parte de la radiación cósmica primaria de origen solar, los n_s son capaces de producir cascadas de partículas en la atmósfera terrestre; para estudiar tomar en cuenta el flujo de n secundarios, este estudio está enfocado a la componente hadrónica.

Además de un espectro primario, las simulaciones requieren un nivel de observación. Para este fin, seleccionamos el TNS-SN. Con base en el análisis de la razón de conteo del TNS-SN, se calculó el flujo inicial para la fulguración X17. Además, se utilizó el espectro diferencial de energía obtenido por FIB SEDA-AP para las demás fulguraciones (X1.3 y M3.9).

Nuestros resultados muestran la importancia de la atenuación atmosférica de los n para cuatro ángulos de incidencia ($\theta_i = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$). Además, se generaron cascadas de partículas iniciadas por n_s . Los resultados indican una disminución de hasta un orden de magnitud de la energía de los n_s una vez que el flujo llega al nivel TNS-SN. Los neutrones dominan la población de hadrones a 4580 m s.n.m. sobre un amplio rango de energías (E).

Finalmente, nuestros resultados son consistentes con los incrementos observados en la razón de conteo del TNS-SN, asociados a la X17. Con base en ello estimamos que un 14-17% del flujo total de n_s es capaz de llegar al nivel de observación. De esta forma, nuestras simulaciones confirman la posibilidad de detectar n_s en superficie después de una fulguración.

Introducción

Los n_s son producidos en eventos transitorios en el Sol, tales como las EMC y las fulguraciones. Existen modelos que proponen que las reacciones nucleares que producen n_s pueden ocurrir gracias a la colisión de partículas cargadas, aceleradas en las estructuras magnéticas del frente de choque de una EMC, [1]. Ya que no es posible conocer con exactitud cuándo ocurrirá un evento de n_s , el Sol puede considerarse una fuente no continua de partículas energéticas ($E \geq \text{MeV}$). Durante la década de 1940, este aspecto pudo ser determinado con base en estudios enfocados a la comprensión del papel modulador del Sol en el flujo de rayos cósmicos galácticos, así como en el estudio de la influencia del campo geomagnético en la detección de rayos cósmicos en la superficie terrestre y los análisis de algunas fulguraciones ocurridas en 1942, 1946 y 1949. El mecanismo de producción de partículas de alta E durante una fulguración, incluye la existencia de reacciones nucleares en la atmósfera (distintas a las que ocurren en el núcleo), con la capacidad de modificar localmente la composición química e isotópica. Como resultado de las reacciones, se predijo la producción de rayos gamma, electrones y n . Estos últimos, fueron descubiertos en las fulguraciones de junio de 1980 y junio de 1982, [2]. A partir de entonces, su estudio ha sido objeto de interés en el área de la física espacial; por ejemplo, instituciones como la Universidad de Nagoya en Japón y el grupo de Rayos Cósmicos del Instituto de Geofísica de la UNAM, están a cargo de proyectos orientados a la observación de fulguraciones y detección de n_s , tal es el caso de la Red Mundial de Telescopios de Neutrones Solares y el SEDA-AP de la ISS (ver apéndice I).

El evento de categoría X17 del 07-09-05 es uno de los eventos detectados por un TNS con mayor relevancia, debido a que los n_s emitidos lograron ser detectados a nivel de superficie con E relativistas, mostrando la capacidad del Sol para acelerar partículas, [3, 4]. De manera similar, el 07-09-17, más de una fulguración pudo ser detectada a la altura de la Tierra. Dos de ellas, de clase M3.9 y X1.3, emitieron n_s que viajaron hasta 1 UA.

Es importante notar que la producción de n_s está determinada tanto por el contenido y espectro de E de iones y electrones acelerados durante la fulguración, como por el contenido químico e isotópico, temperatura, y distribución vertical de densidad en la región de la atmósfera donde ocurren las reacciones nucleares. El mecanismo de producción más aceptado es la colisión de partículas cargadas aceleradas durante la reconexión de las líneas de campo magnético en la región de la fulguración. Una vez producidos, los n_s pueden ser capturados por H^1 , formando un H^2 acompañado de la emisión de un rayo gamma con una E de 2.223 MeV. Los n que logran propagarse fuera de la vecindad del Sol tienen un tiempo de vida media de aproximadamente 15 minutos, transcurrido este tiempo, decaen en un protón, un electrón y un antineutrino, por lo que cuentan con una probabilidad de supervivencia definida en función de su E cinética. Los n más energéticos pueden viajar hasta la órbita de la Tierra e

interaccionar con su atmósfera, donde son dispersados o parcialmente absorbidos; además, sufren un efecto de refracción, el cual modifica su interacción con el material atmosférico en función de su ángulo de incidencia (θ_i). Así mismo, la atenuación atmosférica representa el fenómeno dominante en la disminución del flujo de n . De esta forma, los n_s son atenuados durante su propagación a través de la atmósfera terrestre, o pueden colisionar con núcleos atmosféricos produciendo cascadas de partículas. Las cascadas de partículas poseen tres componentes: electromagnética, muónica y hadrónica. Para alturas de alta montaña (>3000 m s.n.m.) la componente hadrónica de las cascadas está dominada por n secundarios.

El transporte y disipación de E de la componente hadrónica de la cascada pueden ser simulados utilizando herramientas como CORSIKA, un código especializado que permite obtener parámetros intrínsecos, como la multiplicidad y las distribuciones longitudinales de partículas y de energía de cada evento simulado. Acoplando un modelo de interacción a altas E (QGSJET) y uno para bajas E (FLUKA), las interacciones de los n_s pueden ser simuladas adecuadamente (ver capítulo 3). Las condiciones atmosféricas pueden integrarse a la simulación mediante la incorporación de un modelo de atmósfera estándar específica para una región y fecha determinada.

Actualmente se cuenta con acceso a datos de diferentes instrumentos, tales como el Telescopio de Neutrones Solares del grupo de Rayos Cósmicos del Instituto de Geofísica de la UNAM, los cuales, pueden ser empleados para comparar los resultados de las simulaciones con los registros correspondientes. De manera similar, agencias espaciales como la JAXA, cuentan con dispositivos a bordo de satélites que permiten realizar mediciones del flujo de n_s por encima de la atmósfera terrestre; este es el caso de FIB SEDA-AP.

En este trabajo, se desarrolló un estudio del paso de los n_s a través de la atmósfera de la Tierra con base en simulaciones de su propagación y de las cascadas de partículas que generan. Los resultados de las simulaciones se compararon con el registro real de los instrumentos mencionados.

En el Capítulo 1, se da una descripción de la estructura y fenómenos físicos relacionados con el Sol, haciendo énfasis en las fulguraciones solares, su mecanismo de origen, clasificación y emisiones; posteriormente, se explica detalladamente el proceso de producción de n_s . Se desarrolla explícitamente el tema de las reacciones nucleares que producen n y los procesos físicos involucrados en su propagación a través del medio interplanetario.

En el capítulo 2, se aborda el tema de la atmósfera terrestre, dando una descripción de su estructura y de la dinámica de sus propiedades físicas. Posteriormente, se analiza el fenómeno de las cascadas de partículas, tras una revisión general, el análisis se concentra a las interacciones específicas de los neutrones de la componente hadrónica y su relación con la atenuación atmosférica del flujo en función de las secciones eficaces de distintos procesos dispersivos.

En el capítulo 3, se justifica el uso de las herramientas de simulación seleccionadas. Se incluye el principio de funcionamiento de CORSIKA, QGSJET y FLUKA. Además, se presenta el perfil atmosférico y se discuten los parámetros necesarios para iniciar las simulaciones.

En el capítulo 4, se presentan los resultados en este trabajo, donde los parámetros obtenidos en cada simulación son: la distribución longitudinal de partículas (DL), la distribución longitudinal de E (DLE), el número de interacciones por intervalo de E cinética, y la multiplicidad. Se analiza la influencia de la atenuación atmosférica en la propagación de los n y se compara el desarrollo longitudinal de cada evento utilizando diferentes θ_i . Así mismo, se efectúa el cálculo del flujo primario para la fulguración X17. Con base en los parámetros de la simulación, se discute la posibilidad de detectar n_s a nivel de superficie argumentando la existencia de dos poblaciones de n en el nivel de observación y comparando los resultados con registros reales de TNS-SN y FIB SEDA-AP. Finalmente, se comentan las conclusiones de este trabajo.

En el apéndice I, se efectúa una descripción de los instrumentos involucrados en este trabajo, cuyos datos de fulguraciones reales fueron empleados para la evaluación de las simulaciones. Para cada uno de los detectores, se incluye su principio de operación, así como características físicas y técnicas relevantes para la deconvolución del flujo primario presentada en la sección de resultados.

CAPÍTULO 1

NEUTRONES

SOLARES

INTRODUCCIÓN

Las fulguraciones son eventos solares que pueden dar lugar a la producción y aceleración de partículas, o bien, rayos cósmicos (RC) solares, cuyas interacciones, tanto en la atmósfera solar como en el medio interplanetario, definen su propagación hasta alcanzar la órbita terrestre. La interacción de los campos electromagnéticos con las partículas cargadas desencadena una gran variedad de fenómenos que se explican con base en la teoría magnetohidrodinámica, tales como los movimientos de deriva, ionización y recombinación del plasma. Considerando partículas neutras, su trayectoria no se ve afectada por la presencia de los intensos y dinámicos campos magnéticos (**B**) de la superficie solar ni por el **B** interplanetario. Este es el caso de los n_s , su estudio proporciona una gran cantidad de información sobre los mecanismos de aceleración de iones en la atmósfera solar.

Los n_s deben ser relativistas para poder viajar hasta 1 UA antes de decaer en un protón, un electrón y un antineutrino. En este capítulo, se explica en detalle el proceso de producción de n_s , y las interacciones en las que participan antes de viajar hasta la Tierra.

1.1 Estructura del Sol

Girando con un periodo de $\sim 250 \times 10^6$ años en el brazo de Orión de la Vía Láctea, el Sol posee características físicas promedio (tabla 1.1) en comparación con las otras $\sim 15 \times 10^{10}$ estrellas que conforman la galaxia. Domina sobre su propio sistema planetario (sistema solar), ya que contribuye el 99.9% de la masa total, la cual, está compuesta de H (92.1%), He (7.8%) y un 0.1% de elementos más pesados (tabla 1.2).

Volumen	$1.412 \times 10^{27} \text{ m}^3$ (1.3×10^6 Tierras)
Luminosidad	$3.854 \times 10^{26} \text{ W}$
Masa	$1.989 \times 10^{30} \text{ kg}$ (332946 masas terrestres)
Radio	$6.955 \times 10^8 \text{ m}$ (109 radios terrestres)
Distancia media de la Tierra al Sol	$1.4959787 \times 10^{11} \text{ m}$
Temperatura en la fotosfera	5780 K
Temperatura en la corona	$2\text{-}3 \times 10^6 \text{ K}$
Temperatura en el núcleo	$15.6 \times 10^6 \text{ K}$
Densidad media	1409 kg m^{-3}
Densidad en el núcleo	151300 kg m^{-3}
Presión en el núcleo	$2.334 \times 10^6 \text{ Pa}$
Presión en la fotosfera	10 Pa
Constante solar	1361 W m^{-2}
Edad	4.55×10^9 años

Tabla 1.1. Parámetros físicos del Sol. Tomada de [5].

Elemento	Porcentaje en volumen
H	92.1
He	7.8
C	0.043
N	0.0088
O	0.078
Ne	0.0035
Mg	0.0038
Si	0.0045
S	0.015
Fe	0.0030

Tabla 1.2. Principales elementos que componen al Sol. Tomada de [5].

El Sol es el cuerpo estelar más próximo a la Tierra (una unidad astronómica: $1 \text{ UA} \sim 150 \times 10^6$ km en promedio, 152106000 km como máxima distancia y 14310300 km como mínima). Se desplaza con una inclinación axial de 7.25° respecto al plano de la eclíptica, describiendo un movimiento rotacional en dirección de oeste a este. Al estar en estado de plasma¹, su rotación es diferencial, lo que significa que la velocidad angular de sus zonas polares (36 días terrestres) es menor que la de las regiones cercanas al ecuador (25 días terrestres). Así mismo, posee una estructura radial en la que el equilibrio hidrostático (ver ecuación 2.4) y las presiones asociadas al plasma, de manera conjunta con el **B** solar, dan lugar a una estratificación del interior y atmósfera solares.

1.1.1 Interior solar

La estructura interna del Sol se modela siguiendo un modelo estelar de capas (figura 1.1), en la que un núcleo es la fuente principal de E, seguido de una zona radiativa y una zona convectiva. Los gradientes de presión y de densidad en el interior solar determinan el mecanismo que domina la transferencia de E, así como su régimen de rotación. A su vez, estos factores determinan la configuración e intensidad del **B** global del plasma solar.

¹ Gas completamente ionizado que posee el mismo número de iones y electrones (cuasineutralidad), cuyo comportamiento dinámico puede ser descrito por interacciones electromagnéticas a distancia.

1.1.1.1 Núcleo

Aproximadamente la mitad de la masa del Sol está contenida en apenas el 2% del volumen que ocupa el núcleo en su interior, el cual está compuesto principalmente por H (49%), He (49%) y otros elementos en menor proporción (2%). En esta zona de condiciones extremas (ver tabla 1.1) se producen las reacciones nucleares exotérmicas responsables de la generación de la E del Sol (ver 1.2 Generación de energía en el Sol). Estas reacciones son la cadena protón-protón o $p^+ - p^+$ (~99% del total) y el ciclo CNO (<1% del total), [6, 7].

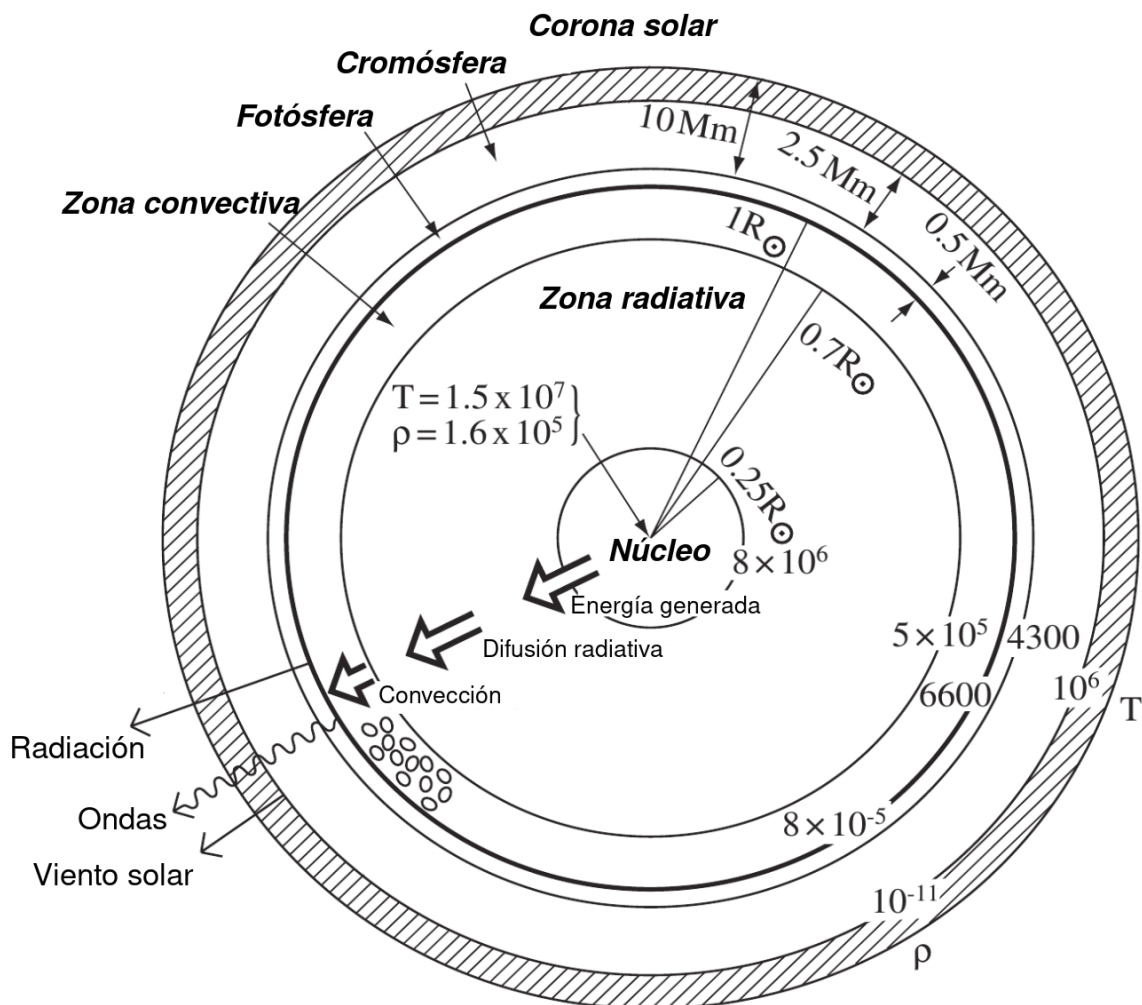


Figura 1.1. Estructura del interior y atmósfera solares, el esquema no muestra la escala real del Sol. Tomada de [8].

1.1.1.2 Zona radiativa

Aproximadamente dos terceras partes del interior solar (~66%) corresponden a la zona radiativa, la cual rodea al núcleo entre 0.25-0.7 radios solares (R_{\odot}). La E generada en el núcleo se transfiere con mayor eficiencia por radiación; sin embargo, debido a la densidad, los fotones tienen un camino libre medio altamente reducido², por lo que son sometidos a una gran cantidad de colisiones con el medio, siendo absorbidos y reemitidos con una E menor; de este modo, su longitud de onda incrementa de manera continua, encontrándose normalmente en el rango visible cuando logran escapar de la zona radiativa. En esta región, el gradiente de temperatura es mayor al gradiente adiabático, por lo que el proceso de convección térmica no puede producirse. El régimen de rotación en esta zona es aproximado como el de un sólido rígido

1.1.1.3 Tacoclina

En esta capa se ocurre la transición desde una rotación de sólido rígido (en la zona radiativa) hacia una rotación diferencial (en la zona convectiva). Tanto la temperatura como la presión disminuyen, lo que permite que los electrones sean atrapados para formar hidrógeno parcialmente ionizado, de esta forma, se incrementa la opacidad de la región. Debido al incremento de opacidad, se producen inhomogeneidades en el transporte de E asociadas a turbulencias del plasma en función de la proximidad con la zona convectiva, donde la rotación se vuelve diferencial y es función de la latitud (figura 1.2).

² El tiempo que le toma escapar a un fotón desde la zona radiativa puede ser del orden de 50×10^6 años.

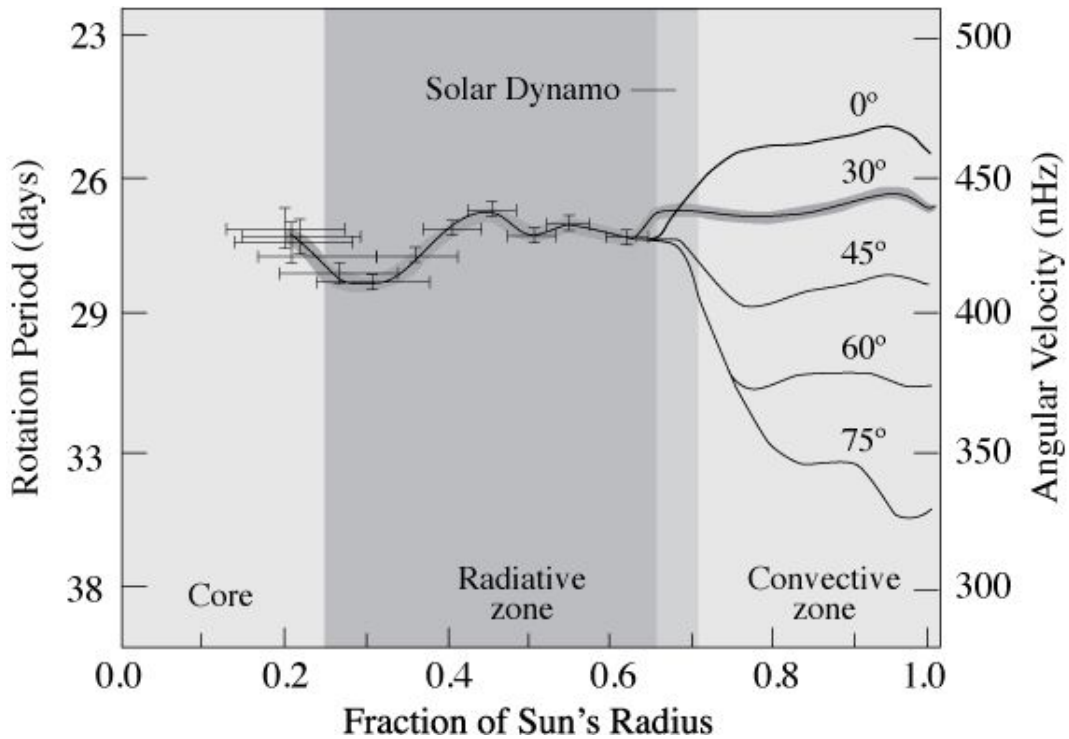


Figura 1.2. Rotación interna del Sol. Se muestra el cambio de régimen de rotación al llegar a la zona de convección ($\sim 0.7 R_{\odot}$). Tomada de [9].

1.1.1.4 Zona convectiva

Ocupa una porción menor (32%) del volumen total del interior solar y representa apenas un 2% de su masa, localizada entre $0.7-1 R_{\odot}$. En esta región, el mecanismo dominante de transferencia de E es la convección. El gradiente de temperatura entre la parte baja y la parte alta provocan la formación de celdas convectivas, en las que el plasma de las regiones inferiores se expande y asciende al encontrarse a mayor temperatura, disminuyendo su densidad. Una vez que alcanza la región más alta, su temperatura disminuye, por lo cual sufre una compresión, incrementando su densidad y desciende para repetir el proceso. La parte superior de las celdas convectivas puede apreciarse en la superficie solar en forma de gránulos (de hasta 10^3 km de diámetro); el centro del gránulo se ve más brillante (material caliente en ascenso) que la orilla (material frío en descenso), debido a las diferencias de temperatura. Las celdas convectivas más grandes aparecen como conjuntos de celdas pequeñas con una frontera común, [10]. A este fenómeno se le conoce como granulación solar. La escala de longitud típica de los gránulos es de $\sim 0.5-2 \times 10^6$ m, [11].

Por su parte, la súper granulación es un fenómeno descubierto con base en mediciones de efecto Doppler sobre la superficie solar (figura 1.3). Consiste en un flujo horizontal de celdas con una escala de $30-35 \times 10^6$ m, [12].

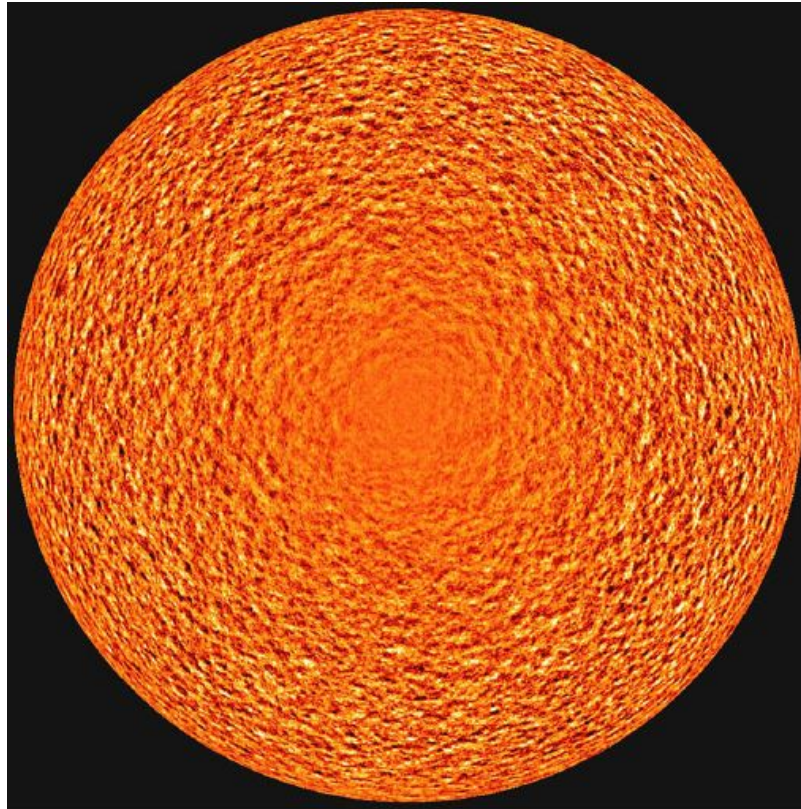


Figura 1.3. Patrón de super granulación obtenido por SoHO. Tomada de [11].

La circulación vertical del material solar hacia la fotosfera lleva consigo partículas cargadas, lo cual implica generación de corrientes eléctricas que dan lugar a **B** intensos que participan en la formación de manchas solares (ver abajo).

La atmósfera solar se extiende desde la zona convectiva, permeando el sistema solar hasta el final de la heliosfera, donde el plasma solar domina sobre el plasma interestelar. En esta zona, la **E** vuelve a liberarse por radiación y se reconocen tres capas bien diferenciadas: la fotosfera, la cromosfera y la corona. Entre las dos últimas se encuentra una región de transición. La extensión del plasma de la atmósfera solar hacia el medio interplanetario se conoce como viento solar.

1.1.2 Atmósfera solar

1.1.2.1 Fotosfera

Es la capa más baja de la atmósfera, se extiende hacia afuera desde la superficie del Sol , con un espesor de $\sim 300\text{-}500$ km ($0.04 R_{\odot}$). Prácticamente todas sus emisiones se encuentran en

longitudes de onda pertenecientes al intervalo del visible del espectro electromagnético, por lo que representa la superficie del disco solar observable a simple vista. Presenta un máximo en la región amarilla del visible, indicando que se encuentra a una temperatura promedio de ~ 5780 K.

En la fotosfera se encuentran las manchas solares, estructuras magnéticas originadas por la aparición de las celdas convectivas en la superficie solar. En estas zonas, la intensidad del **B** local ($1-4 \times 10^3$ G) impide la convección eficiente del plasma de los gránulos hacia la superficie solar, en otras palabras, el **B** domina localmente sobre la difusión del plasma, por lo que la transferencia de E por convección pierde eficiencia, esto disminuye la temperatura de la región circundante (3000-4500 K) y la diferencia de luminosidad resultante se manifiesta en el disco solar como una mancha oscura de extensión variable (10^3-10^5 km). La región más oscura de una mancha solar se denomina umbra, la cual está rodeada por un conjunto radial de filamentos de mayor luminosidad, conocida como penumbra. En promedio, el radio de la penumbra es ~ 2.5 veces mayor al radio de la umbra (figura 1.4). Cuando una mancha solar no posee penumbra, adquiere el nombre de poro, cuya extensión promedio es de $\sim 10^3$ km en casos aislados. Las manchas solares aparecen en grupos, típicamente en pares de manchas de polaridad magnética opuesta, [10, 13].

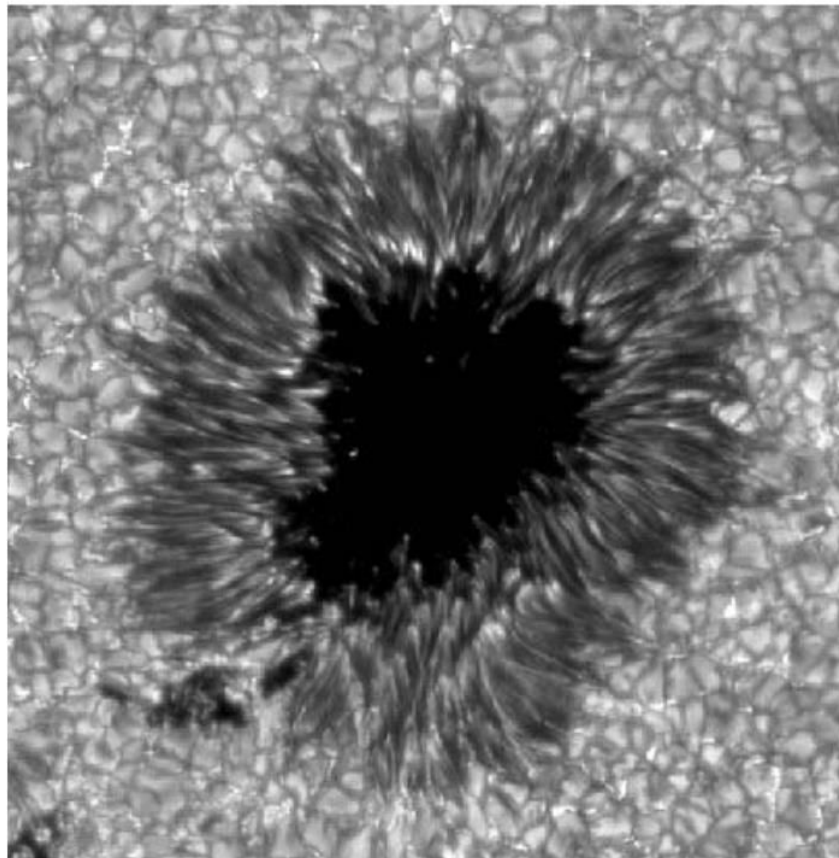


Figura 1.4. Observación de una mancha solar en la línea de emisión de 4306 \AA . Se pueden apreciar la umbra, penumbra, y la granulación. Tomada de [13].

Con base en la observación del número y latitud de las manchas solares en función del tiempo, ha sido posible identificar ciclos en la actividad del Sol, los cuales surgen como consecuencia de la rotación diferencial de la atmósfera solar a través del mecanismo del dínamo α - ω (figura 1.5). Ya que el plasma que se encuentra en latitudes ecuatoriales rota más rápido que el que está cerca de los polos, se modifica la estructura del **B** dipolar, estirando las líneas de **B** en las latitudes bajas y dejándolas casi intactas en latitudes altas; de esta forma, una configuración de **B** poloidal cambia a una configuración toroidal (efecto ω). Esto ocurre con una periodicidad de ~ 5.5 años; durante el inicio del ciclo, la estructura magnética es básicamente dipolar, mientras que en el máximo de actividad, la estructura es toroidal; en este periodo, se forman cinturones o toroides de intensa actividad magnética en latitudes bajas. Después, el **B** global alcanza un estado de mínima E y regresa a su forma dipolar. El retorno de **B** toroidal a poloidal es más complejo y se involucran varios procesos físicos, como la convección y las fuerzas de flotación y de Coriolis. Estos efectos deforman la dirección de las líneas de **B**, de tal forma que vuelven a su configuración dipolar, esta vez con una polaridad inversa. La inversión del **B** poloidal ocurre aproximadamente cada 11 años, [10]. El incremento de actividad alcanza un pico dentro de los primeros 3-5 años, descendiendo hacia el mínimo de actividad durante los siguientes 6-8 años, [14]. En las primeras etapas del ciclo, las manchas solares aparecen en latitudes de $\sim 30^\circ$, conforme el ciclo avanza, el avistamiento de las manchas se aproxima al ecuador, llegando a $\sim 10^\circ$ en el máximo solar.

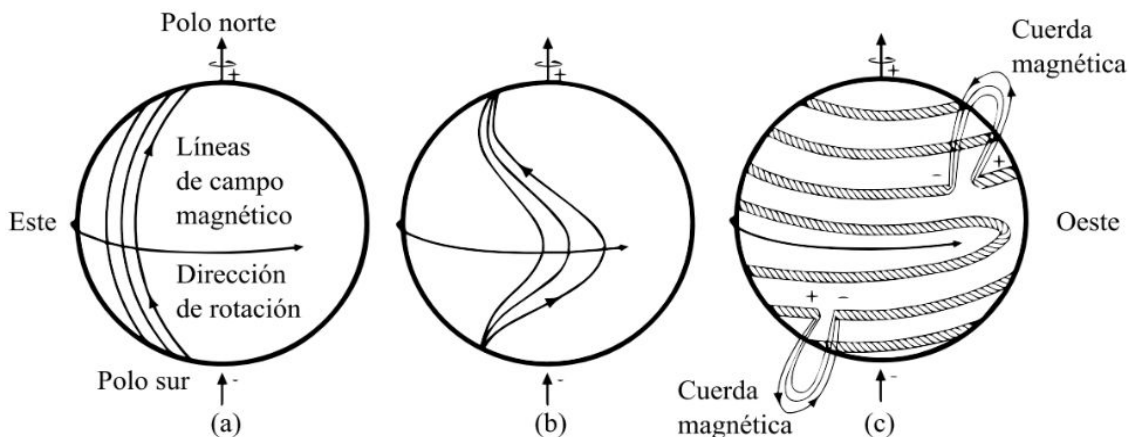


Figura 1.5. Esquema de configuración de **B** poloidal al inicio del ciclo (a), se muestran las deformaciones debido al efecto ω (b) y la configuración toroidal durante el máximo debida al efecto α (c). Tomada de [10].

La periodicidad de los ciclos solares puede apreciarse en un diagrama de mariposa (figura 1.6), en el cual se muestra el registro temporal de las manchas solares. Como se mencionó, las manchas solares se observan contenidas dentro de dos bandas de latitudes ecuatoriales, [10, 15, 16]. Durante la fase descendente de cada ciclo ocurre una pequeña cantidad de

avistamientos; conforme la actividad solar incrementa, el número de manchas es mayor y se presenta en latitudes superiores (ciclo de ~ 5.5 años), el proceso inverso ocurre durante la fase ascendente (ciclo de ~ 11 años). Así mismo, el diagrama de mariposa permite reconocer la inversión de polaridad magnética tanto de las manchas como del medio circundante (ciclo de ~ 22 años) asociados al regreso a la configuración magnética inicial (figura 1.7). De forma similar, se aprecian las diferencias en intensidad de \mathbf{B} entre las manchas y el plasma del disco solar.

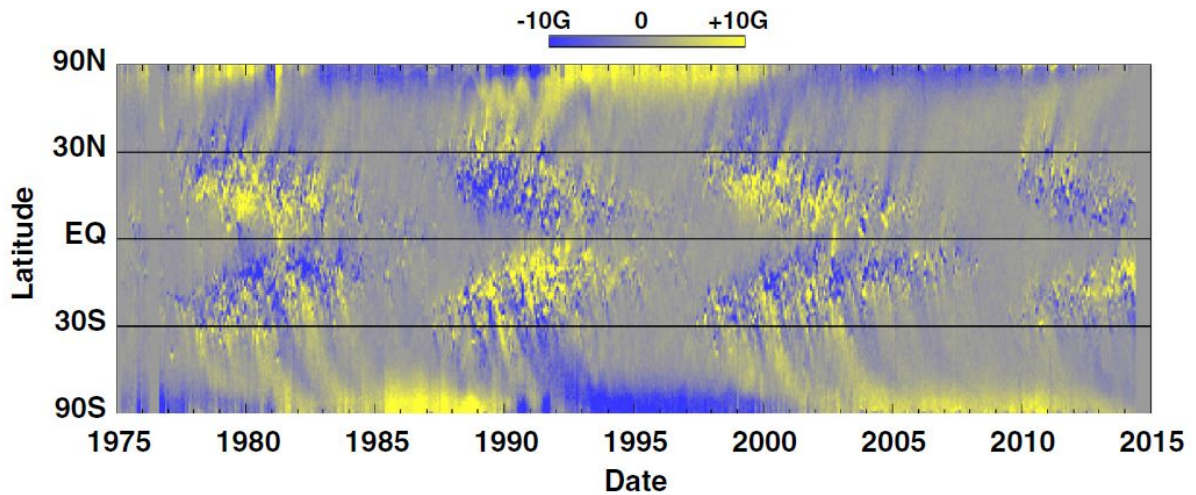


Figura 1.6. Magnetograma de la componente radial del \mathbf{B} en la superficie solar. Se observa el número y latitud de manchas solares en función del tiempo. El código de color muestra la intensidad y la polaridad del campo en cada región. Se observan los máximos y mínimos de actividad (ciclo de ~ 5.5 años), la inversión del \mathbf{B} poloidal (ciclo de ~ 11 años) y el regreso a su polaridad inicial (ciclo de ~ 22 años). Tomada de [15].

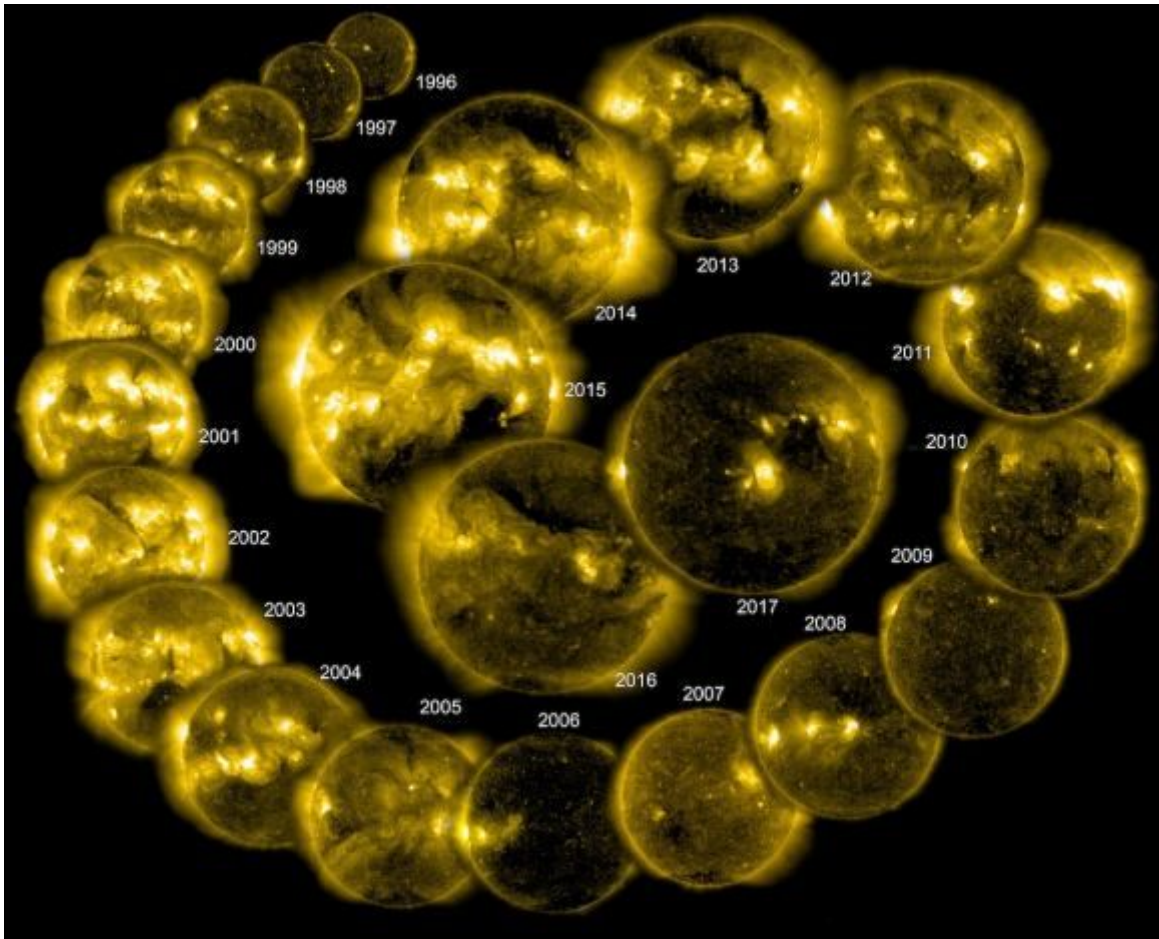


Figura 1.7. Ciclo de actividad solar de 22 años. Las imágenes fueron tomadas en ultravioleta extremo (EUV) por el satélite SoHO. Tomada de [17].

