



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

MEDIDA DE LA DISTRIBUCION ANGULAR DE MUONES
ATMOSFERICOS EN LA CIUDAD DE MEXICO.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A :

ROBERTO PONCE JUAREZ



FACULTAD DE CIENCIAS
UNAM

DIRECTOR DE TESIS: DR. JOSE RUBEN ALFARO MOLINA

2004



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Medida de la distribución angular de muones atmosféricos en la Ciudad de México"

realizado por Ponce Juárez Roberto

con número de cuenta 9355094-7 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

Dr. José Rubén Alfaro Molina

Propietario

Dra. Beatriz Elizabeth Fuentes Madariaga

Propietario

Dr. Gerardo Herrera Corral

Suplente

Dr. Ernesto José María de la Salette Belmont Moreno

Suplente

Fís. Rene Ortega Alvarado

Consejo Departamental de Física

DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura

FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Dedicatoria

*A mis padres,
Por darme la vida*

*A mis hermanos,
por creer en mí y apoyarme en todo momento*

A Estefany, Isamar, Viridiana, Alex, Kike, Karen y Hanny ...

*A la memoria del
Dr. Miguel Ángel Herrera Andrade*

Agradecimientos

Esta es una oportunidad muy especial para agradecer a mis padres y hermanos todos sus esfuerzos y sacrificios para apoyarme en todo momento, sin ellos nada de lo que he logrado hubiera sido posible. Gracias familia, los quiero mucho.

Quiero agradecer a mis sinodales: la Dra. Beatriz Fuentes Madariaga, Dr. Gerardo Herrera Corral, Dr. Ernesto Belmont Moreno y al profesor René Ortega Alvarado, por su atenta y valiosa colaboración en la pronta revisión de ésta tesis. Agradezco enormemente sus comentarios y sugerencias para mejorar este trabajo.

Agradezco también la ayuda que amablemente me brindo el M. en C. Eustacio Pérez Zavala para la colocación del detector, así como al Dr. Eduardo Andrade Ibarra por las facilidades otorgadas para llevar a cabo este experimento en las instalaciones del Acelerador Van de Graaff del Instituto de Física.

Me complace agradecer infinitamente al Dr. José Rubén Alfaro Molina, por el apoyo desmedido e incondicional que me brindo para la realización de esta tesis. Por haberme guiado siempre y compartido sus conocimientos, por contagiarme con entusiasmo su pasión por la física nuclear, por ser un ejemplo de dedicación y entrega, por su paciencia, por brindarme su tiempo los fines de semana para trabajar, por estar al pendiente del experimento los días que me encontraba ausente, etc. Simplemente no tengo palabras para expresarle mi más sincero agradecimiento por sus atenciones y la calidad humana que siempre tuvo conmigo. Gracias Rubén, asesor y amigo.

Agradezco al proyecto PAPIIT IN-101501 de la UNAM, y al proyecto CONACYT G39091-E, por la ayuda económica brindada para la compra del material empleado en la construcción de este detector.

Mis agradecimientos también para:

Lázaro Huerta, por invitarme a trabajar con a Rubén.

A la maestra Virginia Abrín, por haberme invitado a colaborar con ella. Gracias por su confianza y calidad humana.

A los doctores Sebastián Pahtiyamattom y Sergio Gamboa, por su paciente espera.

A los cuates que conocí durante mi estancia en la Facultad y en el instituto de Física, por haberme permitido ser su amigo, a: Orlando, David, Uriel, Alex, Erick, Pedro, Isaac, Manuel, Elson, Marvin y los que faltaron. Gracias hermanos.

A toda la banda de UNIVERSUM con los que compartí una etapa formidable de la vida, especialmente a Susana “la meramera”, por esas tardes de tertulias y esos exquisitos vinitos. A

Ericka Dios por adoptarme como su hijo. A Elena por estar pendiente de mí. A Lety y Claudia por esas charlas tan amenas. A Jazmín por habernos conocido y lo que nos falta.

A Nancy por ser amigos desde siempre.

A los amigos que están conmigo en la maestría: Saúl por sus sugerencias, Erick por su hospitalidad, Alex por su generosidad, Marco y José por las raquetas, y a mi brother Orlando, “arriba Cuba y el ron”.

Finalmente agradezco a esta excelente casa de estudios que es la UNAM por haberme abierto sus puertas para formarme y seguirme formando.

Roberto Ponce J.

México D. F.

Abril de 2004.

Contenido

	<u>Página.</u>
Introducción	8
Capítulo 1	
Antecedentes históricos	12
1.1. Descubrimiento de los rayos cósmicos	15
1.1.1. El descubrimiento del Positrón y la producción de chubascos	23
1.1.2. Descubrimiento del mesón μ	25
1.2. ¿Qué son los rayos cósmicos?	27
1.2.1. Radiación cósmica primaria	27
1.2.2. Radiación cósmica secundaria	29
Capítulo 2	
Parámetros físicos de la radiación cósmica y la modulación del campo geomagnético	34
2.1. El campo geomagnético, agente modulador de la radiación cósmica	34
2.2. Parámetros físicos de la Radiación Cósmica	38
2.2.1. Intensidad direccional	38
2.2.2. Intensidad omnidireccional o integrada	39
2.2.3. Dependencia Angular Zenital	40
2.2.4. Espectro diferencial de energía	41
2.2.5. Espectro integral de energía	41
2.3. Espectro diferencial de muones	44

Capítulo 3

¿Cómo se detectan los rayos cósmicos?	49
3.1. Interacción de la radiación con la materia	49
3.1.1. Poder de frenado	51
3.1.2. Ecuación de Bethe Bloch	51
3.2. Métodos de detección de la radiación cósmica	58
3.2.1. Contador de centelleo	58
3.3. Centelladores inorgánicos	61
3.4. Centelladores orgánicos	62
3.4.1. Cristales orgánicos puros	63
3.4.2. Soluciones de líquidos orgánicos	63
3.4.3. Centelladores plásticos	63
3.5. Procesos de centelleo	64
3.5.1. Fluorescencia	64
3.6. Propiedades de los centelladores orgánicos	66
3.6.1. Eficiencia de centelleo	67
3.6.2. Salida de luz	67
3.6.3. Tiempo de respuesta	70
3.6.4. Colección de luz y acoplamiento de centelladores	72
3.6.5. Tubo Fotomultiplicador	75
3.7. Características básicas de pulsos de señales	83
3.7.1. Pulsos lineales y lógicos	84
3.7.2. Señales lentas y rápidas	85
3.8. Descripción del sistema de electrónica	85
3.8.1. Fan-in Fan-out	87
3.8.2. La función del discriminador de fracción constante	87
3.8.3. Unidad de coincidencia	89
3.8.4. Gate y Unidad de almacenamiento y control de tiempo	90
3.8.5. Análisis de señales en el osciloscopio	91

Capítulo 4	
Diseño, construcción y pruebas del detector telescopio	93
4.1. Diseño del telescopio	95
4.1.1. Descripción del dispositivo	98
4.2. Optimización del detector	99
4.3. Medidas de calibración del dispositivo	101
4.3.1. Calibración de los PMT	101
4.3.2. Ajuste en el nivel de discriminación	102
4.3.3. Configuración de las placas centelladoras	104
4.3.4. Precisión en la medida angular	106
4.3.5. Elaboración de cables	108
4.3.6. Colocación del detector	109
4.4. Medida de la distribución angular de muones	111
4.4.1. Correcciones	111
4.4.2. Distribución angular y sus parametrizaciones	113
Conclusiones Generales	119
Apéndice A	120
Apéndice B	121
Apéndice C	122
Apéndice D	123
Apéndice E	128
Referencias	129

Introducción

Es increíble, pero cuando escuchamos hablar acerca de la radiación cósmica y de su sorprendente viaje a través del espacio infinito, desde los lugares más recónditos del universo recorriendo miles de millones de kilómetros hasta llegar a la Tierra, parece como si se tratara de historias que sólo suceden en películas de ciencia ficción. Sin embargo no es así, la radiación cósmica constituye una de las áreas de mayor interés en la ciencia moderna y ha reunido innumerables esfuerzos para su estudio.

La observación del cielo, y por lo tanto el registro de eventos astronómicos, tienen una enorme tradición que proviene desde las culturas antiguas. ¿Quién no ha escuchado o leído alguna vez sobre los mapas celestes elaborados por los antiguos egipcios o griegos?, de donde incluso se desprenden historias mitológicas muy divertidas. Los eventos astronómicos tales como el movimiento de los astros, ayudaron a las antiguas civilizaciones a establecerse como sociedades bien organizadas. Las culturas mesoamericanas, tales como los teotihuacanos y los mayas, no fueron la excepción, ya que también alcanzaron un excelente nivel de desarrollo, ejemplo de ello es su arquitectura, donde encontramos la construcción de observatorios astronómicos. También podemos mencionar a los aztecas, quienes elaboraron un calendario. Esto habla de su profundo interés y tradición astronómica. Aunque no podemos afirmar que el hombre de la antigüedad formalmente hacía ciencia, sí podemos decir que sentó las bases para el desarrollo de la misma, pues la tradición por la búsqueda del conocimiento se ha venido transmitiendo de generación en generación afortunadamente, de tal manera que muchos científicos en la actualidad parecen empeñados en continuar observando el cielo para descubrir sus secretos. Este afortunado capricho de los científicos a lo largo de la historia de la ciencia, ha dado como resultado un cúmulo de conocimientos que se enmarcan en todo un grupo de disciplinas, una de ellas, y la que nos ocupa ahora, es la astrofísica de partículas. Esta área de la ciencia, está ayudando a responder cuestionamientos que sin duda también se habrá planteado el

hombre de la antigüedad acerca de nuestro origen en el universo.

Una gran diferencia entre el hombre antiguo y moderno, consiste en que el mismo conocimiento le ha permitido al hombre moderno, desarrollar la tecnología con la que ha descubierto nuevas e innumerables cosas que los antiguos ni siquiera hubieran podido imaginar. Uno de tales descubrimientos ha sido la radiación cósmica proveniente del sol y de las estrellas. Compuesta principalmente por protones de muy alta energía, la radiación cósmica primaria penetra la atmósfera de la Tierra, dando origen a nuevas partículas, entre las cuales se encuentran los muones, que podemos detectar con aparatos relativamente sencillos. Aunque la evidencia de estas partículas existía desde finales del siglo XIX y principios del XX, no fue sino hasta la década de los años 30, cuando el descubrimiento de dicha radiación dio paso al desarrollo de lo que hoy conocemos como Física de partículas.

Lo mismo que ocurrió con el hombre en la antigüedad pasa hoy con el hombre moderno, sólo que en un tiempo relativamente más corto, pues desde su descubrimiento, la radiación cósmica ha tenido ya grandes aplicaciones, que ni sus mismos descubridores hubieran imaginado. El estudio de los rayos cósmicos ha sido una herramienta poderosa para apoyar la teoría del Big-Bang sobre el origen del universo, desarrollada por el físico y abate belga Georges Lemaitre, pues la violenta explosión inicial del universo debería haber viajado en el espacio. Actualmente otras sorprendentes aplicaciones de la radiación cósmica se están llevando a cabo, ya que está ayudando a develar los secretos de una pirámide mexicana de 2.000 años de antigüedad, donde podrían estar enterrados los gobernantes de una misteriosa civilización. Debajo de la inmensa Pirámide del Sol, al norte de la Ciudad de México, los físicos están instalando un detector de muones. Estas partículas traspasan objetos sólidos, dejando pequeñas huellas que el detector medirá, como si fuera un aparato de rayos X, en busca de cámaras ocultas dentro de la pirámide.

Los arqueólogos podrían entonces cavar túneles dentro de la pirámide con la esperanza de descubrir una cámara mortuoria y resolver el enigma de quién gobernaba Teotihuacan. Da la impresión, de que la gente en la antigüedad sabía muy bien lo que hacían cuando observaban el

cielo, pues no hay duda de que esta tradición que nos legaron, ahora nos sirve como herramienta para entender sus formas de vida, sus costumbres y organización, lo que enriquece nuestro conocimiento acerca de ellas mismas.

Uno de los problemas más tristes que vivimos en nuestros tiempos, es la violencia, y un ejemplo muy claro es el terrorismo. Sorprendentemente, en este terreno también la radiación cósmica está siendo aplicada, no con un fin destructivo, sino todo lo contrario. Se ha avanzado tanto en el estudio de los rayos cósmicos, que hoy día la tecnología de detección de muones puede ser utilizada por agentes fronterizos en la lucha contra el terrorismo, según el Laboratorio Nacional de Los Álamos en Nuevo México, quienes han desarrollado un sistema detector de muones que puede ser empleado para seguridad nacional al detectar cosas desagradables en contenedores y remolques que no se desea que entren a un determinado país [43].

En México, la participación en el estudio de los rayos cósmicos ha sido realmente importante y notoria, pues fue el mexicano Manuel Sandoval Vallarta, junto con el ya mencionado Georges Lemaitre, quienes desarrollaron su famosa teoría Lemaitre-Vallarta [19] sobre el efecto latitudinal en la radiación cósmica debido al campo geomagnético, el cual fue descubierto por el Físico Arthur Compton, en 1932. Experimentos ulteriores sugeridos por Sandoval Vallarta a Compton y realizados en la Ciudad de México por el estudiante Luis W. Álvarez (años más tarde Premio Nobel), demostraron que esas partículas eran básicamente protones. Sandoval Vallarta, con frecuencia en colaboración con Lemaitre y otros investigadores, logró desarrollar la teoría de la radiación cósmica primaria y aplicarla a investigaciones como el campo magnético solar y los efectos de la rotación de la galaxia.

La intensidad de la radiación cósmica depende de varios parámetros como son la latitud geomagnética, la altitud, el ángulo cenital y el momento de la partícula, de tal modo que innumerables experimentos sobre radiación cósmica se han llevado a cabo hasta nuestros días, con el fin de medir los efectos producidos por dichos parámetros. La mayoría de los trabajos se han centrado en medir la dependencia de la intensidad de la radiación cósmica con el ángulo

cenital, sin embargo muy pocas medidas se han hecho para ángulos muy inclinados cerca de la horizontal.

Siguiendo la tradición en el estudio de los rayos cósmicos y motivados por todo lo anterior, es que el presente trabajo es realizado.

El trabajo tiene como propósito la construcción de un detector de muones para determinar su distribución angular en la Ciudad de México, y se hacen medidas desde 0° , hasta ángulos muy inclinados. El trabajo está estructurado de la siguiente manera:

En el capítulo 1 se presenta un resumen histórico sobre el descubrimiento y estudio de los rayos cósmicos. En el capítulo 2, se hace una discusión teórica de los parámetros físicos que caracterizan a la radiación cósmica. El capítulo 3, contiene los efectos que la radiación sufre en su interacción con la materia, mecanismo mediante el cual se basa el funcionamiento de nuestro detector de muones, así como una descripción de la electrónica empleada para el experimento. En el capítulo 4 se presentan los detalles para el diseño, construcción, optimización y calibración del sistema de detección, así como los resultados obtenidos del experimento, incluyendo las comparaciones con otros experimentos hechos en otras partes del mundo, y por último se da una conclusión de los resultados.

Capítulo 1

Antecedentes históricos*

El hecho de que el ámbar atrajera a ciertos cuerpos ligeros después de haber sido frotado, condujo a Tales de Mileto en el siglo VI antes de nuestra era, a la conclusión de que los cuerpos poseían un alma, la cual era responsable de que éstos ejercieran fuerzas de atracción entre sí. A pesar de este tipo de argumentos, este extraño comportamiento de la materia no logró entenderse y explicarse con precisión en aquella época.

Fue hasta principios del siglo XVIII, cuando Stephen Gray en Inglaterra y Charles Francois Dufay en Francia, realizaron los primeros estudios sobre la electrificación directa e inducida en varias sustancias por las dos clases de electricidad que en aquel entonces se creía que existían: la vítrea y la resinosa, llamadas ahora positiva y negativa respectivamente. Sin embargo, la parte medular que da origen al descubrimiento de los rayos cósmicos, no fue precisamente entender que la materia estaba constituida por partículas cargadas; más bien, se trataba de comprender la descarga gradual de aquellos cuerpos sin que aparentemente existiera una razón para que esto sucediera. La falta de argumentos para poder explicar por qué los cuerpos se descargaban, condujo posteriormente al descubrimiento de los rayos cósmicos. Debería existir algún agente responsable de ionizar el aire circundante a dichos cuerpos, para que éste se comportara como un metal que permitiera el transporte de cargas de un punto a otro; de esta manera los cuerpos cedieran su exceso de carga y regresar a su estado inicial. En particular, Dufay fue el primero en notar que el aire era capaz de conducir electricidad cerca de un sólido ca-

* La mayor parte de este primer capítulo está basado en la referencia [1]: **Los rayos cósmicos mensajeros de las estrellas**. Otaola, Javier A. y Valdés Galicia, José F. 1992. Colección la Ciencia desde México. Núm. 108. Fondo de Cultura Económica D. F. México.

liente, lo cual significaba, que en él existían partículas eléctricas libres capaces de desplazarse de un punto a otro y comportarse entonces, como un metal.

Es importante mencionar que el descubrimiento de los rayos cósmicos no llegó de inmediato, pues a finales del siglo XIX y principios del siglo XX, todavía no se lograba entender con precisión la estructura que constituía la materia. Tuvo que pasar casi medio siglo para su descubrimiento. Había que formular primero el modelo atómico que describiera la estructura y comportamiento de la materia. En este sentido, debemos decir que las tres primeras décadas del siglo XX fueron sumamente brillantes para la física, pues las ideas acerca de lo microscópico y las nociones del espacio y tiempo revolucionaron esa época.

Las primeras señales de esta revolución que dieron paso al nacimiento de la física atómica, comenzaron con los trabajos del alemán Max Planck en el siglo XIX, quien desarrolló un modelo matemático para explicar el espectro de radiación de cuerpo negro. También los trabajos de J. J. Thomson contribuyeron, al tratar de explicar el modelo para la constitución del átomo; lo que trajo como resultado el descubrimiento de los rayos catódicos, conocidos como electrones y cuya carga sería más tarde determinada con el famoso experimento de la gota de aceite por el físico norteamericano Robert Millikan. Este último con grandes contribuciones en el estudio de los rayos cósmicos.

El modelo de Planck suponía que la luz se producía en pequeños paquetes de energía llamados cuantos. Esta idea era completamente nueva, ya que los científicos habían supuesto previamente que la luz era un continuo. Casi inmediatamente Albert Einstein demostró que estos cuantos no eran simples conceptos matemáticos y que la luz en realidad estaba formada por pequeños paquetes de energía, hoy conocidos como fotones. Esta descripción cuántica de la luz era aplicable a todas las formas de la radiación electromagnética, desde las ondas de radio, espectro visible y los rayos gamma.

Diariamente, cuando usamos la luz, lo que perciben nuestros ojos son fotones con energías individuales muy pequeñas que normalmente no nos percatamos de ello. Para propósitos

prácticos, no necesitamos saber que en un instante un foco de luz emite millones de fotones por segundo, lo que para nosotros parece ser un flujo continuo de energía. Sorprendentemente, esta idea de que la luz llega en pequeños paquetes de energía había sido propuesta en el siglo XVIII por Isaac Newton, la llamada teoría corpuscular, la cual fue rechazada por un experimento realizado en el mismo siglo y que demostró convincentemente que la luz era un fenómeno ondulatorio. Pero en el siglo XX, los físicos encontraron ciertas propiedades de la luz, que requería en ocasiones ser considerada como una colección de partículas y otras veces como una onda continua. Este estado de controversia fue mayor cuando se descubrió que los electrones, considerados naturalmente como partículas, también exhibían propiedades de onda.

El otro ingrediente fundamental para esta revolución, fue la revisión de los conceptos de espacio y tiempo. Todos tenemos un sentido intuitivo del espacio y nuestra posición respecto de otros cuerpos en la Tierra y el universo. Es claro para nosotros, que nuestra posición relativa a otros objetos está bien definida. También tenemos un sentido intuitivo del concepto de tiempo y de su inexorable transcurrir hacia delante. Pero estos conceptos fueron abandonados por los físicos al recibir el impacto de la Teoría Especial de la Relatividad desarrollada en aquellos tiempos. Einstein demostró que el espacio y tiempo estaban íntimamente ligados por una cuarta combinación entre el espacio tridimensional y una dimensión temporal. Demostró que para mantener los sagrados principios de conservación de masa y momento, algunas ideas intuitivas tenían que ser abandonadas. La masa no permanecía constante, sino que parecía ser transformada en energía. La materia estaba formada por energía y la energía de masa. La vieja idea de la energía tuvo que ser extendida para incluir una componente de energía asociada con la masa.

Estas ideas junto con los modelos del átomo introducidos en 1911 y 1912 por Rutherford y Bohr respectivamente, fueron necesarias para el descubrimiento y entendimiento de los rayos cósmicos.

1.1. Descubrimiento de los Rayos C3smicos

Hubo una amplia participaci3n de cientificos de gran parte del mundo, que sentaron las bases para el descubrimiento y la historia de la radiaci3n c3smica. Empezaremos por mencionar quiz3 el primero de ellos, que con estudios y argumentos m3s formales logr3 colocar la primera pieza del rompecabezas.

Recordemos que el problema central a finales del siglo XVIII, era entender la causa por la cual el aire era ionizado, de tal manera que pudiera conducir una cierta corriente el3ctrica a trav3s de 3l.

Los primeros estudios sobre electrost3tica fueron llevados a cabo por el fisico franc3s C. A. Coulomb en 1785 [2]. El nombre de Coulomb normalmente est3 asociado con su ley b3sica sobre la electrost3tica. Como parte de sus trabajos, Coulomb trat3 de explicar la p3rdida gradual de carga que experimentaban los cuerpos con el paso del tiempo. Coulomb observ3 que cuando un objeto era cargado, 3ste no manten3a para siempre su carga si no que la perd3a de una forma misteriosa. Encontr3 que la raz3n de p3rdida de carga estaba intimamente ligada con la cantidad de humedad presente en el aire. Hoy en d3a esto no debe parecernos extra3o, pues a menudo, en d3as muy secos nuestro cabello se electrifica al ser frotado, no as3 en d3as relativamente h3medos, pues la humedad condensada en el aire forma un camino conductor de la electricidad.

Sin embargo, la pregunta sobre el mecanismo que permit3a la conducci3n el3ctrica no fue aclarada sino hasta el siguiente siglo, al dar cuenta de que la descarga de los cuerpos podr3a ser explicada s3lo si el aire conten3a cargas libres en movimiento.

Hoy sabemos que los fen3menos electrost3ticos son producidos cuando los electrones son removidos de sus 3tomos. Los 3tomos entonces poseen una carga neta positiva (iones positivos) y en ocasiones son atra3dos a regiones de carga negativa donde las cargas se

anulan. Es claro que el problema de la descarga de objetos observada por Coulomb era el resultado de átomos ionizados en el aire. Pero, ¿cómo se originaban estos iones?

