



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**CALIBRACIÓN Y PUESTA EN OPERACIÓN DEL
TELESCOPIO DE MUONES INSTALADO EN
CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

F Í S I C O

P R E S E N T A :

JOSÉ KARL PÉREZ VILLANUEVA



DIRECTOR DE TESIS:

DR. JOSÉ FRANCISCO VALDÉS GALICIA

2017

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX.



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno

Pérez
Villanueva
José Karl
5520836666
Universidad Nacional Autónoma de
México
Facultad de Ciencias
Física
405024427

2. Datos del tutor

Dr.
José Francisco
Valdés
Galicia.

3. Datos del sinodal 1

Dra.
Blanca Emma
Mendoza
Ortega.

4. Datos del sinodal 2

Dra.
Lucía
Medina
Gómez.

5. Datos del sinodal 3

Dr.
Ernesto
Ortiz
Fragoso.

6. Datos del sinodal 4

Mtro.
Marcos Alfonso
Anzorena
Méndez.

7. Datos del trabajo escrito

Calibración y puesta en operación del telescopio de muones
instalado en Ciudad Universitaria, CDMX

96 p
2017.

*Dedicado con cariño a
mis padres y mis hermanos.*

Agradecimientos

Quiero agradecer a mi tutor el Dr. José Fco. Valdés Galicia por todo el tiempo, apoyo y buenos consejos que me brindo durante la realización de esta tesis; sin los cuales la misma nunca hubiera llegado a buen puerto. También quiero agradecer al Ing. Octavio Musalem Clemente por su conocimiento, enseñanzas y tiempo que me brindo para poder aprender acerca del funcionamiento del telescopio. Así mismo quiero agradecer a todos y cada uno de los miembros del grupo de rayos cósmicos del Instituto de Geofísica de la UNAM quienes siempre me brindaron su apoyo.

Índice general

Agradecimientos	5
1 Introducción	9
1.1. Descubrimiento de la radiación cósmica	9
1.1.1. Determinación de la carga de los rayos cósmicos	12
1.2. Composición química de los rayos cósmicos	12
1.3. Espectro de energía de la radiación cósmica	13
1.4. Radiación cósmica secundaria	14
1.5. El muón en la radiación cósmica	16
1.5.1. Descubrimiento e historia del muón	17
1.5.2. Mecanismos de producción de muones	19
1.5.3. Influencia de la componente muónica en la radiación cósmica secundaria	19
2 El Sol y sus efectos en la Tierra	21
2.1. El Sol	21
2.2. Actividad solar	22
2.2.1. El campo magnético solar	22
2.2.2. Manchas solares	23
2.2.3. Ráfagas y regiones activas	23
2.2.4. Hoyos coronales	24
2.2.5. Viento solar	24
2.2.6. La heliosfera	25
2.2.7. El campo magnético interplanetario	25
2.3. Modulación de la radiación cósmica por el Sol	27
2.3.1. Variación diurna	27
2.3.2. Efectos Forbush	28
2.3.3. Variación de 11 y 22 años	29
2.4. Modulación de la radiación cósmica por la Tierra	30
2.4.1. Rigidez umbral	31
2.4.2. Efecto Este-Oeste	31
2.5. Variaciones en la radiación cósmica secundaria	33
2.5.1. Estudio de las variaciones de origen atmosférico	33
2.5.2. Efectos atmosféricos en la radiación cósmica	34

2.5.3.	Métodos para calcular y corregir los efectos de presión y temperatura	36
3	Detección de muones	41
3.1.	Detectores de centelleo	41
3.1.1.	Centelladores orgánicos	41
3.1.2.	Características físicas de los plásticos centelladores	43
3.1.3.	Sistema de guía de luz	44
3.1.4.	Tubos fotomultiplicadores	44
3.2.	Telescopio de muones funcionamiento y características	47
3.3.	Electrónica asociada al sistema	49
3.4.	Geometría del sistema	49
3.5.	Observatorio de rayos cósmicos de C.U	51
4	Caracterización e instalación del telescopio de muones	53
4.1.	Determinación de mesetas y voltaje de operación	53
4.2.	Espectros de energía	56
4.3.	Datos de los plásticos centelladores	58
4.3.1.	Análisis de la variación diurna	58
4.4.	Cálculo del coeficiente atmosférico de presión y de temperatura	59
4.4.1.	Corrección por efectos de presión y temperatura	61
5	Conclusiones y trabajo futuro	65
A	Mesetas	67
B	Espectros de energía	71
C	Gráficas de plásticos centelladores	75
D	Gráficas de dispersión de presión y temperatura	79
E	Corrección por efectos de presión y temperatura	87
F	Comparativas entre la intensidad de la componente hadrónica y muónica	91
	Bibliografía	95

Introducción

1.1. Descubrimiento de la radiación cósmica

El descubrimiento de la radiación cósmica (rayos cósmicos) se remonta a los alrededores del año 1900, cuando de manera separada los grupos de investigación de C.T.R. Wilson en Gran Bretaña y de J.J.P. Elster y H.F. Geitel en Alemania investigaban la descarga espontánea de electros copios, comprobando con ello la existencia de una radiación natural en el aire. Pero fue C.T.R. Wilson quien llega aún más lejos al declarar que estos fenómenos son debidos a una radiación de fuentes fuera de nuestra atmósfera, posiblemente radiación de rayos X o rayos catódicos, pero con un enorme poder de penetración, al decir esto Wilson se convierte en el predescubridor de la radiación cósmica. En 1907 T. Wulf inventa un electroscopio que incluía una cámara de ionización de gran estabilidad y popularidad para su época, figura 1.1, con el cual en 1910 mide la radiación en París al pie y en la cima de la torre Eiffel, encontrando que decrece de 6 a $3.5 \text{ iones/cm}^3/\text{seg}$. Si la radiación hubiera sido debida a rayos gamma provenientes de la Tierra, los más penetrantes conocidos a esa fecha, se hubiera reducido a la mitad a los 80 metros y en la cima de la torre hubiera sido despreciable.

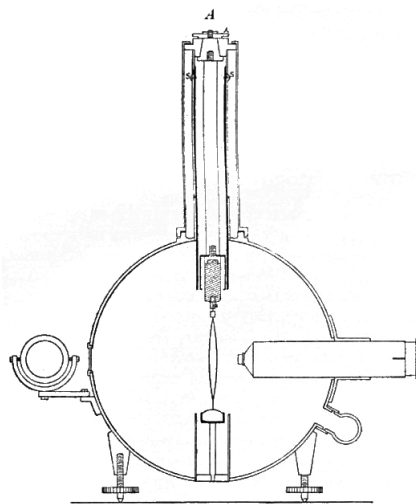


Figura 1.1: Imagen del electroscopio de Wulf. Tomada de [3].

Por lo tanto Wulf dedujo que debería de existir una radiactividad adicional procedente de lo alto de la atmósfera o bien los rayos gamma eran más penetrantes de lo que se suponía. Entre 1910 y 1911 el físico suizo A. Gockel realiza tres vuelos en globo llevando consigo el electroscopio de Wulf, y en los cuales alcanza una altitud de 4500 m , en sus ascensos en globo sus medidas no le hacen pensar en una radiación ajena a la desintegración

de sustancias ya conocidas en esa época; lo que Gockel no consideró fue la diferencia entre la presión del gas en la cámara de ionización y la exterior, si éste hubiera corregido sus medidas en función de la sensibilidad del instrumento hubiera encontrado un incremento en la ionización. Durante los años de 1911 y 1913 el físico austriaco V. F. Hess (Figura 1.2) realiza diez ascensos en globo llevando consigo el electroscopio de Wulf. En su primer vuelo en 1911 logra alcanzar los 1070 *m* de altitud obteniendo mediciones no muy relevantes, hasta el 7 de agosto de 1912 llega a alcanzar los 5350 *m* de altitud, entonces se pudo comprobar que a los 500 *m* la ionización es dos veces menor que a nivel de la superficie, a los 1500 *m* crece a un nivel igual a los registrados en la superficie, a los 3500 *m* alcanza un valor de cuatro veces el valor de la superficie y a los 5000 *m* llega a ser 16 veces el valor de la superficie, figura 1.3.



Figura 1.2: *V. F. Hess*. Tomada de [1].

V.F. HESS OBSERVATIONS	
HEIGHT (meters)	IONIZATION (ions/cm²/sec)
0	19.6
200	19.1
350	18.8
750	20.8
1500	22.2
2500	31.2
3500	35.2

Figura 1.3: *Registros de las mediciones tomadas por V. F. Hess*. Tomada de [1].

El mismo Hess no notó ninguna diferencia entre el día y la noche, así como tampoco durante un vuelo realizado durante el eclipse de abril de 1912, lo que lo lleva a la conclusión de que esta radiación no podía ser de origen ni atmosférico ni terrestre y por lo tanto debía de ser proveniente del espacio exterior. En 1936 Hess recibe el Nobel de Física por el descubrimiento de los rayos cósmicos. En el año de 1914 W. H. G. Kolhorster asciende en globo hasta los 9300 *m* registrando que a esa altura la ionización era 50 veces la de la superficie. En 1922 R. A. Millikan, figura 1.4, con la colaboración de I. S. Bowen lanzan un globo sonda el cual llega a alcanzar una altitud de 15 *km*, registrando que la ionización era una cuarta parte de la que habían obtenido Hess y Kolhorster poniendo en duda el origen extraterrestre que Hess había afirmado.

En el año de 1925 el mismo Millikan y G. H. Cameron diseñan un experimento que les permite medir el cambio de la ionización con la profundidad en el agua para los lagos Muir y Arrowhead, los cuales se encuentran a 3590 y 2060 metros de altitud respectivamente, obteniendo que la ionización decrece de 13.3 iones en la



Figura 1.4: *R.A. Millikan*. Tomada de [3].

superficie a 3.6 a los 15 *m* de profundidad para el lago Muir, mientras que en el lago Arrowhead se presenta la misma disminución pero 1.8 *m* más arriba; la masa de agua entre los lagos Muir y Arrowhead equivale a 1.6 *m* de agua aproximadamente, lo que llevó a la confirmación del origen extraterrestre de los rayos siendo el mismo Millikan quien los bautiza como rayos cósmicos.

A pesar de la ardua actividad de investigación realizada durante la década de los años 20, el avance se vió rápidamente limitado por las barreras de la tecnología disponible en esa época. Aunque existían instrumentos como la cámara de ionización, que se hicieron más sofisticadas y sensibles, éstas aun no permitían decidir si las partículas de la radiación cósmica poseían carga o si eran neutras. No fue hasta que se realizó el desarrollo de dos instrumentos innovadores y esenciales para la época como lo fueron la cámara de niebla (cámara de Wilson) (Figura 1.5) y el contador Geiger-Muller (Figura 1.6) que fue posible determinar importantes propiedades, como son la dirección, velocidad, impulso y la carga de las partículas que componen a la radiación cósmica.

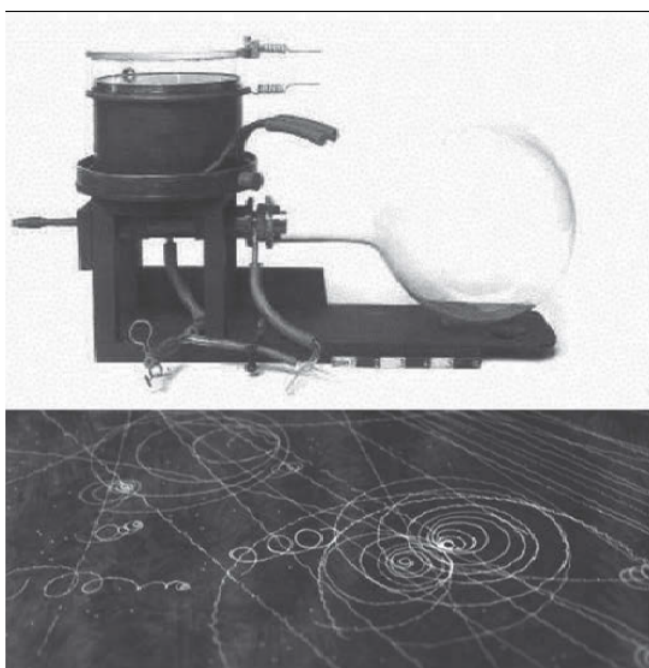


Figura 1.5: *Imagen de una cámara de niebla, también conocida como cámara de Wilson*. Tomada de [3].

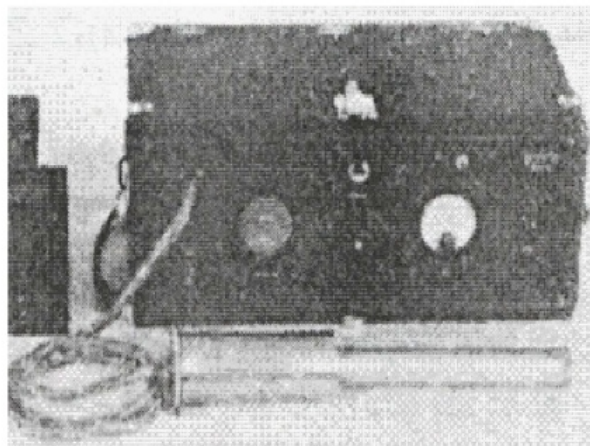


Figura 1.6: *Imagen de un contador Geiger-Muller.* Tomada de [3].

1.1.1. Determinación de la carga de los rayos cósmicos

Una vez confirmada la existencia de la radiación cósmica, inició la investigación para determinar que tipo de partículas componían a los rayos cósmicos. La primera evidencia de que se trataban de partículas cargadas vino de parte de D.V. Skobelzyn en 1929 cuando usando una cámara de niebla logró observar las trazas de partículas cargadas que llegaban desde la atmósfera las cuales interpretó como electrones secundarios producidos por los rayos gamma de Hess. Aunque su interpretación era incorrecta, obtuvo las primeras trazas registradas de los rayos cósmicos. En 1929 con la invención del contador Geiger-Muller, W.W.G. Bothe y W.H.G. Kolhorster miden coincidencias usando un arreglo de dos contadores Geiger-Muller, colocados uno encima de otro; demostrando con ello que no se trataba de rayos gamma sino de partículas cargadas, puesto que los primeros no poseían la energía suficiente para llegar a disparar ambos contadores. Para el año 1930 B.B. Rossi demuestra teóricamente que los rayos cósmicos deben de ser alterados por el efecto este-oeste, si es que se tratasen de partículas cargadas, a causa del campo magnético terrestre. En el verano de 1932 el físico mexicano M.Sandoval-Vallarta recibe la visita del A.H. Compton; quien se encontraba realizando un experimento de enormes proporciones midiendo en cambio de la radiación cósmica diferentes latitudes alrededor del mundo, obteniendo de sus mediciones que ésta era más intensa cerca de los polos que en el ecuador, los resultados de Compton y el experimento en sí llama la atención de Sandoval-Vallarta sugiriéndole que midiera el efecto de la asimetría este-oeste en la ciudad de México, sitio propicio por su baja latitud magnética y su gran altura sobre el nivel del mar. Compton recogió la sugerencia y envía a Luis.W. Alvarez a realizar el experimento sobre la azotea del Hotel Géneve en la ciudad de México. El resultado de este experimento arrojó que la intensidad registrada en la dirección oeste era un 10 % mayor que la proveniente del este, indicando con esto que la radiación cósmica primaria está constituida por partículas positivas es decir protones o núcleos atómicos y no de electrones.

1.2. Composición química de los rayos cósmicos

En el año de 1948 experimentos realizados con cámaras de niebla y emulsiones nucleares en globos que alcanzaban grandes alturas, arrojan pruebas contundentes de que los rayos cósmicos, en su componente primaria, eran núcleos atómicos compuestos en un 92 % de protones, 6 % de partículas alfa (He), 1 % de electrones, 1 % por núcleos de elementos que van del litio al níquel y elementos aun más pesados. Actualmente gracias al desarrollo de satélites y globos sonda se ha obtenido registro de las componentes nucleares de los rayos cósmicos para elementos con número atómico $Z > 80$. El cuadro 1.1 muestra las abundancias relativas de los elementos

encontrados en la radiación cósmica primaria¹. Los núcleos de todos los elementos se encuentran desprovistos por completo de sus electrones, ya que los pierden debido a un proceso de ionización inversa que se presenta cuando partículas cargadas de altas energías logran atravesar pequeñas cantidades de materia. El cuadro 1.1 muestra también la abundancia relativa de los elementos en el cosmos; salvo por diferencias significativas como el grupo L (Li, Be, B), las abundancias son similares.

Grupo	Elemento	Número atómico Z	Porcentaje de abundancia de los RC	Porcentaje de abundancia cósmica AC	Razón RC/AC
Protón	H	1	93	90.7	1
Alfa	He	2	6.3	9.0	0.7
L	Li,Be,B	3-5	0.10	3.9×10^{-7}	3×10^5
M	C,N,O,F	6-9	0.42	0.14	3
H	Ne-K	10-19	0.13	0.054	10
VH	Ca-Zn	20-30	0.05	2×10^{-3}	20
VVH	Ga-U	31-92	2×10^{-6}	10^{-6}	2
SH	>U	110	?	?	?

Cuadro 1.1: Abundancias relativas de los elementos de la radiación cósmica primaria en el universo (la composición de los rayos cósmicos se refiere a núcleos que tienen la misma energía por nucleón). Tomado de [14].

1.3. Espectro de energía de la radiación cósmica

Se denomina espectro de energía de la radiación cósmica, al flujo de la radiación cósmica en función de su energía (Figura 1.7). La energía de la radiación cósmica primaria cubre un amplio rango, desde algunos eV^2 hasta más de $10^{20} eV$, y su flujo se extiende en un amplio margen desde muchas partículas por m^2 y segundo a energías inferiores al TeV , cayendo drásticamente hasta una partícula por km^2 por siglo para energías cercanas a los $10^{20} eV$. El flujo de partículas cósmicas, de energía por nucleón superior a un cierto valor (E), varía con la energía por nucleón de la forma:

$$J(> E) = kE^{-\gamma} \quad (1.1)$$

donde k es un parámetro que depende de la masa del ion, el exponente γ es una función de la energía. Esta forma se conoce como espectro integral, y el flujo viene dado en: $partículas/m^2 \cdot s \cdot sr$.

Haciendo un breve análisis del espectro de energía de la radiación cósmica podemos distinguir 4 regiones características:

La primera para energías por debajo de los $10^9 eV$ donde los procesos de modulación solar se hacen muy presentes y son importantes.

La segunda en el intervalo comprendido desde los $10^9 eV$ hasta los $10^{16} eV$, donde domina una ley de potencias con un valor de la pendiente igual a 2.7. Se presume que en esta región los rayos cósmicos son de origen galáctico, se especula en los remanentes de las supernovas.

La tercera comprendida entre los 10^{16} y $10^{19} eV$ donde domina también una ley de potencias pero el valor de la pendiente aumenta a 3.

La cuarta región por arriba de los $10^{18} eV$ el espectro se aplanan con una brusca disminución del flujo, esta región es probablemente la más dominada por rayos cósmicos de origen extra-galáctico.

¹Se le llama radiación cósmica primaria a todas aquellas partículas provenientes del espacio que impactan en la atmósfera terrestre.

²El electronvolt eV es la unidad de energía usada en física de partículas, y corresponde a la energía cinética que adquiere un electrón cuando es acelerado por una diferencia de potencial de $1 V$ y equivale a $1.602 \times 10^{-19} J$.

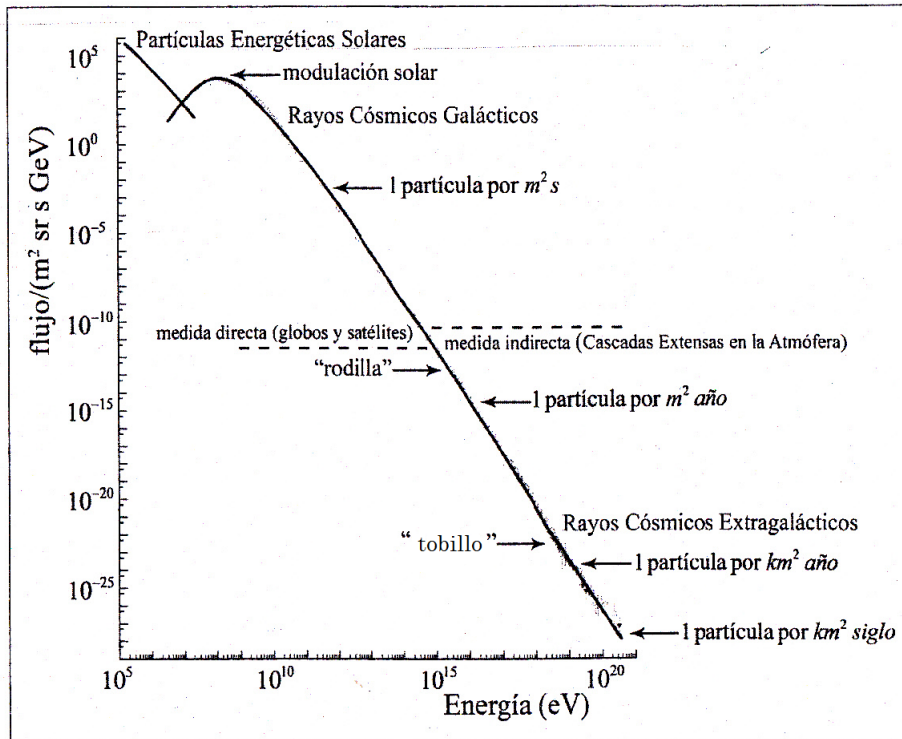


Figura 1.7: Espectro energético de la radiación cósmica. Tomada de [9].

1.4. Radiación cósmica secundaria

Cuando los rayos cósmicos primarios impactan en las capas más altas de la atmósfera el ion³ incidente de radiación cósmica primaria, generalmente un protón, colisiona con los núcleos de los átomos atmosféricos, produciendo una reacción en cadena que genera una cascada o chubasco de partículas que se va ensanchando a medida que se adentra en la atmósfera misma.

A grandes rasgos la serie de interacciones concatenadas se pueden describir de la siguiente forma:

1. Colisión del ion incidente con un núcleo atmosférico generalmente nitrógeno y oxígeno; creándose partículas como lo son piones cargados y neutros. El ion pierde la mitad de su energía, pudiendo fragmentarse en iones secundarios menos pesados.

2. Colisión de los fragmentos o del ion sobreviviente, de forma similar.

3. Desintegración inmediata de los piones neutros en pares de fotones de alta energía (rayos gamma), los cuales pueden producir pares de electrón-positrón que a su vez pueden producir de nuevo rayos gamma.

4. Colisiones de los piones cargados, similares a las del pión incidente, pero con más profundidad en la atmósfera.

5. Desintegración de los piones cargados en muones y neutrinos.

La radiación cósmica secundaria está dividida en tres componentes (Figura 1.8): 1. La componente nuclear o hadrónica, compuesta de protones y neutrones, la cual es próxima al eje de la cascada. 2. La componente electromagnética o blanda formada por electrones, positrones y rayos gamma. Esta componente es generada por los piones neutros, que decaen instantáneamente en rayos gamma, los cuales a su vez decaerán por creación de pares electrón positrón. 3. La componente dura o muónica está formada por muones y neutrinos los cuales son generados por el decaimiento de piones cargados.

A su vez la cascada presenta las siguientes características:

³Un ion es toda aquella partícula que esta cargada eléctricamente es decir que no es completamente neutra.

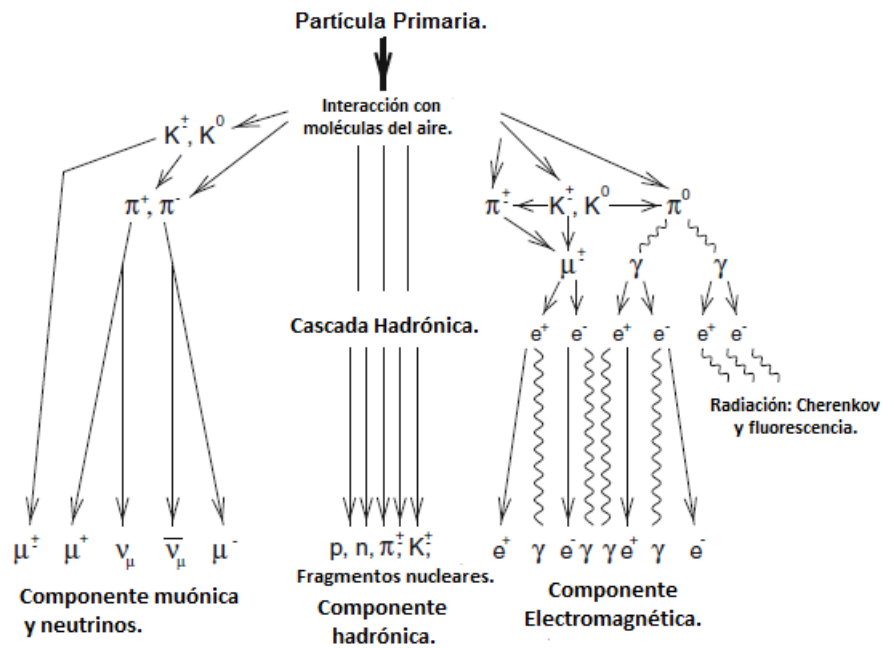


Figura 1.8: Componentes de la radiación cósmica secundaria. Adaptada de [19].

1. La densidad de partículas crece con la energía del ion incidente, a cualquier distancia del eje.
2. Esta densidad es mayor en el eje y decrece rápidamente de una manera simétrica y radial desde éste.
3. El número de partículas crece a medida que progresa en la atmósfera, hasta alcanzar un valor máximo, donde la creación se compensa con la absorción, decreciendo posteriormente.
4. El valor máximo del número de partículas es proporcional a la energía del ion primario. De una forma aproximada un protón incidente de 10^{18} eV de energía, puede crear una cascada de 2×10^8 partículas.
5. El frente de partículas tiene simetría cilíndrica, y su extinción es proporcional a la energía del ion primario. Para las más energéticas su anchura varía desde unos pocos metros en el eje hasta centenares de metros a una altura de 1 km.

Por otra parte, una vez producidas las partículas componentes de la radiación cósmica secundaria, éstas muestran una variación en su flujo con respecto a la profundidad atmósfera como se muestra en la figura 1.9. De la cual podemos observar como:

1. El número de protones primarios decrece rápidamente y de manera lineal por lo cual no llegan a alcanzar la superficie.
2. El número de partículas crece como resultado de las interacciones de los núcleos atmosféricos con los protones de la radiación cósmica primaria, llegando a alcanzar su punto máximo a una profundidad de 100 g/cm^2 , para posteriormente decrecer de forma exponencial.
3. Como resultado del decaimiento de los piones cargados, tenemos que el número de muones aumenta, siendo las partículas más abundantes a nivel del mar, gracias a que se ven favorecidos por los efectos relativistas.
4. Después de los muones, las partículas de mayor abundancia son los electrones, los cuales se ven favorecidos por el decaimiento de los piones neutros en rayos gamma, la producción de pares y el decaimiento de los muones lentos, sin embargo el número de electrones se ve afectado por multitud de interacciones de los mismos electrones con las moléculas de la atmósfera.

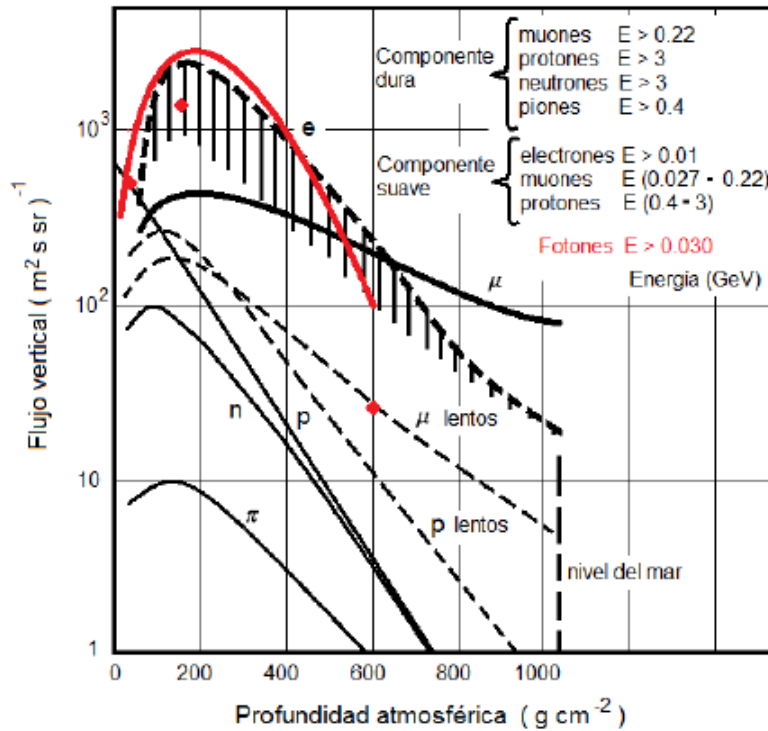


Figura 1.9: Flujo vertical de la radiación cósmica secundaria en función de la profundidad atmosférica. Tomada de [13].

1.5. El muón en la radiación cósmica

Como ya se ha mencionado anteriormente la radiación cósmica secundaria se compone de todas aquellas partículas generadas por la colisión de la partícula primaria con núcleos atmosféricos (Cuadro 1.2). En ella juegan un papel muy relevante los muones quienes junto con los neutrinos poseen un poder de penetración superior al de otras partículas.

Partícula	Símbolo	Carga [e]	Vida Media [s]	Decaimiento	Antipartícula	Símbolo
Electrón	e^-	-1	∞	-	Positrón	e^+
Fotón	γ	0	∞	-	Fotón	γ
Kaón positivo	K^+	+1	1.2×10^{-8}	$\mu^+ + \nu_\mu$	Kaón negativo	K^-
Kaón negativo	K^-	-1	1.2×10^{-8}	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$	Kaón positivo	K^+
Kaón neutro	K^0	0	0.9×10^{-10}	$\pi^+ + \pi^-$	Antikaón	\bar{K}^0
Muón positivo	μ^+	-1	2.2×10^{-6}	$e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	Muón negativo	μ^-
Muón negativo	μ^-	+1	2.2×10^{-6}	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	Muón positivo	μ^+
Neutrino electrónico	ν_e	0	∞	-	Antineutrino electrónico	$\bar{\nu}_e$
Neutrino muónico	ν_μ	0	∞	-	Antineutrino muónico	$\bar{\nu}_\mu$
Neutrón	n	0	1013	$p + e^- + \bar{\nu}_e$	Antineutrón	\bar{n}
PiÓN positivo	π^+	+1	2.6×10^{-8}	$\mu^+ + \nu_\mu$	PiÓN negativo	π^-
PiÓN negativo	π^-	-1	2.6×10^{-8}	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$	PiÓN positivo	π^+
PiÓN neutro	π^0	0	8.4×10^{-17}	$\gamma + \gamma$	PiÓN neutro	π^0

Cuadro 1.2: Partículas generadas en la radiación cósmica secundaria.

Además de su poder de penetración los muones son las partículas más abundantes a nivel del mar, como por

ejemplo para una latitud de 45°N , la radiación cósmica está principalmente compuesta de muones en un 72 %, electrones 15 % y neutrones 9 %. Lo que hace que el muón sea una de las partículas cuyo estudio nos sirva como una fuente de importante información acerca del comportamiento de la radiación cósmica.

1.5.1. Descubrimiento e historia del muón

En los primeros años después de su descubrimiento, se creía que la radiación cósmica estaba compuesta únicamente de electrones y protones, no fue hasta el año de 1932 cuando C.D. Anderson, usando una cámara de niebla y un fuerte campo magnético, descubrió las primeras trazas de una partícula de igual masa que el electrón pero cuya desviación dentro de la cámara era en sentido contrario respecto al sentido de giro del electrón, es decir la nueva partícula tenía carga positiva. Anderson descubrió con esto al positrón, una partícula cuya existencia ya había sido predicha teóricamente por P.A.M. Dirac en 1928. Con el descubrimiento del positrón los científicos siguieron este camino, basándose en el efecto de deflexión magnética en el interior de cámara de niebla.

Pero este método basado en la deflexión solo era aplicable a partículas de energías por debajo de los 10 MeV , las cuales son minoría dentro de la radiación cósmica. Para partículas de mayor energía las deflexiones eran sumamente pequeñas y difíciles de medir, fue por ello que muchos experimentos buscaban basarse en la capacidad de penetración de la radiación cósmica al atravesar la materia. Lo anterior dió como resultado una nueva clasificación de la radiación cósmica al nivel del mar, la cual consiste de dos componentes, la componente blanda, que podía ser absorbida completamente por 1 o 2 cm de plomo y la componente dura de mayor capacidad de penetración y que llegaba a atravesar hasta 1 m de plomo. Lo cual llevó a P. Auger a pensar que las dos tipos de componentes debían estar compuestas por dos diferentes especies de partículas.

Por una parte la componente suave se caracterizaba por:

1. Es absorbida en unos pocos centímetros de plomo.
2. Produce chubascos en unos pocos centímetros de plomo.
3. Su intensidad crece rápidamente con la altitud en la atmósfera y disminuye rápidamente al llegar al suelo.
4. La absorción atómica es proporcional al cuadrado del número atómico (Z^2).

Por el contrario la componente dura es capaz de:

1. Penetrar a través de más de 100 cm de plomo.
2. Produce muy pocos chubascos.
3. Tiene una variación más lenta con la altitud en la atmósfera.
4. Su absorción por átomo es proporcional a Z .

En 1937, H.A. Bethe, W. Heitler, J.F. Carlson y J.R Oppenheimer desarrollan la teoría de formación de cascadas electromagnéticas, la cual explicaba las interacciones producidas cuando un rayo cósmico entra a la atmósfera, en esos años era uno de los fenómenos más dramáticos que se observaba. Esta teoría explicaba el comportamiento de la componente blanda pero no así de la componente dura. Con el desarrollo de nuevas técnicas experimentales las observaciones a la componente dura se hicieron más precisas. Lo que hizo pensar que las partículas penetrantes que formaban la componente dura debían de tener carga eléctrica igual a la del electrón pero ser más masivas que éste.

En octubre de ese mismo año, J.C. Street y C.E. Stevenson en una breve publicación en Physical Review presentaron algunas fotografías tomadas con una cámara de niebla, donde muestran el registro de una partícula con la misma carga que el electrón y una masa intermedia entre la masa del electrón y el protón. Encontrando que la masa en reposo de esta nueva partícula era aproximadamente 130 veces la masa en reposo del electrón (Figura 1.10).

Por su parte al estudiar rayos cósmicos de alta energía, C. Anderson y S.H Neddermeyer, después del descubrimiento del positrón, trasladaron su cámara de niebla la cumbre del monte Pike Peak, en Colorado, a



Figura 1.10: *Fotografía de un muón tomada por Street y Stevenson.* Tomada de [3].

4300 *m* por encima del nivel del mar donde las partículas de alta energía son más abundantes que a nivel del mar. A partir de estas observaciones, Anderson y Neddermeyer comprobaron la existencia del muón, una partícula, con la misma carga del electrón pero con masa intermedia entre la del electrón y el protón (Figura 1.11). La

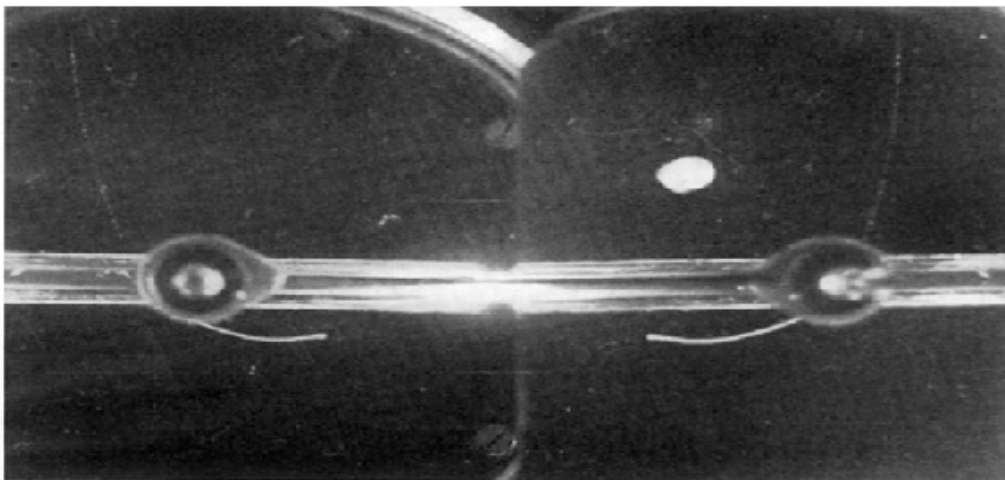


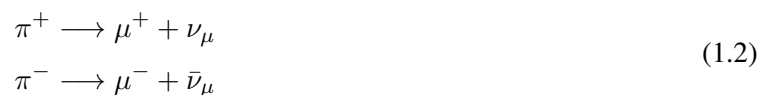
Figura 1.11: *Fotografía de un muón tomada por Anderson y Neddermeyer.* Tomada de [3].

nueva partícula ha recibido muchos nombres a lo largo de los años: barión, Yukon, mesón y mesotró. Este último nombre fue aceptado por un tiempo, debido a que presentaba una masa intermedia entre el electrón y

el protón, más adelante se descubrieron otras partículas con masa intermedia entre el electrón y el protón, y a todas se las llamó mesones. Para distinguir a ésta de las otras, se la denominó mesón μ (mesón mu), por la “m” griega, ya que había sido la primera partícula “media”, hoy en día se le llama simplemente muón. El muón es una partícula elemental, es decir, no está formada por nada más simple, igual que el electrón. Tiene espín⁴ semientero, es decir, es un fermión⁵, lo mismo que el electrón, no siente la fuerza nuclear fuerte, de modo que no puede formar parte del núcleo de los átomos por lo que es un leptón⁶, su antipartícula, es el antimuón, que tiene carga positiva. Las mediciones más precisas de la masa del muón se realizaron algunos años más tarde, en 1949, por Robert B. Brode en la Universidad de Berkeley, mediante el uso de un conjunto de cámaras de niebla con un campo magnético y placas de plomo, encontrando un valor para la masa del muón de 215 ± 4 ⁷ la masa del electrón. El hecho de que Dirac, con sus teorías, fuera capaz de predecir la existencia de positrones antes de su descubrimiento experimental real impulso a otros físicos para que de forma análoga buscaran teóricamente la existencia de otras partículas, como fue el caso del físico japonés Hideki Yukawa quien había predicho la existencia de una partícula de masa intermedia entre las del electrón y el protón para explicar las fuerzas ejercidas dentro del núcleo entre los protones y neutrones, con ello Yukawa es considerado por predecir teóricamente la existencia de los llamados mesones lo que desembocó posteriormente al descubrimiento experimental del pión.

1.5.2. Mecanismos de producción de muones

Cuando un rayo cósmico primario de alta energía choca con un núcleo atmosférico se produce una colisión inelástica⁸ entre el núcleo atmosférico y el rayo cósmico, creando interacciones que contribuyen a la producción de las partículas dentro de la componente dura, en su mayoría piones (π) y kaones (K). Los piones creados pueden ser de dos tipos, neutros (π^0) y cargados (π^+ , π^-), estos últimos son inestables y poseen una vida media de $2.6 \times 10^{-8} s$, mientras los piones neutros decaen más rápidamente ($10^{-18} s$) para generar la componente electromagnética (Figura. 1.8), los piones cargados decaen generando muones mediante los siguientes procesos:



los muones generados son también inestables y tienen una vida media de $2.2 \times 10^{-6} s$, pero debido a los efectos relativistas tienen mayor probabilidad de sobrevivir hasta alcanzar grandes profundidades atmosféricas llegando hasta el nivel del mar.