1.1.2.2 Cromosfera

El término cromosfera proviene de los vocablos del griego antiguo “χρῶμα” (chrōma) y “σφαῖρα” (sphaîra), cuya traducción literal “esfera de color” hace referencia al borde de tonalidad rojiza que puede apreciarse alrededor del limbo lunar durante un eclipse solar. Este color proviene de la radiación emitida por el H en transición desde el nivel de E atómico $n_{\text{Atom}} = 3$ al $n_{\text{Atom}} = 2$, cuya longitud de onda de ~ 656 nm pertenece a la línea espectral del H α . De esta forma, la cromosfera es la capa de la atmósfera solar donde se origina radiación con esta longitud de onda, [18]. Existen otras emisiones que pertenecen al rango visible y ultravioleta (UV)³, entre ellas se encuentran las líneas del Ca K (393.4 nm) y Ca H (396.8 nm), producidas por el CaII ionizado, también las líneas espectrales de Na I, K I y Si I (152 nm), etc. Con base en esta información es posible estimar que la temperatura cromosférica es de ~ 4000 K en la

³ El estudio de las capas cromosféricas superiores requiere de instrumentación a bordo de satélites fuera de la Tierra debido a que su emisión es predominantemente en UV, la cual se absorbe por la atmósfera terrestre, impidiendo su observación con instrumentos a nivel de superficie.

parte inferior (~ 500 km), ~ 8000 K en la parte superior (~ 2000 km) y puede elevarse hasta los 2×10^4 K. Con ayuda de un espectroheliógrafo, es posible analizar fenómenos como las espículas, las prominencias, los filamentos oscuros, playas alrededor de manchas solares y el movimiento de masas posterior a una fulguración. México cuenta con instrumentos orientados a la observación de la atmósfera solar, tal es el caso del telescopio Solarmax de 90 mm, perteneciente al Laboratorio de Ciencias Geoespaciales (LACIGE) de la Escuela Nacional de Estudios Superiores (ENES), unidad Morelia de la UNAM. El Solarmax utiliza un filtro centrado en la línea de emisión $H\alpha$ que permite la identificación de las estructuras cromosféricas mencionadas (figura 1.8).

La cromosfera es una región irregular situada por encima de la fotosfera, donde se rompe el equilibrio radiativo y el H es predominantemente neutro (condición necesaria para distinguir la cromosfera de la corona). Dentro de esta capa ocurren transiciones importantes, una de ellas es el cambio de régimen del plasma, que pasa de encontrarse completamente ionizado a estar parcialmente ionizado; además, se pierde el equilibrio en la transferencia radiativa. La presión y la densidad disminuyen verticalmente más rápido que el B ; esto favorece su proliferación, permitiéndole permear prácticamente todo el medio y a dominar la dinámica del plasma en las capas cromosféricas superiores, [18]. De esta forma, la radiación domina la transferencia de E en las capas superiores de la cromosfera. La generación y transporte de radiación son dependientes de la emisividad y opacidad del medio, a su vez estos dependen de las densidades poblacionales en los niveles de E atómicos involucrados en las transiciones radiativas. Con la disminución vertical de la densidad cromosférica ($\sim 2 \times 10^{-4}$ kg/m³ en capas inferiores y $\sim 1.6 \times 10^{-11}$ kg/m³ en capas superiores, [19]) las tasas de colisión son insuficientes para asegurar el acoplamiento entre iones y neutros, [18].



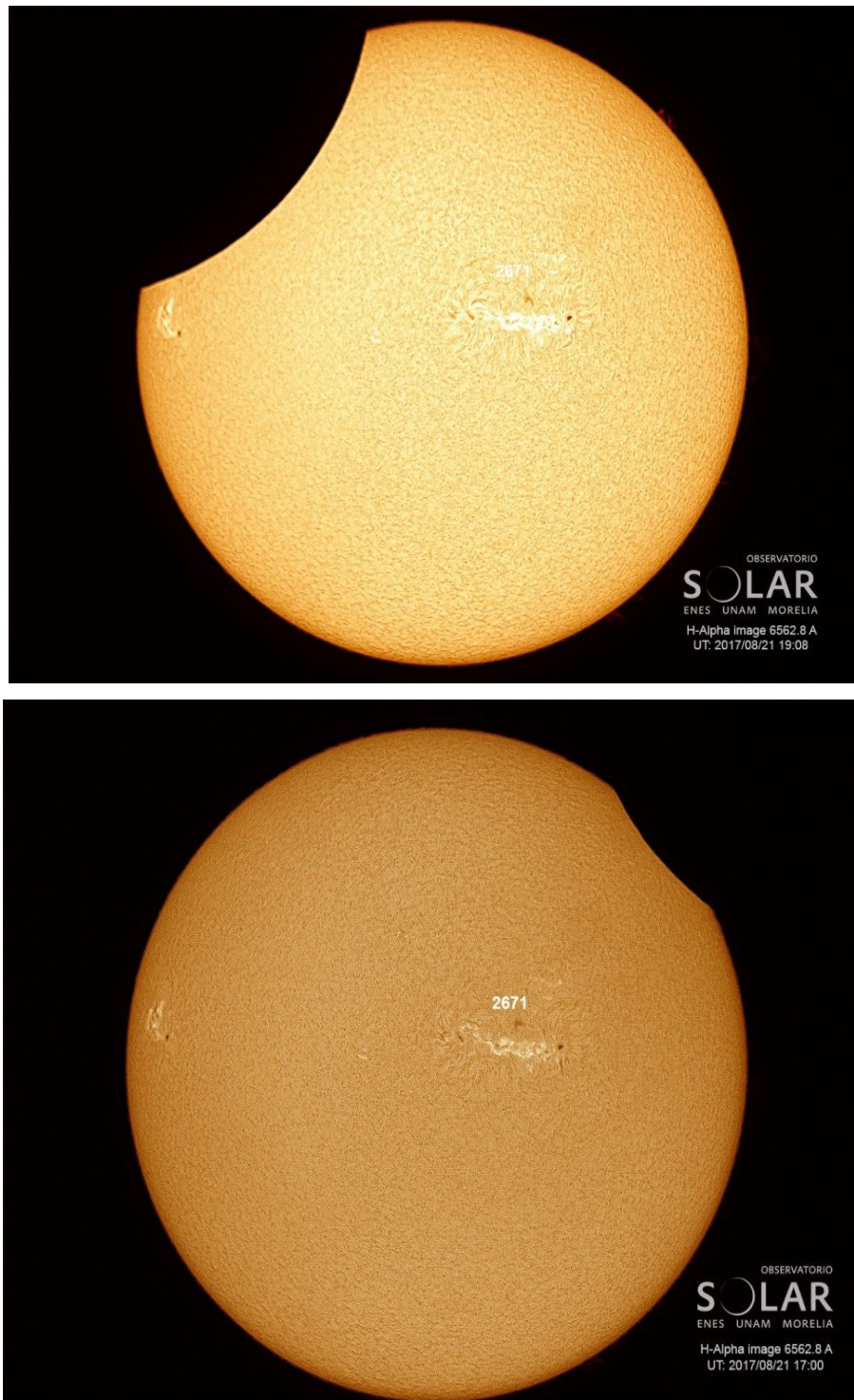


Figura 1.8. Secuencia de imágenes de la cromosfera solar durante el tránsito de la Luna en un eclipse solar obtenidas con el Solarmax del LACIGE en la ENES, unidad Morelia de la UNAM. Se observan algunos fenómenos en $H\alpha$, playas y los filamentos oscuros (en el disco solar).

Las espículas son estructuras cilíndricas (~ 700 km de diámetro y 15×10^4 km de altura) transitorias (5-15 min) de gas cromosférico, que ascienden y descienden a una velocidad de ~ 20 km/s.

1.1.2.3 Región de transición

La región de transición es una interfase situada entre la cromosfera y la corona. Se modela como una capa delgada (del orden de 10^2 km), [20, 21]; reconocida principalmente por las firmas de temperatura asociadas a los fenómenos físicos que ocurren en ella, por lo que en ocasiones no se considera como una capa geométrica, [22].

A través de ella, la E que calienta la cromosfera es transportada hacia la corona. De esta forma, la temperatura de la atmósfera solar se eleva desde $\sim 2 \times 10^4$ K, en la cromosfera superior, hasta 10^6 K en la corona; estos valores se determinan con base en la emisión en UV lejano (FUV) de los iones C IV, O IV y Si IV, [22].

Las observaciones de la región de transición fueron posibles gracias a la llegada de la era espacial, específicamente con las misiones Solar Maximum Mission (SMM), Solar and Heliospheric Observatory (SoHO) y Transition Region and Coronal Explorer (TRACE). Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation (SUMER, a bordo de SOHO) es uno de los instrumentos que han permitido el estudio de las propiedades físicas de la región de transición (figura 1.9). Entre sus aportaciones se encuentra el espectro de longitudes de onda de 500-1610 Å, con el cual fue posible identificar diversos tipos de estructuras a pequeña escala, las cuales son objeto de estudio actualmente. Algunos ejemplos son los estallidos de rayos UV, jets, y otros eventos explosivos [23], los cuales son indicadores de la complejidad de los fenómenos que rigen la dinámica de la región de transición, cuyo estudio es fundamental para la comprensión del problema del calentamiento coronal.

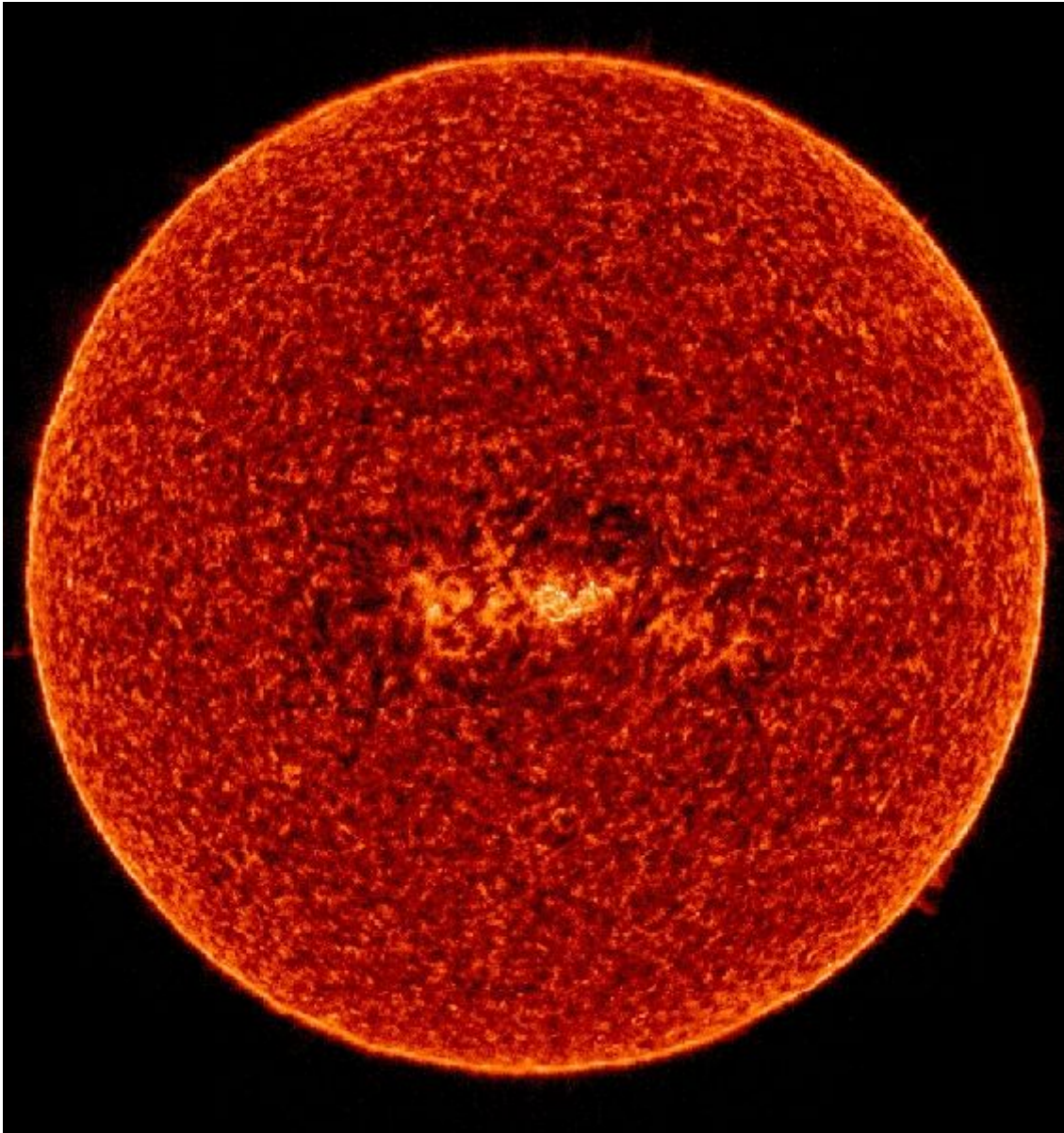


Figura 1.9. Región de transición en la línea de emisión del S VI observada por SUMER. Tomada de [24].

1.1.2.4 Corona

Considerada como la última frontera del Sol, la corona es la capa más externa de la atmósfera solar. Está compuesta de plasma ionizado, confinado por estructuras tipo arcada y por configuraciones cerradas de \mathbf{B} , [25]. Una parte de este plasma se expande hacia el medio interplanetario en un flujo supermagnetosónico que puede observarse como un halo blanco durante un eclipse (figura 1.10) llamado viento solar, el cual se extiende hasta el fin de la heliosfera (~ 150 UA).

Durante un eclipse, la emisión de radiación es un espectro continuo, resultado de la dispersión de fotones por parte de iones y electrones (e^-) libres con líneas de emisión

superpuestas. De esta forma, existen tres componentes principales de la radiación coronal. La corona K es dominante hasta una distancia de $2 R_{\odot}$, consiste en fotones fotosféricos dispersados por e^{-} coronales. La dispersión de fotones por polvo constituye la corona F. La corona E es resultado de la emisión de átomos fuertemente ionizados (por ejemplo, iones de Fe que ha perdido 13 e^{-} de los 26 que poseen en estado neutro), principalmente por UV y rayos X (RX); con base en ello, se ha podido determinar una temperatura coronal de $\sim 2 \times 10^6$ K. Los procesos físicos responsables de este calentamiento y de la aceleración del viento solar aún se encuentran en estudio.

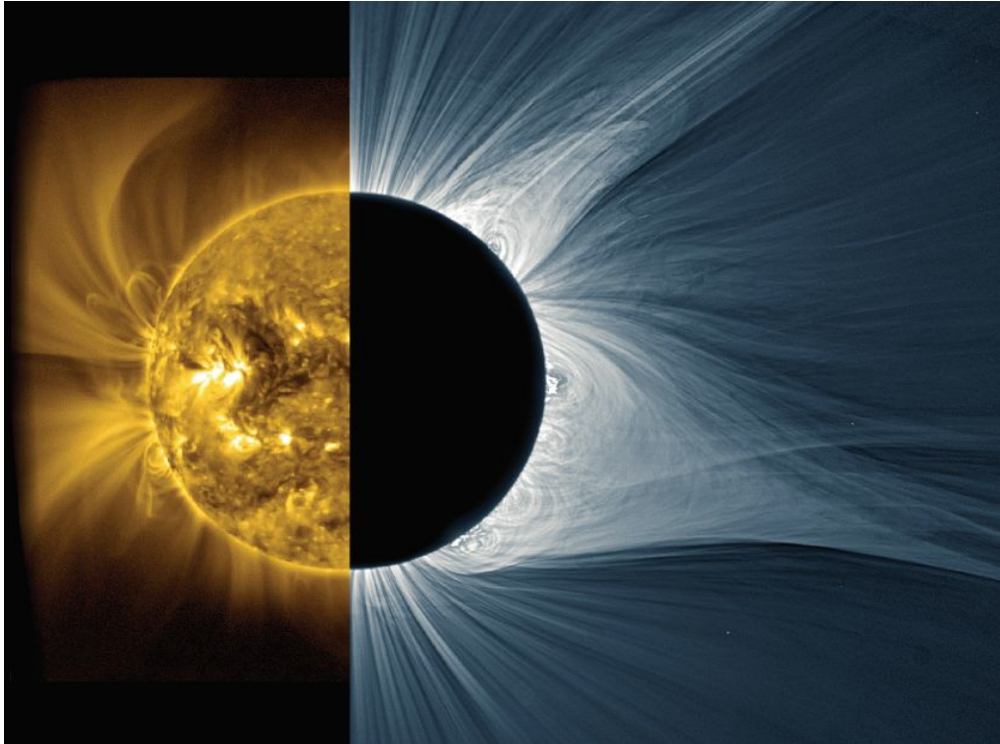


Figura 1.10. Corona solar en EUV (banda de 17.1 nm), obtenida por el telescopio Sun Watcher using Active-pixel-system detector and image Processing (SWAP) a bordo de PROBA2 el 25 de julio de 2014 (izquierda). Luz dispersada en el rango del visible durante el eclipse total del 21 de agosto de 2017 (derecha). Tomada de [25].

Las observaciones satelitales han permitido conocer la variación de las emisiones coronales a lo largo del ciclo solar [26], así como densas regiones brillantes con alta actividad magnética y configuración bipolar, conocidas como regiones activas; en ellas las líneas de \mathbf{B} se mantienen cerradas.

Por otra parte, los hoyos coronales son regiones de plasma menos brillantes, con menor densidad y flujo magnético. En estas zonas, las líneas de \mathbf{B} se abren hacia el medio interplanetario, por lo que permiten el escape del plasma coronal formando lo que se conoce como viento solar rápido. Cuando el Sol se encuentra en un periodo de actividad baja, los hoyos coronales se encuentran en latitudes polares. Por el contrario, si el Sol se encuentra en un periodo de alta actividad, los hoyos coronales pueden cubrir todas las latitudes; sin

embargo, sólo pueden mantenerse durante algunas rotaciones solares antes de cambiar a una configuración magnética distinta.

1.1.2.5 Viento solar

Esta corriente de plasma es el resultado del calentamiento de la corona, ya que ésta es evaporada cuando se rompe el equilibrio hidrostático. A través del viento solar, se libera la E almacenada en la corona⁴. La pérdida de materia ($1/10^9 M_{\odot}$) es compensada por el ascenso de plasma desde la cromosfera.

El viento solar posee dos componentes, el viento solar lento (~ 300 km/s) y el viento solar rápido (~ 800 km/s), este último escapa a través de los hoyos coronales. A la altura de la Tierra, su velocidad es de ~ 400 km/s y tiene una densidad de ~ 10 partículas/cm³.

Dada la variación latitudinal de los hoyos coronales a lo largo del ciclo de actividad, la distribución espacial del viento solar también presenta variaciones temporales; de esta forma, cerca del mínimo de actividad, el viento solar rápido escapa únicamente a través de los polos del Sol, mientras que su liberación cerca del máximo ocurre en prácticamente todas las latitudes y con un amplio intervalo de velocidades (figura 1.11).

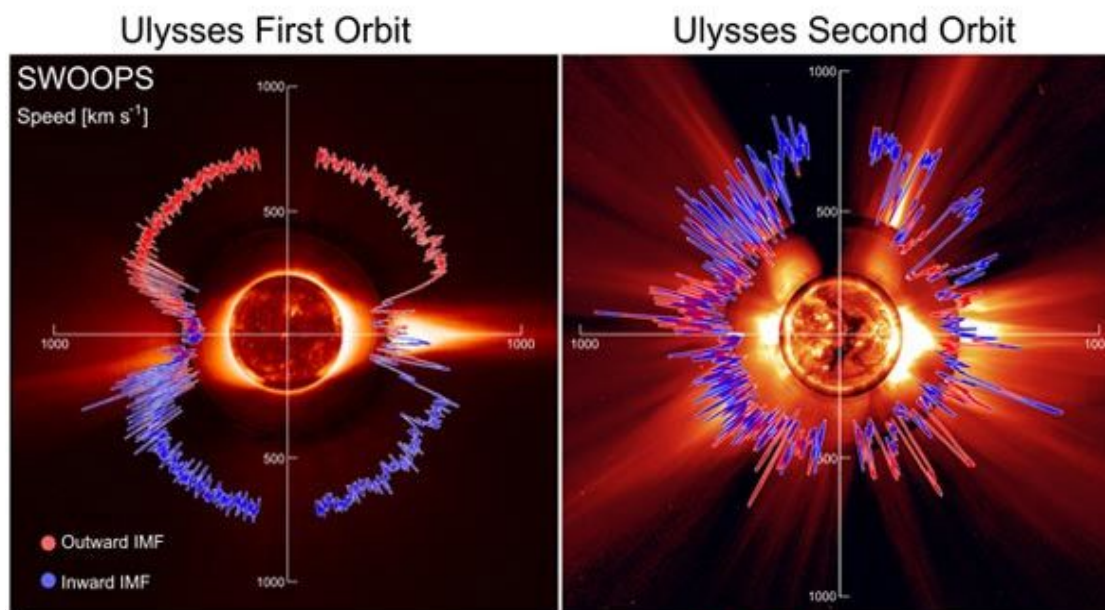


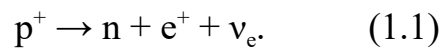
Figura 1.11. Distribución del viento solar durante el mínimo de actividad del ciclo 22 (izquierda) y el máximo del ciclo 23 (derecha) como función de la latitud solar. Las imágenes fueron obtenidas durante las primeras dos órbitas del satélite Ulysses.

⁴ A pesar de la alta temperatura coronal, la E almacenada es muy baja, ya que el gas coronal es muy tenue.

1.2 Generación de energía en el Sol

1.2.1 Reacciones nucleares en el interior solar

Pertenciente a la clasificación espectral G2⁵, el Sol se encuentra actualmente a la mitad de su vida (se estima que se formó hace aproximadamente 4.5×10^9 años), en la fase de evolución estelar conocida como secuencia principal. Dentro del Sol, las interacciones termonucleares ocurren en el núcleo, compuesto por H (49%), He (49%) y otros elementos que actúan como catalizadores (2%). A través de la fusión de H (5.7×10^{11} kg/s) en He se obtiene una E de 3.8×10^{26} W. Este proceso requiere de cuatro p^+ para la formación de un núcleo de He; dos de los p^+ sufren decaimiento beta positivo (β^+) a través de la interacción débil (ecuación 1.1).



Dentro del plasma solar, el positrón (e^+) puede colisionar con un núcleo, liberando E, o puede ser aniquilado con un e^- , emitiendo dos fotones (γ). Por su parte, el neutrino-electrón (ν_e) escapa del Sol. En condiciones de vacío, el p^+ es altamente estable (su tiempo de vida media es de $\sim 10^{31}$ años). El decaimiento β^+ es una reacción que requiere E, ya que la suma de las masas de los productos es mayor que la del p^+ , por lo que está prohibida para p^+ libres. No obstante, dentro de un núcleo atómico, las E de unión entre los n y p^+ son suficientes como para permitir la creación de las partículas resultantes con sus respectivas E cinéticas. De esta forma, bajo las condiciones físicas del núcleo solar, el decaimiento β^+ es un proceso continuo. Los mecanismos principales para la creación de He son la cadena $p^+ - p^+$ y el ciclo CNO. Al final de cada uno, se emite E (26.7 MeV) en forma de radiación γ y E cinética del gas, que es transmitida hacia las capas superiores del Sol. Para ambos mecanismos, la E liberada es función de la temperatura. Dentro del núcleo solar, la temperatura ($\sim 1.5 \times 10^7$ K) se encuentra en el punto de transición entre cada mecanismo. Mientras que el incremento para la cadena $p^+ - p^+$ es gradual, el ciclo CNO se vuelve dominante conforme la temperatura se incrementa.

1.2.1.1 Cadena $p^+ - p^+$

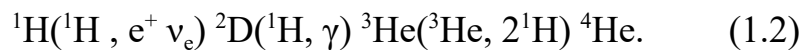
Esta cadena de reacciones representa el mecanismo principal de generación de E del Sol (figura 1.12). Consiste en tres reacciones, con el resultado neto de la conversión de cuatro p^+ en un núcleo de He. El primer paso de la cadena consiste en la fusión de dos p^+ . Esta reacción ocurre en un régimen cuántico, debido a que los p^+ deben superar la barrera de Coulomb de

⁵ Las estrellas clasificadas como tipo G tienen masas muy similares a la del Sol (0.84-1.16 masas solares), presentan temperaturas efectivas de 5300-6000 K y se encuentran en fase de secuencia principal; es decir, fusionan H en He dentro de su núcleo.

repulsión eléctrica entre ellos. Este escenario es posible considerando el fenómeno de tunelaje cuántico y las propiedades ondulatorias de los p^+ . Se estima que esta fusión termonuclear requiere temperaturas de 10^7 - 10^8 K; sin embargo, en el núcleo las reacciones son facilitadas debido a las condiciones de alta presión y densidad.

Una vez que los p^+ se fusionan, uno de ellos sufre decaimiento β^+ , el resultado es la creación de un deuterio (^2H) y se produce un e^+ por conservación de carga, un ν_e por conservación de E y momento y 0.42 MeV adicionales. Posteriormente, el ^2H se fusiona con un p^+ para formar el isótopo ^3He , acompañado de emisión de 5.49 MeV y un γ .

A partir del ^3He , surgen tres ramas distintas de la cadena p^+ - p^+ . La primera de ellas es la rama pp I (ecuación 1.2), la cual es dominante a las temperaturas del núcleo solar ($\sim 91\%$). Consiste en la unión de dos ^3He , ambos se obtienen a partir del proceso ya descrito, para formar un ^4He (partícula α), dos p^+ y liberación de 12.86 MeV.



Los ν_e emitidos llevan consigo un promedio de 0.26 MeV cada uno, por su parte, cada ^1H que se consume en el proceso emite 6.55 MeV, en forma de radiación electromagnética.

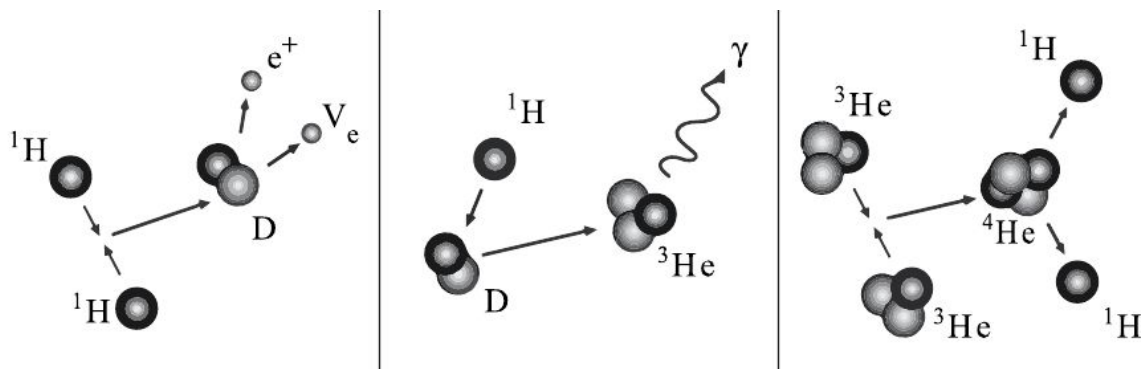
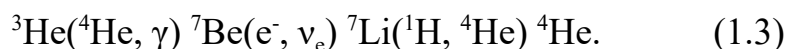


Figura 1.12. Esquema de la cadena p^+ - p^+ . Tomada de [10].

En la rama pp II (ecuación 1.3), se consume el ^3He producido en la rama pp I, a través de la interacción con un α , resultando en un ^7Be , un γ y 1.59 MeV; el isótopo inestable ^7Be puede capturar un e^- y producir un ^7Li más un ν_e y 0.38 MeV. Con una probabilidad del 10.3%, esta reacción puede llevar a la formación del estado excitado $^7\text{Li}^*$ junto con un ν_e y 0.86 MeV. El estado excitado decae a su estado base ^7Li , acompañado de la emisión de un γ y 0.48 MeV. Posteriormente, el ^7Li interacciona con un p^+ y produce dos α y 17.35 MeV.



La rama pp III (ecuación 1.4) ocurre cuando el ^7Be captura un p^+ en lugar de un e^- , se forma un ^8B más un γ y se liberan 0.14 MeV. Posteriormente, el B^8 sufre decaimiento β^+ ; el resultado es un ^8Be , un isótopo inestable que decae en dos α y emite 3.03 MeV.

Las partículas α actúan como catalizadores en estas reacciones, al término de cada una se recupera el núcleo invertido en el inicio de la cadena, además de producir uno nuevo como producto final, [27].



1.2.1.2 Ciclo CNO

Este mecanismo requiere la existencia previa de C, dada la composición del núcleo, este ciclo representa ~9 % de las reacciones nucleares en el Sol y representa un aporte de < 1% a la E total. En estrellas con más de 10 masas solares, la cantidad de E liberada a través del mecanismo de la cadena p^+p^+ es insuficiente para mantener en equilibrio la presión gravitacional sobre el núcleo, lo cual produce la contracción de la estrella, incrementando su temperatura. En estas condiciones, se favorece el ciclo del carbono, nitrógeno y oxígeno (CNO), cuyo resultado neto es la formación de un α a partir de cuatro p^+ del medio. El ciclo inicia con la fusión de un isótopo de ${}^{12}\text{C}$ con un p^+ para formar el isótopo ligero ${}^{13}\text{N}$, un γ y 1.95 MeV. El núcleo del ${}^{13}\text{N}$ sufre un decaimiento β^+ y resulta en el isótopo pesado ${}^{13}\text{C}$ más 1.2 MeV. Posteriormente, el ${}^{13}\text{C}$ se fusiona con un segundo p^+ para formar el isótopo estable ${}^{14}\text{N}$, un γ y 7.54 MeV. Después, un tercer p^+ se fusiona con el ${}^{14}\text{N}$, resultando en un ${}^{15}\text{O}$ más 7.35 MeV, el cual es un isótopo inestable, que decae por β^+ a un ${}^{15}\text{N}$ más 1.73 MeV. Finalmente, un cuarto p^+ se fusiona con el ${}^{15}\text{N}$, lo que resulta en la emisión de un α (decaimiento α) más 4.96 MeV. El producto final es un ${}^{12}\text{C}$, el cual puede repetir el ciclo, además de la liberación neta de ~25 MeV (figura 1.13).

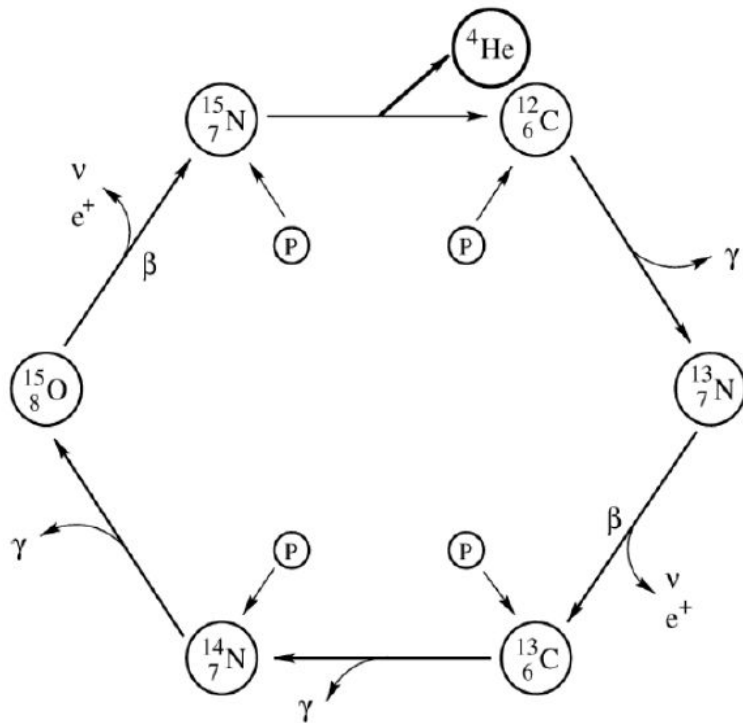


Figura 1.13. Diagrama del Ciclo CNO. Tomada de [28].

1.2.2 Producción de neutrones en la atmósfera solar: fulguraciones

1.2.2.1 Definición

El uso general de este término hace referencia a una “liberación explosiva de E por reconexión magnética”, pues una fulguración puede liberar hasta 10^{34} erg en algunos minutos sobre un área de 10^{22} m² [29], eyectando 10^{15} g de material solar a velocidades que pueden rebasar los 1000 km/s, dicha E es almacenada en el **B** de las regiones activas; sin embargo, no está claro si se forman antes de que se libere el flujo debajo de la superficie solar. Alternativamente, resulta conveniente utilizar una definición con base en las observaciones del fenómeno, de esta forma, una fulguración es la ocurrencia de un abrillantamiento en todas las frecuencias del espectro electromagnético en una escala de tiempo de minutos a horas, [30]. La mayoría de sus manifestaciones aparentan ser respuestas secundarias a un proceso previo de liberación de E, transformando la E magnética en calor, ondas, radiación electromagnética y E de partículas.

El 1 de septiembre de 1859, Carrington y Hodgson realizaron la primera observación de una fulguración en el visible. Esta emisión representaba un reto para la ciencia e investigación solar de la época, unos cuantos años más tarde, se inició un extensivo estudio del Sol en la línea de H α (proveniente de la cromosfera), por lo que los reportes de fulguraciones se

volvieron cada vez más frecuentes y con creciente complejidad. Los estudios sobre las emisiones solares incluían las variaciones en el tamaño de la fuente, eyecciones de estructuras de plasma hacia el medio interplanetario y ondas cromosféricas de gran escala, [31].

S. E. Forbush notó incrementos en la intensidad de RC a nivel de superficie asociados con fulguraciones solares. Este descubrimiento sugirió el posible carácter coronal de las fulguraciones, así como su asociación con las emisiones de partículas de alta E.

En 1958, el estudio de una fulguración permitió la primera detección asociada de RX duros (> 20 keV) [32], los cuales son resultado del Bremsstrahlung de e^- en colisión. La distribución de E de esos fotones es no térmica, dado que su forma es aproximable a una ley de potencias.

Algunas de las emisiones de ancho de banda en radio (desde 1 GHz a más de 100 GHz) son resultado del giro sincrotrón de e^- relativistas a lo largo de las líneas de **B** (emisión giro sincrotrón). En 1972 se descubrió la línea de emisión de rayos γ atribuida a núcleos pesados, [33].

Finalmente, las ondas milimétricas (térmicas), de UV extremo (EUV), y emisiones de RX suaves (10 keV) han mostrado el calentamiento del plasma coronal por fulguraciones. En un intervalo de algunos minutos, algunas regiones activas incrementan su brillo en RX suaves, opacando al resto de la corona. Las temperaturas coronales y la aceleración de partículas no térmicas (con tasas de colisión bajas) indicaron que las fulguraciones son originalmente un fenómeno coronal, en consecuencia, los descubrimientos en luz visible y $H\alpha$ aparentan ser fenómenos secundarios.

Actualmente es posible realizar observaciones de las fulguraciones en todas las longitudes de onda. El intervalo del visible es uno de los más socorridos para el estudio de las fulguraciones, debido a que la mayoría de la E se libera en esas frecuencias, así como a la resolución en las observaciones y su corto tiempo de exposición. Así mismo, los filtros $H\alpha$ son una técnica muy utilizada, ya que muestran el fondo magnético de la fulguración y permiten identificar configuraciones como los filamentos.

Magnéticamente, toda fulguración consiste de líneas de **B** cerradas que interceptan dos puntos en la superficie, formando lazos. A través de estos lazos, existe un flujo de E térmica y de partículas energéticas. Es posible que la mayoría de las fulguraciones se originen en un filamento previamente activado a lo largo de la línea de inversión. La evolución temporal puede presentar variaciones importantes, por lo que se distinguen distintas fases.

1.2.2.2 Fases

En la fase precursora, el plasma coronal se calienta lentamente, presentando radiación en RX duros, ultravioleta extremo (EUV) y emisiones no térmicas ocasionales. Tiene una duración de 10-30 min.

La fase impulsiva se caracteriza por la aparición de fuentes de RX en altitudes cromosféricas, [34]. Adicionalmente, ocurre la liberación de la mayoría de la E, acelerando una gran cantidad de e^- ($\sim 10^{38}$) y de iones (en algunos eventos). Algunas de las partículas de alta E son

atrapadas, emitiendo en la banda de radio. Los RX y $H\alpha$ alcanzan un máximo después de la fase impulsiva. También pueden presentarse microondas, RX duros y eventualmente rayos γ (figura 1.14). La duración de esta fase es de 10-1000 s.

El rápido incremento en la intensidad y grosor de la línea del $H\alpha$ se denomina fase explosiva. El máximo puede ocurrir después de la fase impulsiva con una duración del orden de minutos.

Finalmente, en la fase de decaimiento, el plasma regresa a su estado original, exceptuando la región más alta de la corona (>1.2 radios fotosféricos), donde la reconfiguración magnética, eyecciones de plasma, y ondas de choque, continúan acelerando partículas, desencadenando explosiones de radio y eventos de partículas interplanetarias, [30]. Su duración es del orden de algunas horas.