A finales del siglo XIX, el físico inglés Charles Wilson midió la rapidez de descarga de un electroscopio¹. Al principio pensaba que la razón para que esto sucediera se debía a la presencia de contaminantes radiactivos en el ambiente en forma de polvo; sin embargo, constató que no era así, al hacer experimentos lo suficientemente aislados para su época. Luego trató de observar alguna diferencia asociada con el día y la noche, pero tampoco lo logró. Más aún, no percibió diferencia alguna al cargar sus electroscopios con los dos tipos de cargas positiva y negativa.

Wilson se vio forzado a concluir que los iones se formaban de alguna manera en el aire contenido dentro de los electroscopios a una razón, que le permitía medir cantidades iguales de carga positiva y negativa. Fuera cual fuese la razón por la que se formaban los iones, éstos no parecían formarse en su experimento o en su laboratorio, razón por la que llamó a este proceso ionización instantánea.

Wilson sabía de los efectos de ionización provocados por los rayos X descubiertos en aquella época por el físico alemán Wilhem Roentgen y de los rayos catódicos estudiados por J. J. Thomson. Estaba familiarizado con los efectos de radiación de distintas sustancias radioactivas. Sabía que la ionización espontánea tenía propiedades similares a la radiación. Así que en 1901, Wilson sorprendido creía que la causa de tal ionización podría deberse a un tipo de radiación que provenía del exterior de la atmósfera terrestre. Para probar esto, debían hacerse experimentos a grandes alturas para ver si el efecto aumentaba, o bien por debajo de la superficie terrestre para ver si disminuía. Desafortunadamente, los instrumentos utilizados por Wilson no fueron suficientemente sensibles y no pudo detectar alguna diferencia en sus medidas, por lo que

¹ Un electroscopio es un aparato que consiste de dos láminas delgadas de un material conductor que cuelgan de una barra metálica en el interior de un recipiente de vidrio, de manera tal, que si se acerca una pieza cargada a la barra metálica, se transfiere carga a las láminas produciendo una separación entre ellas.

concluyó que la fuente de ionización debía estar presente en el aire mismo.

Durante toda esa década tal situación no fue aclarada. Sin embargo, durante ese periodo Wilson se dedicó a desarrollar nuevos instrumentos de medida, como las cámaras de niebla, que son instrumentos más sofisticados que permitieron resolver el problema de la pérdida de carga.

El experimento crucial tomó lugar el 7 de agosto de 1912 el cual sería recompensado más adelante con el Premio Nobel.

Quien emprendió la aventura de realizar este experimento fue el físico austriaco Viktor F. Hess en heroicos vuelos a bordo de globos aerostáticos. Al usar cámaras de ionización, Hess demostró que el efecto de ionización en lugar de disminuir aumentaba con la altura, tomando valores hasta 16 veces más que a nivel del mar a una altura por encima de los 5000 m.

Por esa época, la radioactividad natural ya había sido ampliamente estudiada, aunque los procesos nucleares que la originaban no eran del todo claros. Lord Rutherford trabajando en Montreal, estableció que la radiación se clasificaba en tres categorías: Las partículas alfa, conocidas hoy como núcleos de helio; partículas beta, electrones conocidos como rayos catódicos; y rayos gamma, fotones con las mismas propiedades que los rayos X pero con energía mayor y por lo tanto más penetrantes. La reacción inmediata de Hess, fue pensar que los rayos gamma debían ser los causantes de la ionización del aire, pues su alta capacidad de penetración les permitiría atravesar muchos kilómetros a través de la atmósfera. Sin embargo, esta idea estaba equivocada, pero ni Hess ni nadie más pudieron darse cuenta en ese momento.

Otro de los científicos que retomó las aventuras de Hess, fue el físico Werner Kolhorster quien muy joven emprendió en 1913 y 1914, una serie de ascensos alcanzando alturas de 9300 metros, aproximadamente la misma altura del Monte Everest. Kolhorster observó que los efectos de la ionización resultaban ser hasta 50 veces más que a nivel del suelo.

Las observaciones de Hess y Kolhorster sugerían claramente que la radiación provenía de alguna fuente externa a la atmósfera terrestre. Pero, ¿de dónde provenía esta

radiación?

Hubo sin embargo, personas que dudaban de tales resultados, como el caso del mismo Wilson, quien habiendo hecho ya sus pruebas, argumentaba que la ionización se debía a tormentas eléctricas en la atmósfera. Sin embargo, los experimentos no registraban diferencias temporales (hora, día, estación del año), ni de un lugar a otro a la misma latitud. Otros científicos pensaban incluso, en la presencia de pequeñas porciones de material radiactivo en forma de gas dentro de la atmósfera.

Millikan también mantenía sus dudas al respecto, pero en los años de 1923 a 1926, llevó a cabo experimentos novedosos para confirmar la hipótesis de Hess [3]. En este tipo de experimentos, Millikan y colaboradores, midieron la intensidad de dicha radiación tanto a grandes alturas (15.5 Km) como por debajo del agua. Sus resultados sobre San Antonio Texas, reportaban únicamente el 25% de lo que registraban en Europa Central Hess y Kolhorster. Millikan concluyó entonces, que la totalidad de la radiación penetrante era de origen local, pero no entendía cómo llegaba a la alta atmósfera aquel tipo de material radiactivo.

Fue hasta 1926, en sus experimentos realizados en los lagos Muir y Arrowhead California [4], a 3590 m y 2060 m sobre el nivel del mar respectivamente, lo que convenció a Millikan del origen extraterrestre de aquella radiación, bautizándola entonces como Radiación Cósmica.

La radiación cósmica, podía ser concebida como un flujo de partículas atómicas o subatómicas (radiación corpuscular) o bien por ondas electromagnéticas. Millikan al igual que Hess, estaba convencido de que la radiación cósmica debía ser de tipo electromagnética, pues si fuese de origen corpuscular, habría una variación en la intensidad de la radiación con la latitud debida a la presencia del campo magnético terrestre, el cual a su vez, desviaría la trayectoria de las partículas cargadas a zonas de campo más intenso como los casquetes polares. Como esta variación no era evidente en sus experimentos realizados entre los Ángeles (34° N) y Perú (12° S), lo mismo que entre Pasadena (34° N) y Churchill Canadá (54° N) [5], Millikan creía firmemente

que la radiación cósmica estaba compuesta por rayos gamma de muy alta energía. Esta suposición estaba basada en el conocimiento teórico acerca de cómo la radiación gamma era absorbida por la atmósfera a través del Efecto Compton². El objetivo se redujo entonces, a determinar el espectro de energía de los rayos cósmicos. Fue así, que a partir del método de prueba y error se logró la determinación del espectro de energía, y el resultado encontrado fue que tal espectro estaba constituido por la suma de tres grupos de fotones con energías de 26, 110 y 220 MeV.

La explicación para estas energías, según el propio Millikan, era el resultado de la transmutación de elementos ligeros en elementos más pesados por medio de la fusión nuclear de origen estelar. Así por ejemplo, el primer grupo de fotones era producido por la diferencia de masa al fusionarse cuatro átomos de hidrógeno para dar origen a un átomo de helio. La energía liberada en este proceso de fusión, era del orden de 26.7 MeV, y coincidía justamente con la energía del primer grupo de fotones. El segundo grupo de fotones, era el resultado de la fusión de hidrógeno para formar átomos de nitrógeno y oxígeno. El tercer grupo correspondía a la formación de silicio.

Estos hechos convencieron no solo a Millikan, sino a muchos más, de que los rayos cósmicos eran el grito primigenio de los átomos que estaban siendo continuamente creados en el espacio.

Por otro lado, ciertos experimentos parecían indicar que la ionización producida por los rayos cósmicos podía ser atribuida a partículas cargadas eléctricamente. Por ejemplo, en 1927 el físico ruso D. Skobelzyn, al estudiar las fotografías de la trayectoria de electrones secundarios producidos por un haz de rayos γ en una cámara de niebla colocada en un campo magnético, había observado que existían algunas trayectorias de partículas β , con energías de un orden de magnitud superior a las emitidas por sustancias radiactivas conocidas, que no estaban conectadas al haz de rayos gamma.

² El efecto compton consiste en la emisión de un fotón y un electrón al chocar un rayo gamma con un núcleo atómico.

Por su parte, Bothe y Kolhorster, habían observado que dos contadores Geiger-Müller, uno encima de otro, separados por una distancia corta y conectados cada uno a un electroscopio, se descargaban simultáneamente. Estas descargas o coincidencias, no podían ser accidentales, dado que eran menos frecuentes cuando la distancia entre los contadores aumentaba. Concluyeron entonces, que estas coincidencias, se debían al paso individual de partículas cargadas a través de los contadores, lo cual no contradecía el punto de vista, según el cual la radiación primaria que llegaba a nuestra atmósfera del espacio exterior fuesen fotones de muy alta energía. Puesto que los fotones sufren colisiones Compton en la atmósfera, las partículas ionizantes podían ser electrones de rechazo que resultaban de tales colisiones.

Bothe y Kolhorster, realizaron un experimento, basándose en la idea de que las partículas β observadas por Skobeltzyn estaban relacionadas con la radiación cósmica. Más aún, creían que esas partículas cargadas eran la causa inmediata de la ionización observada. El problema era, por lo tanto, saber si esas partículas eran de origen secundario o si eran en realidad la misma radiación primaria que llegaba a nuestra atmósfera desde el espacio exterior.

El experimento consistió en instalar dos contadores Geiger- Müller Z1 y Z2, uno encima del otro, dentro de una cámara rodeada de plomo y hierro como absorbedores, (**figura 1**). Bajo estas condiciones, el número de descargas simultáneas de los contadores excedía por mucho, el número que se esperaba. El número de descargas no cambiaba mucho, si se colocaba entre los contadores una placa de plomo A. Tampoco pudieron medir un decrecimiento en el número de coincidencias, si en lugar de plomo colocaban oro entre los contadores. De esta forma, la idea de que la radiación cósmica estaba compuesta por partículas cargadas, comenzó a tener más aceptación.

La principal conclusión a la que llegaron Bothe y Kolhorster, fue haber detectado una radiación corpuscular, por la cual podían ser explicados los hasta entonces conocidos efectos de la radiación cósmica.

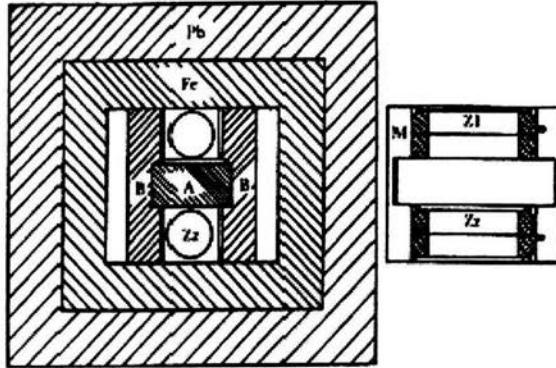


Figura 1. Arreglo utilizado por Bothe y Kolhorster para dilucidar la naturaleza corpuscular de la Radiación Cósmica. (Tomado de Otaola, Javier A. y Valdés Galicia, José F. 1992. Los rayos cósmicos mensajeros de las estrellas. Colección la Ciencia desde México. Núm. 108. Fondo de Cultura Económica D. F. México.

El experimento demostró también, que el poder de penetración de las partículas ionizantes era comparable con aquel deducido de la variación con la profundidad atmosférica de toda la radiación cósmica. Hicieron notar también, que las partículas de menor energía, entre aquellas que observaron, serían excluidas de las zonas ecuatoriales.

La prueba final de que los rayos cósmicos eran partículas cargadas provino del experimento iniciado en 1930, por A. H. Compton [6], quien, en un programa de investigación de heroicas proporciones, que incluyó a físicos de 80 instituciones, llevó a cabo una serie de mediciones de la intensidad de los rayos cósmicos en 69 estaciones alrededor del mundo³ (ver figura 2). Estas observaciones confirmaron la existencia de un efecto latitudinal en la intensidad de la radiación cósmica.

Compton hizo notar también que sus resultados estaban mejor correlacionados con la latitud geomagnética que con la geográfica. Este resultado confirmado más tarde por Millikan y Neher, llevó al descubrimiento en 1934, de que aún con la más ligera variación en la intensidad

³ Los primeros trabajos de estas expediciones aparecieron publicados en las siguientes referencias: [7], [8], [9], [10], [11], [12], [13].

del campo geomagnético a lo largo del ecuador, ésta se reflejaba en la intensidad de los rayos cósmicos [14].

Sin embargo, posteriormente se supo que las partículas cargadas detectadas por Bothe y Kolhorster no eran rayos cósmicos primarios, sino mesones μ , partículas de origen secundario descubiertas años más tarde. No fue sino hasta que se llevaron a cabo experimentos con emulsiones fotográficas a finales de los cuarenta, cuando se supo determinar que la radiación primaria consistía de protones, partículas alfa y núcleos más pesados.

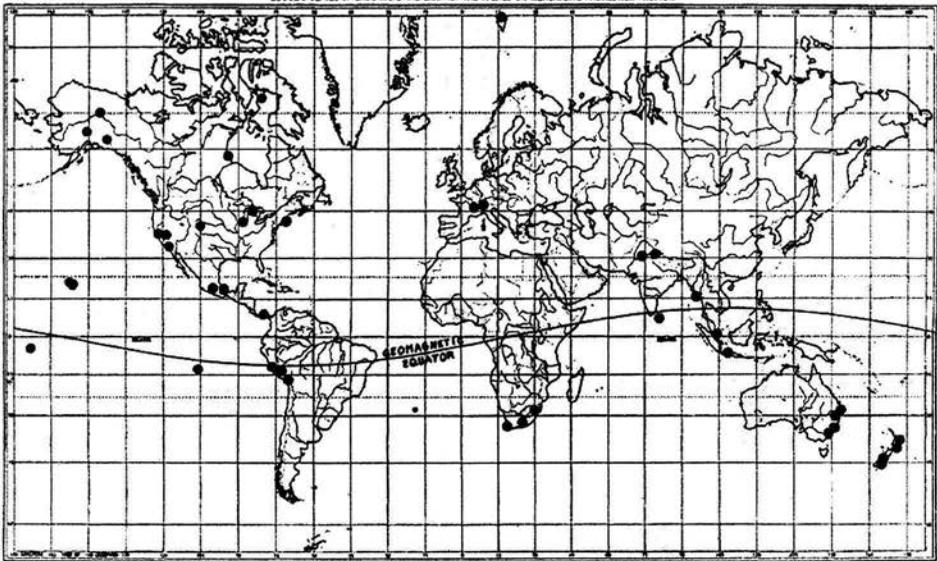


Figura 2. Mapa que muestra la localización de las distintas estaciones para la observación de rayos cósmicos del proyecto encabezado por Compton. En México se instalaron tres estaciones, Veracruz, Orizaba y Ciudad de México.

1.1.1. El descubrimiento del positrón y la producción de chubascos.

Cuando Bothe y Kolhörster realizaron su experimento, concluyeron que las partículas ionizantes no podían ser electrones de rechazo producidos en la interacción de la radiación gamma con la materia, pues el poder de penetración debía ser muy grande. Pensaron incluso, que esta radiación que detectaron cerca del nivel del mar eran rayos cósmicos primarios capaces de atravesar la atmósfera.

Con su técnica de colocar dos contadores en coincidencia, conocida como contador telescopio, lograron observar la dirección en que las partículas cargadas viajaban, demostrando que provenían principalmente en la dirección vertical y luego su intensidad se reducía con la variación del ángulo zenital.

Otro resultado importante que obtuvieron, fue al colocar varios contadores en coincidencia, observando que sufrían descargas simultáneamente, con lo que concluyeron que las partículas cargadas de vez en cuando no llegaban solas sino que lo hacían en grupos, principalmente en la dirección vertical. Por lo que a estos grupos los denominaron chubascos de rayos cósmicos.

Con estos resultados, Carl D. Anderson en 1932 [15], continuó el trabajo de medir la deflexión magnética de las trayectorias, determinar el radio de curvatura y con ello la energía de las partículas cargadas provenientes de chubascos. El tamaño de los radios encontrados implicaban una energía cinética de 5×10^9 eV para partículas con masa igual a la del electrón y 4×10^9 eV para partículas con la masa del protón, es decir una energía miles de veces mayor que cualquier otra medida anteriormente.

Otro trabajo importante de Carl Anderson, fue haber encontrado una cercana simetría en la desviación de trayectorias de las partículas hacia la derecha y hacia la izquierda. Concluyó que la radiación cósmica estaba compuesta por partículas positivas y negativas en la

misma proporción. Las partículas positivas sin embargo, tenían una masa muy pequeña como para compararse con los protones, por el contrario, mostraban una masa prácticamente igual a la del electrón.

En esa época, Paul A. M. Dirac, había propuesto una nueva teoría para el electrón, la cual, para muchos no tenía sentido, pues predecía cosas muy absurdas, como la presencia de partículas con masa y energías negativas. Pero Dirac mostró, que su teoría podía sustentarse si se suponía la existencia de electrones positivos y negativos. De manera tal, que las partículas positivas de los experimentos de Anderson, resultaran ser los electrones positivos requeridos por la teoría de Dirac.

El mismo año que Anderson hizo sus experimentos, el italiano Bruno Rossi, colocó un conjunto de tres contadores debajo de una placa de plomo, de tal forma que solo pudiera descargarse simultáneamente por la presencia de chubascos. Al hacer este experimento con y sin la placa de plomo, Rossi observó que el número de coincidencias aumentaba si colocaba la placa de plomo, lo cual quería decir, que los chubascos se estaban generando en el interior de la placa de plomo. Con estos resultados, Rossi pensó inmediatamente en la posibilidad de que la radiación detectada hasta entonces en forma de chubascos podía ser originada en la atmósfera, de la misma forma que se originaban en la placa de plomo, aún para partículas individuales, producto de interacción de un cierto tipo de radiación primaria con los núcleos atmosféricos.

Según, Bethe y Heitler, cuando un fotón de alta energía del orden de GeV penetra en un bloque de plomo, después de viajar una distancia pequeña alrededor de 0.007m, el fotón debía desaparecer, dando lugar a dos electrones (uno positivo y otro negativo), los cuales, de acuerdo con el principio de conservación de la energía, comparten la energía del fotón incidente. Los dos electrones viajan no muy lejos antes de radiar cada uno un fotón, por lo cual pierden una fracción de su energía. Estos fotones así creados, pronto se materializan en un nuevo par de electrones y el proceso continúa. En cada nueva interacción se crea un par de partículas. Dos electrones surgen de un solo fotón; un electrón y un fotón, de un solo electrón. Durante este proceso, la energía de

la partícula individual se reduce en promedio a la mitad. Como resultado de este proceso, el número de partículas se incrementa al principio mientras que sus energías se reducen.

A la larga, como la energía original ha sido compartida entre un número cada vez mayor de partículas recién creadas, la mayoría de los electrones no tienen energía suficiente para radiar nuevos fotones y son, entonces, rápidamente frenados. Igualmente el número de fotones recién radiados tienen menor energía y son incapaces de producir pares de electrones, de tal modo que son rápidamente absorbidos por colisiones Compton. De esta manera, el chubasco envejece, y termina por morir. Esta interpretación de los chubascos resultó ser la correcta y los principios de conservación de la energía y momento se cumplían tal como la había predicho la teoría de la relatividad de Einstein.

Estos resultados eran alentadores, sin embargo, aún era necesario explicar la aparente contradicción entre los resultados experimentales sobre los chubascos y los datos sobre las partículas muy penetrantes, que perdían energía únicamente por ionización al atravesar espesores considerables de materiales pesados.

1.1.2. Descubrimiento del Mesón μ

El objetivo principal en aquella época, era el identificar la naturaleza de aquellas partículas penetrantes de la radiación cósmica. Se sabía que tenían unidad de carga eléctrica y por lo tanto, debían ser electrones positivos, negativos o bien protones, las únicas partículas individuales cargadas conocidas en aquel entonces.

Existían sin embargo, dificultades respecto a la naturaleza de esas partículas. La objeción más importante a que fueran protones, era que un protón con la misma rigidez magnética [Ec. 1, Cap. 2] de un electrón de 200 MeV ionizaba aproximadamente 10 veces más que el electrón. Sin embargo, todas las trayectorias observadas en cámaras de niebla mostraban una

mínima ionización.

Por otro lado, el problema más serio al considerarlas como electrones (positivos o negativos), era que no se observaban pérdidas de energía por radiación de los electrones, que de acuerdo con cálculos teóricos, debían ser muy grandes.

Esta era la situación en 1934, las partículas provenientes no parecían ser protones ni electrones. Había quienes pensaban en la existencia de un nuevo tipo de partículas con masa intermedia entre el protón y el electrón.

Hasta que en 1935, H. Yukawa publicó sus famosas ideas sobre la naturaleza de las fuerzas nucleares y como consecuencia de ellas la posible existencia de una nueva partícula portadora de esas fuerzas nucleares, análoga al fotón, portadora de fuerzas electromagnéticas. Yukawa, basado en el rango conocido de las fuerzas nucleares, estimó que la partícula debía tener una masa en reposo aproximadamente 200 veces más pesada que el electrón.

Ese mismo año, Anderson y Neddenmeyer obtuvieron las primeras evidencias de un nuevo tipo de partículas [16]. En 1937, ellos mismos midieron separadamente las pérdidas de energía de partículas individuales y en grupo, llegando a la conclusión de que existían partículas de carga unitaria pero con una masa mayor que la del electrón libre y mucho menor que la del protón [17]. Así mismo J. Street y E. C. Stevenson reportaron experimentalmente que la partícula en cuestión tenía una masa de aproximadamente 200 veces la del electrón [18].

Durante algún tiempo, esta nueva partícula se le conoció con diversos nombres, como: barión, partícula X, electrón pesado, mesotrón (**ver figura 3**). Siendo por último el mesón, que logró la aceptación general. Poco después cuando las investigaciones revelaron la existencia de otro tipo de mesones, los físicos le pusieron al mesón original el prefijo μ .. La naturaleza de la radiación cósmica local observada en la atmósfera, era clara: las partículas penetrantes eran mesones μ , las partículas fácilmente absorbidas eran electrones y las no ionizantes eran fotones.

Mesotron as the Name of the New Particle

After reading Professor Bohr's address at the British Association last September in which he tentatively suggested the name "yucon" for the newly discovered particle, I wrote to him incidently mentioning the fact than Anderson and Neddermeyer had suggested the name "mesotron" (intermediate particle) as the most appropriate name. I have just received Bohr's reply to this letter in which he says:

"I take pleasure in telling you that every one at a small conference on cosmic-ray problems, including Auger, Blackett, Fermi, Heisenberg, and Rossi, which we have just held in Copenhagen, was in complete agreement with Anderson's proposal of the name 'mesotron' for the penetrating cosmic-ray particles."

ROBERT A. MILLIKAN

California Institute of Technology,
Pasadena, California,
December 7, 1938.

Figura 3. Carta enviada por Millikan al Profesor Bohr, sobre la propuesta del nombre para la nueva partícula descubierta por Anderson y Neddenmeyer. Incluye la respuesta de Bohr.