1.5.3. Influencia de la componente muónica en la radiación cósmica secundaria

A su vez los muones al ser partículas inestables decaen produciendo electrones, positrones, antineutrinos y neutrinos, mediante los procesos siguientes:



contribuyendo con ello a la formación de partículas dentro de la componente electromagnética. Por otra parte, debido a que su sección eficaz es muy pequeña los muones viajan a través de la atmósfera con una probabilidad mínima de interacción con otras partículas.

⁴El espín es una propiedad de la materia que nos proporciona una medida del momento angular intrínseco de cualquier partícula.

⁵En física de partículas, a todas aquellas partículas con espín semientero se llaman fermiones.

⁶Los leptones son fermiones. Siempre interactúan por medio de la fuerza nuclear débil, los leptones que tienen carga por medio de la fuerza electromagnética, pero nunca por medio de la fuerza nuclear fuerte.

⁷Hoy en día se sabe que la masa del muón es 206.77 la masa del electrón.

⁸Una colisión inelástica es aquella en la que la cantidad de movimiento y la energía cinética total no se conservan.

La distribución de muones a nivel del mar fue descrita por Dorman mediante la siguiente ecuación [6]:

$$\Delta\mu(N_e, r) = 18 \left(\frac{N_e}{10^6} \right)^{0.75} r^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{320} \right)^{2.5} \quad (1.4)$$

Siendo el número de muones directamente proporcional a $N_e^{0.75}$ donde N_e es el número de electrones, r la distancia al eje central del chubasco y $\Delta\mu$ la densidad de muones. La anterior distribución de muones refleja una rápida disminución del número de muones con respecto al incremento de la distancia al eje central del chubasco [6]. Debido a que los muones de más alta energía están concentrados sobre el eje central del chubasco tendrán mayor velocidad y por consiguiente la probabilidad de interacción con otras partículas será menor por lo que su desviación con respecto al eje del chubasco será mínima.

El Sol y sus efectos en la Tierra

2.1. El Sol

El Sol, la estrella de nuestro sistema solar, tiene un radio de 695980 km [16] y una masa de $1989100 \times 10^{24} \text{ kg}$, concentrando el 99 % de toda la masa del sistema solar, está compuesto principalmente de H 90.0 %, He 8.8 % y el 1.8 % restante por otros elementos como son: O, C, Ne, N Fe, Mg, Si y S. El Sol presenta al igual que la tierra un movimiento rotación sobre su propio eje, pero en el caso del Sol su rotación varía con la latitud y es conocido como rotación diferencial. Su estructura interna está formada por diferentes capas las cuales son: el núcleo, las zona radiativa y la zona convectiva, mientras que las capas exteriores, en conjunto reciben el nombre de atmósfera solar se dividen en: la fotosfera, la cromosfera, la zona de transición y la corona (Figura 2.1).

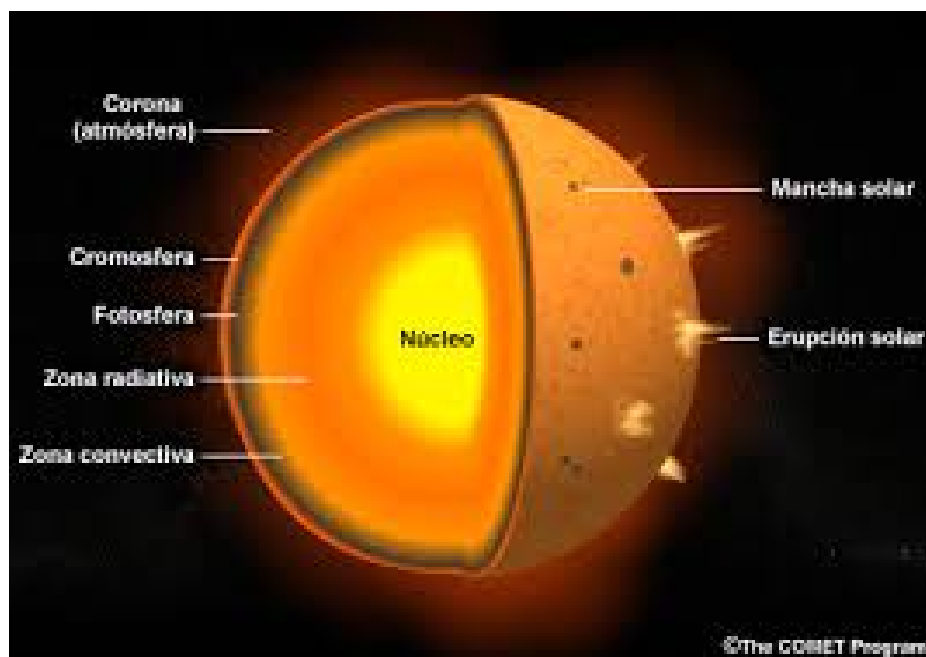


Figura 2.1: Estructura Solar. Tomada de [21].

En el núcleo solar la densidad y la presión son lo suficientemente altas para poder generar las reacciones nucleares de fusión de hidrógeno a helio necesarias para generar la energía solar, la cual es liberada en forma de rayos gamma, rayos X, neutrinos de alta energía, luz y calor. El proceso de transporte de energía hacia el exterior se lleva a cabo mediante dos tipos de procesos. En primer lugar la transferencia de energía por radiación, en la zona radiativa, región donde se reduce la presión y ya no se produce fusión nuclear, pero no es posible el

movimiento de masa por lo que solamente los fotones pueden transportar energía, moviéndose por millones de años a través del radio solar. Posteriormente por convección, zona convectiva, región ubicada en la parte externa del Sol donde la energía es llevada hacia arriba por medio del gas caliente ascendente, a medida que el gas caliente asciende se expande llevando consigo energía para posteriormente enfriarse y descender [16].

Por su parte la atmósfera solar se compone por: la fotosfera, que es la superficie visible del sol, es muy delgada, apenas unos 300 *km* de espesor, la cual irradia energía en el espectro de luz visible por lo que es en ella donde se produce la mayoría de la luz que observamos, su temperatura no es constante y disminuye con la altura, desde los 8500K en la base hasta los 4500K en su parte superior[16]. Por encima de la fotosfera la densidad del gas disminuye rápidamente encontrándose una región que abarca desde la superficie de la fotosfera hasta unos 2500 *km* aproximadamente por encima de ella a esta región se le conoce como la cromosfera. La cromosfera comienza donde el gas alcanza una temperatura mínima de 7000K, es en esta región donde se disipa la energía generada por la convección y la rotación, pasando por una zona llamada de transición, una capa delgada, de apenas unos cientos de kilómetros, en la que la temperatura aumenta bruscamente desde unos 25000K hasta el millón de grados Kelvin [16]. Una de las peculiaridades de la cromosfera es que es menos brillante que la fotosfera, de modo que no puede observarse desde la Tierra de manera directa. Solamente la podemos observar durante eclipses solares totales o por medio de filtros especiales.

Una vez que la temperatura alcanza el millón de grados Kelvin, se tiene una última capa conocida como la corona, la cual es la capa más externa del Sol, además de ser una región sumamente tenue, que se expande de forma continua por millones de kilómetros hacia el espacio hasta convertirse en viento solar. La temperatura de la corona varía desde un millón de grados en las cercanías del Sol y hasta unos 100000 grados a la altura de la órbita de la Tierra. Es en la fotosfera y la corona donde el campo magnético solar emergente genera patrones tan complejos que dan lugar a los fenómenos de la actividad solar, tales como: manchas solares, regiones activas, arcos y hoyos coronales, fenómenos que en conjunto son conocidos como actividad solar[16].

2.2. Actividad solar

Tal y como era de esperarse debido a su constitución, el Sol es un astro muy activo y que presenta varias manifestaciones de esa actividad a lo largo del tiempo, algunas de las cuales son muy conocidas y estudiadas debido a que presentan patrones regulares temporales, otras sin embargo aún no se ha podido establecer un patrón de regularidad, pero siguen impresionándonos por el simple hecho de sus enormes dimensiones, las cuales son muy notorias y de importantes repercusiones no solo en la Tierra sino en todo el sistema solar.

2.2.1. El campo magnético solar

Debido a la rotación diferencial del Sol, el gas ionizado o plasma del núcleo como de la región convectiva, generan corrientes eléctricas que dan lugar al campo magnético solar. En un principio las líneas del campo magnético solar son de forma poloidal siguiendo una dirección que va de norte a sur pero la interacción entre la rotación diferencial del Sol y los movimientos convectivos en el interior del mismo tuercen las líneas de campo magnético convirtiéndolas en líneas toroidales. A su vez este campo toroidal es llevado a la superficie ya sea por fenómenos como lo son el de convección y por el fenómeno conocido como de flotación magnética, una inestabilidad producida por la rápida caída del campo magnético hacia afuera del campo toroidal. Por otra parte, debido al efecto de Coriolis¹ las columnas de material convectivo que suben o bajan son retorcidas, lo que

¹Llamado así en honor a su descubridor Gaspard-Gustave de Coriolis, quien describe como la rotación de la Tierra ejerce un efecto que curva el movimiento sobre los objetos que se mueven sobre su superficie. En el hemisferio Norte este efecto curva su dirección de movimiento hacia la derecha y en el hemisferio Sur hacia la izquierda.

retuerce a su vez las líneas de campo magnético convirtiendo nuevamente las líneas magnéticas toroidales en pequeñas componentes poloidales formando un campo magnético multipoloidal (Figura 2.2).

Hay que mencionar que los efectos de las celdas convectivas que suben llegan a restablecer el campo poloidal a su forma original en un ciclo que dura 11 años [16]. Razón por la cual se considera que el ciclo de actividad solar es el resultado de la compleja mecánica del campo magnético solar en amplias regiones de su zona convectiva.

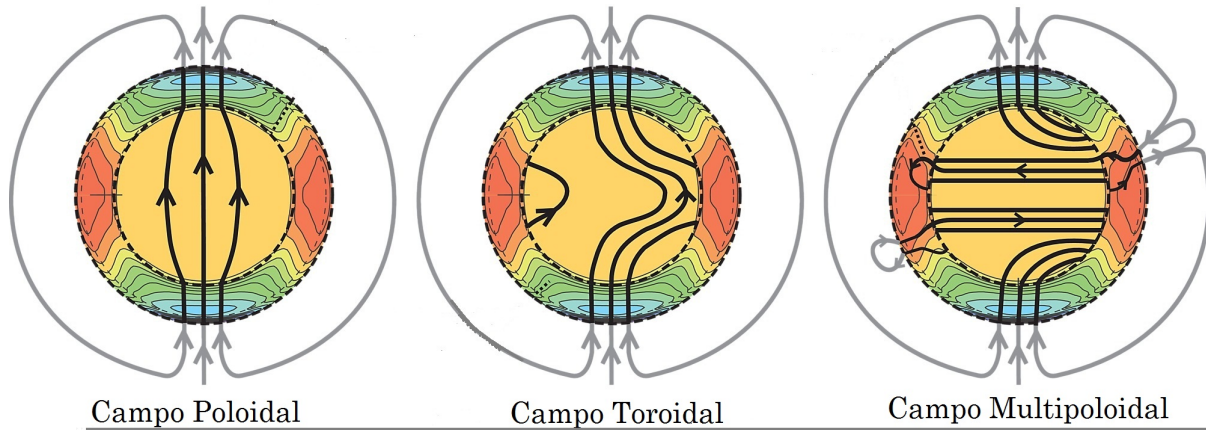


Figura 2.2: *Campo magnético del Sol.* Tomada de [28].

2.2.2. Manchas solares

Son regiones oscuras de la fotosfera, donde el campo magnético es muy intenso. Debido a la presencia de ese intenso campo magnético se inhibe la circulación de material y las colisiones entre las componentes del mismo, por lo que el gas es miles de grados más frío que en los alrededores y por lo tanto radia menos luz hacia el espacio, de ahí que se vean oscuras en contraste con su entorno más brillante. Se caracterizan por tener una región oscura conocida como la umbra rodeada de una región más clara llamada penumbra. No tienen una duración permanente llegando a durar en promedio unos cuantos días, su tamaño y forma es diverso, pero por lo general suelen tener diámetros de entre 10000 a 30000 *km*. Su presencia no es aislada presentándose en grupos de decenas hasta centenas de ellas. Y su aparición está relacionada con el ciclo solar de 11 años (ver sección 2.3.3.) ya que cuando el ciclo solar está en su máximo las manchas son abundantes y se sitúan sobre todo cerca del ecuador, mientras que en el mínimo aparecen a latitudes más elevadas. Existen fenómenos asociados a las manchas solares como son la granulación y las fáculas. La granulación aparece como una serie de irregularidades (inhomogeneidades) en el brillo debidas a la penetración de celdas convectivas en la fotosfera solar. Mientras que las fáculas, se manifiestan como estructuras brillantes cerca del borde solar y cuyo origen es magnético (Figura 2.3).

2.2.3. Ráfagas y regiones activas

Las regiones activas son áreas situadas sobre grupos de manchas solares en donde las líneas de campo magnético son cerradas, siendo éste muy intenso y sumamente complejo, estas zonas se caracterizan por estar a temperaturas sumamente altas y ser extremadamente brillantes. Las ráfagas por su parte son producto de un fenómeno explosivo que se genera dentro de las regiones activas, en una ráfaga se libera una gran cantidad de energía en un tiempo muy breve, llegando a alcanzar hasta una décima parte de la energía que emite el Sol

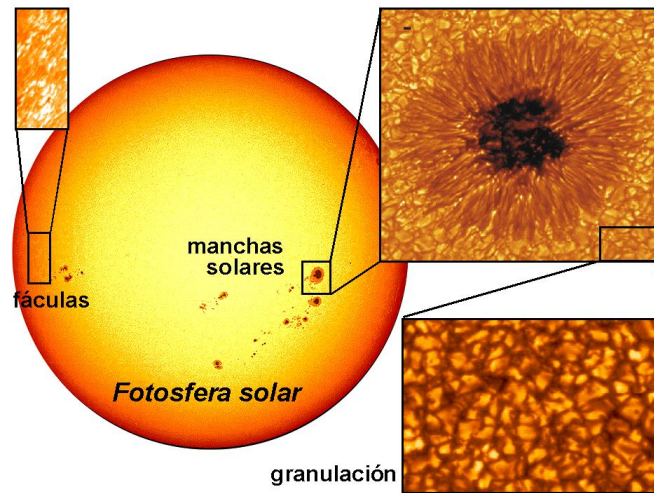


Figura 2.3: *Manchas solares*. Tomada de [26].

por segundo. Estas ráfagas son capaces de llegar hasta la Tierra, en forma de radiación (visible, UV, rayos X y gamma), partículas de alta energía y plasma rápido viajando a velocidades del orden de 1000 km/s .

2.2.4. Hoyos coronales

Son regiones donde las líneas del campo magnético son abiertas hacia el espacio exterior, dentro de estos se tiene una emisión de rayos X sumamente baja debido a que la materia puede moverse libremente, es por ello que la misma logra escapar velozmente en forma de viento solar. Se sospecha en la actualidad que los hoyos coronales producen corrientes rápidas de viento solar que llagan a alcanzar los 1000 km/s . Durante épocas de mínimo de actividad solar, los hoyos coronales ocupan grandes regiones y están situados en los polos del Sol, pero pueden extenderse hasta regiones ecuatoriales. En tiempos de mayor actividad solar aparecen pequeños hoyos en otras latitudes los cuales tienen periodos de duración relativamente cortos (de horas o días). Los hoyos coronales son, junto con las manchas solares, los fenómenos visibles más comunes de la actividad solar.

2.2.5. Viento solar

El viento solar, no es más que la expansión supersónica de la atmósfera más alta del Sol, la corona, y alcanza una velocidad de alrededor de 400 km/s a una altura de un millón de kilómetros sobre la superficie solar además tiene la peculiaridad de que esta velocidad se mantiene constante incluso hasta los límites de la heliosfera [16]. El viento solar transporta parte de la energía del Sol hacia el espacio a través de la heliosfera. No obstante esta energía es sólo una diez mil millonésima parte de toda la energía que el Sol es capaz de emitir en forma de radiación, pero aunque hablemos de una magnitud pequeña, ligeras variaciones en el viento solar tienen enormes consecuencias en el entorno planetario incluyendo a la Tierra, llegando a perturbar el campo magnético terrestre. El viento solar ésta constituido en un 90 % por protones, He en un 5 % y menos del 1 % por electrones y otros núcleos más pesados. El resto se compone de elementos como el: O, C, N y Ne [10]. Es un plasma altamente ionizado donde la densidad de partículas es baja y con una alta conductividad eléctrica. Las partículas normalmente se encuentran atrapadas por el Sol a causa de su enorme gravedad, pero llegan a escapar del Sol debido a la alta temperatura de la corona solar precipitándolas hacia fuera a velocidades de 1000 km/s . A la altura de la órbita terrestre el viento solar tiene una densidad de 10 partículas por cm^3 . Aunque fluye constantemente, su densidad y velocidad cambian continuamente. Se cree que el origen de estas fluctuaciones está directamente asociado con los hoyos coronales.

2.2.6. La heliosfera

Nuestro Sol tiene una atmósfera en equilibrio dinámico, el cual consiste en la expulsión de un viento altamente ionizado viajando a una velocidad supersónica en combinación con el campo magnético solar. Este viento estelar crea una región donde los procesos físicos del Sol domina completamente su vecindario, haciendo que dentro de esta región las condiciones sean notablemente diferentes a las del medio interestelar. A toda esta región, que se extiende más allá de las 50 unidades astronómicas² (UA), donde nuestra estrella el Sol ejerce una influencia directa es llamada heliosfera. Por otra parte a la región fronteriza que se genera entre la heliosfera y el medio interestelar es conocida como la heliopausa. Se estima que la distancia entre el Sol y la heliopausa es de alrededor de 158 UA (Figura 2.4).

Podemos imaginar a la heliosfera como una burbuja que se mueve a través del medio interestelar, generando en este movimiento una onda de choque en la que el viento interestelar es desviado de su dirección original de forma tal que termina con ello envolviendo a la misma heliosfera.

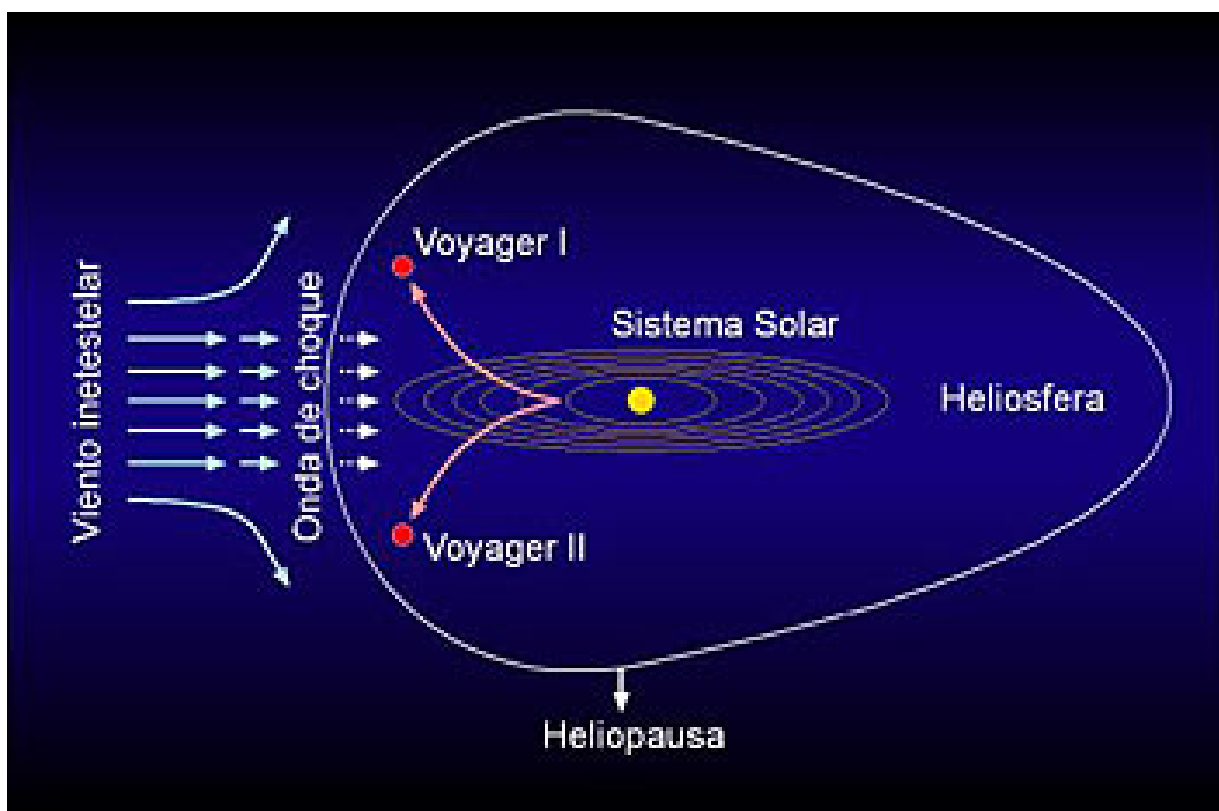


Figura 2.4: *Heliosfera*. Tomada de [33].

2.2.7. El campo magnético interplanetario

Gracias a que la conductividad eléctrica del viento solar es muy alta, el campo magnético del Sol se desplaza con el viento solar siguiéndolo a través de su paso por todo el medio interplanetario. Es así como a la unión del campo magnético solar que se desplaza junto con el viento solar se le conoce como campo magnético interplanetario (CMI). Por una parte el CMI presenta características del campo magnético solar, tomando su forma dipolar, y por otra parte toma características del viento solar extendiéndose a grandes distancias del Sol, provocando que las líneas de campo magnético que salen del Sol desde su hemisferio norte se separen de las líneas que regresan a éste, por el hemisferio sur, esta separación se aprecia claramente por una hoja delgada

²Una unidad astronómica es la distancia del Sol a la Tierra y equivale a 149,597,870,700 m

llamada hoja de corriente, la cual es una capa magnéticamente neutra, que a su vez permite el flujo de una corriente, dicha hoja de corriente se encuentra cercana al plano ecuatorial del Sol. Debido a la rotación del Sol, la cual dura 27 días, las líneas se deforman generando un patrón conocido como espirales de Arquímedes [16] (Figura 2.5). Primeras observaciones de las espirales de Arquímedes mostraron que el CMI presentaba sectores

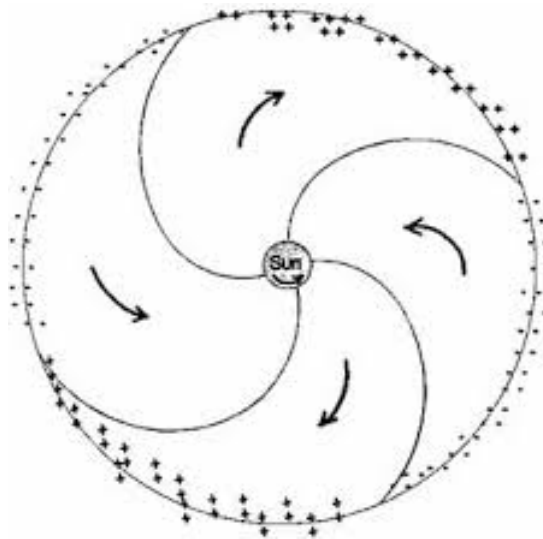


Figura 2.5: *Espirales de Arquímedes*. Tomada de [14].

donde la polaridad magnética se alterna cambiando de positiva a negativa, los cambios en la polaridad varían a lo largo del ciclo solar. Otra cualidad interesante de la hoja de corriente es que no tiene una estructura plana sino que debido a que el eje de rotación y magnético del Sol no coinciden, la hoja de corriente adquiere una forma ondulada similar a la falda de una bailarina (Figura 2.6). Llegando a tener ondulaciones a ángulos tan grandes como los 30° hacia arriba o hacia abajo con respecto a la horizontal. A su vez el periodo de rotación del Sol, altera el campo magnético interplanetario. Por otra parte durante los periodos de mínimos en el número de manchas solares el doblamiento de la hoja de corriente es pequeño no así durante los periodos de alta actividad solar donde la hoja de corriente se deforma apreciablemente llegando a alcanzar latitudes de hasta 60° . Por último cada once años, la polaridad del campo magnético solar se invierte modificando consigo la heliosfera, haciendo con esto que el campo magnético interplanetario no sea uniforme sino irregular en función de la época en la que se encuentre el ciclo solar.

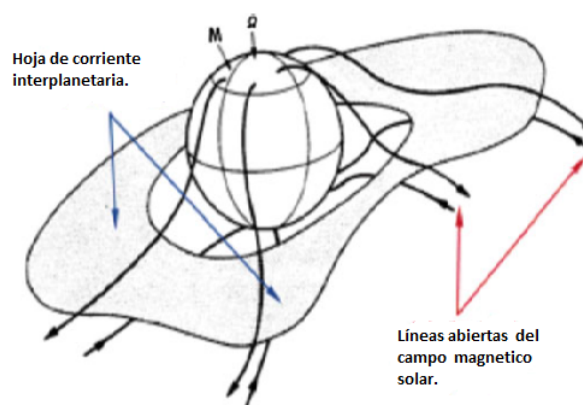


Figura 2.6: *Hoja de corriente o falda de bailarina*. Adaptada de [14].

2.3. Modulación de la radiación cósmica por el Sol

El Sol no solamente es una fuente eventual de radiación cósmica, de baja energía, así mismo también ejerce intensos efectos en la intensidad de aquella radiación que proviene de fuentes galácticas, a todo el conjunto de efectos causados por el Sol se les conoce como modulación solar de la radiación cósmica. A continuación se describirán las modulaciones solares más representativas.

2.3.1. Variación diurna

Esta variación es generada como resultado de los efectos de difusión (hacia dentro) y convección (hacia afuera) que producen el efecto combinado del CMI y el flujo del viento solar sobre toda partícula cargada que entra a la heliosfera. Esta variación se caracteriza como se puede observar en la figura 2.7, por presentar un flujo neto o resultante que apunta en una dirección cercana a las 18 horas tiempo local (TL), por lo que cualquier detector registrará mayor cantidad de partículas provenientes de esa dirección. Como resultado, la intensidad de la radiación cósmica presentara un máximo al rededor de esa hora (tiempo local). Así mismo 12 horas antes el mismo detector apuntaría en dirección opuesta, región de la cual es más difícil que provengan partículas, por lo cual la intensidad registrada sera mínima.

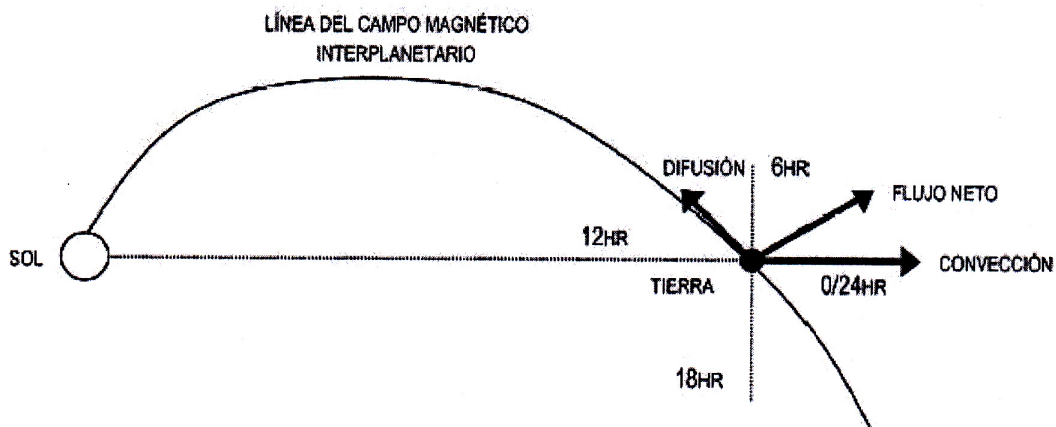


Figura 2.7: Esquema de la variación diurna de la radiación cósmica. Tomada de [2].

La variación diurna solar de la intensidad de la radiación cósmica es debida al menos en parte a distribuciones anisótropicas de la radiación cósmica primaria que llega a la Tierra causada por el CMI.

La variación en la intensidad de la radiación cósmica en función con el periodo de un día solar es conocida desde que la intensidad de la radiación cósmica empezó a ser monitoreada. Lindholm [18], en 1928, notó una periodicidad de 24 horas en la intensidad de la radiación cósmica secundaria, registrada por una cámara de ionización, con una amplitud del 0.5 %. Posteriormente estas observaciones fueron confirmadas por diferentes investigadores. Estos resultados mostraron una pequeña amplitud del 0.2 % al 0.3 % y un tiempo máximo entre las 10:00 hrs y las 16:00 hrs tiempo local (TL) [18]. También se detectó una onda de 12 horas con una amplitud más pequeña (0.05 %) y un tiempo del máximo cercano a las 02:00 hrs TL.

Para dar explicación a estas periodicidades se hicieron hipótesis que señalaban su origen en efectos atmosféricos, en particular a variaciones de la presión y de la temperatura de la misma atmósfera. Con el desarrollo del monitor de neutrones como dispositivo para monitorear la intensidad de la radiación cósmica fue posible estudiar la variación diaria eliminando la influencia de los efectos atmosféricos. Debido a que las partículas

secundarias registradas en el monitor no se ven afectadas por las variaciones en la temperatura de la atmósfera y las variaciones debidas a los cambios en la presión barométrica se pueden corregir fácilmente, se hizo posible establecer la amplitud de la variación diurna sin ninguna incertidumbre debido a correcciones de temperatura. Posteriormente con la ayuda de telescopios de muones verticales e inclinados, situados en distintos puntos geográficos y a diferentes altitudes ha sido posible estudiar la variación diurna en la intensidad de la radiación cósmica a diferentes rangos de energía, estableciéndose las siguientes características generales:

1. En forma general, la radiación cósmica registrada sobre la superficie de la tierra y bajo de ella exhibe periodicidades diurnas y semidiurnas en el tiempo local, ninguna de las cuales se puede explicar como resultado de variaciones atmosféricas de presión y temperatura.

2. La amplitud de la onda diurna depende de la energía media de las partículas registradas. Para energías bajas de 1 a 15 GeV , como las registradas por un monitor situado a alta altitud, la amplitud diurna es de cerca del 0.3 %. Para energías medias, como las que se registran en telescopios de muones, la amplitud promedio es del 0.15 %. Y para partículas de altas energías, mayores a los 100 GeV , como las que se registran en telescopios de muones bajo tierra, la amplitud media es del 0.05 %. Por otra parte el tiempo de máxima amplitud varia de estación en estación considerablemente, llenando de las 12:00 hrs a las 16:00 hrs (tiempo local).

La onda semidiurna es más pequeña que la diurna con una magnitud de alrededor del 0.05 % para monitores de neutrones con una latitud media y presenta un máximo alrededor de las 03:00 hrs tiempo local.

3. La amplitud de la variación diurna y su tiempo de máximo medidos por un telescopio de muones vertical o un monitor de neutrones, es función de las coordenadas geomagnéticas del lugar de observación. Para monitores de neutrones se ha encontrado que la amplitud de la variación diurna, se incrementa desde el ecuador, donde es cercana al 0.26 % a un 0.35 % a latitudes del orden de 50° a 60° , y a muy altas latitudes se reduce hasta los 0.15 %. Por otro lado la amplitud de la onda semidiurna aumenta con el aumento de la latitud. Sin embargo para la misma latitud geomagnética los tiempos del máximo son los mismos en tiempo local.

En 1965 Kitamura, analizando los datos de la red de monitores de neutrones, para obtener el efecto de la variación diurna, encontró que la amplitud observada dentro de la región que comprende los 50° y 60° de latitud geomagnética; es mayor que para cualquier otro intervalo. Así estableció que el tiempo del máximo varia de estación en estación, pero realizando las correspondientes correcciones para tomar en cuenta la influencia del campo geomagnético, noto que la máxima amplitud siempre se presentaba a las 18:00 hrs del tiempo local [18].

4. Debido a la deflexión de las partículas primarias en el campo geomagnético la amplitud observada en la superficie terrestre es más pequeña que la anisotropía fuera del campo geomagnético y la fase deberá ser recorrida a horas más tempranas.

El cambio de fase se explica en términos de la deflexión de las partículas primarias mientras que la reducción de la amplitud se debe al hecho de que el amarre geomagnético de las partículas primarias es una función de la energía. Cuando las partículas de la radiación cósmica primaria llegan a la Tierra sufren una deflexión debido al campo geomagnético. Para tomar en cuenta este amarre geomagnético se define la dirección asintótica, como la dirección en la cual la partícula se estaba moviendo antes de entrar al campo geomagnético. Como cualquier flujo anisotrópico sobre un rango finito de energía se deberá ensanchar de tal forma que el tiempo del máximo, observado en la superficie terrestre ocurrirá a diferentes tiempos para diferentes energías. La amplitud observada se deberá reducir a causa de un suavizamiento. Otra causa en la reducción de la amplitud es causada por la dispersión de las partículas secundarias en la atmósfera y por su deflexión en el campo geomagnético.

2.3.2. Efectos Forbush

La variación causada por efectos o decrementos Forbush es considerada como la variación temporal que mayor impresión causa. Se caracteriza por presentar una reducción espontánea en la intensidad de la radiación

registrada durante periodos temporales de unas cuantas horas, la disminución en la intensidad de la radiación cósmica puede verse reducida desde un 10 % y hasta un 30 % en casos extremos; llegando a un mínimo, para después irse recuperando lentamente, recuperación que puede durar solo unos días o hasta semanas. Este tipo de variación es de carácter global ya que su presencia se registra en forma simultánea por detectores de todo el mundo [12]. Existe una aparente correlación de los decrementos Forbush con ciertos fenómenos solares como lo son las tormentas magnéticas y las eyecciones coronales de plasma de alta velocidad, su presencia ha sido detectada incluso fuera de la atmósfera terrestre a través de sondas espaciales (Figura 2.8).

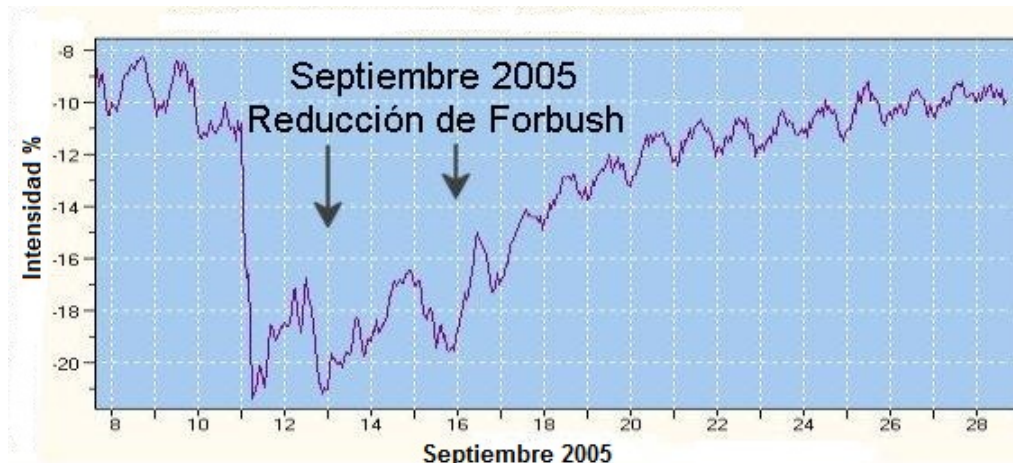


Figura 2.8: Efecto Forbush registrado por el monitor de neutrones de Moscú en septiembre del año 2005. Adaptada de [29].

2.3.3. Variación de 11 y 22 años

Este tipo de variación también conocida como variación secular, está estrechamente relacionada con el cambio de las condiciones que prevalecen en el Sol a medida que su ciclo avanza. Como es bien conocido el ciclo solar tiene una duración alrededor de 11 años y los cambios que se generan en éste se ven reflejados en la estructura del viento solar e influyen drásticamente en el transporte de la radiación cósmica y a su vez en su intensidad registrada en la Tierra (Figura 2.9). Esta estrecha anticorrelación entre el ciclo solar y la intensidad de la radiación cósmica se puede observar claramente si se registran los ciclos solares representándolos con el número de manchas solares y la intensidad de la radiación cósmica registrada en la Tierra. Esta variación es principalmente resultado del distinto equilibrio existente entre la convención que genera el viento solar al desplazarse de manera constante hacia afuera y la difusión de las partículas hacia adentro. De lo anterior se desprenden dos importantes consecuencias, la primera de ellas es que aún en tiempos de mínima actividad el espectro de rayos cósmicos que se observa en la Tierra no es el que llega a las inmediaciones de la heliosfera, la segunda consecuencia es que el flujo de rayos cósmicos será mayor a medida que nos alejemos del Sol. Otra característica de la variación en la radiación cósmica debida a la actividad solar es causada por el cambio del ciclo magnético del Sol, el cual se invierte cada 11 años para completar su ciclo cada 22 años. Ya que el sentido en el que apunta el campo magnético es de suma importancia para las partículas cargadas, cuando el campo solar apunta hacia afuera del Sol en el hemisferio norte, los rayos cósmicos entran a la heliosfera con mayor facilidad por los polos en esta región, mientras que en el siguiente cambio de ciclo lo harán preferentemente por la región ecuatorial. Estas dos trayectorias causan distintos efectos en la intensidad de la radiación cósmica detectada, generando la llamada modulación del ciclo magnético solar de 22 años.

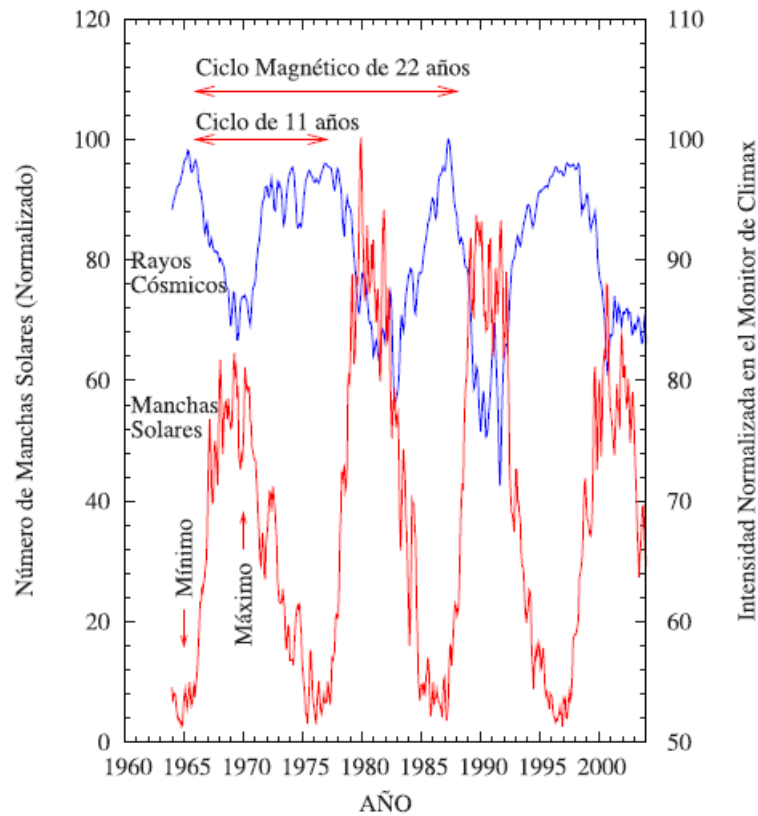


Figura 2.9: Variación de 11 y 22 años, registrada por el monitor de Climax (Colorado, EEUU). En la gráfica se muestra el número de manchas solares (normalizado) y la intensidad normalizada de la radiación cósmica con respecto del tiempo en años. Se puede apreciar como la intensidad en la radiación cósmica es inversa a la actividad solar. Tomada de [12].