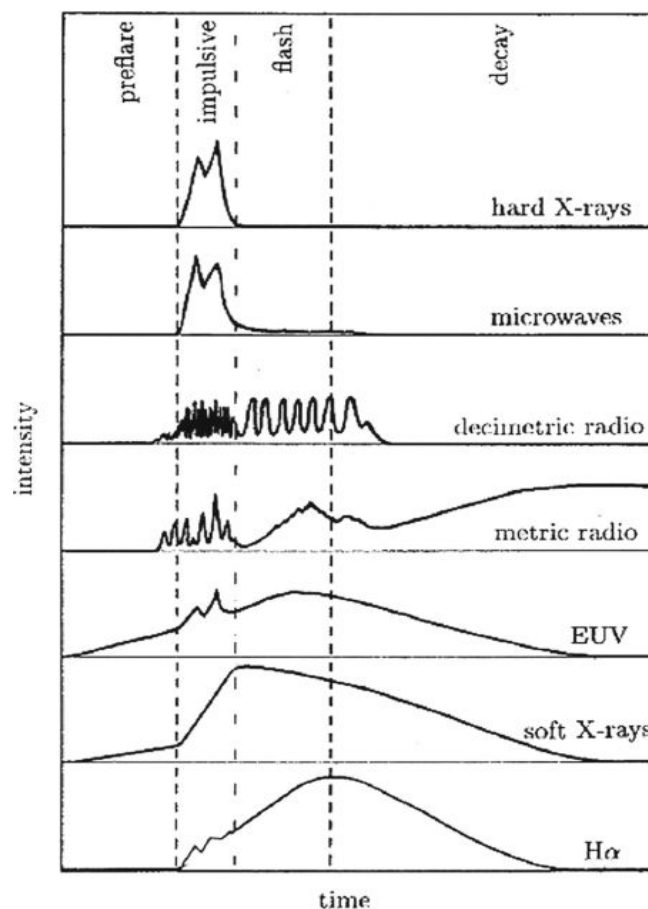


Figura 1.14. Perfil esquemático de la intensidad de una fulguración a diferentes longitudes de onda. Tomada de [35].

1.2.2.3 Clasificación

El estudio de las fulguraciones ha permitido establecer criterios para su clasificación. Los RX son la radiación dominante en el espectro de emisión del plasma coronal durante una

fulguración. Con base en ello, la clasificación utiliza una letra para denotar el orden de magnitud del flujo de E de la banda de RX de 1 a 8 Å observados por el satélite GOES, y un número que representa un múltiplo de la cantidad base (tabla 1.3). Por ejemplo, una fulguración de categoría M 5.7 tiene un flujo de $5.7 \times 10^{-5} \text{ Wm}^{-2}$ en el canal de 1-8 Å de GOES.

Categoría	Orden de magnitud
A	10^{-8} Wm^{-2}
B	10^{-7} Wm^{-2}
C	10^{-6} Wm^{-2}
M	10^{-5} Wm^{-2}
X	10^{-4} Wm^{-2}

Tabla 1.3. Clasificación de las fulguraciones con base en el flujo de E de la banda de RX de 1 a 8 Å observados por el satélite GOES.

Adicionalmente, las fulguraciones pueden ser diferenciadas con base en su perfil temporal de emisión en RX como térmicas, impulsivas y graduales.

Las fulguraciones térmicas son eventos compactos correspondientes a la formación y energización de un lazo con una baja densidad de partículas. Exhiben variaciones suaves en su perfil temporal de flujo.

Las fulguraciones impulsivas están asociadas a lazos de hasta 20,000 km. Su densidad de partículas energéticas está enriquecida en núcleos pesados, ^3He y e^- [36], los cuales son observables únicamente cuando no ocurre una EMC, debido a que el choque asociado genera un flujo de partículas aceleradas que opaca al flujo de la fulguración misma, [37].

Las fulguraciones graduales ocurren en lazos de gran extensión ($> 50,000 \text{ km}$), esto se asocia a la mayor duración de las clasificaciones anteriores, su población de partículas es dispersada lentamente a través de colisiones coulombianas. Su composición es similar a la abundancia solar promedio, con un defecto de e^- en el flujo de partículas. Los eventos menos intensos se presentan con mayor frecuencia que aquellos con mayor brillo o liberación de E.

1.2.2.4 Mecanismo físico: reconexión magnética

Las observaciones de abrigamientos en la superficie solar pueden ser interpretadas como una secuencia de procesos en los cuales la E de la fulguración se libera en la corona baja a través de la inestabilidad o reordenamiento de líneas de \mathbf{B} y su posterior reconexión. El proceso calienta el plasma en la región de reconexión a temperaturas del orden de MK;

además, acelera eficientemente e^- a E súper térmicas, con un pico alrededor de los 20 keV que en ocasiones puede alcanzar algunos MeV. Actualmente, los mecanismos que aceleran a las partículas no térmicas no son completamente comprendidos.

La reconexión de las líneas de \mathbf{B} no es un proceso único de las fulguraciones, el carácter impulsivo de las fulguraciones indica un almacenamiento gradual de E magnética seguido de una ruptura súbita. En los plasmas, esto puede ocurrir en un estado con baja difusión magnética previo a la liberación de E , seguido de un posterior y drástico incremento en la tasa de difusión durante la fulguración. Este escenario puede ocurrir bajo el modelo de hojas de corriente (figura 1.15), cuando su espesor (L) se vuelve menor al del radio de giro de las partículas, lo que produce un desacoplamiento de éstas con las líneas de \mathbf{B} , [38].

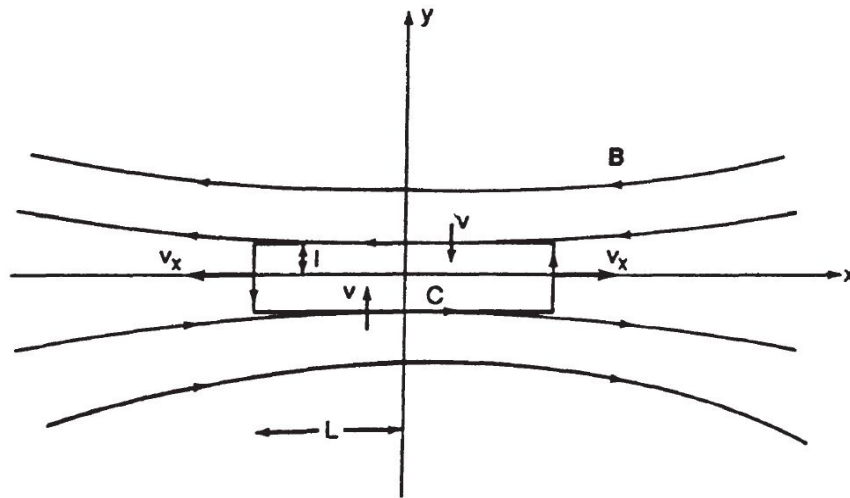


Figura 1.15. Modelo de hoja de corriente para reconexión magnética. El signo de la componente B_x se invierte a lo largo de $y = 0$. En la dirección z del esquema, el material sufre advección hacia dentro a lo largo del eje y y hacia afuera a lo largo del eje x . Tomada de [27].

Utilizando las ecuaciones de continuidad, momento y E para un plasma, en conjunto con la Ley de Ampere MHD, es posible obtener una expresión para la potencia P (es decir, la cantidad de E liberada en la fulguración) en términos de L , la intensidad de \mathbf{B} , la velocidad de Alfvén (V_a), y el número de Lindquist (S_L) para una hoja de espesor $2L$:

$$P = B^2 V_a L / \pi S_L^{1/2} \text{ erg} \times \text{cm}^{-1} \times \text{s}^{-1}. \quad (1.5)$$

Insertando valores numéricos típicos, $B \sim 10^3$ G, $V_a \sim 10^8$ cm/s, $L \sim 10^9$ cm, $S_L \sim 10^{14}$, se obtiene $P \sim 3 \times 10^{15}$ erg \times cm $^{-1}$ \times s $^{-1}$, por lo que aún con $L = 10^9$ cm, sólo se pueden extraer $\sim 10^{24}$ erg/s, en comparación con los $\sim 10^{30}$ erg/s que se liberan en una fulguración, [39].

Alternativamente, a través de ondas turbulentas de alta frecuencia, se puede incrementar la resistividad del medio, facilitando la difusión magnética [40], provocando una redistribución de la corriente y reconfigurando el \mathbf{B} , [41]. El almacenamiento de E y su liberación repentina generalmente requieren de una densidad baja, lo cual implica una baja tasa de colisión. Para

la región de reconexión en la fase explosiva, estas condiciones pueden ser satisfechas en la corona (figura 1.16), donde la E se propaga hacia la cromosfera (donde la densidad es mayor) a lo largo de los lazos de B a través del mecanismo de conducción térmica. El material cromosférico es calentado a temperaturas de $\sim 1-10$ MK, posteriormente asciende llenando y expandiendo los lazos coronales. En algunos casos, la fulguración representa un componente menor de una inestabilidad de mayor escala, en la cual ocurre una ruptura del confinamiento magnético de una parte considerable de la corona, lo que produce una expansión que puede resultar en una eyección de masa coronal (EMC). El frente de choque asociado al movimiento de la eyección representa un sitio de aceleración de partículas, particularmente de RC solares de alta E , [1]. Cabe destacar que una EMC no es simplemente el resultado de una fulguración, si no que posee una configuración magnética propia.

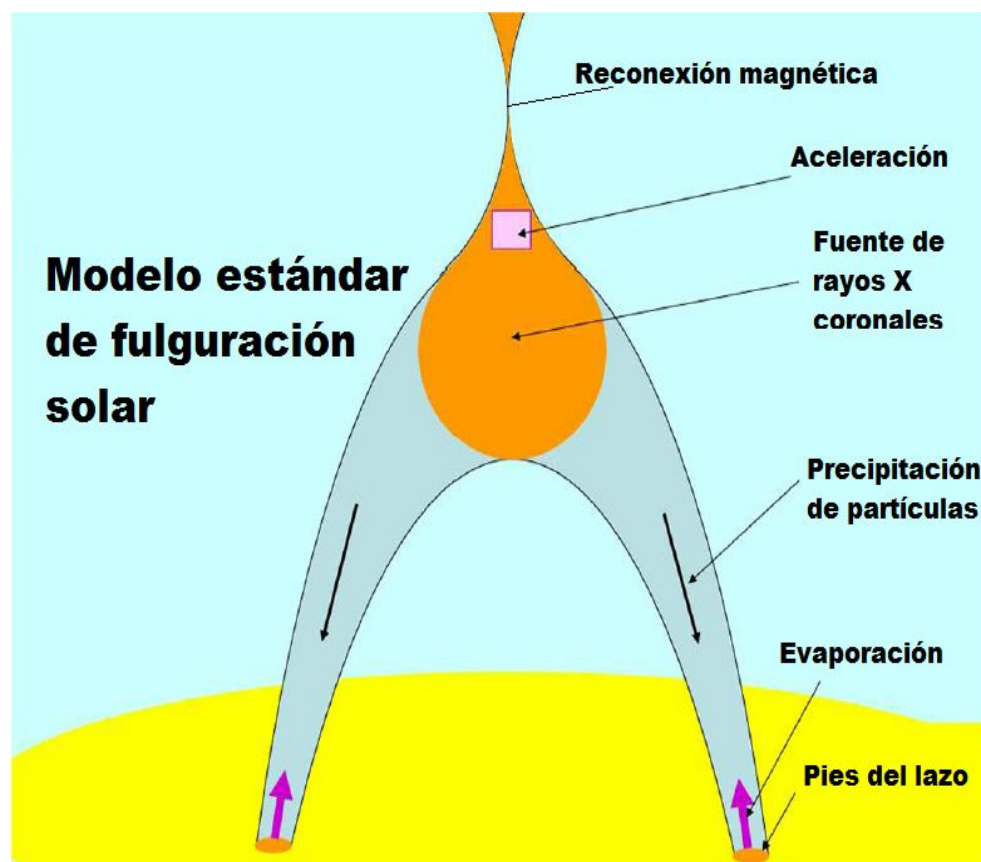


Figura 1.16. Esquema de un escenario de fulguración. Tomada de [30].

Como se ha mencionado, a lo largo de sus fases, toda fulguración produce un incremento de las emisiones solares en todo el espectro electromagnético.

La producción de RX suaves ($1-10$ Å, con E de $0.1-10$ keV) se debe a la acción conjunta de las líneas espectrales de especies fuertemente ionizadas, tales como la del Ca^{18+} y Fe^{24+} , así como del Bremsstrahlung de e^- no térmicos (10^7 K), [27]. Los RX duros ($10-100$ keV) son producidos por Bremsstrahlung de e^- .

En periodos de Sol quieto, los rayos γ se asocian únicamente a fulguraciones. Las líneas de emisión de estas longitudes de onda se deben a procesos de desexcitación de núcleos y a reacciones nucleares que producen piones neutros (π^0), los cuales decaen en rayos γ (ver abajo), así mismo, se presentan las líneas de aniquilación de pares e^-e^+ (0.511 MeV) y la línea de formación de deuterio (2.223 MeV) por captura de n poco energéticos por los p^+ del medio atmosférico.

Las emisiones en UV ocurren entre la región de transición y la cromosfera, a temperaturas de 10^4 - 10^5 K y permiten el análisis de los cambios de temperatura, densidad y velocidad de las regiones donde ocurre la fulguración, [27].

La emisión en el intervalo del visible se presenta como un continuo y como una variedad de líneas espectrales características del Sol quieto.

Las ondas de radio representan radiación de baja E y son consecuencia del giro sincrotrón y Bremsstrahlung de e^- energéticos (~ 100 keV), así como de procesos colectivos del plasma.

La emisión de partículas energéticas solares (SEP) durante una fulguración incluye la emisión de n y γ . Para que estas especies neutras puedan ser detectadas en la Tierra, es necesario que se produzca una fulguración.

1.2.2.5 Eventos de neutrones solares

El 90% de los n_s son el resultado de las reacciones nucleares de primer orden entre los p^+ y partículas α de la fotosfera con los p^+ acelerados hasta $E \sim 1$ GeV, [42]. La efectividad y ocurrencia de cada reacción es cuantificada a través de su sección eficaz (σ), la cual es dependiente de la E de los p^+ primarios.

En la figura 1.17, se muestra la producción de n_s por interacciones de p^+ con átomos de los elementos más abundantes en la atmósfera solar, (ver tabla 1.4). Se incluyen los procesos de espalación y evaporación con C, N, O y Ne. Ambos procesos involucran la colisión de un núcleo con una partícula energética, en este caso un p^+ . En la evaporación, el núcleo queda en un estado excitado después de la colisión, por lo que emite una o varias partículas, en este caso, n_s . Por su parte, la espalación consiste en la desintegración del núcleo en núcleos más ligeros, [43]. Las interacciones con He son dominantes sobre los fenómenos de espalación y evaporación para E menores a $\sim 4 \times 10^2$ MeV, donde las reacciones con H se vuelven las más eficientes.

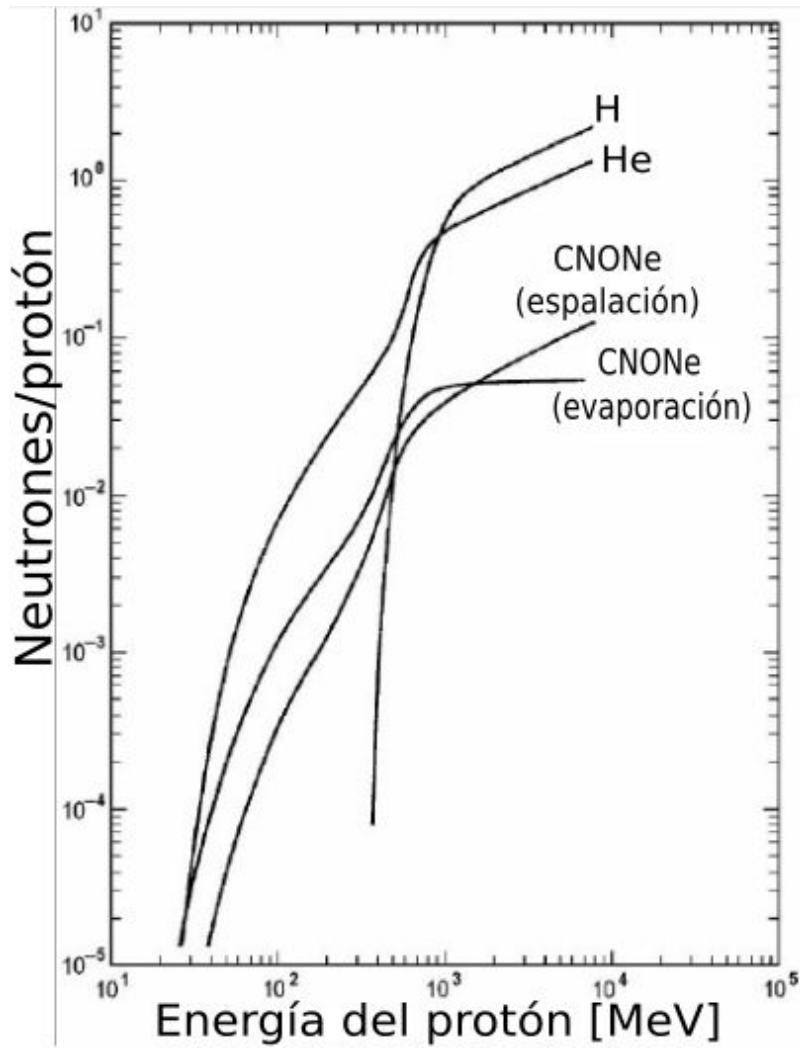


Figura 1.17. Producción de n para distintas reacciones nucleares. Tomada de [42].

Además, las reacciones nucleares son dependientes de la composición química del medio circundante, así como de su contenido isotópico, temperatura y distribución vertical de densidad. Utilizando técnicas espectroscópicas ha sido posible la determinación de las abundancias relativas de elementos químicos presentes en la fotosfera y cromosfera (tabla 1.4).

Abundancia relativa de elementos en la atmósfera solar

H	1.0
He	0.07
C	4.2×10^{-4}
N	9.0×10^{-5}
O	6.9×10^{-4}
Ne	1.0×10^{-4}
Mg	4.0×10^{-5}
Si	3.8×10^{-5}
Fe	3.4×10^{-5}

Tabla 1.4. Abundancia relativa al H de algunos elementos identificados en la atmósfera solar. Tomada de [28].

La producción de piones cargados y neutros (π^+, π^0) es un factor que permite clasificar en dos grupos a las reacciones nucleares que producen n (tabla 1.5). Estas reacciones, en conjunto con las que producen rayos γ , tienen lugar en regiones ubicadas entre 1000-2000 km, donde las densidades de H son superiores a 10^{12} cm^{-3} ; de esta forma, la producción de n ocurre en altitudes cromosféricas. En general, las reacciones que involucran π son más energéticas y posteriormente producen n con $E_n > 50 \text{ MeV}$, [28, 44, 45].

Reacciones de p^+/α que no involucran π	Reacciones de p^+/α que involucran π
$p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + p^+$	$p^+ + p^+ \rightarrow \pi^0 + X$
$p^+ + \alpha \rightarrow p^+ + \alpha$	$p^+ + p^+ \rightarrow \pi^+ + X$
$p^+ + 2\alpha \rightarrow 3\text{He} + 3p^+ + n$	$p^+ + p^+ \rightarrow \pi^- + X$
$p^+ + \alpha \rightarrow 2\text{H} + 2p^+ + n$	$p^+ + \alpha \rightarrow \pi^0 + X$
$p^+ + \alpha \rightarrow 3\text{H} + 2p^+$	$p^+ + \alpha \rightarrow \pi^+ + X$
$p^+ + \alpha \rightarrow 2(^2\text{H}) + p^+$	$p^+ + \alpha \rightarrow \pi^- + X$
$p^+ + \alpha \rightarrow 3p^+ + 2n$	

Tabla 1.5. Reacciones nucleares que producen n, divididas bajo el criterio de producción de π . “X” representa a otra partícula involucrada en la reacción. Tomada de [28].

Los modelos de aceleración de iones en fulguraciones son la aceleración estocástica y la aceleración por onda de choque.

El mecanismo de aceleración estocástica describe el espectro de n_s a través de funciones de Bessel, bajo la suposición de la isotropía de la distribución de partículas cargadas. En este esquema, la máxima eficiencia de producción de n_s de alta E es a través de reacciones de tipo α - p^+ y α - α , mientras que los n_s de baja E se obtienen a partir de interacciones p^+ - p^+ .

El mecanismo de aceleración por onda de choque parte de suposiciones similares en cuanto a la isotropía de las partículas cargadas; sin embargo, este modelo plantea el ajuste del espectro de n_s utilizando una ley de potencias. La producción de n_s de alta E (> 50 MeV) es a través de la reacción α - p^+ . Los n_s de baja E (< 50 MeV) se obtienen por medio de la reacción p^+ - p^+ , [44, 46].

En condiciones de Sol quieto, la emisión de rayos γ es prácticamente nula, por lo que cualquier indicio de actividad en esta longitud de onda está necesariamente asociada a una fulguración. Dentro de este espectro se puede observar un continuo y varias líneas espectrales. Para E de 1-8 MeV, la emisión está dominada por líneas atribuidas a reacciones nucleares, principalmente a la línea de captura de n por H para la formación de ^2H (2.223 MeV), las líneas de desexcitación del Ne (1.634 MeV), C (4.438 MeV) y O (6.129 MeV) y la línea de aniquilación de pares de e^-e^+ (0.511 MeV). Por encima de los 10 MeV, la emisión continua surge a partir del Bremsstrahlung resultado de la aceleración de e^- relativistas.

El cálculo de estos espectros y la identificación de cada firma, ha sido posible gracias a los estudios espectroscópicos realizados con instrumentos a bordo de misiones espaciales, tales como SMM Gamma Ray Spectrometer (SMM/GRS), el cual permitió obtener el espectro en rayos γ de la fulguración del 27 de abril de 1987 (figura 1.18), [47].

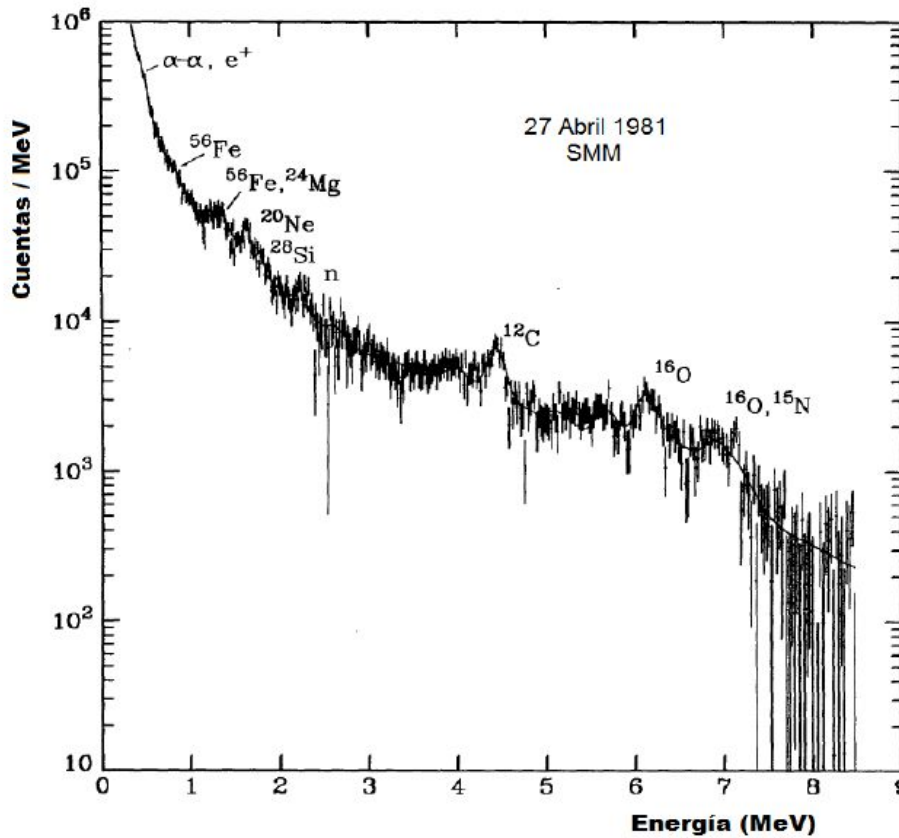


Figura 1.18. Espectro de rayos γ para la fulguración del 27 de abril de 1981 observado por SMM. Se observa la emisión continua, así como las firmas de algunas líneas espectrales. Tomada de [47].

La producción de π^0 y $\pi^{(+, -)}$ comienza a ser importante a E superiores a 200 MeV a través de procesos de dispersión $p^+ - p^+$ y $p^+ - \alpha$.

En el caso de los π^0 , la mayoría (99%) decae en dos γ de 67.5 MeV, los $\pi^{(+, -)}$ decaen en muones ($\mu^{+, -}$) de la misma carga y después en e^- y e^+ , los cuales pierden E por Bremsstrahlung y se aniquilan emitiendo dos γ (ver capítulo 2). En este rango de E se producen n_s con E superiores a 1 GeV que pueden ser detectados en la Tierra con instrumentos colocados en superficie o a bordo de satélites (ver sección 1.3.2).

Los n_s pueden ser termalizados y capturados por H si su movimiento está dirigido hacia adentro de la fotosfera. En su defecto, pueden dispersarse fuera de la atmósfera solar; los n con $E_n < 1$ keV permanecen atrapados por la fuerza gravitacional del Sol, [44]. Los n_s más energéticos pueden escapar de la atmósfera solar y ser observados por satélites o por detectores en la superficie terrestre (ver 1.3.2). Los mecanismos principales que producen n y γ en fulguraciones solares están resumidos en la tabla 1.6.

Emisión	Proceso	E del n o γ	E del ión o e^- primario
Continuo	Bremsstrahlung	20 keV - 1 MeV > 10 MeV	20 keV - 1 GeV
Líneas de desexcitación nuclear	${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Li}^*$ ${}^3\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}^*$ ${}^{20}\text{Ne}(p^+, p^+){}^{20}\text{Ne}^*$ ${}^{12}\text{C}(p^+, p^+){}^{12}\text{C}^*$ ${}^{16}\text{O}(p^+, p){}^{16}\text{O}^*$	0.429 MeV 0.478 MeV 1.634 MeV 4.438 MeV 6.129 MeV	1 - 100 MeV/nucleón
Línea de captura de n	Producción de n por iones acelerados, seguida de la reacción: ${}^1\text{H}(n, \gamma){}^2\text{H}$	2.223 MeV	1 - 100 MeV/nucleón
Radiación por aniquilación de pares	$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$	0.511 MeV	1 - 100 MeV
Radiación por decaimiento de π	Producción de π^0 y π^\pm por partículas aceleradas, por ejemplo: $p^+ + p^+ \rightarrow \pi^0, \pi^+, \dots$ $\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \pi^{+, -} \rightarrow \mu^{+, -} \rightarrow e^{+, -}$ $e^+ \rightarrow \gamma_{\text{Bremm}}, \gamma_{\text{Aniq}}$ $e^- \rightarrow \gamma_{\text{Bremm}}$	10 MeV - 3 GeV	0.2 - 5 GeV
n	Interacciones de partículas aceleradas, por ejemplo: ${}^4\text{He}(p^+, pn){}^3\text{He}$ $p^+ + p^+ \rightarrow \pi + n + \dots$	n en el espacio (10 - 500 MeV) n inducidos en cascadas de partículas (0.1 - 10 GeV) n provenientes de decaimiento de p^+ en el espacio (20 - 200 MeV)	10 MeV - 1 GeV 0.1 - 10 GeV 20 - 400 MeV

Tabla 1.6. Principales mecanismos de producción de n y γ de alta E en fulguraciones solares. Tomada de [48].

1.3 Propagación de los neutrones solares en el medio interplanetario

1.3.1 Descripción de los neutrones

Los n son uno de los tres tipos de partículas subatómicas que conforman los núcleos atómicos, con excepción del H. Por tal motivo, se consideran como nucleones⁶, siendo un componente fundamental para mantener la estabilidad de un núcleo.

Los n también pueden existir como hadrones libres, la diferencia fundamental radica en su tiempo de vida media, ya que un n decae en otras partículas cuando no se encuentra en la vecindad de un núcleo atómico.

Al tratarse de partículas bariónicas, los n están estructurados por partículas elementales del modelo estándar; es decir, la estructura interna de un n consiste de un triplete de quarks: dos de sabor down (d) y uno de sabor up (u); así como de gluones, las partículas portadoras de la interacción fuerte, la cual dirige las interacciones entre los quarks y los mantiene en las configuraciones experimentalmente observables.

A nivel de partículas elementales y con base en la teoría de la cromodinámica cuántica (QCD), una de las propiedades intrínsecas de los quarks es el color, una cantidad física que permite que las partículas sean partícipes en interacciones fuertes a través del intercambio de gluones. En este sentido, el color es el análogo a la carga eléctrica en la teoría de la electrodinámica cuántica (QED), ya que cualquier partícula (elemental o no) que posea una carga eléctrica neta diferente de cero puede participar en interacciones electromagnéticas mediante el intercambio de fotones⁷. Sin embargo, el color y la carga tienen diferencias relevantes, una de las más importantes es que, mientras existen dos tipos de cargas (positiva y negativa), existen tres tipos de color: rojo, verde y azul⁸. En general, los hadrones son “cromáticamente neutros”, es decir, forman un “blanco”, razón por la cual las configuraciones estables son las de los mesones y los bariones (pues todos los sabores de quarks son fermiones, a nivel cuántico, no pueden compartir el mismo estado, obedeciendo al principio de exclusión de Pauli). Esto implica que la configuración de color de los quarks dentro de un n no es aleatoria y debe seguir estas reglas. En otras palabras, un estado acoplado de dos quarks d y un quark u, es el equivalente a un n (figura 1.19).

⁶ Después de una colisión nuclear, si el núcleo padre es suficientemente masivo, puede liberar núcleos más ligeros, denominados nucleones. En física nuclear, este término es utilizado para referirse a n y p⁺, ya que son los componentes de todos los núcleos atómicos.

⁷ En la teoría cuántica de campos (QFT), cada una de las cuatro fuerzas (o interacciones) fundamentales actúa sobre las partículas a través de la cuantización de un campo, o bien, de una partícula portadora. En el caso de la QED, la partícula mediadora es el fotón.

⁸ Inspirado en la teoría del color, en la cual la mezcla de los colores rojo, verde y azul, resulta en un blanco, interpretado como una “ausencia” de color.

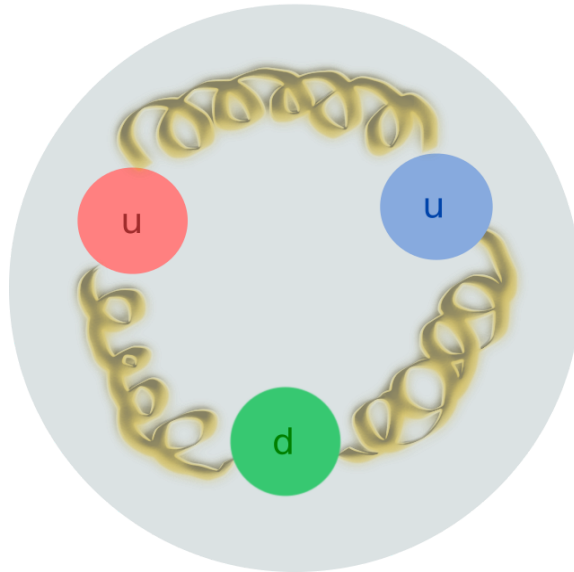


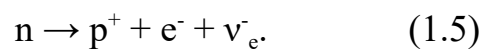
Figura 1.19. Ilustración de la estructura interna del n (creada para este trabajo). Los gluones se muestran como líneas cursivas, por simplicidad, no se les asigna un color.

De manera similar, la carga eléctrica nula del n se debe a la suma de las cargas eléctricas de cada uno de los quarks individuales que lo conforman (la carga del u y del d es igual a $\frac{2}{3}$ y $\frac{1}{3}$ respectivamente). Por otra parte, la masa del u (~ 2.2 MeV/c) y de los dos d (~ 9.4 MeV/c) contribuyen apenas $\sim 1\%$ de la masa del n (~ 939.6 MeV/c), el resto se debe a la E de unión entre quarks, [49].

1.3.2 Probabilidad de supervivencia

1.3.2.1 Neutrones libres

Los n libres se producen en las fulguraciones solares y en las cascadas de partículas en la atmósfera terrestre (ver capítulo 2). Ya que no forman parte de un núcleo, adquieren un tiempo de vida media de aproximadamente 15 minutos (~ 880.1 s). Eventualmente, el n sufrirá decaimiento β^- a través de la interacción débil (ecuación 1.5).



En este modo de decaimiento, a través de la interacción débil, uno de los quarks d del n emite un bosón W^- (una de las partículas mediadoras de la interacción débil, que posee masa y carga finita), que posteriormente decae en un e^- y en antineutrino-electrón ($\bar{\nu}_e$), el producto final es en un quark u, [50].

Con este tiempo de vida media (τ), los n que escapen de la superficie solar, necesariamente deben desplazarse a velocidades relativistas para poder alcanzar la altura de la Tierra antes de

que se produzca el decaimiento β^- . La probabilidad de supervivencia (P_s) permite estimar el porcentaje de n_s que arriban a una cierta distancia de acuerdo a la relación [51] :

$$P_s(E_n, r) = \exp\left(-\frac{r}{\tau c} \times \left(\frac{E_n + m_n c^2}{m_n c^2} - 1\right)^{-1/2}\right). \quad (1.6)$$

Donde m_n y E_n son la masa en reposo y la E cinética del n , respectivamente. Alrededor del 70% de los n_s decaen antes de alcanzar 1 UA (figura 1.20), por esta razón, únicamente los n más energéticos (>100 MeV) podrán impactar la atmósfera terrestre [1, 52]; por ejemplo, un n_s de 1 GeV arribará a la Tierra 71.5 s después de la luz. Considerando que el transporte de los n_s no es perturbado por el \mathbf{B} interplanetario ni por otras fuentes de campo electromagnético, la pérdida de E_n que sufren al alcanzar 1 UA es despreciable.

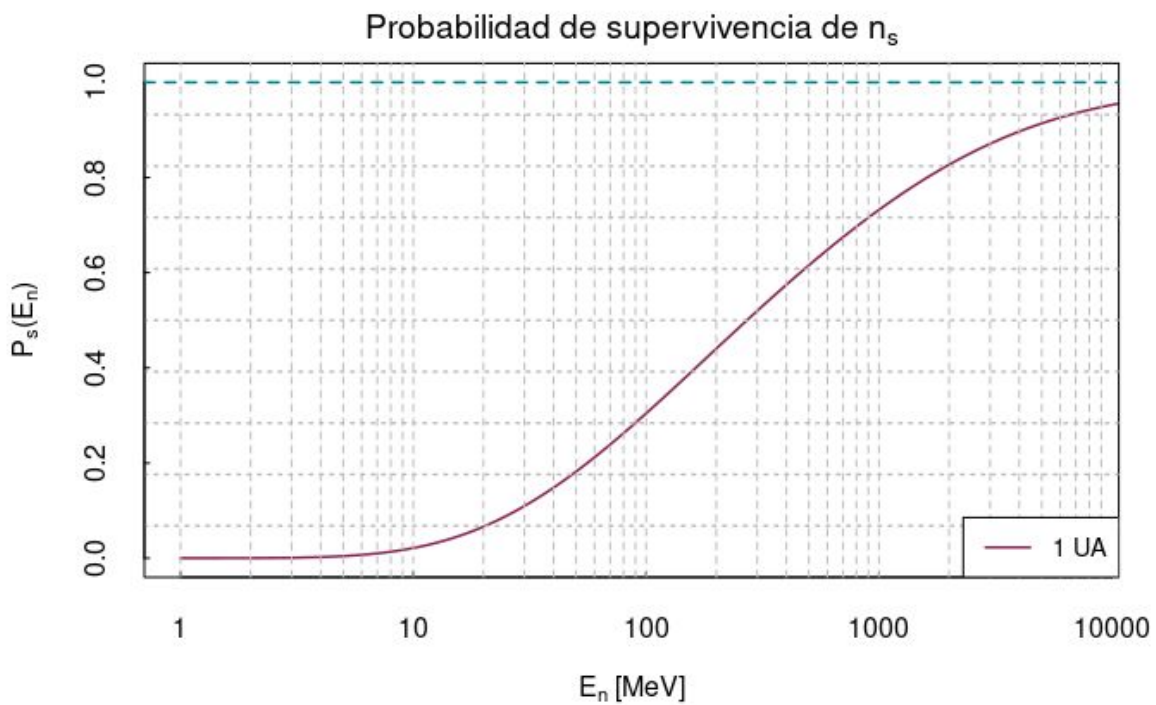


Figura 1.20. Probabilidad de supervivencia de los n_s calculada para 1 UA.

CAPÍTULO 2

ATMÓSFERA TERRESTRE Y RAYOS CÓSMICOS

INTRODUCCIÓN

Los RC primarios son p^+ y núcleos atómicos estables ($\tau = 10^6$ años) de alta E (10^6 - 10^{21} eV) [53, 54], que son acelerados en fuentes astrofísicas. Los p^+ corresponden al 90% del total de los RC primarios, un 9% a núcleos de He y 1% a núcleos más pesados. Además, partículas de antimateria, como los e^+ , pueden formar parte de la radiación cósmica primaria. Los RC ingresan constantemente a la Tierra; por su origen, se clasifican como solares, galácticos y extragalácticos.

Los RC cargados son modulados por el viento solar; además, existe una anticorrelación significativa entre la actividad solar y el flujo de RC, principalmente el ciclo de 11 años (ver capítulo 1), [53].

Cuando los RC (incluyendo a los n_s) interactúan con los átomos de la atmósfera terrestre, pueden producir cascadas de partículas, las cuales representan la componente secundaria de la radiación cósmica. El transporte de RC a través de la atmósfera terrestre tiene una relación directa con las condiciones meteorológicas. El efecto de las variables atmosféricas sobre las variaciones en la intensidad de RC secundarios ha sido estudiado desde el siglo pasado, [55].

Cualitativamente, algunos ejemplos son:

- ❖ La influencia del campo eléctrico (E) atmosférico sobre los RC cargados. Dependiendo de la E y la carga de la partícula, el E atmosférico es capaz de acelerar o desacelerar a los RC.
- ❖ El efecto negativo de presión describe la probabilidad de supervivencia de un μ al perder E por ionización, la cual es dependiente de la profundidad atmosférica.
- ❖ El efecto positivo de temperatura (T) ocurre cuando existe una alta T del aire al nivel de un punto de producción de π . Esto produce una disminución en la densidad (ρ) del medio, incrementando el camino libre medio y , por lo tanto, la tasa de decaimiento de los π^+ y π^- . El resultado final es un incremento en la intensidad de μ^+ , μ^- a nivel de superficie.
- ❖ De manera general, el efecto barométrico se refiere a las variaciones en la razón de conteo de los detectores atribuidas a variaciones en la presión ejercida por la atmósfera. En condiciones de baja presión, se espera un mayor registro de partículas. Para la detección óptima de la componente hadrónica, es necesario realizar correcciones por efecto barométrico y otros factores meteorológicos como la velocidad del viento o la presencia de humedad (ver apéndice I).