1.2. ¿Qué son los rayos cósmicos?

1.2.1. Radiación cósmica primaria.

Como se ha descrito anteriormente, la década de los 30, sirvió para entender la naturaleza y propiedades de las diferentes partículas encontradas en la radiación cósmica local. Pero fue hasta finales de la misma cuando por fin se encontró una respuesta a la pregunta primordial hecha por Hess: ¿Qué es la radiación cósmica primaria que proviene del espacio exterior y que llega continuamente al tope de nuestra atmósfera?

En trabajos hechos por Störmer para explicar el fenómeno de las auroras boreales, en la década de los 30 había predicho el predominio de cargas de un signo sobre otras, lo cual daría lugar a una asimetría este-oeste en la intensidad de la radiación cósmica. Este efecto había sido predicho por el belga Georges Lemaitre (posiblemente más conocido por sus trabajos en Cosmología) y el mexicano Manuel Sandoval Vallarta [19], e independientemente por el italiano Bruno Rossi. Este último, convencido de que el efecto debía ser más pronunciado a grandes alturas y cerca del ecuador, llevó a cabo un experimento en las montañas del este de África. Rossi

probó el efecto este-oeste, pero desafortunadamente sus resultados fueron dolorosamente rechazados por descubrir que meses antes el mismo experimento había sido realizado en la Ciudad de México por T. H. Johnson, Luis W. Álvarez y A. Compton, quienes confirmaron, que la mayor intensidad de partículas provenía del oeste, lo que indicaba que la mayoría de los rayos cósmicos eran partículas cargadas positivamente. Había dos candidatos al título, los protones o los recién descubiertos positrones (todavía no se descubría el muón).

A principios de los años cuarenta, M. Schein y colaboradores inician una serie de experimentos en globo a grandes alturas (20 Km), a una profundidad atmosférica de aproximadamente 560 Kg/m^2 . Sus resultados mostraban que las partículas a esas alturas atravesaban varios centímetros de plomo sin producir chubascos abundantes, como se esperaba en caso de que fuesen electrones. Dichas partículas tampoco eran absorbidas por el plomo de manera tan rápida como los electrones. Debido a estos resultados, Schein y colaboradores concluyeron que los rayos cósmicos eran protones.

En 1947, F. L. Hereford realizó varios vuelos en globo, en los que llevaba a bordo arreglos experimentales diseñados para responder de manera efectiva a la carga de las partículas que los atravesaran, y encontró que núcleos con número atómico $Z \geq 2$ estaban presentes en la radiación cósmica primaria. Un año más tarde, experimentos realizados por P. Freier, E. J. Lofgren, E. P. Ney, H. L. Bradt, F. Openheimer y B. Peters, con emulsiones nucleares y cámaras de niebla en globos a gran altura, demostraron que elementos de la tabla periódica, al menos hasta la vecindad del hierro, se encontraban también presentes en la familia de los rayos cósmicos primarios.

Hoy en día se sabe que elementos con carga tan grande como $Z = 90$ han sido encontrados en la radiación cósmica primaria, y que, contrario a la opinión que se tenía tan solo hace unos 40 años, se encuentran electrones incluso en la radiación cósmica primaria, aunque en cantidades menores que el 3%. La siguiente tabla 1 muestra las abundancias relativas de los elementos encontrados en la radiación cósmica primaria.

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	9.1	0.7
L	Li, Be, B	3 - 5	0.10	4×10^{-7}	3×10^5
M	C, N, O, F	6 - 9	0.42	0.14	3
H	Ne - K	10 - 19	0.14	0.054	10
VH	Ca - Zn	20 - 30	0.04	2×10^{-3}	20
VVH	Ga - U	31 - 92	2×10^{-6}	10^{-6}	2
SH	> U	110	?	?	?

TABLA 1. Abundancias relativas de los elementos de la radiación cósmica primaria y en el Universo. La composición de los rayos cósmicos se refiere a núcleos que tienen la misma energía por nucleón.

Los diferentes grupos se identifican de acuerdo con el número atómico (Z). La nomenclatura usada es la siguiente: hidrógeno (Z = 1); helio (Z = 2); elementos ligeros (Z = 3 - 5), L; elementos medianos (Z = 6-9), M; y los pesados (Z ≥ 10), H. Subgrupos del último, son el de los elementos muy pesados (Z = 20-30), VH; y los recién detectados VVH (Z =31-92); elementos más pesados que los del grupo del hierro y que llegan hasta los elementos transuránicos, han sido denominados súper pesados (Z=100), SH.

1.2.2. Radiación cósmica secundaria

Cuando la radiación cósmica primaria penetra en la atmósfera, todo lo que sucede resulta de las colisiones con la materia del aire. Dichas colisiones pueden ser de dos tipos: con la estructura electrónica del átomo, o con el mismo núcleo. Puesto que el núcleo es tan pequeño, el segundo tipo de colisiones es menos común, pero involucran cambios de energía muy grandes, y son estos, cuando ocurren, los que determinan toda la formación de rayos cósmicos secundarios.

Las colisiones del primer tipo, las más frecuentes, generalmente dan lugar a que un electrón sea liberado de la estructura del átomo blanco. Este es el mecanismo que conocemos como ionización y en el que se basa el funcionamiento de detectores como la cámara de

ionización, contadores Geiger y otros que se utilizan en el estudio de rayos cósmicos. También puede causar excitación del átomo dando origen a la producción de fotones gamma.

Cuando un rayo cósmico primario choca directamente con el núcleo de un átomo atmosférico, dependiendo de la energía de la partícula primaria, el tamaño del núcleo, etc., puede ocurrir una variedad de procesos. Estos pueden dividirse en procesos de absorción y dispersión (elástica e inelástica). En los procesos de dispersión elástica la cantidad de movimiento y la energía cinética total se conservan. En los de dispersión inelástica, por su parte, una fracción de la energía del rayo cósmico incidente es absorbida por el núcleo, el cual, queda a su vez, excitado. Esta energía es posteriormente emitida en forma de rayos gamma, partículas alfa, etc., lo que se conoce como proceso de evaporación.

Existen tres modos a través de los cuales la partícula primaria cede su energía a través de la atmósfera hasta el nivel del mar o aún más abajo: 1) la componente nucleónica o nuclear activa, 2) la componente dura o mesónica, y 3) la componente blanda o electromagnética, (**figura 4**). Dependiendo de la energía que trae la partícula primaria, predomina uno de estos tres mecanismos de conversión de la energía primaria en una componente secundaria.

Neutrones y protones, productos de la desintegración de un átomo atmosférico por una partícula primaria de baja energía $E < E_0$ son los que dan lugar a la componente nucleónica. Sin embargo, estos nucleones de energía menor que la partícula primaria, tienen suficiente energía como para actuar como si fuesen partículas primarias e interactuar con nuevos átomos atmosféricos, dando lugar así, a lo que se conoce como proceso de cascada. Al llegar a las capas bajas de la atmósfera, el flujo de esta componente decrece rápidamente con la profundidad atmosférica y constituye tan sólo un pequeño porcentaje del flujo total de partículas cerca del nivel del mar.

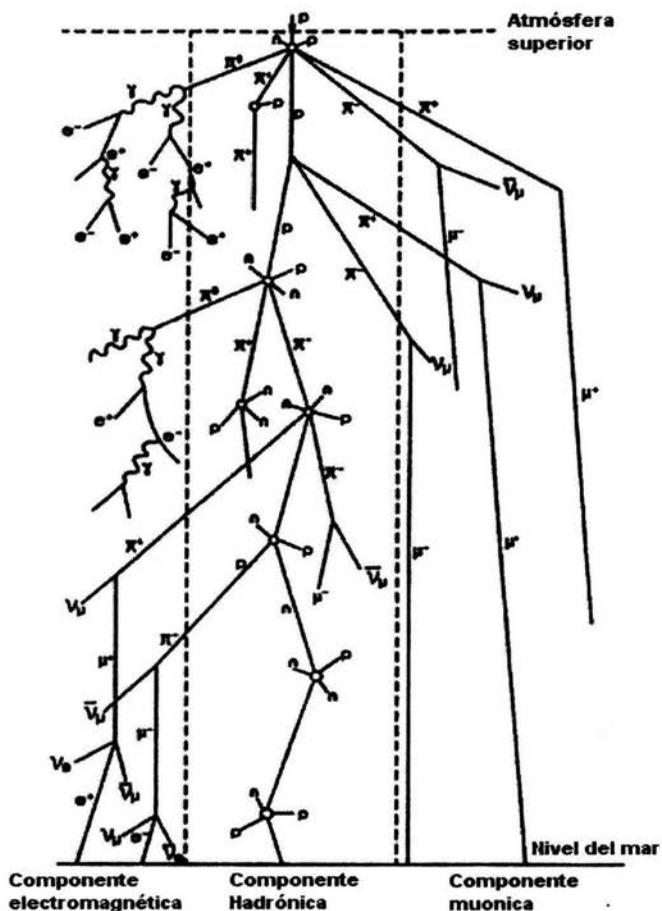


Figura 4. Representación esquemática de las componentes de la radiación cósmica secundaria en un chubasco.

A mayores energías $E > E_0$ de la partícula primaria, las interacciones nucleares no son elásticas, esto es, la energía total que traía la partícula primaria no es igual a la de los nucleones producidos en la desintegración nuclear. Parte de esta energía se ha ido en la creación de un nuevo tipo de partículas, y en proveerles la energía cinética con la cual se alejan del punto

donde ocurrió la interacción. Son estas nuevas partículas, los mesones π , y en lo que se convierten, mesones μ lo que determina casi toda la radiación cósmica secundaria que observamos al nivel del mar.

Los piones, al igual que todas aquellas partículas que son creadas en interacciones nucleares, son inestables y tienen una vida media de $\tau_0 = 2.6 \times 10^{-8}$ s en reposo, de ahí que tengan que decaer, en uno o varios pasos, en algún tipo de partícula estable. Los piones en particular, existen en tres diferentes estados de carga, es decir, pueden tener carga eléctrica positiva π^+ , negativa π^- o ser neutros π^0 . Los cargados decaen en muones de la misma carga μ^+ y μ^- respectivamente, y los neutros decaen en rayos gamma, los cuales dan lugar a un gran número de partículas que se extienden sobre grandes áreas. El número de partículas es aproximadamente proporcional a la energía primaria.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Modo típico de decaimiento del pion, donde ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$ son el neutrino y antineutrino del muon.

Los mesones μ , producto del decaimiento de los piones cargados, son también inestables, pero debido a la dilatación del tiempo por procesos relativistas⁴, su vida media $\tau_0 = 2.2 \times 10^{-6}$ s en reposo, es lo suficientemente grande como para que algunos de ellos sobrevivan el largo viaje hasta la superficie terrestre. De hecho, los muones μ son el tipo más abundante de partículas de radiación cósmica secundaria a nivel del mar.

⁴ A altas energías $\tau(E) = \tau_0(E/m_0c^2) = \tau_0\gamma$, donde $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ es el factor de Lorentz y $\beta=v/c$

La componente blanda o electromagnética está formada fundamentalmente por electrones y positrones resultantes del decaimiento de los muones μ^+ y μ^- , procesos de ionización, producción de pares y de las cascadas fotón electrón. Los positrones resultantes del decaimiento de muones μ^+ y de la producción de pares tienden a desaparecer en la atmósfera a través de procesos de aniquilamiento con electrones de los átomos del aire. Los electrones producto del decaimiento de los muones pueden ser lo suficientemente energéticos como para iniciar un chubasco.

Algunos mesones π pueden ser producidos en interacciones nucleares de los nucleones secundarios más energéticos. Más aún, algunos muones, aunque son partículas que interaccionan débilmente, en ocasiones pueden producir nucleones.

Del carácter de la producción de partículas y de los procesos del decaimiento podemos ver que la composición de la radiación cósmica secundaria varía con la altura, es decir, con la profundidad atmosférica.

Capítulo 2

Parámetros físicos de la radiación cósmica y la influencia del campo geomagnético

2.1. El campo geomagnético, agente modulador de la radiación cósmica

Una manera de caracterizar a la radiación cósmica es mediante su intensidad, la cual está íntimamente relacionada con la energía cinética de las partículas, su capacidad de penetración, así como su vida media y su carga eléctrica. Por esta razón, para determinar la intensidad de los rayos cósmicos, es necesario tomar en cuenta los efectos que el campo magnético terrestre ejerce sobre dicha radiación, (**figura 5**).

Como es sabido, cuando una partícula cargada se mueve en presencia de un campo magnético, experimenta una fuerza deflectora, la fuerza de Lorentz, que actúa perpendicularmente tanto a la dirección de propagación, como a la dirección del campo magnético. Si el campo es uniforme y perpendicular a la dirección de movimiento, la partícula se moverá formando un círculo, (**figura 6**). El radio ρ de este círculo será directamente proporcional a la cantidad de movimiento p de la partícula e inversamente proporcional a la intensidad del campo. Esto es, si la partícula es muy rápida, entonces el radio de giro ρ tendrá que ser mayor comparado con el de una partícula de la misma especie pero con menor rapidez. Ahora, si la intensidad del campo aumenta, entonces el radio de giro se hace más pequeño. Por otro lado, la dirección de giro de las partículas depende de su carga eléctrica.

Al producto $B\rho$ se le denomina rigidez magnética de la partícula y está dada por:

$$B\rho = \frac{p}{Ze} \quad (1)$$

donde $p = mv$, es el momento de la partícula y Z su carga eléctrica en unidades de e .

La cantidad del lado derecho se considera como una medida de la resistencia de la partícula a ser desviada por el campo.

En general la dirección de propagación de una partícula cargada no es perpendicular al campo magnético. Pero como la componente de la velocidad paralela al campo B no es afectada, la trayectoria será una espiral, (figura 6).

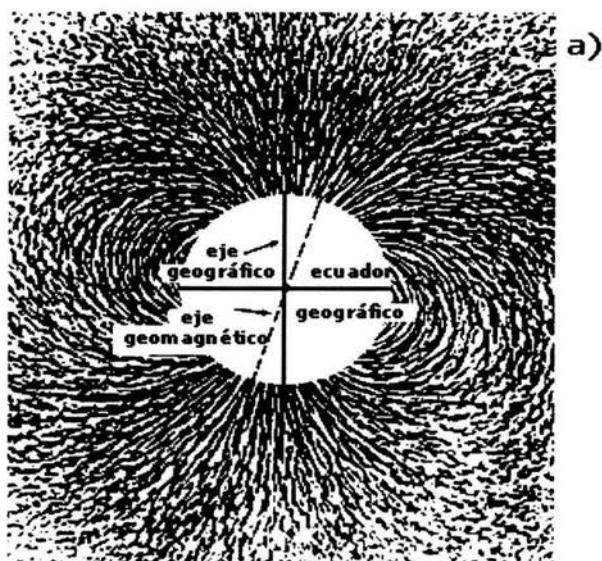
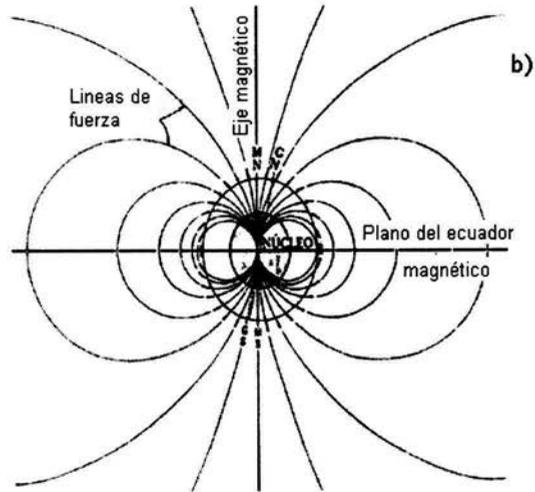


Figura 5. (a) Campo magnético terrestre ilustrado mediante un patrón de limaduras de hierro alrededor de una barra de imán.



(b) Líneas de fuerza del campo dipolar terrestre. Puede notarse la inclinación del eje magnético M y geográfico G respectivamente.

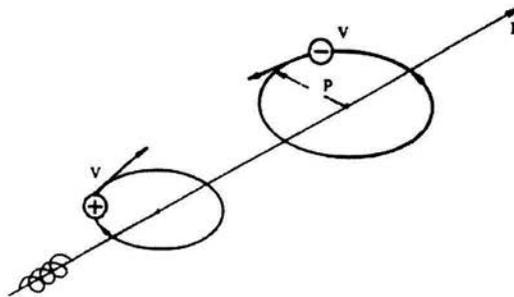


Figura 6. Movimiento de partículas cargadas en un campo magnético.

En realidad el campo magnético terrestre no es homogéneo y por lo tanto el movimiento de las partículas se vuelve más complicado.

Como el objetivo de este trabajo no es analizar el movimiento de las partículas a través del campo magnético terrestre, nos limitaremos a mencionar dos efectos cuya influencia desempeñan un papel importante en la determinación de la intensidad de los rayos cósmicos.

El primero de ellos ya lo hemos mencionado en el capítulo anterior, y está relacionado con la dirección de arribo de los rayos cósmicos; esto es, si las partículas poseen carga positiva la mayoría de ellas llegarán a la superficie de la tierra desde la dirección oeste. Pero si las partículas poseen carga negativa, entonces arribarán en dirección opuesta, es decir, desde el este. A este efecto se le conoce como efecto este-oeste.

Otro de los efectos importantes del campo magnético es el efecto latitudinal; este está relacionado con la rigidez magnética umbral o simplemente rigidez magnética de las partículas. Esto es, si queremos registrar la llegada de partículas con distinta rigidez magnética a la superficie de la tierra en una latitud dada, habrá un cierto valor de la rigidez, por debajo del cual no se registrarán partículas. A esta rigidez se le conoce como rigidez umbral. La rigidez magnética umbral de las partículas disminuye a medida que aumenta la latitud (figura 7), ya que la intensidad del campo magnético aumenta con la latitud. Este efecto del campo magnético se conoce como efecto latitudinal.

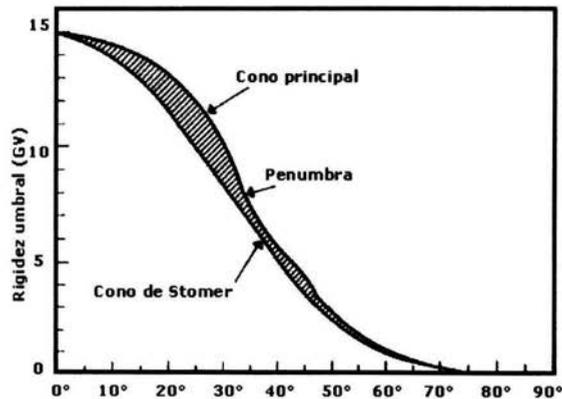


Figura 7. Variación de la rigidez umbral vertical con la latitud geomagnética. Todas las partículas con rigideces que exceden la rigidez de corte del cono principal son permitidas, mientras que aquellas con rigideces menores que las del cono de Stomer son prohibidas. Una explicación más detallada acerca de los conos de Stomer se da en el apéndice III.

Hechas estas observaciones sobre los efectos que el campo magnético terrestre tiene sobre las partículas que lo atraviesan, definamos algunos parámetros físicos, que nos permiten caracterizar a la Radiación Cósmica.

2.2. Parámetros físicos de la Radiación Cósmica

2.2.1. Intensidad direccional

Consideremos la **figura 8**. El elemento de ángulo sólido $d\Omega$ está dado por,

$$d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi \quad (2)$$

donde θ es el ángulo zenital y ϕ es el ángulo azimutal.

Entonces, la intensidad direccional I_i para una cierta clase de partículas i , se define como el número de partículas dN_i que inciden sobre un elemento de área dA por unidad de tiempo dt , dentro de un elemento de ángulo sólido $d\Omega$. Esto es,

$$I_i(\theta, \phi) = \frac{dN_i}{dA dt d\Omega} \left[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \right] \quad (3)$$

Esta cantidad también depende de la energía E de las partículas. Frecuentemente, la intensidad direccional es llamada simplemente Intensidad [20].

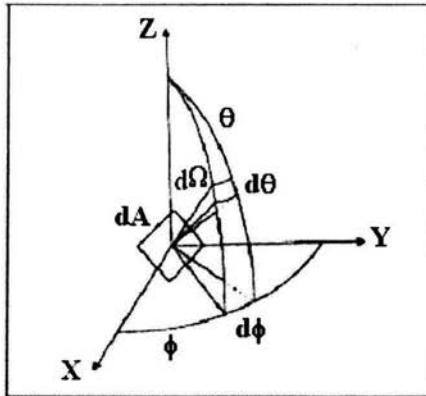


Figura 8. Elemento de ángulo sólido $d\Omega$ θ es el ángulo zenital y ϕ es el ángulo azimutal.

Si ahora consideramos el número de partículas con energías mayores a un cierto valor E , que atraviesan un elemento de área horizontal dA por unidad de tiempo dt , e integramos sobre el intervalo de $0 \leq \theta \leq \pi/2$, lo que obtenemos es el flujo integral $J_1(\geq E)$, esto es:

$$J_1 = \int_{\Omega} I(\theta, \phi) \cos(\theta) d\Omega \quad [cm^{-2} s^{-1}] \quad (4)$$

2.2.2. Intensidad omnidireccional o integrada

La intensidad omnidireccional o integrada J_2 , es obtenida integrando la intensidad direccional sobre todos los ángulos, es decir:

$$J_2 = \int I(\theta, \phi) d\Omega \quad (5)$$

Ya que $d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\phi$ (figura 8), entonces:

$$J_2 = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} I(\theta, \phi) \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (6a)$$

o bien

$$J_2 = 2\pi \int_{\theta=0}^{\pi} I(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad (6b)$$

Por definición, la intensidad omnidireccional J_2 siempre es mayor o igual al flujo integral J_I .

Además, para calcular la intensidad omnidireccional, la dependencia angular de la intensidad $I(\theta, \phi)$ debe ser conocida. Aunque algunas medidas, han mostrado que existe una pequeña dependencia azimutal para algunas componentes, excepto por pequeños cambios debidos al efecto este-oeste, podemos decir que la dependencia con el ángulo zenital es más significativa.

2.2.3. Dependencia Angular Zenital

Si $I_i(\theta = 0^\circ)$ es la intensidad vertical para una clase de partículas i , la dependencia angular zenital puede expresarse como:

$$I_i(\theta) = I_i(0^\circ) \cos^{n_i}(\theta) \quad (7)$$

donde el exponente n_i , depende de la profundidad atmosférica X [g/cm^2], y de la energía E , es decir $n_i = (X, E)$.