2.4. Modulación de la radiación cósmica por la Tierra

En el estudio de la radiación cósmica es de vital importancia considerar los efectos que el campo magnético terrestre (Figura 2.10) tiene sobre las partículas que llegan a la Tierra en forma de radiación, pues no todas las partículas que chocan con la Tierra llegarán hasta su superficie. Esto es debido a que el campo geomagnético provoca que las partículas cargadas provenientes del espacio sean desviadas, causando con ello un efecto latitudinal produciendo que exista más probabilidad de que una partícula proveniente del espacio llegue a las zonas polares antes que al ecuador.

El campo magnético terrestre al interactuar con el viento solar es atrapado por éste generando una envoltura alrededor de la Tierra, a esta envoltura se le conoce como magnetofunda, mientras que la región encerrada por la magnetofunda es conocida como magnetosfera. La magnetosfera no tiene una forma simétrica estando comprimida del lado de la Tierra que apunta hacia el Sol, mientras que del lado opuesto presenta una larga cola similar a la de los cometas llegando a extenderse a más de 63780 km [16]. A la región que separa a la magnetofunda de la magnetosfera recibe el nombre de magnetopausa.

En el interior de la magnetosfera existen dos zonas de forma de toroidal, donde se encuentra una población bastante densa de partículas cargadas (protones y electrones) atrapadas por las líneas cerradas del campo geomagnético, a estas dos zonas se les denomina cinturones de radiación o cinturones de Van Allen. La existencia del campo magnético terrestre y los cinturones de Van Allen ayudan a proteger a la Tierra de la radiación cósmica de origen solar y galáctico, funcionando como trampas para las partículas cargadas que llegan a la Tierra, pues parte de estas partículas quedan atrapadas en los cinturones de radiación mientras que otras

caerán sobre la ionosfera en las regiones polares produciendo así el fenómeno conocido como auroras.

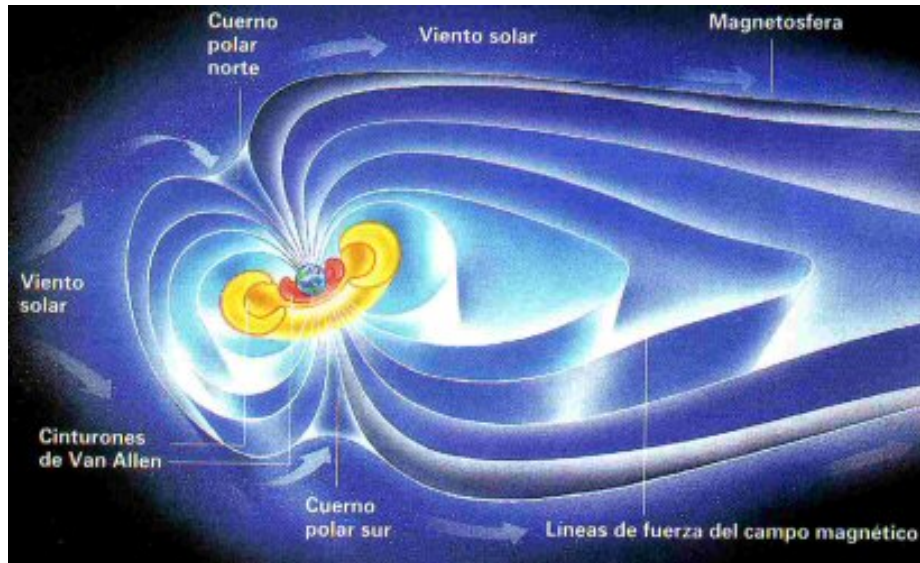


Figura 2.10: *Campo magnético terrestre*. Tomada de [23].

2.4.1. Rigidez umbral

Si apuntamos un detector de radiación cósmica de manera paralela al cenit o la vertical, notaríamos como nuestro instrumento detecta todas las partículas de rigideces magnéticas altas, como si no existiera el campo geomagnético, pero al ir acercándonos a rigideces menores notaríamos como existe un límite menor por debajo del cual no se detectan partículas, a este límite se le conoce como rigidez umbral. Para cada punto de la Tierra y cada dirección de acercamiento existe una rigidez umbral, al igual que para cada época del año y tiempo local existe también una rigidez umbral. Si desplazáramos nuestro detector vertical desde el ecuador hacia los polos observaríamos como la rigidez umbral se va haciendo cada vez menor, es decir, partículas con rigideces pequeñas que no pueden alcanzar puntos sobre la Tierra a bajas latitudes, podrán ser detectadas y llegar a la superficie a latitudes mayores, a este fenómeno se le conoce como efecto latitudinal (Figura 2.11).

2.4.2. Efecto Este-Oeste

La radiación cósmica al estar compuesta de partículas cargadas esta bajo la influencia del campo magnético terrestre y por tal motivo experimentará una fuerza deflectora como lo es la fuerza de Lorentz³, la cual actúa perpendicularmente tanto a la dirección de propagación de la partícula como a la dirección del campo magnético. Si consideramos que las partículas que componen la radiación cósmica se mueven a través de un campo geomagnético homogéneo B , entonces su trayectoria formará círculos los cuales tendrán un radio de giro definido por el radio de Larmor r_L , el cual está dado por la ecuación:

$$r_L = \frac{mvc}{qB} \quad (2.1)$$

Donde q es la carga de la partícula, m su masa y v su velocidad. El producto entre el radio de Larmor r_L y el campo magnético B estará dado por la ecuación:

$$Br_L = \frac{mvc}{q} = \frac{pc}{Ze} \quad (2.2)$$

³Es la fuerza que experimenta una carga eléctrica cuando atraviesa una región donde coexisten un campo eléctrico y un campo magnético. Esta fuerza causa una deflexión en el movimiento de la carga.

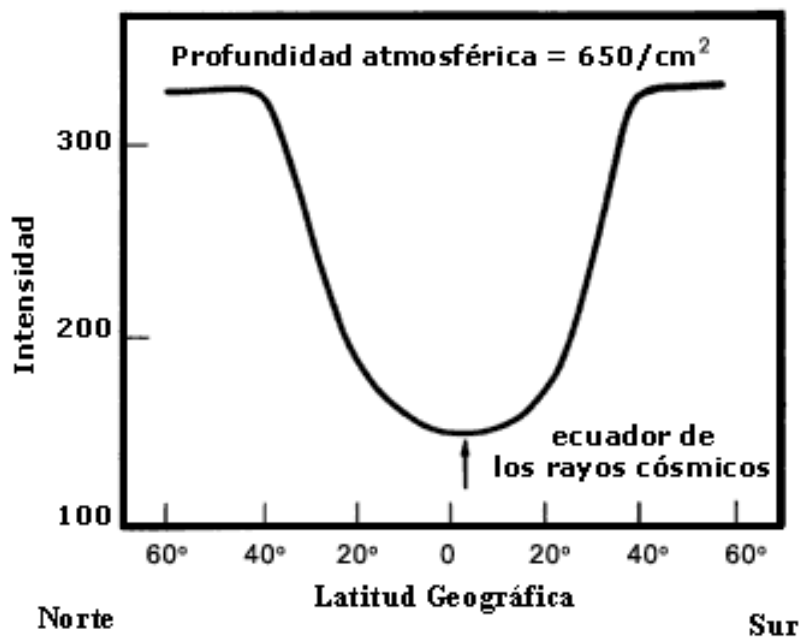


Figura 2.11: Efecto latitudinal en la intensidad de la radiación cósmica. Tomada de [14].

Donde p no es otra cosa que el momento lineal de la partícula $p = mv$ y $q = Ze$. Al cociente p/Ze presentado en la ecuación (2.2) se le conoce como *rigidez magnética* y es considerada como una medida de la resistencia de la partícula a ser desviada por el campo magnético B . Solamente para el caso en que la dirección de la partícula inyectada sea perpendicular al campo, la trayectoria permanecerá en este plano, como en la mayoría de los casos la trayectoria no es perpendicular y existe una componente de la velocidad de la partícula paralela al campo, tenemos como resultado que las trayectorias de las partículas serán helicoidales, si a esto le sumamos que el campo geomagnético no es homogéneo entonces tenemos como resultado trayectorias aún más complicadas. Si deseamos determinar la trayectoria real de las partículas en el campo magnético terrestre es conveniente caracterizar a las partículas por su rigidez magnética ya que partículas con la misma rigidez magnética seguirán trayectorias idénticas. Resulta conveniente simular las trayectorias en sentido inverso suponiendo que una antipartícula sale desde de un punto dado para analizar si llega a la frontera del campo magnético terrestre o si por el contrario la trayectoria regresa a la superficie terrestre. Si se presenta el primer caso entonces estamos hablando de una trayectoria permitida es decir una trayectoria que pudo haber seguido la partícula para llegar a la Tierra, en el segundo caso hablaremos de una trayectoria prohibida ya que ninguna partícula podría haber seguido esa trayectoria para llegar a la superficie terrestre. Los primeros estudios sobre partículas cargadas en la presencia de campos magnéticos se deben al geofísico noruego C. Störmer en 1930, quien llegó a la conclusión de que para cada punto en la Tierra y para partículas de carga positiva con una rigidez magnética dada debe de existir un cono llamado Cono de Störmer (Figura 2.12), de direcciones prohibidas, cuyo eje apunta siempre hacia el este, a su vez si se tratase de partículas cargadas negativamente el cono de direcciones prohibidas apuntará hacia el oeste. A la anterior asimetría se le conoce como efecto este-oeste. Debido a que la radiación cósmica está compuesta en su mayoría por partículas de carga positiva, es entonces que la dirección de llegada sera al oeste del punto de observación.

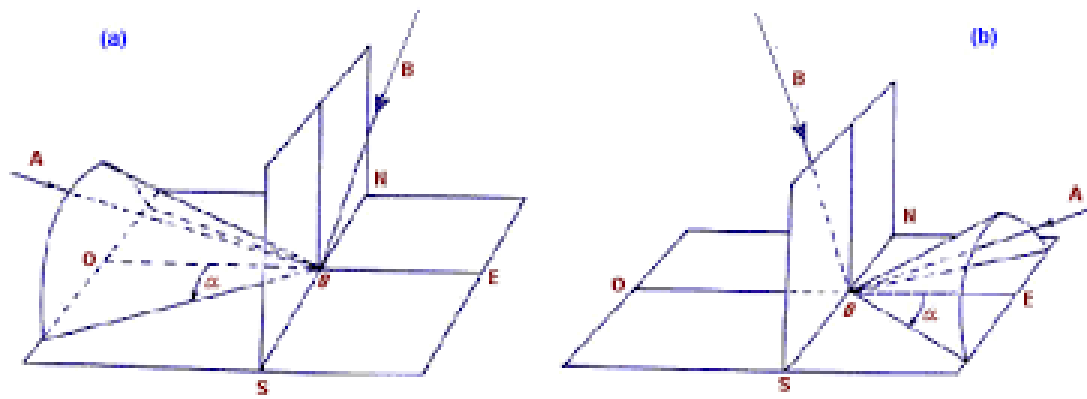


Figura 2.12: Diagrama de los conos de Störmer para partículas negativas (a) y positivas (b) de igual rigidez magnética. Para las partículas negativas el eje del cono apunta hacia el oeste mientras que para partículas positivas apunta hacia el este, en ambos casos la dirección $A\theta$ es una dirección prohibida mientras que la dirección $B\theta$ será la dirección permitida. El ángulo α es el semiángulo de apertura de cada cono. Tomada de [25].

2.5. Variaciones en la radiación cósmica secundaria

La intensidad de la radiación cósmica secundaria puede cambiar debido a tres principales variaciones que por su naturaleza son clasificadas como: variaciones de origen extraterrestre debidas al cambio en el espectro energético de la radiación cósmica primaria a causa de aceleraciones y desaceleraciones de las partículas al atravesar intensos campos electromagnéticos en el espacio exterior, cambios debidos a la variación del umbral geomagnético terrestre y por último variaciones en la intensidad de la radiación cósmica como resultado de cambios atmosféricos como lo son la presión, la temperatura, la humedad, etc [5].

2.5.1. Estudio de las variaciones de origen atmosférico

Para el análisis de las posibles variaciones de la radiación cósmica registradas por un detector situado a nivel de la superficie terrestre. Partimos de la suposición de que el punto donde se encuentra nuestro detector tiene una rigidez magnética umbral R , lo que implica que nuestro detector no podrá detectar partículas con una menor rigidez umbral que R además de esto suponemos que la presión atmosférica en la que se encuentra nuestro detector es h_0 . Por lo tanto, la intensidad de la radiación cósmica de la i -ésima componente (nucleónica, muónica o electromagnética), $N_R^i(h_0)$, se puede escribir de la forma [5]:

$$N_R^i(h_0) = \int_R^\infty D(E)m^i(E, h_0)dE \quad (2.3)$$

donde $D(E)$ es el espectro diferencial de energía de las partículas primarias, $m^i(E, h_0)$ es la multiplicidad integral, la cual nos da el número de partículas del tipo- i producidas por un rayo cósmico primario, de energía E , a una presión h_0 dentro de la atmósfera. El límite inferior de integración R , es el umbral geomagnético y el límite superior igual a infinito nos indica que no existe una cota superior en la energía máxima de las partículas.

Si se modifican en la ecuación (2.3) los parámetros R , $D(E)$ y $m^i(E, h_0)$, el cambio de la intensidad $\delta N_R^i(h_0)$ estará dado por la ecuación:

$$\delta N_R^i(h_0) = -D(R)m_r^i(R, h_0)\delta R + \int_R^\infty D(E)\delta m_r^i(E, h_0)dE + \int_R^\infty \delta D(E)m_r^i(E, h_0)dE \quad (2.4)$$

Las variaciones relativas se obtienen dividiendo la ecuación (2.4) entre $N_R^i(h_0)$ quedando:

$$\frac{\delta N_R^i(h_0)}{N_R^i(h_0)} = -W_R^i(R, h_0)\delta R + \int_R^\infty W_R^i(E, h_0) \frac{\delta m^i(E, h_0)}{m^i(E, h_0)} dE + \int_R^\infty W_R^i(E, h_0) \frac{\delta D(E)}{D(E)} dE \quad (2.5)$$

donde,

$$W_R^i(E, h_0) = \frac{D(E)m^i(E, h_0)}{N_R^i(h_0)} \quad (2.6)$$

termino que es conocido como el coeficiente de acoplamiento entre las variaciones primarias y secundarias, y cuyas unidades son ($\%/GeV$)[6].

De la ecuación (2.5) es posible dividir en tres grupos todas las posibles variaciones de la radiación cósmica. Estos grupos de acuerdo a su naturaleza son:

1. Variaciones producidas por cambios en el umbral geomagnético, como resultado de las perturbaciones del campo magnético terrestre. Dichas variaciones corresponden al primer termino de la ecuación (2.5).
2. Variaciones relacionadas con el cambio de la multiplicidad, como resultado de las perturbaciones en la atmósfera terrestre (variaciones en la temperatura, presión, densidad de masa, etc.). Las cuales corresponden al segundo termino de la ecuación (2.5).
3. Variaciones correspondientes al los cambios en el espectro de energía de la radiación cósmica primaria antes de llegar a la atmósfera terrestre. Variaciones correspondientes al tercer término de la ecuación (2.5).

2.5.2. Efectos atmosféricos en la radiación cósmica

Las variaciones de origen atmosférico tienen un papel determinante en la intensidad de la radiación cósmica; llevar un registro confiable de las variaciones de tipo atmosférico nos proporcionan importantes características en las componentes de la radiación cósmica secundaria, ya que a medida que las partículas de la radiación cósmica secundaria atraviesan la atmósfera los cambios atmosféricos dan lugar a la generación y desintegración de nuevas partículas causando con ello variaciones en el registro de la intensidad de partículas al nivel de la superficie. Los efectos atmosféricos que influyen en la radiación cósmica son de cinco clases: de presión o barométrico, de temperatura, humedad, el gravitacional y el de electricidad atmosférica. De los cuales los tres últimos son despreciables al tener una influencia relativamente pequeña del orden de 0.08 % para el caso gravitacional, del orden del 0.2 al 0.3 % en el caso del efecto de electricidad atmosférica y en el caso de la humedad del orden del 0.1 % [2], además de que en el caso del efecto de humedad debemos incluir una componente latitudinal, lo cual hace que para una latitud como la de la Cd. de México el efecto de humedad pueda ser considerado totalmente nulo. Como resultado de lo anterior tenemos que los efectos atmosféricos que más influencia tienen dentro de la radiación cósmica secundaria son los efectos de presión y de temperatura, en el caso concreto de la componente muónica se consideran ambos efectos.

Influencia de los efectos atmosféricos en la componente muónica

Los procesos de generación y propagación de la componente muónica dentro de la atmósfera están determinados de una forma distinta en comparación con la componente nucleónica. Esto es debido a que los muones responden de manera distinta que los neutrones a los cambios de las condiciones atmosféricas.

Por ejemplo, cambios en la presión atmosférica muestran una tendencia menos pronunciada en el flujo de muones, que en la componente nucleónica, lo cual es debido principalmente a que la propagación de muones depende principalmente a pérdidas por ionización. Por otra parte, cuando la altura de la capa de producción de muones cambia, se genera una diferencia en el decaimiento de los muones provocando además una variación adicional en la intensidad, ya que al aumentar la altura de la capa de generación de muones aumenta también

la longitud del camino que estos tienen que recorrer (y el tiempo) para llegar a la superficie, este aumento en la longitud de la trayectoria es directamente proporcional a la probabilidad de decaimiento de los muones. Un último efecto está asociado a la competencia entre la interacción y el decaimiento de los piones cargados; que son la fuente principal de producción de muones. Ya que la probabilidad de que ocurra un proceso u otro depende de la densidad atmosférica que exista alrededor del pión. Este efecto se presenta cuando la temperatura en la capa principal de producción de piones aumenta causando una disminución en la densidad atmosférica favoreciéndose el proceso de decaimiento de piones por encima de los procesos de interacción pión-nucleón.



Las variaciones en la intensidad de la componente muónica, son atribuidas principalmente a factores físicos como lo son: las condiciones atmosféricas, cambios en la intensidad de la radiación primaria, variaciones en el espesor de la capa atmosférica y cambios en la aceleración gravitacional terrestre.

En las secciones que se presentan a continuación se abordan con más profundidad y detalle los cambios debidos a parámetros atmosféricos como la presión y la temperatura.

Efecto de presión o barométrico

Dorman [5] establece que el efecto barométrico está compuesto de tres efectos secundarios como son: la absorción, el decaimiento y la generación de partículas. Al efecto de absorción se le considera un efecto negativo ya que la intensidad en el número de partículas se reduce al aumentar la densidad del aire producto del aumento en la presión atmosférica, lo cual provoca que las partículas tengan que atravesar una masa mayor, con esto muchas de ellas desaparecen. El efecto de decaimiento es también considerado negativo debido a que al aumentar la presión atmosférica aumenta también la altura de la capa donde se generan los piones y muones provocando con esto que su decaimiento e interacción con otras partículas sea mayor dando como resultado que menos partículas lleguen a la superficie terrestre. El efecto de generación se le considera positivo ya que al aumentar la presión aumenta la densidad de masa y la probabilidad de interacción crece generando así mayor número de partículas secundarias [2].

Los efectos barométricos tienen su origen en la onda diurna de presión, la cual es muy significativa en la troposfera y la mesosfera capas atmosféricas donde se da la multiplicidad de partículas, considerando al efecto barométrico en términos generales como negativo; ya que observaciones realizadas a nivel del mar muestran al efecto de generación despreciable.

Efecto de temperatura

Además de la influencia de la presión, los cambios de temperatura producen variaciones de intensidad significativas en el caso de detectores de muones. El efecto de la temperatura influye en los procesos de creación y desintegración de los muones en la atmósfera. Generalmente, el efecto de la temperatura se describe en dos partes: positiva y negativa. El efecto positivo está relacionado con la influencia de la temperatura en la desintegración del pión, que es la fuente principal de muones en el proceso de cascada de rayos cósmicos. Cuanto mayor sea la temperatura, menor será la absorción atmosférica del pión, lo que implica una mayor tasa de generación de muones (Duperier) [4]. A su vez, el efecto negativo se asocia con cambios en la trayectoria promedio del muón a lo largo de la atmósfera. Se espera que la mayoría de los muones se generen a mayor altitud en verano debido a la expansión de la atmósfera que se produce durante este período. Por lo tanto, tienen un camino más largo para cruzar antes de llegar al suelo, lo que permite que más de ellos decaigan, causando una disminución en su intensidad registrada en la superficie (Blackett) [4]. Considerando que los muones de baja

energía tienen una mayor probabilidad de decaimiento, un pequeño cambio en su trayectoria relacionado con el efecto de la temperatura puede notarse fácilmente cuando estamos monitoreando su intensidad en la superficie. Por otra parte, pequeñas modificaciones en el camino de los muones de alta energía no son tan fáciles de observar debido a su menor probabilidad de decaimiento. Una aproximación de la teoría del efecto de la temperatura está descrita por Sagisaka [4]. Quien describe que el efecto positivo (β_p) para un ángulo cenital dado es inversamente proporcional a la intensidad integral de muones (I) y directamente proporcional al producto entre su probabilidad de supervivencia (W) y la influencia de la temperatura (T) sobre el espectro de producción de muones (ϕ), es decir, $\beta_p \propto I^{-1} \cdot W \cdot T[\phi]$ [4]. Por otra parte, el efecto negativo (β_n) es directamente proporcional a la influencia de la temperatura sobre la probabilidad de supervivencia del muón multiplicada por el espectro de producción del muón, es decir, $\beta_n \propto I^{-1} \cdot T[W] \cdot \phi$. Como (W) es menor para los muones de baja energía, una pequeña variación de temperatura puede producir cambios significativos en su probabilidad de supervivencia. Por el contrario, para muones de alta energía, se necesita una fuerte variación en la temperatura para poder generar una modificación significativa en su probabilidad de supervivencia, que tiene un valor alto. La situación opuesta ocurre cuando se considera la tasa de producción de muones por decaimiento de piones. Ya que una pequeña variación de temperatura produce un cambio más notable en este parámetro para los muones de alta energía, que tienen un valor inicial inferior (no influenciado por la temperatura) en comparación con los muones de baja energía. De esta manera, se espera que el efecto positivo sea dominante ($\beta_p \gg \beta_n$) para los muones de alta energía, mientras que el efecto negativo predomina para los muones de baja energía.

Se sabe desde hace mucho tiempo que el efecto principal de la influencia de la temperatura en los detectores de muones terrestres es una variación estacional en sus datos, lo que presenta un comportamiento armónico con un valor máximo durante el invierno (Hess) [4]. Las variaciones de temperatura también afectan la intensidad de los rayos cósmicos observada por los monitores de neutrones, pero menos significativamente que en el caso de los detectores de muones. El origen de este efecto de temperatura está relacionado con el hecho de que algunos de los neutrones generados en la cascada de rayos cósmicos vienen de la descomposición pión-muón [4].

La presión atmosférica y las variaciones de temperatura son fenómenos vinculados. Sin embargo, sus efectos sobre la intensidad de los rayos cósmicos se trata generalmente por separado debido a la complejidad de analizar ambos al mismo tiempo. Existen muchos métodos para analizar y eliminar el efecto de la temperatura de la intensidad de los rayos cósmicos observados por detectores de muones terrestres.

2.5.3. Métodos para calcular y corregir los efectos de presión y temperatura

Debido a que los efectos de presión y temperatura afectan a todas las componentes de la radiación cósmica secundaria, es importante describir las variaciones que producen dichos efectos. Para el caso concreto de la componente muónica ambos efectos están presentes e influyen directamente en ella. A continuación se describen brevemente los métodos usados para corregir los efectos de presión y de temperatura.

Método de regresión de Duperier

Uno de los métodos usados para describir los efectos de presión y de temperatura en la intensidad de la radiación cósmica secundaria es el método de regresión de Duperier, el cual se representa por la siguiente ecuación:

$$\frac{\delta I}{I} = \beta_P \delta P + \beta_T \delta T \quad (2.8)$$

donde β_P y β_T son los coeficientes de presión y temperatura respectivamente; δP y δT son las respectivas variaciones en presión y temperatura.

A partir de la ecuación (2.8) y aplicando el método de regresión lineal entre la intensidad de los rayos cósmicos y la variable de interés (presión o temperatura) se pueden encontrar los coeficientes atmosféricos deseados. Basta con considerar los valores de presión y temperatura como variable independiente y sustituirlos, considerando la intensidad de la radiación cósmica como variable dependiente.

Si integramos la ecuación (2.8) obtenemos una nueva fórmula que nos permitirá realizar la corrección buscada a través de la ecuación:

$$I = I_0 e^{-[\alpha(\Delta P) + \beta(\Delta T)]} \quad (2.9)$$

donde α es el coeficiente de presión y β es el coeficiente de temperatura; ΔP y ΔT son las respectivas diferencias entre el valor promedio de presión o temperatura, según sea el caso, y el correspondiente valor de presión o temperatura registrado, I_0 corresponde a la intensidad de la radiación cósmica a corregir.

Método de expansión atmosférica (ATE)

Este método solamente considera el efecto de temperatura, relacionado con el fenómeno de expansión atmosférica, teniendo en cuenta la variación de la altitud de una capa atmosférica con respecto a una presión de referencia. De esta manera, podemos escribir la variación la intensidad de muones debido a efectos de temperatura ΔI_T como:

$$\Delta I_T = \beta_{ATE} * \Delta H[p] \quad (2.10)$$

donde β_{ATE} es el coeficiente de temperatura, $\Delta H[p]$ es la variación de altitud en kilómetros de una capa de la atmósfera a una presión igual a $p = 100 \text{ hPa}$, que es el nivel de la atmósfera donde se registra la máxima producción de muones, también conocido como nivel MMP [4].

Método a nivel de la superficie (GRD)

Este método es usado como una manera simplificada de describir el efecto de temperatura relacionado con el fenómeno de la expansión atmosférica. En el se caracteriza la variación en la intensidad de muones debida al efecto de temperatura ΔI_T como una función lineal respecto a la desviación de temperatura, en las cercanías de la superficie donde se encuentra nuestro detector, de la forma:

$$\Delta I_T = \beta_{GRD} * \Delta T[h] \quad (2.11)$$

donde β_{GRD} es nuevamente el coeficiente de temperatura a nivel de la superficie y h corresponde a una altitud de 0.5 km por encima de la superficie [4].

Método a nivel de máxima producción de muones (MMP)

Consiste en un método empírico que describe las variaciones en la intensidad de la componente muónica debidas a los efectos de temperatura ΔI_T como una función lineal de la variación de temperatura a una altura cercana al nivel MMP.

$$\Delta I_T = \beta_{MMP} * \Delta T[h_{MMP}] \quad (2.12)$$

donde β_{MMP} es nuevamente el coeficiente de temperatura a nivel del piso y h_{MMP} corresponde a una altitud de 16.5 km por encima del nivel del mar.

Combinaciones de métodos GRD+MMP y ATE+MMP

Mientras ATE y GRD están asociados con los efectos negativos causados por los efectos atmosféricos de temperatura, el método MMP esta directamente vinculado con los efectos positivos de la temperatura. De esta

forma, al usar individualmente cada método por separado, estamos solamente considerando una parte de los efectos de temperatura, es por ello que para realizar un análisis completo del efecto de temperatura es conveniente usar combinaciones de ellos.

A la combinación de los métodos ATE y MMP se le conoce como el método de generación a nivel efectivo (ATE+ MMP). El cual describe a la variación en la intensidad de la componente muónica de acuerdo a efectos de temperatura ΔI_T como la suma de las ecuaciones (2.10) y (2.12) de la forma:

$$\Delta I_T = \beta_{ATE} * \Delta H[p] + \beta_{MMP} * \Delta T[h_{MMP}] \quad (2.13)$$

donde β_{ATE} y β_{MMP} son los respectivos coeficientes de temperatura y $\Delta H[p]$ es la variación de altitud con respecto a un nivel atmosférico de referencia con presión $p = 100 \text{ hPa}$ y $\Delta T[h_{MMP}]$ es la variación de temperatura una altura de $h_{MMP} = 16.5 \text{ km}$.

Mientras que para la suma de los métodos GRD y MMP, la variación ΔI_T esta dada por la suma de las ecuaciones (2.11) y (2.12) de la forma:

$$\Delta I_T = \beta_{GRD} * \Delta T[h_{GRD}] + \beta_{MMP} * \Delta T[h_{MMP}] \quad (2.14)$$

donde β_{GRD} y β_{MMP} son los respectivos coeficiente de expansión atmosféricos en temperatura, $\Delta T[h_{MMP}]$ es la variación de temperatura una altura de $h_{MMP} = 16.5 \text{ km}$ y $\Delta T[h_{GRD}]$ es la variación de temperatura medida en las cercanías del nivel de la superficie $h_{GRD} = 0.5 \text{ km}$ [4].

Método teórico (THR) y su variante (THR-L)

El método teórico, que también se denomina método integral, considera la teoría del efecto de la temperatura, mostrado por Sagisaka [4]. En este método se podemos escribir el cambio en la intensidad de muones debidos a los efectos de temperatura ΔI_T como:

$$\Delta I_T = \int_0^{x_{GRD}} \beta_{THR}[x] * \Delta T[x] * dx \quad (2.15)$$

donde $\Delta T[x]$ es el cambio de temperatura; dx es una diferencial de profundidad atmosférica y β_{THR} es el coeficiente de temperatura teórico, el cual se calcula usando la teoría de generación y de desintegración de muones y depende del umbral de energía y del ángulo cenital de los muones que llegan al detector. La integral se realiza desde la capa más alta de la atmósfera ($x = 0$) hasta la superficie de la tierra donde se localiza el detector (x_{GRD}).

A diferencia de los otros métodos mencionados, donde los coeficientes de la temperatura se calculan empíricamente, en el método teórico tenemos que elegir el coeficiente adecuado de acuerdo con las características del detector de muones, respecto al umbral de energía y el ángulo cenital seleccionado.

Por otra parte, si es necesario considerar las influencias locales tendríamos que ocupar el método (THR-L), que no es más que una variante del método teórico (THR), en el método (THR-L) el cambio en la intensidad de la componente muónica debida a efectos de temperatura ΔI_T es igual a:

$$\Delta I_T = L * \Delta I_T^{THR} \quad (2.16)$$

donde ΔI_T^{THR} es la variación en la intensidad de muones debida a efectos de temperatura calculada usando el método THR, (Ecuación (2.15)), L es el coeficiente local del detector, el cual se calcula haciendo una regresión lineal entre los datos de la intensidad de muones corregidos por efectos de temperatura y ΔI_T^{THR} .

El método de ponderación de masa (MSS)

Este método fue desarrollado como una aproximación a THR , en el los cambios en la intensidad de muones debidos a efectos de temperatura ΔI_T están dados por la ecuación:

$$\Delta I_T = \beta_{MSS} * \Delta T_{MSS} \quad (2.17)$$

con:

$$T_{MSS} = \sum_{i=0}^n w[h_i] * T[h_i], w[h_i] = \frac{x[h_i] - x[h_{i+1}]}{x[h_0]} \quad (2.18)$$

donde β_{MSS} es el coeficiente de temperatura en $\%K^{-1}$; ΔT_{MSS} el cambio de temperatura; en una función de la masa del aire; $T[h_i]$ es la temperatura en escala Kelvin a una altura h_i ; $x[h_i]$ la profundidad atmosférica a la misma altura; h_0 es una altura cercana a la superficie del detector (0.05 km); h_n una altura cercana a la capa más alta de la atmósfera.

Método de temperatura efectiva (EFF) y su variante (EFF-M)

Este método fue desarrollado específicamente para medir el efecto de la temperatura sobre los detectores de muones de altas energías que se encuentran instalados a niveles subterráneos.

De manera similar al método MSS, el método EFF considera también un perfil de temperatura de toda la atmósfera a través de un único parámetro T_{EFF} el cual se calcula por medio de una función de masa, la cual esta relacionada con la absorción de piones y muones dentro de la atmósfera. Dando como resultado que la variación en la intensidad de muones debidos a los efectos de temperatura sea:

$$\Delta I_T = \beta_{EFF} * \Delta T_{EFF} \quad (2.19)$$

$$T_{EFF} = \frac{\int_0^{x_{GRD}} w[x] * T[x] dx}{\int_0^{x_{GRD}} w[x] dx}, w[x] = \frac{1}{x} * (e^{\frac{-x}{\lambda_\pi}} - e^{\frac{-x}{\lambda_n}}) \quad (2.20)$$

donde β_{EFF} es el coeficiente de temperatura en $\%K^{-1}$; ΔT_{EFF} es el cambio efectivo de temperatura; $w[x]$ es la función de masa; $T[x]$ la temperatura de la atmósfera a una profundidad x ; x_{GRD} la profundidad de la atmósfera a nivel de la superficie; λ_π y λ_n las longitudes de atenuación para piones y nucleones respectivamente, los cuales tienen un valor de 160 y 120 gcm^{-2} .

Por otra parte el método de temperatura efectiva modificado EFF-M se presenta a través de la ecuación:

$$T_{EFF-M} = \frac{\int_0^{x_{GRD}} w_M[x] * T[x] dx}{\int_0^{x_{GRD}} w_M[x] dx}, w[x] = x * (e^{\frac{-x}{\lambda_\pi}} - e^{\frac{-x}{\lambda_n}}) \quad (2.21)$$

donde ΔT_{EFF-M} es el cambio efectivo de temperatura; $w_M[x]$ es la función de masa; $T[x]$ la temperatura de la atmósfera a una profundidad x ; x_{GRD} la profundidad de la atmósfera a nivel de la superficie; $\lambda_\pi = 160$ y $\lambda_n = 120 gcm^{-2}$ las longitudes de atenuación para piones y nucleones respectivamente [4].

Detección de muones

3.1. Detectores de centelleo

Los detectores de centelleo se caracterizan por tener la propiedad de emitir un destello de luz cuando una radiación ionizante los atraviesa. El fenómeno de centelleo se presenta cuando la radiación incidente interactúa con el material luminiscente ionizando sus átomos, los cuales al regresar a su estado fundamental se relajan emitiendo fotones (luz), con un rango de energía en el espectro visible o ultravioleta, los cuales serán detectados posteriormente a través de un tubo fotomultiplicador (PMT).

Una de las características más notables de los detectores de centelleo es su eficiencia de detección, la cual podemos medir a través de su rapidez de respuesta, lo que los hace gozar de una gran resolución temporal, que les permite admitir altos flujos de radiación incidente. En ellos podemos diferenciar dos procesos de emisión de luz, en función de su tiempo de respuesta, la fluorescencia y la fosforescencia.

En el caso del fenómeno de fluorescencia, ocurre cuando la emisión de luz es del orden de 10 ns posteriores a la interacción de la radiación con el material, mientras que para el fenómeno de fosforescencia el proceso de emisión de luz es retardado y puede durar desde minutos hasta horas, dependiendo del material [7].

Como materiales luminiscentes los más usados son los plásticos orgánicos e inorgánicos, los minerales, los cristales y los vidrios.

3.1.1. Centelladores orgánicos

El material centellador del cual están constituidos los centelladores orgánicos está formado por compuestos de carbono ligados entre sí con forma de anillo, por presentar esta disposición también son conocidos como hidrocarburos aromáticos. Entre los compuestos más utilizados como centelladores orgánicos encontramos a: $C_{18}H_{14}(PTP)$, $C_{24}H_{22}N_2O(B - PBD)$, $C_{15}H_{12}NO(PPO)$ y $C_{24}H_{16}N_2O_2(POPOP)$.

Todos los materiales centelladores se forman a partir de la mezcla de dos de estos compuestos, pero siempre guardando la relación de 20 a 1 entre el compuesto primario y el compuesto secundario también llamado *wavelength shifter*, el motivo de dicha relación es debido a que el compuesto primario emite en el espectro UV ($300 - 370\text{ nm}$), mientras que el compuesto secundario absorbe fotones en el UV y los reemite en longitudes de onda más largas, lo cual es deseable por dos razones: disminuir la absorción propia del mismo centellador y ajustar la emisión de fotones del centellador con la respuesta espectral del tubo fotomultiplicador.

El mecanismo de centelleo de un centellador orgánico se basa en la característica de que los compuestos aromáticos poseen orbitales moleculares, en los cuales los electrones no se encuentran ligados a un átomo particular, sino que se encuentran compartidos en la molécula. La luz de centelleo se produce por las transiciones entre los niveles energéticos de los electrones de valencia. Mediante el diagrama de energías mostrado en la

figura 3.1, donde se representa al estado fundamental singlete S_0 , los correspondientes estados excitados singlete S_1 , S_2 y S_3 y los estados triplete T_1 , T_2 y T_3 . Adicionalmente, asociado a cada nivel electrónico existe una estructura de subniveles energéticos de modos vibracionales moleculares representados por etiquetas con doble subíndice S_{01} , S_{02} , ..., etc. La diferencia de energía entre los niveles electrónicos es de 3 a 4 eV, mientras que para los subniveles vibracionales esta diferencia es del orden de 0.15 eV [7].

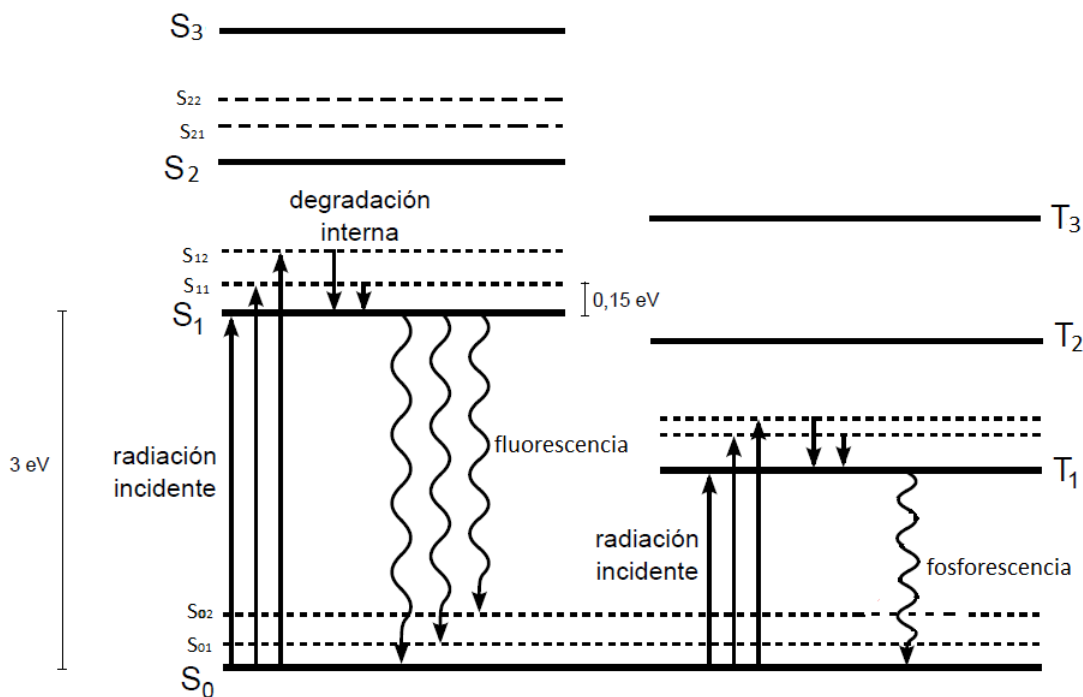


Figura 3.1: Niveles energéticos de un centellador orgánico. Adaptada de [7].