Efectos como los dos primeros, no tienen una influencia directa sobre el transporte de las partículas neutras, ya que no son afectadas por ningún E y no disipan E por ionización. Por su parte, los dos últimos mencionados influyen directamente sobre las variaciones en la intensidad de las partículas neutras, este es el caso de los n_s y los n secundarios.

Estos fenómenos pueden ser simulados y cuantificados con códigos Monte Carlo como CORSIKA (ver capítulo 3). Para dar una interpretación física de las simulaciones es

necesario contar con un conocimiento bien establecido de la atmósfera, su comportamiento, propiedades físicas y de los principales mecanismos que producen variaciones en la intensidad de los RC secundarios.

2.1 Física de la atmósfera

La mayoría de los procesos físicos en la atmósfera tienen su origen en su exposición a la radiación solar, siendo sus variaciones espaciales y temporales consecuencia de los movimientos de rotación y traslación de la Tierra, los cuales producen anisotropías en la cantidad de radiación solar recibida dando como resultado las estaciones del año, así como variaciones diurnas y zonales, [56].

La atmósfera es la capa gaseosa de la Tierra. Su límite superior no está bien definido dado que su volumen varía heterogénea y constantemente. Debajo de ≈ 18 km s.n.m. está acumulada 90% de la masa atmosférica y sólo 1% se encuentra por encima de los 32 km s.n.m. [57].

El aire atmosférico es una mezcla de diferentes compuestos en estado gaseoso (tabla 2.1), para el estudio de las cascadas atmosféricas, es suficiente con tomar en cuenta al N y al O, siendo los que representan la mayor contribución a la composición total.

Desde un enfoque meteorológico, la fracción de vapor de agua representa un factor importante para las propiedades coligativas de las variables de estado del aire, repercutiendo directamente sobre las condiciones que tienen influencia sobre las partículas⁹ del aire y las partículas secundarias provenientes de los RC primarios.

⁹El término “partícula atmosférica” se refiere a las moléculas, átomos y núclidos que forman parte de la composición atmosférica. En su uso, no debe ser confundido con el término “partícula” (secundaria o primaria) que puede hacer referencia a hadrones, leptones, fotones, gluones, quarks, bosones, etc.

Gas	Símbolo	%
Nitrógeno	N ₂	78.08
Oxígeno	O ₂	20.95
Argón	Ar	0.93
Neón	Ne	0.0018
Helio	He	5(10 ⁻⁴)
Hidrógeno	H ₂	6(10 ⁻⁶)
Xenón	Xe	9(10 ⁻⁶)
Vapor de agua	H ₂ O	0 - 4
Dióxido de carbono	CO ₂	0.036
Metano	CH ₄	1.7(10 ⁻⁴)
Óxido de nitrógeno	NO ₂	3(10 ⁻⁵)
Ozono	O ₃	4(10 ⁻⁶)
Partículas de polvo	-	10 ⁻⁸

Tabla 2.1. Principales componentes de la atmósfera. Se muestra su porcentaje en volumen para aire seco.

2.1.1 Variables de estado

2.1.1.1 Descripción de la atmósfera

Al ser un fluido, es posible describir el comportamiento de la atmósfera a través de sus variables de estado¹⁰:

¹⁰ Las variables de estado son un conjunto de variables que permiten describir un el comportamiento y evolución de un sistema en equilibrio. Son independientes de la trayectoria; es decir, el valor de una variable en dos estados diferentes no depende del camino tomado entre ambos estados.

La primera de estas variables es la temperatura (T), una medida de la E cinética promedio de las partículas que constituyen un cuerpo macroscópico, la cual puede ser influenciada por diversos factores, algunos ejemplos son:

- ❖ Intercambio vertical de calor sensible y latente con la superficie de la Tierra.
- ❖ Transporte horizontal de calor por flujo de aire.
- ❖ El tipo de superficie (nieve, agua, vegetación, arena, etc.), pues modula la cantidad de radiación incidente en función de su albedo y conductividad térmica.
- ❖ Condiciones de viento.
- ❖ Topografía.
- ❖ Altitud (h). Existe un perfil que describe la variación vertical de la T en la Tierra (ver 2.12.2 Estructura vertical).

La presión atmosférica (p_{atm}) se define como la fuerza por unidad de área aplicada perpendicularmente sobre una superficie, es provocada por el peso de la columna de aire encima de la superficie resultado de la atracción gravitacional.

La humedad es una variable que especifica el contenido de vapor de agua en el aire. Bajo la suposición de que el aire atmosférico es una mezcla de vapor de agua y aire caliente, la máxima presión de vapor del aire recibe el nombre de presión de saturación (p_s) y se expresa a través de la fórmula de Magnus [58]:

$$T \geq 0 \text{ } ^\circ\text{C}: p_s = 6.1078 \times \exp [17.08085 \times T(^{\circ}\text{C}) / 234.175 + T(^{\circ}\text{C})], \quad (2.1 \text{ a})$$

$$T < 0 \text{ } ^\circ\text{C}: p_s = 6.10714 \times \exp [22.44294 \times T(^{\circ}\text{C}) / 272.44 + T(^{\circ}\text{C})]. \quad (2.1 \text{ b})$$

La humedad relativa u_{rel} (%) es el cociente de la presión de vapor de agua y la p_s para una T dada:

$$u_{rel} = p_{vap} / p_s. \quad (2.2)$$

La u_{rel} puede influenciar al efecto barométrico de manera significativa pues la ρ del aire húmedo es mayor a la del aire seco debido a la presencia de agua.

La ρ del aire es una cantidad derivada de otras variables. Para el aire seco (sin vapor de agua), se utiliza la Ley de gases ideales para expresarla como:

$$\rho(h) = p_{atm}(h) M_m / R_g T(h), \quad (2.3)$$

donde la constante de proporcionalidad $R_g = 8.31451 \text{ (J/K} \times \text{mol)}$ es la constante universal de los gases ideales, y M_m es la masa molar del aire (g/mol). Para tomar en consideración la

humedad, se puede recurrir a la T virtual¹¹ o emplear una M_m que incluya las contribuciones del vapor de agua.

El modelo de equilibrio hidrostático brinda una buena aproximación de la variación de p_{atm} en función de la h:

$$dp_{atm}/dh = -\rho(h)g(h) = -g(h)p_{atm}(h)M_m / R_g T(h). \quad (2.4)$$

Una simplificación comúnmente empleada es considerar $g(h)=g=cte.$ y $T(h)=T= cte.$, resolviendo (2.4) se obtiene que la p_{atm} decrece exponencialmente en función de h:

$$p_{atm}(h) = p_0 \times \exp [-gM_m / R_g T]. \quad (2.5)$$

Los cálculos que incluyen dependencias latitudinales y altitudinales en g pueden expresarse como [58]:

$$\begin{aligned} g(\Phi, h) = & g_0 - (3.085462 \times 10^{-4} + 2.27 \times 10^{-7} \times \cos(2\Phi)) \times h \\ & + (7.254 \times 10^{-11} + 1.0 \times 10^{-13} \times \cos(2\Phi)) \times h^2 \\ & - (1.517 \times 10^{-17} + 6. \times 10^{-20} \times \cos(2\Phi)) \times h^3, \end{aligned} \quad (2.6)$$

donde Φ representa la latitud geográfica y g_0 es el valor de g sobre el nivel del mar:

$$g_0 = 980.616 \times (1.0 - 0.0026373 \times \cos(2\Phi) + 0.0000059 \times \cos^2(2\Phi)). \quad (2.7)$$

La expresión para el gradiente adiabático de una parcela de aire puede calcularse iniciando con la primera ley de la termodinámica [58]:

$$\delta Q = c_v dT + p_{atm} dV, \quad (2.8)$$

donde c_v es el calor específico en un volumen constante V y δQ es una variación de calor en la parcela. En movimiento ascendente, la masa se mantiene constante. Tomando una unidad de masa ($M_m=1$), se puede expresar $V = 1/\rho$, y reescribir la ecuación (2.8) como:

$$\begin{aligned} \delta Q &= c_v dT + p_{atm} d(1/\rho) \\ &= c_v dT + d(p_{atm}/\rho) - dp_{atm} \times 1/\rho \\ &= c_v dT + R dT - dp_{atm} \times 1/\rho \\ &= c_p dT - dp_{atm} \times 1/\rho, \end{aligned}$$

¹¹ Variable virtual que se introduce para compensar la sobreestimación de la ρ cuando se emplean condiciones de aire seco en lugar de aire húmedo.

donde $c_p = c_v + R$ es el calor específico a presión constante. Si el ascenso y descenso de la parcela de aire es adiabático, entonces δQ es igual a cero. Cuando se satisface esta condición, es posible realizar distinción entre aire seco y aire húmedo¹². En el primer caso, usando la ec. 2.3, se obtiene:

$$\begin{aligned}\Rightarrow \delta Q &= 0 \\ \Rightarrow c_p dT &= dp_{\text{atm}}/\rho \\ \Rightarrow dT/dp_{\text{atm}} &= RT/c_p p_{\text{atm}}.\end{aligned}$$

Finalmente, usando el resultado anterior y la ec. 2.4, la variación vertical de T es:

$$\Rightarrow \partial T/\partial h = (\partial T/\partial p_{\text{atm}}) \times (\partial p_{\text{atm}}/\partial h) = -g/c_p. \quad (2.9)$$

Cerca de la superficie de la Tierra, este gradiente tiene un valor de 10 K/km, [58].

Para el caso del aire húmedo, la ecuación (2.9) puede extenderse usando:

$$c_p = c_{p(\text{aire})} \times (100 - u_{\text{rel}})/100 + c_{p(\text{vapor})} \times u_{\text{rel}}/100. \quad (2.10)$$

Cuando el movimiento de la parcela de aire es ascendente, su T disminuye; este enfriamiento implica condensación parcial del vapor de agua que contiene. Con base en ello, existe una contribución de calor latente ΔH_v y una proporción de mezcla¹³ $d\omega = d\omega(h)$, tales que:

$$\delta Q = -\Delta H_v / d\omega.$$

Considerando éste término, la ecuación (2.9) queda como [58]:

$$\Rightarrow \partial T/\partial h = (-g/c_p) - (\Delta H_v/c_p) \times (\partial \omega/\partial h). \quad (2.11)$$

De esta forma, el gradiente adiabático húmedo es menor que el gradiente seco por un factor de $(\Delta H_v/c_p) \times (\partial \omega/\partial h)$.

2.1.1.2 Comportamiento de las variables de estado

¹² Se clasifica como aire húmedo cuando su contenido de vapor de agua no puede considerarse despreciable.

¹³ Cociente entre la masa de un componente atmosférico y la masa del aire seco, refiriéndose en este caso al vapor de agua.

Todas las variables discutidas tienen una dependencia entre sí y en conjunto describen el comportamiento termodinámico de la atmósfera. La T es una propiedad determinante, presentan una anti correlación directa con la u_{rel} , así como variaciones cíclicas con periodicidades diurnas y anuales.

Durante las primeras horas de la mañana, hay una alta tasa de incremento en T , la cual decrece gradualmente al llegar el atardecer; en promedio, el máximo se alcanza aproximadamente dos horas después de que el Sol alcanza su punto más alto. Posteriormente, la tasa de descenso de T es nuevamente alta hasta el anochecer y durante la noche. Esta variación diurna puede ser perturbada por la entrada de frentes de viento, así como de sistemas de viento locales. El comportamiento diurno de la u_{rel} es inversamente proporcional al cambio de T (figura 2.1), ya que el aire caliente tiene una mayor capacidad para almacenar vapor de agua que el aire frío y es influenciada únicamente por la dependencia en T de la p_s . Por otra parte, el efecto estacional de la variación anual tiene una dependencia zonal, pues las estaciones del año se presentan en diferentes fechas en función de la localización geográfica. La figura 2.1 fue realizada para ilustrar las variaciones temporales de la T y la u_{rel} , usando los datos de la estación Ciudad de México (CDMX) de la Red Universitaria de Observatorios Atmosféricos (RUOA) del Centro de Ciencias de la Atmósfera (CCA) de la UNAM.

En el caso de la p_{atm} , la variación diurna es mínima, caracterizada por áreas ciclónicas (de baja presión) y anticiclónicas (de alta presión).

Estas variaciones pueden ser más pronunciadas en días quietos de verano; sin embargo, también se presentan en todas las estaciones del año.

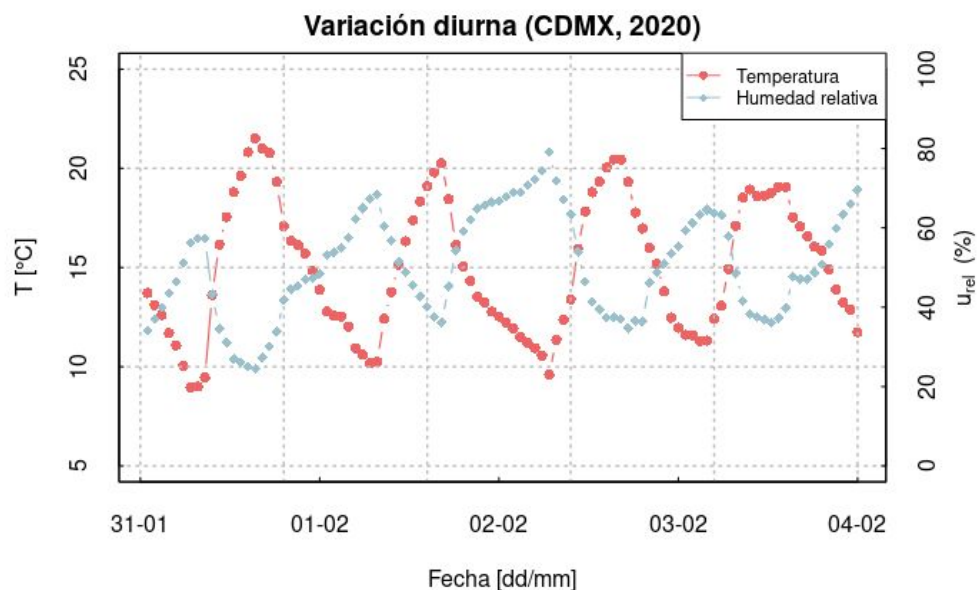


Figura 2.1. Variación diurna de temperatura y humedad relativa. Creada a partir de los datos de la estación CCA de la RUOA, UNAM.

Las simulaciones hechas en CORSIKA toman en cuenta las variables discutidas a través de las ecuaciones 2.1-2.11 con base en el modelo atmosférico empleado (ver capítulo 3).

2.1.2 Estructura vertical

Además de las variaciones zonales de la atmósfera, existe un perfil vertical de variaciones (figura 2.2), el cual posee una estructura por composición, una térmica y una eléctrica.

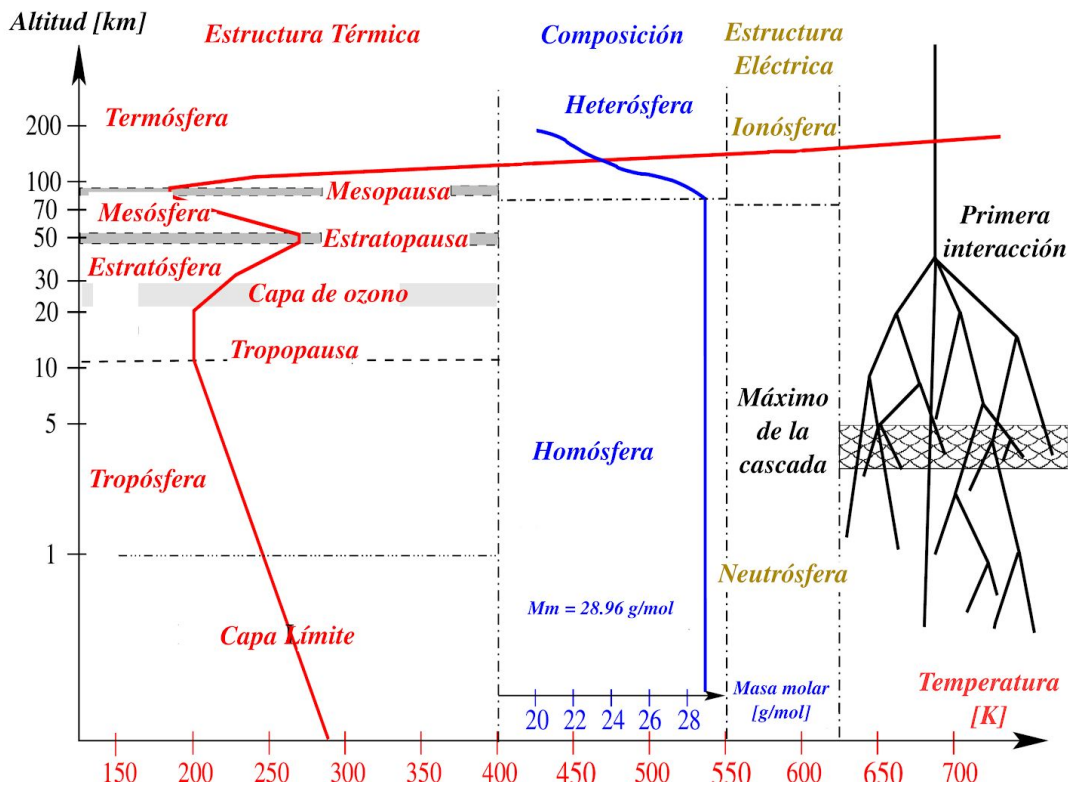


Figura 2.2. Perfil vertical (semilogarítmico) de la atmósfera terrestre. Se muestran las estructuras por composición, térmica y eléctrica; así como una ejemplificación de una cascada de partículas. Modificada de [58].

La estructura por composición está basada en la distribución de las especies químicas que componen a la atmósfera. Consiste en dos capas: la homosfera y la heterosfera.

La capa atmosférica conocida como homosfera tiene su frontera superior cerca de los 80 km. En esta capa, la M_m del aire seco es aproximadamente constante ($M_m = 28.96 \text{ g/mol}$) debido a sus movimientos convectivos en direcciones verticales y horizontales.

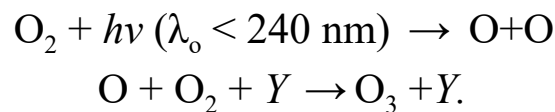
Por encima de la homosfera, se encuentra la heterosfera, caracterizada por el asentamiento de átomos y moléculas pesadas en las regiones bajas, mientras que los gases más ligeros ascienden hacia las partes superiores.

Los estratos de la estructura térmica están influenciados principalmente por las variaciones de T ; sus capas son la troposfera, estratosfera, mesosfera y termosfera. Esta clasificación también incluye a las fronteras entre capas.

En la troposfera, se presentan pequeñas variaciones temporales de T, por lo que es en esta zona donde ocurren la mayoría de los fenómenos meteorológicos. Al ser la capa atmosférica con mayor profundidad (su límite superior se encuentra aproximadamente en $h = 10$ km), la parte más baja de esta zona está fuertemente influenciada por las modificaciones a la circulación del viento que produce la orografía de cada región; es por esto que se conoce como peflosfera o capa límite. El gradiente adiabático de la troposfera se caracteriza por ser continuo. En esta capa ocurren los ciclos de evaporación y precipitación del agua, y es donde se concentra la mayor cantidad de vapor de agua, [10].

La tropopausa es la frontera que define el límite superior de la troposfera, su límite inferior varía en función de la latitud. Se caracteriza por ser una mezcla prácticamente homogénea en la que ocurren escasos procesos químicos y fotoquímicos. La h de este límite es máxima cerca del ecuador ($h = 16-17$ km) y es mínima en los polos ($h = 8-9$ km). La T en la tropopausa también es dependiente de la latitud, alcanza un mínimo en altas latitudes ($T = -45$ °C) y un máximo en latitudes ecuatoriales ($T \sim -75$ °C). Para una región específica, la T en la tropopausa se mantiene aproximadamente constante.

Por encima de la tropopausa, se encuentra la estratósfera ($h \sim 15-50$ km), donde la tasa de incremento de T es gradual debido a las reacciones químicas que tienen lugar por acción de un flujo mayor de radiación solar UV:



Donde Y representa una molécula atmosférica; por ejemplo, N_2 . El O_3 producido es una especie química con una alta capacidad de absorción de radiación en el rango de longitud de onda $\lambda_0 = 200-300$ nm, lo que favorece el incremento de T. A esta región principal de producción de O_3 se le conoce como capa de ozono.

Después de la estratósfera, se encuentra la estratopausa, donde la p_{atm} es de apenas 1 hPa.

Adyacente a la estratopausa, está la mesosfera, caracterizada por una actividad química importante debida a la radiación solar incidente, así como por una disminución de T similar a la de la troposfera. Dicha disminución alcanza un mínimo atmosférico a una h de 90-100 km, donde se forma una nueva discontinuidad denominada mesopausa.

En la termosfera ($h > 100$ km), la radiación solar UV es fuertemente absorbida, particularmente por O molecular y atómico, los cuales calientan el aire rápidamente. En esta última capa, la T incrementa con la altura y es altamente influenciada por los ciclos de actividad solar, [59].

La estructura eléctrica está dividida en dos partes principales: la neutrosfera ($h < 100$ km) y la ionósfera ($h > 60$ km, en sus capas inferiores, donde la ionización comienza a ser importante, [10]). La ionosfera se forma por efecto de la radiación solar y partículas energéticas que ionizan los gases en estado atómico que de la termosfera. En la ionosfera, los fenómenos espaciales, principalmente los resultantes de la interacción del campo geomagnético con el viento solar y los fenómenos MHD internos de la magnetósfera terrestre, dominan el

comportamiento termodinámico y electromagnético, produciendo una diferenciación de fases del material atmosférico, en la cual, la materia ionosférica es principalmente un plasma estratificado en constante actividad.

2.2 Cascada de partículas

Cuando un RC ingresa a la Tierra, interacciona con las moléculas de la atmósfera; después de una colisión se puede producir una serie en cadena de reacciones nucleares y decaimientos conocida como cascada de partículas. La h a la que ocurre esta interacción primaria es altamente fluctuante debido a la baja ρ en las capas más externas de la atmósfera. Una vez que un RC rompe un átomo de una molécula atmosférica, se producen nucleones con un pico de E de 8 MeV, junto con otra especie de partícula conocida como pión, el cual puede ser neutro (π^0) o estar cargado positiva (π^+) o negativamente (π^-). Los piones son mesones¹⁴ compuestos por quarks y antiquarks de sabor u y d.

2.2.1 Componentes de la cascada

La cascada se divide en tres componentes: hadrónica, muónica y electromagnética. Cada una de ellas recibe su nombre con base en la población de partículas producidas (figura 2.3).

¹⁴ Un mesón es una partículas compuesta por un quark y un antiquark. Los mesones pertenecen a la familia de los hadrones junto con los bariones, que son partículas compuestas por un triplete de quarks, como los n y p⁺.

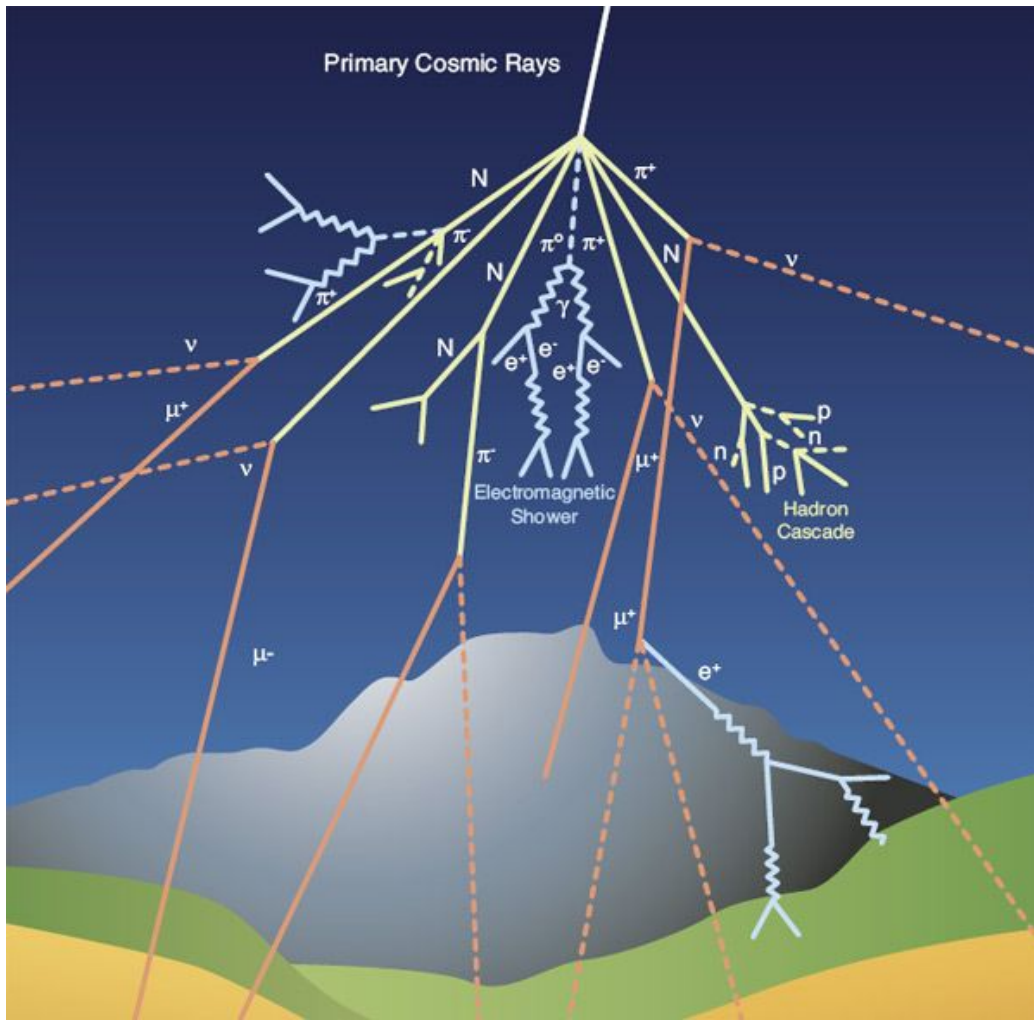


Figura 2.3. Ilustración de una cascada de partículas y sus componentes. Tomada de [60].

En el caso de la componente electromagnética dos fotones con longitudes de onda correspondientes a la región gamma del espectro electromagnético (1.022 MeV) pueden producirse a través del modo principal de decaimiento de un π^0 , siendo éste la fuente dominante (98.8%). En el proceso, se producen kaones¹⁵ (K^+ , K^-) a través de un decaimiento por interacción fuerte, seguido de un decaimiento electromagnético de los mismos; esta reacción subnuclear (ecuación 2.12) ocurre rápidamente, dado que el tiempo de vida media del π^0 (10^{-16} s) es mucho menor que la de los π^{\pm} :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (2.12)$$

Posteriormente, el decaimiento de los γ resultantes da lugar a la creación de pares e^-e^+ (ecuación 2.13):

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+. \quad (2.13)$$

¹⁵ Un kaón es un mesón compuesto por un quark y un antiquark de sabor u y s.

De manera similar, a través del proceso de aniquilación de pares (ecuación 2.14), se producen nuevos γ que vuelven a decaer y posteriormente crean un nuevo par e^-e^+ . A su vez, este proceso implica emisión continua de radiación Bremsstrahlung y puede repetirse dependiendo de la E disponible:

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (2.14)$$

La componente muónica se compone de los productos del decaimiento de los π^+ y π^- que no interaccionan con partículas atmosféricas. A estos productos se les conoce como muones, los cuales pueden tener una carga eléctrica positiva (μ^+) o negativa (μ^-) dependiendo de la carga del π padre. Estos decaimientos son análogos en forma al decaimiento beta del n (ecuaciones 2.15 a y 2.15 b). Los neutrinos-muón (ν_μ^+), y antineutrinos-muón ($\bar{\nu}_\mu^-$) resultantes también forman parte de esta componente, mientras que los e^- y e^+ son parte de la componente electromagnética. Una gran cantidad de los μ logran alcanzar la superficie de la Tierra e incluso rebasarla. Esto se debe a la dilatación relativista de su tiempo de vida media (2.2×10^{-6} s) y a su poca interacción con la atmósfera, lo que minimiza su pérdida de E.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu^+. \quad (2.15 \text{ a})$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu^-. \quad (2.15 \text{ b})$$

La componente hadrónica está conformada por los nucleones que se dispersan en la primera colisión y de los productos de sus decaimientos beta. Adicionalmente, estos nucleones pueden iniciar una nueva cascada.

2.2.2 Desarrollo de la cascada

La evolución de la cascada en función de h se conoce como desarrollo longitudinal, La cantidad de materia que las partículas atraviesan modula el número de interacciones y las pérdidas de E que experimentan. Por tal motivo, se define la profundidad atmosférica, una cantidad útil para describir el desarrollo longitudinal de la cascada:

$$X(h_0) = \int_{h_0}^{\infty} \rho(h) dh \quad . \quad (2.16)$$

El número de partículas $N(X)$ se incrementa desde la parte superior de la cascada hasta alcanzar un máximo de producción, en este punto la cascada alcanza su máxima extensión lateral para después comenzar a disiparse. La función de Gaisser Hillas es una función analítica que permite describir el tamaño de la cascada. Para su uso en simulaciones Monte Carlo (por ejemplo, en CORSIKA), es común definirla como [58]:

$$N(X) = N_{\max} \times [(X - X_0) / (X_{\max} - X_0)]^{[(X_{\max} - X_0) / (a + bX + cX^2)]} \times e^{[(X_{\max} - X) / (a + bX + cX^2)]}. \quad (2.17)$$

Los parámetros a , b , c , X_0 son dependientes de la masa y E del RC primario. La cantidad X_{\max} indica la profundidad a la cual ocurre el máximo de producción de la cascada y es dependiente del ángulo de inclinación a lo largo de su eje.

Así mismo, la E es una función de la profundidad atmosférica; y la energía E_0 que tiene el RC primario es la E total distribuida en todas las componentes de la cascada; de esta forma, la E de un RC secundario a una profundidad X es [58]:

$$E(X) = E_0/N(X). \quad (2.18)$$

Esta relación se cumple hasta que la $E(X)$ alcanza un valor crítico E_c en el que las pérdidas de E dominan sobre la producción de partículas. En este punto, la E_0 se correlaciona con el máximo de la cascada y su población de partículas como [58]:

$$N(X_{\max}) = E_0/E_c \\ X_{\max} = X_\lambda \times \ln(E_0/E_c) / \ln 2, \quad (2.19)$$

donde X_λ representa una longitud de interacción.

En el caso de los RC cargados, el mecanismo principal de disipación de E es la pérdida por ionización del medio, y puede ser descrito por la fórmula de Bethe Bloch [58]:

$$dE_{\text{ion}} = \lambda Z_e^2 \beta^{-2} \kappa_1 \times (\ln(\gamma^2 - 1) - \beta^2 + \kappa_2) \\ = [(\lambda Z_e^2 \gamma^2) / (\gamma^2 - 1)] \times (\ln(\gamma^2 - 1) - \beta^2 + \kappa_2), \quad (2.20)$$

donde λ representa el espesor del material atravesado, $\beta = v/c$ es la velocidad de las partículas en el marco de referencia del laboratorio pesada en unidades de velocidad de la luz, γ es el factor de Lorentz, Z_e es la carga de la partícula ionizante en unidades de carga elemental; y las dos constantes $\kappa_1 = 0.153287 \text{ MeV} \times \text{cm}^2/\text{g}$, $\kappa_2 = 9.386417$ son derivadas de [61] para aire seco.

La cascada de partículas termina cuando se alcanza una energía crítica ε_c , definida para e^- como la E a la cual la tasa de pérdida por radiación es igual a la tasa de pérdida por ionización. Es posible aproximar su valor como [62, 63]:

$$\varepsilon_c \approx (550/Z) [\text{MeV}], \quad (2.21)$$

Donde Z es el número atómico del medio; tomando en cuenta la composición del aire, es común tomar $Z=7$ (ver tabla 2.1). Con base en ello, la $\epsilon_c \sim 80$ MeV.

Por su parte, los n disipan E a través colisiones elásticas e inelásticas con isótopos y núcleos de N y O, principalmente. Esta dispersión resulta en la pérdida gradual del flujo de n a través de la atmósfera, este fenómeno es conocido como atenuación atmosférica (ver abajo).

2.3 Atenuación atmosférica de los n_s

2.3.1 Interacciones de los n en el aire

Un n_s inicia una cascada cuando desintegra un núcleo atmosférico. Este proceso de fisión implica la absorción del n_s , por lo que se pierde la posibilidad de detectarlo en superficie. Si la interacción cuenta con un n en el estado final, es además un proceso de producción de n . La sección eficaz de desaparición $\sigma(\text{des})$ se define como la suma de las secciones de todos los procesos en las que se pierde un n en el estado final; algunos ejemplos son la captura radiativa (σ_γ) o la creación de partículas cargadas ($\sigma(n, p, \text{cargada})$), [64]:

$$\sigma(\text{des}) = \sigma_\gamma + \sigma(n, p, \text{cargada}) + \dots$$

Tomando en cuenta la $\sigma(\text{des})$, es posible definir la sección eficaz de absorción $\sigma(\text{abs})$ como la suma de la $\sigma(\text{des})$ más la sección eficaz de la fisión nuclear ($\sigma(n, \text{fis})$) cuando ésta puede considerarse como un proceso de absorción [64]:

$$\sigma(\text{abs}) = \sigma(\text{des}) + \sigma(n, \text{fis}).$$

Las reacciones de absorción son exotérmicas y su sección eficaz se comporta como $1/v_n$, (donde v_n es la velocidad del n en el marco de referencia del laboratorio) para E superiores a 100 keV. La sección eficaz es proporcional al tiempo que el n pasa cerca de la vecindad del núcleo, por lo que también es proporcional a $1/v_n$.

La ocurrencia de algunos de los procesos inelásticos está sujeta un a valor de E umbral, el cual puede obtenerse a partir de la relación (no relativista) [64]:

$$\begin{aligned} E_{\text{CM}} &= M_{\text{pr}} \times E_{\text{lab}} / (m_t + M_{\text{pr}}) \\ \rightarrow E_{\text{lab}} &= E_{\text{CM}} \times (m_t + M_{\text{pr}} / M_{\text{pr}}, \quad (2.22) \end{aligned}$$

donde E_{CM} es la energía en el centro de masa, m_t es la masa del proyectil, M_{pr} la masa del blanco, y E_{lab} corresponde a la energía en el marco de referencia del laboratorio.

Tomando en cuenta la aportación de cada uno de estos procesos (tabla 2.2), se obtiene la σ total para el transporte de los n a través de la atmósfera, para el O, este valor es de $\sim 3.98 \text{ b}^{16}$, mientras que para N es de $\sim 12.2 \text{ b}$.

Elásticos	Inelásticos
(n,n) Colisión	(n, γ) Captura radiativa
	(n, fis) Fisión
	(n, 2n), por ejemplo: $^{16}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{O}$
	(n, p ⁺) Producción de partículas cargadas

Tabla 2.2. Se presentan algunos de los procesos elásticos e inelásticos que contribuyen a la σ total. Tomada de [64].

Debajo de 3 MeV, la dispersión elástica es el proceso dominante para el O (figura 2.4), presentando una baja σ , después de $\sim 7 \text{ MeV}$ existe una marcada competencia entre los demás procesos. La captura (n, p) es 10^4 veces mayor para el N; adicionalmente, su concentración en la atmósfera se presenta principalmente en forma de los isótopos ^{14}N (99.63%) y ^{15}N (0.37%), por lo que este elemento es determinante para el comportamiento de los n en el aire (figura 2.5).

La captura radiativa de un n por parte de un ^{15}N produce 10.833 MeV en estado base. La emisión consiste de distintas cantidades de γ con diferentes energías (la máxima E producida es de 10.8291 MeV), por lo que un alto conteo de γ en el aire atmosférico es un indicador de la presencia de n. La mayor σ de captura de n corresponde a la reacción $^{14}\text{N} (n, p^+) ^{14}\text{C}$, para un n térmico, $\sigma (n, p^+) = 1.8 \text{ b}$. Este proceso es una fuente importante de ^{14}C , y los p⁺ resultantes (con 0.583 MeV) pueden ser indicadores de la presencia de n. Cabe mencionar que el proceso (n, p⁺) acota el tiempo de vida media del n en el aire, tomando en cuenta que $\sigma \propto 1/v_n$ y considerando la longitud de interacción $N_u \times \sigma (n, p^+)$, la frecuencia de colisión f_c de un n en aire se puede expresar como [64]:

$$f_c = N_u \times \sigma (n, p^+) \times v_n,$$

donde N_u es la densidad numérica del blanco. Para $E \sim 10^5 \text{ eV}$, f_c se mantiene constante con un valor de 16 colisiones por segundo, [64].

¹⁶ El barn [b] es una unidad de medida adoptada en física nuclear y de partículas para la cuantificación de una superficie; 1 b corresponde a 10^{-28} m^2 .