2.2.4. Espectro diferencial de energía

El espectro diferencial de energía $j(E)$ está definido como el número de partículas $dN(E)$, por unidad de área dA , por unidad de tiempo dt , por unidad de ángulo sólido $d\Omega$, por intervalo de energía dE , es decir:

$$j(E) = \frac{dN(E)}{dAd\Omega dE dt} [cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1}] \quad (8)$$

El espectro de energía puede ser representado también por un espectro de momento $j(p)$, por unidad de momento, o expresado en términos de la rigidez P , por unidad de rigidez, con P definida como sigue,

$$P = \frac{pc}{Ze} [GV] \quad (9)$$

donde pc es la energía cinética [GeV] de la partícula relativista, p es el momento [GeV/c], Ze la carga eléctrica de la partícula.

La razón para usar estas unidades es que para diferentes partículas con la misma rigidez, estas siguen idénticas trayectorias en un campo magnético dado.

2.2.5. Espectro integral de energía

El espectro integral de energía, $J (\geq E)$, está definido para todas las partículas con energías mayores que una cierta energía E , por unidad de área dA , por unidad de ángulo sólido $d\Omega$, y por unidad de tiempo dt , como sigue:

$$J(\geq E) = \frac{dN(\geq E)}{dAd\Omega dt} [cm^{-1}s^{-1}sr^{-1}] \quad (10)$$

El espectro integral se puede obtener por integración del espectro diferencial $j(E)$, esto es:

$$J(\geq E) = \int_E^{\infty} j(E)dE \quad (11)$$

Inversamente $j(E)$ se obtiene derivando $J(E)$,

$$j(\geq E) = \frac{-dJ(\geq E)}{dE} \quad (12)$$

La mayoría de los espectros de energía, pueden ser representados por una ley de potencias, por lo tanto, para el espectro integral tenemos.

$$J(\geq E) = CE^{-\gamma} \quad (13)$$

y para el espectro diferencial,

$$j(E) = C\gamma E^{-(\gamma+1)} = AE^{-(\gamma+1)} \quad (14)$$

donde $C = cte$ y γ el índice o pendiente del espectro que se determina por varios métodos según las diferentes regiones de energía.

Se puede determinar la relación entre la intensidad y la energía de cada componente de la radiación cósmica utilizando la tierra como analizador magnético. Así por ejemplo, en la **figura 7** se muestra cómo varía con la latitud geomagnética la rigidez umbral en la dirección vertical. Se puede ver que el incremento en el número de cuentas de un telescopio vertical entre 60° y 45° latitud, se debe a partículas con rigidez entre aproximadamente 1 y 2 GeV.

Como ejemplo, la **figura 9** muestra los resultados de las mediciones del espectro de energía de las diversas componentes de la radiación cósmica. En ella se dan los espectros integrales de energía, los cuales expresan la relación de cómo la intensidad $J(>E)$ de los rayos cósmicos, con energías que exceden de cierto valor límite inferior E , varía con la energía.

Si se toma el logaritmo natural en ambos lados de la expresión (13), la relación entre $\ln J(>E)$ y $\ln E$, son líneas rectas con pendiente $-\gamma$. Lo interesante, es notar cómo γ no varía considerablemente en todo un rango de energías de los rayos cósmicos por arriba de los 10 GeV. Los únicos cambios, pequeños pero significativos ocurren alrededor de los 10^{15} y 10^{18} eV, y están relacionados con el origen de los rayos cósmicos.

En particular, en este trabajo nos interesa conocer el espectro de energía de la componente dura de la radiación cósmica, es decir, para los muones.

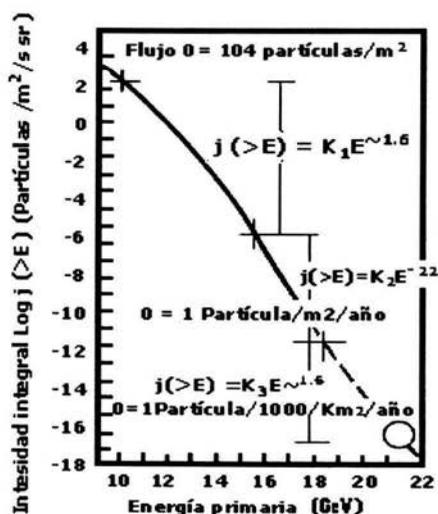


Figura 9. Espectro integral de energía de la radiación cósmica primaria. El eje X representa la energía total y el eje Y la intensidad unidireccional de partículas primarias.

2.3. Espectro diferencial de muones

Para dar una definición detallada del espectro diferencial de los muones es necesario mencionar primero algunos conceptos.

Camino libre medio

Sea t el intervalo de tiempo en el que una partícula recorre una distancia l dada por:

$$l = v \tau, \quad \text{pero } v = \beta c, \quad \text{entonces}$$

$$l = \beta c \tau \quad \text{como } \tau(E) = \tau_0 \gamma \quad \text{entonces}$$

$$l = \beta c \tau_0 \gamma \quad \text{donde } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{y } \beta = \frac{v}{c}$$

Sea ahora $\frac{1}{l} = \frac{1}{\beta c \tau_0 \gamma} [cm^{-1}]$, la razón de decaimiento por unidad de longitud de

camino recorrido. Para un medio con densidad ρ [g/cm^3], el camino libre medio λ_d [g/cm^2] para decaimientos espontáneos, está dado por:

$$\frac{1}{\lambda_d} = \frac{1}{\beta c \tau_0 \gamma \rho} \quad (15)$$

Probabilidad de decaimiento de una partícula

Consideremos el caso en que la partícula se propaga en dirección vertical a través de la atmósfera. Sea

$$dN = \frac{N_1}{\lambda_d} dx \quad (16)$$

El número de partículas de una cierta clase de partículas N_1 que decaen al atravesar un espesor dx [g/cm^2].

Sea N_2 , el número de partículas que sobreviven después de atravesar el espesor dx , esto es:

$$N_2 = N_1 \exp\left(-\int \frac{dx}{\lambda_d}\right) \quad (17)$$

Entonces el número de decaimientos es,

$$N' = N_1 - N_2$$

$$N' = N_1 - N_1 \exp\left(-\int \frac{dx}{\lambda_d}\right)$$

$$N' = N_1 \left[1 - \exp\left(-\int \frac{dx}{\lambda_d}\right)\right] \quad (18)$$

Luego la probabilidad de decaimiento de una partícula en una propagación vertical, está dada por,

$$W = \frac{N'}{N_1}$$

$$W = 1 - \exp\left(-\int \frac{dx}{\lambda_d}\right) = 1 - \exp\left(-\int \frac{m_0}{\rho \tau_0 p} dx\right) \quad (19)$$

de donde,

$$W = \frac{m_0 x}{\rho \tau_0 p} \quad (20)$$

Si la propagación ocurre a un ángulo $\theta > 0^\circ$, entonces la expresión anterior toma la forma de la componente en la dirección vertical, es decir:

$$W \approx \frac{m_0 x \sec \theta}{\rho \tau_0 p} \quad (21)$$

En el caso de la componente mesónica, específicamente para los muones que son los más abundantes en la superficie de la tierra, la probabilidad de decaimiento W_μ es similar.

Así que la probabilidad de supervivencia para los muones está dada por,

$$S_\mu = 1 - W_\mu \quad (22)$$

Una característica de esta componente es que la probabilidad de supervivencia S_μ , aumenta si la energía del muón también aumenta, como puede verse en la siguiente (figura 10).

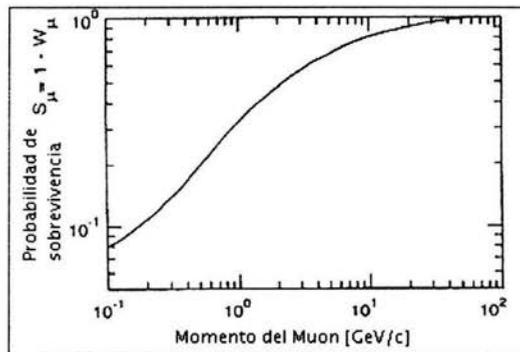


Figura 10. Probabilidad de sobre vivencia de muones originados a una profundidad atmosférica de 100 g/cm^2 , para alcanzar el nivel del mar, vs el momento del muón.

Dicho de otra forma, la probabilidad de que un muon decaiga es menor para energías grandes, como se ve en la figura 11.

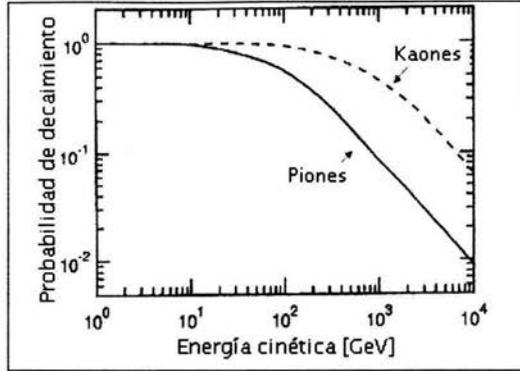


Figura 11. Probabilidad de decaimiento de piones y kaones en propagación descendente en la atmósfera, vs energía cinética a una profundidad de 100 g/cm².

Recordemos que la distribución de intensidades de los rayos cósmicos se representa por un espectro de energía. Para la componente muónica, el espectro diferencial de energía para un nivel específico en la atmósfera, está dado por:

$$J_{\mu}(E) = A_{\pi} W_{\pi} (E + \Delta E)^{-\gamma_{\mu}} (1 - W_{\mu}) \quad (23)$$

donde $\gamma_{\mu} \approx \gamma_{\pi}$, y

A_{π} es la constante de normalización para la intensidad absoluta,

ΔE , la pérdida de energía por ionización,

W_{π} la probabilidad de decaimiento en piones,

W_{μ} la probabilidad de decaimiento en muones,

γ_{π} el exponente del espectro diferencial para los piones,

γ_{μ} el exponente del espectro diferencial para los muones.

A bajas energías, todos los mesones decaen en muones los cuales a su vez también decaen, observándose que la intensidad de muones es mayor a bajas energías que para valores muy grandes de ésta, como puede notarse en la siguiente **figura 12**.

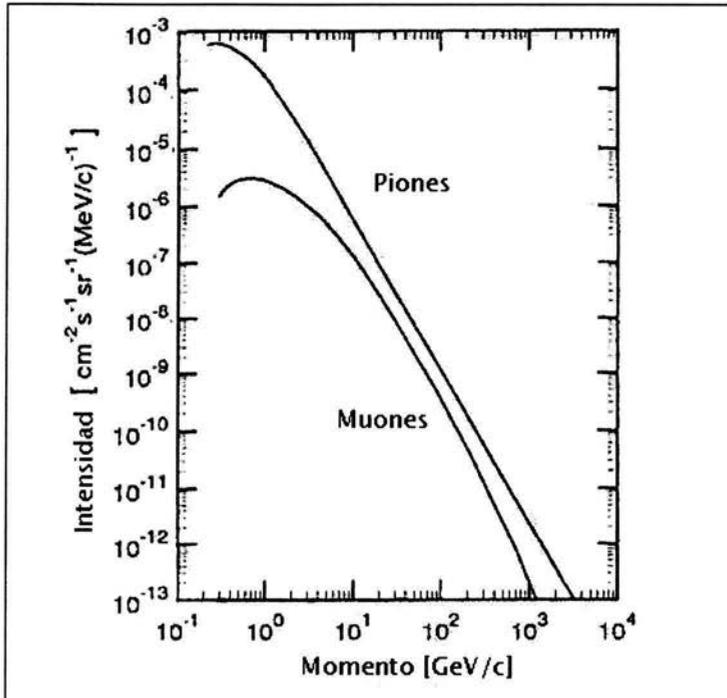


Figura 12. Espectro diferencial de momento del muón, comparado con el espectro diferencial del pión.

Capítulo 3

¿Cómo se detectan los rayos cósmicos?

En la actualidad, una de las técnicas ampliamente usadas para la detección de rayos cósmicos se basa en el empleo de detectores de centelleo. Estos detectores básicamente constan de tres componentes: un plástico centellador, una guía de luz, y un tubo fotomultiplicador (PMT). Aunque existe otra variedad de instrumentos que a lo largo de la historia del estudio de los rayos se han utilizado, centraremos nuestra atención en el detector de centelleo, pues a este tipo de detector hemos recurrido para llevar a cabo el objetivo de este trabajo. A lo largo de este capítulo se describen las características de cada uno de los componentes del detector, comenzando primeramente por mostrar el principio físico que gobierna el funcionamiento de un detector de centelleo.

3.1. Interacción de la radiación con la materia

Debido a que el rango de energías de la radiación cósmica es muy amplio, 10^9 eV a 10^{21} eV, se han inventado y perfeccionado una gran variedad de técnicas para medir dicha radiación con la finalidad de estudiar todos los procesos que en ella ocurren.

En general cuando un átomo o partícula eléctricamente cargada atraviesa un medio dado, pierde energía al ionizar o excitar los átomos encontrados a su paso. Esta ionización o excitación, es la base de todos los instrumentos usados en la detección de tales partículas. Aún si las partículas no llevan carga eléctrica, es posible detectarlas indirectamente midiendo aquellas partículas cargadas que se producen al chocar o interactuar con los núcleos atómicos del medio que atraviesan.

Discutiremos a continuación algunos conceptos físicos que describen lo que sucede cuando la radiación cósmica interacciona con la materia, en particular nos referiremos a la componente constituida por partículas cargadas, pues como ya se mencionó, este proceso es lo que permite que dichas partículas puedan ser detectadas. Como hemos dicho, cuando una partícula atraviesa un medio, pierde parte de su energía al interactuar con las partículas de dicho material cediéndoles parte de su energía cinética. Como resultado, diferentes efectos pueden presentarse, por ejemplo:

- a) Ionización de los átomos del medio
- b) Transmisión de energía al medio, produciendo calentamiento del material.
- c) Excitación de los átomos del material, de manera que en el proceso de desexcitación se emitan rayos X, ultravioletas, ..., o bien efectos secundarios que a su vez, producen ionización.
- d) Modificación de las propiedades del sólido, producido por desplazamiento de los átomos de la red cristalina del material.
- e) Reacciones químicas entre los átomos desplazados o ionizados.

Estos efectos son aprovechados por los detectores de partículas de la radiación cósmica. Para propósitos de este trabajo, trataremos únicamente el primer efecto listado anteriormente, ya que la ionización que producen las partículas a su paso por el medio material de nuestro detector nos es útil para medir el flujo de partículas que inciden en él.

3.1.1. Poder de frenado

La pérdida de energía de las partículas incidentes al transferir energía cinética, se debe principalmente a las colisiones elásticas e inelásticas con los átomos del medio, lo cual da origen a la ionización de estos últimos. La mayor pérdida de energía se debe a la interacción coulombiana con los electrones, lo que hace que la partícula incidente se frene.

El poder de frenado del material se denota como $-dE / dx$ y representa la pérdida de energía de la partícula incidente por unidad de trayectoria. Ésta, está descrita por la ecuación de Bethe Bloch, que a continuación se deduce.

3.1.2. Ecuación de Bethe Bloch

Considere una partícula de carga Ze , masa M , y velocidad v , cuya energía cinética es mayor que la de su masa en reposo en Mc^2 . Consideremos por principio de cuentas, que la partícula interactúa muy poco con los electrones, de manera que la trayectoria de la partícula incidente se considera una recta. Supongamos ahora que la partícula se mueve a una gran velocidad por lo que los electrones pueden considerarse en reposo. Suponemos también a los electrones libres y distribuidos uniformemente, con una densidad de N electrones por cm^3 , la **figura 13** muestra esta situación. Note que el parámetro de impacto entre la trayectoria de la partícula Ze y el electrón está dado por b . Ya que la partícula Ze se mueve con una velocidad v en una trayectoria recta, al pasar cerca de un electrón actúa una fuerza de Coulomb entre ambas partículas. Esto es

$$F = \frac{Ze^2}{r^2} \quad (24)$$

Ahora bien, esta misma fuerza en términos del campo eléctrico se expresa como:

$$F = eE \quad (25)$$

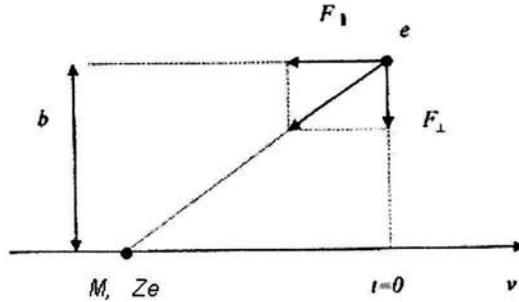


Figura 13. Trayectoria de una partícula con masa M y carga Ze cuando incide en un material.

De la **figura 13**, se ve claramente que la fuerza F tiene dos componentes $F_{//}$ y F_{\perp} . De estas dos componentes, la única que contribuye al momento de la partícula Ze , es la componente perpendicular, ya que por simetría, la componente del momento en la dirección paralela se anula.

Entonces el momento P_{\perp} de la partícula Ze está dado

$$P_{\perp} = \int F_{\perp} dt = \int eE_{\perp} dt = \int \frac{eE_{\perp} dx}{v} = \frac{e}{v} \int E_{\perp} dx \quad (26)$$

donde la última integral se resuelve aplicando el teorema de Gauss para una geometría cilíndrica, **figura 14**. Esto es:

$$\varphi = \int E \cdot ds = \int E_{\perp} \cdot 2\pi b dx = 4\pi Ze \quad (27)$$

$$2\pi b \int E_{\perp} dx = 4\pi Ze$$

$$\int E_{\perp} dx = \frac{4Ze}{2b} = \frac{2Ze}{b}$$

de donde

$$p_{\perp} = \frac{e}{v} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\perp} dx = \frac{e}{v} \left[\frac{2Ze}{b} \right] = \frac{2Ze^2}{vb} \quad (28)$$

entonces la partícula incidente cede al electrón una energía cinética dada por:

$$T_e(b) = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e} = \frac{(2Ze^2)^2}{2m_e(vb)^2} = \frac{2Z^2e^4}{m_e v^2 b^2} \quad (29)$$

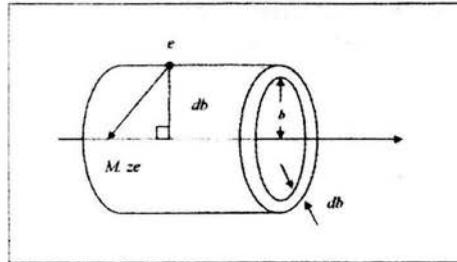


Figura 14. Trayectoria de una partícula en un cilindro de Gauss.

Ahora calculamos la pérdida de energía total de la partícula incidente. Dado que N_e es la densidad de electrones, la cantidad de electrones que hay en un elemento de volumen $dV = 2\pi b db dx$ está dada por:

$$N_e dV = N_e 2\pi b db dx \quad (30)$$

Luego, la pérdida de energía por unidad de longitud de trayectoria es la energía cinética T_e cedida a los electrones, es decir:

$$-dE(b) = T_e N_e dV$$

y la pérdida de energía total es

$$-\frac{dE}{dx} = \int T_e N_e dV = \int T_e N_e 2\pi b db$$

sustituyendo (29) tenemos

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &= 2\pi N_e \int_{b_{min}}^{b_{max}} T_e b db \\ &= 2\pi N_e \int \frac{2Z^2 e^4}{m_e v^2 b^2} b db \\ &= \frac{4\pi Z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \int \frac{db}{b} \\ &= \frac{4\pi Z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \end{aligned}$$

Así,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (31)$$

Note que cuando b es muy grande el electrón gana muy poca energía. Cada electrón requiere una energía mínima para ser excitado y llevarlo al primer estado atómico no ocupado. Si denotamos esta energía mínima por I , y usando la expresión (29) para T_e , tenemos

$$b_{\max} = \frac{Ze^2}{v} \left[\frac{2}{m_e I} \right]^{1/2} \quad (32)$$

es decir, el electrón recibe la mínima energía para un parámetro de impacto máximo. Por otro lado, la máxima energía que recibe el electrón ocurre cuando el parámetro de impacto toma un valor mínimo b_{\min} , esto es de acuerdo con la física clásica,

$$T_e = \frac{1}{2} m_e (2v)^2 = 2m_e v^2$$

entonces

$$\frac{2Ze^2}{b_{\min}} \approx 2m_e v^2$$

Por lo tanto

$$b_{\min} = \frac{ze^2}{m_e v^2} \quad (33)$$

Las ecuaciones para b_{\max} y b_{\min} junto con el factor logarítmico de la ecuación de Bethe Bloch pueden utilizarse para obtener una estimación de la potencia de frenado. De hecho, al considerar argumentos mecánico-cuánticos más rigurosos, es posible aproximar el factor logarítmico de la ecuación de Bethe Bloch a la forma

$$\ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \approx \ln \frac{2m_e v^2}{I} \quad (34)$$

el cual difiere del resultado obtenido al considerar únicamente la teoría semiclásica. Como $2m_e v^2$ es la energía cinética máxima $T_{máx}$ que puede transferirse al electrón, la ecuación de Bethe Bloch se puede escribir como sigue

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I} \quad (35)$$

De donde observamos que $-dE/dx$ es independiente de la masa de la partícula incidente. Por otro lado, a bajas energías

$$a) -\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{v^2}$$

$$b) -\frac{dE}{dx} \propto Z^2$$

Considerando la expresión relativista de la energía cinética $T_{máx}$, el factor logarítmico de la ecuación (31) queda como

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right]$$

o bien

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \quad (36)$$

La fórmula de Bethe Bloch [21] indica que la razón de pérdida de la energía depende principalmente de la velocidad de la partícula y de su carga. A velocidades v cercanas a c , o bien a energías cinéticas $T \approx Mc^2$, la razón de pérdida de energía disminuye como $1/v^2$ o bien como T^{-1} . A mayores energías, la razón de pérdida de energía aumenta logarítmicamente como $\ln \gamma^2$. Para energías $T \approx Mc^2$ hay una razón de pérdida de energía mínima, esto es en general para partículas con energías mayores que 1 GeV, (figura 15). Todas aquellas partículas con energías por encima de este valor se conocen como partículas de mínima ionización.

Cuando la velocidad de la partícula se aproxima a la velocidad de la luz, aumenta de forma lenta el poder de frenado. Sin embargo, no hay un crecimiento infinito, esto se debe a un efecto de densidad, el apantallamiento debido a los átomos más cercanos.

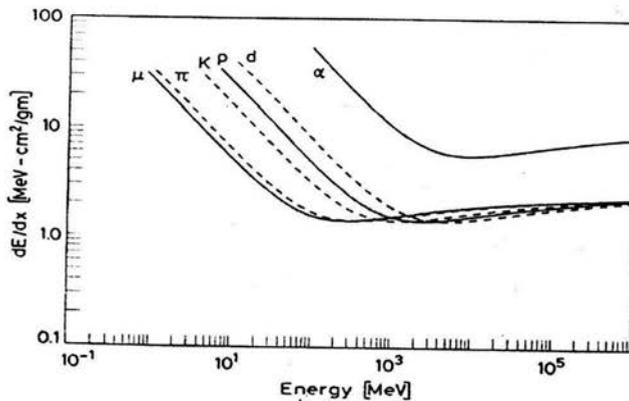


Figura 15. Poder de frenado $\frac{dE}{dx}$ como función de la energía para diferentes partículas. Puede apreciarse claramente la propiedad de mínima ionización para diferentes partículas, en especial para los muones con energías por encima de 300 MeV.