La energía transmitida por radiación como consecuencia de ionización y excitación, hace que los electrones de valencia pueblen los estados excitados así como los subniveles vibracionales, esto se representa mediante las flechas de trazo recto mostrados en la figura 3.1. En el caso de excitaciones a estados singlete, los modos vibracionales decaen en un tiempo menor a los 10 ps al estado S_1 sin emitir ninguna radiación, mediante un proceso llamado degradación interna. Desde el estado S_1 , los electrones decaen al estado fundamental S_0 como a sus subniveles vibracionales emitiendo radiación en forma de luz (flechas onduladas). Este proceso se produce en un tiempo de nanosegundos y corresponde al fenómeno de fluorescencia. El hecho de que los electrones decaigan desde el estado S_1 a los subniveles vibracionales S_{01} y S_{02} representa una transición de menor energía que la requerida para el salto de S_0 a S_1 , explica la transparencia de los centelladores a su propia radiación. Esto es así debido a que prácticamente todos los electrones, a temperatura ambiente (0.025 eV), ocupan el estado fundamental S_0 y no sus subniveles vibracionales. Por medio del proceso de transferencia interna algunos estados singletes se pueden convertir a estados tripletes. Como el tiempo de decaimiento del estado triplete T_1 al estado fundamental tiene la característica de ser mucho mayor, del orden de 10 ms o más, que el tiempo de decaimiento del estado singlete S_1 , es entonces que se presenta el fenómeno emisión de luz retrasada, mejor conocido como de fosforescencia.

3.1.2. Características físicas de los plásticos centelladores

Los centelladores plásticos corresponden a la categoría más extendidas de centelladores usados en física nuclear. En su proceso de fabricación, el material centellador primario se disuelve en el solvente percusor para luego polimerizar la solución, dando lugar a un plástico con el centellador disuelto de forma homogénea. Los plásticos base más utilizados son el poliestireno, el polimetilmetacrilato o acrílico y el poliviniltolueno.

El material centellador se conforma con una concentración del orden de 1 % en peso, aproximadamente 10 g/l, del centellador primario (PPO, por ejemplo) y de 0.05 % en peso del *wavelength shifter* (como puede ser el POPOP). Luego de su disolución en el solvente base y posterior polimerización, ambas especies químicas quedan uniformemente distribuidas en la matriz polimérica. Cuando una partícula ionizante atraviesa el centellador, el material primario emite en el espectro UV, el camino libre medio de la luz en el plástico es de unos pocos milímetros. El *wavelength shifter* absorbe los fotones UV y reemite en una longitud de onda más larga, para ajustar el espectro de la luz de centelleo con la respuesta espectral del tubo fotomultiplicador.

Los plásticos centelladores usados en el telescopio de muones son del tipo NE102A y están formados por planchas de un material centellador, fabricadas a base de polímero llamado, poliviniltolueno, material sobre el cual se ha disuelto un centellador orgánico del tipo P-Terfenilo ($C_{18}H_{14}$), las dimensiones de cada una de las planchas son las siguientes 50x50x5 cm. Para que el acoplamiento del plástico centellador tenga la máxima respuesta con los tubos fotomultiplicadores usados en el telescopio el material del que están hechos los plásticos centelladores ha sido tratado con POPOP el cual le ayuda a tener un corrimiento en la longitud de onda de máxima emisión pasando de los 380 a los 450 nm [15].

Las características físicas de los plásticos centelladores son las siguientes:

Pulso de luz o eficiencia de foto conversión: 65 % de la de un cristal de antraceno con la igual geometría.

Constante de decaimiento: 3 ns

Longitud de onda de máxima emisión: 450 nm

Gravedad específica: 1.032 g/cm³

Temperatura de ablandamiento: 75 °C

Índice de refracción: 1.581

Para calcular el número de fotones emitidos por el paso de una partícula cargada al pasar a través de un plástico centellador tenemos que tomar en cuenta la energía perdida al paso de una partícula de mínima ionización al atravesar el centellador, y de la eficiencia del plástico al centellear [15].

Donde la energía perdida por una partícula cargada relativista, que pasa verticalmente a través del centellador, se obtiene por la expresión:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2Cm_e c^2 Z^2}{\beta^4} \left[\ln \left(\frac{4m_e^2 c^4 \beta^4}{(1-\beta^2)^2 I^9(Z)} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (3.1)$$

Donde $-dE/dx$ es la energía perdida por unidad de longitud ($g \cdot cm^2$); $C = r_e N Z / A$, donde N es el número de Avogadro, A es el número de masa del absorbente, Z es el número de carga; $N Z / A$ es la densidad de electrones; r_e el radio clásico del electrón, m_e su masa; $\beta = v/c$, v la velocidad de la partícula, c la velocidad de la luz, e $I(Z)$ el potencial de ionización promedio. Si sustituimos los siguientes valores en los parámetros:

$m_e c^2 = 0.51 MeV$, $I(Z) = 40 eV$ y $N Z / A = 3.4 \times 10^{23}$; obtenemos, para una partícula de mínima ionización, que la energía perdida por $g \cdot cm^2$ es del orden de 2.18 MeV. De aquí que la energía perdida por una partícula de mínima ionización para los centelladores usados en este trabajo, sea igual a 11 MeV [15].

3.1.3. Sistema de guía de luz

Para cualquier detector integrado por medio de plásticos centelladores y de un tubo fotomultiplicador (PMT), como es el caso del telescopio de muones de CU-CDMX, el sistema de acoplamiento entre los centelladores y el PMT es de singular importancia, ya que de esto depende que el fotocátodo reciba la mayor cantidad de luz. Para el caso del telescopio de muones el acoplamiento es directo es decir el material entre el PMT y el plástico centellador es el mismo aire, estando el tubo fotomultiplicador a solo 51.2 *cm* por encima del plástico centellador. El arreglo anterior esta colocado dentro de una caja de aluminio con forma piramidal, siendo el espesor de las paredes de la caja de tan solo 1.6 *mm* [15].

Interiormente cada una de las cajas ha sido pintada por varias capas de pintura blanca de alto grado de durabilidad y reflectancia. Lo anterior con el fin de generar reflexiones difusas dentro de cada caja, para así garantizar una recolección uniforme de luz en toda el área de centelleo. Considerando la geometría piramidal de la caja y la reflectancia de las paredes podemos estimar el número de fotones recolectados por el tubo fotomultiplicador en su fotocátodo. Si consideramos que los plásticos centelladores no llegan a absorber ninguno de los fotones emitidos, que la luz producida después de cada reflexión es isotrópica y que el fotocátodo absorbe la totalidad de luz que llega a él; el número de fotones recolectados por el tubo fotomultiplicador en su fotocátodo estará dado por la fórmula:

$$N = \frac{Irn}{1 - (1 - n)r} \quad (3.2)$$

Donde I es el número de fotones liberados por el plástico, r es coeficiente de reflexión de la superficie difusora y n la razón del área del fotocátodo. Si consideramos para nuestro telescopio los valores de $r = 0.9$ y $n = 5 \times 10^{-3}$, obtenemos que el número de fotones que llegan al fotocátodo, por el paso de cada partícula con carga de mínima ionización, es igual a 2000 fotones[15]. Sin embargo hay que considerar que dependerá de la sensibilidad de nuestro tubo fotomultiplicador, el que se establezca que fracción de los fotones que arriban al fotocátodo lleguen a convertirse en un pulso eléctrico que pueda ser registrado.

3.1.4. Tubos fotomultiplicadores

Un tubo fotomultiplicador (PMT) es un dispositivo que transforma la luz liberada por un plástico centellador en una señal eléctrica. Un PMT consta de un fotocátodo, el cual se encarga de liberar electrones cuando sobre él inciden fotones, los cuales pueden pertenecer al espectro de luz visible, ultravioleta o al infrarrojo cercano, estos electrones también son llamados fotoelectrones; además de esto cuenta de un arreglo de electrodos conectados a alta tensión, llamados dínodos, los cuales se encargan de la multiplicación de los fotoelectrones [7] (Figura 3.2).

El fotocátodo esta construido de capas de material opaco o semitransparente, de unos pocos *nm* de espesor, cuya función es liberar la mayor cantidad de electrones que sea posible, dada una cantidad de fotones incidentes. Debido a que geométricamente se acoplan con mayor facilidad, los PMT que utilizan una ventana externa plana y con fotocátodos semitransparentes son los más comúnmente usados para trabajar como contadores de centelleo. Una propiedad importante de los fotocátodos es que la uniformidad de su espesor se puede mantener sobre toda la superficie del fotocátodo. Cuestión que desde el punto de vista del diseño es importante ya que variaciones en el espesor dan lugar a cambios correspondientes en la sensibilidad del fotocátodo y pueden ser una fuente de pérdida de resolución para contadores de centelleo. Este problema es especialmente grave para los PMT de gran diámetro. Es tradicional describir la eficiencia del fotocátodo en términos de la corriente producida por unidad de flujo luminoso en su superficie, medidos en ampers sobre lumens (A/lm) [7]. Una magnitud de mayor importancia durante el conteo por medio del centelleo es la eficiencia cuántica QE del fotocátodo que se define simplemente como:

$$QE = \frac{\text{número de fotoelectrones emitidos}}{\text{número de fotones incidentes}} \quad (3.3)$$

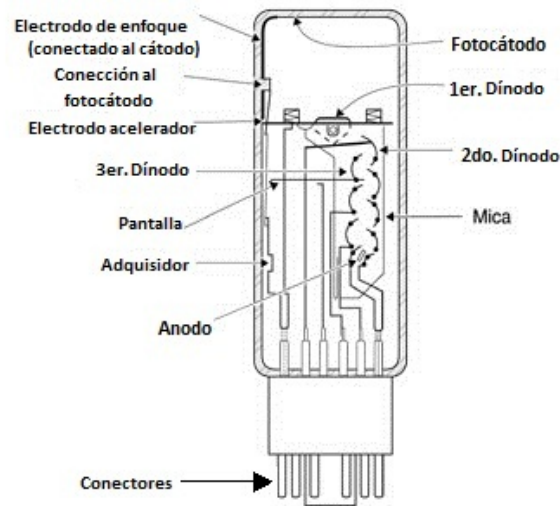


Figura 3.2: Diagrama de tubo fotomultiplicador. Adaptada de [7].

La eficiencia cuántica para un fotocátodo ideal sería del 100 %. Pero en la práctica, los fotocátodos solo llegan a alcanzar eficiencias cuánticas máximas del orden del 20 al 30 % [7].

Al incidir un fotón en el fotocátodo, éste transfiere su energía a un electrón del material, la cual es de alrededor de 3 eV para un centellador con emisión en la región azul/violeta. El efecto fotoeléctrico, dominante a estas energías, eyecta electrones con poca predilección por la dirección inicial del fotón, dado que el núcleo del átomo de donde se extrae el electrón toma parte del momento del fotón. A temperatura ambiente, la energía media de los electrones es de 0.025 eV , con lo cual el electrón perderá energía por colisiones en su trayecto hacia la superficie del material. Sí, al llegar allí, aún posee suficiente energía como para superar la barrera energética inherente a la interfase material/vacío, el electrón podrá escapar del material. Esta barrera es frecuentemente llamada función de trabajo, que en metales supera los 4 eV , y puede ser del orden de 1.5 eV para materiales semiconductores adecuadamente tratados [7].

Cuando los electrones salen del fotocátodo éstos tienen una energía cinética promedio de 1 eV , y al incidir sobre el primer dínodo el cual se mantiene a una diferencia de potencial positivo de unos cientos de voltios, la energía cinética con la cual los electrones llegan al primer dínodo está en relación directa con el voltaje de operación del primer dínodo, la creación de electrones excitados dentro del primer dínodo requiere una energía por lo menos igual a $2 - 3 \text{ eV}$. Por lo tanto, es teóricamente posible que un electrón incidente pueda crear del orden de 30 electrones excitados por cada 100 V de voltaje de aceleración. Debido a que la dirección del movimiento de estos electrones es esencialmente aleatoria, muchos no alcanzarán la superficie del siguiente dínodo. Y muchos otros que lleguen a la superficie habrán perdido suficiente energía para que no puedan superar la barrera potencial en la superficie del dínodo; por lo tanto serán incapaces de producir más electrones. Debido a ello, sólo una pequeña fracción de los electrones excitados contribuyen en última instancia a la generación de electrones secundarios. Por tal motivo de los electrones excitados por el electrón incidente, tan sólo una pequeña fracción logrará escapar del dínodo para aportar a la multiplicación.

El factor de multiplicación para solo un dínodo δ está dado por la ecuación:

$$\delta = \frac{\text{número de electrones emitidos}}{\text{electrones incidentes}} \quad (3.4)$$

Los materiales de construcción de los dínodos usados más convencionalmente son: BeO , MgO y Cs_3Sb , materiales con un factor de multiplicación del orden de $\delta = 5$. El factor de ganancia total de un PMT; compuesto por un arreglo de N dínodos, con un factor de multiplicación δ y donde α es el total de fotoelectrones recolectados

por el fotocátodo; está dado por la ecuación:

$$\text{ganancia total} = \alpha \delta^N \quad (3.5)$$

De modo que para obtener ganancias de 10^6 , típica de un PMT comercial, es necesario un arreglo del orden de 10 dínodos.

Es necesario conectar una fuente de tensión externa al PMT de tal manera que el fotocátodo y cada etapa multiplicadora sucesiva estén polarizadas correctamente entre sí. Debido a que los electrones deben ser atraídos, el primer dínodo debe mantenerse a una tensión positiva con respecto al fotocátodo, y cada dínodo sucesivo debe mantenerse a una tensión positiva y más alta con respecto al dínodo precedente, así hasta llegar al último de los dínodos llamado ánodo. Que es donde el flujo total de electrones será recibido para posteriormente poder ser registrado.

Debido a que el tiempo necesario para la fotoemisión en el fotocátodo o la emisión secundaria desde los dínodos es muy corto (0.1 ns o menos), las características temporales del PMT se determinan exclusivamente por las trayectorias electrónicas. El tiempo de tránsito de electrones de un PMT se define como la diferencia de tiempo promedio entre la llegada de un fotón en el fotocátodo y la recogida de la explosión de electrones posterior en el ánodo. Para PMT de varios diseños, los tiempos de tránsito de electrones oscilan entre $20 - 80 \text{ ns}$. Sin embargo, el tiempo de tránsito en sí no es de primordial importancia porque si fuera siempre una constante, introduciría sólo un retardo fijo en la señal. En cambio, la propagación del tiempo tránsito es una cantidad más importante porque determina la anchura temporal que tiene el flujo de electrones que llegan al ánodo de nuestro PMT (Figura 3.3).

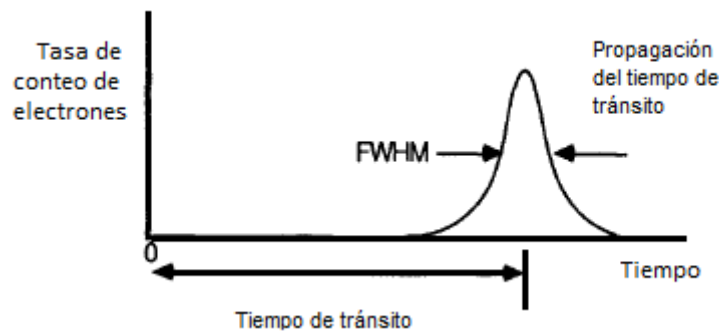


Figura 3.3: Respuestas temporales de un PMT a un pulso luminoso. Adaptada de [7].

La región entre el fotocátodo y el primer dínodo es crítica para determinar las propiedades de temporización. Para permitir una recolección uniforme sobre fotocátodos grandes, esta distancia se mantiene bastante grande en comparación con las distancias entre dínodos. La diferencia de trayectorias entre un fotoelectrón que sale del centro del fotocátodo y una en el borde es a menudo un factor dominante en el espaciamiento observado en tiempo de tránsito. Es por ello que el fotocátodo se curva a menudo para minimizar el tiempo de tránsito extendido a través de su diámetro. Es también conveniente tener una superficie externa plana para el montaje del plástico centellador, por lo que una ventana con una forma plano-cóncava se usa frecuentemente con el fotocátodo depositado sobre la superficie curvada interna. Una segunda fuente de propagación del tiempo de tránsito surge de la distribución en las velocidades iniciales de los fotoelectrones que salen del fotocátodo. Este efecto se puede minimizar usando una gran diferencia de voltaje entre el fotocátodo y el primer dínodo.

El rendimiento de cualquier PMT está definido en términos de características como lo son:

Sensibilidad luminosa general: Definida como la relación entre la corriente de ánodo y el voltaje de funcionamiento de una fuente de luz de tungsteno con un flujo luminoso a una temperatura especificada incidente

en el fotocátodo. Esta cantidad es una medida global de la corriente esperada del PMT por unidad de luz incidente procedente de una fuente. Sus unidades son ampers por lumens (A/lm).

Sensibilidad luminosa del cátodo: Definido como anteriormente, excepto que la corriente de fotoelectrones que dejan el fotocátodo se sustituye en el numerador por la corriente del ánodo. Esta cantidad se mide de nuevo en amperios por lumen, es una característica única del fotocátodo, e independiente de la estructura multiplicadora de electrones.

Sensibilidad radiante general: Este parámetro se define como la relación entre la corriente del ánodo y la potencia radiante de una longitud de onda dada incidente en el fotocátodo. Las unidades son ampers por watt (A/W).

Sensibilidad radiante del cátodo: Definida como anteriormente, excepto que la corriente del fotocátodo se sustituye por la corriente del ánodo.

Corriente oscura: Normalmente se especifica en términos de la corriente de ánodo medida sin iluminación sobre el fotocátodo cuando el tubo funciona para proporcionar una sensibilidad luminosa total.

Tiempo de subida del pulso del ánodo: Definido como el tiempo necesario para que el pulso de salida suba del 10 al 90 % del pico cuando el fotocátodo se ilumina por un destello de luz de muy corta duración.

Anchura del pulso del ánodo: Normalmente se cita como el ancho de tiempo del impulso de salida medido a la mitad de la amplitud máxima, de nuevo para una iluminación de corta duración en el fotocátodo.

Los tubos fotomultiplicadores usados en el telescopio de muones son modelo R1512 de la marca Hamamatsu, los cuales son usados ampliamente para trabajos donde se requiera registrar coincidencias rápidas. El tiempo de respuesta en este tipo de tubo fotomultiplicador es igual a $7 ns$. La geometría del fotocátodo es de $111 mm$ de diámetro e internamente contiene 10 dínodos del tipo persiana veneciana. La sensibilidad típica del fotocátodo, es de $150 \mu A/lm$. Con una corriente oscura es de 30 a $150 nA$. Además de tener una respuesta espectral de longitud de onda que va de los 300 a los $650 nm$ [20].

3.2. Telescopio de muones funcionamiento y características

El telescopio de muones esta compuesto de ocho detectores, plástico centellador integrado con su respectivo tubo fotomultiplicador, de los cuales cuatro están instalados en la parte superior y los cuatro restantes en la parte inferior del telescopio, teniendo en medio de las dos capas de detectores al supermonitor de neutrones 6NM64 (monitor de neutrones). De este modo, el plomo del monitor de neutrones servirá como material absorbente de la componente blanda de la radiación cósmica secundaria. Las dos capas se encuentran a $1 m$ de distancia, lo cual, para el caso de direcciones de incidencia vertical, nos definirá una geometría cúbica (Figura 3.4).

Como se puede observar en la figura 3.5 el telescopio esta configurado de tal manera que cada uno los detectores superiores (S1, S2, S3 y S4) coinciden respectivamente con los detectores inferiores (I1, I2, I3 y I4). Esta geometría del telescopio nos ayuda a definir el ángulo sólido dentro del cual queda restringida la respuesta angular del detector, es decir solo se detectarán partículas que lleguen a estar dentro de este ángulo sólido.

Las principales ventajas del telescopio de muones son:

Permite un grado de resolución en las características direccionales. Las cuales pueden ser utilizadas para distinguir entre variaciones en la intensidad de la componente secundaria de la radiación cósmica introducidas por la atmósfera o por el campo geomagnético, de aquellas ocasionadas por anisotropías en el flujo de rayos cósmicos primarios.

La respuesta del telescopio es tanto a muones positivos como negativos producto del decaimiento de piones cargados, debido principalmente a interacciones de rayos cósmicos primarios con una energía media igual a

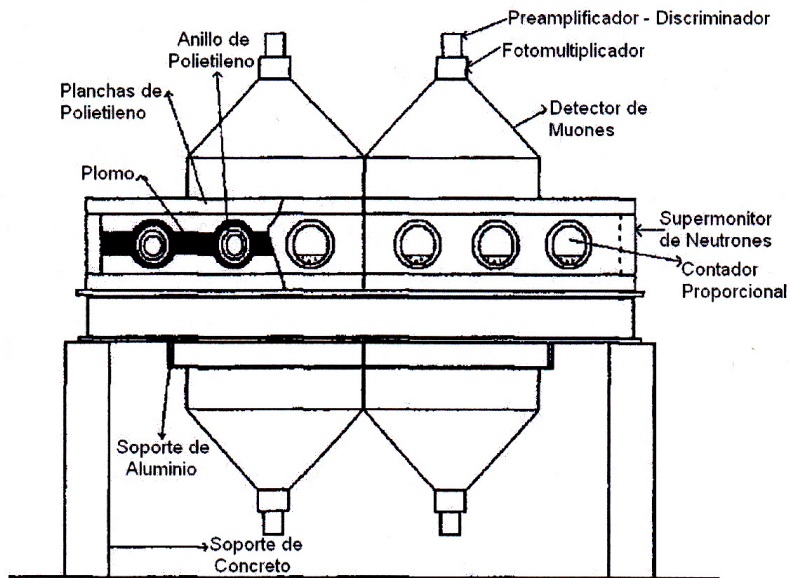


Figura 3.4: Diagrama del telescopio de muones y del monitor de neutrones de C.U. Tomada de [13].

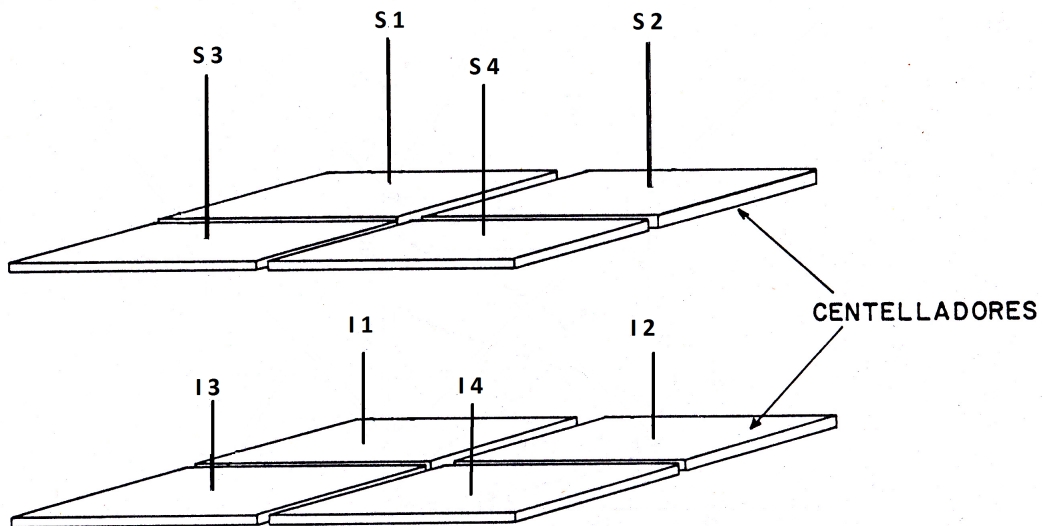


Figura 3.5: Disposición de los detectores en el telescopio de muones. Adaptada de [15].

42 GeV con núcleos atmosféricos. Lo que lo hace tener una respuesta relativamente insensible a partículas de origen solar de baja energía, debido a que la rigidez de corte en la Cd. de México es de 8.23 GeV [15].

Gracias a lo anterior las observaciones de la componente muónica en la superficie proporcionan información sobre la variación en el flujo primario de la radiación cósmica galáctica; haciendo que estos efectos de la modulación sean observados libres de los efectos enmascarados del flujo de partículas solares que las acompañan.

Debido al uso de plásticos centelladores de gran área, es posible obtener altas tasas de conteo a demás de tiempos de resolución de hasta 10^{-9} s, debido a su alta respuesta y mínimo tiempo muerto [15].

3.3. Electrónica asociada al sistema

Los circuitos electrónicos periféricos del telescopio de muones están representados por el diagrama de bloques del circuito de control que se muestra en la figura 3.6. Observamos de la figura anterior que en la primera

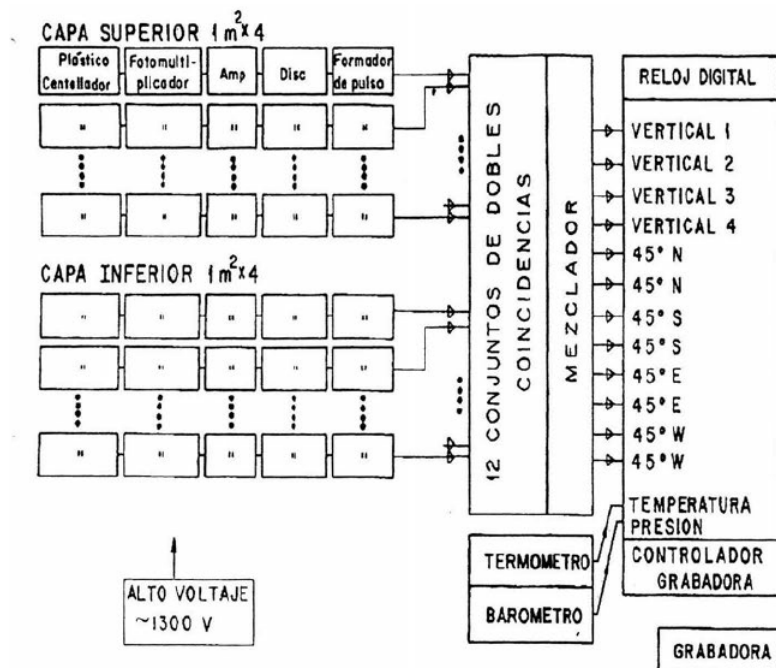


Figura 3.6: Diagrama de bloques de la electrónica del sistema multidireccional del telescopio de muones. Tomada de [15].

etapa aparecen los plásticos centelladores, la etapa de detección, en la cual al pasar partículas cargadas a través de los plásticos, éstos emiten fotones, los cuales son recibidos por el fotocátodo del tubo fotomultiplicador de donde se emite un pulso eléctrico el cual será amplificado y atenuado, debido a que estos contienen limitadores de altura del pulso además de un discriminador. De esta manera los pulsos pueden ser recortados a una amplitud máxima por el limitador de altura. La inclusión de un discriminador a la salida, permite diferenciar entre aquellos pulsos producidos por la radiación cósmica de aquellos producidos por la radiación de fondo. El discriminador nos permite excluir los pulsos por debajo del valor deseado, en nuestro caso, debido al diseño de los amplificadores, este nivel está fijado a los 250 mV. La segunda etapa es la elevación de los 12 conjuntos de dobles coincidencias, que posteriormente pasan a través de un mezclador, para así formar las cinco componentes direccionales y finalmente ser almacenados, junto con la hora registrada por el reloj digital, la presión obtenida del barómetro y la temperatura registrada por el termómetro. De esta manera se registran los datos, con una tasa de muestreo de 5 minutos: Para cada registro diario se toman datos de la hora, la presión y la temperatura, así como los datos de rayos cósmicos para cada una de las 5 direcciones: norte, sur, este, oeste y vertical.

3.4. Geometría del sistema

Al registrar el número de cuentas en función del voltaje de operación aplicado a cada tubo fotomultiplicador, podemos ver que una discriminación efectiva de la radiactividad de fondo se logra únicamente al operar dos o más detectores en coincidencia. Dicho arreglo nos permite además obtener resolución angular en las características direccionales del detector.

Los diagramas direccionales muestran, la dependencia de la intensidad de las partículas registradas por el telescopio con el ángulo cenital θ . La importancia de estos diagramas es relevante, ya que las variaciones de origen atmosférico, dependen del ángulo de incidencia de las partículas. Como la radiación cósmica primaria es en esencia isotrópica, es posible despreciar la dependencia de la intensidad de los rayos cósmicos con el ángulo azimutal. Por lo que el número de partículas registradas por un telescopio, por unidad de tiempo, incidentes bajo ángulos θ y φ en los intervalos $d\theta$ y $d\varphi$, será igual a:

$$N(\theta, \varphi)d\theta d\varphi = I(\theta)S_{\perp}(\theta, \varphi)d\omega \quad (3.6)$$

donde:

$$S_{\perp}(\theta, \varphi) = S(\theta, \varphi)\cos\theta \quad (3.7)$$

es el área efectiva perpendicular a la dirección de incidencia, $S(\theta, \varphi)$ es el área de la superficie inferior atravesada por partículas que llegan bajo ángulos θ y φ a la superficie superior; $d\omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ es el elemento de ángulo sólido; $I(\theta) = I_0\cos^2\theta$ es el número de partículas que pasan, por unidad de tiempo y unidad de ángulo sólido, por un área unitaria perpendicular a la dirección θ ; e I_0 es la intensidad en la dirección vertical. Los diagramas direccionales calculados para el telescopio cúbico, semicúbico e inclinado 45° con respecto a la vertical aparecen en la figura 3.7 [15].

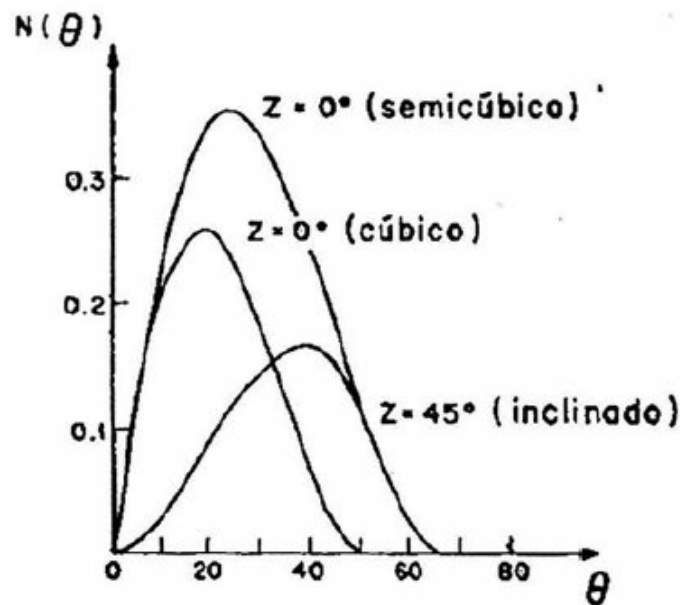


Figura 3.7: Diagrama de direcciones para un telescopio cúbico, semicúbico e inclinado 45° con la vertical. Tomada de [15].

De los diagramas direccionales de la figura 3.7, para telescopios cúbicos se observa que la máxima sensibilidad se presenta a los 19° con la vertical, mientras que para un telescopio semicúbico es a los 24° y para un telescopio con una inclinación de 45° la máxima sensibilidad se presenta a los 40° . Gracias a que el registro de los datos se realiza mediante coincidencias es necesario que para que un muón sea contado éste deberá atravesar por un centellador superior y después por un centellador inferior y dependiendo del par de centelladores que cruce es que se le asignará una de las cinco direcciones del telescopio. Por otro lado, la geometría adoptada por el conjunto de los ocho plásticos centelladores, acoplados a doce conjuntos de circuitos de dobles coincidencias, nos proporciona información sobre la intensidad de la componente muónica proveniente de las cinco direcciones registradas por el telescopio las cuales son: este, oeste, norte, sur y vertical, como se observa en la figura 3.8.

Además de registrar las cinco componentes antes mencionadas, el telescopio también tiene la capacidad de registrar el conteo total de todos los centelladores superiores, lo cual nos da una dirección adicional llamada superior, en la cual se cuentan tanto la componente electromagnética, la nucleónica y la muónica. Las componentes direccionales se componen por la suma e intersección lógica de los diferentes detectores como se muestra en el cuadro 3.1.

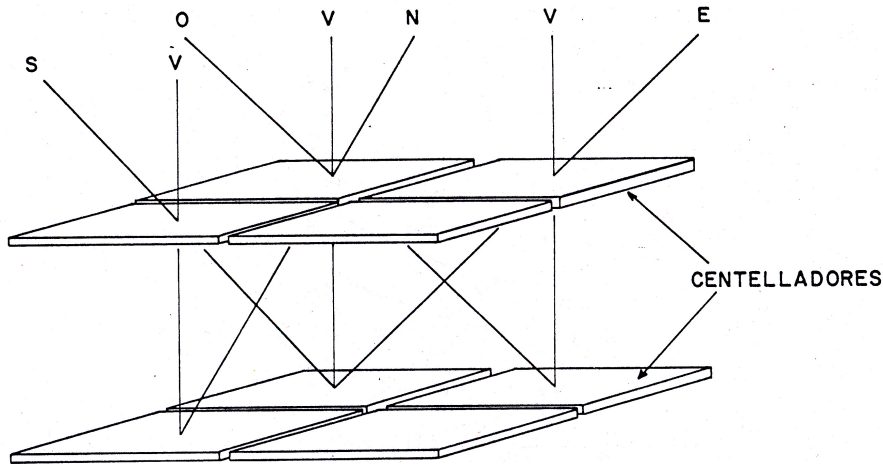


Figura 3.8: Geometría del sistema multidireccional del telescopio de muones. Tomada de [15].

Componente direccional	Detectores que la componen
Norte	$(S3 + S4) \cap (I1 + I2)$
Sur	$(S1 + S2) \cap (I3 + I4)$
Este	$(S1 + S3) \cap (I2 + I4)$
Oeste	$(S2 + S4) \cap (I1 + I3)$
Vertical	$(S1 + S2 + S3 + S4) \cap (I1 + I2 + I3 + I4)$
Superior	$(S1 + S2 + S3 + S4)$

Cuadro 3.1: Conformación de las seis componentes direccionales.

3.5. Observatorio de rayos cósmicos de C.U

El observatorio de rayos cósmicos de Ciudad Universitaria, Javier Alejandro Otaola Lizarzaburu (Figura 3.9), se encuentra instalado dentro de los terrenos aledaños a la Facultad de Medicina Veterinaria y Zootecnia, este observatorio está integrado por dos detectores, el telescopio de muones y el supermonitor de neutrones 6NM64. El observatorio su vez forma parte de la red mundial de observatorios, (Figura 3.10). Teniendo como objetivo registrar por parte del monitor de neutrones la componente nucleónica secundaria de baja energía, es decir los neutrones, con una energía media igual a 25 GeV . Por otra parte el telescopio de muones se encarga del registro de la componente dura la radiación secundaria, es decir los muones producto del decaimiento de piones debido a la interacción de partículas atmosféricas con la radiación cósmica primaria de energía media igual 42 GeV [6].

Gracias a su ubicación, 19.33° de latitud, 99.18° de longitud y una altura de 2274 m sobre el nivel del mar [29], el observatorio ha logrado detectar partículas con una rigidez umbral igual a 8.23 GeV , lo cual ha ayudado a realizar algunas importantes aportaciones como son:



Figura 3.9: Estación de rayos cósmicos Javier Alejandro Otaola Lizarzaburu. Tomada de [29].

1. Detección de protones solares de hasta 15 GeV el 29 de septiembre de 1989, el evento solar más grande que se ha podido detectar en los últimos años.
2. Detección del evento de neutrones solares del 24 de mayo de 1990.
3. Hallazgo de una variación de 1.7 años en el ciclo solar.
4. Análisis de los efectos de campos eléctricos atmosféricos en los rayos cósmicos detectados en la superficie.
5. En 1995 investigadores de la Universidad de Roma utilizaron los datos del monitor de neutrones para calibrar sus detectores.

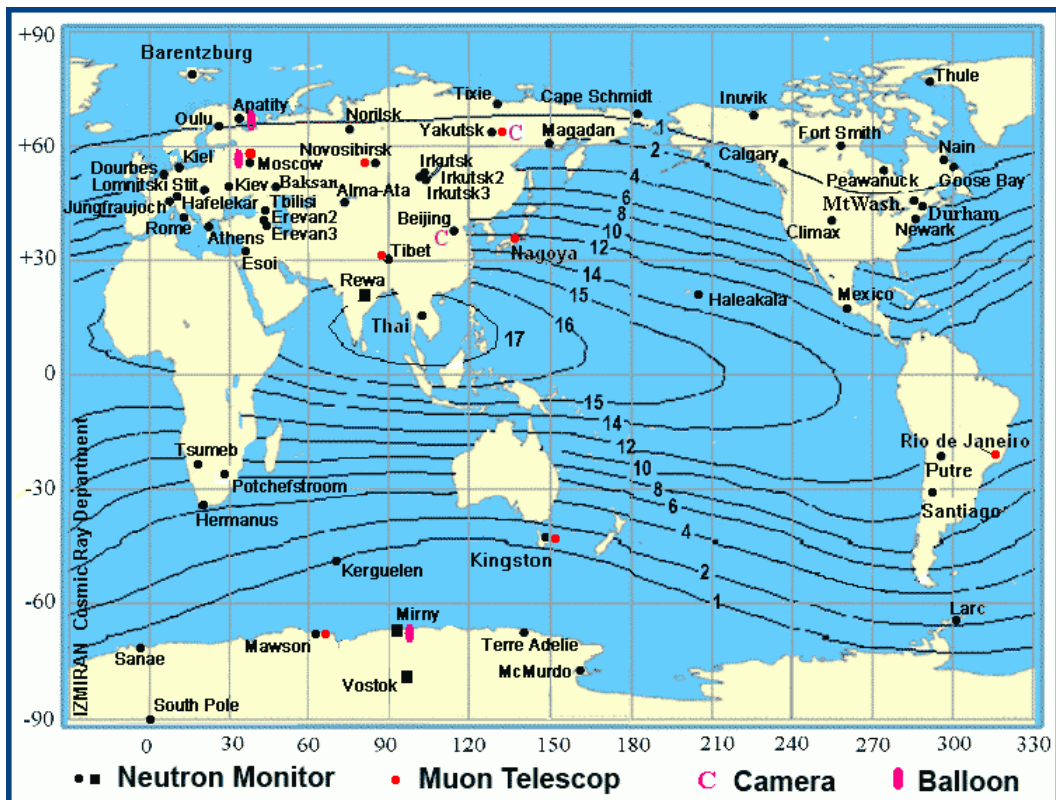


Figura 3.10: Mapa con las estaciones de rayos cósmicos en el mundo. Tomada de [30].

Caracterización e instalación del telescopio de muones

4.1. Determinación de mesetas y voltaje de operación

Los PMT del telescopio de muones registran los pulsos generados por los muones cuando éstos interactúan a través de ionización electromagnética con los plásticos centelladores, a este modo de operación se le denomina modo pulso.

Cuando un detector de radiación opera en modo pulso, la amplitud de cada pulso individual lleva información importante con respecto a la carga generada por esa interacción de la radiación con el detector. Si examinamos un gran número de pulsos, sus amplitudes no serán todas iguales. Las variaciones en su amplitud pueden ser debidas a diferencias en la energía de radiación o a fluctuaciones en la respuesta inherente del detector a la radiación monoenergética. La distribución de amplitud de pulsos es una propiedad fundamental de la salida del detector que se utiliza para deducir información sobre la radiación incidente o al funcionamiento del propio detector.