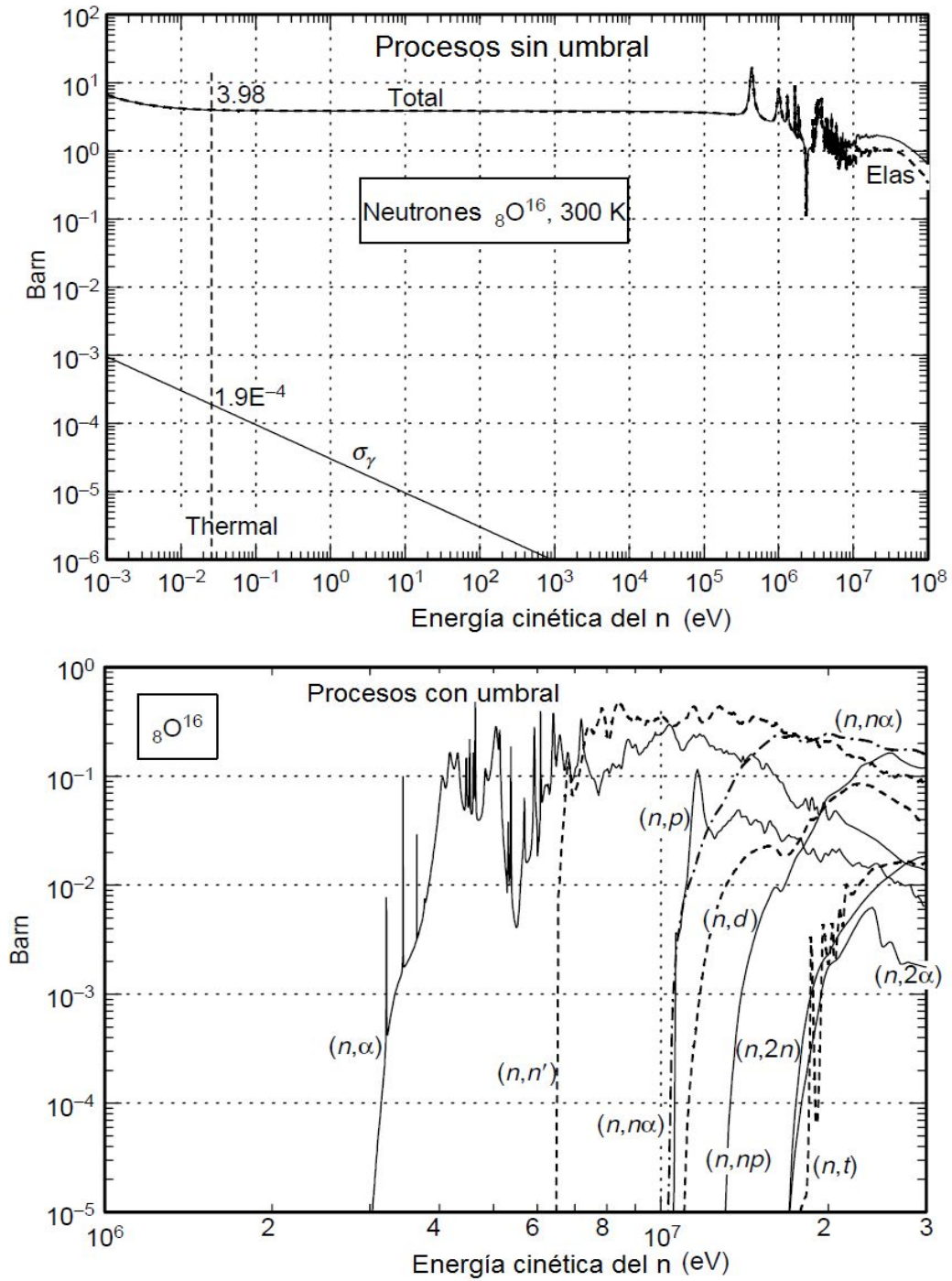


Figura 2.4. Secciones eficaces de las interacciones de los n con ^{16}O a T ambiente en función de la E_n en el marco de referencia del laboratorio. Se muestran los procesos sin umbral (panel superior) y con umbral (panel inferior) de energía. Tomada de [64].

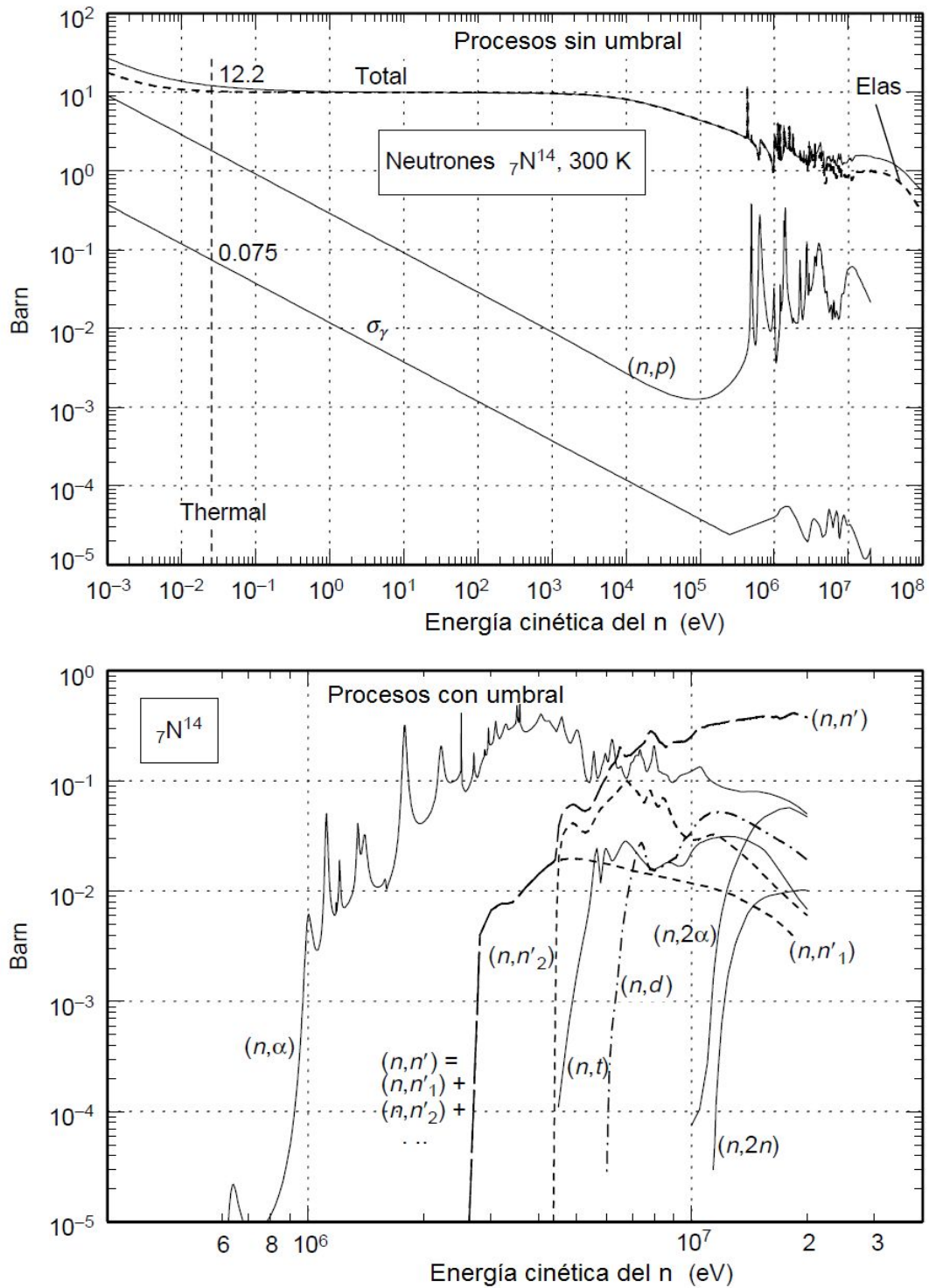


Figura 2.5. Secciones eficaces de las interacciones de los n con ^{14}N a T ambiente en función de la E_n en el marco de referencia del laboratorio. Se muestran los procesos sin umbral (panel superior) y con umbral (panel inferior) de energía. Tomada de [64].

2.3.2 Cálculo de la atenuación

El camino libre medio de los n_s se reduce abruptamente una vez que ingresan a la Tierra debido al cambio de densidad del medio¹⁷, el incremento de las interacciones con la materia resulta en una disminución gradual del flujo inicial en función de la $X(h)$ y de la E de los n_s . Con base en ello, únicamente las partículas más energéticas y con mayor X_λ tienen la mayor probabilidad de ser detectadas por algún instrumento a nivel de superficie. Por esta razón los aparatos construidos con este fin son ubicados en alta montaña (ver apéndice I).

Tomando en consideración la estructura vertical de la atmósfera y su perfil de densidad, el cálculo de la atenuación puede realizarse para una localidad y $X(h)$ específicas. Para la región de Sierra Negra (SN) en Puebla, México, la atenuación de los n_s de alta energía ha sido calculada por medio de simulaciones Monte Carlo [4, 65] (figura 2.6).

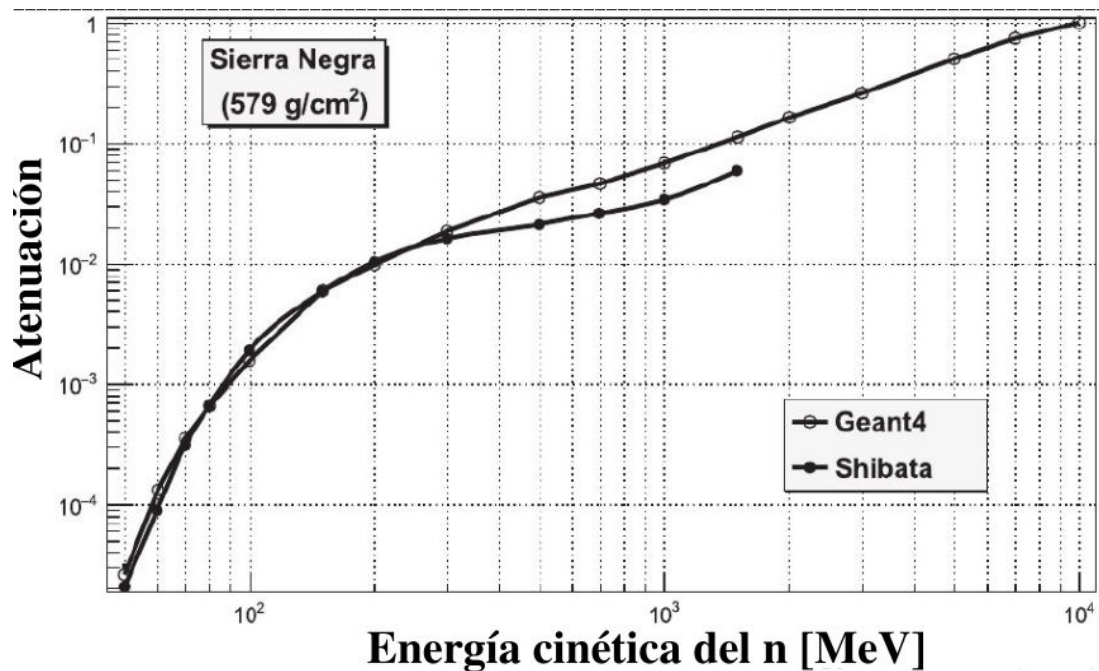


Figura 2.6. Atenuación atmosférica para la región de Sierra Negra. Modificada de [4].

Por ejemplo, un flujo de 100 n con $E_n = 5$ GeV tendrá un porcentaje de atenuación de ~60%. Esta atenuación se debe principalmente a procesos de dispersión inelástica con ^{16}O y ^{14}N .

¹⁷ A 1 UA, la densidad de partículas en el medio interplanetario es de $\sim 10/\text{cm}^3$.

CAPÍTULO 3

SIMULACIÓN DEL FLUJO DE PARTÍCULAS USANDO CORSIKA

INTRODUCCIÓN

En el estudio de las cascadas de partículas, el análisis de datos obtenidos experimentalmente y la planeación de los experimentos correspondientes requiere de un detallado sustento teórico que, en general, es imposible de abordar analíticamente. Por este motivo, se hace uso de cálculos Monte Carlo para modelar el desarrollo de una cascada tomando en cuenta todo el conocimiento que existe en la actualidad sobre interacciones fuertes y electromagnéticas a altas E .

En la actualidad, existen distintos modelos diseñados con la finalidad de estudiar las interacciones de las partículas con la materia, que permiten estudiar los fenómenos físicos relacionados a distintas escalas de energía.

Para este trabajo, se acoplaron dos modelos de interacción, uno de baja energía ($E \leq 10^{10}$ eV) y otro de alta energía ($E \geq 10^{10}$ eV), con el fin de cubrir la propagación de n_s y de partículas secundarias en el mayor intervalo de energía posible.

3.1 CORSIKA

COsmic Rays Simulation for KAscade (CORSIKA) es un programa ampliamente utilizado en el estudio de las cascadas de partículas. Inicialmente, fue desarrollado para las simulaciones del experimento KASCADE¹⁸ en Karlsruhe, Alemania. La primera versión de CORSIKA fue liberada el 26 de octubre de 1989; desde entonces, se han extendido mejoras de manera continua, [66]. Para este trabajo, se utilizó la versión CORSIKA V-7.7100.

Fundamentado en el desarrollo de simulaciones Monte Carlo, CORSIKA es capaz de simular una gran cantidad de fenómenos de partículas, tales como su transporte, decaimientos e interacciones entre núcleos (con número másico A de hasta $A=56$), hadrones, leptones (μ^+ , μ^- , e^- , e^+ , ν_e^+ , ν_e^- , ν_μ^+ , ν_μ^-) y fotones con E de hasta 10^{20} eV a lo largo de la atmósfera. De esta forma, permite analizar detalladamente las propiedades de las partículas secundarias, tales como la especie, energía, dirección y tiempo de arribo.

Así mismo, CORSIKA puede determinar parámetros físicos de la cascada, tales como la multiplicidad, la elasticidad, longitud de interacción, número de interacciones por intervalo de E cinética entre otros (figura 3.1).

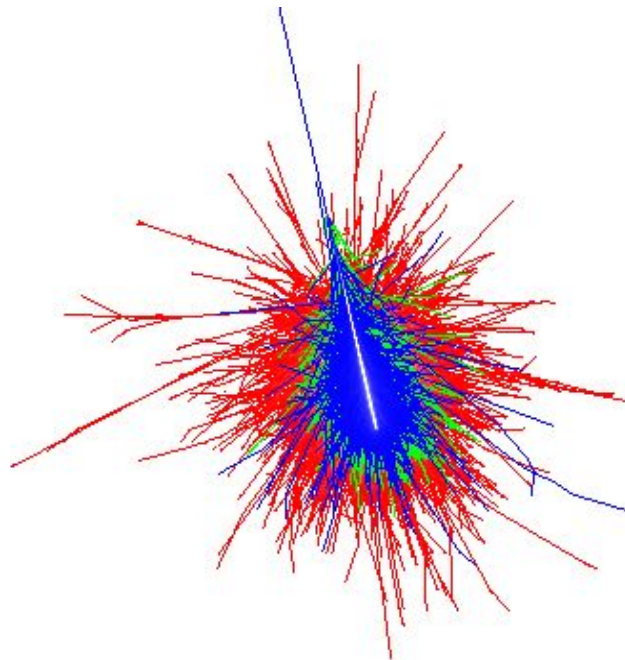


Figura 3.1. Ilustración de la simulación de una cascada de partículas en CORSIKA. Se muestran las componentes de la cascada: hadrónica (azul), muónica (verde) y electromagnética (rojo).

¹⁸ Este experimento buscaba determinar la composición elemental de la radiación cósmica primaria en el rango de E de 3×10^{14} a 1×10^{17} eV, [66].

La información de cada partícula (masa, carga, etc.) está almacenada en un arreglo que permite acceder fácilmente a cada dato durante los cálculos. Los identificadores de las partículas se toman del código GEANT3, [67]. Las masas nucleares se toman como la suma de las masas de los nucleones constituyentes sin tomar en cuenta E de unión¹⁹; sin embargo, se pueden tomar en cuenta las correcciones de las masas de acuerdo a la fórmula de Bethe-Weizsäcker.

El programa está construido en rutinas de FORTRAN, por lo que no es necesario utilizar bibliotecas adicionales. Su funcionamiento puede dividirse en cuatro partes:

La primera parte es un marco general que se encarga del input y el output de cada simulación, del seguimiento a las trayectorias y procesos de decaimiento que desempeñan las partículas inestables.

La segunda parte consiste en un conjunto de rutinas, cuya tarea es abordar las interacciones a altas energías de hadrones y núcleos con las partículas del aire.

La tercera parte es un conjunto de rutinas que se encargan del desarrollo de interacciones hadrónicas en el régimen de bajas E.

El conjunto de rutinas correspondiente a la cuarta parte describe el transporte e interacciones de e^- , e^+ y fotones.

Las rutinas precompiladas funcionan en conjunto con los modelos de interacción. Para el desarrollo de la primera, segunda y cuarta parte, el código CORSIKA cuenta con diferentes modelos de interacción a altas y bajas E, cuya precisión en las simulaciones, cálculo de secciones eficaces, costo computacional, aproximaciones físicas varía de acuerdo a los requerimientos del objeto de estudio.

3.1.1 QGSJET

Quark Gluon String model with JETS (QGSJET), es el modelo de interacción a altas E empleado para este trabajo. En sus versiones más recientes, su funcionamiento está basado en la teoría cromodinámica cuántica perturbativa (pQCD), utilizando aproximaciones eikoniales (debido a la extrapolación hacia ultra altas E) de la probabilidad de interacción [68] para los procesos hadrónicos que tienen lugar durante el desarrollo de la cascada de partículas. En

¹⁹ En física nuclear, la energía de unión E_b es la energía requerida para romper un núcleo y es igual a la energía requerida para unir un núcleo:

$$E_b = (\Delta m) c^2$$

donde Δm es la diferencia de masa entre la suma total de las masas de los nucleones ($Zm_p + (A-Z)m_n$) menos la masa del núcleo (m_{nuc}):

$$\Delta m = Zm_p + (A-Z)m_n - m_{nuc}$$

De manera similar, la energía de unión por nucleón $E_{b/n}$ es la energía necesaria para remover un nucleón de un núcleo (análoga a la energía de ionización para un e^- en un átomo) y se define como:

$$E_{b/n} = A / E_b$$

dichos procesos se involucran los componentes de las partículas hadrónicas y pueden clasificarse en suaves, duros y semiduros.

Cuando la separación $r^{(suave)}$ entre partículas interactuantes o *partones* es del orden del radio R_h del hadrón que conforman, de tal forma que: $r^{(suave)} \sim R_h$, se consideran procesos a grandes distancias, consecuentemente no pueden ser estudiados aplicando la teoría QCD. Además, sus correspondientes secciones eficaces $\sigma^{(suave)}$ son del orden de las dimensiones del sistema; es decir, $\sigma^{(suave)} \sim R_h$. Este es el caso de la mayoría de las interacciones hadrónicas típicas, y reciben el nombre de procesos suaves.

Por otra parte, los procesos duros convencionales son aquellos en los que interviene una partícula virtual con un momento o masa²⁰ $q^2 \gg 1/R_h^2$ (y por tanto de pequeñas dimensiones $\sim 1/q \ll R_h$), colisiona inelásticamente con un hadrón disipando una parte importante de su energía. Tales procesos ocurren a cortas distancias $r^{(duro)} \sim 1/q$ donde se puede aplicar pQCD; adicionalmente, la escala típica de sus secciones eficaces es muy pequeña $\sigma^{(duro)} \sim 1/q^2 \ll R_h^2$. (como una analogía de esto, se puede pensar clásicamente, en el caso en que un objeto muy pequeño está impactando gran parte del hadrón).

Finalmente, un proceso semiduro ocurre cuando un hadrón es impactado por una partícula virtual disipando sólo una pequeña porción de su energía (debido la diferencia de sus dimensiones). En este escenario, el hadrón inicial tiene una alta densidad de partones con pequeñas dimensiones $\sim 1/q$ y secciones eficaces $\sigma_{(partón)} \sim 1/q^2$, resultando una sección eficaz “global” alta $\sigma^{(semiduro)} \sim R_h^2$. A diferencia de los procesos suaves, esto ocurre a cortas distancias $r^{(semiduro)} \sim 1/q \ll R_h$, de manera que la pQCD es aplicable, [69].

En sus primeras versiones [68], la mayoría de las aproximaciones del modelo QGSJET consideraban únicamente la probabilidad de interacción de hadrones en procesos suaves (χ_{ij}^P (s, **b**)) a través de la ecuación:

$$\chi_{ij}^P(s, \mathbf{b}) = \gamma_i \gamma_j R_{ij}^{-2} \exp(\Delta y - \mathbf{b}^2/4R_{ij}^2), \quad (3.1)$$

donde s es el cuadrado de la energía de las partículas en el marco de referencia del centro de masa del sistema, **b** es un parámetro de impacto, $y = \ln(s)$, y Δ , γ_i , γ_j , R_{ij} son parámetros de trayectoria de Pomeron.

Numerosos resultados experimentales relacionados con las cascadas de partículas fueron reproducidos exitosamente con gran precisión utilizando este modelo, [70]. Con el lanzamiento de la nueva versión QGSJET-II, la simulación de procesos duros y semiduros ha

²⁰ Esta masa es una cantidad *off-shell* o “fuera de la capa”. En QFT, una cantidad *off-shell* es una propiedad de una configuración de un sistema físico que no satisface las ecuaciones de movimiento clásicas. En este caso, la masa *off-shell* “q” representa la equivalencia masa energía de una partícula virtual en términos de su 4-momento con una firma métrica (+, -, -, -) y c = 1; entonces, el 4-momento q_μ que intercambia una partícula virtual x es la diferencia de 4-momento entre las partículas que entran y salen del sistema durante el proceso físico en cuestión. Se representa como:

$$q^\mu q_\mu = q^2 = m^2$$

sido mejorada. Actualmente se encuentra en desarrollo la nueva versión QGSJET-III, cuyo principal enfoque ha sido la optimización del tratamiento de los procesos duros y semiduros.

En la versión utilizada de CORSIKA, se acopla el modelo QGSJET-II, el cual incorpora los procesos duros y semiduros haciendo uso de una aproximación eikonal de la probabilidad de interacción hadrónica de acuerdo a la ecuación:

$$\chi_{ij}(s, \mathbf{b}) = \chi_{ij}^{\text{suave}}(s, \mathbf{b}) + \chi_{ij}^{\text{duro}}(s, \mathbf{b}), \quad (3.2)$$

donde $\chi_{ij}^{\text{suave}}(s, \mathbf{b})$ corresponde al intercambio suave de Pomeron dado por la eikonal en $q^2 < Q_0^2$ (ecuación 3.1); la eikonal con $q^2 > Q_0^2$, $\chi_{ij}^{\text{duro}}(s, \mathbf{b})$, que representa a las interacciones duras y semiduras, puede expresarse como:

$$\chi_{ij}^{\text{duro}}(s, \mathbf{b}) = r^2 \int dy_1 \int dy_2 \chi_{ij}^{\text{suave}}(e^{y_i+y_j}, \mathbf{b}) [\sigma^{(\text{duro})}(e^{y-y_1-y_2}, Q_0)/2], \quad (3.3)$$

donde r^2 es un parámetro ajustable que define la densidad de partones; las y corresponden a rapideces de Pomeron, y son intervalos de rapidez, y $Q_0^2 = 3 \text{ GeV}^2$ [71] es el corte de transferencia de momento. Haciendo uso de ambas contribuciones, QGSJET-II ha permitido reproducir las σ de numerosos experimentos de manera satisfactoria. Algunos ejemplos para interacciones nucleón-nucleón se muestran en la tabla 3.1

Energía (GeV)	σ^{tot} (QGSJET)	σ^{tot} (EXPERIMENTAL)
53	42.7	42.9 +- 0.2
546	61.7	61.26 +- 0.93
1800	77.7	80.03 +- 2.24
10^5	147	-

Tabla 3.1. Resultados de simulaciones hechas con QGSJET vs resultados experimentales a diferentes órdenes de magnitud de energía. Modificada de [70].

Con el advenimiento de la versión QGSJET-III, se busca optimizar y unificar la aproximación al tratamiento perturbativo (duro y semiduro) y no perturbativo (suave) de los procesos hadrónicos, [71]. Por otra parte, las E de los n_s típicamente están debajo del régimen de altas E , por lo que las limitaciones en el tratamiento de los procesos duros y semiduros del modelo QGSJET-II no influyen de manera significativa los resultados de las simulaciones

hechas en este trabajo; sin embargo, es imperativo acoplar un modelo de interacción a bajas E , pues las partículas producidas durante una cascada generada por n_s serán en su mayoría poco energéticas ($E < \text{GeV}$). A esto se suman los procesos de disipación de energía por ionización y excitación de las partículas secundarias.

3.1.2 FLUKA

FLUKtuierende KAskade (FLUKA) es el modelo de interacción a bajas E que se acopló en CORSIKA para llevar a cabo este trabajo.

Históricamente, el desarrollo del código de FLUKA tuvo varias etapas, en cada una se desarrolló como una alternativa superior en comparación con otros códigos diseñados para simular un amplio espectro de fenómenos que involucran partículas. Para esta tesis se utilizó la versión más actualizada (fluka2020.0).

FLUKA permite estudiar interacciones inelásticas de tipo hadrón-hadrón y hadrón-núcleo, [72]. Los modelos de interacción hadrón-nucleón que utiliza están basados en producción de resonancia y decaimiento por debajo de algunos GeV y en el Dual Parton Model ($5 \text{ GeV}/c < E < 20 \text{ TeV}/c$), [73]. Así mismo, se utilizan dos modelos para las interacciones hadrón-núcleo; las paqueterías PEANUT [74] y Generalised Intra-Nuclear Cascade (GINC) se aplican en un intervalo de E de 3-5 GeV/c. Cuando las interacciones hadrón-núcleo rebasan el régimen cubierto por PEANUT y GINC se consideran de alta energía ($5 \text{ GeV}/c < E < 20 \text{ TeV}/c$); entonces, se aplica el mecanismo de colisiones múltiples de Gribov-Glauber. Las secciones eficaces para interacciones hadrón-hadrón se representan con ajustes parametrizados con datos obtenidos experimentalmente, disponibles en [75]. Los tres modelos cubren los procesos de captura de antipartículas, así como de evaporación y desexcitación gamma de núcleos residuales; cuando estos núcleos son ligeros, son fragmentados en un máximo de seis cuerpos de acuerdo al modelo de ruptura de Fermi, [72, 76].

En la tabla 3.2, se muestran algunos ejemplos de experimentos en los que FLUKA se ha utilizado con éxito.

Física de neutrinos	Física de rayos cósmicos	Fondo de neutrones
ICARUS, CNGS, NOMAD, CHORUS	MACRO, AMS, Bartol, Notre-Dame, CORSIKA	Palo Verde, MACRO

Tabla 3.2. Algunos de los proyectos en los que FLUKA se ha aplicado con éxito, se muestra la rama de la física involucrada en cada uno.

3.1.2.1 Neutrones en FLUKA

Cuando la E_n está por debajo del valor de corte (19.6 MeV), FLUKA utiliza un algoritmo multigrupo, ampliamente utilizado en programas de transporte de n a bajas E. El algoritmo consiste en dividir el rango de E de interés en múltiples intervalos denominados “grupos de energía” (g, g'); las interacciones elásticas e inelásticas son simuladas grupo a grupo en lugar de considerarse procesos mutuamente excluyentes, esta técnica de agrupamiento de probabilidades de transferencia (P_i) dan lugar a una matriz de dispersión (σ_s^i), y la probabilidad de transferencia de dispersión entre diferentes grupos (σ_s) se representa con una expansión en polinomios de Legendre truncada en el N+1-ésimo término de acuerdo a la ecuación [72]:

$$\sigma_s(g \rightarrow g', \mu) = \sum_{i=0}^N (1/4\pi) (2i + 1) P_i(\mu) \sigma_s^i(g \rightarrow g'), (3.4)$$

donde $\mu = \Omega \cdot \Omega'$ es el ángulo de dispersión y N es el orden de anisotropía de Legendre.

Con base en el algoritmo multigrupo para bajas E y en los tres modelos de interacción hadrón-hadrón y hadrón-núcleo, la simulación del comportamiento de los n de baja E que pueden ser producidos en la cascada de partículas y de los n_s posee un sustento sólido. Por otro lado, las E de los n secundarios producidos por los n_s que ingresan a la Tierra pueden ser del orden del valor de corte ($E_n < 19.6$ MeV), esta distinción es de gran utilidad para determinar si un n_s puede alcanzar la altura de algún detector a nivel de superficie (ver sección de resultados).

3.1.3 Perfil atmosférico

Con base en lo establecido en la tabla 2.1, CORSIKA adopta una composición atmosférica que consiste en N_2 , O_2 y Ar con fracciones volumétricas de 78.1 %, 21.0% y 0.9% respectivamente, [77]. La variación de densidad de la atmósfera en función de la altitud es modelada con un ajuste de cinco capas, [66]. Las cuatro capas inferiores siguen una dependencia exponencial, dando lugar a una relación entre la sobrecarga de masa atmosférica $M_b(h)$ y la altitud h de la forma:

$$M_b(h) = a_i + b_i e^{-h/c_i} \text{ con } i = 1, 2, 3, 4. \quad (3.5)$$

En la quinta capa, la $M_b(h)$ decrece linealmente con la altitud:

$$M_b(h) = a_5 - b_5 \times h / c_5. \quad (3.6)$$

Los parámetros a_i , b_i y c_i toman valores tales que permiten que la función $M_b(h)$ sea diferenciable y continua en cada una de las fronteras entre las capas. En este modelo se define la frontera inferior de la atmósfera en el punto donde la $M_b(h)$ se vuelve despreciable; la altitud a la que se cumple esta condición, así como el valor de los parámetros a_i , b_i , c_i es dependiente de la atmósfera seleccionada. En CORSIKA se cuenta con una selección de atmósferas cuyos parámetros varían en función de la posición geográfica y con la estacionalidad:

- ❖ Siete atmósferas típicas construidas con base en mediciones hechas en 1993 sobre Stuttgart (a 60 km de Karlsruhe, Alemania) y transmitidas por el servicio meteorológico alemán Deutscher Wetterdienst Offenbach. Esta colección de atmósferas está parametrizada de acuerdo a [78].
- ❖ Cuatro atmósferas del hemisferio sur parametrizadas por D. Chirkin de acuerdo al modelo MSIS-90-E [79] y dos más atribuidas a P. Lipari, [80].
- ❖ Doce atmósferas diseñadas para el Observatorio Pierre Auger en Malargüe, Argentina. Cada una de ellas es dependiente del mes considerado, parametrizadas con datos del Global Data Assimilation System (GDAS) de la National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), [81, 82, 83].
- ❖ Además de estas atmósferas específicas, se cuenta con una atmósfera estándar estadounidense parametrizada por J. Linsley, [84]. De acuerdo a la World Meteorological Organization (WMO), una atmósfera estándar es una distribución vertical hipotética de T , p y ρ atmosféricas, la cual, por acuerdo internacional, es altamente representativa de las condiciones meteorológicas a lo largo de un año en latitudes medias. Se asume que el aire obedece la Ley de gases ideales y satisface la ecuación de equilibrio hidrostático, relacionando las variables de estado con el geopotencial (ver capítulo 2), [85].

Dado que la atmósfera es un sistema complejo y altamente sensible a sufrir variaciones espaciales y temporales, y a la imposibilidad de predecir un evento solar, la elección de un modelo para el presente trabajo requiere de una representación incluyente de las condiciones atmosféricas a lo largo de todo el año y cubriendo la mayor área posible; en este caso, resulta sumamente conveniente la distribución geográfica de los detectores construidos para la detección de n_s (ver apéndice I), así como la banda ecuatorial que cubren espacialmente, pues se ajustan a los requerimientos espaciotemporales de la definición de una atmósfera estándar. Es por este motivo que se ha optado por utilizar una estandarización de los parámetros y valores necesarios para los cálculos del modelo atmosférico (tabla 3.3). La rutina *gdastool* de CORSIKA permite crear un perfil atmosférico de densidad utilizando las ecuaciones (3.5 y 3.6) del modelo de sobrecarga atmosférica para una región específica. Los datos se obtienen de la base de datos de GDAS. Haciendo uso de estas herramientas se creó un perfil de densidad vertical atmosférica para SN, para la fecha 07 de septiembre de 2005 (figura 3.2), en la cual se confirmó la ocurrencia de una fulguración solar, así como la detección de partículas asociadas a ella, [4].

Capa i	Altitud h (km)	a_i (g/cm ²)	b_i (g/cm ²)	c_i (g/cm ²)
1	0 - 3.75	-1.4921(10) ²	1.2015(10) ³	1.0363(10) ⁶
2	3.75 - 9.75	-7.3099(10) ¹	1.1325(10) ³	9.4205(10) ⁵
3	9.75 - 26.70	-6.1069(10)	1.1609(10) ³	7.8509(10) ⁵
4	26.70 - 100	7.8338(10) ⁻⁴	1.8492(10) ³	6.6119(10) ⁵
5	>100	1.1283(10) ⁻²	1(10)	10 ⁹

Tabla 3.3. Parámetros del modelo de atmósfera estándar creado para SN en la fecha 07 de septiembre 2005.

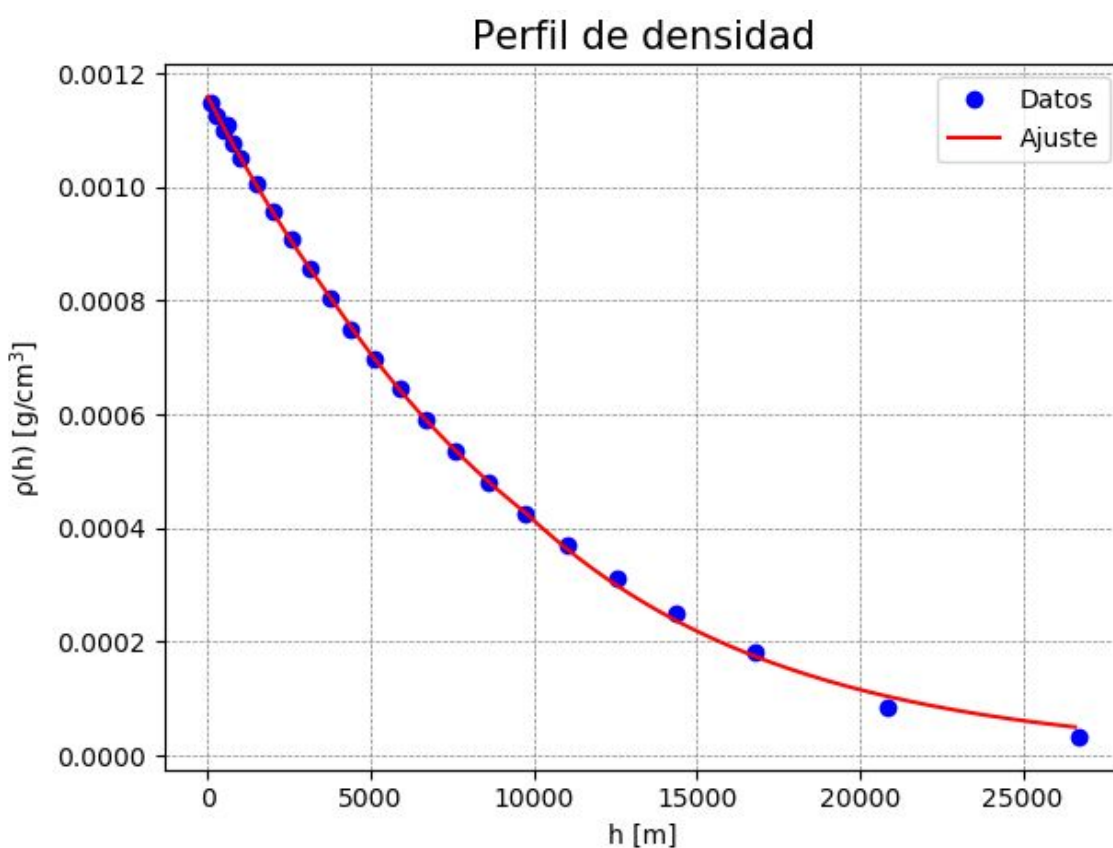


Figura 3.2. Perfil vertical de densidad de SN, creado a partir de la base de datos de GDAS.

Con base en este perfil atmosférico, es posible integrar un modelo de atmósfera estándar en cada una de las simulaciones para recrear las condiciones meteorológicas locales de manera óptima.

3.2 Simulación de la cascada de partículas

3.2.1 Muestreo delgado

Para realizar una simulación, CORSIKA puede recurrir a un método de reducción de varianza o “muestreo delgado”, el cual permite reducir el tiempo de cómputo (tabla 3.4) para escalas de energía primaria muy elevadas ($E_0 > 10^{16}$ eV), así como la duración de las simulaciones con E en escalas menores. Todas las partículas secundarias debajo de una fracción ajustable de la energía primaria son expuestas a este procedimiento.

Se define el nivel de adelgazamiento $\epsilon_{th} = E/E_0$, [58]. Si la suma de energía del total j de las partículas cae debajo de la energía de adelgazamiento [58]:

$$\epsilon_{th}E_0 > \sum_j E_j. \quad (3.7)$$

Se selecciona sólo una partícula al azar de acuerdo a su energía E_m con probabilidad [58]:

$$P_m = E_m / \sum_j E_j. \quad (3.8)$$

El resto de las secundarias son descartadas. Un factor de peso apropiado $w_m = 1/P_m$ es atribuido a la superviviente, permitiendo la conservación de su energía y el número de partículas; además, los valores pueden ser establecidos independientemente para interacciones hadrónicas y electromagnéticas.

Si sólo una parte de la E de las partículas secundarias cae debajo del nivel de adelgazamiento, la probabilidad de supervivencia de las respectivas partículas está dada por [58]:

$$P_m = E_m / (\epsilon_{th}E_0). \quad (3.9)$$

Si las partículas sobreviven, se les asigna el factor de peso $w_m = 1/P_m$. Este último procedimiento se aplica para el caso en el que la suma de energía de las secundarias correspondientes excede el nivel de adelgazamiento, permitiendo la supervivencia de más de una partícula.

Con este mecanismo de selección, se da seguimiento a un número casi constante de partículas en la parte de bajas E de la cascada, en lugar de un conjunto con crecimiento exponencial que demanda un elevado gasto computacional.

ϵ_{th}	Tiempo de cómputo (min)
Ninguno	98
10^{-6}	51
10^{-5}	7.2
10^{-4}	1.2
10^{-3}	0.16

Tabla 3.4. Dependencia del tiempo de cómputo con ϵ_{th} para cascadas iniciadas por p^+ de incidencia vertical con $E_0 = 10^{15}$ eV empleando QGSJET y EGS4.

3.2.2 Camino libre medio

Dentro de la cascada de partículas, el camino libre medio se define como la distancia que recorre una partícula antes de sufrir una interacción inelástica o un decaimiento. Está determinado por la sección eficaz de una interacción determinada (σ_i) [86]:

$$\lambda_i = N_A \times \sigma_i / A, \quad (3.10)$$

donde N_A es el número de Avogadro y A es el número másico de los núcleos del medio. En CORSIKA, en el caso de las partículas estables, sólo se toman en cuenta las interacciones, mientras que, para las inestables, se toman en cuenta los decaimientos. La selección de la longitud de decaimiento y la longitud de interacción se realiza aleatoriamente, tomando la menor como la longitud de trayectoria; a través de este criterio, se concluye si una partícula inestable decae o interacciona con otra partícula. Cuando existe más de un modo de decaimiento, todos los modos con una tasa de ramificación de hasta 1% son tomados en cuenta, [66].

3.2.3 Parámetros de la simulación

En cada corrida se requiere especificar un nivel de observación en el cual la simulación concluye. Este punto se define a lo largo del eje vertical del sistema de coordenadas empleado en CORSIKA (Figura 3.3) con base en la $X(h)$ especificada. La localización geográfica en superficie del nivel de observación se declara utilizando las coordenadas geomagnéticas del punto de interés, correspondientes a la componente horizontal y vertical

del campo geomagnético en micro Teslas (μT). De esta forma, se define la posición en tres dimensiones de la región que se desea estudiar. En este trabajo, se ha seleccionado la región del volcán de SN ubicado en Puebla, México, donde se encuentra el Telescopio de Neutrones Solares de Sierra Negra (TNS-SN). En esta zona es posible detectar n_s cuando ocurre una fulguración, [4].