3.2. Métodos de detección de rayos cósmicos

Básicamente, los instrumentos de detección de radiación se pueden dividir en tres grupos: 1) Dosímetros, 2) Instrumentos de visualización de trazos y 3) Contadores. Mencionaremos brevemente en qué consiste cada uno de estos grupos, haciendo énfasis en los contadores tipo centellador, ya que estos forman parte en la técnica de detección de los rayos cósmicos de interés para el presente trabajo.

Los dosímetros miden efectos del conjunto de varias radiaciones ionizantes, si bien no detectan las partículas individuales. Algunos de los instrumentos de este grupo son las cámaras de ionización y los dosímetros químicos.

Los instrumentos de visualización de trazos registran la trayectoria de las partículas ionizantes individuales. En este grupo se hallan: a) cámaras de niebla b) cámaras de burbuja, c) cámaras de chispa, d) cámaras de centelleo y e) emulsiones nucleares o ionográficas.

Finalmente los contadores son instrumentos en los que las partículas ionizantes originan pulsos eléctricos que se cuentan mediante circuitos electrónicos. Entre los contadores más importantes se hallan: a) contador Geiger Müller, b) contador de ionización, c) contador proporcional, d) contador Cherenkov, y e) contador de centelleo.

3.2.1. Contador de centelleo

El contador de centelleo es el instrumento más usado en los estudios de chubascos atmosféricos externos. Su principio de funcionamiento está basado en el efecto de ionización descrito en la sección 3.1.

Una partícula cargada con energía E , penetra en el material de centelleo o centellador, donde disipa parte de su energía cinética ionizando y excitando átomos. Una fracción de esa energía se convierte en un número N de fotones, que son radiados y conducidos por una guía de luz hacia el fotocátodo de una válvula sensible a la luz llamada tubo fotomultiplicador ó PMT por sus siglas en inglés (Fotomultiplier Tube), (**figura 16**). Una fracción de los fotones causa la emisión de fotoelectrones del cátodo, los que son acelerados por el potencial aplicado entre éste y un primer electrodo del PMT llamado dínodo. Al primer dínodo llegan T fotoelectrones que a su vez producen la emisión de nuevos electrones por emisión secundaria.

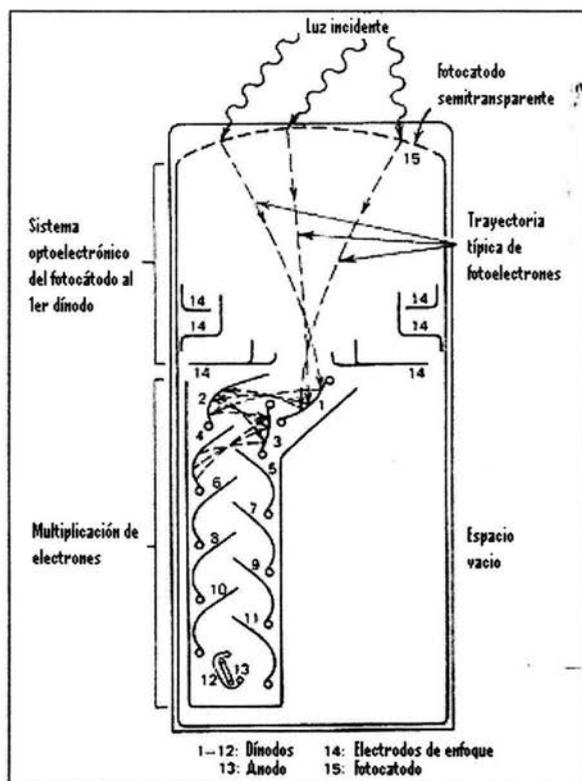


Figura 16. Elementos básicos de un tubo fotomultiplicador PMT.

El proceso de multiplicación de electrones se repite en cada subsiguiente dínodo (un PMT contiene entre 9 y 14 dínodos). Si existen n dínodos, cada uno con un factor de multiplicación R , el número de electrones que emergen del último y que llegan al ánodo es $Q = R^n T$, donde R^n tiene valores típicos de 10^5 a 10^8 . Esta avalancha de electrones produce una pulsación eléctrica que se registra mediante un sistema electrónico externo de conteo.

La operación de un contador de centelleo se puede dividir en cinco etapas [22]:

- 1.- La absorción de la radiación incidente por el material de centelleo.
- 2.- El proceso de fluorescencia por el cual la energía disipada se convierte en emisión de fotones.
- 3.- El tránsito de fotones emitidos a través de una guía de luz hacia el fotocátodo del PMT.
- 4.- La absorción de los fotones por el fotocátodo, la emisión de fotoelectrones y la recolección de éstos en el primer dínodo.
- 5.- La etapa de multiplicación de electrones.

El sistema completo constituido por el plástico centellador, la guía de luz y el PMT, es envuelto por una capa oscura que impide la entrada de la luz exterior.

Así mismo, los materiales para centelladores deben poseer las siguientes características:

- Deben convertir la energía cinética de la partícula cargada en luz detectable con una alta eficiencia de centelleo.
- Esta conversión debe ser de tipo lineal, es decir, la luz que llega debe ser proporcional a la energía depositada en un rango bastante amplio.
- El medio debe ser transparente a la propia longitud de onda de la luz emitida por centelleo y asegurar así una buena colección de ésta en el PMT.
- El tiempo de decaimiento de la luminiscencia inducida debe ser corto de tal manera que el pulso de la señal que se genere sea rápido (<100 ns).
- El material debe tener buenas cualidades ópticas y poderse fabricar en tamaños bastante

grandes para así tener un uso práctico mejor.

- El índice de refracción debe ser muy cercano al del vidrio ($n = 1.5$) para permitir un acoplamiento eficiente de la luz de centelleo al PMT.

Como materiales de centelleo se utilizan diversos productos sólidos (orgánicos e inorgánicos) líquidos y gases [23].

3.3. Centelladores inorgánicos

El mecanismo de centelleo en materiales inorgánicos depende del estado de energía determinado por la red cristalina del material. Básicamente la absorción de energía por electrones de la banda de valencia da lugar a que éste salte hasta la banda de conducción, de tal modo que el proceso de desexcitación se emite un fotón. Este proceso de emisión en un cristal puro no es tan eficiente, pues el ancho típico de la banda prohibida es tal que el fotón resultante tiene una energía alta que no pertenece al rango visible.

Para aumentar la probabilidad de emitir fotones en el rango visible durante el proceso de desexcitación, pequeñas cantidades de impurezas son normalmente agregadas al centellador inorgánico. Cada impureza agregada, también llamada “activador” crea lugares especiales en la red, en los cuales la estructura de bandas de energía normales es modificada. Como resultado, estados de energía son creados dentro de la banda prohibida a través de los cuales el electrón regresa a la banda de valencia. Debido a que la energía es menor que la correspondiente a la banda prohibida completa, esta transición da lugar a un fotón en el rango visible, lo que constituye la base de un centellador inorgánico.

Los sitios de desexcitación son llamados centros de luminiscencia o centros de recombinación. Su estructura de energía en la red cristalina, determina el espectro de emisión del centellador.

La vida media de los estados excitados está en un rango de 50 a 500 ns. Son estos tiempos de decaimiento, los que determinan el tiempo característico de la luz emitida por centelleo.

Existen otros procesos de desexcitación que dan lugar a la emisión de una luz de retardo conocida como fosforescencia, así como la emisión de fotones que no pertenecen al rango visible, producidos por procesos de desexcitación de menor grado llamados “quenching”.

Una medida de la eficiencia del proceso de centelleo se puede hacer con un simple cálculo de energía. Para una amplia categoría de centelladores, ésta toma un promedio alrededor de tres veces la energía de la brecha, para crear un par electrón-hueco. En materiales como Yoduro de sodio, esto significa que alrededor de 20 eV de la energía de la partícula cargada debe perderse para crear un par electrón-hueco. Para 1 MeV de energía depositada por la partícula en el centellador, alrededor de 5×10^4 pares de electrón hueco son creados. Experimentos han mostrado que la eficiencia del Yoduro de sodio dopado con Talio es alrededor de 12%. La absorción de un MeV de energía debe entonces producir del orden de 1.2×10^5 eV de energía luminosa, ó 4×10^4 fotones con un promedio de 3 eV de energía. Esta producción es muy cercana a un fotón por par electrón-hueco originalmente formado.

En términos generales, los centelladores de tipo inorgánico, se caracterizan por tener una mejor salida de luz y linealidad, pero son relativamente lentos en su tiempo de respuesta.

3.4. Centelladores orgánicos

En comparación con los centelladores inorgánicos, los centelladores orgánicos poseen un tiempo de respuesta más rápido pero conducen menor salida de luz. A continuación se mencionan algunos tipos de centelladores orgánicos.

3.4.1. Cristales orgánicos puros

Uno de los materiales más antiguos ampliamente usado como material centellador orgánico es el Anthracene, el cual, se distingue por tener una alta eficiencia de centelleo (gran salida de luz por unidad de energía).

Otro material muy conocido es el Estilbeno, este por su parte, tiene una baja eficiencia de centelleo, y normalmente es usado para pulsos de discriminación los cuales permiten distinguir entre centelleos inducidos por partículas cargadas y electrones. Ambos materiales son relativamente frágiles y difíciles de obtener en grandes tamaños.

3.4.2. Soluciones de líquidos orgánicos

Son producidos al disolver un centellador orgánico en un solvente apropiado. En ocasiones se agrega un tercer componente que actúa como modificador de la longitud de onda. El problema con estos centelladores líquidos es que la presencia de oxígeno disuelto actúa como reductor en la eficiencia de centelleo.

3.4.3. Centelladores plásticos

Se producen cuando un centellador orgánico es disuelto en un solvente que posteriormente es polimerizado. El solvente más común es el monómero estireno. Se pueden producir en grandes tamaños pero la desventaja es que la intensidad de la luz se atenúa con la distancia. Es decir la absorción de la propia luz emitida en centelladores grandes, no es despreciable y debe tomarse en cuenta.

3.5. Proceso de centelleo

La luz emitida de centelleo es el resultado de la interacción de la radiación con la materia y es la base de un detector de este tipo. A continuación describiremos en que consiste el proceso de centelleo de un material.

3.5.1. Fluorescencia

El proceso de fluorescencia en materiales orgánicos proviene de las transiciones electrónicas en la estructura de los niveles de energía de una molécula simple.

Una gran categoría de centelladores orgánicos se basa en moléculas orgánicas con ciertas propiedades de simetría, por lo que se les conoce con el nombre de estructura π -electrón. La energía puede ser absorbida por un electrón de la configuración en un cierto número de estados excitados. Los niveles de energía de la estructura π -electrón se ilustran en la **figura 17**. La serie de estados singuletes (spin 0) están etiquetados como S_1, S_2, S_3, \dots . Similarmente el conjunto de tripletes (spin 1) se muestran como T_1, T_2, T_3, \dots . La energía entre los niveles S_0 y S_1 es del orden de 3 o 4 eV, haciéndose cada vez menor entre los niveles más altos. Además, cada uno de estos niveles está subdividido en una serie de niveles más finos que corresponden a los distintos estados vibracionales de la molécula. El espaciamiento típico de energía entre estos subniveles es del orden de 0.15 eV. Estos estados vibracionales están etiquetados con un segundo subíndice, de manera que el símbolo S_{00} representa el estado vibracional más bajo. Cuando una partícula cargada atraviesa un medio (centellador), ésta cede parte de su energía cinética a las moléculas. Esta energía de absorción se muestra en la **figura 17** por las líneas dirigidas hacia arriba. Los estados singuletes más altos que han sido excitados, son rápidamente desexcitados (en un tiempo del orden de pico segundos) al nivel S_1 , por un mecanismo de radiación interna de

menor orden. También aquellos estados con un exceso de energía vibracional tales como S_{11} o S_{12} , no están en equilibrio con sus vecinos y pierden rápidamente su energía. Por lo tanto el efecto neto del proceso de excitación en un cristal orgánico es producir, después de un tiempo despreciablemente corto, una población de moléculas excitadas en el estado S_{10} .

Ahora bien, la principal luz de centelleo o pulso de fluorescencia, es emitida en la transición entre el estado S_{10} y uno de los estados vibracionales del siguiente estado electrónico S_{00} . Estas transiciones están indicadas en la **figura 17** por las flechas hacia abajo.

Si τ representa el tiempo de decaimiento de fluorescencia para el nivel S_{10} , entonces la intensidad del pulso de fluorescencia a un tiempo t seguido de la excitación es simplemente:

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (37)$$

En la mayoría de los centelladores orgánicos, τ es del orden de uno cuantos nanosegundos, y por lo tanto la componente del pulso es muy rápida. El tiempo de vida para el primer estado de triplete T_1 es característicamente más grande que para el singulete S_1 . Por medio de un proceso de transición conocido como “intersystem crossing” un estado singulete puede convertirse en un triplete. Como el tiempo de vida de T_1 es del orden de 10^{-3} s, la radiación emitida al pasar al estado S_0 es una luz retardada conocida como fosforescencia. Además, ya que T_1 es menor que S_1 , entonces la longitud de onda del espectro de fosforescencia es más grande que para el espectro de fluorescencia. Pero también un estado T_1 puede excitarse y regresar a S_{01} , entonces decae en un proceso normal de fluorescencia. Este proceso representa el origen de la fluorescencia retardada observada algunas veces en centelladores orgánicos.

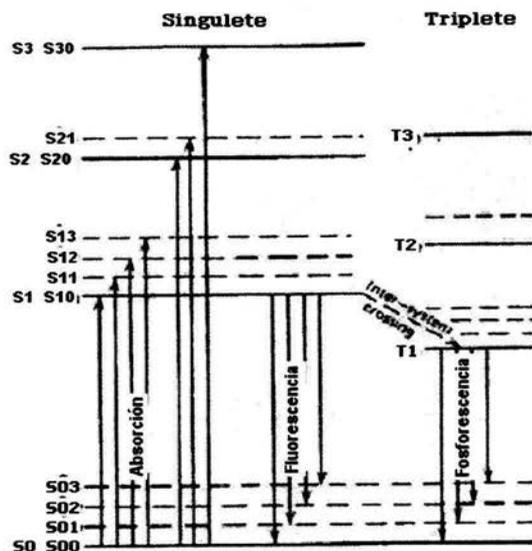


Figura 17. Niveles de energía de una molécula orgánica con estructura π -electrón.

Otra propiedad de los centelladores orgánicos, es que son transparentes a su propia emisión de luz, debido a que la energía de la luz emitida (fluorescencia) es menor que la requerida para la excitación (absorción), por lo que no hay traslape entre el espectro de emisión y de absorción, y por lo tanto, no hay absorción de la luz de fluorescencia.

3.6. Propiedades de los centelladores orgánicos

Un material centellador orgánico posee propiedades diferentes a las de un material inorgánico, por ejemplo: su eficiencia de centelleo, la colección de luz y el tiempo de respuesta; que lo caracterizan y lo hacen mejor respecto de los primeros en ciertos propósitos. A continuación se mencionan cada una de estas propiedades.

3.6.1. Eficiencia de Centelleo

La eficiencia de un centellador, se define como la fracción de energía total de la partícula incidente que se convierte en luz visible. Esta eficiencia no puede ser tan grande como uno esperaría, pues hay otros modos de desexcitación ó “quenching” que no involucran emisión de luz; estos ocurren mediante radiación de calor.

3.6.2. Salida de luz

La eficiencia de un centellador depende del tipo de partícula y su energía. Pero en algunos casos la eficiencia de centelleo puede ser independiente de la energía, originando una dependencia lineal de la luz producida con la energía inicial.

Para centelladores orgánicos (Anthracence, Stilbene), la respuesta a los electrones es lineal para energías por encima de 125 keV. La respuesta a partículas cargadas pesadas como protones o alfas es siempre menor para energías equivalentes a las de los electrones, pero a energías iniciales muy altas, la respuesta deja de ser lineal, (**figura 18**).

Para energías de algunos cientos de keV, la respuesta a protones es menor por un factor de diez, comparado con la luz producida por energías equivalente de electrones. Para energías más altas la discrepancia es menor, sin embargo, la respuesta siempre es menor para protones que para electrones.

La respuesta de los centelladores orgánicos a partículas cargadas se puede describir mejor, por la relación entre la energía de fluorescencia emitida por unidad de longitud recorrida dL/dx y la energía específica pérdida de la partícula cargada dE/dx .

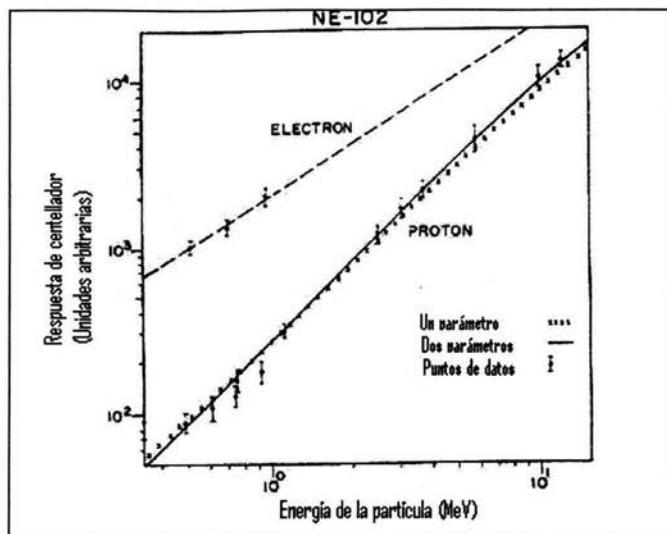


Figura 18. Producción de luz de centelleo para un centellador comercialmente disponible (NE 102), cuando es excitado por electrones y protones. Los datos son aproximados por curvas de la Ec. (39) (un parámetro) y la Ec. (44') (dos parámetros).

Dicha relación está basada en la suposición de que la densidad de ionización a lo largo del recorrido de la partícula, conduce a desexcitaciones por “quenching” de las moléculas afectadas y por consecuencia una disminución en la eficiencia del centellador. Esto es, si se supone que la densidad de moléculas afectadas a lo largo del recorrido de la partícula es directamente proporcional a la densidad de ionización, se puede representar su densidad por $B(dE/dx)$, con $B = \text{cte.}$, de donde se supone que una fracción K de ésta, puede conducir a desexcitaciones por “quenching”. Si suponemos que en ausencia de desexcitaciones por “quenching” la luz producida es proporcional a la energía perdida únicamente, entonces

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad (38)$$

donde S es la normal de la eficiencia de centelleo.

Tomando en cuenta la probabilidad de desexcitación por quenching, entonces la ecuación (35) se transforma en,

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + KB \frac{dE}{dx}} \quad (39)$$

A esta relación se le conoce como fórmula de Birks, y KB no es más que un parámetro que se ajusta experimentalmente.

Cuando la excitación es debida a electrones muy rápidos (ya sea directamente o por radiación gamma), dE/dx es pequeña para valores de E suficientemente grandes, y la fórmula de Birks se convierte en,

$$\left. \frac{dL}{dx} \right|_e = S \frac{dE}{dx} \quad (40)$$

Dicho de otra manera, el incremento en la salida de la luz por unidad de pérdida de energía es una constante

$$\left. \frac{dL}{dE} \right|_e = S \quad (41)$$

entonces

$$L = \int_0^E \frac{dL}{dE} dE = SE \quad (42)$$

La salida de luz está relacionada con la energía inicial E de la partícula.

Por otro lado, para una partícula α , dE/dx es muy grande tal que ocurre un efecto de saturación a lo largo de la trayectoria, entonces

$$\left. \frac{dL}{dx} \right|_\alpha = \frac{S}{KB} \quad (43)$$

El valor apropiado para KB se puede determinar tomando la razón de estas dos respuestas, esto es,

$$KB = \frac{\left. \frac{dL}{dE} \right|_e}{\left. \frac{dL}{dx} \right|_a} \quad (44)$$

Además para trazar datos más aproximados, otros autores han propuesto otras fórmulas para dL/dx . Estas son fórmulas semiempíricas que introducen uno o más parámetros de aproximación adicionales, por ejemplo la siguiente versión extendida de la fórmula de Birks:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{s \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx} + C \left(\frac{dE}{dx} \right)^2} \quad (44')$$

donde C es tratado como un parámetro empírico de aproximación. Esta expresión se aproxima a la simple fórmula Birks para valores pequeños de dE/dx .

3.6.3. Tiempo de respuesta

Otra de las propiedades que juega un papel muy importante en la detección de rayos cósmicos, es el tiempo de respuesta tanto del centellador como de los dispositivos electrónicos que se utilicen para procesar la señal. Ya que se miden eventos que duran muy poco tiempo, del orden de nanosegundos, el tiempo que le lleva al material generar un pulso es determinante para registrar una medida aceptable. Por el momento, nos ocuparemos de discutir únicamente el tiempo de respuesta del centellador, y más adelante se discutirá el tiempo de respuesta correspondiente al procesamiento de las señales por la electrónica utilizada.

El tiempo que normalmente le toma al centellador en generar un pulso de luz tiene a la vez dos componentes; una es la componente de tiempo empleada para poblar los estados

excitados y la otra corresponde al tiempo de decaimiento de fluorescencia.

Si suponemos que los estados de luminiscencia de las moléculas orgánicas se forman instantáneamente y sólo el pulso de luz de fluorescencia es observado, entonces, el tiempo del pulso debe ser muy rápido conduciendo a un tiempo de vida descrito por un simple decaimiento exponencial.

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (45)$$

Una descripción más detallada de la dependencia con el tiempo de la eficiencia del centellador puede considerar otros dos factores, uno es el ya mencionado tiempo finito requerido para poblar los estados luminiscentes y el tiempo requerido por las componentes lentas de centelleo correspondientes a la fluorescencia retardada y fosforescencia.

Aproximadamente medio nanosegundo se requiere para poblar los niveles de energía de los cuales el pulso de luz fluorescente aparece. Para centelladores muy rápidos el tiempo de decaimiento de estos niveles es solo tres o cuatro veces más grande y una descripción más completa de la forma del pulso esperado debe tomar en cuenta también el tiempo finito de subida y bajada del pulso. Otra buena aproximación supone que la población de niveles luminiscentes es también exponencial y que la forma total del pulso de luz está dada por:

$$I = I_0 \left(e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) \quad (46)$$

Donde τ_1 es la constante de tiempo que describe la población de niveles luminiscentes y τ es la constante de tiempo que describe su decaimiento.

Además de los mecanismos de centelleo algunas veces se deben tomar en cuenta otros factores que afectan el tiempo de respuesta observado, como por ejemplo el tiempo de traslado de los fotones desde el punto de centelleo hasta el tubo fotomultiplicador. Principalmente en centelladores grandes, el tiempo de arribo al fotocátodo del fotomultiplicador puede ser afectado por múltiples reflexiones de la luz en las superficies del centellador.