La forma más común de mostrar información de la amplitud de los pulsos es a través de una distribución diferencial de la altura de los mismos (Figura 4.1a).

En la figura 4.1a, el eje de las abscisas representa la amplitud de los pulsos, que va de cero a un valor mayor que la amplitud de cualquier pulso observado. La ordenada es el número diferencial dN de pulsos observados con una cierta amplitud dentro del incremento de amplitud diferencial dH , o dN/dH , la escala horizontal tiene unidades de amplitud de pulso (V), mientras que la escala vertical tiene unidades de amplitud inversa (V^{-1}). El número de pulsos cuya amplitud se sitúa entre dos valores específicos, H_1 y H_2 , se puede obtener integrando el área bajo la distribución entre estos dos límites, como lo muestra el área sombreada. Para obtener el número total de pulsos N representados por la distribución se debe integrar el área bajo toda la distribución diferencial de la altura de pulsos, de la forma:

$$N = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dH} dH \quad (4.1)$$

dando como resultado una curva como se observa en la figura 4.1b.

Mientras que en la figura 4.1a, la altura máxima de un pulso como el H_5 es simplemente una región en la que el número de partículas registrado es igual a cero. Los picos en la distribución, como en H_4 , indican amplitudes de pulso alrededor de las cuales se puede encontrar un gran número de pulsos. Por otro lado, los

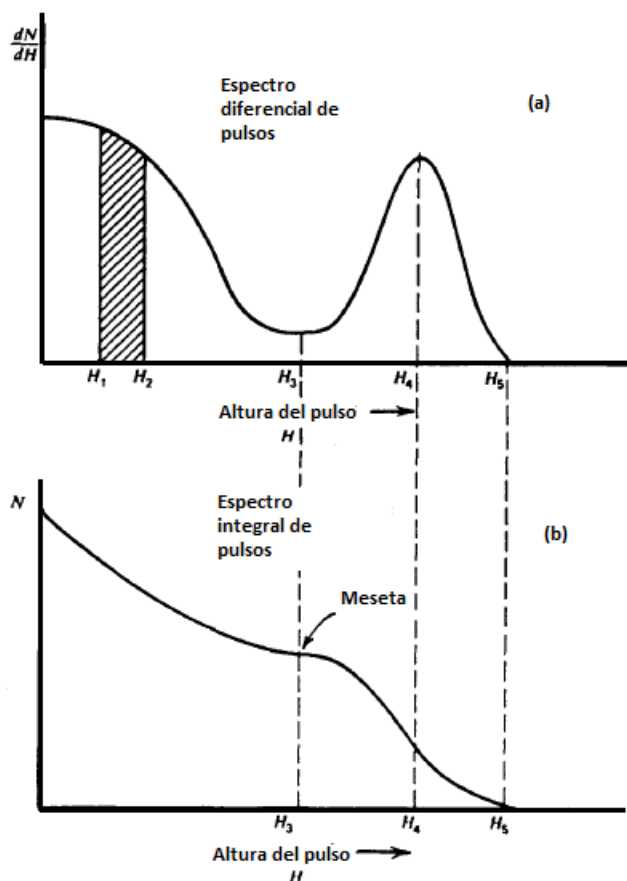


Figura 4.1: Comparativa entre el espectro diferencial (a) y el espectro integral de pulsos (b). Adaptada de [7].

valles o puntos bajos en el espectro, como el pulso H_3 , indican valores de la amplitud del pulso alrededor de los cuales se producen relativamente pocos pulsos.

Una forma menos común de mostrar la misma información acerca de la distribución de las amplitudes de pulsos es a través de la integral de la distribución de la altura del pulso (Figura 4.1b), en la que la abscisa tiene la misma escala que la distribución diferencial de altura de pulsos (V). Mientras que la ordenada N representa ahora el número de pulsos cuya amplitud excede un cierto nivel de discriminación al que llamaremos H_d .

Las distribuciones diferencial e integral transmiten exactamente la misma información y una puede derivarse de la otra, de forma que la amplitud de la distribución diferencial para una altura de pulso cualquiera H estará dada por el valor absoluto de la pendiente de la distribución integral al mismo valor. Donde aparecen picos en la distribución diferencial, como H_4 , se producirán los máximos locales en la pendiente de la distribución integral. Por otro lado, cuando aparecen mínimos en el espectro diferencial, como H_3 , se observan regiones de mínima magnitud en la pendiente de la distribución integral.

Cuando los detectores de radiación funcionan en modo de pulso, a menudo surge una situación común en la que los pulsos procedentes del detector alimentan a un dispositivo contador con un nivel de discriminación fijo H_d . Los pulsos de señal deben superar un nivel dado H_d para ser registrados por el circuito de conteo. A veces es posible variar el nivel H_d durante el curso de la medición para proporcionar información sobre la distribución de amplitud de los pulsos. Suponiendo que H_d puede variar entre 0 y H_5 en la figura. 4.1b, puede realizarse una serie de mediciones en las que el número de pulsos N por unidad de tiempo se registra a medida que H_d se cambia a través de una secuencia de valores entre 0 y H_5 . Esta serie de mediciones es sólo una determinación experimental de la distribución de la altura del pulso integral y los pulsos registrados.

Al establecer una medición del conteo de pulsos a través de un PMT, a menudo es deseable establecer un

punto de funcionamiento que proporcione la máxima estabilidad durante largos períodos de tiempo. Por ejemplo, en cualquier aplicación real se podrían esperar pequeñas desviaciones respecto del valor de discriminación H_d , y se quisiera establecer condiciones bajo las cuales estas variaciones tendrían una influencia mínima sobre los pulsos registrados. Un punto de funcionamiento estable se puede conseguir estableciendo el nivel de discriminación al nivel del punto H_3 como el observado en la figura. 4.1b. Debido a que la pendiente de la distribución integral es un mínimo en ese punto y pequeños cambios en el nivel de discriminación tendrán un impacto mínimo en el número total de pulsos registrados. En general, las regiones de pendiente mínima en la distribución integral se denominan mesetas de conteo y representan áreas de operación en las que se logra una sensibilidad mínima a los cambios en el nivel de discriminación. Cabe señalar que las mesetas en el espectro integral corresponden a valles en la distribución diferencial.

En algunos tipos de detectores de radiación, como lo son los PMT las mesetas de funcionamiento se pueden encontrar variando la tensión aplicada al detector. Aunque la ganancia no puede cambiar linealmente con el voltaje, las características cualitativas de la curva de conteo se pueden rastrear mediante una simple medición del número de cuentas del detector en función de la tensión aplicada. Con el fin de seleccionar un punto de funcionamiento de máxima estabilidad, se buscan nuevamente mesetas en la curva de conteo que resulta, y el voltaje de funcionamiento se selecciona situándose en un punto de pendiente mínima, es decir la meseta, de la curva de conteo.

Como se mencionó arriba el óptimo funcionamiento de un tubo fotomultiplicador requiere de que éste se ponga en su voltaje correcto de operación, el cual se encuentra al graficar el número de cuentas en función del voltaje aplicado, en dicha gráfica el voltaje de operación se localizará una región conocida como la meseta y que es la región en la cual el número de cuentas se mantiene estable con respecto a la variación de voltaje [7].

Para lograr caracterizar cada uno de los tubos fotomultiplicadores, se procedió a encontrar el voltaje de operación o meseta de cada uno de los ocho tubos fotomultiplicadores que componen el telescopio de muones. El procedimiento seguido para realizar esto fue el de poner a funcionar cada PMT a un voltaje fijo y registrar el número de cuentas mediante un contador durante un tiempo de 5 *min*, posteriormente se aumenta el voltaje del PMT y se vuelve a registrar las cuentas obtenidas durante otros 5 *min*, esto se realizó para un voltaje de inicio de 1200 *V* hasta alcanzar un voltaje final de 1950 *V* haciendo incrementos de 100 *V*, en cada ocasión.

En la figura 4.2 se muestra la gráfica de número de cuentas contra voltaje obtenida para el PMT del detector I2. En ella se puede apreciar que la meseta se encuentra a un voltaje de -1700 *V*, pues es el punto medio del intervalo que va de los 1600 a los 1800 *V*, intervalo que sin llegar a mostrar una pendiente igual cero, es sin embargo el intervalo donde se puede apreciar un cambio en la pendiente (de mayor a menor), más notorio de toda la curva.

Las gráficas correspondientes a cada uno de los siete detectores restantes se encuentran en el apéndice A. En la tabla del cuadro 4.1 se muestran los voltajes de operación encontrados para cada uno de los ocho detectores:

Detector	Voltaje de operación [V]
S1	-1775
S2	-1775
S3	-1775
S4	-1725
I1	-1700
I2	-1700
I3	-1800
I4	-1725

Cuadro 4.1: Voltajes de operación encontrados para cada uno de los ocho detectores.

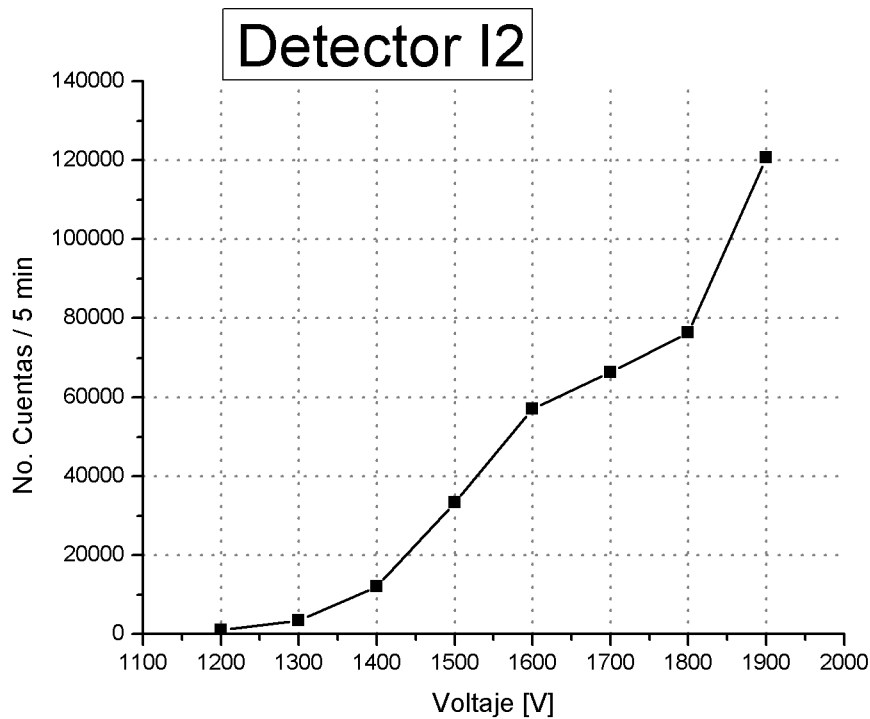


Figura 4.2: Gráfica de cuentas vs voltaje, para determinar la meseta y voltaje de operación en el detector I2.

4.2. Espectros de energía

Como se mencionó en la sección 4.1 cuando tenemos un detector operando en modo pulso es necesario establecer un punto de discriminación energética entre todos los pulsos que produce nuestro PMT, para ello es necesario poner a la salida del cada PMT un circuito amplificador discriminador. En el caso del telescopio de muones los amplificadores usados en él tienen una ganancia de 3 y emplean una realimentación de polaridad negativa para su estabilización contra cambios causados por variaciones de temperatura y en el voltaje de alimentación el cual se ha fijado a una valor de $-7.5 V$. Los pulsos amplificados son recortados a una amplitud máxima de $350 mV$ por un limitador de altura. Posteriormente un discriminador nos permite distinguir entre la radiación de fondo, principalmente rayos γ , y los pulsos producidos por los propios muones. Para el telescopio de muones, el nivel de discriminación excluirá pulsos por debajo de los $250 mV$, ya que es la altura del pulso calculado con una partícula de mínima ionización [12].

El propósito de establecer el espectro de energía de cada uno de los detectores del telescopio es el de encontrar el punto de energía umbral a partir del cual se excluye la radiación de fondo y del cual se está detectando solamente radiación cósmica. El método usado para encontrar el espectro de energía es el de graficar el número de cuentas por unidad de tiempo contra los niveles o canales energéticos, obteniendo una gráfica como la que se muestra en la figura 4.3.

De la figura 4.3 podemos notar que la radiación de fondo abarca todos los puntos que corresponden a canales de bajas energías, hasta llegar a un punto mínimo de la gráfica el cual corresponde al punto umbral; este es un punto importante ya que a partir de él empieza a registrarse radiación cósmica, otro punto de interés es el punto máximo ya que es un punto de alto voltaje de polarización del detector.

La labor de establecer los espectros de energía de cada uno de los detectores que integran el telescopio se realizó a través del programa de adquisición diseñado por el Dr. Yuri Stenkin. El cual registra y establece una relación entre el número de cuentas registradas para cada canal energético.

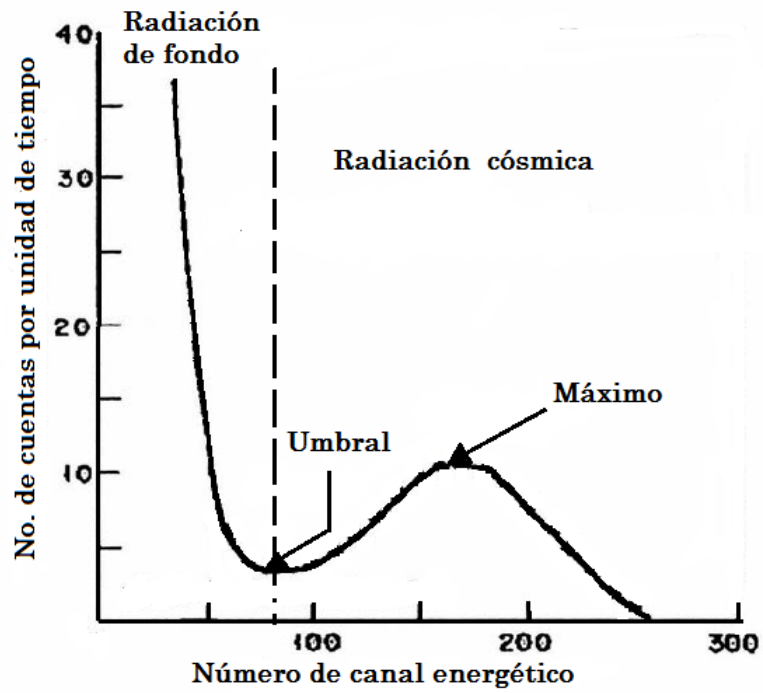


Figura 4.3: *Espectro de energía de un detector operando en modo pulso.* Adaptada de [12]

En la figura 4.4 se muestra el espectro de energía obtenido para el detector S1. Los espectros de energía obtenidos para los detectores restantes se presentan en el apéndice B.

Debido a los niveles de discriminación establecidos en los amplificadores, que se diseñaron y construyeron localmente, con base en la experiencia de operación, la radiación de fondo no se observa en los espectros obtenidos en este trabajo.

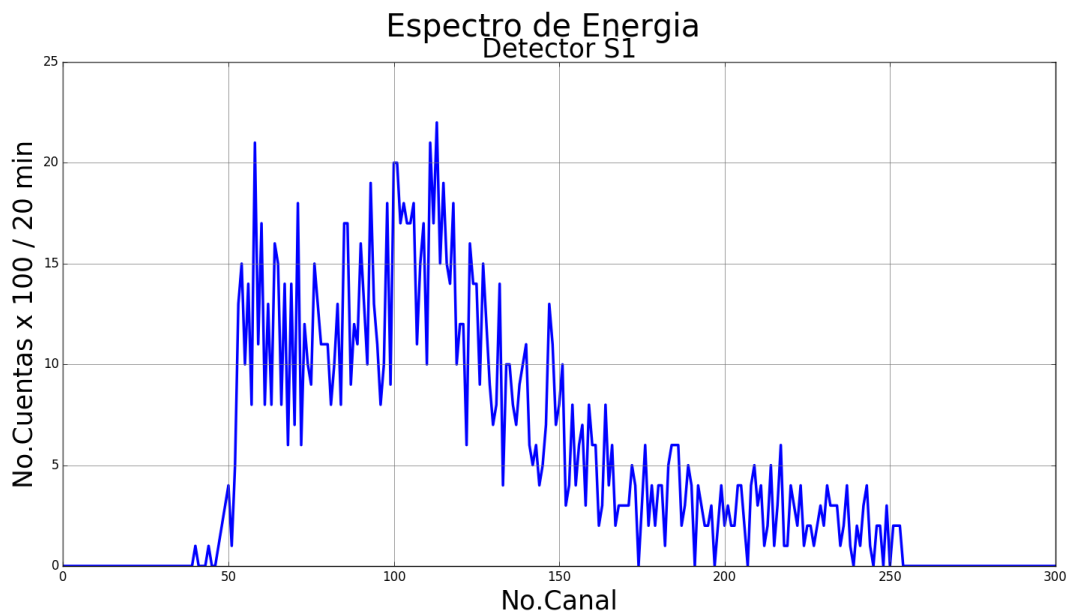


Figura 4.4: *Gráfica de cuentas vs canal energético, correspondiente al espectro de energía del detector S1.*

4.3. Datos de los plásticos centelladores

Como ya se ha visto en la sección (2.3.1) la actividad solar influye directamente en el medio interplanetario repercutiendo también en la intensidad de la radiación cósmica. Como resultado de estos efectos, la intensidad integral y el espectro de energía de los rayos cósmicos que llegan a la altura de la órbita terrestre son afectados y modulados por la actividad solar.

El trabajo realizado en el telescopio de muones se enfocó en tomar el registro en el número de cuentas obtenido para intervalos de 5 minutos durante el mes de abril del año 2016 para cada uno de los ocho detectores, los datos en el número de cuentas se normalizaron con respecto al máximo para reflejar gráficamente la intensidad de cuentas respecto del tiempo. En la figura 4.5 se muestra la gráfica obtenida para el detector S1.

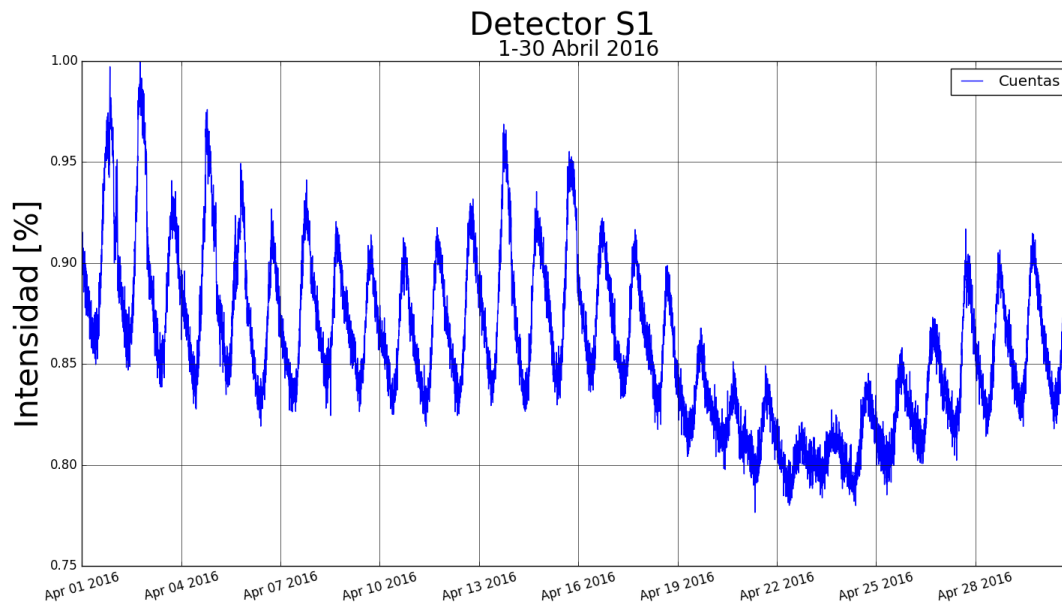


Figura 4.5: Gráfica de intensidad de las cuentas con respecto del tiempo registradas por el detector S1.

En el apéndice C se muestran las gráficas correspondientes de los detectores restantes.

4.3.1. Análisis de la variación diurna

Como se puede apreciar en la figura 4.5, el patrón característico de la variación diurna se observa claramente, durante todo el registro de las cuentas. Respecto a la variación de su amplitud observamos que esta no se mantiene constante durante todo el mes sino que es muy irregular sin seguir algún patrón establecido pero siempre por debajo del 0.15 %. Así mismo podemos observar que los máximos de la amplitud están al rededor de las 18 hrs en tiempo local y el mínimo 12 horas antes. Lo cual corresponde a los máximos y mínimos de amplitud marcados por la teoría para la Cd. México, cuando se efectúan las correcciones necesarias para tomar en cuenta los efectos del campo geomagnético sobre las partículas de la radiación cósmica [18].

La variación diurna registrada se analizó midiendo la amplitud de la onda en la variación diurna para cada día durante el mes de abril del 2016 y tomando el promedio de la amplitud de todo el mes de abril en cada uno de los detectores. Además se registro la hora en la que se presentaba el máximo de la amplitud para cada día para después obtener el promedio de todos máximos para cada detector. Los resultados obtenidos se presentan en el cuadro 4.2. Como podemos observar de los resultados mostrados en el cuadro 4.2 la amplitud promedio de los detectores es del mismo orden de magnitud y cercana 0.07 %, que es el valor teórico esperado para muones. Excepto por el detector S2, lo cual se puede atribuir a problemas de electrónica en los circuitos amplificadores

discriminadores de dichos detector o a inestabilidades en el voltaje de alimentación del mismo. Por otra parte el que las amplitudes sean del mismo orden en el resto de los detectores nos indica que el comportamiento de los componentes eléctricos y por ende del detector mismo fue más estable durante el mes que estuvo en operación.

También como podemos notar casi para todos los plásticos tenemos un máximo en la amplitud alrededor de las 17:30 hrs Tiempo Local (TL), cuando la hora esperada para la presencia del máximo en la amplitud de la variación diurna debe ser a las 18:00 hrs TL. Los detectores S3 y S4 los cuales muestran un máximo cercano a las 15:50 hrs TL, lo cual podemos atribuir a que éstos se vieron sumamente afectados por variaciones de alta frecuencia las cuales no permitieron distinguir claramente las horas a las que se presentaban los máximos en la amplitud de la variación diurna.

Detector	Amplitud Promedio [%]	Hora Promedio del Máximo [hrs]
S1	0.10 ±0.03	17:40 ±1h05m36s
S2	0.28 ±0.09	17:36 ±1h02m14s
S3	0.04 ±0.01	15:54 ±1h29m37s
S4	0.06 ±0.01	15:56 ±0h58m48s
I1	0.13 ±0.03	17:50 ±1h03m11s
I2	0.06 ±0.01	17:50 ±1h10m36s
I3	0.06 ±0.01	17:12 ±1h14m34s
I4	0.07 ±0.01	17:22 ±1h05m53s

Cuadro 4.2: Amplitud promedio y hora promedio del máximo registrado para cada detector.

4.4. Cálculo del coeficiente atmosférico de presión y de temperatura

Utilizando el método de regresión lineal de Duperier (ver sección 2.5.2.), encontramos los coeficientes de presión y de temperatura para cada uno de los ocho detectores, el cual se determina por medio de la pendiente de la recta de ajuste en la gráfica de intensidad contra presión e intensidad contra temperatura.

Los coeficientes de presión y temperatura se obtuvieron sustituyendo los valores de presión o temperatura como variable independiente y considerando a la intensidad de la radiación cósmica como variable dependiente en la ecuación (2.4).

Los coeficientes atmosféricos para hacer las correcciones por efectos de presión y temperatura encontrados para cada uno de los ocho detectores se muestran en el cuadro 4.3.

Detector	Coeficiente de Presión α	Coeficiente de Temperatura β
S1	-0.0153±0.0005	-0.0041±0.0001
S2	-0.0355±0.0003	0.0042±0.00008
S3	-0.0114±0.0001	-0.0079±0.00004
S4	-0.0138±0.0001	-0.0074±0.00004
I1	-0.0179±0.0001	-0.0026±0.0002
I2	-0.0102±0.0002	-0.0057±0.0001
I3	-0.0139±0.0001	-0.0075±0.00005
I4	-0.0113±0.0002	-0.0060±0.0001

Cuadro 4.3: Coeficientes de presión y temperatura.

Como se observa en los coeficientes mostrados por el cuadro 4.3; todos los coeficientes obtenidos de presión y de temperatura son negativos con excepción del coeficiente de temperatura del detector S2, el cual muestra un valor positivo, lo cual nos hace suponer que el detector S2 no estuvo operando correctamente.

Por otra parte podemos observar que los coeficientes de temperatura son de un orden de magnitud más pequeño con respecto a los coeficientes obtenidos de presión, lo cual nos indica que los efectos de presión en la componente muónica influyen de manera más importante que los efectos de temperatura. Por lo cual podemos decir que en el caso de la componente muónica registrada durante el mes de abril, las correcciones efectuadas por presión deben de ser consideradas como de primer orden mientras que las correcciones efectuadas por temperatura debemos de considerarlas de segundo orden.

En las figuras 4.6 y 4.7 se muestran las gráficas de dispersión en presión y temperatura con su correspondiente línea de ajuste para la componente muónica correspondiente para el mes de abril registradas para el detector S3 e I3.

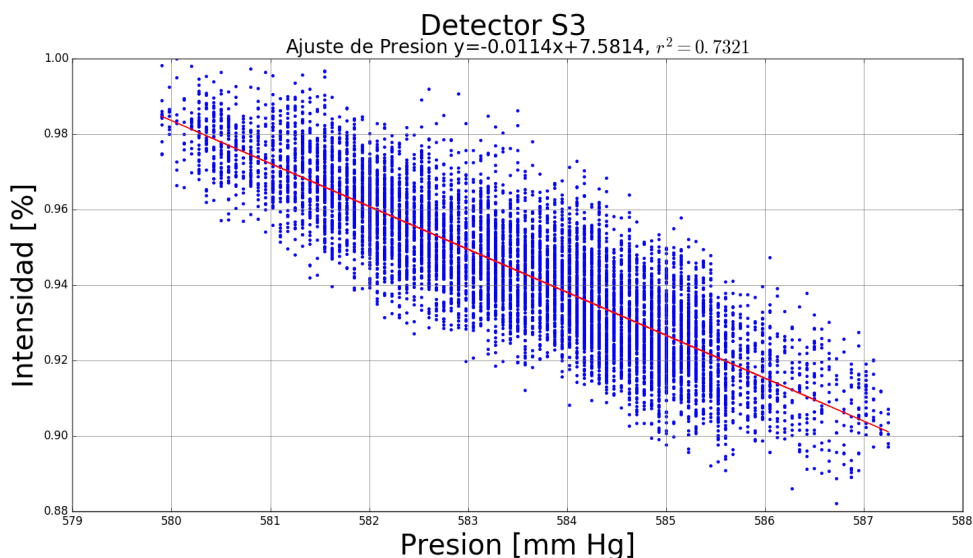


Figura 4.6: Gráfica de dispersión de intensidad vs presión y su recta de ajuste correspondiente al mes de abril para el detector S3.

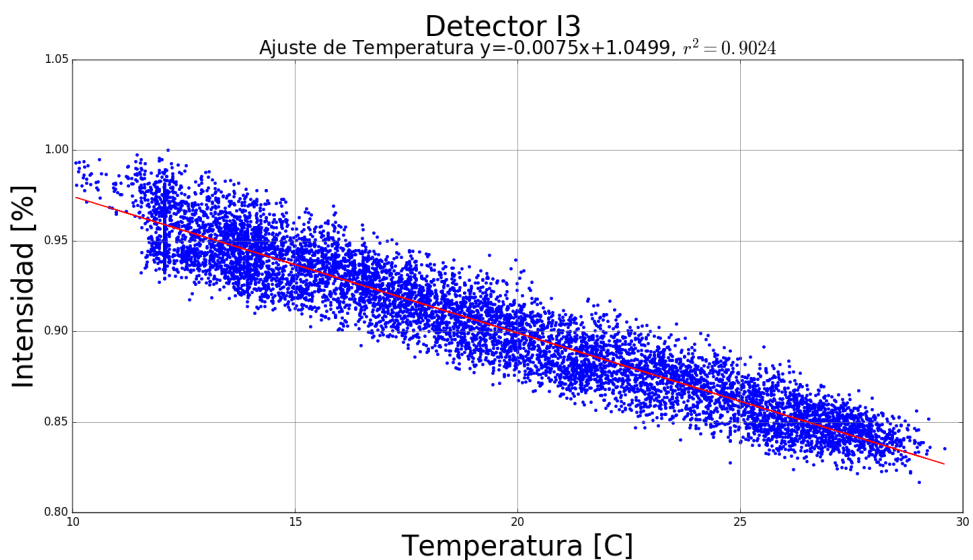


Figura 4.7: Gráfica de dispersión de intensidad vs temperatura con su respectiva recta de ajuste correspondiente al mes de abril para el detector I3.

En la figura 4.6 se muestra el diagrama de dispersión intensidad contra presión; observamos como la recta que ajustamos a los puntos presenta una pendiente negativa, es decir, el coeficiente de presión es negativo, lo

cual significa que la presión influyó en la componente muónica de manera negativa, provocando un efecto de absorción de la componente dura de la radiación cósmica secundaria, debido a que cuando se incrementa la presión, la densidad de la columna de aire aumenta, provocando que la radiación cósmica secundaria tenga que atravesar una mayor cantidad de masa de aire a su paso, con lo cual aumenta la absorción, ocasionando una disminución en la tasa de conteo de muones.

En la figura 4.7 se presenta la gráfica que corresponde a la dispersión de los muones con la temperatura; en ella observamos otra vez que la línea de ajuste tiene pendiente negativa, lo que nos dice que el coeficiente de temperatura es negativo, en este caso tendremos efectos tanto positivos como negativos [2].

Por una parte la disminución en la temperatura provoca una mayor absorción de piones, en consecuencia una menor tasa de producción de muones; por otra parte genera una contracción atmosférica que ocasiona un aumento en su densidad, produciendo un nuevo efecto de absorción de la componente muónica.

Los efectos positivos se deben a que, por la contracción de la atmósfera asociada, los muones tienen que recorrer una trayectoria menor, lo que permite que menos muones decaigan. En el caso de nuestros detectores observamos que el efecto negativo domina sobre el positivo.

En el apéndice D se muestran las gráficas de dispersión en presión y temperatura para los siete plásticos restantes.

4.4.1. Corrección por efectos de presión y temperatura

Como se ha mencionado anteriormente las variaciones de origen atmosférico (sección. 2.5) influyen en la intensidad de la radiación cósmica registrada en la superficie de la Tierra, el estudio de estos efectos atmosféricos es de importancia ya que conocerlos a profundidad nos ayuda a desarrollar mejores métodos para realizar correcciones atmosféricas más precisas las cuales a su vez nos permitirán encontrar variaciones en la intensidad de la radiación cósmica y otros efectos de origen galáctico. En el caso particular de la componente muónica, las variaciones de los parámetros atmosféricos como lo son la presión y la temperatura tienen repercusión en la intensidad de muones registrados por detectores en la superficie de la Tierra.

En esta sección se presentan las correcciones que se aplicaron a la intensidad en cuentas obtenidas en cada uno de los ocho plásticos para las cuentas registradas durante el mes de abril de año 2016, (sección 4.3). Aplicando los coeficientes atmosféricos previamente encontrados (sección 4.4). Con los coeficientes atmosféricos de presión α y temperatura β se realizó la corrección por dichos efectos en la intensidad de cuentas para cada detector para obtener datos de la intensidad de la componente muónica corregidos por los efectos atmosféricos de presión y temperatura, en la figura 4.8 se muestran las gráficas en la intensidad en cuentas así como con su respectiva corrección por efectos de presión y su corrección por efectos de presión y temperatura realizadas para el detector S1. Los datos normalizados se han desplazado restando una cantidad fija a las series de datos corregidas a fin de que puedan apreciarse en una sola gráfica.

Las correcciones se realizaron aplicando la ecuación (2.4) a las cuentas obtenidas en la intensidad de muones del mes de abril del 2016.

Se puede apreciar de la gráfica presentada en la figura 4.8 como las correcciones por presión y por presión y temperatura muestran una ligera disminución en la amplitud de las variaciones con respecto a la amplitud que muestra la gráfica de cuentas. Esto nos indica que las variaciones en intensidad de muones registrada por el detector S1 son menores cuando se corrigen por efectos de presión y temperatura; las fluctuaciones restantes deben corresponder a aquellas debidas al cambio en el flujo de la radiación cósmica primaria.

En el apéndice E se muestran las gráficas de las respectivas correcciones realizadas para los siete detectores restantes.

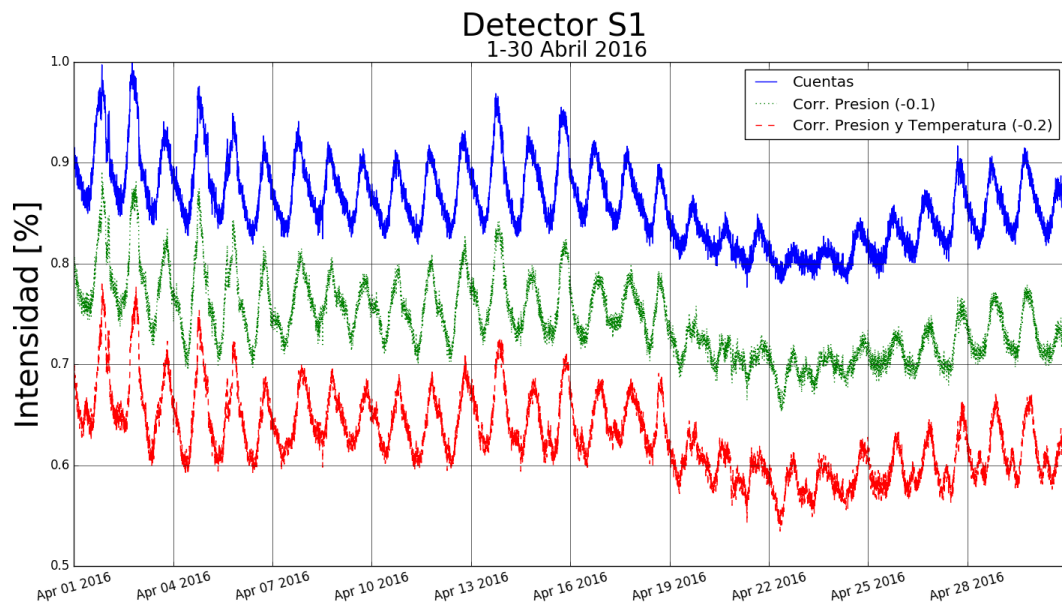


Figura 4.8: Gráfica de intensidad en cuentas y su respectiva corrección por efectos de presión y de presión más temperatura con respecto del tiempo registradas para el detector S1. La gráfica que representa a la corrección por efectos de presión está desplazada en un factor de 0.1; mientras que la gráfica que representa a la corrección por presión y temperatura está desplazada por un factor de 0.2.

En la figura 4.9 se muestra la gráfica de los datos del monitor de neutrones instalado en CU-CDMX, con resolución de 1 hora corregidos por efectos atmosféricos, registrados durante el mes de abril del 2016, comparados con los respectivos datos para muones corregidos por presión y por presión más temperatura registrados por el detector I4 con la misma resolución temporal para el mismo mes y año.

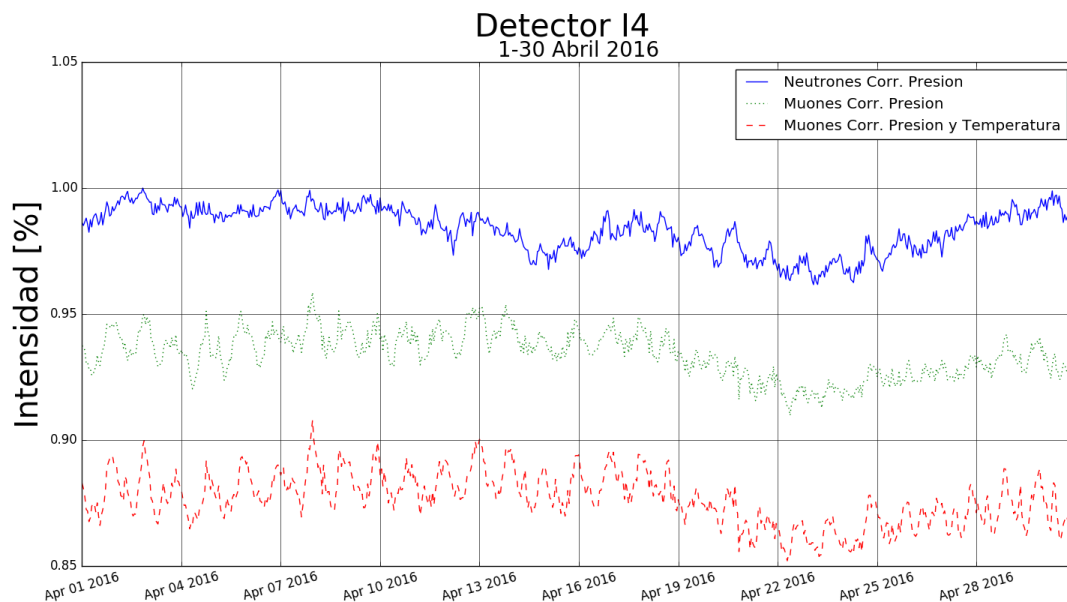


Figura 4.9: Gráfica de la intensidad de cuentas registradas por hora para neutrones corregidos por efectos de presión comparada con la intensidad de muones por hora corregidos por efectos de presión y de presión más temperatura por el detector I4.

De la figura 4.9, podemos observar claramente que el comportamiento de la variación diurna mostrada por

neutrones esta en fase con el comportamiento registrado para muones en sus dos correcciones. Asimismo tanto en la gráfica correspondiente a neutrones como las gráficas correspondientes a muones se observa una caída registrada entre el 10 y el 28 de abril. La cual muestra para ambos detectores la misma estructura es decir la caída, el mínimo y la recuperación en las tres líneas se siguen muy bien. Desde el punto de vista de la amplitud de la variación diurna, la amplitud de la componente muónica es mayor que la amplitud de la componente nucleónica, tal como se observa en la figura 4.9. Esto es debido a que la estadística del monitor de neutrones es mucho mejor que la del telescopio de muones. Lo que es de esperarse ya que las tasas de conteo de los plásticos centelladores son mucho menores que las tasas de conteo del monitor de neutrones.

En el apéndice F se muestran las gráficas realizadas para los siete plásticos restantes.

Conclusiones y trabajo futuro

Los trabajos reportados en esta tesis buscan: 1. Mostrar cuales son los procesos físicos que intervienen en la detección de muones; en especial para un detector instalado a nivel superficial como lo es el telescopio de muones instalado en CU-CDMX. 2.- Realizar una descripción detallada de los componentes del telescopio así como de su funcionamiento. 3.- Ofrecer un análisis de los datos obtenidos por los plásticos centelladores del telescopio durante el mes de abril del 2016, lo cual permitió hacer las correcciones por efectos de temperatura y presión, para obtener las variaciones debidas al flujo de radiación primaria.

Las conclusiones más relevantes que podemos extraer del presente trabajo son:

Que después de estar inactivo por un periodo largo de tiempo, fue posible poner en funcionamiento los ocho plásticos que integran el telescopio de muones instalado en CU-CDMX, logrando detectar partículas de radiación cósmica durante un mes de manera ininterrumpida.

Se logró caracterizar los ocho PMT del telescopio de muones estableciendo sus voltajes de operación. Cuadro 4.1.