Adicionalmente, se deben especificar tanto la energía inicial (E_i) como el ángulo con el cual la partícula primaria incide en la atmósfera terrestre (θ_i).

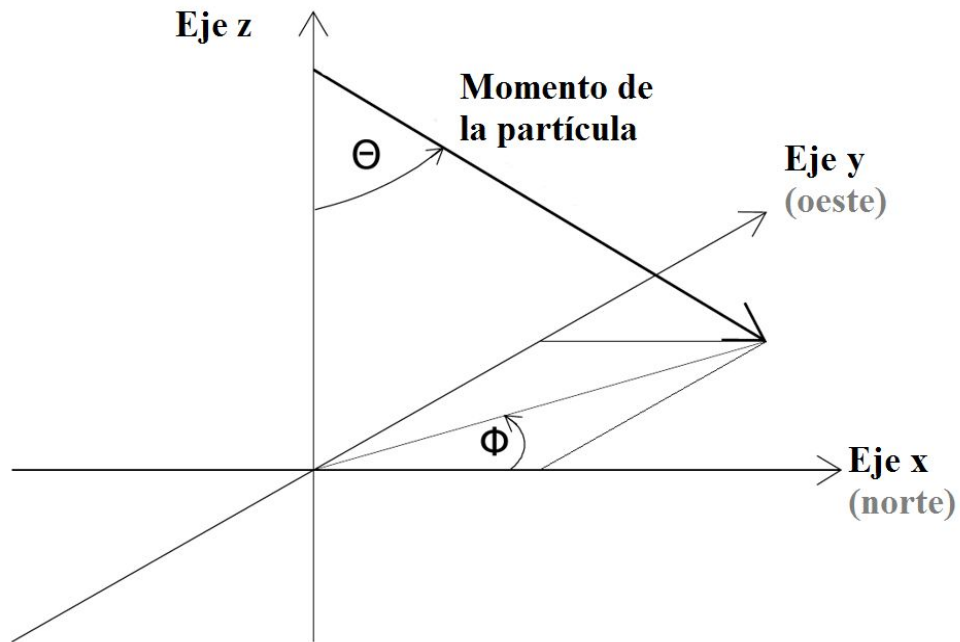


Figura 3.3. Sistema de coordenadas empleado en CORSIKA. Tomada de [66].

El espectro de la radiación cósmica primaria $f(E_i)$, describe el flujo de partículas por unidad de energía que llega a la Tierra, generalmente, puede ser representado por leyes de potencia. Esto es válido para los n_s , de este modo, el espectro es de la forma [4, 87, 88, 89, 90]:

$$f(E_i) = C \times E_i^j, \quad (3.9)$$

donde C es una constante. El exponente j se conoce como índice espectral, [86]. Ambas cantidades son parámetros necesarios para establecer las condiciones iniciales de la simulación.

A partir de las ventajas discutidas en este capítulo, se justifica el uso de CORSIKA y de sus respectivos modelos de interacción, presentándose como una herramienta de gran utilidad, que se adecúa a los requerimientos de la presente tesis.

RESULTADOS

Los parámetros de las simulaciones presentadas corresponden a las condiciones observadas por los instrumentos TNS-SN y FIB SEDA-AP (ver apéndice I) durante la ocurrencia y detección de fulguraciones solares que produjeron n_s ; de esta forma, se busca conciliar los resultados teóricos con las observaciones experimentales. Para poder comparar los flujos observados en la ISS y los que se detectan en la Tierra al nivel de SN, es necesario que los eventos tengan registro en al menos uno de los instrumentos mencionados; así mismo, se requiere de una alta significancia estadística de las observaciones. Este hecho reduce significativamente el espacio muestral de este trabajo, considerando la órbita de FIB SEDA-AP y el corto tiempo de operación de ambos instrumentos. Con base en ello, los eventos seleccionados corresponden a las fulguraciones reportadas el 07-09-05 (X17) y el 07-09-17 (X1.3 y M3.9). Para cada evento analizado, se generó una atmósfera estándar específica utilizando datos de las condiciones meteorológicas discutidas en el capítulo 2. Debido a la similitud en las fechas de ocurrencia, las condiciones atmosféricas fueron considerablemente equivalentes, por lo cual se adoptó el modelo de atmósfera estándar generado para el evento del 07-09-2005, como representativo de los demás eventos. Con base en las herramientas del código CORSIKA acoplado con FLUKA, se llevaron a cabo simulaciones para distintos escenarios. En cada corrida se especifica un intervalo de E y un j , asumiendo una ley de potencias (ver capítulo 3); además del nivel de observación y el θ_i . El nivel de observación se definió con base en las coordenadas geomagnéticas de la cima de SN, donde se encuentra instalado el TNS-SN. De esta forma, la simulación permite estimar el flujo de n esperado a la altura del detector (4580 m s.n.m.) y la E con la que puede ser registrado. Tomando en cuenta la variabilidad temporal del campo geomagnético, las coordenadas magnéticas actualizadas son: (27.345, 29.240) μ T. La resolución angular del TNS-SN es óptima para ángulos menores a 67° , por tal motivo, para todas las corridas se seleccionaron cuatro ángulos de incidencia ($\theta_i = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$). Además, se asume que los n_s se originaron en una fulguración. En todos los escenarios se producen cascadas de partículas y nuestro análisis está enfocado a la componente hadrónica del flujo. A la altura de SN, dicha componente está dominada por n , ya que no hay producción de otros hadrones dentro del régimen de energía utilizado (100 MeV a 20 GeV). Por su parte, los p^+ representan apenas $\sim 23\%$ del flujo total de hadrones. Debido a que se inyecta un espectro de neutrones solares ($f(E_n)$), la evolución de cada n_s a través de la atmósfera es distinta, por tal motivo, es necesario trabajar con promedios. En cada corrida, CORSIKA permite obtener el promedio de todos los eventos generados, después de haber simulado cada uno de ellos de manera independiente. Con base en ello, se obtuvieron: la distribución longitudinal promedio de partículas (DL) y la distribución longitudinal promedio de energía (DLE) como función de la profundidad atmosférica en pasos discretos o bins de 2 g/cm². También se calculó el número de interacciones por intervalo de energía cinética y la matriz de multiplicidad de la cascada de partículas.

4.1 Obtención del flujo de neutrones

Los espectros de las fulguraciones X1.3 y M3.9 se calcularon directamente de las observaciones de FIB SEDA-AP. En estos eventos, se reportó la detección de n_s con alta significancia estadística, ambos ocurrieron el 07-09-17, a las 14:35 UT y 23:52 UT, respectivamente, [91]. El valor del índice espectral (j) que más se ajusta es de $j \sim 3.5$ para la X1.3 y $j \sim 1.9$ para la M3.9 (figuras 4.1 y 4.2)

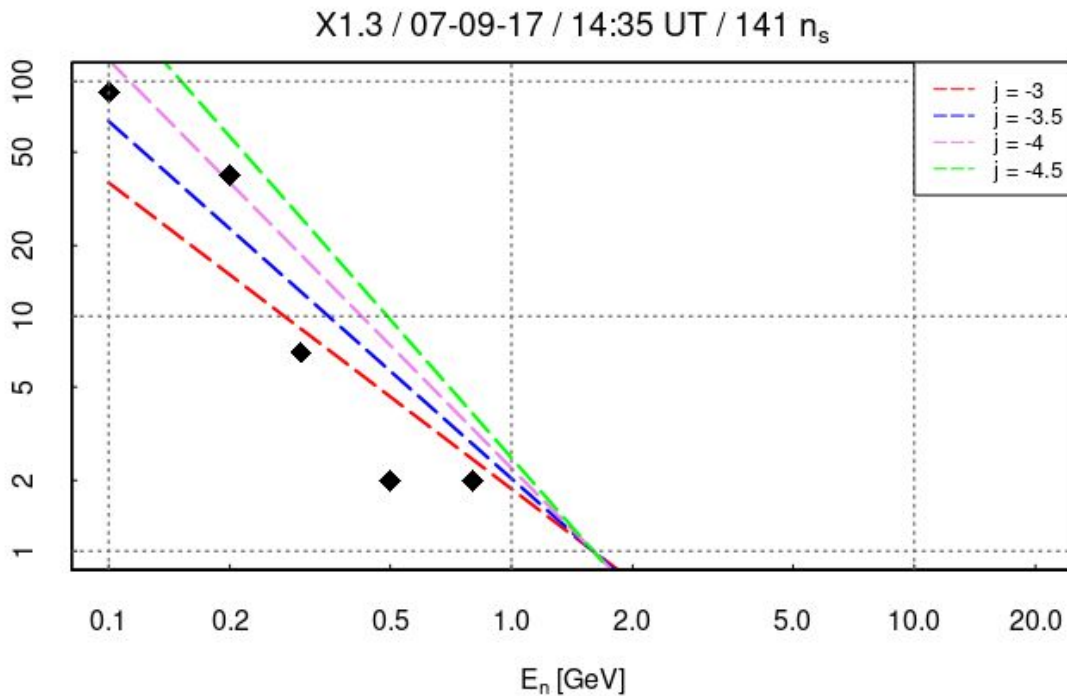


Figura 4.1. Espectro de energía obtenido por FIB SEDA-AP, correspondiente a los n_s asociados a la fulguración X1.3, ocurrida el 07-09-17 a las 14:35 UT, (calculado a partir de [91]). Un total de 141 n_s fue observado con $E_n = 100$ a 800 MeV. Se presentan distintos valores de j . El ajuste más adecuado se obtiene con $j \sim 3.5$.

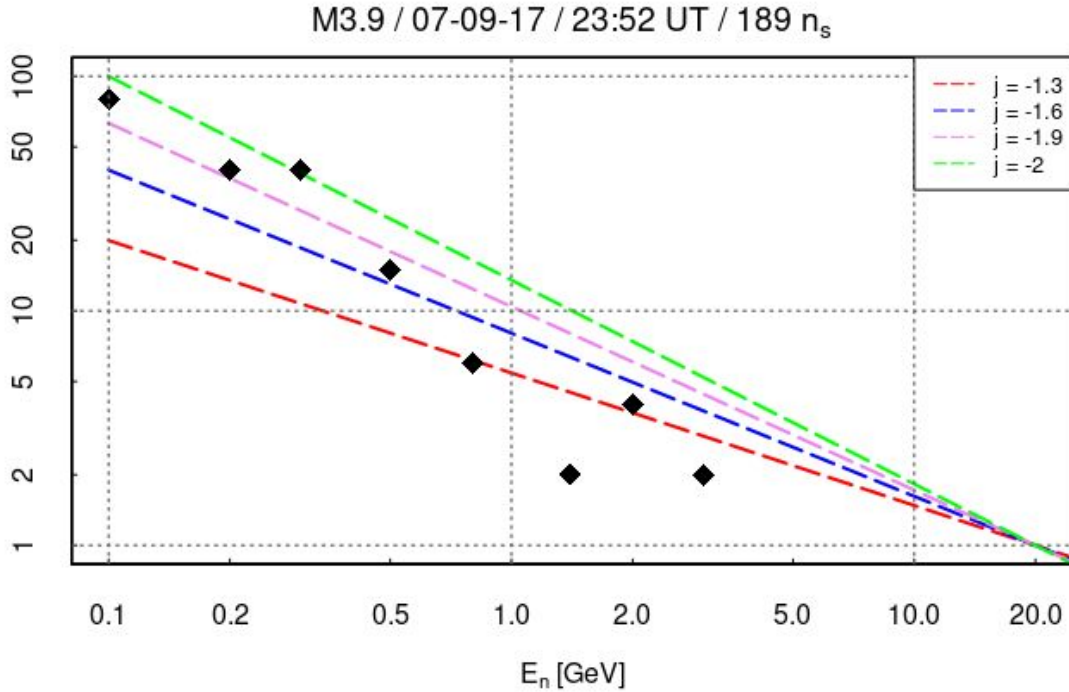


Figura 4.2. Espectro de energía obtenido por FIB SEDA-AP, correspondiente a los n_s asociados a la fulguración M3.9, ocurrida el 07-09-17 a las 23:52 UT, (calculado a partir de [91]). Un total de 189 n_s fue observado con $E_n = 100$ MeV a 3 GeV. Se presentan distintos valores de j . El ajuste más adecuado se obtiene con $j \sim 1.6$

El evento del 07-09-05 corresponde a una fulguración X17 ocurrida aproximadamente a las 15:37 UT. El TNS-SN pudo detectar n_s asociados a este evento en todos sus canales de deposición de E para partículas neutras, [3, 4]. FIB SEDA-AP comenzó sus operaciones hasta el 25-08-2009 [92], por lo que el espectro de n_s para la X17 fue calculado como una ley de potencias con índice espectral $j = 3$, [3, 4]. Con base en la ecuación (1.6), se establece el límite inferior de energía como $E_n = 100$ MeV. Instrumentos a bordo de satélites, como FIB SEDA-AP y Payload for Antimatter-Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics (PAMELA) han reportado la ocurrencia de fulguraciones acompañadas de emisión de n_s con energías del orden de GeV, [93]. De esta forma, se seleccionó $E_n = 20$ GeV como límite superior para la simulación correspondiente a la fulguración X17. Utilizando estos parámetros, CORSIKA asigna aleatoriamente un valor dentro del intervalo de E_n a cada uno de los n_s del flujo primario.

Con base en la teoría empleada para la deducción de espectros de n cuando se supone una ley de potencias con índice constante, se llevó a cabo la deconvolución del flujo inicial de n_s por encima de la atmósfera (F), como se muestra en [90] y [94].

Se seleccionó el canal S1_with_anti del TNS-SN, ya que corresponde al canal con el mayor umbral de deposición de energía ($E_{dep} > 30$ MeV) para partículas neutras (ver apéndice I). En este canal, se observa un incremento entre 17:40-18:05 UT (figura 4.3). El flujo de n se calcula con base en la ecuación (4.1), donde el incremento (ΔN) corresponde al área bajo la

curva con respecto al promedio en dicho intervalo de tiempo, (S) es el área superficial efectiva, (ϵ) es la eficiencia de detección del TNS-SN, y el ΔE_n corresponde al intervalo de energía por bin de tiempo:

$$F = \Delta N / (S \times \Delta E_n \times \epsilon). \quad (4.1)$$

Para el TNS-SN, $S = 4 \text{ m}^2$, $\epsilon \sim 0.03\%$, $\Delta E_n = 100 \text{ MeV}$ (ver apéndice 1) y $\Delta N \sim 1.469 \times 10^6$ cuentas. Insertando estos valores en (4.1), el F de n_s por minuto sobre la atmósfera terrestre para la X17 es $F_{X17} = 1224 \text{ n}_s/\text{MeV} \times \text{m}^2 \times \text{min}$.

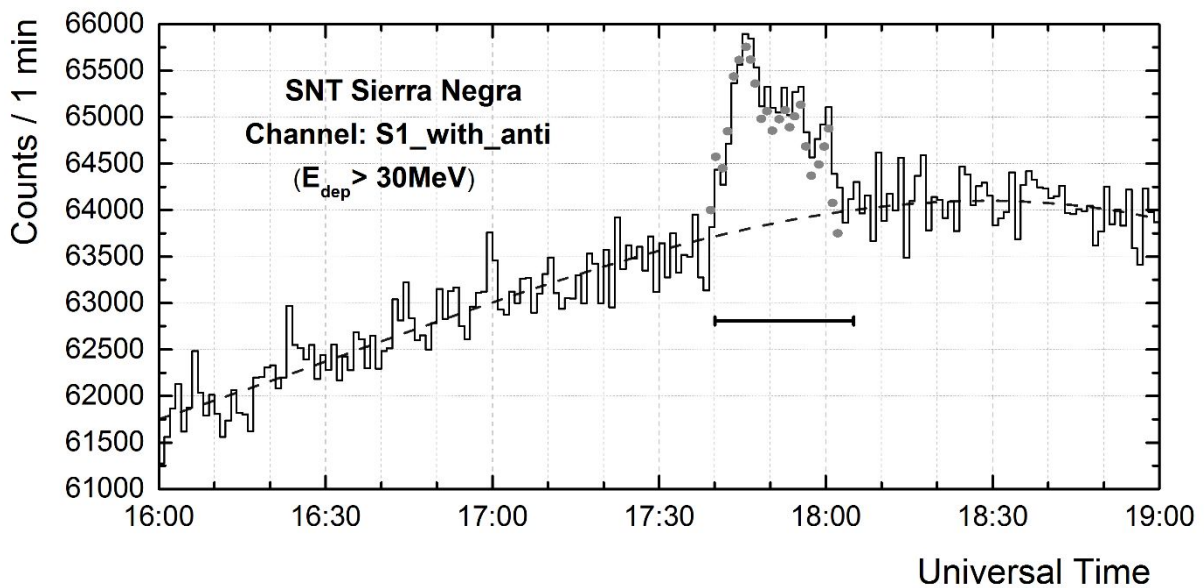


Figura 4.3. Registro de n del TNS-SN en el canal de energía S1_with_anti ($\geq 30 \text{ MeV}$). El promedio se calcula con un polinomio (línea punteada gris). Los puntos grises representan una simulación del perfil de tiempo de emisión (tomada de [4]). El incremento observado entre 17:40-18:05 (línea horizontal) corresponde a la detección de n_s asociados a la X17 del 07-09-05.

4.2 Distribuciones longitudinales de partículas

La DL permite conocer el flujo promedio de partículas a lo largo de la atmósfera, en intervalos verticales de 2 g/cm^2 hasta el nivel de observación. En el modelo de atmósfera estándar que se acopló, SN se encuentra a una profundidad atmosférica $X(h) = 624 \text{ g/cm}^2$.

En promedio, la primera interacción ocurre en $X(h) = 8.65 \text{ g/cm}^2$. Además, se observa un incremento del número de hadrones, atribuido a la generación de cascadas de partículas secundarias, por lo que el flujo está compuesto por RC primarios (n_s) y secundarios (ver

abajo). Posteriormente, el flujo comienza a atenuarse con una dependencia angular: con $\theta_i \neq 0^\circ$, la interacción del flujo de hadrones con la atmósfera incrementa y reduce su λ_i , por lo que la atenuación atmosférica es mayor. Esto se observa en los tres eventos (figuras 4.4 a 4.6), donde el flujo de n es capaz de arribar a SN, el cual está señalado con una línea punteada. En los tres casos estudiados, el flujo de n a $\theta_i=60^\circ$ es apreciablemente menor.

Para la fulguración X17, la simulación muestra que se espera un flujo de ~ 370 n/MeV \times m 2 \times min al nivel de SN (para $\theta_i = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$); con base en la ecuación (4.1), se calcula el ΔN . De este modo, $\Delta N \sim 8.8 \times 10^6$ y para $\theta_i = 60^\circ$, $\Delta N \sim 2.7 \times 10^6$. El incremento en las cuentas del canal S1_with_anti fue $\Delta N \sim 1.469 \times 10^6$. Los resultados de la simulación muestran ser una buena estimación de los resultados experimentales.

El flujo esperado para la fulguración X1.3 es de ~ 100 n/MeV \times m 2 \times min para $\theta_i = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ y ~ 30 n/MeV \times m 2 \times min para $\theta_i = 60^\circ$. Estos resultados son menores que para la fulguración X17 y se atribuye a la diferencia en la E_n de cada evento.

Para la fulguración M3.9, el flujo esperado es de ~ 180 n/MeV \times m 2 \times min para $\theta_i = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$; por otra parte, para $\theta_i = 60^\circ$, el flujo es de ~ 50 n/MeV \times m 2 \times min.

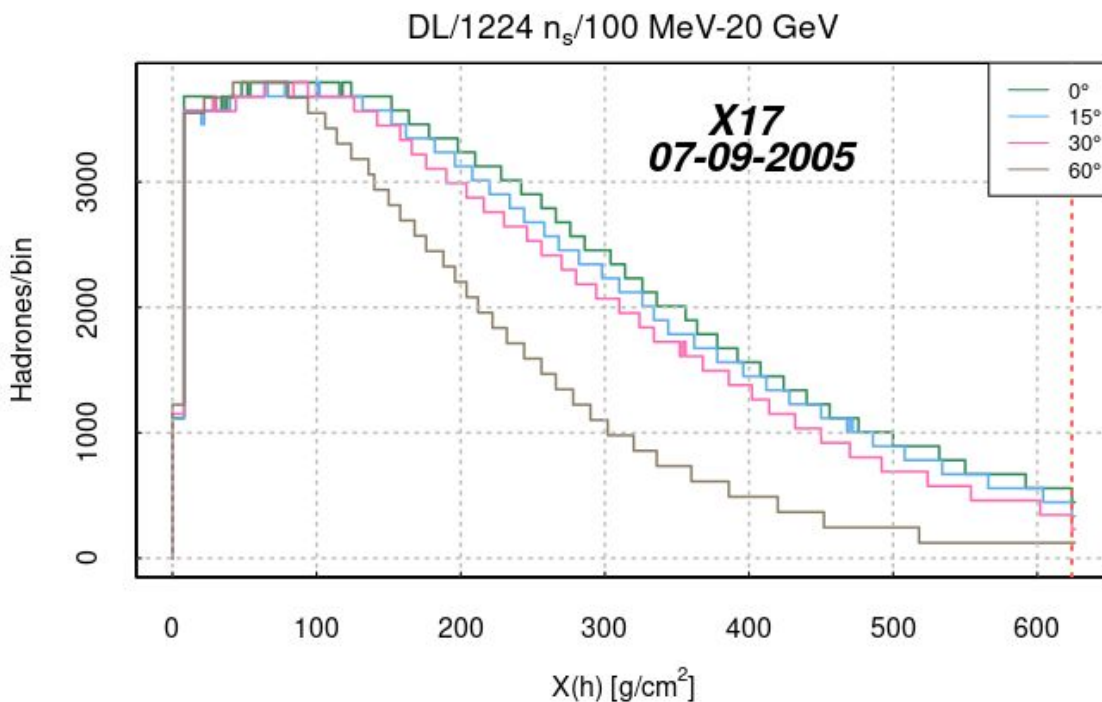


Figura 4.4. DL promedio para la fulguración X17 del 07-09-2005. Se muestra el desarrollo del flujo de hadrones para cuatro θ_i . El nivel de observación se indica entre líneas punteadas de color naranja.

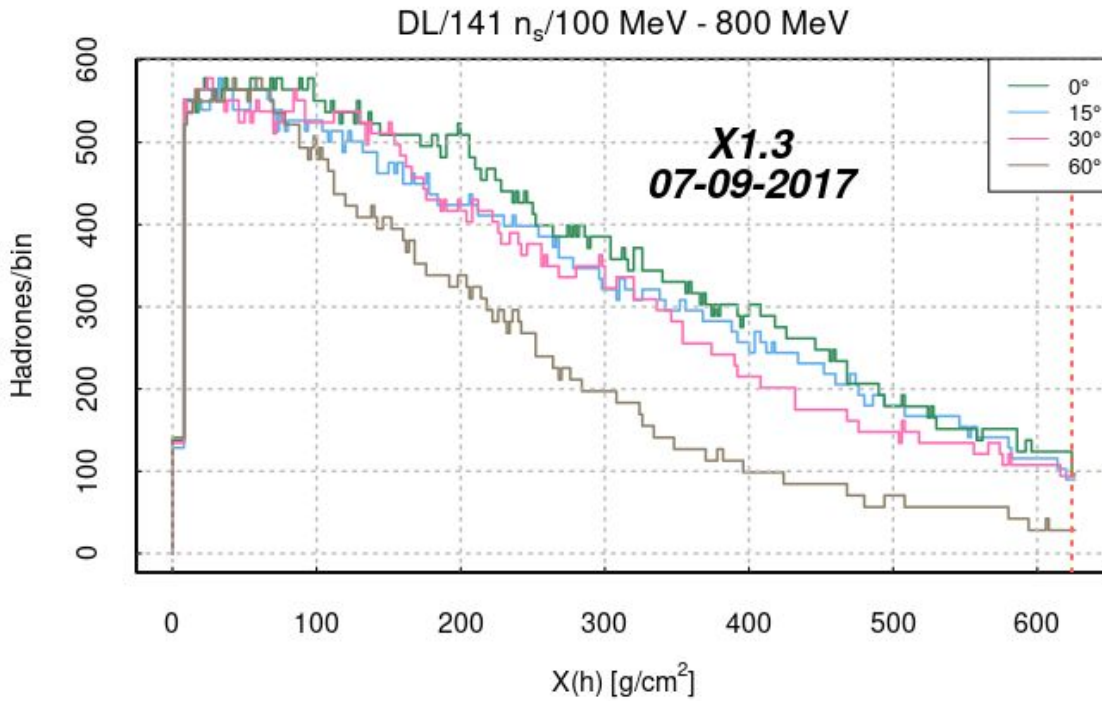


Figura 4.5. DL promedio para la fulguración X1.3. Se muestra el desarrollo del flujo de hadrones para cuatro θ_i . El nivel de observación se indica entre líneas punteadas de color naranja.

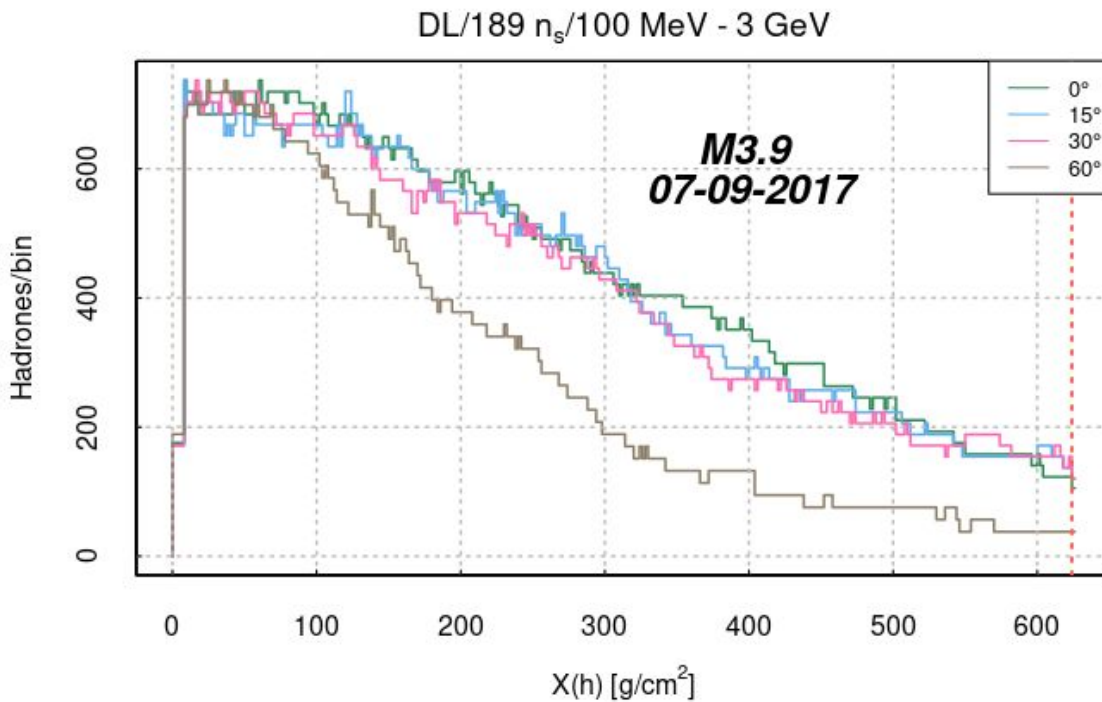


Figura 4.6. DL promedio para la fulguración M3.9 del 07-09-2017. Se muestra el desarrollo del flujo de hadrones para cuatro θ_i . El nivel de observación se indica entre líneas punteadas de color naranja.

4.3 Distribuciones longitudinales de energía

La DLE describe el promedio de los cambios en la E de las partículas durante su transporte vertical a través de la atmósfera. En el caso de las partículas neutras, la disipación de E ocurre a través de colisiones con el material atmosférico (ver capítulo 3). Con base en ello es posible conocer la E con la que se transporta el flujo de n en función de la profundidad atmosférica.

Al igual que en el caso de las DL, las tendencias son muy parecidas para los tres casos de estudio. La primera interacción produce un pico en la DLE, que corresponde a la E_n promedio del F. Para las fulguraciones X17, X1.3 y M3.9, el pico corresponde a $E_n \sim 16$ GeV, 300 MeV y 170 MeV, respectivamente. Después del pico en la DLE, la energía de la componente hadrónica (E_{had}) cae exponencialmente, debido a la dispersión con el material atmosférico y a la producción de partículas secundarias. Esta disminución exhibe la misma dependencia angular que la DL: cuando el θ_i incrementa, hay un mayor número de interacciones entre el flujo de partículas y la atmósfera, por lo que la disipación de E también se incrementa.

La E_{had} disminuye un orden de magnitud al llegar a SN. Para la fulguración X17, $E_{had} \sim 1$ GeV (figura 4.7), mientras que para las fulguraciones X1.3 y M3.9, $E_{had} < 30$ MeV (figuras 4.8 y 4.9); por tal motivo, la E del flujo de n asociado a estas fulguraciones queda fuera del rango de detección de los canales de partículas neutras del TNS-SN. Estas E son atribuidas a partículas secundarias, por lo que se descarta la detección de n_s asociados a la X1.3 y M3.9.

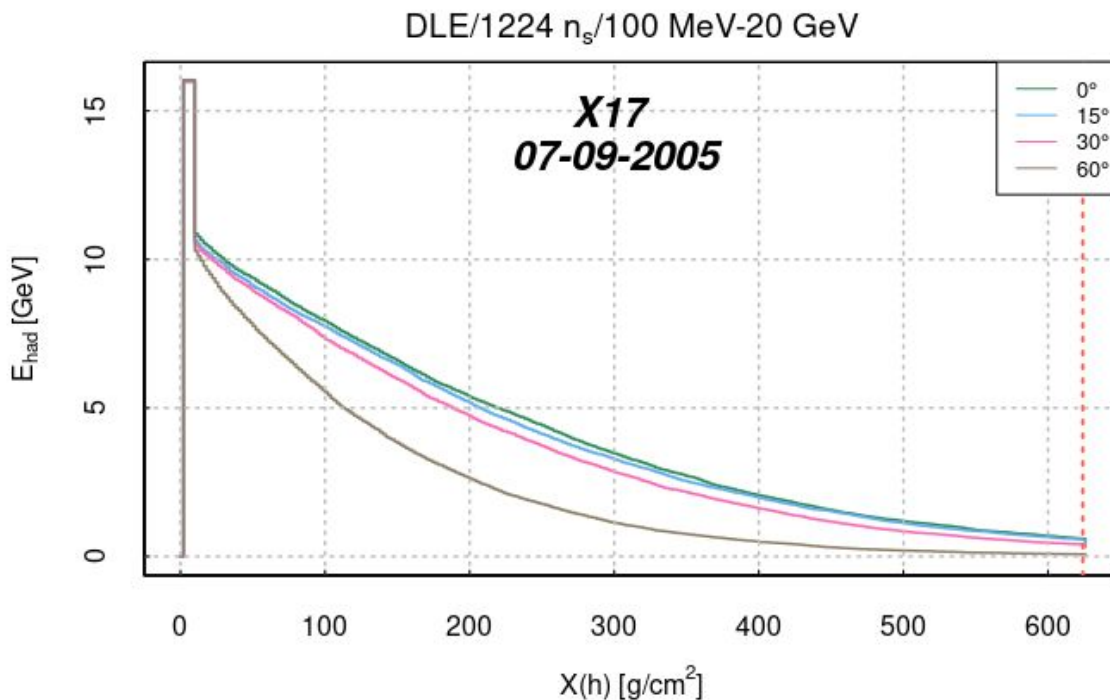


Figura 4.7. DLE promedio para la fulguración X17 del 07-09-05 para cuatro θ_i . El nivel de observación se indica entre líneas punteadas de color naranja. La E_n primaria disminuye hasta un orden de magnitud al llegar a SN.

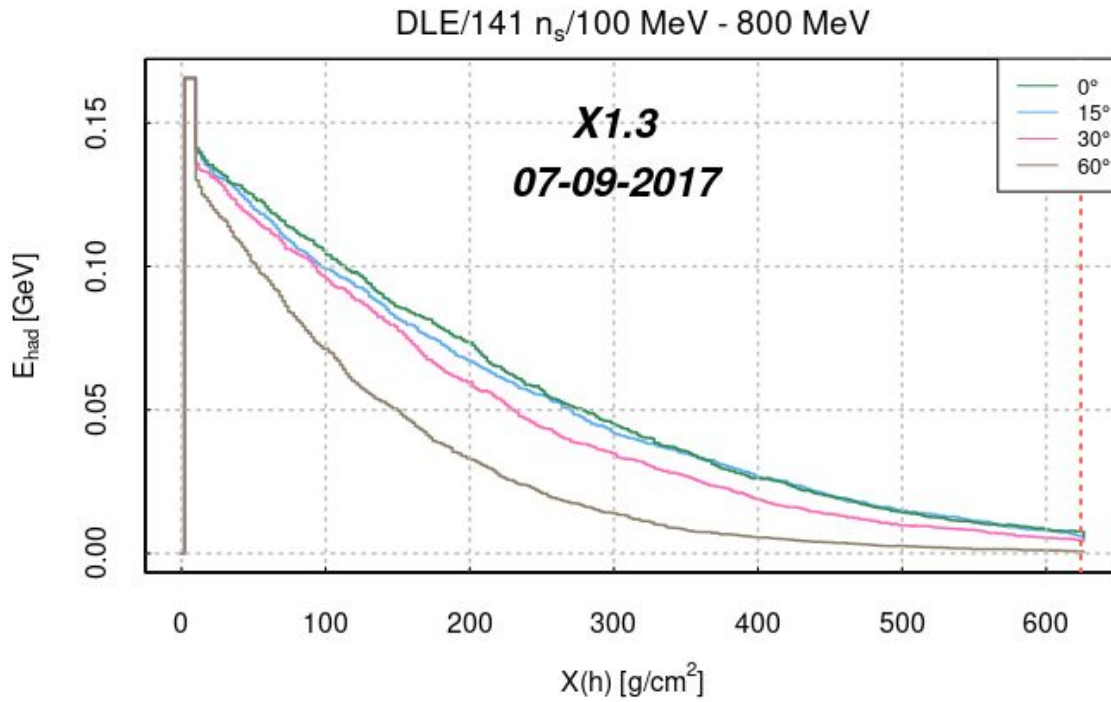


Figura 4.8. DLE promedio para el evento del 07-09-17 para cuatro θ_i . El nivel de observación se indica entre líneas punteadas de color naranja. La E_n primaria disminuye hasta un orden de magnitud al llegar a SN.

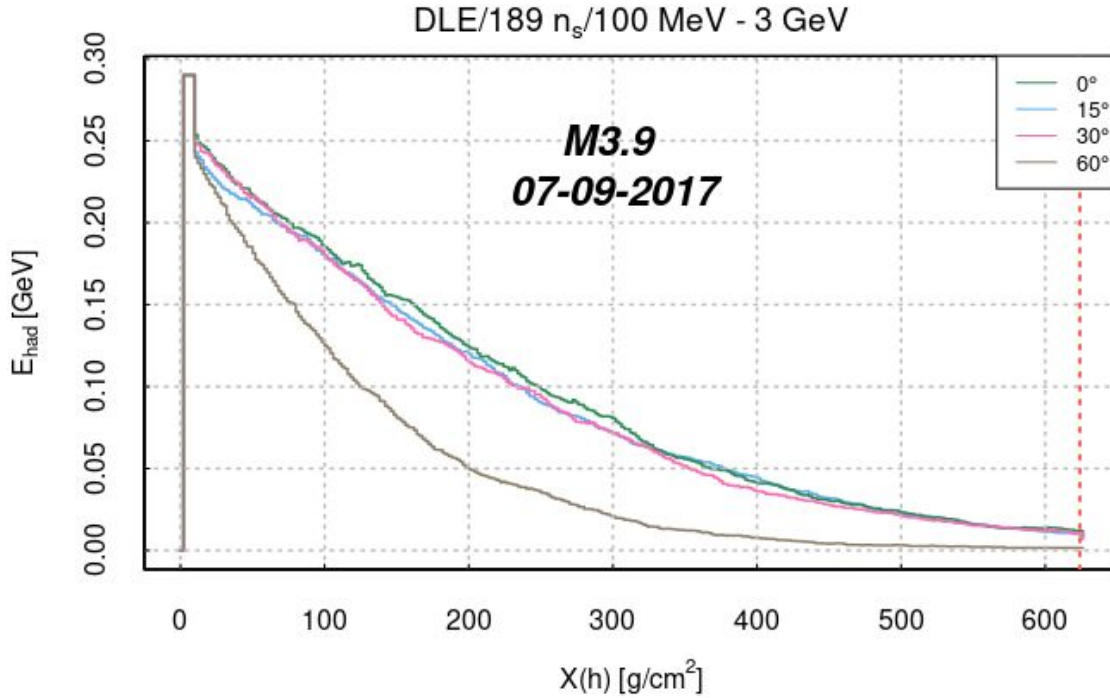


Figura 4.9. DLE promedio para el evento del 07-09-17 para cuatro θ_i . El nivel de observación se indica entre líneas punteadas de color naranja. La E_n primaria disminuye hasta un orden de magnitud al llegar a SN.

Para la X17, el flujo de n_s en SN sí fue detectado. La DL y la DLE, calculadas para este evento, son consistentes con las observaciones mostradas en la figura (4.3), ya que muestran que hay un flujo de n de alta E a la altura de SN. Con base en el análisis del número de interacciones por intervalo de E cinética y multiplicidad (definida como el número de partículas producidas después de una interacción, [65]), es posible mostrar que este flujo está compuesto por n secundarios y por n_s que se transportaron a través de la atmósfera sin producir cascadas de partículas, los cuales sufrieron una pérdida importante de E durante su propagación debido a la atenuación atmosférica.