3.6.4. Colección de luz y acoplamiento de centelladores

En un detector de centelleo es posible coleccionar grandes fracciones de luz emitida isotrópicamente a lo largo de la trayectoria de la partícula ionizante. Dos efectos normalmente aparecen en algunos casos, lo que da como resultado una colección de luz menos perfecta: la propia absorción óptica dentro del centellador y las pérdidas en la superficie. Con excepción de centelladores muy grandes o centelladores muy raramente usados como el ZnS, la propia absorción y los mecanismos de pérdida son insignificantes. Por tanto, la uniformidad de colección de la luz depende principalmente de las condiciones que existen en la interfase entre el centellador y el contenedor en el cual está montado.

Las condiciones que existan en la colección de la luz afectan la resolución de la energía del centellador de dos maneras distintas.

Primero, debido a que no todas las partículas que atraviesan el centellador llegan con la misma energía, se produce un ensanchamiento estadístico de la función de respuesta, lo que empobrece el número de fotones de centelleo contribuyendo a la reducción del pulso promedio. Por lo tanto, la mejor resolución se logra sólo por la colección de una fracción máxima posible de todos los fotones emitidos en el evento de centelleo.

Segundo, la uniformidad en la colección de la luz puede determinar una variación en la amplitud del pulso de la señal, que se debe a la variación en la posición de interacción de la

radiación dentro del centellador. De modo que una uniformidad perfecta puede asegurar que todos los eventos con la misma energía depositada, sin importar dónde ocurra el centelleo, pueden dar lugar a la misma amplitud promedio del pulso. Sin embargo, los centelladores de tamaños muy grandes son afectados por la atenuación de la luz de centelleo que viaja a través del material. La distancia para la cual, la intensidad de la luz alcanza el valor $1/e$ de su valor inicial es llamada la longitud de atenuación [24].

En centelladores pequeños (unos pocos centímetros) la uniformidad en la colección de la luz es raramente un contribuyente significativo para la resolución total de la energía. En centelladores grandes, la variación en la eficiencia de colección a menudo determina la resolución de energía.

Debido a que la luz de centelleo es emitida en todas direcciones, sólo una fracción limitada puede atravesar directamente la superficie en la cual el PMT o cualquier otro sensor está localizado. El resto, si es colectado, puede reflejarse una o más veces en las superficies del centellador. Entonces dos situaciones pueden pasar cuando los fotones de luz alcanzan la superficie. Si el ángulo de incidencia θ es más grande que el ángulo crítico θ_c , ocurre reflexión interna total. Si θ es menor que θ_c ocurre reflexión y transmisión parcial a través de la superficie. La fracción de luz reflejada disminuye a un menor porcentaje cuando el ángulo de incidencia es cercano a cero, (figura 19).

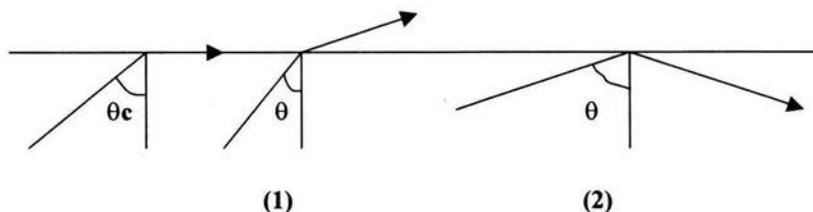


Figura 19. Condiciones en la interfase en medios ópticos diferentes ($n_0 \geq n_1$). En 1, el haz puede escapar y en 2 es reflejado al interior.

El ángulo crítico θ_c está determinado por el índice de refracción n_0 del centellador y el índice de refracción del medio circundante n_1 (normalmente aire), mediante la relación,

$$\theta_c = \text{sen}^{-1} \frac{n_1}{n_0} \quad (47)$$

Para volver a capturar la luz que se escapa de la superficie, el centellador puede ser envuelto totalmente por un material reflector, excepto aquella superficie en la que se acopla el tubo fotomultiplicador. Los reflectores pueden ser especulares o difusos.

Una superficie metálica pulida puede actuar como un reflector especular para el cual el ángulo de reflexión es igual al ángulo de incidencia. Sin embargo, se pueden obtener mejores resultados con un reflector difuso tal como el óxido de magnesio o el óxido de aluminio. En éstos, el ángulo de reflexión es aproximadamente independiente del ángulo de incidencia y sigue una distribución dada por la ley de Lambert.

$$\frac{dI(\psi)}{dI_0} = \cos \psi \quad (48)$$

donde ψ es el ángulo de reflexión con respecto a la perpendicular a la superficie.

Aunque la reflexión interna total es deseable, ésta se debe minimizar en la superficie donde se acopla el PMT. Esto se logra si en el acoplamiento se utiliza un medio transparente con el mismo índice de refracción del centellador. El índice de refracción del centellador es aproximadamente igual al del vidrio común (1.5). Sin embargo, pueden ocurrir reflexiones inevitables para centelladores con un alto índice de refracción y la luz de centelleo puede ser rebotada al interior del centellador si el ángulo de incidencia es muy grande. De esta forma, la utilidad de los centelladores con un alto índice de refracción no es recomendable debido a que atrapan en exceso la luz de centelleo.

Una vez colectada la luz de centelleo, ésta debe ser conducida al PMT mediante una guía de luz. El PMT, juega un papel muy importante en el tiempo de respuesta de la señal detectada, por lo cual vale la pena detenerse un poco para conocer las partes que lo conforman, a

fin de manejarlo adecuadamente y evitar señales defectuosas.

3.6.5. Tubo Fotomultiplicador (PMT)

Un tubo fotomultiplicador ó PMT por sus siglas en ingles (Photomultiplier Tube) [21] consta de un fotocátodo, el cual está hecho de un material fotosensible, por lo que posee una función de trabajo pequeña. A la llegada de un fotón incidente, se libera un electrón debido al efecto fotoeléctrico. Este electrón entonces es acelerado por un voltaje V aplicado y dirigido hacia el dínodo (sistema multiplicador de electrones). Aquí el electrón incidente transfiere parte de su energía a los electrones del dínodo, lo que causa la emisión de electrones secundarios. Este proceso se repite en cada uno de los dínodos y se genera una cascada de electrones que finalmente son colectados en el ánodo para generar una corriente amplificada la cual puede ser analizada.

Un PMT puede ser utilizado en forma continua, es decir, bajo iluminación constante, o en modo de pulsos como en el caso de los contadores de centelleo. En cada uno de estos casos, si suponemos al conjunto compuesto por el cátodo y dínodo como un sistema lineal, entonces, la señal a la salida debe ser directamente proporcional al número de fotones incidentes. Un detector de radiación formado por un centellador y un PMT debe ser capaz de proveer información no sólo de la presencia de partículas sino también de la energía depositada en el centellador.

Es importante conocer cada una de las partes que forman nuestro detector para tener un mejor control del experimento. En este caso nos ocuparemos de estudiar las componentes de un PMT, ya que este es el primer elemento donde la información sobre la llegada de los rayos cósmicos es procesada y tiene una implicación directa en el tiempo de respuesta de nuestro detector.

a) El Fotocátodo

Como ya se mencionó, dentro de los componentes de un PMT se encuentra el fotocátodo. Aquí se lleva a cabo el proceso mediante el cual un fotón que proviene del plástico centellador, transfiere su energía a un electrón para ser arrancado y expulsado del fotocátodo. El proceso anterior, tiene lugar gracias al efecto fotoeléctrico, esto es

$$E = (h\nu - \phi) \quad (49)$$

donde E es la energía cinética del electrón emitido, ν la frecuencia de la luz incidente y ϕ la función de trabajo. Es claro que se necesita una mínima frecuencia para que el efecto fotoeléctrico tome lugar.

Uno de los aspectos importantes del PMT, es su eficiencia de conversión fotoeléctrica que varía fuertemente con la frecuencia de la luz incidente y la estructura del material. Esta eficiencia está dada por

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{No. de fotoelectrones liberados}}{\text{No. de fotones incidentes en el cátodo}} \quad (50)$$

y representa todo un espectro completo de respuesta, donde λ es la longitud de onda de la luz incidente.

Otra cantidad equivalente es la sensibilidad del cátodo a la radiación, definida como:

$$S(\lambda) = \frac{I_k}{P(\lambda)} \quad (51)$$

donde I_k es la corriente de emisión fotoeléctrica del cátodo y $P(\lambda)$ es la potencia de la radiación incidente.

La eficiencia y la sensibilidad están relacionadas de la siguiente manera:

$$S(\lambda) = \lambda \eta(\lambda) \frac{e}{hc} \quad (52)$$

con S en (A/W) y λ (nm).

En la **figura 20** se muestra una gráfica de la eficiencia η vs λ . Más de 50 tipos de materiales se usan en la fabricación de los PMT, de modo que el espectro de sensibilidad varía desde el infrarrojo hasta el ultravioleta.

Los materiales semiconductores tienen una eficiencia mayor que los conductores alrededor de dos o tres órdenes de magnitud más. Esto se debe a la estructura intrínseca del material. Como ya hemos mencionado, si un fotón incide sobre el material, éste transfiere energía a un electrón el cual a su vez, en su viaje hacia la superficie pierde parte de su energía por colisiones con los electrones atómicos. Esta pérdida de energía a lo largo del recorrido está dada por:

$$\Delta E = x \frac{dE}{dx} \quad (53)$$

En general hay muchos electrones libres, por lo tanto la probabilidad de colisiones es alta y el electrón sufre una pérdida de energía suficiente como para no alcanzar la superficie, es decir, la profundidad de escape disminuye. En un semiconductor los electrones libres son menos, así que el electrón pierde menos energía y tiene mayor posibilidad de alcanzar la superficie, es decir la profundidad de escape aumenta.

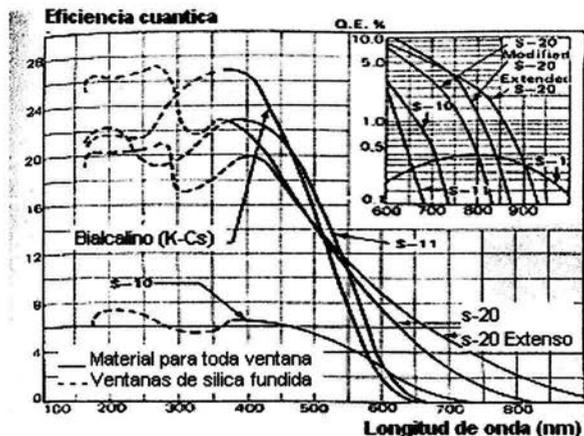


Figura 20. Eficiencia cuántica para fotocátodos de diferentes materiales.

b) Sistema optoelectrónico de entrada

La zona donde tiene lugar el proceso de fotoemisión y la colección de electrones en el PMT es conocida como sistema optoelectrónico de entrada, (figura 21).

Después de la emisión en el fotocátodo, el electrón debe ser colectado y enfocado en la sección de multiplicación de electrones. En la mayoría de los PMT, la colección y enfoque están acopladas a través de un campo eléctrico; también se pueden usar campos magnéticos o una combinación de campos eléctricos y magnéticos, pero sus usos son raros.

El sistema optoelectrónico consiste de un electrodo de aceleración con un potencial igual al del primer dínodo y un electrodo de enfoque colocado en el vidrio, como se muestra en la figura 21.

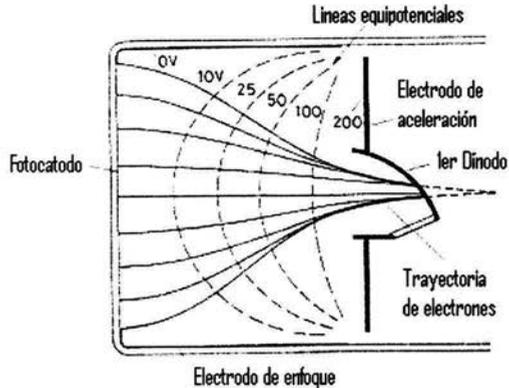


Figura 21. Sistema optoelectrónico de entrada para un PMT típico.

Sin importar el diseño, se deben tomar en cuenta dos requisitos:

- 1.-La colección debe ser tan eficiente como sea posible. Es decir, tantos electrones como sea posible deben alcanzar el primer dínodo sin importar su punto de origen del cátodo.
- 2.-El tiempo de emisión y de transporte del cátodo al dínodo debe ser independiente de su punto de origen.

Este segundo requisito es muy importante para PMT rápidos, ya que esto determinará el tiempo de resolución del detector.

c) Dínodos

En cada dínodo el proceso de emisión es el mismo que en el fotocátodo, sólo que en lugar de un fotón tenemos un electrón incidente. La diferencia que existe, es que se debe mantener un potencial constante entre los dínodos para acelerar y guiar los electrones a lo largo del PMT. Entonces la emisión secundaria se deposita en un conductor. Como los conductores

tienen una eficiencia menor, entonces un procedimiento que se utiliza es hacer una aleación de un metal alcalino o alcalinotérreo con un material más noble. Los materiales usados comúnmente son: Ag-Mg, Cu-Be, Cs-Sb. Tienen diferentes ventajas, sin embargo, todos cubren los requisitos para obtener un buen dínodo, dentro de los cuales se destacan tres:

- 1.- Tienen un factor de emisión alto, es decir el número promedio de electrones secundarios emitidos por electrón primario es alto ($>10^6$)
- 2.- Su emisión es muy estable, es decir, no hay variación en la corriente.
- 3.- Tienen baja emisión termoiónica, con lo cual se reduce el ruido de la señal.

La mayoría de los PMT usa de 10 a 14 dínodos con lo que se obtienen ganancias por encima de 10^7 .

Como en el caso del fotocátodo, para los dínodos también se usan materiales con afinidad negativa, en particular el GaP. Con ellos la ganancia de cada dínodo se puede incrementar, de modo que el número de dínodos se puede reducir. En algunos casos este número se reduce de 14 a 5 dínodos, esto representa una gran ventaja, pues el tiempo de generación de electrones también se puede reducir.

La configuración de los dínodos también juega un papel importante, pues determina el tiempo de respuesta y el rango de linealidad del PMT. En la actualidad se usan 5 tipos de configuraciones, los cuales se muestran en las **figuras, 22 a-d**. Aquellos que ofrecen mayores ventajas son el de configuración de rejilla, el de enfoque lineal y los circulares, los cuales reflejan los electrones de un dínodo a otro. Entre otras ventajas también están su eficiencia de aprovechamiento de espacio, con lo que se logra colocar varios dínodos. Por otro, lado el cátodo y el dínodo están bien aislados y no hay riesgo de retroalimentación.

El tubo fotomultiplicador que se usó para nuestro detector es el de enfoque lineal, debido a las ventajas señaladas.

Otro de los aspectos importantes que deben ser tomados en cuenta en el manejo y cuidado de los PMT son las condiciones del medio en el cual se trabajan. Existen varios factores ambientales que pueden afectar directamente en el funcionamiento de un PMT y por ende las medidas a realizar con el detector.

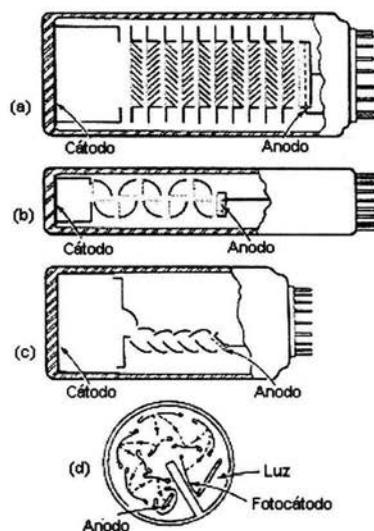


Figura 22. Configuración de ánodos para PMT (a) Ventana, (b) Rejilla, (c) Enfoque lineal, (d) Vista frontal.

Ya que los PMT son altamente sensibles, no se deben exponer a la luz del ambiente mientras estén bajo suministro de un voltaje, pues en tal caso puede aparecer una corriente muy alta y destruir por completo al tubo fotomultiplicador.

Otro de los factores que pueden afectar el funcionamiento de PMT es la presencia de campos magnéticos externos. Es claro que la presencia de un campo pequeño puede ser suficiente para desviar la trayectoria óptima de la cascada de electrones y afectar así su eficiencia. La parte más afectada es el sistema colector de electrones, de manera que estos nunca podrían

alcanzar el primer dínodo. La orientación de un tubo respecto del campo magnético es determinante, ya que la influencia del campo es menor cuando es orientado a lo largo del eje del PMT.

En la mayoría de los fotomultiplicadores, los efectos de la temperatura son en general pequeños comparados con otros factores. Sin embargo, puede jugar un papel importante según su aplicación.

Una de las principales implicaciones de la temperatura es la corriente oscura, la cual está dada por la siguiente expresión

$$I = AT^2 \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right) \quad (54)$$

conocida como Ecuación de Richardson.

Es evidentemente una función de la temperatura. El espectro de sensibilidad del cátodo también juega una dependencia con la temperatura, aunque estos efectos varían con el tipo de cátodo. Físicamente, es fácil ver que la estructura de bandas y así el nivel de Fermi y la resistencia del cátodo pueden cambiar, sin embargo, los efectos exactos de estos cambios son difíciles de predecir. Generalmente, hablando en un intervalo de temperaturas entre 25° y 50° C, se nota una variación de 0.5 % con el aumento en la temperatura.

La variación de la ganancia de un PMT, con la temperatura también ha sido estudiada aunque los resultados son menos concluyentes debido a las grandes variaciones de un experimento a otro. En principio el factor de emisión secundaria no depende directamente de la temperatura, sin embargo, ésta puede ser afectada por los cambios relacionados con la temperatura en las propiedades de la superficie de los dínodos.

Hasta aquí hemos hablado de una técnica en particular empleada para la detección de la radiación cósmica, al menos para la componente de nuestro interés (la componente muónica), así como el principio físico que la rige. Y prácticamente hemos completado una

descripción de las propiedades físicas para cada componente del detector tipo telescopio utilizado en el presente trabajo. El siguiente paso en la detección de la radiación cósmica es el procesamiento de la señal generada, el cual se lleva a cabo mediante un sistema modular de electrónica, el cual se describe en la sección 3.7, ya que antes describiremos las características básicas de la señal que será procesada.

3.7. Características básicas de los pulsos

En la **figura 23a** se muestra la forma típica de un pulso eléctrico cuyas características, son las siguientes [21]:

- Base. Se refiere al nivel de voltaje o de corriente al cual el pulso decae, usualmente cero, pero es posible que exista algún otro nivel debido a la superposición de un voltaje o corriente constante, o a fluctuaciones en la forma del pulso o en la tasa de conteo.
- Amplitud. Es la altura del pulso medida desde su valor máximo hasta la base del mismo.
- Ancho de la señal. Es la longitud de la señal medida a la mitad de la altura máxima (Full Width at Half Maximum FWHM).
- Tiempo de subida. Es el tiempo que le lleva al pulso llegar desde 10% hasta el 90% de su máxima amplitud. El tiempo de subida determina la rapidez de la señal y es de vital importancia para aplicaciones de medición de tiempo.
- Tiempo de decaimiento. Es el tiempo que le lleva al pulso decaer desde el 90% hasta el 10% de su altura máxima.
- Polaridad. Las señales unipolares se encuentran en su totalidad en un solo lado de la base. Las bipolares en cambio, cruzan la base y forman un segundo lóbulo con polaridad opuesta, (**figura 23 b**).

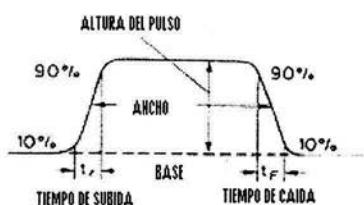
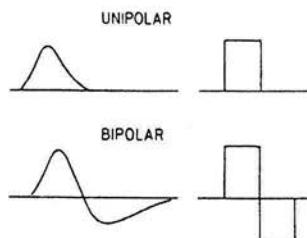


Figura 23 (a) Terminología de un pulso eléctrico.



(b) Pulso polar y bipolar

3.7.1. Pulsos lineales y lógicos

Con las características mencionadas se encuentran tanto los pulsos lineales como lógicos. Un pulso lineal o analógico, se define como un pulso que contiene información en su amplitud, y algunas veces en su forma. De modo que una secuencia de pulsos lineales puede diferir considerablemente en tamaño y forma. Por otro lado, un pulso lógico o digital es un pulso de tamaño y forma estándares (pulso cuadrado) que proporciona información con su sola presencia o ausencia.

Los pulsos analógicos se utilizan principalmente en espectroscopia, ya que nos dan información sobre la energía que perdió la radiación ionizante en el detector. En contraste, los pulsos lógicos, al no tener información sobre la amplitud original de la señal, son utilizados para medir el tiempo relativo entre la detección de dos o más eventos, como en el caso de las señales en modo de coincidencia (Sec. 3.7.3), dicha detección puede ser en el mismo detector o entre un conjunto de ellos. Normalmente cuando se trabaja en la detección de rayos cósmicos en coincidencia, los eventos ocurren en tiempos sorprendentemente cortos y por lo tanto las señales que se generan son muy rápidas (Sec. 3.6.2). Prácticamente todas las cadenas de detectores de radiación comienzan con pulsos lineales y en algún punto se hace una conversión a pulsos lógicos

con base en algún criterio predeterminado. El dispositivo que lleva a cabo esta conversión se llama discriminador.

Dentro de las señales lógicas, existen tres estándares; NIM (Nuclear Instrument Module), TTL (Transistor-Transistor Logic) y ECL (Emitter-Coupled-Logic). Las señales lógicas NIM se dividen en lógicas positivas lentas y lógicas negativas rápidas.

3.7.2. Señales lentas y rápidas

Por razones técnicas, es importante distinguir entre pulsos rápidos y lentos en un sistema electrónico. Generalmente una señal rápida se refiere a pulsos con tiempos de subida de unos cuantos nanosegundos o menos, mientras una señal lenta tiene tiempos de subida del orden de cientos de nanosegundos o más. Esta definición incluye tanto pulsos lineales como lógicos.

Este trabajo requiere del procesamiento de señales rápidas y por lo tanto de una electrónica apropiada (Sec 3.7). Se han desarrollado dos sistemas estándares NIM, uno diseñado para pulsos rápidos y otro para pulsos lentos, en nuestro caso recurriremos al estándar NIM para señales rápidas.

3.8. Descripción del sistema de electrónica

La característica más importante del sistema electrónico empleado para la ejecución del experimento, es que debe poseer una alta eficiencia para procesar pulsos cuya duración sea mayor a 100 MHz.

La electrónica necesaria para experimentos de física nuclear y de partículas se ha estandarizado, es decir, los circuitos que desempeñan las funciones básicas tales como amplificación, discriminación etc., se construyen en módulos electrónicos con especificaciones

mecánicas y eléctricas estándar, de manera tal que pueden conectarse como mejor convenga según las condiciones experimentales. El estándar utilizado en este trabajo como ya se ha mencionado es el sistema NIM, (**figura 24 a**).