Se caracterizó cada uno de los circuitos amplificadores discriminadores de cada detector, por medio de la determinación de sus espectros de energía, encontrando que en ninguno de los espectros se llegó a apreciar la radiación de fondo, debido a los niveles de discriminación establecidos en los amplificadores durante su diseño y fabricación.

Se obtuvieron datos, de la intensidad de partículas para cada uno de los ocho detectores que conforman el telescopio de manera continua durante el mes de abril del 2016. En los datos obtenidos se logran apreciar claramente fenómenos como la variación diurna, para la cual se estableció la amplitud promedio de esta variación para cada uno de los ocho detectores así como también la hora promedio en la que se presentó el máximo de la amplitud para cada detector. Cuadro 4.2.

Por otra parte, analizando los efectos y variaciones atmosféricas que influyen en la componente muónica, se determinaron los coeficientes de presión y de temperatura para cada uno de los detectores. Cuadro 4.3.

Con los coeficientes de presión y temperatura, se hicieron las correspondientes correcciones en presión y temperatura, en la intensidad de muones, para cada uno de los ocho detectores.

Finalmente comparamos el comportamiento del telescopio de muones con el del monitor de neutrones instalado en el mismo sitio (Figura 4.9), para el mismo mes y con la misma resolución temporal, encontrando que los datos de ambos detectores muestran una estructura similar en su comportamiento y una diferencia notable en cuanto a la amplitud de cada componente siendo la amplitud de la componente muónica un orden de magnitud mayor en comparación con la amplitud de la componente hadrónica debido principalmente a la menor tasa de conteo de los plásticos centelladores que conforman al telescopio de muones.

Los trabajos futuros que podemos proponer son: 1.- Como se ha mostrado en los resultados expuestos

en esta tesis el detector S2 no tiene un funcionamiento correcto, por lo cual es de gran importancia realizar las correcciones electrónicas correspondientes para garantizar el óptimo funcionamiento de este detector y del telescopio mismo. 2.- Una vez que el funcionamiento de los ocho plásticos sea el correcto el siguiente paso natural será el de poner en funcionamiento los sistemas de dobles coincidencias y los circuitos lógicos del telescopio de muones, los cuales nos permitirán obtener información de la intensidad en la componente muónica proveniente de las direcciones: este, oeste, norte, sur y vertical. Y así mismo obtener información de las componentes electromagnética, nucleónica y muónica a través de la dirección superior, que el mismo telescopio permite registrar.

Apéndice A

Mesetas

A continuación se muestran las gráficas correspondientes a las mesetas los detectores restantes.

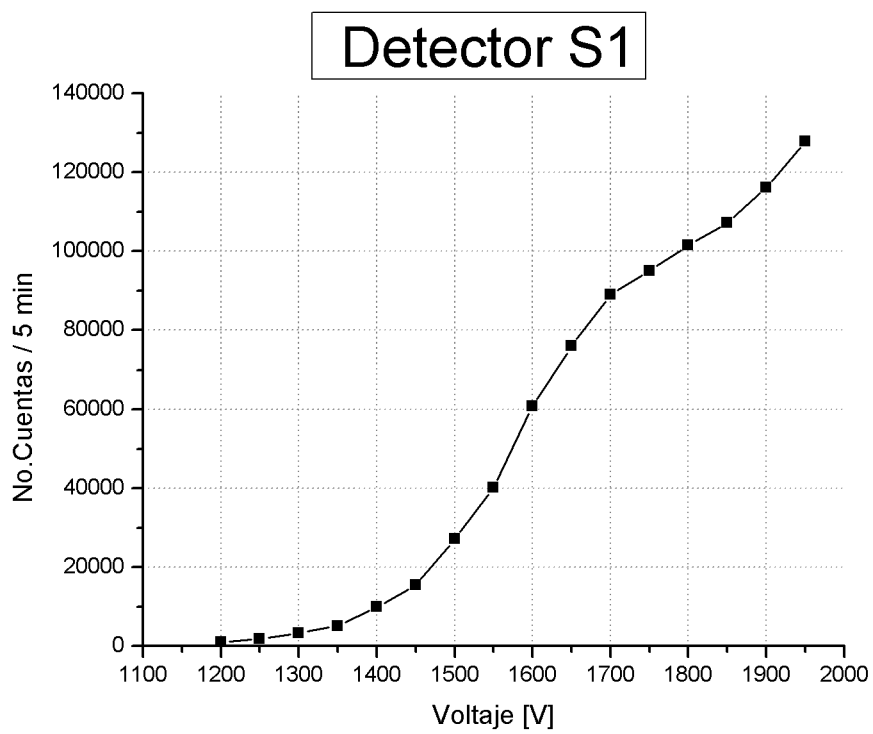


Figura A.1: Gráfica de cuentas vs voltaje, para determinar la meseta y voltaje de operación para el detector S1.

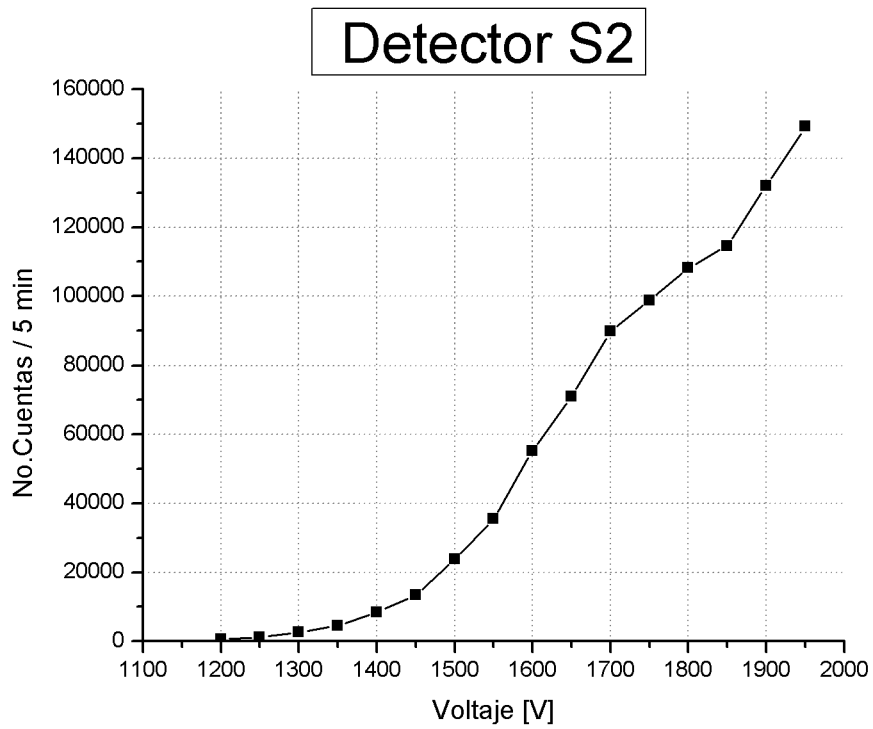


Figura A.2: Gráfica de cuentas vs voltaje, para determinar la meseta y voltaje de operación para el detector S2.

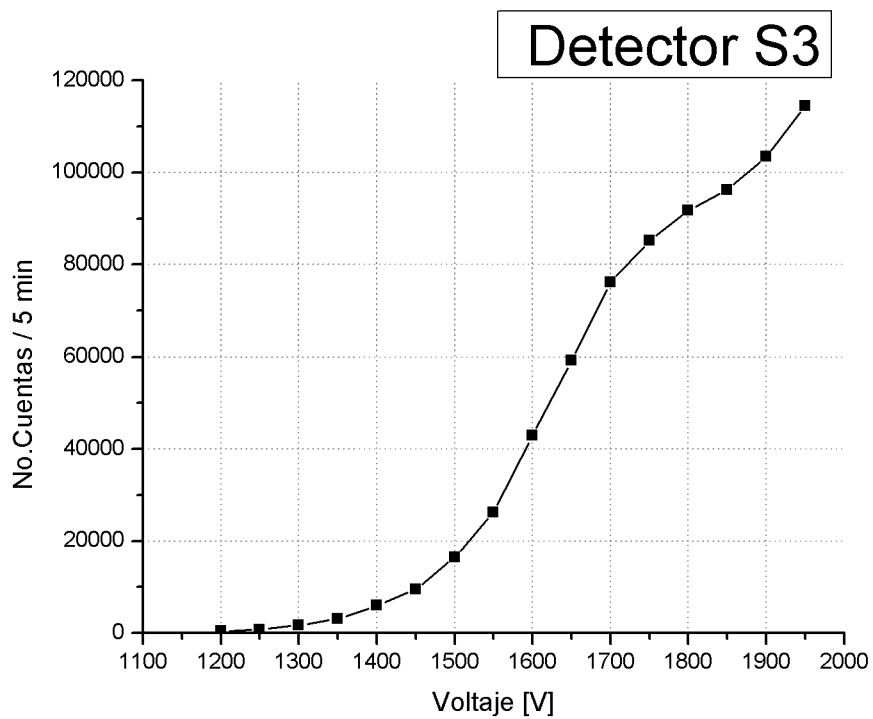


Figura A.3: Gráfica de cuentas vs voltaje, para determinar la meseta y voltaje de operación para el detector S3.

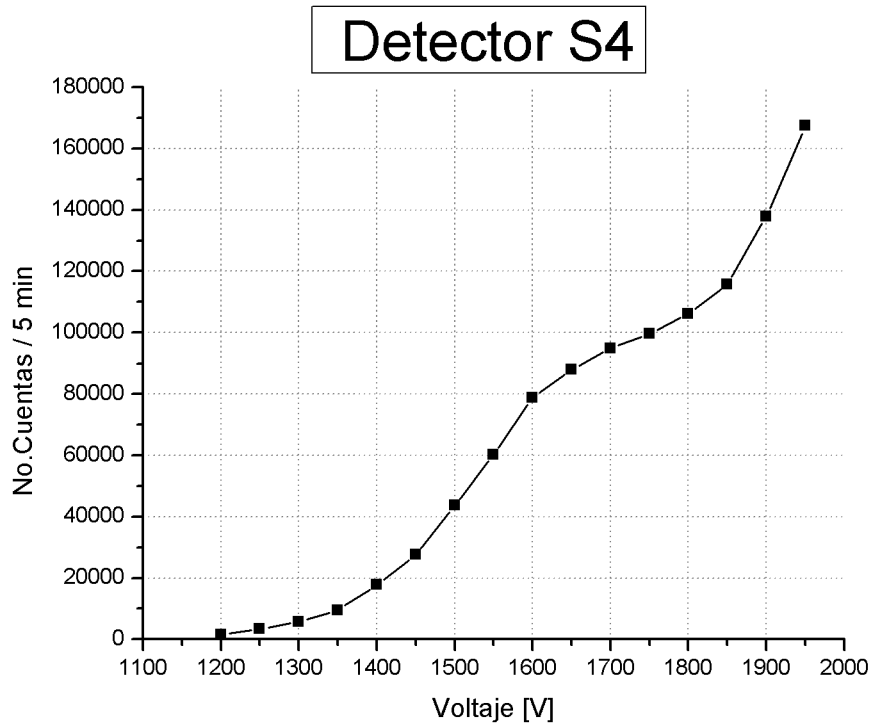


Figura A.4: Gráfica de cuentas vs voltaje, para determinar la meseta y voltaje de operación para el detector S4.

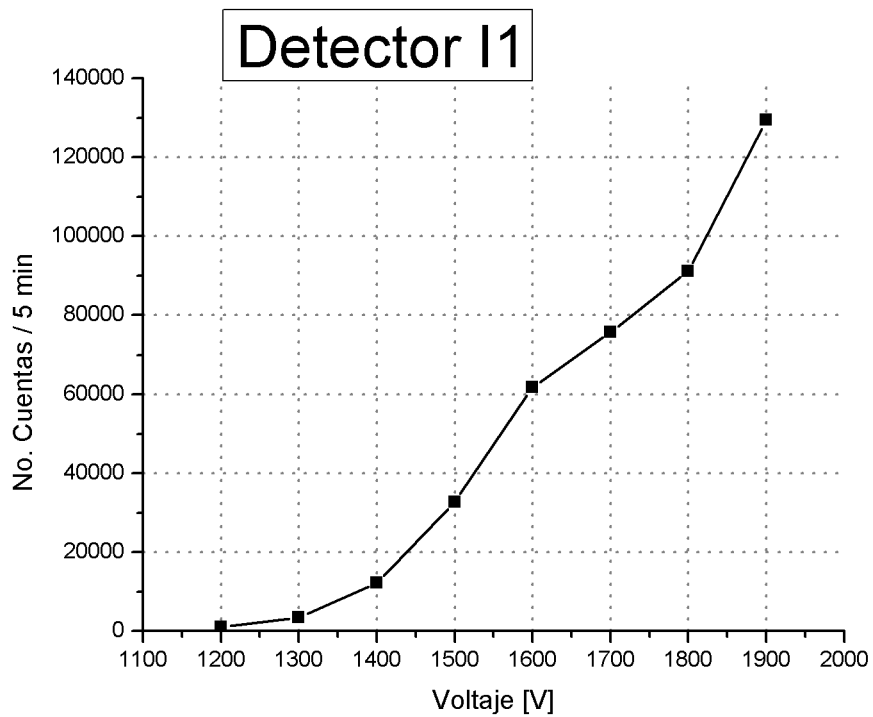


Figura A.5: Gráfica de cuentas vs voltaje, para determinar la meseta y voltaje de operación para el detector I1.

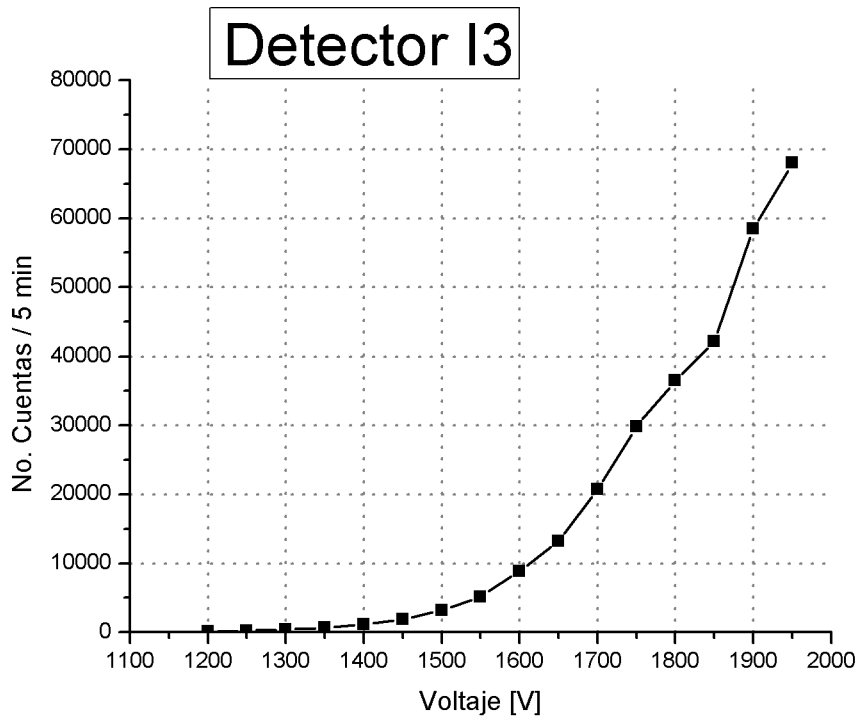


Figura A.6: Gráfica de cuentas vs voltaje, para determinar la meseta y voltaje de operación para el detector I3.

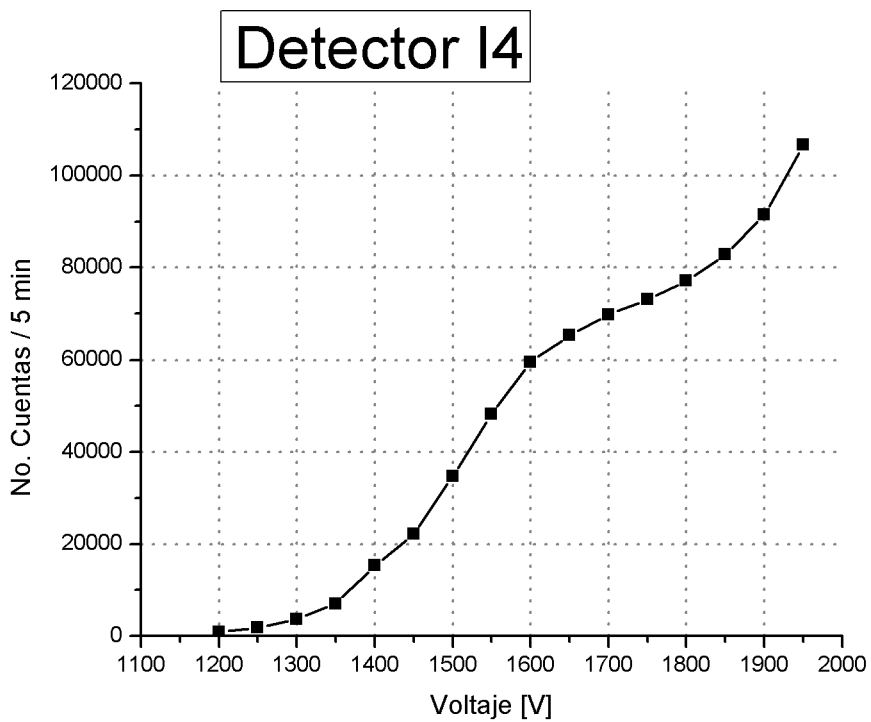


Figura A.7: Gráfica de cuentas vs voltaje, para determinar la meseta y voltaje de operación para el detector I4.

Apéndice B

Espectros de energía

En esta sección se muestran las gráficas realizadas para determinar los espectros de energía de los detectores restantes.

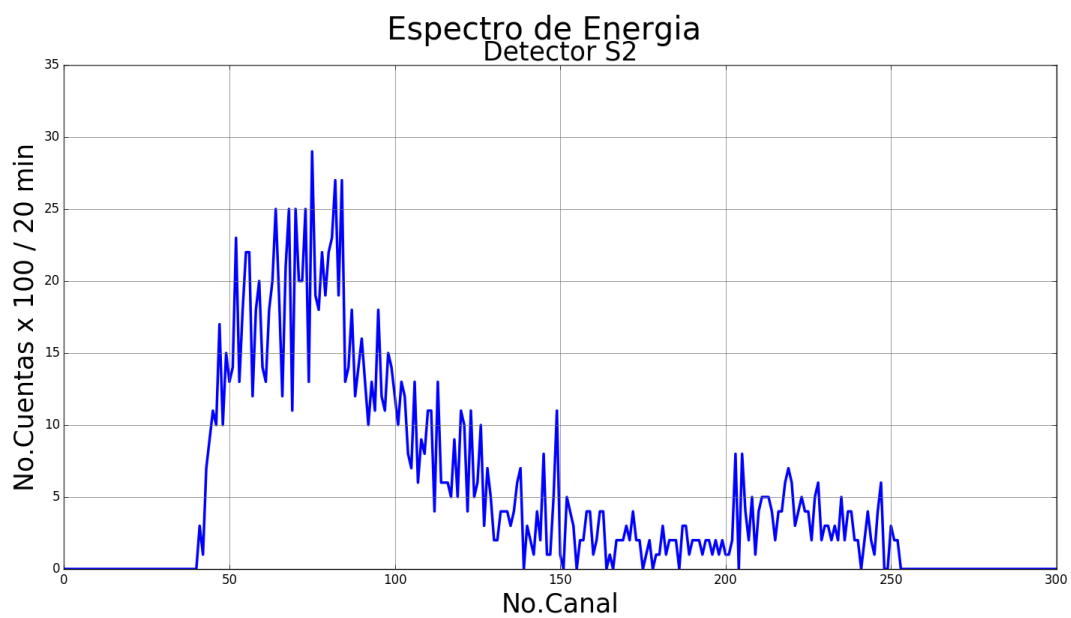


Figura B.1: Gráfica de cuentas vs canal energético, correspondiente al espectro de energía del detector S2.

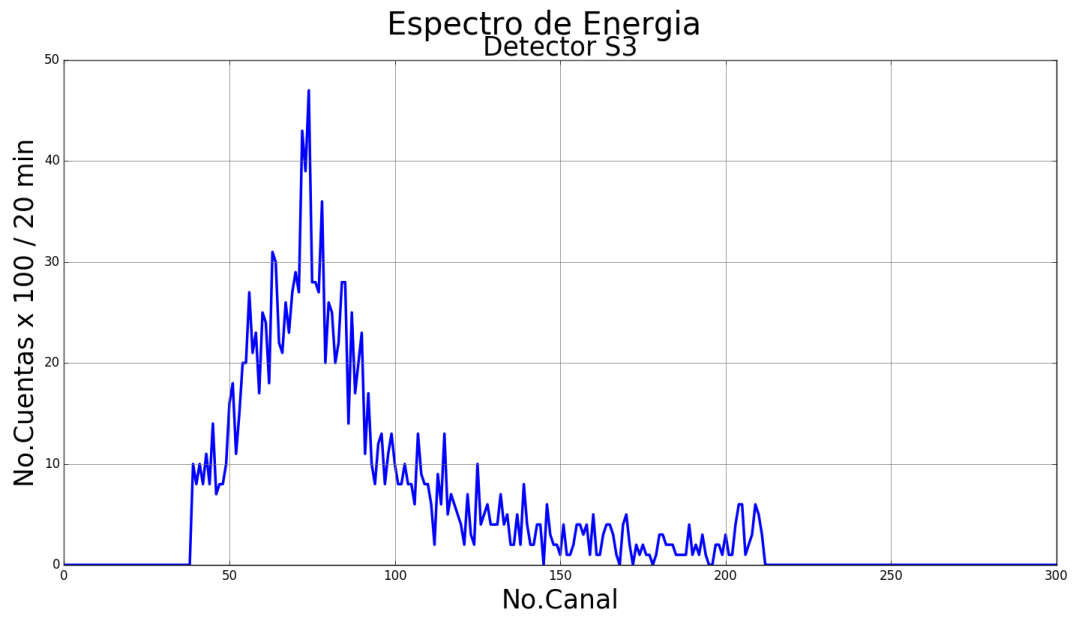


Figura B.2: Gráfica de cuentas vs canal energético, correspondiente al espectro de energía del detector S3.

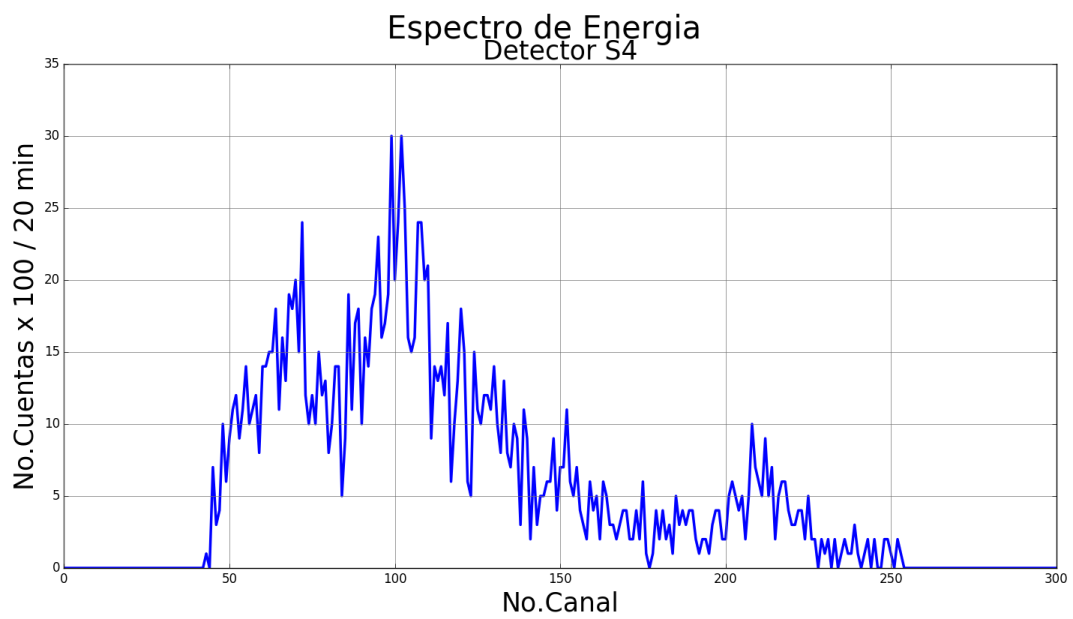


Figura B.3: Gráfica de cuentas vs canal energético, correspondiente al espectro de energía del detector S4.

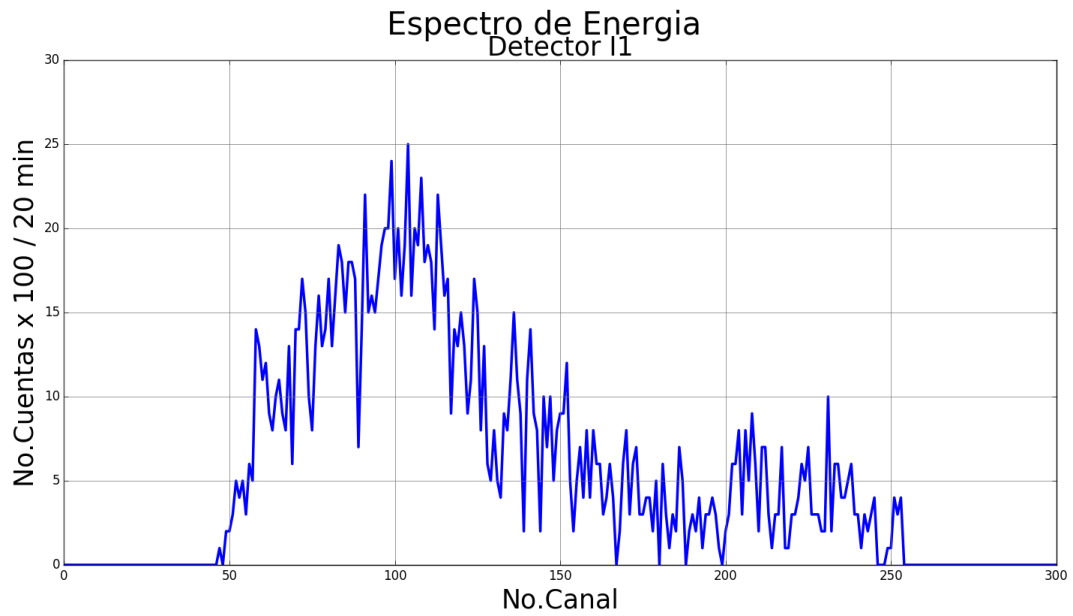


Figura B.4: Gráfica de cuentas vs canal energético, correspondiente al espectro de energía del detector I1.

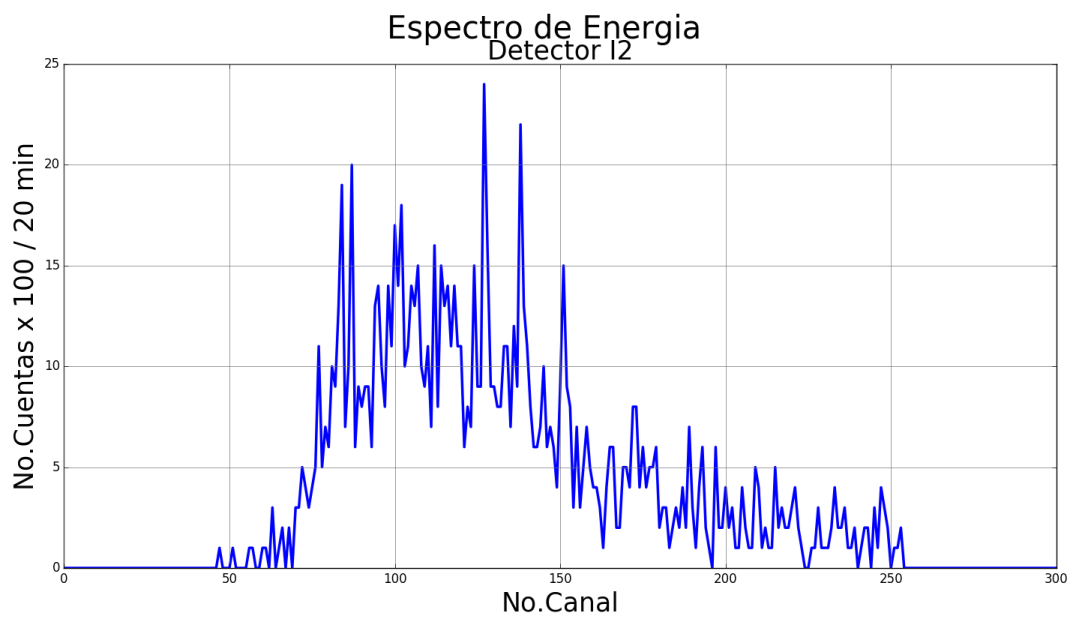


Figura B.5: Gráfica de cuentas vs canal energético, correspondiente al espectro de energía del detector I2.

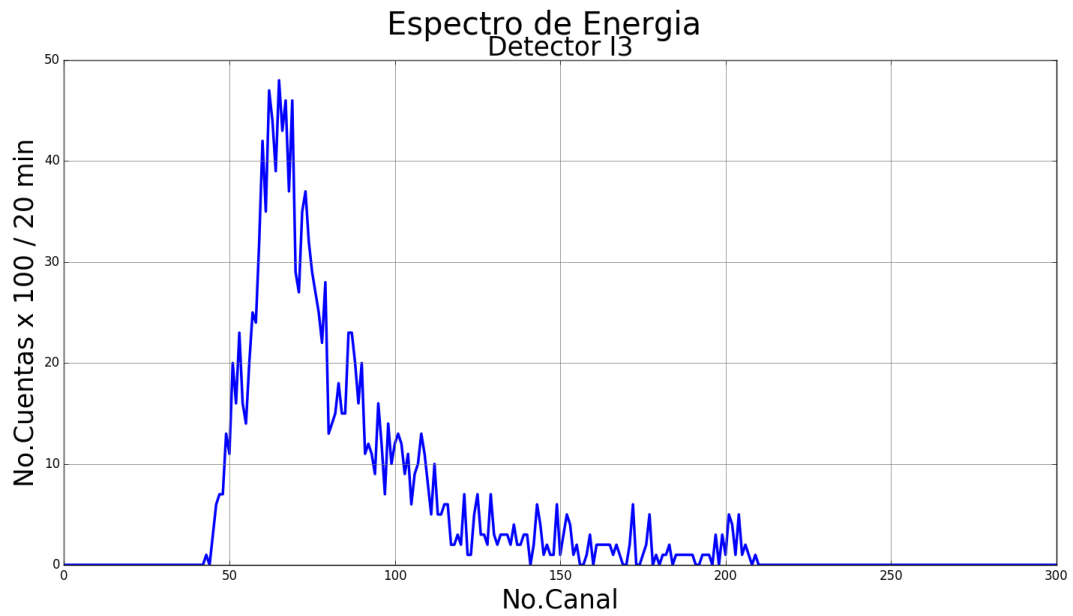


Figura B.6: Gráfica de cuentas vs canal energético, correspondiente al espectro de energía del detector I3.

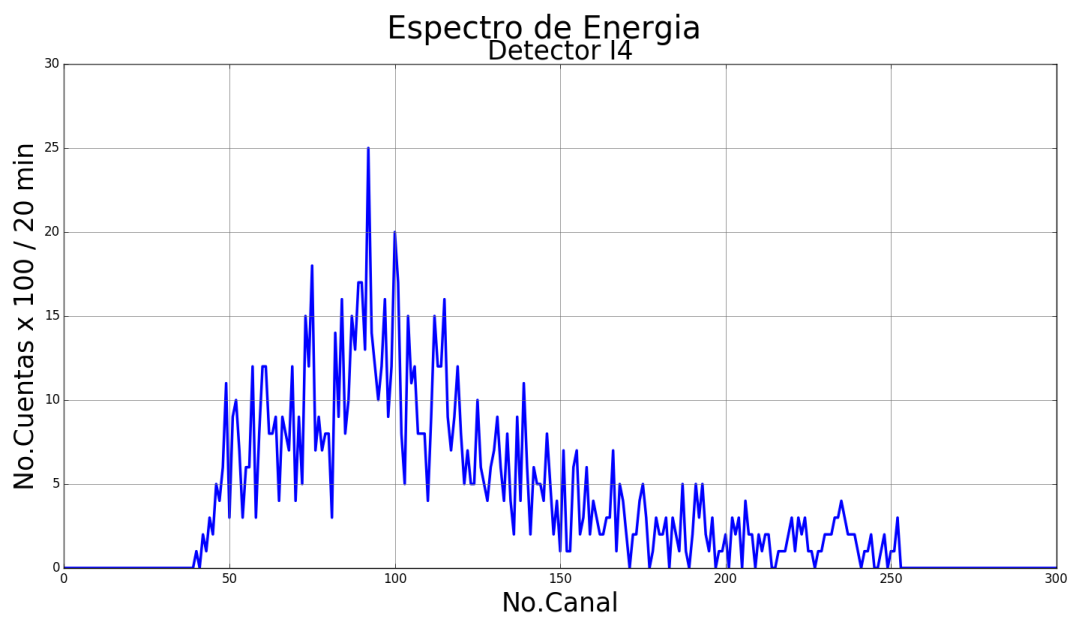


Figura B.7: Gráfica de cuentas vs canal energético, correspondiente al espectro de energía del detector I4.

Gráficas de plásticos centelladores

En esta sección se muestran las gráficas que corresponden a los datos registrados por plásticos centelladores restantes.

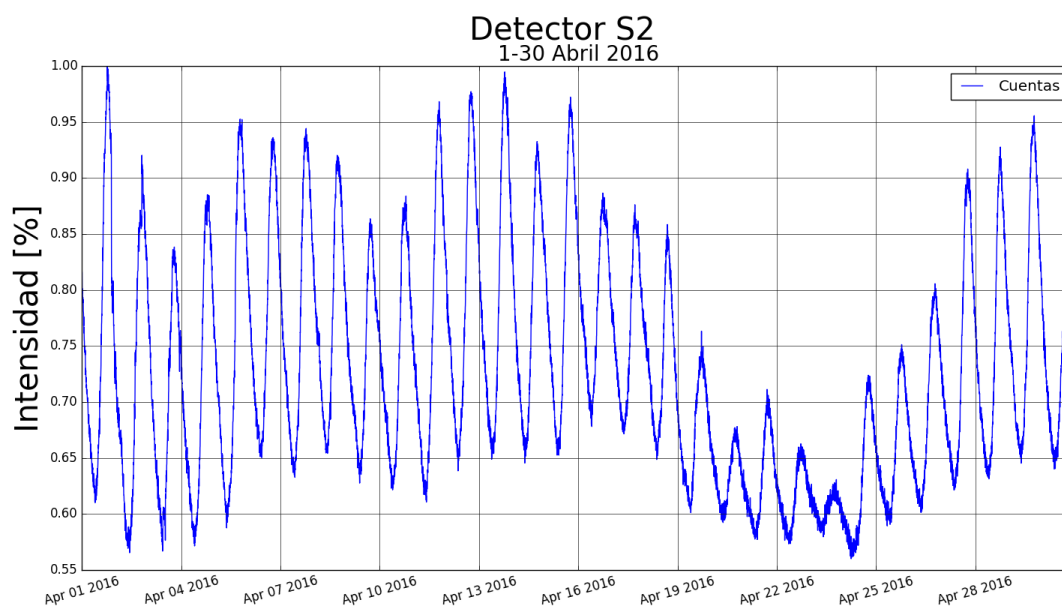


Figura C.1: Gráfica de intensidad de las cuentas con respecto del tiempo registradas en el detector S2.

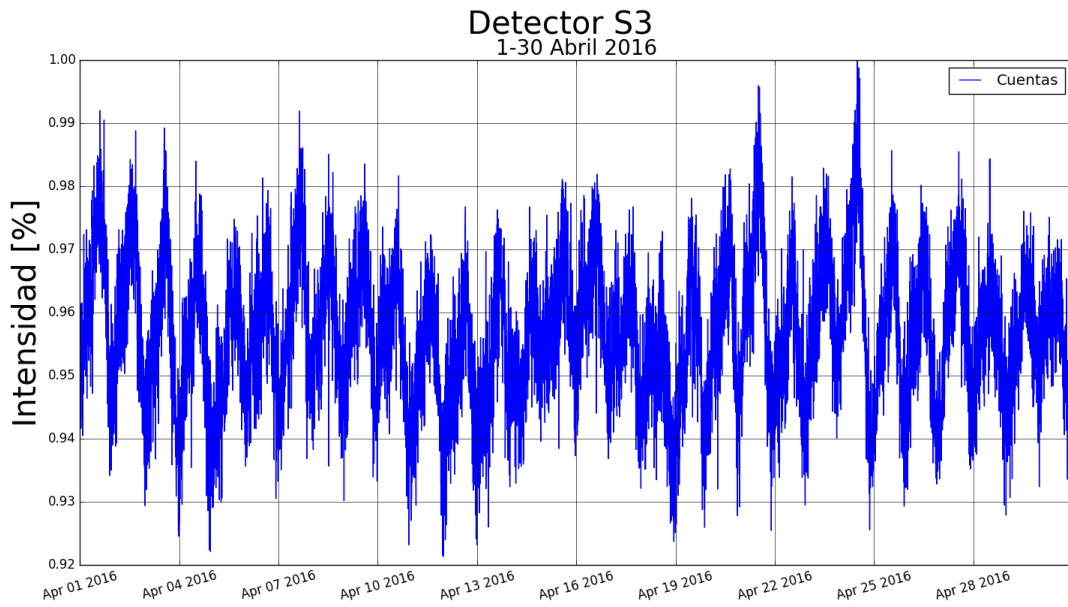


Figura C.2: Gráfica de intensidad de las cuentas con respecto del tiempo registradas por el detector S3.

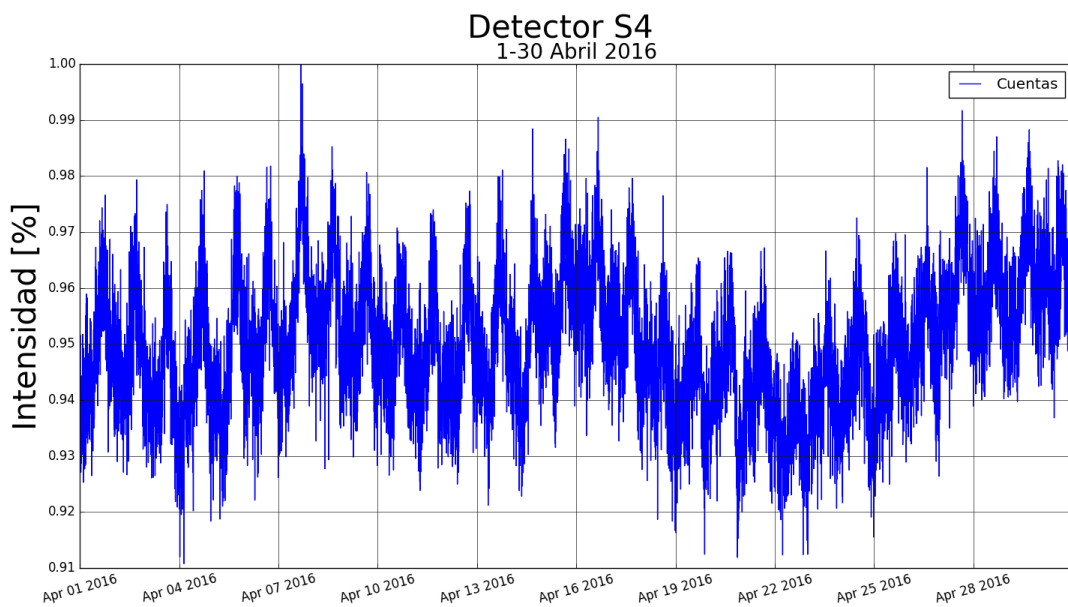


Figura C.3: Gráfica de intensidad de las cuentas con respecto del tiempo registradas por el detector S4.