4.4 Multiplicidad y número de interacciones por intervalo de energía cinética

Para la fulguración X17, en la figura 4.10 se presenta el número de interacciones que involucran nucleones (p^+ y n) en función de su E cinética. En la figura 4.7, se puede observar que la primera interacción ocurre a $E_n \sim 16$ GeV (es decir, la E primaria); posteriormente, cuando $E_{had} \sim 5$ GeV, la E comienza a disminuir abruptamente. Con base en ello, se considerará que las interacciones que ocurren cuando $E < 5$ GeV, son de baja E . En la figura 4.10 puede apreciarse que para $\theta_i = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$; la mayoría (85.43%, 85.06%, 84.89% y

82.77%, respectivamente) de las interacciones se encuentran en intervalos de energía tales que $E < 5 \text{ GeV} < E_n$. Por otra parte, la gráfica muestra la ocurrencia de interacciones con $E \sim E_n$. El número de interacciones en este régimen puede atribuirse a las interacciones de los n_s , las cuales corresponden a colisiones inelásticas que producen cascadas de partículas. Sin embargo, en la gráfica de multiplicidad (figura 4.11) se observa que para $\theta_i = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$, la mayoría (96.51%, 96.48%, 96.30% y 95.96%, respectivamente) de la producción promedio de todas las especies de partículas en la cascada, ocurre en un intervalo de energía $E < 5 \text{ GeV}$. De esta forma, un bajo porcentaje de producción de partículas secundarias, y un alto porcentaje del número de interacciones, ambos en el régimen $E \sim E_n$, implican la presencia de n_s que no producen cascadas de partículas y son capaces de arribar a SN.

En la figura 4.11 se muestran los resultados para multiplicidades 1-10, ya que en la simulación no hubo un aporte significativo de multiplicidades superiores. Tanto la multiplicidad, como el número de interacciones, disminuyen en función del incremento del θ_i . Esta dependencia angular se explica con base en la mayor interacción del flujo de partículas con la atmósfera.

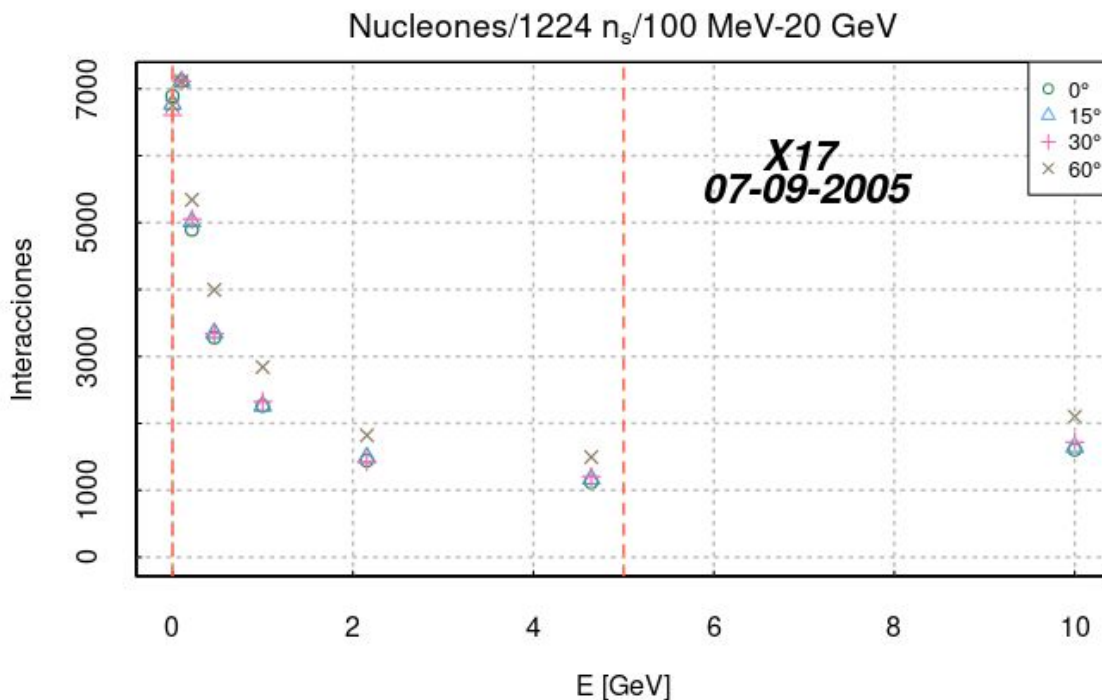


Figura 4.10. Número de interacciones de nucleones por intervalo de E cinética para el evento del 07-09-05 para cuatro θ_i . El régimen de interacción de partículas secundarias ($E < 5 \text{ GeV}$) se muestra entre líneas punteadas.

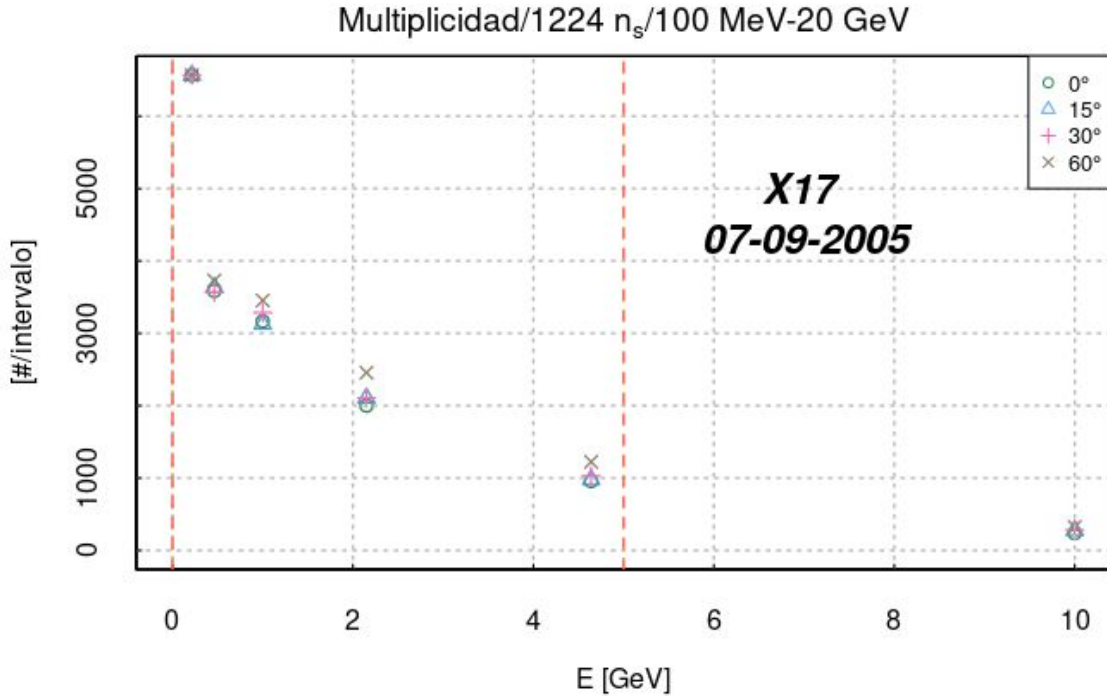


Figura 4.11. Multiplicidades (1-10) por intervalo de energía cinética para el evento del 07-09-05 para cuatro θ_i . El régimen de producción de partículas secundarias ($E < 5$ GeV) se muestra entre líneas punteadas.

Se calculó el porcentaje del número de interacciones y la multiplicidad en el régimen de la energía primaria ($E \sim E_n$). En las tablas 4.1 y 4.2, se muestran los resultados obtenidos para los tres eventos estudiados.

Los porcentajes del número de interacciones son mayores para la fulguración X17 y se interpreta como una mayor cantidad de colisiones de n_s que no producen cascadas de partículas, ya que las partículas secundarias no pueden sobrellevar interacciones en el régimen $E \sim E_n$.

En general, los porcentajes de multiplicidad son menores para la fulguración X17, lo cual implica una menor producción de partículas secundarias en el régimen $E \sim E_n$. Con base en ello, las interacciones que ocurren cuando $E \sim E_n$, pueden ser atribuidas a colisiones de n_s que no generan cascadas de partículas. Por lo tanto, estos n_s son capaces de trasladarse hasta SN y pueden ser detectados con el TNS-SN.

De este modo, los resultados de la simulación son consistentes con las observaciones del TNS-SN, por lo que permiten confirmar la detección de n_s asociados a la fulguración X17 del 07-09-05.

NÚMERO DE INTERACCIONES DE NUCLEONES EN EL RÉGIMEN $E \sim E_n$

Fecha del evento	0°	15°	30°	60°
07-09-05 (X17)	14.56%	14.93%	15.10%	17.22%
07-09-17 (X1.3)	13.79%	14.20%	14.36%	16.66%
07-09-17 (M3.9)	13.95%	13.62%	14.28%	17.00%

Tabla 4.1. Porcentaje del número de interacciones de nucleones que ocurren a bajas energías ($E < 5 \text{ GeV} < E_n$) para cada θ_p , atribuidas a partículas secundarias.

MULTIPLICIDADES (1-10) EN EL RÉGIMEN $E \sim E_n$

Fecha del evento	0°	15°	30°	60°
07-09-05 (X17)	3.48%	3.51%	3.69%	4.03%
07-09-17 (X1.3)	5.96%	6.00%	6.21%	7.02%
07-09-17 (M3.9)	5.38%	5.39%	5.51%	6.29%

Tabla 4.2. Porcentajes del total de las multiplicidades en el régimen de bajas energías ($E < 5 \text{ GeV} < E_n$) para cada θ_p , atribuidas a partículas secundarias.

Los resultados de las simulaciones hechas para las fulguraciones X1.3 y M3.9 indican que no se detectaron n_s asociados con estos eventos. Esto puede confirmarse con base en el registro de los canales de partículas neutras del TNS-SN (figura 4.12). Las fulguraciones X1.3 y M3.9, ocurrieron a las 09:35 y 23:52 hrs TL, respectivamente. El promedio de los datos se ajustó con un polinomio. No se observan variaciones significativas en el conteo presentado en la figura 4.12. El registro se graficó para cada 10 s para tener un análisis más detallado del canal S1_with_anti (figura 4.13). Se pueden observar dos incrementos que ocurrieron aproximadamente a las 09:00 y 18:00 hrs, respectivamente; sin embargo, no son significativos y no corresponden con la escala temporal típica de la emisión de partículas durante una fulguración (ver capítulo 1). La ausencia de un incremento en el conteo del TNS-SN (figuras 4.12 y 4.13) es consistente con los resultados de las DL y DLE de las fulguraciones X1.3 y M3.9 (figuras 4.5, 4.6, 4.8 y 4.9), ya que el flujo esperado al nivel de SN se encuentra fuera del rango de detección. Con base en ello, es posible conciliar la consistencia de las simulaciones con las observaciones experimentales. Considerando los porcentajes de interacción y multiplicidad en el régimen $E \sim E_n$, el flujo de n asociado a estas fulguraciones consiste únicamente de n secundarios a la altura de SN.

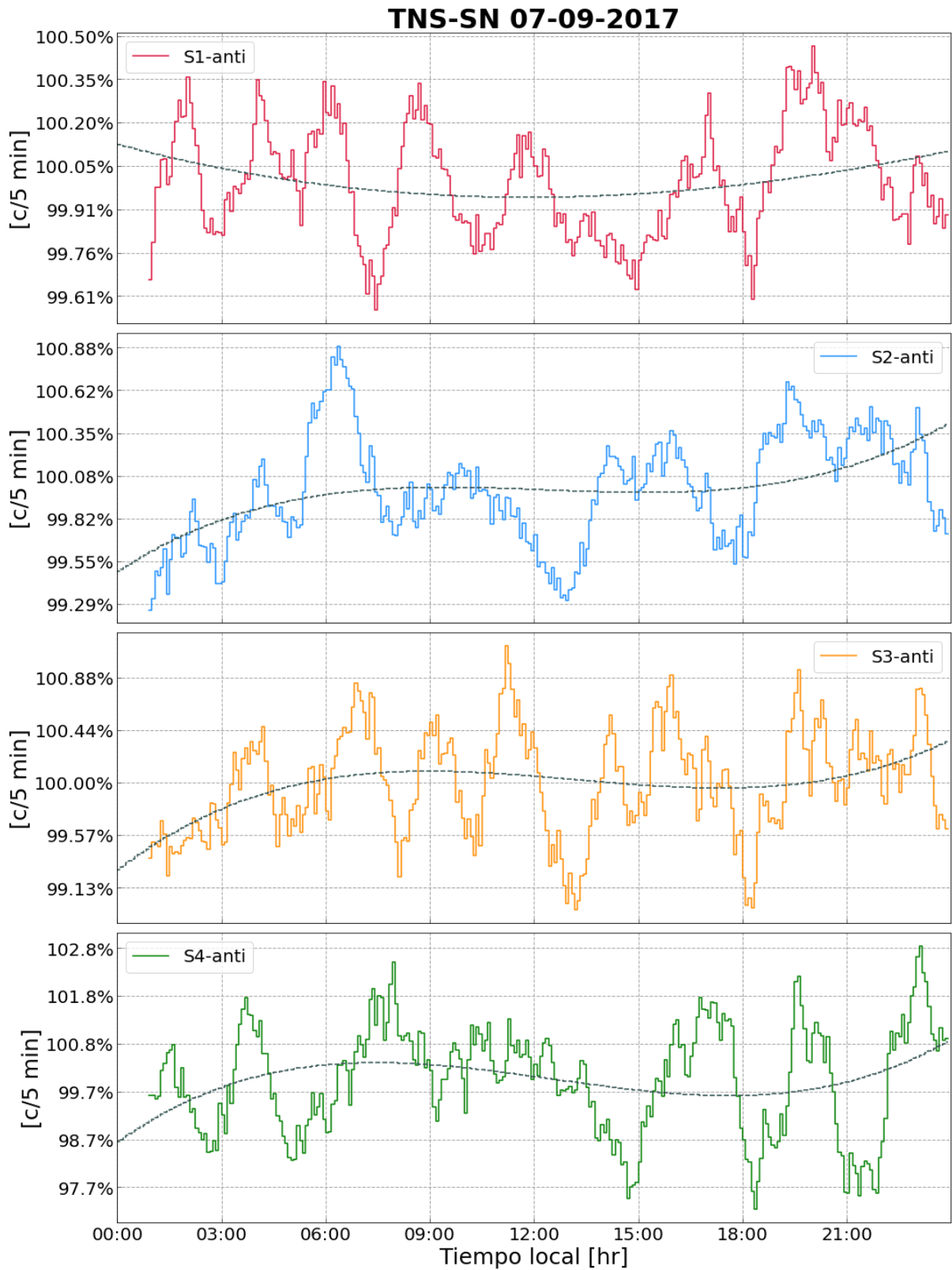


Figura 4.12. Porcentaje de variación de los canales para partículas neutras del TNS-SN para el 07-09-17. Se muestran en color las variaciones con respecto al promedio (línea punteada gris), calculado con un polinomio.

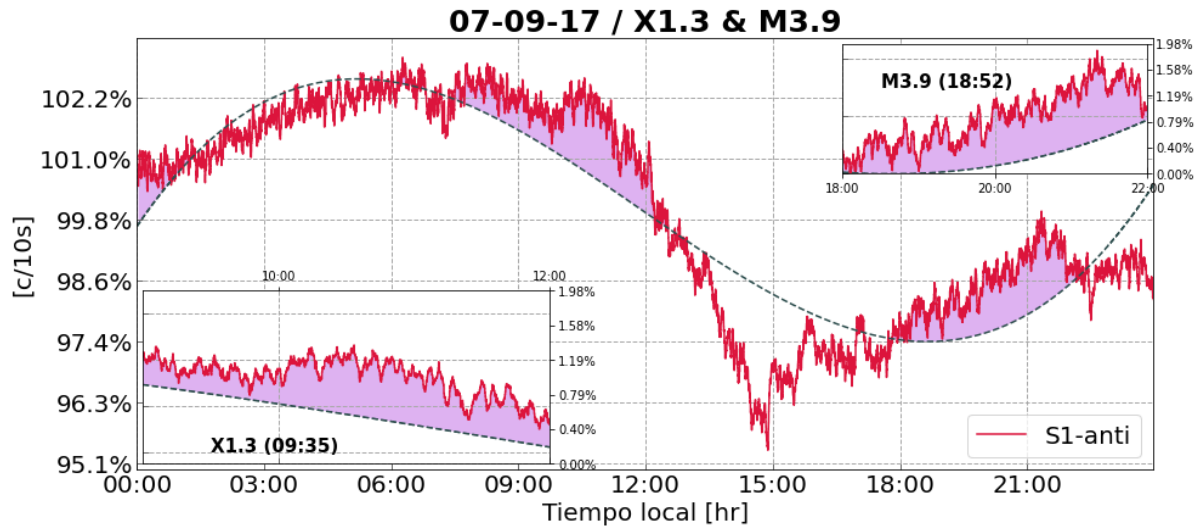


Figura 4.13. Porcentaje de variación del canal S1_with_anti del TNS-SN para el 07-09-17. Se muestran en color las variaciones con respecto al promedio (línea punteada gris), calculado con un polinomio. Las vistas ampliadas muestran que las variaciones no fueron significativas y no corresponden con la detección de n_s .

CONCLUSIONES

Se analizó la emisión de n_s asociada a tres fulguraciones solares, ocurridas el 07-09-05 (X17, detectada por el TNS-SN) y 07-09-17 (X1.3 y M3.9, ambas detectadas por el FIB SEDA-AP). En los tres casos se reprodujeron exitosamente las observaciones experimentales con base en simulaciones desarrolladas con CORSIKA.

Se implementó el uso de CORSIKA a un estudio de RC solares. Se seleccionó el modelo QGSJET-II para interacciones de altas E por su probada eficiencia y gran uso en distintas áreas de la física de partículas. Por su parte, el modelo FLUKA fue seleccionado con base en sus rutinas específicas para n.

El flujo de n_s asociado a la fulguración X17 se calculó con base en las observaciones del TNS-SN, [90, 94].

El flujo de $n_s F$ asociado a las fulguraciones X1.3 y M3.9 se obtuvo a partir de los espectros obtenidos por el el FIB SEDA-AP de la agencia espacial japonesa, [91].

Suponiendo una ley de potencias, se obtuvieron los índices espectrales $j \sim 3.5$ para la fulguración X1.3 y $j \sim 1.9$ para la fulguración M3.9.

Con base en los resultados de las simulaciones, los n_s que ingresan a la atmósfera terrestre con $E_n > 100$ MeV pueden producir cascadas de partículas. La primera interacción ocurre en promedio a $X(h) = 8.65$ g/cm². La componente hadrónica de estas cascadas puede llegar hasta SN ($X(h) = 624$ g/cm²).

A la altura de SN, la componente hadrónica de las cascadas iniciadas por n_s está dominada por n.

Para la simulación de n_s asociados a la X17, se obtuvo una menor producción de RC secundarios; de esta forma, una parte del F de n_s (~14-17%) puede transportarse hasta SN sin generar cascadas de partículas, por lo que el flujo de n al nivel de SN está compuesto por n primarios y secundarios. El valor del flujo a la altura de SN es del orden de 10^6 para $\theta_i = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$. En promedio, la E_n es del orden de GeV.

Estos resultados son consistentes con el la detección de n_s reportada en [4], ya que el incremento registrado por el canal S1_with_anti del TNS-SN también fue del orden de 10^6 y los n_s tuvieron E_n de GeV.

Con base en ello, este trabajo puede ser considerado como una confirmación teórica de las observaciones hechas con el TNS-SN para la fulguración X17 del 07-09-05.

Para las simulaciones correspondientes a las fulguraciones X1.3 y M3.9, también se generan cascadas de partículas iniciadas por n_s y el flujo de partículas es capaz de arribar a SN en ambos casos. Sin embargo, los n no alcanzan E mayores a 30 MeV y se encuentran fuera del rango de detección del TNS-SN, ya que no pueden depositar suficiente E como para ser discriminados en los canales de partículas neutras (ver apéndice I). Estos resultados están en concordancia con la ausencia de algún ΔN en el registro del TNS-SN para el 07-09-17.

En promedio, la E_n de los n_s que no producen cascadas de partículas disminuye hasta un orden de magnitud cuando arriban a SN para $\theta_i=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$. El mecanismo de disipación de E son las colisiones que experimentan durante su propagación. Esta atenuación atmosférica es directamente proporcional al θ_i . En primera aproximación, estos n_s deben contar con $E_n \gtrsim \text{GeV}$ para poder llegar a SN y poder ser detectados.

En esta tesis, se confirma la posibilidad de detectar n_s con instrumentos a nivel de superficie. Los resultados globales se muestran en la tabla 5.1:

Evento	$E_n^{\theta=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ}$ (en SN) [GeV]	E_n [GeV]	$F_{SN}^{\theta=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ}$ [MeV $^{-1}$ × m $^{-2}$ ×min $^{-1}$]	$F_{SN}^{\theta=60^\circ}$ [MeV $^{-1}$ × m $^{-2}$ ×min $^{-1}$]	ΔN en SN [n]	F_{SEDA} [MeV $^{-1}$ × m $^{-2}$ ×min $^{-1}$]	$F_{calculado}$ [MeV $^{-1}$ × m $^{-2}$ ×min $^{-1}$]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
X17	~1	0.1-20	370	112	~10 6	-	1224
X1.3	~10 $^{-3}$	0.1-0.8	100	30	-	141	-
M3.9	~10 $^{-3}$	0.1-3	180	50	-	189	-

Tabla 5.1. Resumen de los resultados de la tesis. Se muestra: (1) La categoría de los eventos. (2) La E del flujo de hadrones sobre SN a $\theta_i=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ ($E_n^{\theta=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ}$). (3) El intervalo de E_n empleado en las simulaciones. (4) El flujo de n esperado sobre SN a $\theta_i=0^\circ, 15^\circ$ y 30° ($F_{SN}^{\theta=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ}$). (5) El flujo de n esperado sobre SN a $\theta_i=60^\circ$ ($F_{SN}^{\theta=60^\circ}$). (6) El ΔN en la tasa de conteo del TNS-SN (canal S1_with_anti) correspondiente a cada evento. (7) El flujo de n (con $E_n \geq 100$ MeV) registrado en por el FIB SEDA-AP (F_{SEDA}). En la última columna se muestra el resultado del cálculo para el flujo primario ($F_{calculado}$).

Para este trabajo de tesis, se analizaron tres fulguraciones solares, donde fue necesario realizar una revisión de los eventos de n_s con registro en los instrumentos consultados. Para extender este tipo de análisis, es necesario ampliar la muestra disponible de fulguraciones que produzcan n_s . Actualmente, nos encontramos en el inicio de la fase ascendente del ciclo de actividad solar número 25; con base en ello, la probabilidad de ocurrencia de eventos de n_s es baja. El registro de estos eventos solares puede llevarse a cabo con detectores a bordo de satélites y de alta montaña. El Observatorio de Rayos Cósmicos de Sierra Negra (ORC-SN) es el segundo observatorio en el mundo con mayor altitud y se encuentra a baja latitud (19.0 N), por lo que es un sitio óptimo para lograr la detección de n_s asociados a fulguraciones solares.

La emisión de partículas solares de alta E que ingresan a la Tierra y su evolución a lo largo de la atmósfera terrestre, es un tema de interés en áreas de investigación como el Clima Espacial. Los resultados de esta tesis son un primer paso hacia el desarrollo de herramientas que permitan estudiar la entrada de partículas energéticas solares a la Tierra y que afecten el Clima espacial.

APÉNDICE I

INSTRUMENTACIÓN

INTRODUCCIÓN

En el campo de la física experimental, la detección de partículas requiere de una instrumentación sumamente específica y especializada; tal es el caso del estudio de las SEP's en física solar y, particularmente, de los n_s . Actualmente existe una red global de 7 detectores (figura I.1) construidos con este fin, [95]. El funcionamiento de estos detectores comparte similitudes con los monitores de n del tipo NM64 [28], con la diferencia de que tienen la capacidad de determinar la dirección de arribo de las partículas incidentes, y su E de inyección, esta diferencia fundamental les otorga el nombre de Telescopios de Neutrones Solares (TNS).

Ya que el objetivo de los TNS es observar n_s , se construyen en montañas altas cercanas al ecuador para mitigar los efectos de la rigidez umbral y de la atenuación atmosférica (ver capítulo 2). En general, la rigidez umbral de los RC es superior a la rigidez promedio de los monitores de n , por lo que los TNS permiten observar RC de alta E asociados con fulguraciones solares.

I.1 Red mundial de Telescopios de Neutrones Solares

Ya que la emisión de partículas solares siempre está asociada a la ocurrencia de una fulguración y dado que es imposible predecir en qué momento ocurrirá un evento solar, es necesario monitorear ininterrumpidamente la actividad diaria del Sol. Para garantizar el máximo tiempo de observación de eventos estocásticos de n_s , los detectores de la red se encuentran colocados estratégicamente a diferentes longitudes y en latitudes cercanas al ecuador. En época invernal, esto representa una ventaja debido a que las latitudes ecuatoriales proveen de una mayor exposición a la radiación solar gracias a duración prolongada de los días, [96].

Adicionalmente, con una posición geográfica a bajas latitudes, se incrementa la rigidez umbral de las partículas cargadas, restringiendo el ingreso únicamente a las más energéticas y facilitando la detección de n al reducir la influencia de los p^+ . Así mismo, los TNS se encuentran en regiones con la mayor altitud posible para minimizar la atenuación atmosférica (figura I.1). Las especificaciones geográficas de cada TNS se encuentran enlistados en la tabla I.1.

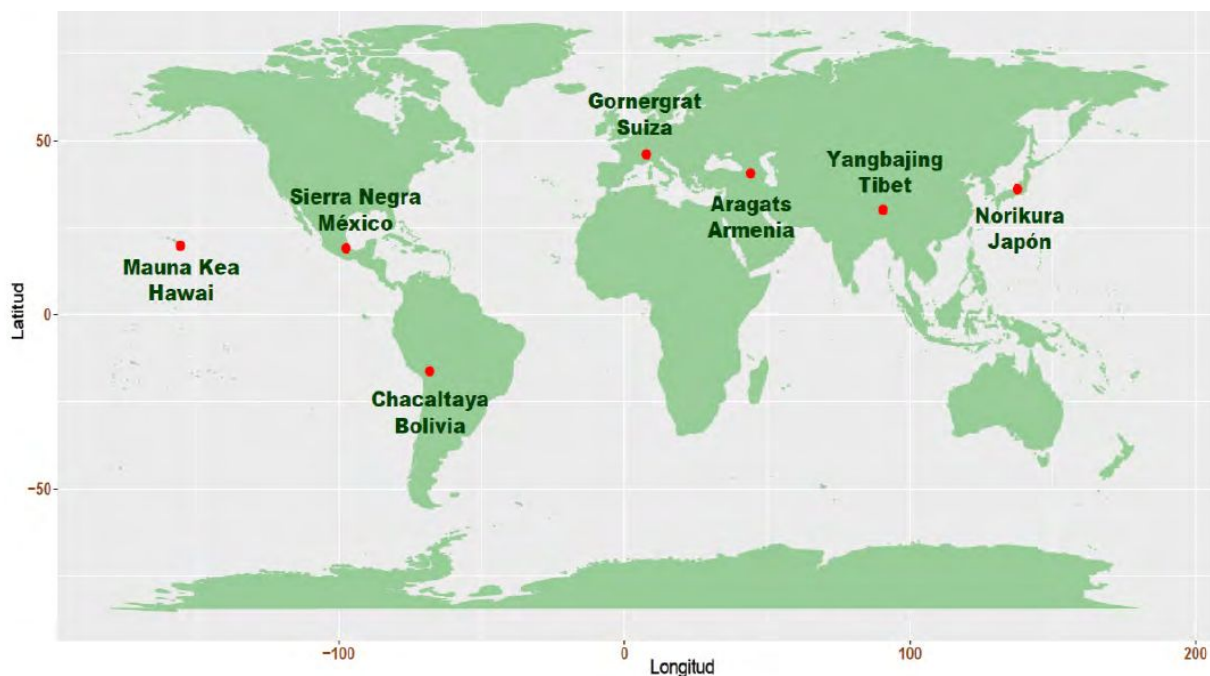


Figura I.1. Red mundial de Telescopios de Neutrones Solares. Tomada de [97].

País	Región	Longitud (°)	Latitud (°)	Altitud (m)	Profundidad atmosférica (g/cm ²)	Área (m ²)	Rigidez umbral (GV)
Japón	Norikura	137.5 E	36.1 N	2770	730	64	8
Suiza	Gornergrat	7.8 E	46.0 N	3135	700	4	4
Armenia	Aragats	40.5 E	44.2 N	3200	700	4	8
Estados Unidos	Mauna Kea	156.3 W	19.8 N	4200	610	8	8
China	Tibet	90.5 E	30.0 N	4300	600	9	13
México	Sierra Negra	97.3 W	19.0 N	4580	578	4	8
Bolivia	Chacaltaya	68.0 W	16.2 S	5250	540	8	15

Tabla I.1. Especificaciones geográficas de la red mundial de Telescopios de Neutrones Solares. Tomada de [95].

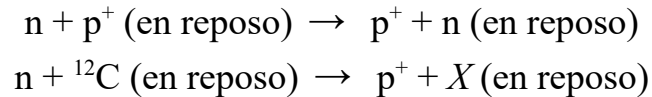
La construcción de la red inició durante la mitad del ciclo solar 22 (aproximadamente en septiembre de 1992) en el Solar Terrestrial Environment Laboratory (STELab) de la Universidad de Nagoya, Japón y se ha mantenido en operación desde entonces (actualmente, el Sol se encuentra en la fase ascendente de su ciclo de actividad número 25). Durante el ciclo 23, se detectaron varios eventos de n_s . En el caso del evento del 7 de septiembre de 2005, se reportó la detección de n_s en los monitores de n (NM) y TNS de Bolivia y México, [3].

I.2 Telescopio de neutrones solares de Sierra Negra (TNS-SN)

La instalación del TNS-SN fue el resultado de una colaboración entre el STELab y el Grupo de Rayos Cósmicos del Instituto de Geofísica (I-GEOF) de la UNAM en marzo de 2003. Siendo el último miembro de la red en incorporarse, fue puesto en marcha en julio de 2004 y se encuentra funcionando de manera ininterrumpida desde entonces. El TNS consiste en un arreglo de cuatro plásticos centelladores (PC) de poliestireno (C₈H₈) de (1 m) x (1 m) x (0.3 m) rodeados por contadores proporcionales (CP). La detección de los n se logra cuando éstos inciden en los PC e interactúan con los núcleos de H y C, produciendo p⁺.

I.2.1 Funcionamiento

El principio de detección de n por un PC está basado en la fuerza de intercambio de Yukawa. Cuando un n libre se aproxima a un p⁺ en reposo a una distancia del orden de 1 fm, la fuerza nuclear entre nucleones actúa a través del intercambio de un π⁺; en consecuencia, el n se convierte en un p⁺ y viceversa a través de las reacciones:



Los p⁺ se propagan depositando una E proporcional a la de los n incidentes ($E_n = E_p/\cos^2\theta$, donde θ es el ángulo de desvío) a través de los procesos de ionización y excitación de los átomos dentro de los PC²¹.

Los fotones resultantes del intercambio de E de los p⁺ son medidos en tubos fotomultiplicadores (PMT), que se colocan por encima de cada uno de los PC. La altura del pulso que genera cada fotón es discriminada con una razón de conteo de 10 s por cuatro canales de deposición de energía ($E \geq 30, 60, 90$ y 120 MeV). Por otra parte, los CP, que son un conjunto de tubos metálicos que contienen gas presurizado y un alambre delgado aislado de la cubierta cilíndrica, permiten diferenciar las señales que dejan las partículas de la radiación cósmica secundaria: entre el tubo y el alambre existe una alta diferencia de potencial (1200 V), el cual acelera a los iones que se producen cuando una partícula cargada penetra en el tubo y ioniza el gas, generando a su vez una señal eléctrica; de esta forma, las partículas con carga disparan una señal tanto en el CP como en el PC, mientras que las neutras únicamente lo hacen en el PC, [98]. Este método de diferenciación constituye el sistema de anticoincidencias del detector (figura I.2).

²¹Los n pueden escapar de los PC sin producir reacciones nucleares, dependiendo del espesor que se atraviesa dentro del PC.

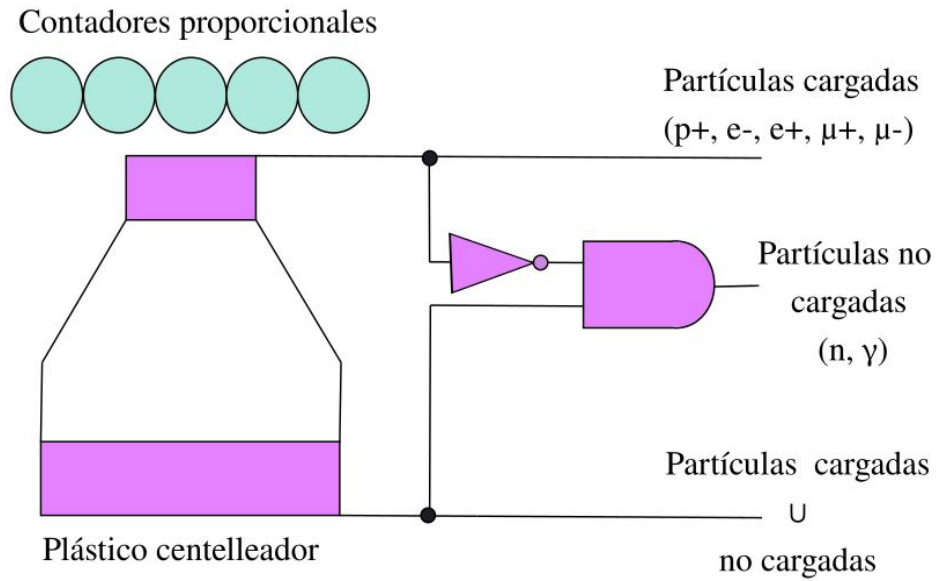


Figura I.2. Esquema lógico del sistema de anticoincidencias del TNS. Modificada de [99].

Utilizando cuatro capas de CP alineadas ortogonalmente (dos para la dirección E-W y dos para la dirección N-S) y divididas en 5 secciones, dando un total de 25 canales direccionales (figura I.3) posicionados por debajo de los PC; se determinan las direcciones de arribo usando a los p^+ secundarios producidos por los n , cuyo ángulo de desvío es menor a 13.48° . Con esto se asegura que puede determinarse la dirección de arribo del n_s , ya que los canales direccionales tienen una resolución angular de 15° . La determinación de la dirección de arribo permite reducir el fondo de n secundarios producidos en cascadas de partículas, así como su origen al comparar el flujo de la dirección solar con el de la dirección antisolar. En el caso de un n_s , su direccionalidad se conserva debido a que los campos electromagnéticos no modifican su trayectoria (ver capítulo 1). Para las mediciones direccionales del campo de visión del detector (figura I.4), se utiliza un dispositivo lógico programable complejo (CPLD).

EW4 NS3	EW2 NS3	EW0 NS3	EW1 NS3	EW3 NS3
EW4 NS1	EW4 NS1	EW4 NS1	EW4 NS1	EW4 NS1
EW4 NS0	EW4 NS0	EW4 NS0	EW4 NS0	EW4 NS0
EW4 NS2	EW4 NS2	EW4 NS2	EW4 NS2	EW4 NS2
EW4 NS4	EW4 NS4	EW4 NS4	EW4 NS4	EW4 NS4

Figura I.3. Esquema de los 25 canales direccionales del TNS-SN. Modificada de [28].

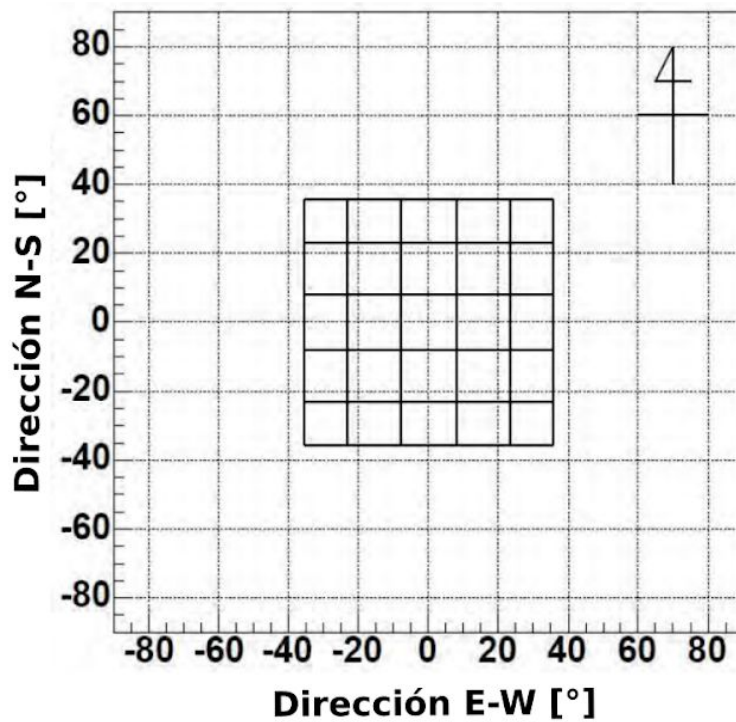


Figura I.4. Campo de visión de los canales direccionales del TNS-SN. Modificada de [28].

Para rechazar el ruido de los fotones que provienen de los alrededores, se utiliza una placa de Pb en la parte superior del detector y otras cuatro placas de Fe en las 4 paredes (figura I.5). Todas estas cubiertas tienen un espesor de 0.5 cm y permiten la creación de pares $e^+ e^-$ a partir del 67% de los fotones incidentes [96], de esta forma, se descarta la señal.

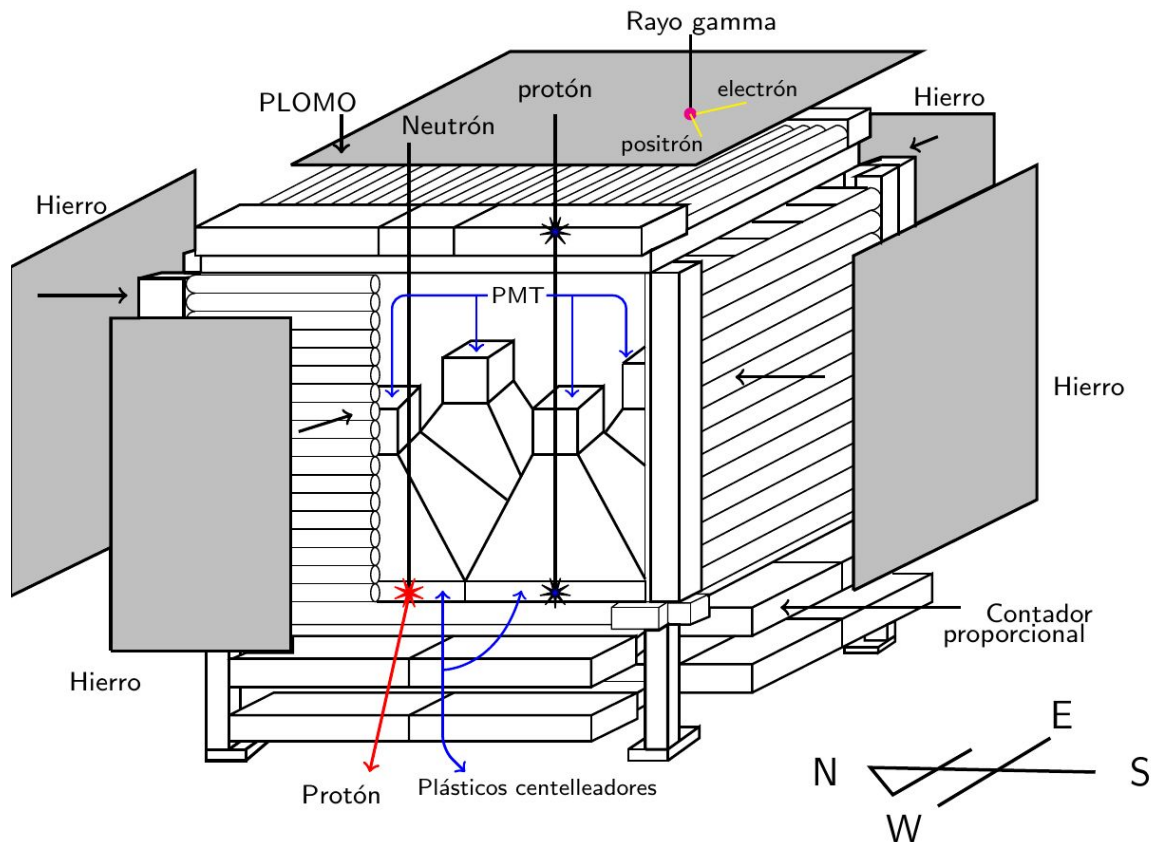


Figura I.5. Diagrama del diseño del TNS-SN. Se muestran las coincidencias y anticoincidencias. Tomada de [28].