El sistema NIM fue el primer estándar establecido para experimentos de física nuclear y de altas energías. En este sistema, las unidades electrónicas se construyen en módulos de acuerdo a especificaciones mecánicas y eléctricas estándar. Estos módulos se colocan en compartimientos estándar (NIM bins) que los proveen de voltaje, (**figura 24 b**). Cualquier sistema electrónico para una aplicación dada se puede crear con el simple hecho de colocar los módulos necesarios en el NIM bin y conectándolos entre sí mediante cables. En cada NIM se pueden conectar hasta 12 módulos diferentes, con lo que el sistema MIN resulta práctico y flexible.

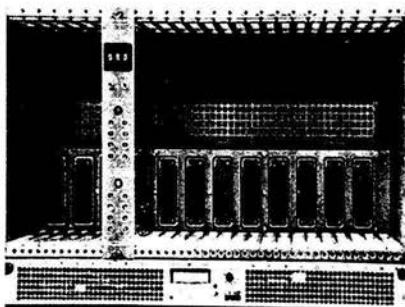
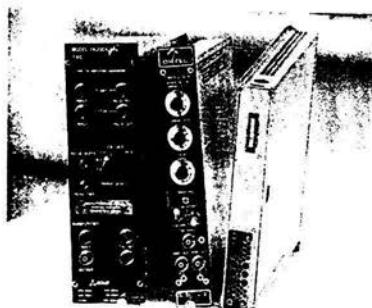


Figura 24 (a) NIM bin.



(b) Módulos NIM.

Dado que la naturaleza del experimento así lo requiere, un conocimiento preciso de cada módulo del sistema electrónico es necesario para un control y manejo adecuado. Enseguida se describen las componentes electrónicas del NIM.

3.8.1. Fan-in Fan-out

El primer componente del equipo de electrónica a donde va dirigida la señal después de salir del tubo fotomultiplicador es el módulo que consta de dos circuitos: el FAN-IN y el FAN-OUT. El FAN-IN acepta varias señales de entrada y entrega la suma algebraica en la salida. Puede aceptar señales de una sola o ambas polaridades.

El FAN-OUT permite la distribución hacia diferentes partes del sistema electrónico, pues divide la señal de entrada en varias señales idénticas en altura y forma. Ya que la señal de un detector puede tener fines espectroscópicos y de selección, es conveniente tener una o más copias de la señal original. Una de estas copias se dirige entonces a un osciloscopio donde se pueden apreciar directamente la forma y tamaño de la señal y comprobar a simple vista cuándo se produce una señal por coincidencia.

Estos módulos se encuentran en dos variedades: lineal y lógica. Los módulos lineales aceptan señales tanto analógicas como lógicas, mientras que los FAN-IN/OUT lógicos están diseñados para señales lógicas únicamente.

3.8.2. La función de discriminador de fracción constante

Otra copia de la señal puede tomarse del FAN-IN FAN-OUT para ser llevada al siguiente módulo que corresponde al discriminador. La función de un discriminador es eliminar los pulsos de baja amplitud y ruido [25].

El discriminador es un dispositivo que responde únicamente a las señales de entrada que cumplen cierta condición. Existe la discriminación por altura de pulso y por fracción constante. En el primer caso, el discriminador será accionado si la señal de entrada tiene una altura de pulso más grande que cierto valor umbral (disparo por “leading edge”), (figura 25).

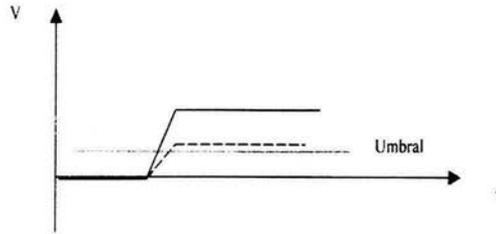


Figura 25. Discriminación de una señal cuando tiene un voltaje menor al valor umbral.

El discriminador por “leading edge” es más rápido que el de fracción constante, sin embargo, permite un error de desplazamiento temporal, pues como se aprecia en la **figura 25**, aunque el tiempo de subida de ambos pulsos es el mismo, el discriminador se dispara en diferentes momentos. Esto al final resulta en una distribución temporal ancha de la señal de nuestro detector. En cambio el discriminador por fracción constante elimina este error, gracias a que se dispara siempre en un tiempo fijo después de que el primer borde del pulso alcanza una fracción constante de la amplitud del pulso. Por lo tanto este punto es independiente de la amplitud del pulso para todos los pulsos de forma constante, (**figura 26**). Este dispositivo divide los pulsos de entrada en dos señales (**figura 26 a**), una de ellas permanece sin cambio y la otra es invertida y atenuada (**figura 26b**). Luego se suman estas dos señales (**figura 26c**) y el resultado es que todos los pulsos atraviesan el nivel de disparo en un tiempo fijo después de su llegada a ese módulo.

Si el criterio establecido se satisface, entonces el discriminador emite una señal lógica estándar; en otro caso, no se obtiene señal de salida. Tanto el valor umbral como el ancho temporal del pulso de salida son ajustables.

En este dispositivo, los pulsos buenos se transforman en pulsos lógicos para continuar su procesamiento en el resto de la electrónica. De esta manera el discriminador, es esencialmente un convertidor analógico a digital, que provee señales que pueden ser procesadas

por otros módulos.

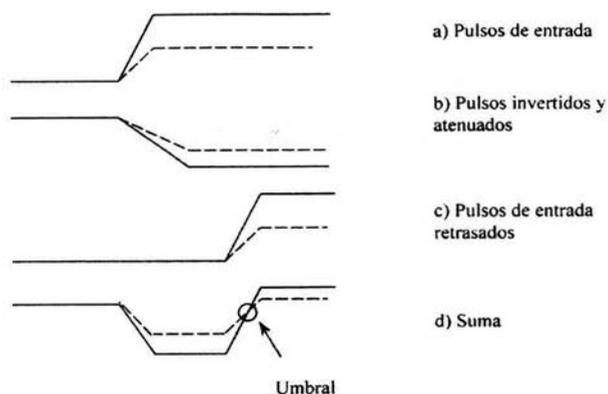


Figura 26. Discriminación por fracción constante (CFD).

3.8.3. Unidad de coincidencia

Ya que en este trabajo se registran señales en coincidencia que provienen del detector, la función del módulo de coincidencia es importante. Este módulo da como salida un pulso lógico, si dos o más pulsos de entrada son detectados dentro del periodo de tiempo de resolución especificado por el usuario. Los pulsos dentro del analizador de coincidencias deben ser señales lógicas. Cuando uno de los pulsos no llega dentro del tiempo de resolución, no se genera ningún pulso de salida.

Se dice entonces, que dos señales están en modo de coincidencia, cuando ambas sufren un traslape dentro de un intervalo de tiempo de unos cuantos nanosegundos.

Se consideran tres tipos de coincidencias: lentas, si el tiempo de resolución es mayor que 100 nanosegundos; coincidencias rápidas si el tiempo de resolución se encuentra en el intervalo de 10 a 100 ns y lentas/rápidas si se combinan los requerimientos de los dos modos

anteriores. Específicamente, en este trabajo consideramos una coincidencia cuando el tiempo de traslape se encuentra en un intervalo de 5 a 40 ns.

3.8.4. Gate y Unidad de almacenamiento y control de tiempo

Una vez emitida la señal lógica en el módulo de coincidencia, esta se manda al último módulo para su procesamiento, que corresponde al GATE. Dicho módulo, tiene asignada la tarea de invertir la señal negativa por coincidencia a una señal positiva, pues estas últimas son las señales que la unidad de almacenamiento y control de tiempo interpreta. Pero además también prolonga el tiempo de duración de la señal, hasta un orden de cientos de nanosegundos, que son los tiempos requeridos por la unidad de conteo para detectar el arribo de una señal.

Finalmente la señal llega al módulo de almacenamiento y control de tiempo, donde se lleva un registro de los eventos por unidad de tiempo. En otras palabras, es aquí donde se registra el número de muones que llegan en coincidencia al detector por unidad de tiempo, área, y ángulo de resolución elegido.

Un problema técnico relacionado con el sistema electrónico y el procesamiento de la señal puede aparecer si la conexión entre módulos no es apropiada. Como ya se mencionó existen dos estándares NIM para el procesamiento de señales lentas y rápidas; dentro de cada sistema los módulos electrónicos son compatibles entre sí, pero la mezcla de éstos sin las adaptaciones apropiadas pueden inevitablemente conducir a un problema. En lo que se refiere a nuestro experimento, una señal analógica es convertida por el discriminador a una señal lógica rápida de polaridad negativa la cual es requerida por la unidad de coincidencia para cumplir adecuadamente su función, la generación de una señal en coincidencia.

3.8.5. Análisis de la señal en el osciloscopio

El osciloscopio es uno de los módulos importantes para el procesamiento de la señal, ya que permite visualizar y analizar la señal que llega directamente del tubo PMT o bien de algún otro módulo electrónico como el discriminador. El observar la señal en el osciloscopio nos ofrece varias ventajas. La primera de ellas es comprobar la existencia de la señal.

Si se logra el primer paso, entonces viendo la señal en el osciloscopio se puede ajustar el nivel de disparo para ver el ruido o corriente oscura que también está presente, lo que permite ajustar el nivel de discriminación, esto es, establecer el voltaje mínimo requerido para que el discriminador pueda generar la salida de un pulso lógico. Por lo tanto, en el osciloscopio se puede apreciar en el tamaño de la señal en volts y el tiempo que ésta dura (**ver figura 32 b**).

En el caso de señales por coincidencia (ver Figura 32 b), se puede apreciar el tiempo de retraso de una señal respecto de otra y por lo tanto determinar la ventana de tiempo para el módulo de coincidencia. En el caso particular de este trabajo, la ventana de tiempo establecida para la unidad de coincidencia fue de 40 ns.

El ver la señal en el osciloscopio también nos puede ayudar a detectar cuando un PMT ya no está en buen estado, así como detectar alguna mala conexión en el equipo de procesamiento de la señal. La **figura 27** muestra un diagrama electrónico del sistema para medidas por coincidencia.

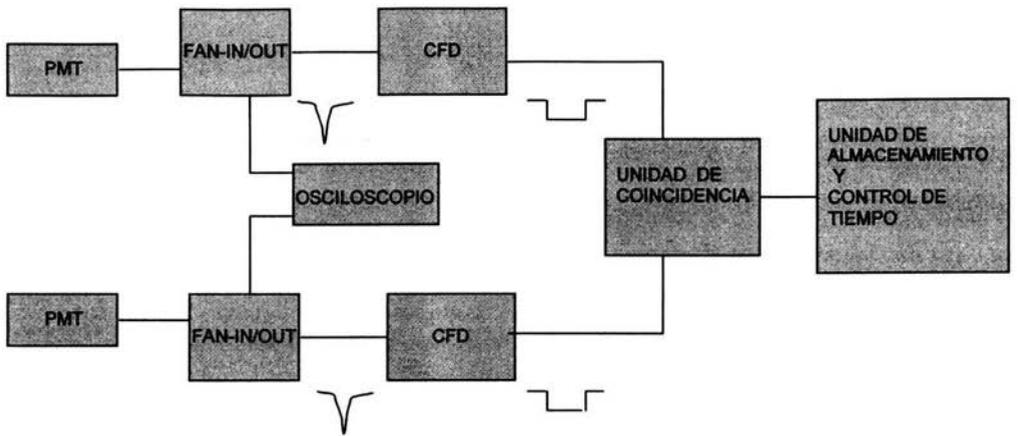


Figura 27. Sistema para medidas de señales en coincidencia. Se observa la conversión de la señal analógica a digital a través del discriminador.

Capítulo 4

Diseño, construcción y pruebas del detector telescopio

Dado que los dos objetivos principales en este trabajo son la construcción de un detector de muones en coincidencia, y la determinación de su distribución angular, el tipo de detector construido para tales propósitos está diseñado en un arreglo conocido como detector tipo telescopio DTT. Su funcionamiento se basa en los principios físicos descritos en el capítulo anterior, y se caracteriza por utilizar dos plásticos centelladores que forman un arreglo paralelo de placas acopladas cada una a un tubo fotomultiplicador. El conjunto completo constituye un sistema que puede orientarse en la dirección del ángulo zenital deseado para desempeñar su función básica de detección de muones en coincidencia, así como su distribución angular. En la **figura 28a** se muestra una imagen del detector.

En este capítulo se discuten de manera detallada el diseño y construcción del telescopio, así como las medidas de cuidado consideradas para la optimización del detector, procesamiento de la señal y técnicas de calibración.

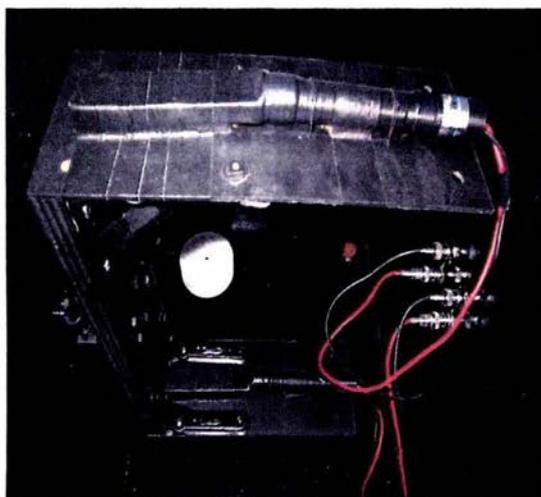
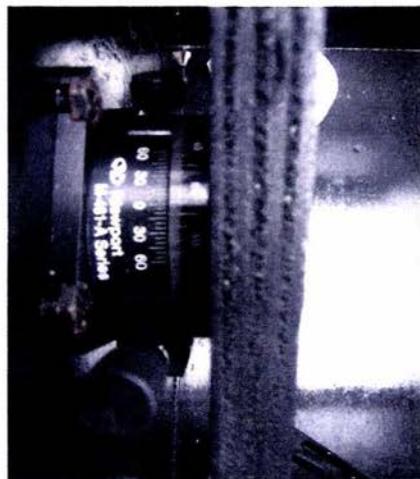


Figura 28 (a). Detector de muones tipo telescopio. Consta de dos plásticos centelladores acoplados a un par de tubos fotomultiplicadores. Dimensiones: placas 2.5 x 10 cm, separación entre placas 35 cm.



(b) Muestra el goniómetro empleado para colocar el detector en el ángulo deseado.

4.1. Diseño del telescopio

El arreglo del detector tipo telescopio consta de dos placas centelladoras dispuestas paralelamente entre sí, como se ilustra en la siguiente **figura 29**.

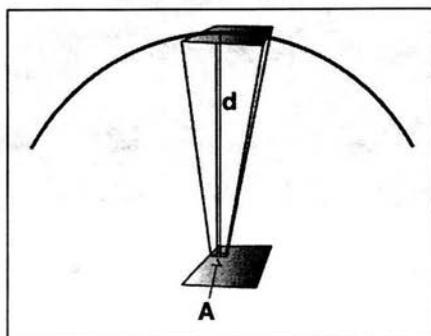


Figura 29. Arreglo de placas paralelas para el detector tipo telescopio.

Una expresión para el ángulo sólido subtendido por las placas en coordenadas cartesianas está dada por la siguiente ecuación [26].

$$\Omega = \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx dy \cos \theta}{4\pi r^2} \quad (55)$$

El ángulo sólido define la resolución angular del detector y depende de la distancia de separación entre las placas. Si la separación entre las placas es mucha, el ángulo sólido se reduce, lo que se traduce como una resolución angular alta. Por el contrario, si la separación entre las placas es pequeña, el ángulo sólido se incrementa y la resolución angular disminuye.

En lo que se refiere al flujo de muones, se puede deducir fácilmente una fórmula que relacione el número de cuentas con el flujo, [27]. Considere una sección de área pequeña A en la placa inferior de la **figura 29**, desde donde se traza una línea vertical hacia arriba hasta tocar la placa superior. Ahora imaginemos una esfera (indicada con la curva obscura en la figura) que tiene su centro en un punto tal que el radio es igual a la distancia de separación entre las placas. En principio, muones de todas direcciones pueden intersectar la pequeña sección de área A . Obviamente para llegar hasta A , estos muones también deben atravesar la esfera imaginaria. Pero de todos estos muones, sólo aquellos que intersectan la placa superior se consideran en nuestro experimento: la fracción f de muones que llegan hasta A y que atraviesan la placa superior es aproximadamente igual al área de la placa superior dividida por el área de la esfera:

$$f = \frac{(\text{área placa superior})}{4\pi d^2} \quad (56)$$

Esto sólo es cierto si la placa superior forma parte de la esfera. Pero en realidad esta placa es plana y tiene un cierto espesor, mientras que la esfera es curva y no tiene espesor. Pero para nuestros propósitos, esta es una aproximación razonable.

El número total de cuentas en nuestro detector es la razón R_A de muones que atraviesan A multiplicada por la fracción f y por el número de áreas A_i contenidas en la placa inferior. El número de pequeñas áreas A_i es igual al área de la placa inferior dividida por A , tal que el número total de cuentas está dado por:

$$\text{número de cuentas} = R_A \times f \times \frac{\text{área placa inferior}}{A} \quad (57)$$

$$= R_A \times \frac{\text{área placa superior} \times \text{área placa inferior}}{4\pi d^2 A} \quad (58)$$

donde hemos substituido la expresión para f . La razón de muones por unidad de área unitaria es:

$$R_{unit} = \frac{R_A}{A} \quad (59)$$

Sustituyendo tenemos:

$$\text{núm. de cuentas} = R_{unit} \times \frac{(\text{área placa sup.})(\text{área placa inf.})}{4\pi d^2} \quad (60)$$

Sabemos que el flujo de muones F_μ está definido como la razón de muones que llegan por unidad de área y por unidad de ángulo sólido (steradianes). Como una esfera completa tiene 4π steradianes, tenemos:

$$F_\mu = \frac{R_{unit}}{4\pi} \quad (61)$$

Lo cual nos lleva a:

$$\text{núm. de cuentas} = F_\mu \times \frac{(\text{área placa sup.})(\text{área placa inf.})}{d^2} \quad (62)$$

En nuestro experimento, es el número de cuentas lo que se mide directamente del detector. Como se puede ver, esta expresión queda en términos del flujo y de otros parámetros que dependen del instrumento específico, como el área de las placas y la distancia entre ellas. Si queremos calcular el flujo de muones, entonces necesitamos invertir la fórmula anterior, esto es:

$$F_{\mu} = \frac{\text{número de cuentas} \times d^2}{(\text{área placa superior})(\text{área placa inferior})} \quad (63)$$

4.1.1. Descripción del dispositivo

El arreglo experimental está constituido básicamente por el detector de muones y el sistema de procesamiento y adquisición de datos. El telescopio se construyó utilizando un par de placas de plástico centellador BICRON 408, las cuales fueron acopladas directamente al fotomultiplicador marca Hamamatsu modelo R-1450. Las propiedades del centellador y el fotomultiplicador se encuentran en las Tablas 2 y 3 respectivamente.

En lo que se refiere al sistema de procesamiento de señales, el estándar NIM fue empleado junto con el siguiente conjunto de módulos: fuente de alimentación de voltaje ORTEC 556, FAN-IN / FAN-OUT, discriminador de fracción constante ORTEC-ESN CF800, unidad lógica de coincidencias Le Croy 365AL, unidad de almacenamiento y control de datos ORTEC.

El diagrama de la electrónica y función de los 4 primeros módulos se explicó en la sección 3.7 (ver figura 27). El último de los módulos es una unidad de conteo del número de coincidencias que se detectan, el cual nos proporciona el tiempo que ha transcurrido desde que inicia la toma de datos y guarda en memoria tanto el número de cuentas como el tiempo transcurrido.

El conjunto formado por los plásticos y los tubos fotomultiplicadores se colocan en un arreglo paralelo con una distancia de separación de 35 cm, y luego es ensamblado a un sistema que le permite ubicarse en el ángulo zenital deseado. El telescopio se colocó dentro de un contenedor oscuro para aislarlo completamente de la luz exterior.

	Salida de luz % Anthracene	Longitud de onda de máxima emisión	Constante de decaimiento (ns)	Longitud de atenuación cm	Índice de refracción	Razón H/C	Densidad	Punto de ablandamiento °C
Cristal								
Antraceno	100	447	30		1.62	0.715	1.25	217
Estilbena	50	410	4.5		1.626	0.858	1.26	125
Plástico								
Bicron 408	64	425	2.1	380	1.58	1.104	1.032	70

Tabla 2. Propiedades de algunos centelladores orgánicos comerciales, en especial se muestran la longitud de atenuación y el índice de refracción para el plástico bicron 408.

Tipo	Longitud de onda (nm)	Voltaje de ánodo a cátodo (V)	Corriente promedio en ánodo (mA)	Ganancia	Corriente oscura		Tiempo de respuesta	
					Mín (nA)	Máx (nA)	Tiempo Subida (ns)	Tiempo Tránsito (ns)
R-1450	420	1800	0.1	1700000	3	50	1.8	19

Tabla 3. Características del tubo fotomultiplicador R-1450 empleado en el detector de muones [28].

4.2. Optimización del detector

Para que el detector pueda cumplir con las exigencias requeridas de nuestro experimento, su buen funcionamiento debe estar garantizado con una excelente optimización, por lo que es necesario tomar en cuenta ciertas medidas de cuidado en su construcción. En esta sección nos ocuparemos de ello.

Como se describió en la sección 3.5.3, los centelladores orgánicos poseen tiempos de respuesta muy cortos y para los propósitos de este trabajo esto es deseable, ya que el tiempo de respuesta tanto del material centellador como el correspondiente a los componentes del equipo

de electrónica, son determinantes al momento de registrar eventos muy rápidos, del orden de 10^{-9} segundos.

Recordemos que la eficiencia de colección de luz (Sección 3.5.1) en este tipo de centelladores es menor que para un material inorgánico, por lo que fue muy importante elegir el material del plástico centellador con las propiedades especificadas en la tabla 2.

Por un lado, la longitud de atenuación (Tabla 2) $L = 380$ cm es mucho mayor que las dimensiones de las placas (2.5×10 cm), con lo que aseguramos que la atenuación de la luz dentro del plástico es mínima ($\sim 3\%$, ver **figura 30**).

Por otro lado, el índice de refracción del material también es importante, pues debe ser aproximadamente el mismo que el correspondiente a la zona de contacto en el PMT, para que permita la máxima transmisión con el mínimo de reflexión de luz hacia el fotocátodo.

Los centelladores C1 y C2 fueron tratados siguiendo las especificaciones del capítulo anterior, esto es, se recubrieron con una capa reflectora difusa y otra aislante. La primera de ellas, una capa de teflón, con el propósito de no dejar escapar la luz generada por centelleo y llevar la mayor cantidad posible al tubo fotomultiplicador. La segunda, una cubierta con cinta aislante color negro, para impedir el paso la luz exterior a las placas centelladoras y provocar señales espurias.

Debido al tamaño de los plásticos no fue necesario usar una guía de luz, obteniendo así, una conducción directa de luz hacia el PMT. Para obtener una buena calidad de acoplamiento entre las placas centelladoras y el PMT, se colocó grasa óptica Bicon modelo BC-130, logrando así un mayor emparejo entre los índices de refracción y con ello mejorar la transmisión de luz al PMT.