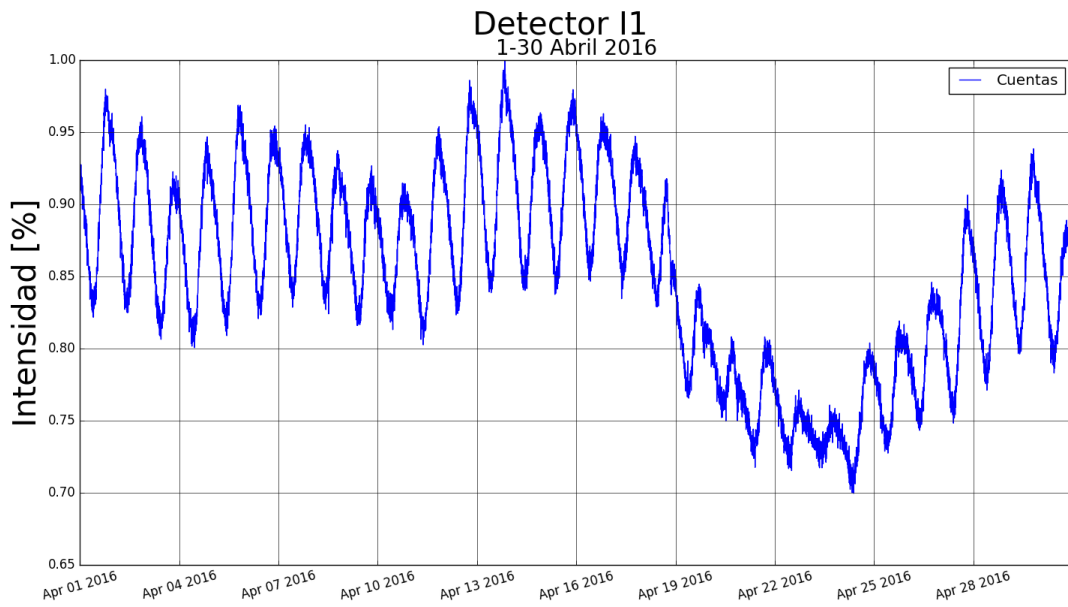


Figura C.4: Gráfica de intensidad de las cuentas con respecto del tiempo registradas por el detector I1.

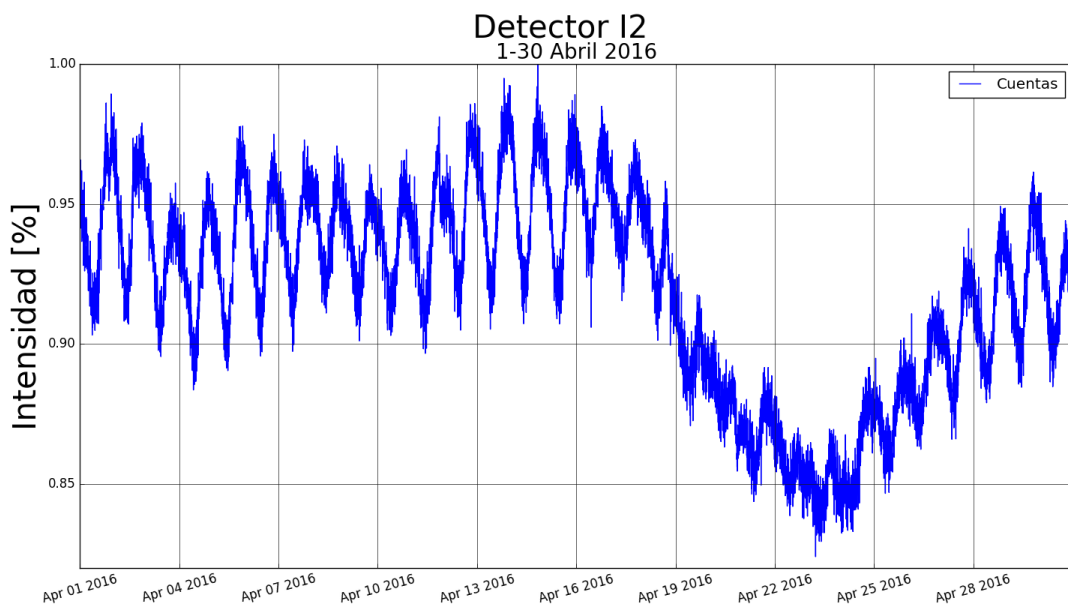


Figura C.5: Gráfica de intensidad de las cuentas con respecto del tiempo registradas por el detector I2.

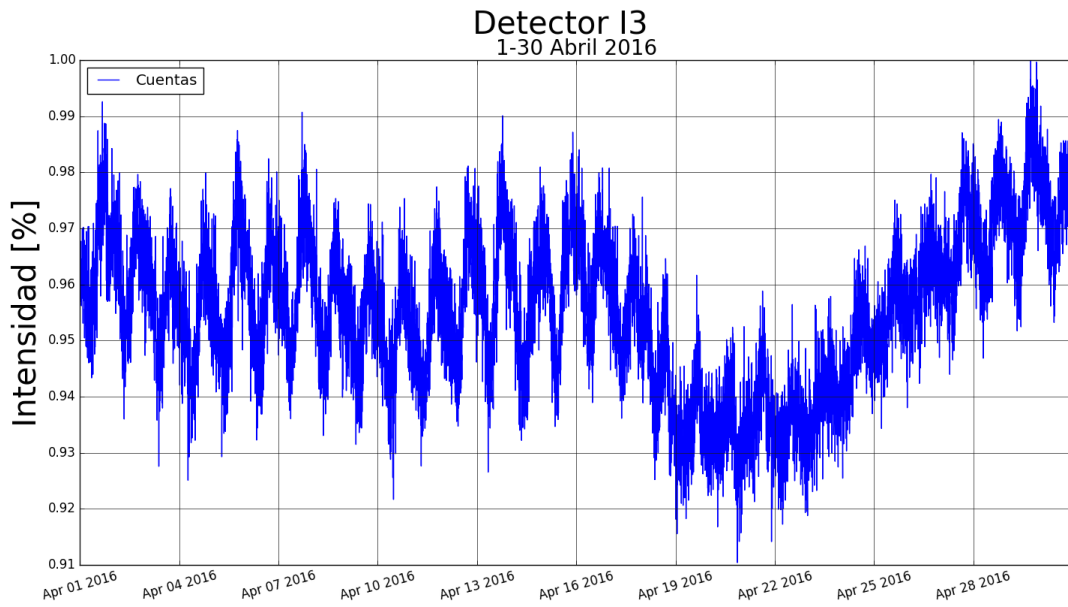


Figura C.6: Gráfica de intensidad de las cuentas con respecto del tiempo registradas por el detector I3.

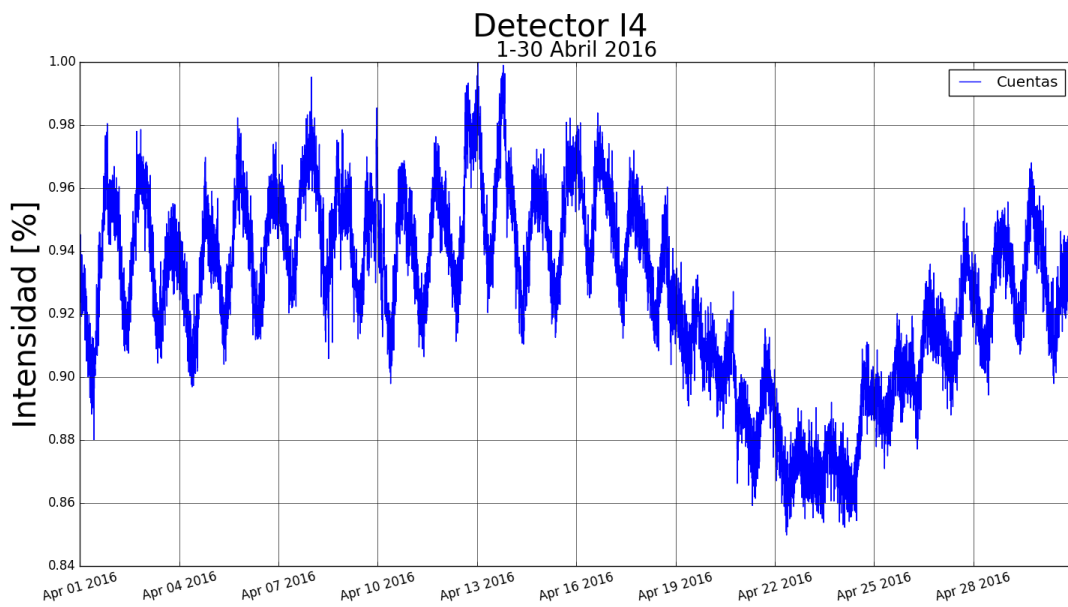


Figura C.7: Gráfica de intensidad de las cuentas con respecto del tiempo registradas por el detector I4.

Apéndice D

Gráficas de dispersión de presión y temperatura

A continuación mostramos las gráficas de dispersión de presión y de temperatura correspondientes a los detectores restantes.

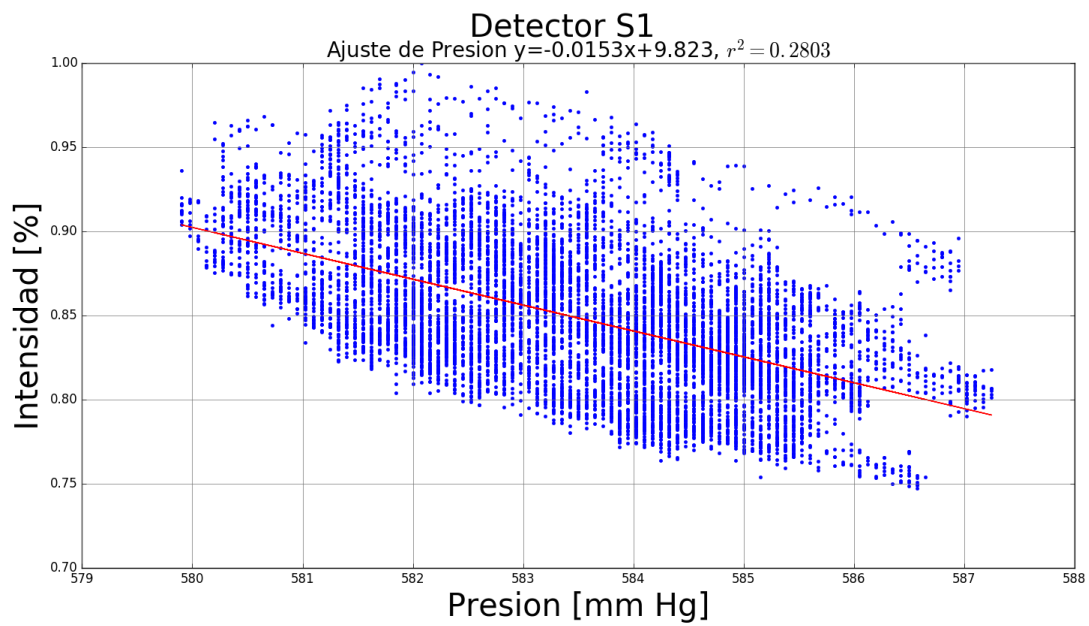


Figura D.1: Gráfica de dispersión de intensidad vs presión y su recta de ajuste correspondiente al detector S1.

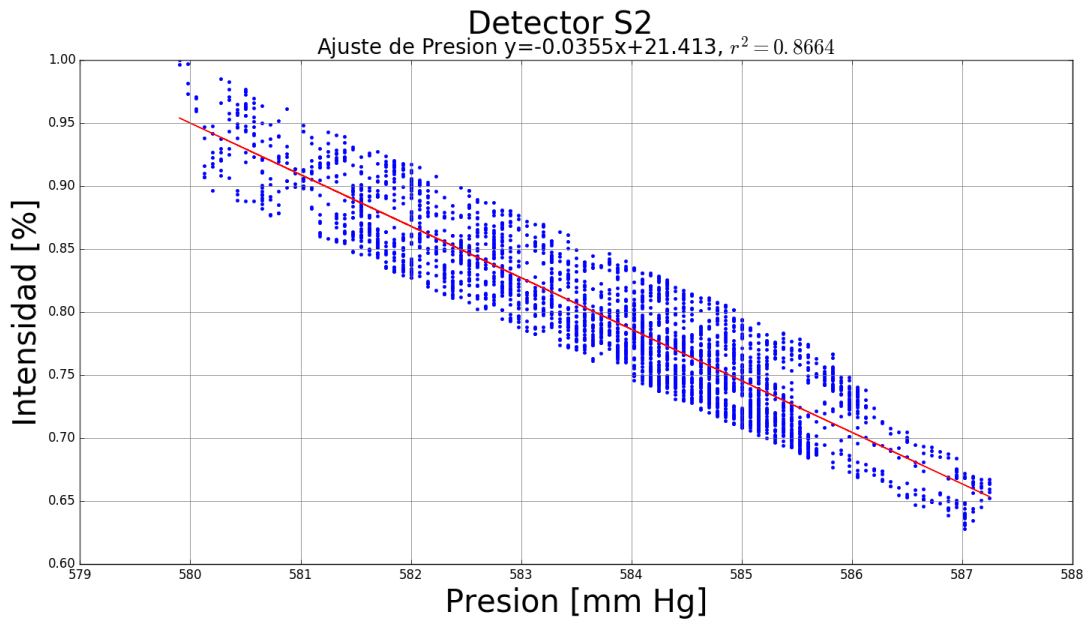


Figura D.2: Gráfica de dispersión de intensidad vs presión y su recta de ajuste correspondiente al mes de abril para el detector S2.

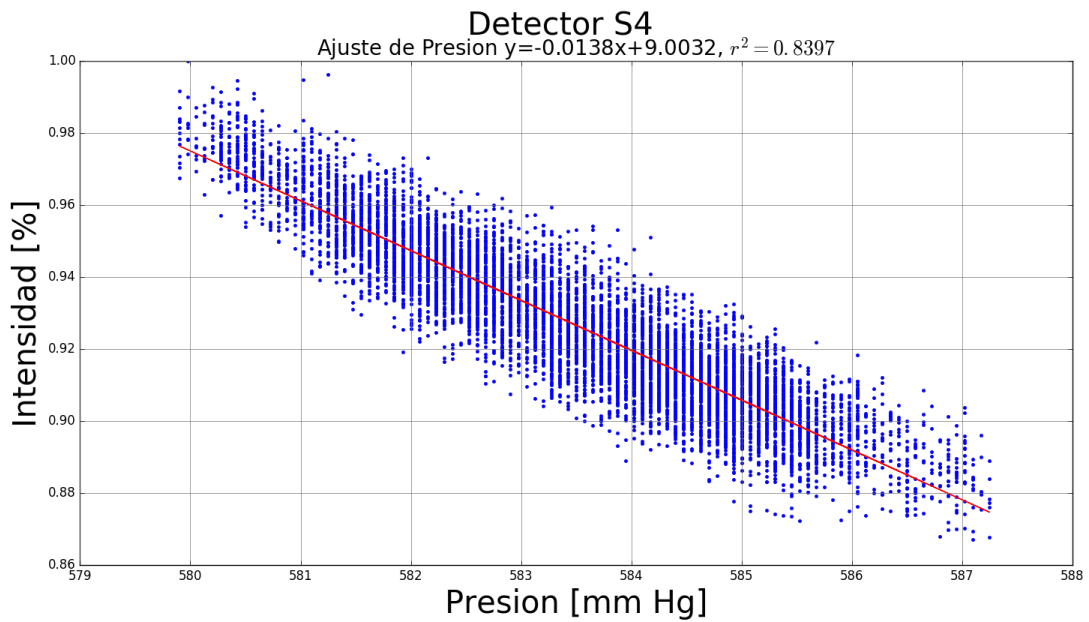


Figura D.3: Gráfica de dispersión de intensidad vs presión y su recta de ajuste correspondiente para el detector S4.

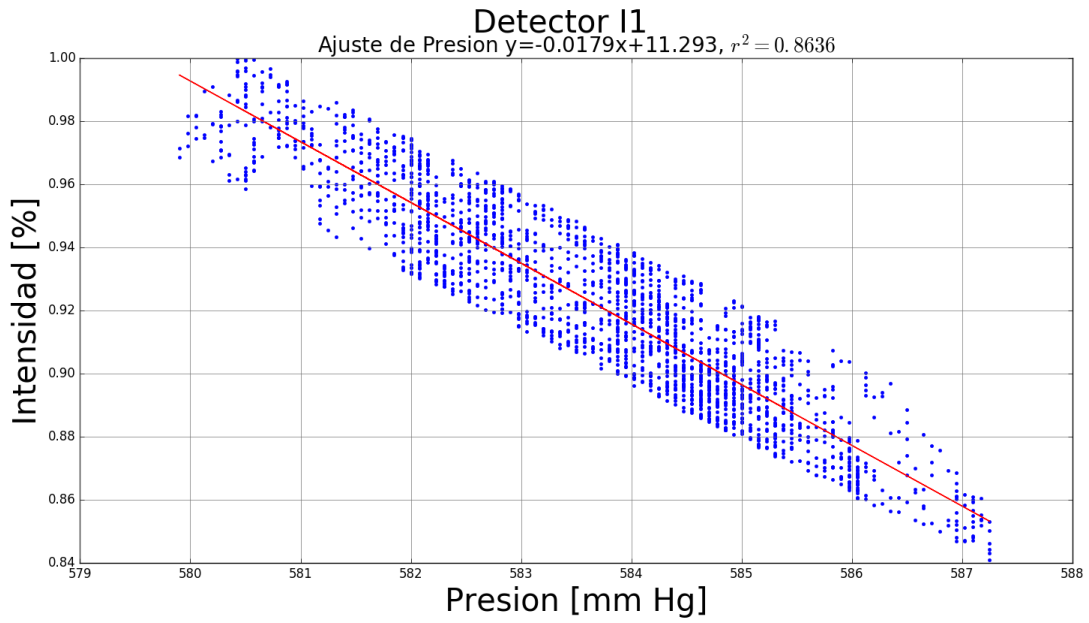


Figura D.4: Gráfica de dispersión de intensidad vs presión y su recta de ajuste correspondiente al mes de abril para el detector I1.

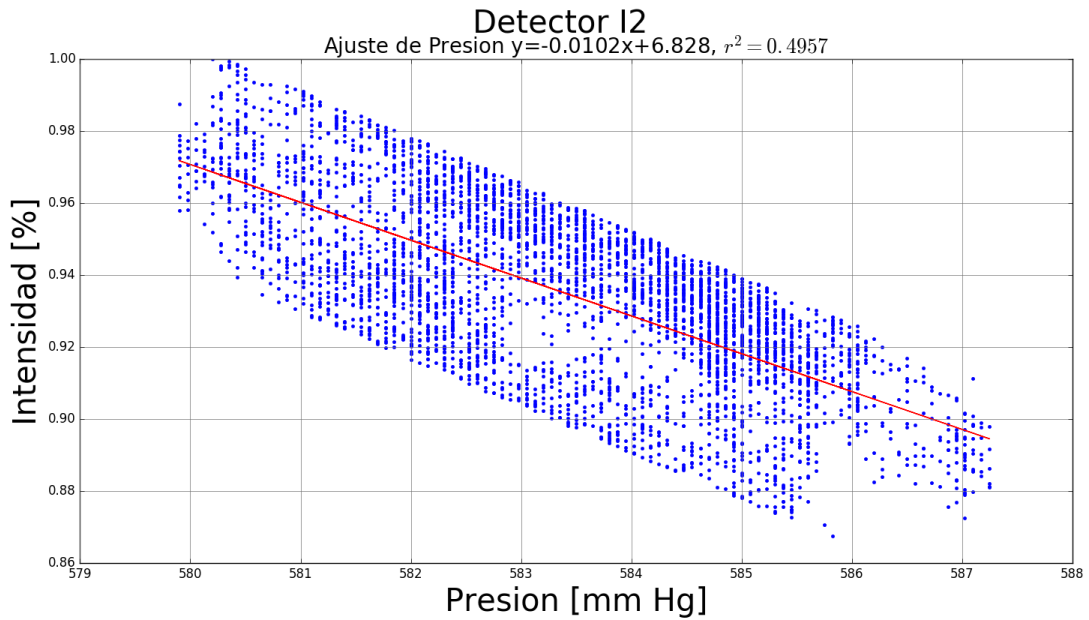


Figura D.5: Gráfica de dispersión de intensidad vs presión y su recta de ajuste correspondiente al mes de abril para el detector I2.

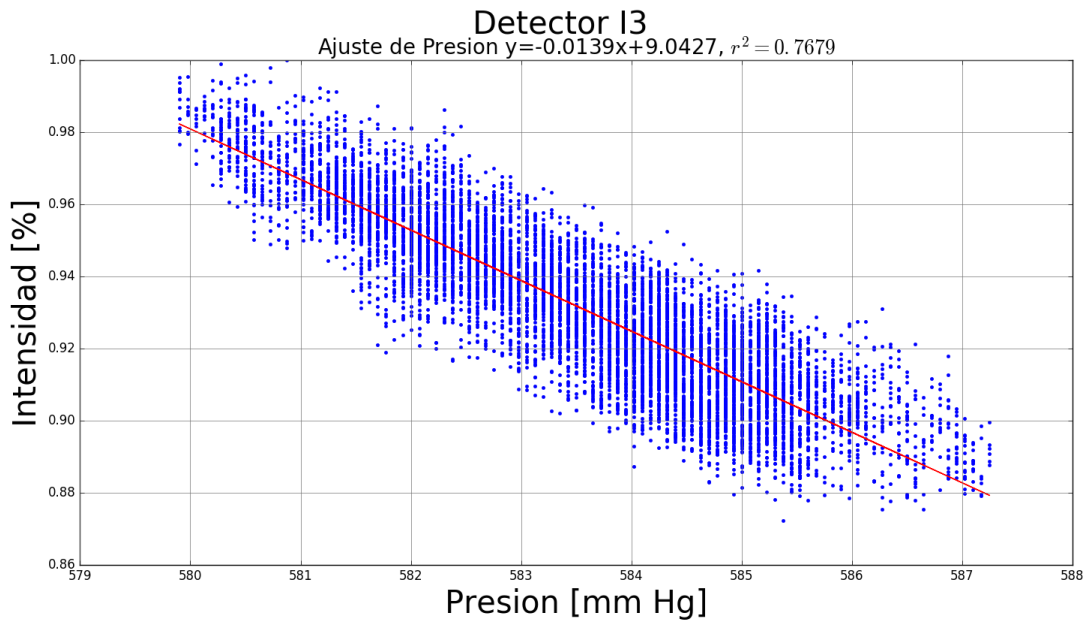


Figura D.6: Gráfica de dispersión de intensidad vs presión y su recta de ajuste correspondiente al mes de abril para el detector I3.

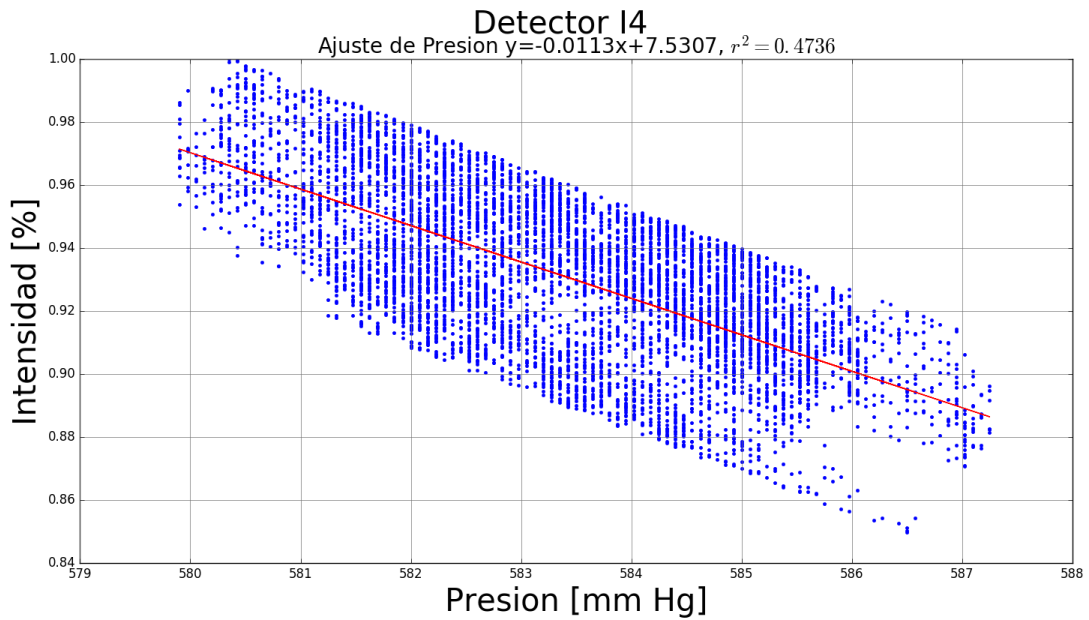


Figura D.7: Gráfica de dispersión de intensidad vs presión y su recta de ajuste correspondiente al mes de abril para el detector I4.

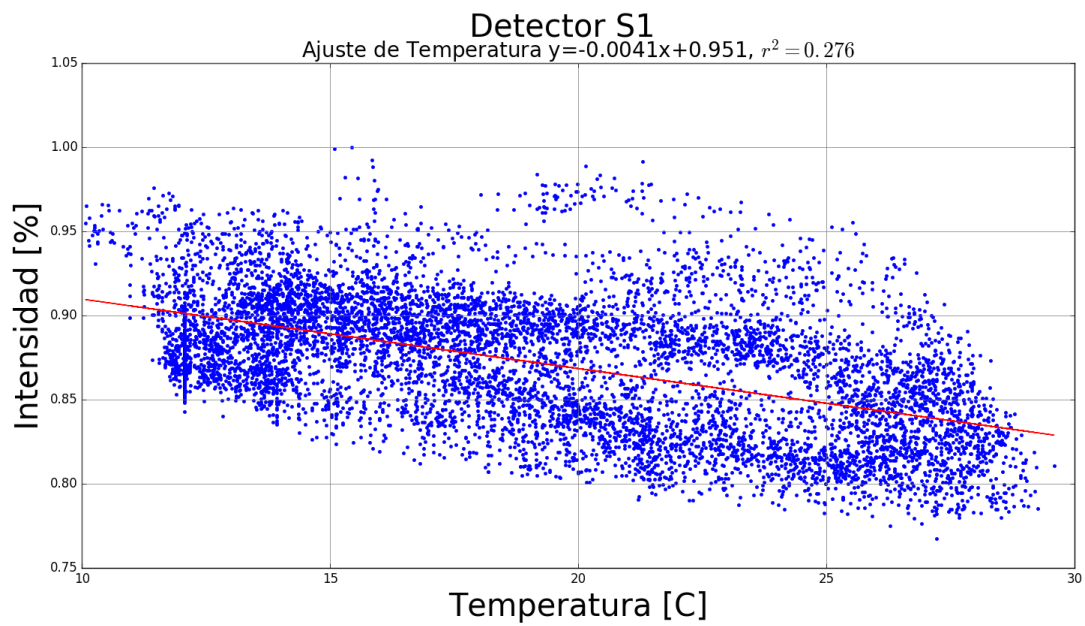


Figura D.8: Gráfica de dispersión de intensidad vs temperatura y su recta de ajuste correspondiente al mes de abril para el detector S1.

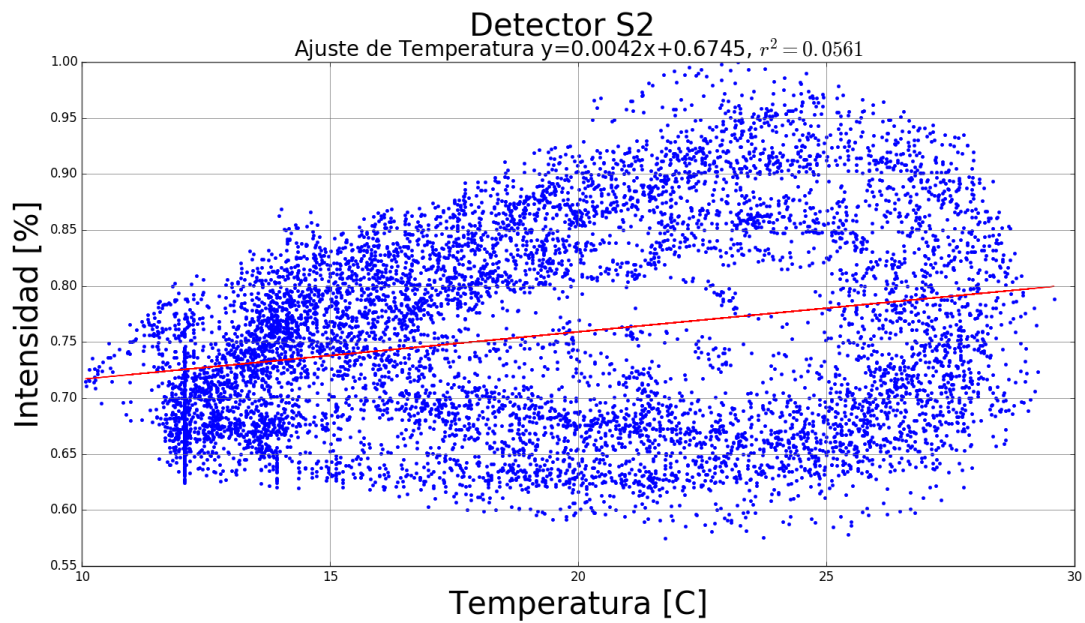


Figura D.9: Gráfica de dispersión de intensidad vs temperatura y su recta de ajuste correspondiente al mes de abril para el detector S2.

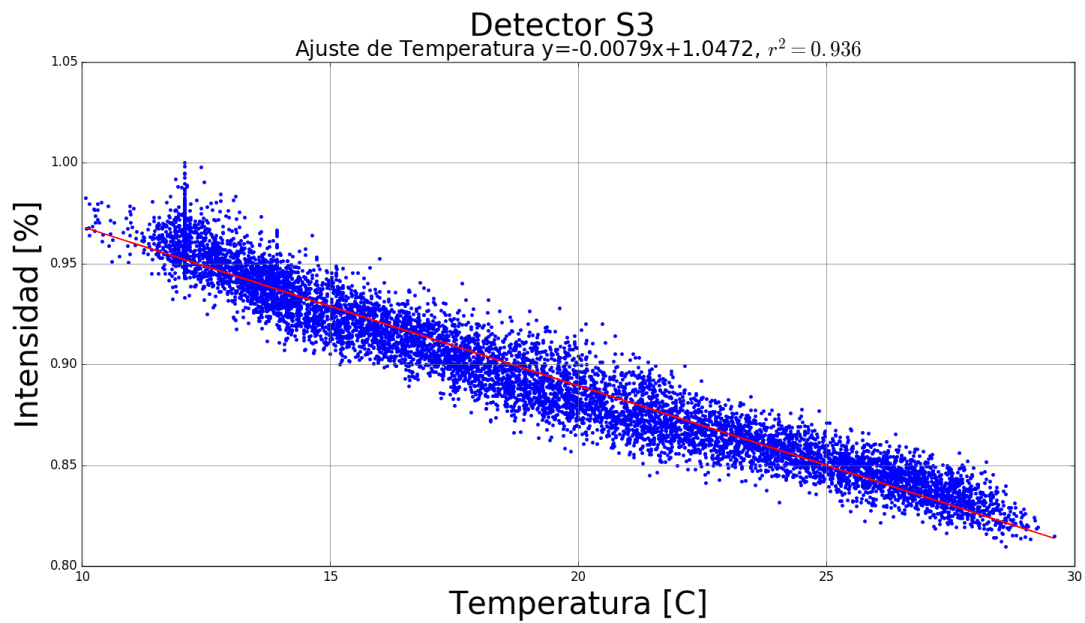


Figura D.10: Gráfica de dispersión de intensidad vs temperatura y su recta de ajuste para el detector S3.

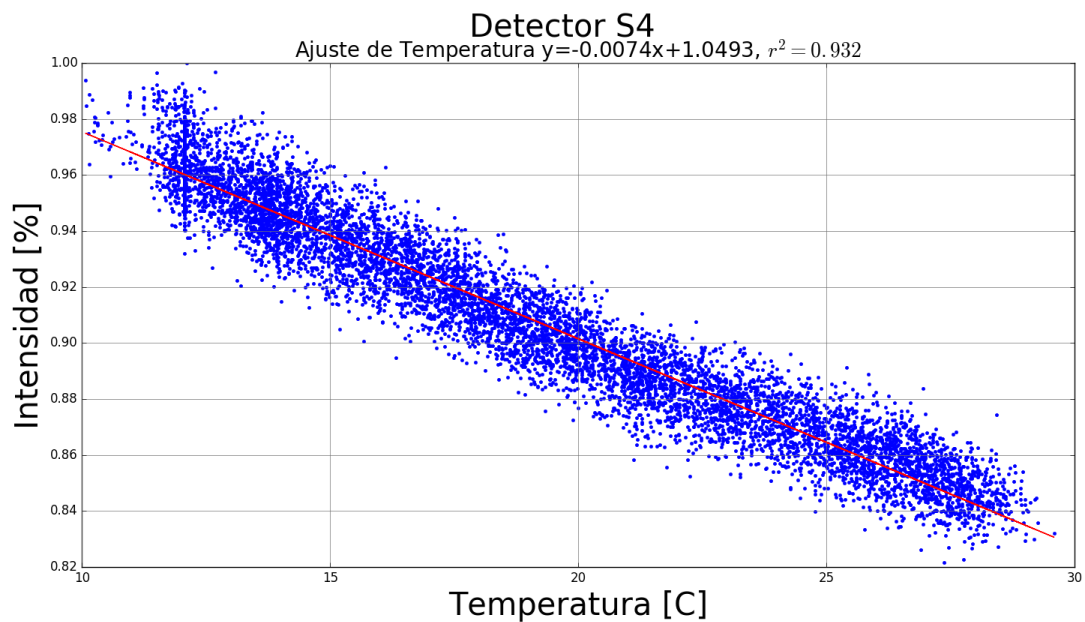


Figura D.11: Gráfica de dispersión de intensidad vs temperatura y su recta de ajuste correspondiente al detector S4.

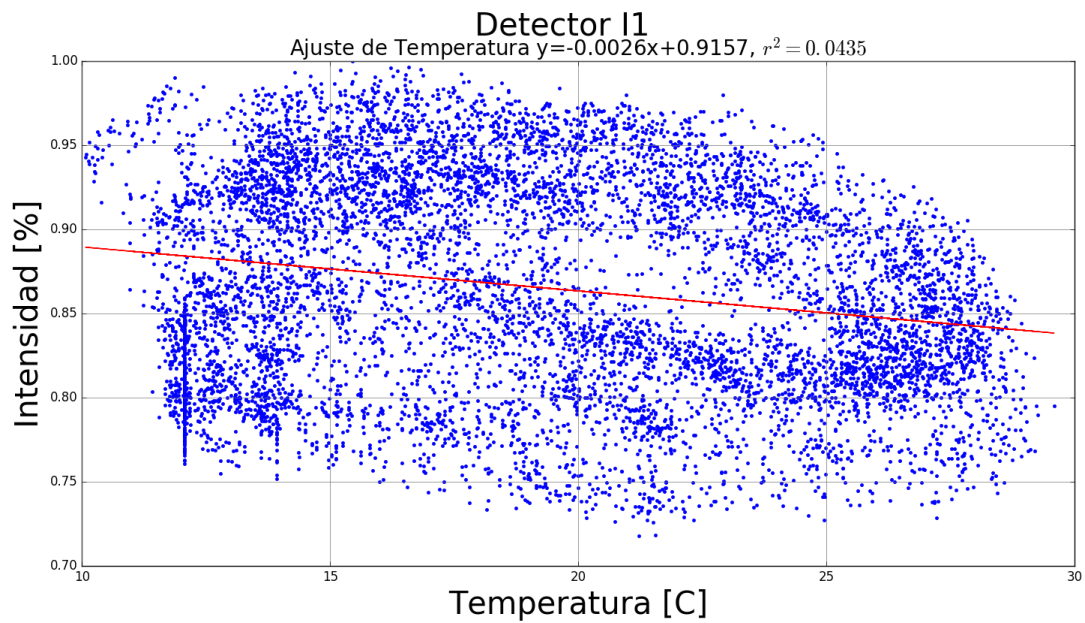


Figura D.12: Gráfica de dispersión de intensidad vs temperatura y su recta de ajuste correspondiente para el detector I1.

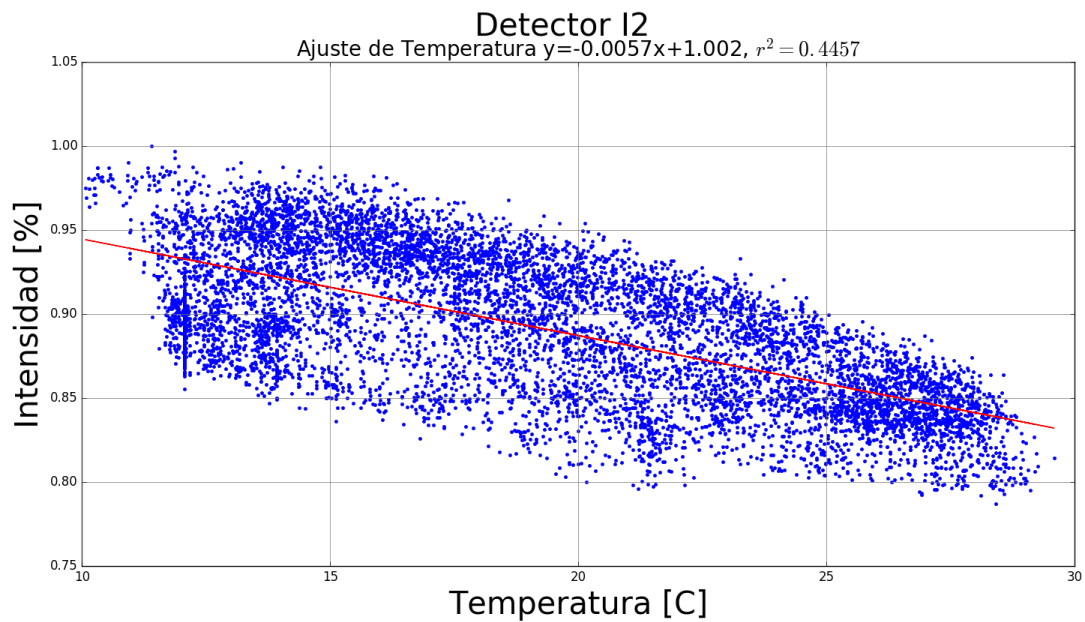


Figura D.13: Gráfica de dispersión de intensidad vs temperatura y su recta de ajuste correspondiente al detector I2.