Las señales adquiridas por el detector son interpretadas por módulos NIM (Nuclear Instrument Module) que se encargan de la amplificación y discriminación de los datos, mientras que la adquisición de datos de los sistemas de anticoincidencias, direcciones de arriba, razón de conteo y transmisión de información se realiza en módulos CAMAC (Computer Automated Measurement And Control), [100].

I.2.2 Canales de deposición de energía

Con base en la naturaleza de las partículas y la deposición de E en los PC, los datos son almacenados en un servidor que cuenta con diferentes canales: S1, S2, S3 y S4 para partículas cargadas; y los canales con anticoincidencia S1_with_anti, S2_with_anti,

S3_with_anti y S4_with_anti para neutras (tabla I.2). Para las partículas que se detectan en las cuatro capas de CP, se tienen los canales *Layer 1*, *Layer 2*, *Layer 3* y *Layer 4*. Cada canal tiene una eficiencia de detección (ϵ) propia, [28]. En general, la ϵ depende del ángulo de incidencia y de la E de las partículas; sin embargo, para los n, es posible realizar la aproximación $\epsilon \sim 3\%$, [1].

Partículas neutras	Partículas cargadas
S1_with_anti ($E_{\text{dep}} > 30$ MeV)	S1 ($E_{\text{dep}} > 30$ MeV)
S2_with_anti ($E_{\text{dep}} > 60$ MeV)	S2 ($E_{\text{dep}} > 60$ MeV)
S3_with_anti ($E_{\text{dep}} > 90$ MeV)	S3 ($E_{\text{dep}} > 90$ MeV)
S4_with_anti ($E_{\text{dep}} > 120$ MeV)	S4 ($E_{\text{dep}} > 120$ MeV)

Tabla I.2. Canales de deposición de E en los PC del TNS-SN.

Así mismo, para cada canal, la energía depositada en los PC (E_{dep}) depende de la energía que inyectan las partículas al arribar al TNS-SN (E_{inj}), del ángulo zenital de incidencia (θ_i). Por ejemplo, en los canales con anticoincidencia, los n con $E_{\text{inj}} = 100$ MeV, depositan al menos 30 MeV en los PC para $\theta_i = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ (figura I.6); de este modo, son detectados en el canal S4_with_anti ($E_{\text{dep}} \geq 30$ MeV).

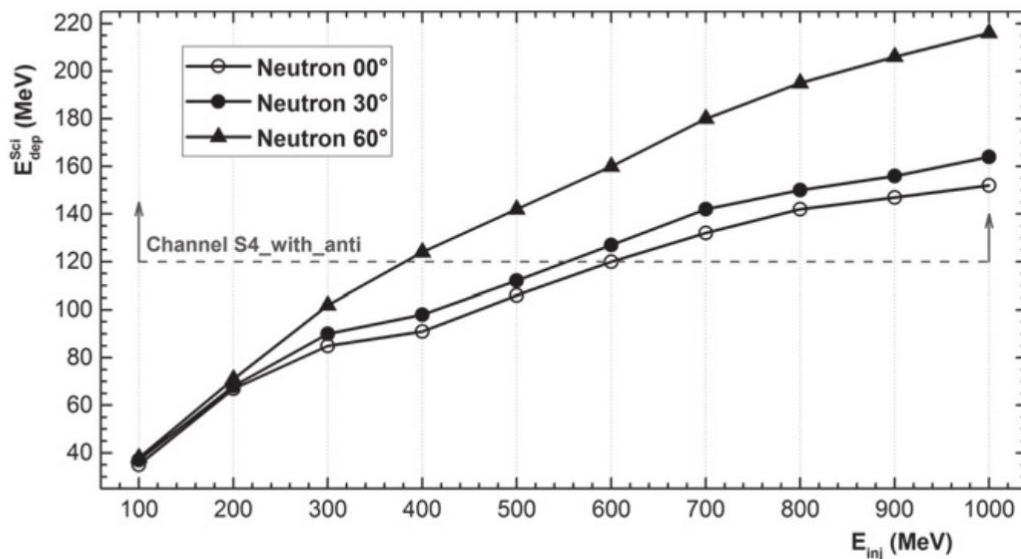


Figura I.6. Respuesta de los canales con anticoincidencia del TNS-SN para tres θ_i . Tomada de [101].

I.2.3 Corrección por efectos atmosféricos

Las variaciones en la razón de conteo por unidad de tiempo atribuidas al efecto barométrico pueden expresarse a través de la siguiente relación:

$$N(p) = N(p_o) \times \exp\left[\int_{p_o}^p \beta_e(p) dp\right], \quad (I.1)$$

donde p_o es la presión de normalización para el valor de conteo $N(p_o)$, $N(p)$ es la tasa de conteo a presión p , y β_e es un coeficiente barométrico utilizado para efectuar correcciones en la razón de conteo de cada canal de E [103] y puede aproximarse como:

$$\beta_e(p) = \beta_e(p_o) + \eta_1(p_o)(p-p_o) + \eta_2(p_o)(p-p_o)^2, \quad (I.2)$$

donde η_1 y η_2 son constantes. Si el término $(p-p_o)$ es pequeño, la ecuación I.1 puede reescribirse como:

$$N(p) = N(p_o) \times \exp[\beta_e(p-p_o)]. \quad (I.3)$$

Para variaciones de presión pequeñas [103], esto puede expresarse como:

$$N(p) = N(p_o) \times [1 + \beta_e(p-p_o)]. \quad (I.4)$$

El cálculo de los coeficientes de corrección por efectos meteorológicos se llevó a cabo en [103]. A través de una regresión lineal entre la razón de conteo normalizada y la variable de interés (presión barométrica, presión dinámica, temperatura y humedad relativa) el coeficiente de corrección se obtiene como la pendiente de la regresión. Utilizando datos de los canales S1, S2 y S3 en periodos de baja actividad solar, se determinó que la velocidad del viento (presión dinámica) no afecta significativamente el valor total de la presión. De manera similar, la humedad relativa no tiene una influencia importante en las variaciones de los datos, de esta forma, las correcciones atmosféricas relevantes para los canales de E del TNS-SN corresponden al efecto de la temperatura y de la presión barométrica.

I.3 FIB SEDA-AP

I.3.1 Estructura y funcionamiento

El FIB fue lanzado el 16 de julio de 2009 y su toma de datos en la ISS inició el 25 de agosto de 2009. Su principio de detección es similar al de los TNS y se basa en la conversión de n en p^+ dentro de un arreglo de PC, así como en un sistema de anticoincidencias. Este detector de n consiste de dos partes: un detector Boner Ball (BBD) de seis canales encargado de la medición de n de baja E, y un detector de fibras para los n más energéticos. El PC del FIB se conforma de 32 capas de (3 mm) x (96 mm) x (96 mm) con 16 pilas de barras de centelleo de (3 mm) x (6 mm) x (96 mm) cada una. Cada capa está posicionada alternadamente a lo largo de los ejes X y Y (figura I.7).

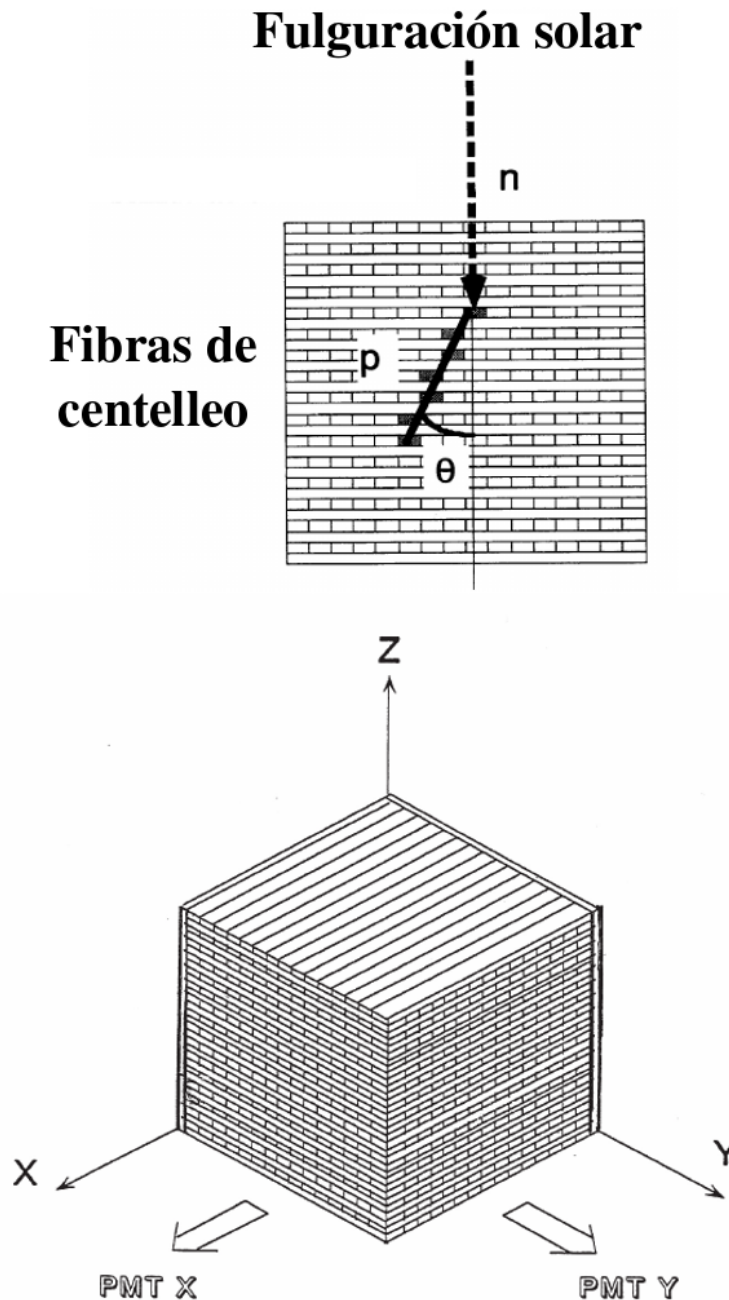


Figura I.7. Diseño del FIB. Tomada de [104].

El ruido de los n de fondo provenientes del módulo principal de SEDA-AP puede reducirse separando el detector a través de un mástil de 1m de longitud (figura I.8), [92, 105]. En este arreglo, la traza de cada partícula puede determinarse con base en la señal que se dispara en cada PC.

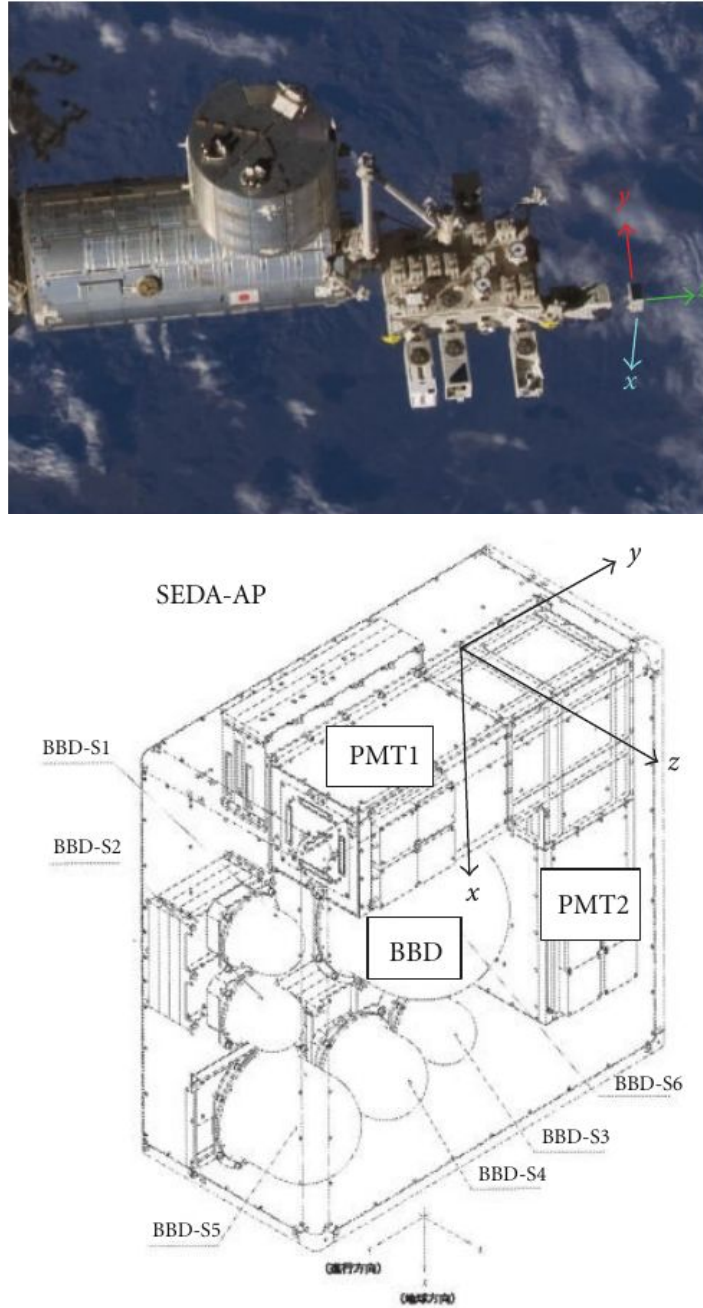


Figura I.8. Módulo de exposición japonés de la ISS. Tomada de [92].

Los n son discriminados por un sistema de anticoincidencias y seis placas de centelleo que rodean el sensor del FIB en un arreglo cúbico de 10 cm por lado. El sensor es monitoreado en dos direcciones por dos PMT multi ánodo (PMT1 y PMT2), con el fin de lograr la

determinación de las direcciones de arribo de las trazas identificadas por el FIB. Para obtener la direccionalidad de n , los p^+ deben penetrar al menos cuatro capas del arreglo. En consecuencia, se genera una señal dinodo en cada uno de los PMT, lo cual producirá una señal de disparo. Cuando la tasa de disparo es menor a 2 cuentas/s, los datos de los 512 canales de ambos PMT se almacenan en memoria. Si la tasa de disparo es superior a 15 cuentas/s, únicamente la señal de salida del dinodo es registrada, [92].

I.3.2 Eficiencia de detección

El área de cada una de las caras superficiales del detector es de 100 cm^2 . De este modo, si los n con E menores al umbral de E interactúan en la parte superior del detector, la traza de los p^+ estará completamente contenida dentro del aparato; sin embargo, si la dispersión de n - p^+ ocurre en la parte inferior del detector, los p^+ podrán escapar a través de uno de los planos de anticonto y producirán una señal de anticoincidencia, descartando un registro de n . Este factor geométrico en la σ implica una fuerte dependencia en la E_n con la ε .

Con base en cálculos realizados con simulaciones Monte Carlo, la ε del FIB (figura I.9) para $\theta_i > 0$ puede expresarse como [92]:

$$\varepsilon = 1.15 \times (E - 25[\text{MeV}]) \times E^{-1.8} [\text{MeV}]. \quad (\text{I.5})$$

A partir de $E_n \geq 100 \text{ MeV}$, la eficiencia de FIB SEDA-AP puede aproximarse como $\varepsilon = 1.8\% \pm 0.5\%$, [1].

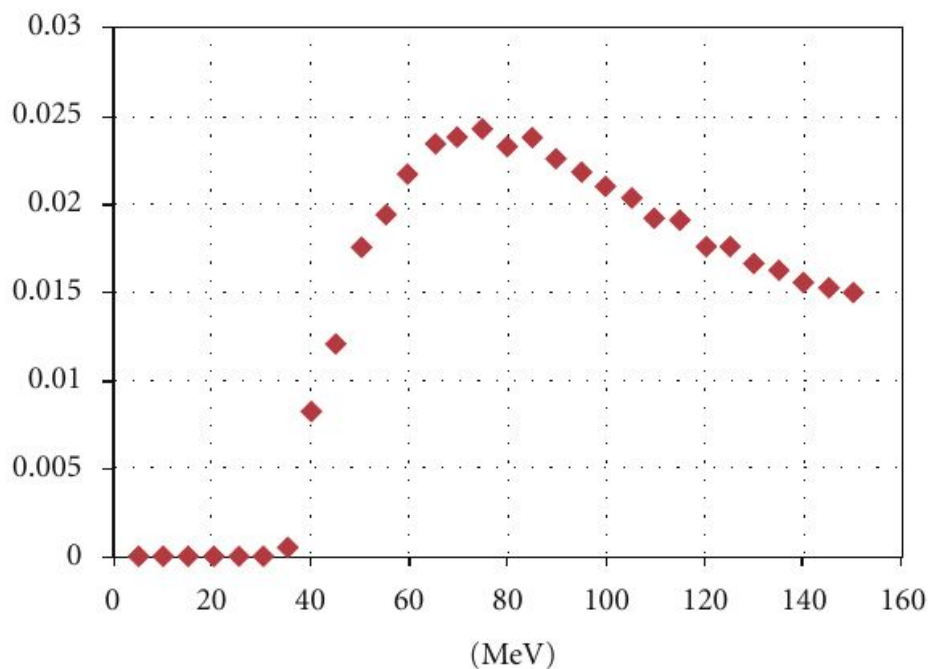


Figura I.9. Cálculo de la ε para diferentes valores de E_n . Tomada de [92].

I.3.3 Razón de conteo y background

La razón de conteo típica esperada para un evento inducido por n es de 10-1000 cuentas/s. Por otra parte, la razón de los n de fondo o *background* tiene un valor de 0.22 cuentas/s, esto permite la detección de los n_s que exceden este nivel.

La ISS completa una órbita alrededor de la Tierra cada 90 min, por lo que el número de eventos registrado por FIB depende de su posición en la órbita terrestre con respecto al Sol, [91]. Cuando se aproxima a alguna de las regiones polares desde el ecuador, la razón de conteo del detector del FIB incrementa a 0.5 cuentas/s.

Se asume que la dirección de los p^+ producidos en los PC por los n_s está contenida en un cono de visión con un ángulo de apertura de 45° con respecto a la dirección del Sol; es decir, existe un factor de reducción del background: $1/2 \times (\pi \text{ sr}) / (4\pi \text{ sr}) = 1/8$. Entonces, es posible detectar señales de n con una razón mínima de 0.028 cuentas/s ($=0.22/8$), debajo de la cual, se complica la detección de n_s , [92].

Referencias

- [1] Muraki, Y., Valdés-Galicia, J. F., González, L. X., Kamiya, K., Katayose, Y., Koga, K., ... & Ohnishi, M. (2020). Possible detection of solar gamma-rays by ground-level detectors in solar flares on 2011 March 7. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 72 (2), 18.
- [2] Dorman, L. (2010). *Solar Neutrons and Related Phenomena* (Vol. 365). Springer Science & Business Media.
- [3] Sako, T., Watanabe, K., Muraki, Y., Matsubara, Y., Tsujihara, H., Yamashita, M., ... & Hurtado, A. (2006). Long-lived solar neutron emission in comparison with electron-produced radiation in the 2005 September 7 solar flare. *The Astrophysical Journal Letters*, 651(1), L69.
- [4] González, L. X., Valdés-Galicia, J. F., Sánchez, F., Muraki, Y., Sako, T., Watanabe, K., ... & Musalem, O. (2015). Re-evaluation of the Neutron Emission from the Solar Flare of 2005 September 7, Detected by the Solar Neutron Telescope at Sierra Negra. *The Astrophysical Journal*, 814(2), 136.
- [5] Lang, Kenneth R. "Space weather." *The Sun from Space*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2009. 337-405.
- [6] Bahcall, J. N., Serenelli, A. M., & Basu, S. (2005). New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *The Astrophysical Journal Letters*, 621(1), L85.
- [7] Mullan, D. J. (2009). *Physics of the Sun: A first course*. CRC press.].
- [8] Priest, E. R. (2012). *Solar magnetohydrodynamics* (Vol. 21). Springer Science & Business Media.
- [9] ase.tufts.edu/cosmos/index.asp.
- [10] Cordero Tercero, M. G., Lara Sánchez, A., Maravilla Meza, M. D., Ortega, M., Emma, B., & Valdés Galicia, J. F. (2013). Introducción a la física espacial.
- [11] Rieutord, M., Roudier, T., Rincon, F., Malherbe, J. M., Meunier, N., Berger, T., & Frank, Z. (2010). On the power spectrum of solar surface flows. *Astronomy & Astrophysics*, 512, A4.

- [12] Rincon, F., & Rieutord, M. (2018). The Sun's supergranulation. *Living Reviews in Solar Physics*, 15(1), 6.
- [13] Solanki, S. K. (2003). Sunspots: An overview. *Astronomy and Astrophysics Review*, 11(2-3), 153-286.
- [14] Clette, F., & Lefèvre, L. (2012). Are the sunspots really vanishing?-Anomalies in solar cycle 23 and implications for long-term models and proxies. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 2, A06.
- [15] Hathaway, D. H. (2015). The solar cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 12(1), 4.
- [16] Charbonneau, P. (2010). Dynamo models of the solar cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 7(1), 3.
- [17]https://www.universetoday.com/wp-content/uploads/2018/02/22_years_of_SOHO-580x468.jpg
- [18] Carlsson, M., De Pontieu, B., & Hansteen, V. H. (2019). New View of the Solar Chromosphere. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 57, 189-226.
- [19] Kontar, E. P., Hannah, I. G., & MacKinnon, A. L. (2008). Chromospheric magnetic field and density structure measurements using hard X-rays in a flaring coronal loop. *Astronomy & Astrophysics*, 489(3), L57-L60.
- [20] Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. (1981). Structure of the solar chromosphere. III-Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 45, 635-725.
- [21] Avrett, E. H., & Loeser, R. (2008). Models of the solar chromosphere and transition region from SUMER and HRTS observations: formation of the extreme-ultraviolet spectrum of hydrogen, carbon, and oxygen. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 175(1), 229.
- [22] Mariska, J. T. (1992). *The solar transition region* (Vol. 23). Cambridge University Press.
- [23] Huang, Z., Li, B., & Xia, L. (2019). Observations of small-scale energetic events in the solar transition region: explosive events, UV bursts and network jets. *arXiv preprint arXiv:1904.06688*.
- [24] <https://solarscience.msfc.nasa.gov>.

- [25] Cranmer, S. R., & Winebarger, A. R. (2019). The properties of the solar corona and its connection to the solar wind. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 57, 157-187.
- [26] Cranmer, S. R. (2001). Ion cyclotron diffusion of velocity distributions in the extended solar corona. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A11), 24937-24954.
- [27] Schmelz, J. T., & Brown, R. (Eds.). (2012). *The sun: a laboratory for astrophysics* (Vol. 373). Springer Science & Business Media.
- [28] González, L. X. (2010). El Telescopio de Neutrones Solares en Sierra Negra y Aceleración de Iones en la Atmósfera Solar (Tesis de Doctorado). Universidad Nacional Autónoma de México.
- [29] Kane, S. R., Hurley, K., McTiernan, J. M., Sommer, M., Boer, M., & Niel, M. (1995). Energy release and dissipation during giant solar flares. *The Astrophysical Journal*, 446, L47.
- [30] Benz, A. O. (2017). Flare observations. *Living reviews in solar physics*, 14(1), 2.
- [31] Moreton, G. F. (1964). H α Shock Wave and Winking Filaments with the Flare of 20 September 1963. *AJ*, 69, 145.
- [32] Peterson, L. E., & Winckler, J. R. (1959). Gamma-ray burst from a solar flare. *Journal of Geophysical Research*, 64(7), 697-707.
- [33] Chupp, E., Forrest, D. J., Higbie, P. R., Suri, A. N., Tsai, C., & Dunphy, P. P. (1973). Solar gamma ray lines observed during the solar activity of August 2 to August 11, 1972. *Nature*, 241(5388), 333-335.
- [34] Hoyng, P., Duijveman, A., Machado, M. E., Rust, D. M., Svestka, Z., Boelee, A., ... & Van Beek, H. F. (1981). Origin and location of the hard X-ray emission in a two-ribbon flare. *The Astrophysical Journal*, 246, L155.
- [35] Benz, A. O. (2002). Kinetic processes in solar and stellar coronae.
- [36] Reames, D. V. (1999). Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere. *Space Science Reviews*, 90(3-4), 413-491.
- [37] Cliver, E. W. (1996, June). Solar flare gamma-ray emission and energetic particles in space. In *AIP Conference Proceedings* (Vol. 374, No. 1, pp. 45-60). American Institute of Physics.

- [38] Lin, R. P. (2011). Energy release and particle acceleration in flares: Summary and future prospects. *Space science reviews*, 159(1-4), 421.
- [39] Sturrock, P. A. (1980). Solar flares: a monograph from SKYLAB solar workshop II. In *Skylab Solar Workshop II*.
- [40] Shimizu, T., Kondo, K., Ugai, M., & Shibata, K. (2009). Magnetohydrodynamics study of three-dimensional fast magnetic reconnection for intermittent snake-like downflows in solar flares. *The Astrophysical Journal*, 707(1), 420.
- [41] Fuentes-Fernández, J., Parnell, C. E., & Priest, E. R. (2012). The onset of impulsive bursty reconnection at a two-dimensional current layer. *Physics of Plasmas*, 19(7), 072901.
- [42] Lingenfelter, R. E., Flamm, E. J., Canfield, E. H., & Kellman, S. (1965). High-energy solar neutrons: 1. Production in flares. *Journal of Geophysical Research*, 70(17), 4077-4086.
- [43] Russell, G. J. (1990). Spallation physics-an overview. *Proc. ICANS-XI, Tsukuba*, 90-25.
- [44] Chupp, E. L. (1984). High-energy neutral radiations from the sun. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 22(1), 359-387.
- [45] Murphy, R. J., Dermer, C. D., & Ramaty, R. (1987). High-energy processes in solar flares. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 63, 721-748.
- [46] Murphy, R. J., & Ramaty, R. (1984). Solar-flare neutrons and gamma rays. *Advances in Space Research*, 4(7), 127-136.
- [47] Murphy, R. J., Share, G. H., Letaw, J. R., & Forrest, D. J. (1990). Nuclear line spectroscopy of the 1981 April 27 solar flare. *The Astrophysical Journal*, 358, 298-312.
- [48] Ramaty, R., & Mandzhavidze, N. (1994, December). Theoretical models for high-energy solar flare emissions. In *AIP Conference Proceedings* (Vol. 294, No. 1, pp. 26-44). American Institute of Physics.
- [49] Krane, K. S., & Halliday, D. (1987). *Introductory nuclear physics*.
- [50] Griffiths, D. (2008). *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons.
- [51] Lingenfelter, R. E., Flamm, E. J., Canfield, E. H., & Kellman, S. (1965). High-energy solar neutrons: 2. Flux at the Earth. *Journal of Geophysical Research*, 70(17), 4087-4095.

- [52] Yu, X. X., Lu, H., Chen, G. T., Li, X. Q., Shi, J. K., & Tan, C. M. (2015). Detection of solar neutron events and their theoretical approach. *New Astronomy*, 39, 25-35.
- [53] Particle Data Group, Zyla, P. A., Barnett, R. M., Beringer, J., Dahl, O., Dwyer, D. A., ... & Robinson, D. J. (2020). Review of particle physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020(8), 083C01.
- [54] Barrantes Salazar, Marco Ney de Jesús (2018). Determinación de la influencia de los parámetros atmosféricos en el flujo de rayos cósmicos registrado en el TNS de Sierra Negra, cds.cern.chPue. (Tesis Doctoral), Universidad Nacional Autónoma de México.
- [55] Bierman L., Schuller A., Die herkkunft der kosmischen Strahlung. Zeitliche Schwankungen, In: Vortage uber kosmische Strahlung (ed. W. HEISENBERG), Springer Verlag, (1953).
- [56] Weischet, W., & Endlicher, W. (2018). Einführung in die allgemeine Klimatologie.
- [57] Roedel, W. (1992). Physik unserer Um-welt: die Atmosphäre. *Berlin, Heidelberg*.
- [58] Keilhauer, B. G. (2004). *Investigation of atmospheric effects on the development of extensive air showers and their detection with the Pierre Auger Observatory* (No. FZKA-6958).
- [59] Ahrens, C. D. (1994). *Meteorology Today: An introduction to weather, climate, and the environment*: St. Paul, Minnesota.
- [60]
- [61] Sternheimer, R. M., Berger, M. J., & Seltzer, S. M. (1984). Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 30(2), 261-271.
- [62] Amaldi, U. (1981). Fluctuations in calorimetry measurements. *Physica Scripta*, 23(4A), 409.]
- [63] Leroy, C., & Rancoita, P. G. (2000). Physics of cascading shower generation and propagation in matter: Principles of high-energy, ultrahigh-energy and compensating calorimetry. *Reports on Progress in Physics*, 63(4), 505.
- [64] Carron, N. J. (2006). *An introduction to the passage of energetic particles through matter*. CRC Press.

- [65] Shibata, S. (1994). Propagation of solar neutrons through the atmosphere of the Earth. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 99(A4), 6651-6665.
- [66] Heck, D., & Pierog, T. (2000). Extensive air shower simulation with CORSIKA: A user's guide. *Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kernphysik*. (CORSIKA V-7.7100, con QJSGET-II y fluka2020.0)
- [67] R. Brun et al., GEANT3, Report CERN DD/EE/84-1 (1987), CERN, Geneva.
- [68] Kalmykov, N. N., Ostapchenko, S. S., & Pavlov, A. I. (1997). Quark-gluon-string model and EAS simulation problems at ultra-high energies. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 52(3), 17-28.
- [69] Gribov, L. V., Levin, E. M., & Ryskin, M. G. (1983). Semihard processes in QCD. *Physics Reports*, 100(1-2), 1-150.
- [70] Kalmykov, N. N., Fomin, Y. A., & Khristiansen, G. B. (1985). Experimental data on the cascade processes in cosmic rays at energies above 1000 TeV and phenomenology of soft hadron interactions. *Yadernaya Fizika*, 41(4), 947-953.
- [71] Ostapchenko, S. (2019). QGSJET-III model: physics and preliminary results. In *EPJ Web Conf.* (Vol. 208, p. 11001).
- [72] Ferrari, A., Sala, P. R., Fasso, A., & Ranft, J. (2005). Fluka. *CERN-library in: <http://fluka.web.cern.ch/fluka>*, 55(99), 100.
- [73] A. Capella, U. Sukhatme, C.-I. Tan and J. Tran Thanh Van Dual Parton Model Phys. Rep. 236, 225-330 (1994).
- [74] Ferrari, A., & Sala, P. R. (1993). A new model for hadronic interactions at intermediate-energies for the FLUKA code. In *Prepared for* (pp. 277-288).
- [75] Eidelman, S., Hayes, K. G., Olive, K. E., Aguilar-Benitez, M., Amsler, C., Asner, D., ... & Carone, C. D. (2004). Review of particle physics. *Physics letters B*, 592(1-4), 1-5.
- [76] Ferrari, A., Ranft, J., Roesler, S., & Sala, P. R. (1996). Cascade particles, nuclear evaporation, and residual nuclei in high energy hadron-nucleus interactions. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 70(3), 413-426.
- [77] Handbook of Chemistry and Physics, 67th Edition, ed. R.C. Weast, The Chemical Rubber Co., Cleveland (USA), (1986) F141.

- [78] H. Ulrich, K.H. Kampert, and H.O. Klages, Auger technical note GAP 1998-043 (1998).
- [79] http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html (Consultado el 20-11-2019).
- [80] P. Lipari, private communication by P. Steffen (1998).
- [81] M. Will, D. Heck, B. Keilhauer, GAP Auger technical note 2011-133 (2011).
- [82] Keilhauer, B., Blümer, J., Engel, R., Klages, H. O., & Risse, M. (2004). Impact of varying atmospheric profiles on extensive air shower observation: atmospheric density and primary mass reconstruction. *Astroparticle Physics*, 22(3-4), 249-261.
- [83] <https://www.ncdc.noaa.gov/data-access/model-data/model-datasets/global-data-assimilation-system-gdas>
- [84] J. Linsley, private communication by M. Hillas (1988).
- [85] United States. National Oceanic, Atmospheric Administration, & United States. Air Force. (1976). *US standard atmosphere, 1976* (Vol. 76, No. 1562). National Oceanic and Atmospheric Administration.
- [86] Grieder, P. K. (Ed.). (2001). *Cosmic rays at Earth*. Elsevier.
- [87] Lario, D. (2012). Estimation of the solar flare neutron worst-case fluxes and fluences for missions traveling close to the Sun. *Space Weather*, 10(3), 1-11.
- [88] Lopez, D., Matsubara, Y., Muraki, Y., Sako, T., & Valdés-Galicia, J. F. (2016). Estimates of the neutron emission during large solar flares in the rising and maximum period of solar cycle 24. *Astroparticle Physics*, 76, 19-28.
- [89] Nagai, Y., Matsubara, Y., Itow, Y., Sako, T., Lopez, D., Sasai, Y., ... & Miyazaki, T. (2014). First cosmic-ray measurements by the SciCRT solar neutron experiment in Mexico. *Astroparticle physics*, 59, 39-46.
- [90] Watanabe, K., Muraki, Y., Matsubara, Y., Murakami, K., Sako, T., Tsuchiya, H., ... & Martinic, N. (2003). Solar neutron event in association with a large solar flare on 2000 November 24. *The Astrophysical Journal*, 592(1), 590.
- [91] Kamiya, K., Koga, K., Matsumoto, H., Masuda, S., Muraki, Y., Tajima, H., & Shibata, S. (2019). Solar Neutrons Observed from September 4 to 10, 2017 by SEDA-FIB. *arXiv preprint arXiv:1907.09154*.

- [92] Muraki, Y., Koga, K., Goka, T., Matsumoto, H., Obara, T., Okudaira, O., Shibata, S., Yamamoto, T.: Measurement by FIB on the ISS: Two Emissions of Solar Neutrons Detected?, *Advances in Astronomy*, (2012), article ID 379304.
- [93] Bogomolov, E. A., Adriani, O., Bazilevskaya, G. A., Barbarino, G. C., Bellotti, R., Boezio, M., ... & Vacchi, A. (2017). Spectra of solar neutrons with energies of~ 10–1000 MeV in the PAMELA experiment in the flare events of 2006–2015. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 81(2), 132-135.
- [94] Watanabe, K., Gros, M., Stoker, P. H., Kudela, K., Lopate, C., Valdés-Galicia, J. F., ... & Nakagiri, M. (2006). Solar neutron events of 2003 October-November. *The Astrophysical Journal*, 636(2), 1135.
- [95] Matsubara, Y., Muraki, Y., Sako, T., Itow, Y., Sakai, T., Shibata, S., ... & Namikawa, K. (2009). Status of the world-wide network of solar neutron telescopes in solar cycle 24. In *31st International Cosmic Ray Conference, ICRC 2009*.
- [96] Valdés-Galicia, J. F., Muraki, Y., Tsujihara, H., Sako, T., Musalem, O., Hurtado, A., ... & Tateiwa, N. (2004). An improved solar neutron telescope installed at a very high altitude in Mexico. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 535(3), 656-664.
- [97] Barón, M. G. (2018). *Análisis de estabilidad de partículas neutras detectadas por el Telescopio de Neutrones Solares en Sierra Negra, Puebla*, (Tesis de Licenciatura). Universidad Nacional Autónoma de México.
- [98] Perea S. (2018). *Variaciones en el flujo de los rayos cósmicos detectados por el telescopio de neutrones solares (TNS) en Sierra Negra atribuidas a tormentas geomagnéticas* (Tesis de Licenciatura). Universidad Nacional Autónoma de México.
- [99] Anzorena, M. A. (2014). *Identificación de partículas neutras mediante análisis de forma de pulso en el Telescopio de Neutrones Solares en Sierra Negra, Puebla*. (Tesis de Maestría). Universidad Nacional Autónoma de México.
- [100] Muraki, Y., Tateiwa, N., Matsubara, Y., Masuda, K., Obata, Y., Sako, T., ... & Yamamoto, D. (2004). A data taking system with low power consumption for cosmic ray research. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 530(3), 367-378.
- [101] González, L. X., Sánchez, F., & Valdés-Galicia, J. F. (2010). Geant4 simulation of the solar neutron telescope at Sierra Negra, Mexico. *Nuclear Instruments and Methods in Physics*

Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 613(2), 263-271.]

[102] Dorman, L. (2013). *Cosmic rays in the Earth's atmosphere and underground* (Vol. 303). Springer Science & Business Media.

[103] Barrantes, M., Valdés-Galicia, J. F., Musalem, O., Hurtado, A., Anzorena, M., García, R., ... & Sasai, Y. (2018). Atmospheric corrections of the cosmic ray fluxes detected by the Solar Neutron Telescope at the Summit of the Sierra Negra Volcano in Mexico. *Geofísica internacional*, 57(4), 253-275.

[104] Koga, K., Goka, T., Matsumoto, H., Obara, T., Muraki, Y., & Yamamoto, T. (2011). Measurement of high-energy neutrons at ISS by SEDA-AP. *Astrophysics and Space Sciences Transactions*, 7(3), 411-416.

[105] Yamaoka, K., Tajima, H., Miyata, K., Inamori, T., Sasai, Y., Kawahara, H., ... & Itoh, K. (2019, July). Solar Neutron and Gamma-ray Detector for a 3U CubeSat. In *36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)* (Vol. 36).