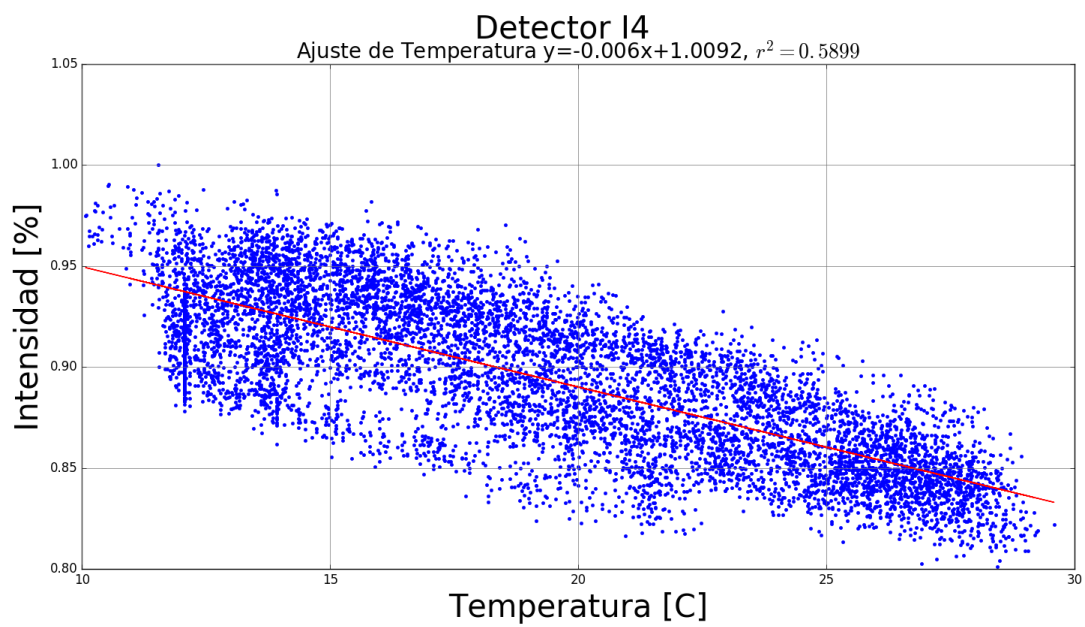


Figura D.14: Gráfica de dispersión de intensidad vs temperatura con su respectiva recta de ajuste para el detector I4.

Corrección por efectos de presión y temperatura

En esta sección se muestran las gráficas correspondientes a las correcciones por efectos de presión y de presión más temperatura realizadas para los detectores restantes.

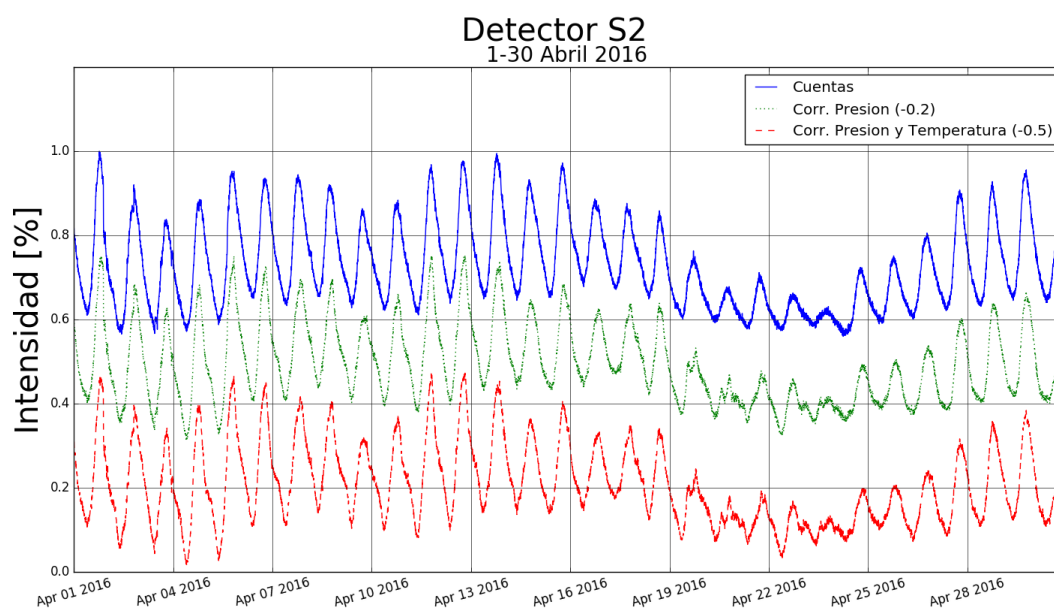


Figura E.1: Gráfica de intensidad en cuentas y su respectiva corrección por efectos de presión y presión y temperatura con respecto del tiempo registradas en el detector S2. La gráfica que representa a la corrección por efectos de presión está desplazada en un factor de 0.2; mientras que la gráfica que representa a la corrección por presión y temperatura está desplazada por un factor de 0.5.

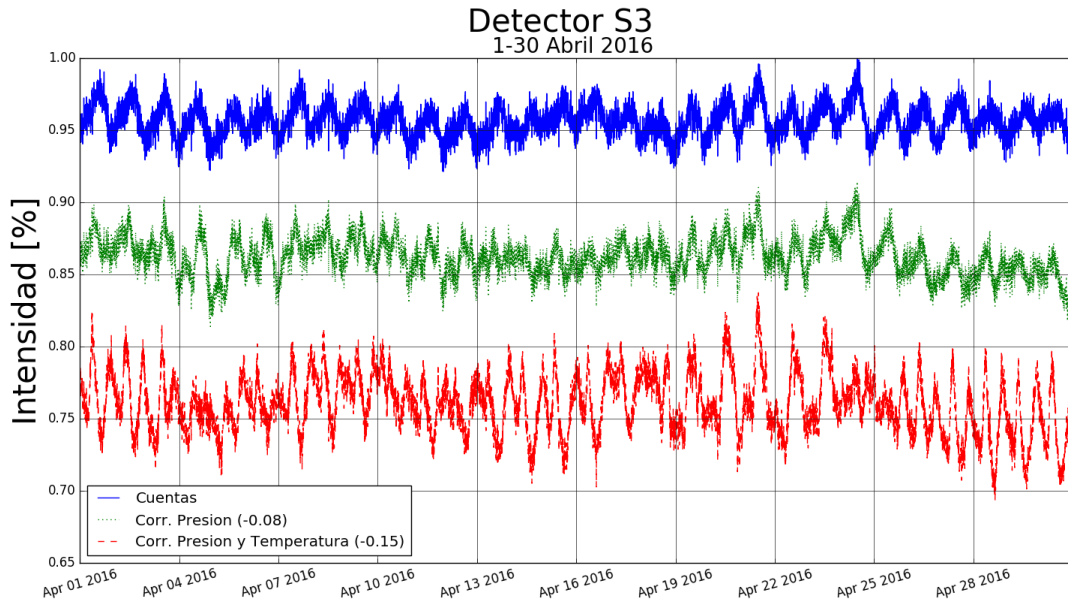


Figura E.2: Gráfica de intensidad en cuentas y su respectiva corrección por efectos de presión y presión y temperatura con respecto del tiempo registradas en el detector S3. La gráfica que representa a la corrección por efectos de presión está desplazada en un factor de 0.08; mientras que la gráfica que representa a la corrección por presión y temperatura está desplazada por un factor de 0.15.

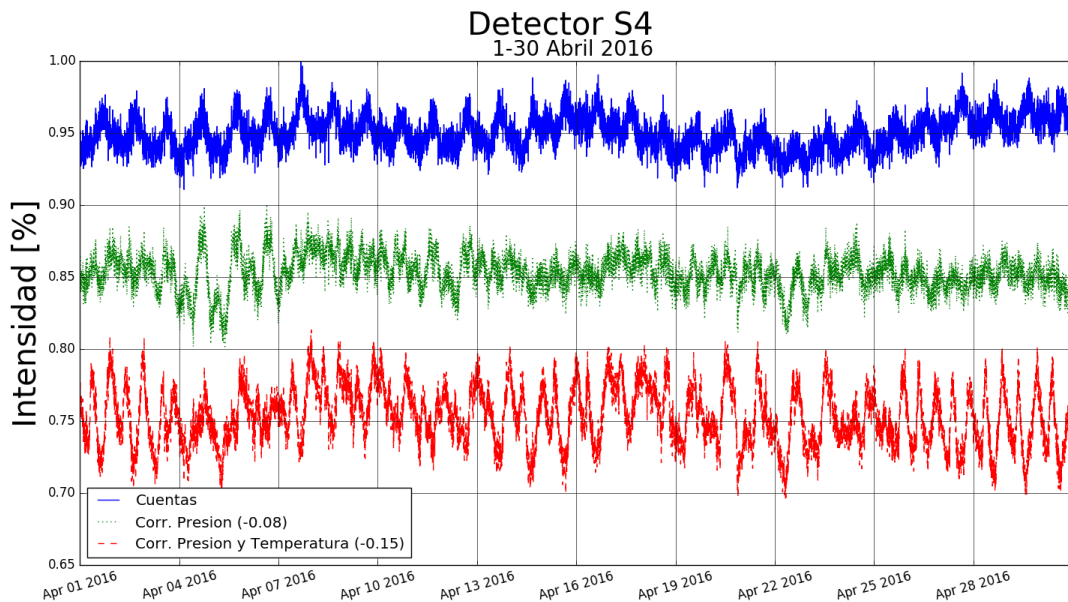


Figura E.3: Gráfica de intensidad en cuentas y su respectiva corrección por efectos de presión y presión y temperatura con respecto del tiempo registradas en el detector S4. La gráfica que representa a la corrección por efectos de presión está desplazada en un factor de 0.08; mientras que la gráfica que representa a la corrección por presión y temperatura está desplazada por un factor de 0.15.

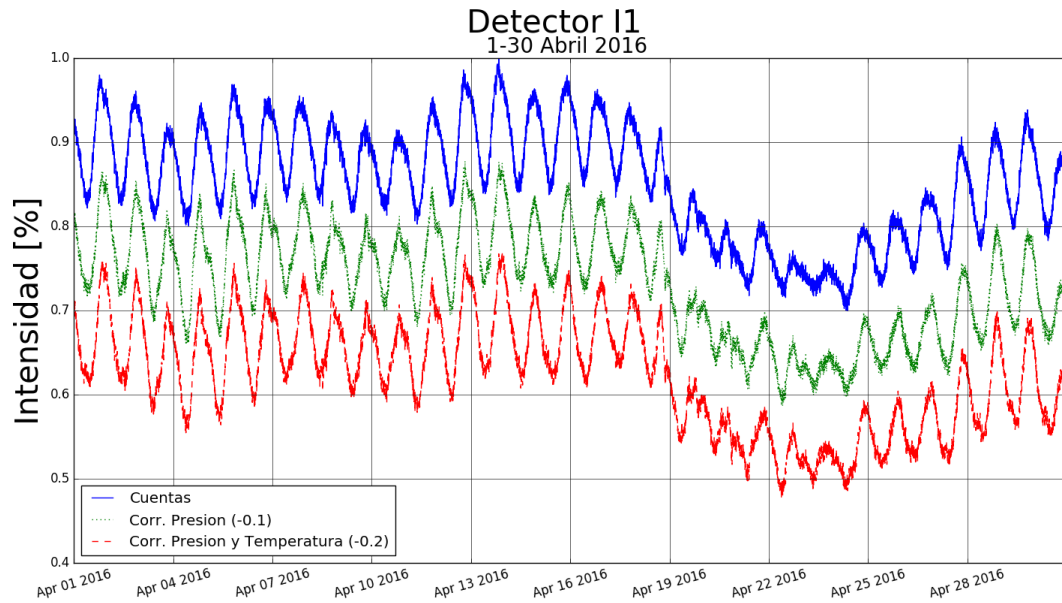


Figura E.4: Gráfica de intensidad en cuentas y su respectiva corrección por efectos de presión y presión y temperatura con respecto del tiempo registradas en el detector I1. La gráfica que representa a la corrección por efectos de presión está desplazada en un factor de 0.1; mientras que la gráfica que representa a la corrección por presión y temperatura está desplazada por un factor de 0.2.

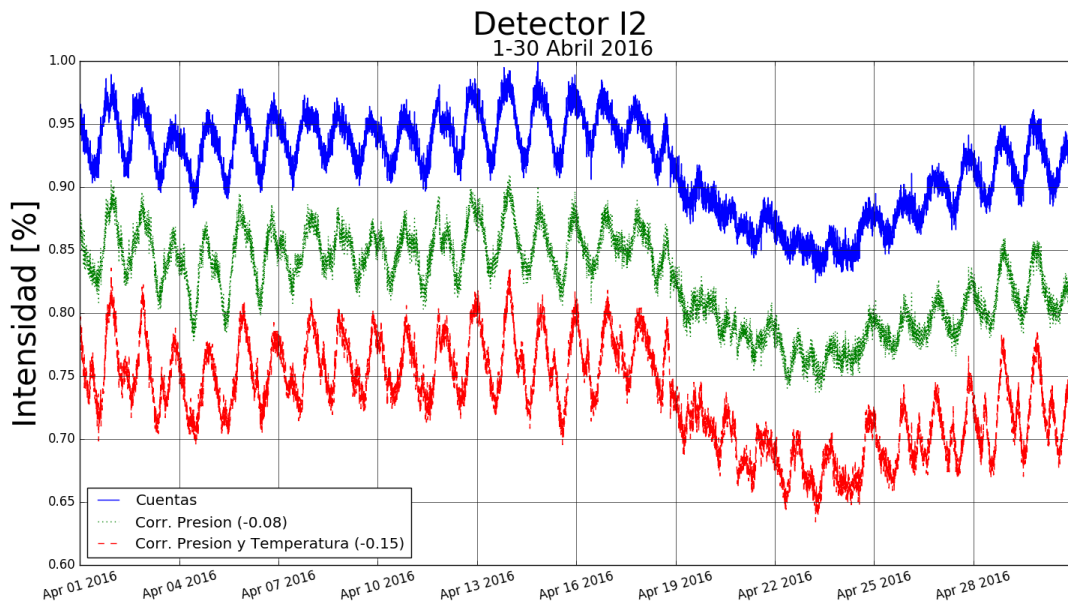


Figura E.5: Gráfica de intensidad en cuentas y su respectiva corrección por efectos de presión y presión y temperatura con respecto del tiempo registradas en el detector I2. La gráfica que representa a la corrección por efectos de presión está desplazada en un factor de 0.08; mientras que la gráfica que representa a la corrección por presión y temperatura está desplazada por un factor de 0.15.

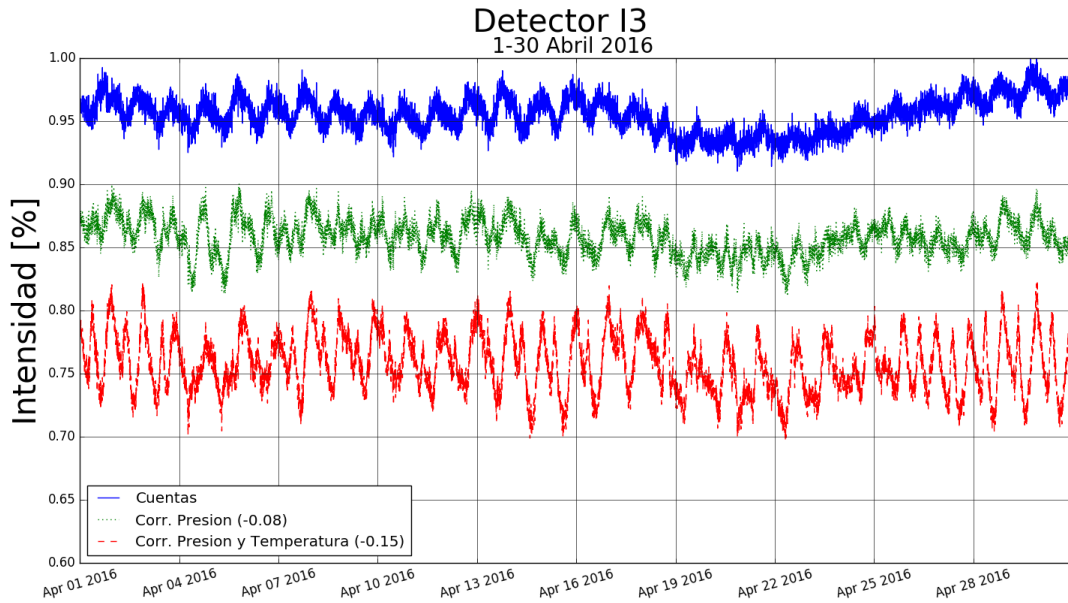


Figura E.6: Gráfica de intensidad en cuentas y su respectiva corrección por efectos de presión y presión y temperatura con respecto del tiempo registradas en el detector I3. La gráfica que representa a la corrección por efectos de presión está desplazada en un factor de 0.08; mientras que la gráfica que representa a la corrección por presión y temperatura está desplazada por un factor de 0.15.

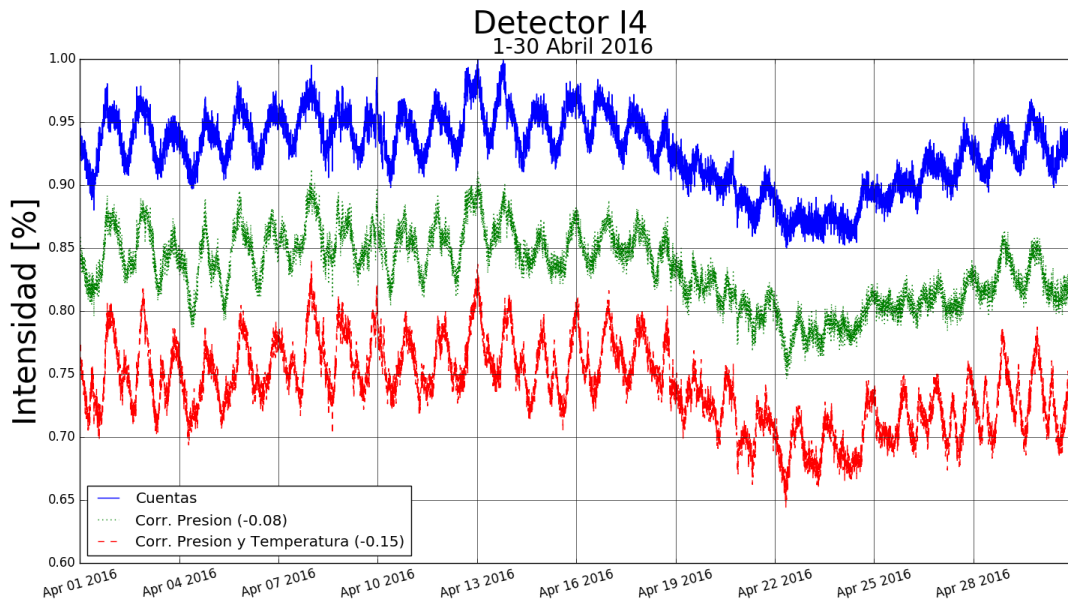


Figura E.7: Gráfica de intensidad en cuentas y su respectiva corrección por efectos de presión y presión y temperatura con respecto del tiempo registradas en el detector I4. La gráfica que representa a la corrección por efectos de presión está desplazada en un factor de 0.08; mientras que la gráfica que representa a la corrección por presión y temperatura está desplazada por un factor de 0.15.

Comparativas entre la intensidad de la componente hadrónica y muónica

En esta sección se muestran las gráficas correspondientes a las comparativas entre la componente muónica y hadrónica realizadas para los detectores restantes.

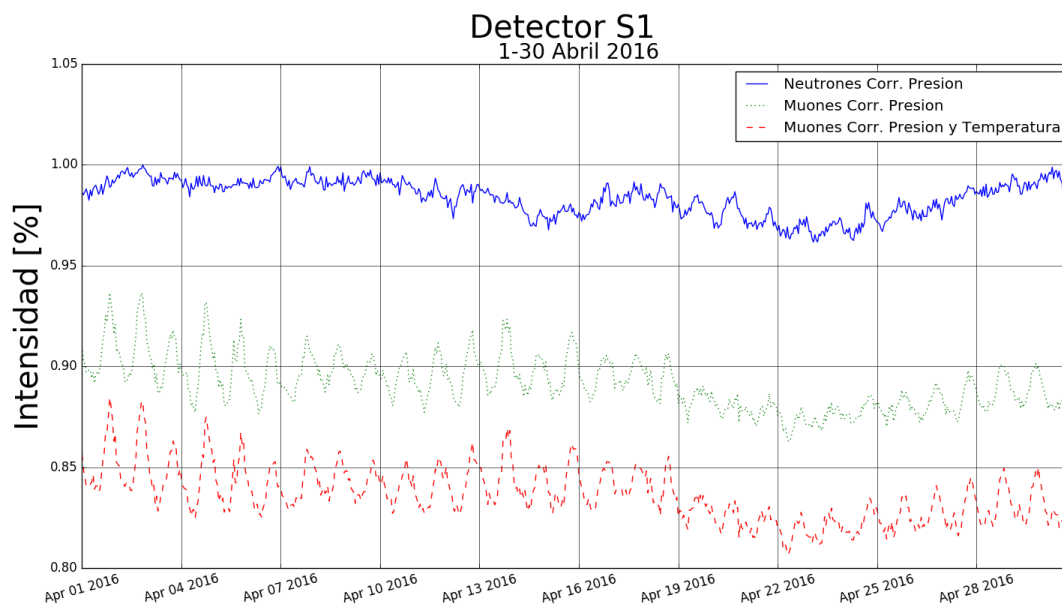


Figura F.1: Gráfica de la intensidad de cuentas registradas por hora para neutrones corregidos por efectos de presión comparada con la intensidad de muones por hora corregidos por efectos de presión y de temperatura por el detector S1.

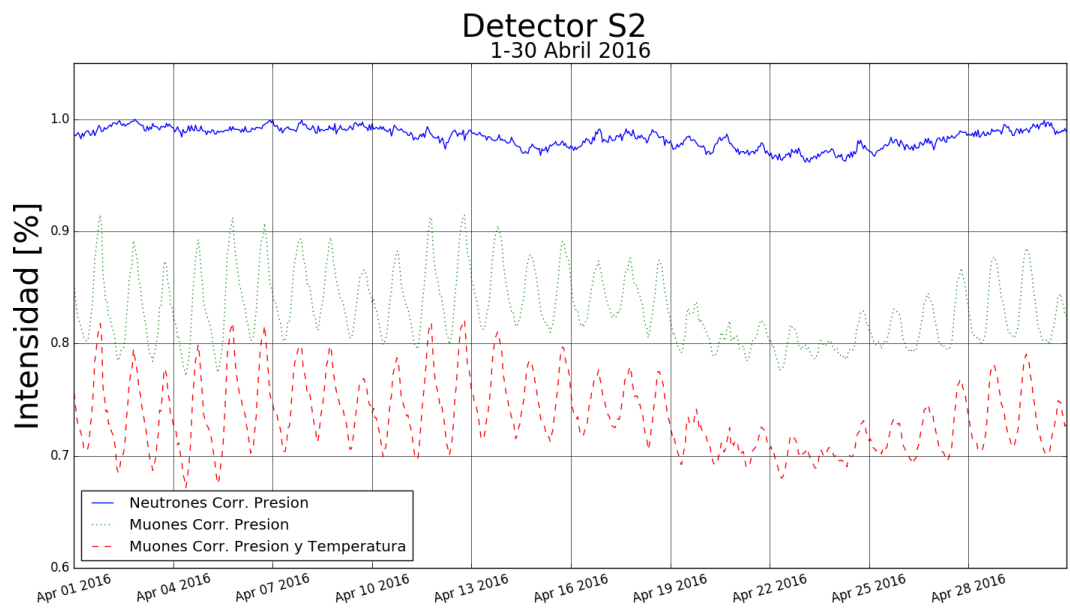


Figura F.2: Gráfica de la intensidad de cuentas registradas por hora para neutrones corregidos por efectos de presión comparada con la intensidad de muones por hora corregidos por efectos de presión y de temperatura por el detector S2.

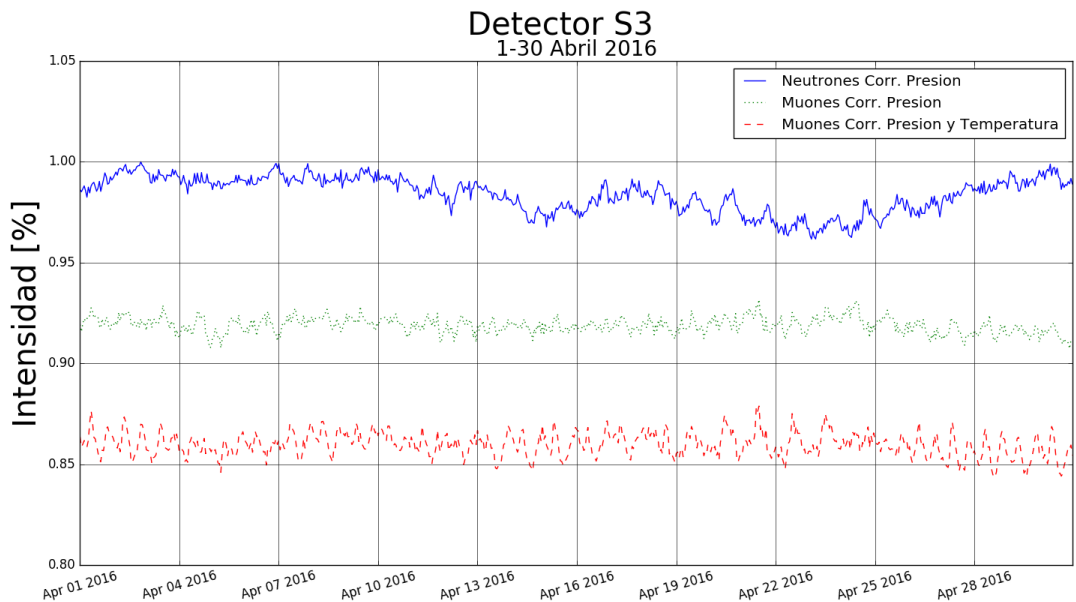


Figura F.3: Gráfica de la intensidad de cuentas registradas por hora para neutrones corregidos por efectos de presión comparada con la intensidad de muones por hora corregidos por efectos de presión y de temperatura por el detector S3.

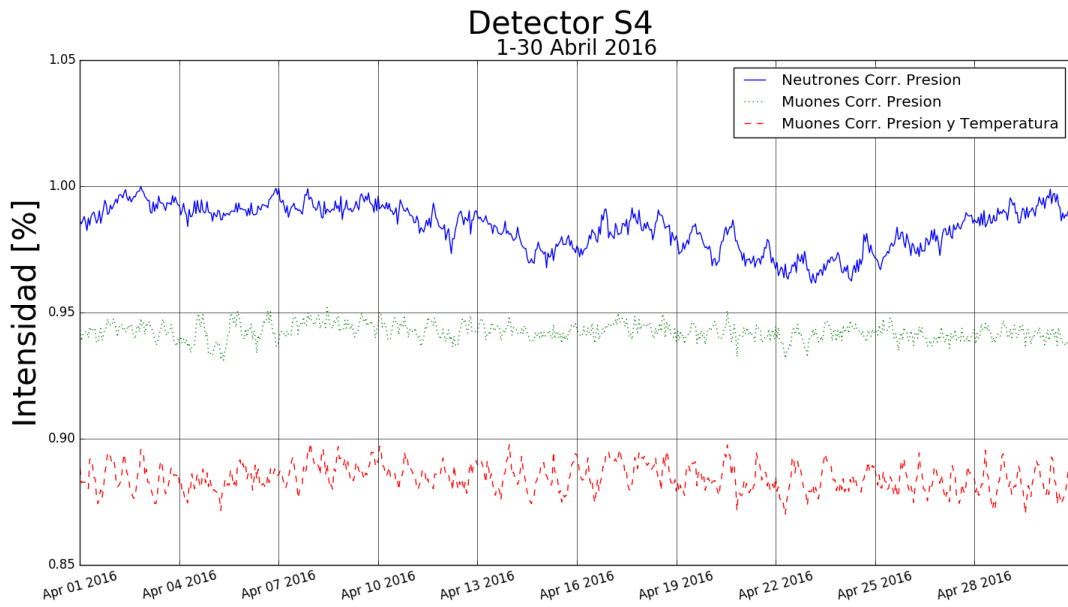


Figura F.4: Gráfica de la intensidad de cuentas registradas por hora para neutrones corregidos por efectos de presión comparada con la intensidad de muones por hora corregidos por efectos de presión y de temperatura por el detector S4.

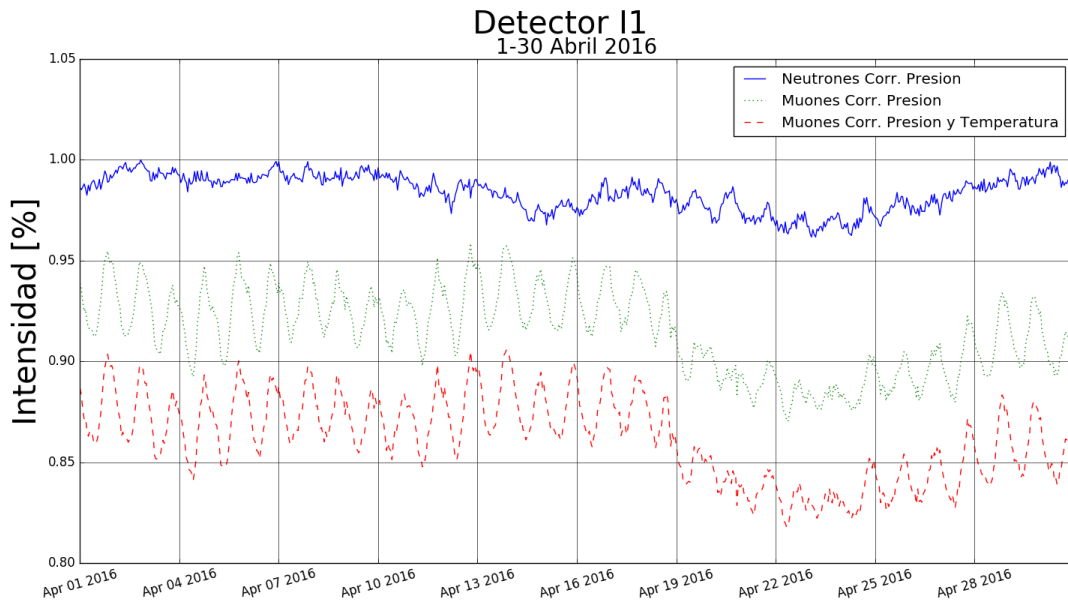


Figura F.5: Gráfica de la intensidad de cuentas registradas por hora para neutrones corregidos por efectos de presión comparada con la intensidad de muones por hora corregidos por efectos de presión y de temperatura por el detector I1.

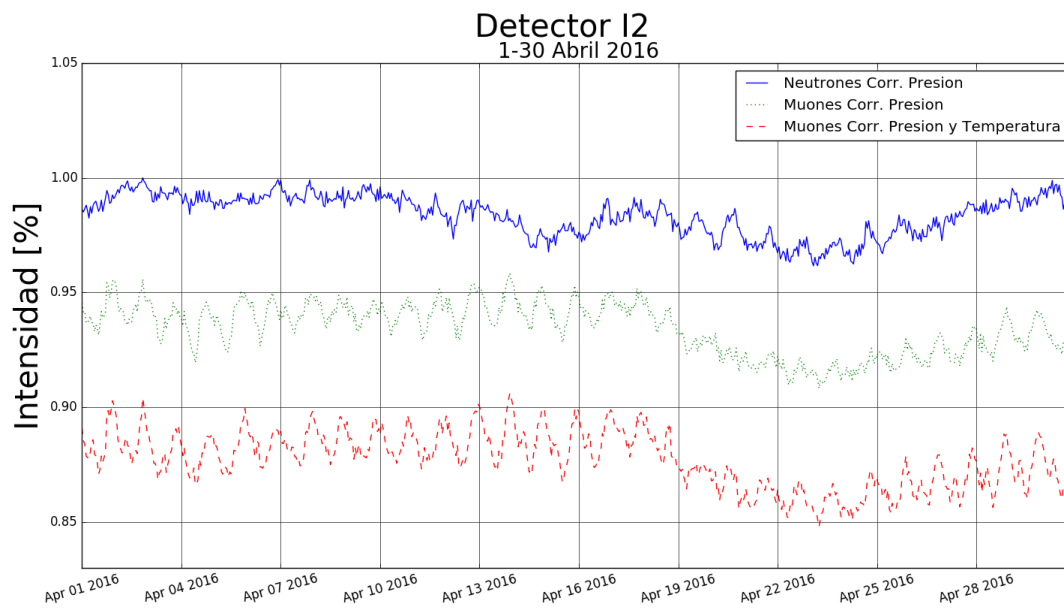


Figura F.6: Gráfica de la intensidad de cuentas registradas por hora para neutrones corregidos por efectos de presión comparada con la intensidad de muones por hora corregidos por efectos de presión y de temperatura por el detector I2.

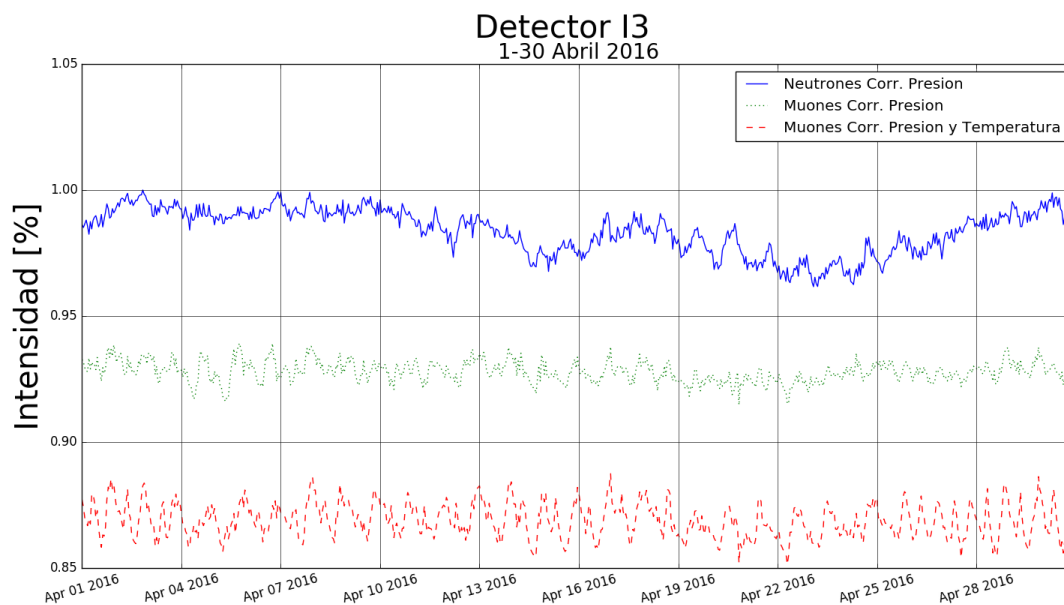


Figura F.7: Gráfica de la intensidad de cuentas registradas por hora para neutrones corregidos por efectos de presión comparada con la intensidad de muones por hora corregidos por efectos de presión y de temperatura por el detector I3.

Bibliografía

- [1] Aguilar Benítez de Lugo Manuel. *Cien Años de Rayos Cósmicos.*, Rev.R.Acad.Cienc.Exact.Fís.Nat. (Esp) Vol. 105, N°. 1, pp 107-128, 2011.
- [2] Álvarez Castillo J. *Efectos de las Tormentas Eléctricas en los Rayos Cósmicos Detectados en la Superficie Terrestre*, Tesis de Maestría, Instituto de Geofísica-U.N.A.M, México, 2008.
- [3] Bertolotti Mario. *Celestial Messengers: Cosmic Rays.*, Springer, 2013.
- [4] De Mendonça Et Al. *The Temperature Effect in Secondary Cosmic Rays (Muons) Observed at the Ground: Analysis of the Global Muon Detector Network Data.* The astrophysical Journal, 830:88, 2016 October 20.
- [5] Dorman L.I. *Cosmic Rays: variations and space explorations.*, North-Holland ; New York : American Elsevier, 1974.
- [6] Hernández García A. *Registro y Corrección de Efectos Atmosféricos en los datos de Muones de C.U., D.F.* Tesis de Licenciatura, Fac. de Ciencias-U.N.A.M, México, 2004.
- [7] Knoll G.F. *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, Inc. Tercera Edición, 2000.
- [8] Nogareda C. *Rayos Cósmicos: Discurso Inaugural del Discurso Académico 1950-1951*, Universidad de Salamanca, España, 1950.
- [9] Medina J. *Introducción al Estudio de los Rayos Cósmicos*, Universidad de Alcala de Henares, España, 2011.
- [10] Morales Olivares O.G. *Modulación de la Radiación Cósmica en el Máximo de Actividad Solar* Tesis de Licenciatura, ESIA-IPN, México, 2007.
- [11] Morishnichenko Leonty. *Solar Cosmic Rays Fundamentals and Applications.*, Springer, segunda edición, 2015.
- [12] Musalem Ramírez O.C. *Análisis de los Fenómenos Solares e Interplanetarios Causantes de los Decrecimientos Forbush en los Rayos Cósmicos.* Tesis de Maestría, Instituto de Geofísica-U.N.A.M, México, 2015.
- [13] Ortiz Fragoso Ernesto. *Detección de Partículas Solares en la superficie terrestre.* Tesis de Doctorado, Instituto de Geofísica-U.N.A.M, México, 2016.
- [14] Otaola J.A., Valdés Galicia J.F. *Los Rayos Cósmicos: Mensajeros de las Estrellas*, F.C.E. Primera Edición, México, 1992.

- [15] Otaola J.A., Musalem O., Moreno J.M. *Sistema Multidireccional de Detectores de la Componente Mesonica de la Radiación Cómica Secundaria*, Instituto de Geofísica-UNAM, Mexico, 1988.
- [16] Otaola J.A., Mendoza B., Pérez R., *El Sol y La Tierra: Una Relación Tormentosa*, F.C.E.Tercera Edición. México, 2003.
- [17] Piña Garza Eduardo. *Cacería de Cargas*, F.C.E. Tercera Reimpresión, México, 1995.
- [18] Rodríguez Rojas M.M. *Análisis de las Variaciones en la Intensidad de la Radiación Cómica Observadas en la CD. de México Durante 1990*. Tesis de Maestría, Instituto de Geofísica-U.N.A.M, México.
- [19] Schroder Frank G. *Instruments and Methods for the Radio detection of High Energy Cosmic Rays.*, Springer, 2012.
- [20] <http://datasheets.globalspec.com/ds/1185/Hamamatsu/52CBA392-497C-4B29-988F-19D8072A3A58>
- [21] <http://www.meted.ucar.edu>
- [22] https://ase.tufts.edu/cosmos/print_images.asp?id=29
- [23] <http://ficus.pntic.mec.es/marf0018/tierra.htm>
- [24] <http://www.iac.es/gabinete/difus/ciencia/sol tierra/8.htm>
- [25] <http://med.se-todo.com/biolog/16038/index.html>
- [26] <http://www.3djuegos.com/comunidad-foros/tema/5133359/0/encuentran-dos-manchas-solares-en-el-centro-del-sol/>
- [27] <https://physics.ucsc.edu/~peter/242/numerov.pdf/>
- [28] <https://figshare.com/articles/SchematicoftheSolarDynamo/102094>
- [29] <http://ciencia.nasa.gov>
- [30] http://www.geofisica.unam.mx/observatorios/rayos_cosmicos/grupo_raycos/imagenobservatoriorccu.html
- [31] <http://cr0.izmiran.ru/common/NetMap00.gif>
- [32] <http://www.sps.ch/artikel/geschichte-der-physik/albert-goekel-from-atmospheric-electricity-to-cosmic-radiation-5/>
- [33] <http://www.bibliotecapleyades.net/universo/cosmos21.htm>