Además de tener un detector óptimo, es necesario asegurar que la información proporcionada por éste sea obtenida de manera confiable, por lo que se requiere una calibración correcta del arreglo experimental. En la siguiente sección se puntualizan cada una de las medidas de calibración involucradas en el experimento.

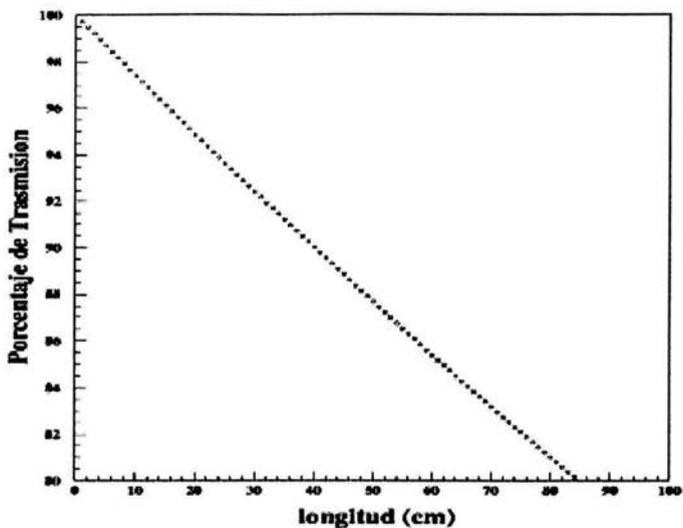


Figura 30. Muestra el porcentaje de transmisión de la luz de centelleo, para un plástico centellador Bicron 408. Nótese que el porcentaje de atenuación para una longitud de 10 cm, es tan solo el 3%.

4.3. Medidas de calibración del dispositivo

4.3.1. Calibración de los PMT

La calibración consistió en probar cada PMT por separado con el propósito de garantizar su buen estado y funcionamiento. La manera de lograr lo anterior es observando directamente la señal en un osciloscopio. La ausencia de señal, si el equipo está conectado correctamente, puede ser un indicador del mal estado de un PMT.

operación del PMT (ver figura 31). De esta manera nos aseguramos de alimentar adecuadamente los fotomultiplicadores para hacer de ellos un uso eficiente. Una vez asegurado el buen estado de cada tubo fotomultiplicador el siguiente paso, es ajustar el nivel de discriminación y la ventana de tiempo para obtener una señal en coincidencia.

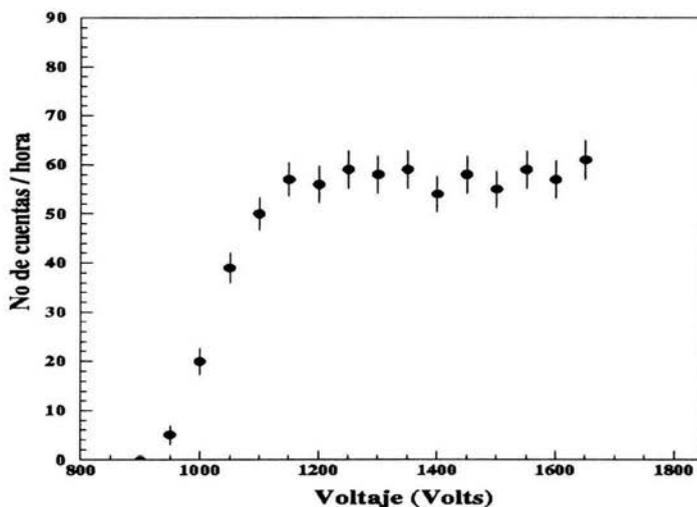


Figura 31. Dependencia del número de cuentas respecto del voltaje suministrado al PMT.

4.3.2. Ajuste en el nivel de discriminación

En un osciloscopio fueron registradas las señales analógica y digital, una proveniente directamente del PMT y la otra procesada mediante un discriminador de fracción constante, figura 32 (a) (b). Esta práctica permite ver la diferencia entre las señales analógica y digital para ajustar en nivel de discriminación y eliminar las señales por ruido (corriente oscura). En este caso, el nivel de discriminación se ajustó a un tamaño de la señal de 350 mV.

Una vez asegurado el buen estado de cada tubo fotomultiplicador y ajustado el nivel de discriminación, la ventana de tiempo en la unidad de coincidencia se establece, tomando como referencia el flujo de muones reportado en la literatura. En este caso, la probabilidad de que dos eventos distintos ocurran en un intervalo de tiempo digamos de 40 ns, es para fines prácticos despreciable, ya que la intensidad de muones a nivel del mar es de $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ [29]. Por lo tanto una ventana de 40 ns es una excelente opción para garantizar la detección de un sólo evento en coincidencia. La **figura 32 c** muestra una imagen de una señal típica en coincidencia.

Por otro lado, para obtener una distribución angular muy fina, es importante que nuestro detector tenga una buena resolución angular, y por lo tanto un arreglo adecuado de las placas centelladoras, lo que a continuación se precisa.

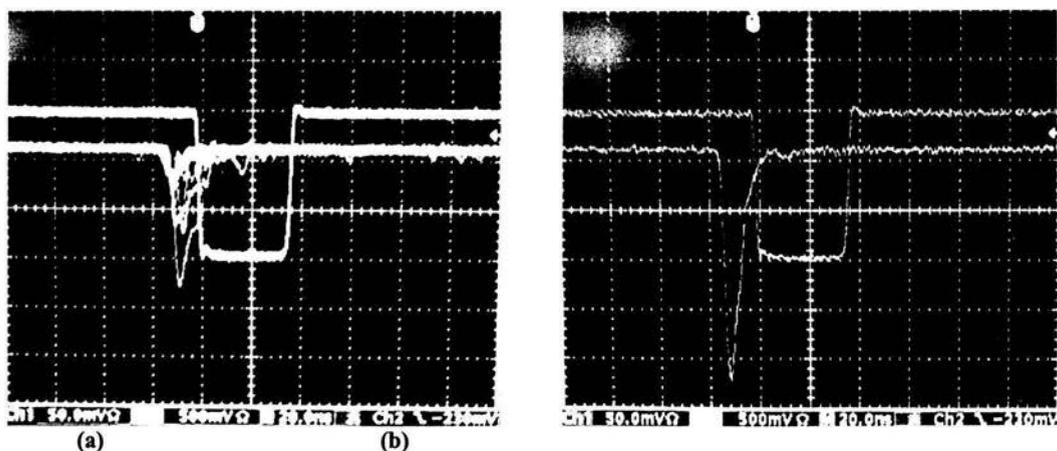
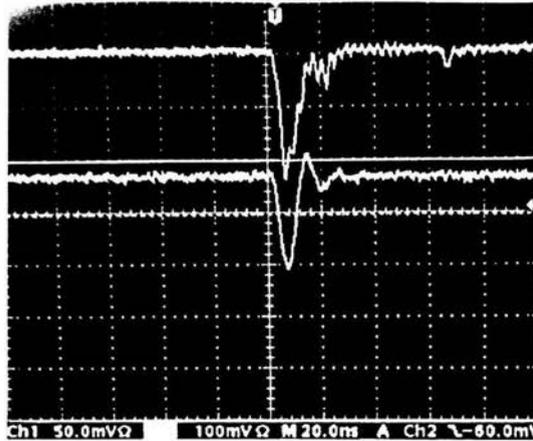


Figura 32.-Muestra la diferencia entre una señal analógica y una lógica. (a) Se puede ver el ruido de la señal antes de ajustar el nivel de discriminación. (b) Una señal típica sin ruido. En ambos casos el tiempo de subida de la señal es de $5.2 \pm 0.8 \text{ ns}$.



(c) Imagen de una señal típica en coincidencia, se puede observar el tamaño de la señal y su duración.

4.3.3. Configuración de las placas centelladoras

La distancia de separación entre los centelladores fue seleccionada después de medir el conteo de muones en coincidencia en la dirección vertical como función de la distancia de separación. Se varió la distancia en un intervalo de 3 a 35 cm, (ver tabla 4) y se obtuvieron las tasas de conteo para cada una. Se consideró que una tasa aproximada de 1 evento/minuto sería aceptable. La máxima distancia fue 35 cm, que da una semiapertura angular de $\alpha=4^\circ$. La tasa de conteo depende fuertemente de estos parámetros ya que a medida que la distancia entre los centelladores aumenta, el ángulo sólido determinado por C1 y C2 se hace más estrecho como puede verse en la figura 33, y por lo tanto la resolución angular se vuelve más fina.

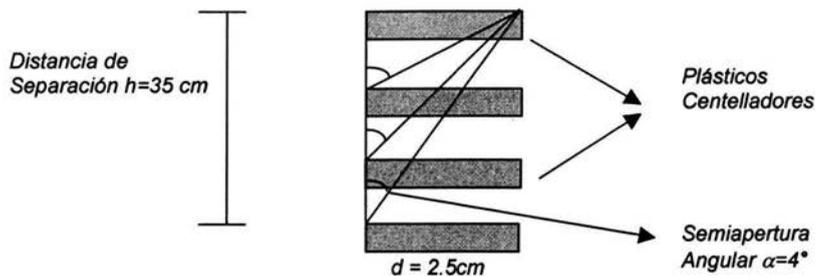


Figura 33. Variación de la resolución angular con la distancia de separación entre las placas centelladoras. Vista frontal del arreglo.

Nótese que:

$$\alpha = \text{ang tan } \frac{d}{h}$$

De modo que, si $h = 35\text{ cm}$ y $d = 2.5\text{ cm}$, entonces $\alpha = 4^\circ$. Por lo tanto la resolución angular del telescopio es $2\alpha = 8^\circ$.

Separación [mm]	Cuentas	Tiempo [min.]	Cuentas /min.
31.77	927.25	30	30.91
61.79	456.57	30	15.22
91.74	256.85	30	8.56
121.73	166.87	30	5.56
151.78	115.87	60	1.93
183.53	84.7	60	1.41
214.28	72	60	1.20
354.28	60.44	60	1.01

Tabla 4. Variación del conteo a 0° con la separación entre centelladores.

Ahora bien, el número de cuentas varía con la resolución angular. Esto es, para una resolución angular muy fina, el número de cuentas disminuye, y los tiempos de conteo se prolongan si lo que se desea es obtener una buena cantidad de datos experimentales que den lugar a un análisis estadístico más preciso. Por lo tanto, la resolución angular que hemos elegido, nos permite tener un control tanto en los tiempos del experimento, como en la adquisición de la información suficiente para una estadística con un error del 3%, (aproximadamente 1000 cuentas por cada ángulo).

Si bien es cierto que para obtener una medida confiable se necesita una buena cantidad de datos experimentales, también es necesario tener un control preciso en el movimiento del telescopio para obtener una distribución angular muy fina. A continuación se describen las consideraciones respecto a la calibración del sistema de control de movimiento del telescopio

4.3.4. Precisión en la medida angular

Para asegurar la precisión de la distribución angular, se calibró el sistema de control de movimiento del telescopio. Este sistema consiste de un instrumento giratorio llamado goniómetro (**figura 28b**). La calibración se llevó a cabo mediante una técnica geométrica muy simple; se adaptó al goniómetro un apuntador láser con el propósito de proyectar los ángulos descritos por el instrumento en una superficie plana, y comprobarlos trigonométricamente, (**figura 34**).

Donde:

$$\theta = \text{ang tan } \frac{y}{x}$$

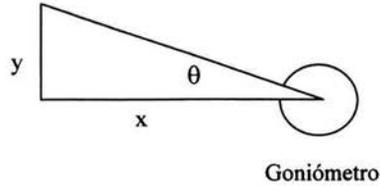


Figura 34. Calibración del goniómetro utilizado para la determinación de la distribución angular de muones en la Ciudad de México. Se observa la proyección del ángulo trazado por un apuntador láser colocado en el goniómetro.

Los resultados se presentan en la figura 35. Como puede observarse existe una excelente concordancia entre los valores leídos en el goniómetro y los calculados. El factor de correlación que se obtiene es de $r = 0.9981$, lo cual nos indica que se trata de una relación lineal. Lo más importante es que el valor de la pendiente $m = 0.9975$, asegura que el goniómetro da una medida confiable del ángulo. Se determinó una incerteza máxima de 0.5° (ver figura 35).

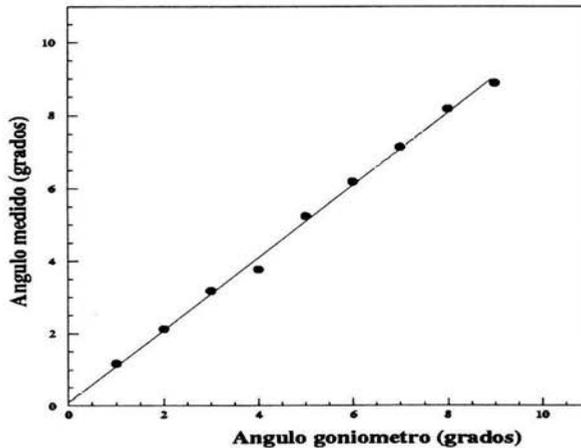


Figura 35. Calibración del goniómetro, instrumento utilizado para dar movimiento al telescopio. Se muestra la correspondencia entre el ángulo descrito por el aparato y el ángulo medido en la proyección, con una incertidumbre menor de 0.5° . Las incertidumbres son del tamaño de los símbolos.

4.3.5. Elaboración de Cables

Otra importante medida de calibración está relacionada con la conexión adecuada entre los diferentes módulos de procesamiento de la señal. En este sentido, la longitud de los cables juega un papel determinante para el control de señales rápidas en coincidencia. Si tomamos en cuenta que tales eventos deben registrarse en una ventana de tiempo de 40 ns, y si la señal que viaja a través de los cables lo hace con una velocidad cercana a la velocidad de la luz, digamos $v = 2/3c$, entonces, cables de distinto tamaño pueden dar origen a un retraso de la señal, y por lo tanto reducir la probabilidad de registrar una coincidencia, o incluso perderla. Por ejemplo, supongamos que un cable es más grande que otro por 2 m, entonces esto daría como resultado un retraso en una de las señales en 20 ns, lo que reduce la ventana de tiempo para detectar una coincidencia a sólo la mitad de la ventana original (20 ns) (ver **figura 36**). Si además consideramos el tiempo de respuesta de cada módulo de procesamiento de la señal, entonces la ventana de tiempo se reduce aún más. En nuestro caso, todos los cables utilizados en el procesamiento de las señales se fabricaron del mismo tamaño (~15 m los más largos) cuidando que fuera el mismo tipo de cable según el requerimiento de cada módulo (cables tipo RG-58 y RG-174). Dichos cables fueron probados asegurándonos que preservaban las características de las señales eléctricas.

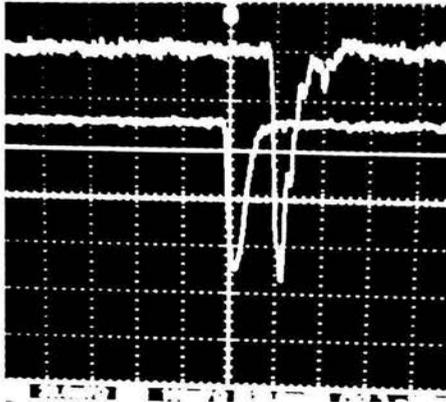


Figura 36. Imagen de una señal típica en un osciloscopio. Se muestra el desplazamiento entre señales debido a la diferencia del tamaño en los cables que acoplan los módulos electrónicos.

4.3.6. Colocación del detector

Como el segundo objetivo de este trabajo fue medir la distribución angular de los muones atmosféricos en la Ciudad de México, en un intervalo de 0° a 90° , un problema que se observó fue la presencia de edificios aledaños los cuales constituían un obstáculo para las medidas cercanas a 90° . Para superar este problema se colocó el telescopio en el techo de uno de los edificios más altos de la zona, el Acelerador Van de Graaff, del Instituto de Física, el cual tiene una altura de 45 m aproximadamente, (figura 37).

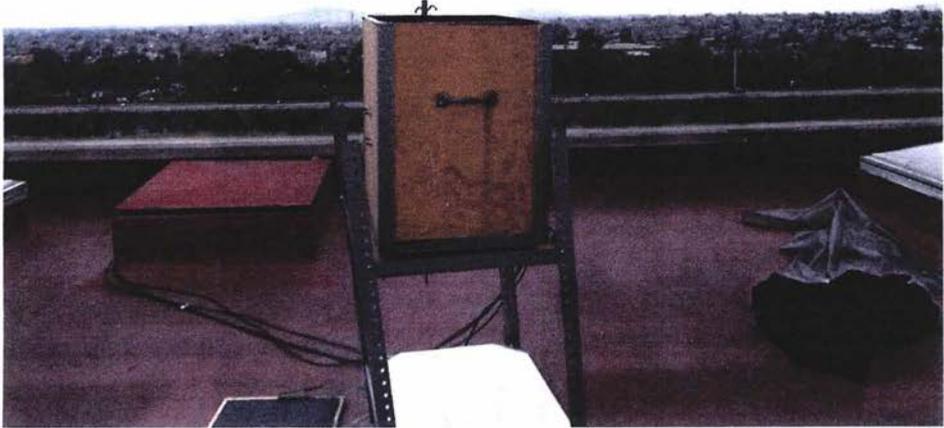


Figura 37. Vista del detector de muones desde la azotea del acelerador Van de Graaff en el Instituto de Física de la UNAM (altura aproximada 45 m). Se muestra la orientación de barrido este-oeste, al fondo se aprecian las dos montañas: Popocatepetl e Iztlacihuatl.

Con la ayuda de un inclinómetro se calibró la posición del telescopio a 0° con un error de $\pm 0.5^\circ$. Del mismo modo, una brújula de precisión se utilizó para orientar el detector en la dirección este - oeste. La dirección que se eligió para hacer el barrido del telescopio fue hacia el este, evitando la sombra que proyecta el cerro del Ajusco el cual se encuentra cerca de Ciudad Universitaria. En la dirección en que se orientó el detector se encuentran las dos montañas más grandes del Valle de México, el Popocatepetl y el Iztlacihuatl. Sin embargo, su lejanía y a que la orientación del telescopio apuntaba a la zona más baja entre las montañas, se consideró que su interferencia en las medidas sería mínima.

4.4. Medida de la distribución angular de muones

4.4.1. Correcciones

Es necesario hacer correcciones sobre las medidas hechas debido a varios efectos combinados. Las correcciones se deben principalmente a la contribución de pequeñas cantidades de protones presentes en la radiación cósmica y coincidencias de eventos aleatorios. Las correcciones por eventos aleatorios han sido despreciadas ya que la ventana de coincidencia que se utilizó fue de 40 ns, mientras que el conteo de cada placa (sin coincidencia) fue de 30 eventos por segundo. Por lo tanto, la probabilidad de tener un evento aleatorio en ambas placas en un intervalo de 40 ns es aproximadamente de 1×10^{-6} y por lo tanto omitimos alguna corrección. Las correcciones por contribución de protones se hicieron siguiendo la propuesta de Karmakar [30]. Esta propuesta consiste en sustraer el flujo de protones a las medidas realizadas; el flujo de protones se estima utilizando los resultados de Tinlot [31] y Clark [32] que se muestran en la **figura 38**. El flujo estimado para la Ciudad de México fue de 8×10^{-4} protones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

En la tabla 5 se muestra la distribución angular obtenida para un barrido del telescopio por cada 5° de 0 a 90° . Las incertezas provienen principalmente de los parámetros geométricos del detector (dimensiones y separación entre placas); también se tomó en cuenta la variación estadística del conteo (raíz cuadrada del número de cuentas). Cabe mencionar que durante la toma de datos se monitorearon la temperatura y la humedad relativa del ambiente ya que la ganancia de los fotomultiplicadores depende de dichos factores [23]. No se observó una variación significativa en estos parámetros (**Apéndice I, tabla 6**) que implicara la necesidad de hacer correcciones por cambio de ganancia.

Angulo Zenital θ	Flujo F ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$)	δF
0.0	0.2440E-01	0.8883E-03
5.0	0.2410E-01	0.8936E-03
10.0	0.2390E-01	0.8665E-03
15.0	0.2330E-01	0.8498E-03
20.0	0.2270E-01	0.8140E-03
25.0	0.2100E-01	0.8299E-03
30.0	0.1790E-01	0.7038E-03
35.0	0.1620E-01	0.6496E-03
40.0	0.1430E-01	0.5245E-03
45.0	0.1240E-01	0.4516E-03
50.0	0.1000E-01	0.3144E-03
55.0	0.8010E-02	0.2199E-03
60.0	0.6420E-02	0.8296E-04
65.0	0.5170E-02	0.7856E-04
70.0	0.4280E-02	0.1161E-03
75.0	0.3000E-02	0.2826E-03
80.0	0.2190E-02	0.3312E-03
85.0	0.2320E-02	0.3336E-03
90.0	0.2090E-02	0.3559E-03

Tabla 5. Muestra el flujo de muones para cada ángulo zenital y la incertidumbre asociada.

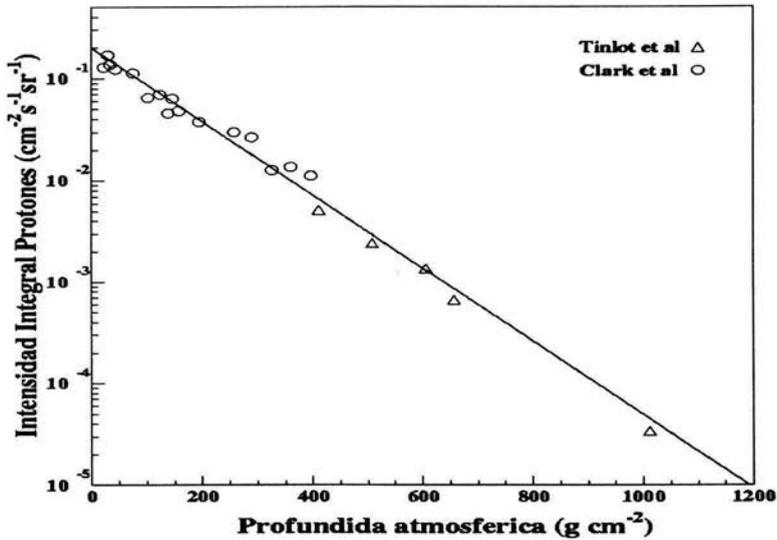


Figura 38. Dependencia de la intensidad integral de protones con la profundidad atmosférica. La profundidad atmosférica a la altura de la Ciudad de México es de 810 gr/cm^2 .

Existen variaciones locales en la intensidad de los rayos cósmicos primarios de origen solar entre el día y la noche (ver variación diurna, Apéndice D, figura D-1). Estas son muy pequeñas, ya que representan sólo un 0.3% de desviación respecto de la intensidad media diaria anual [1]. También existen variaciones en la intensidad de los rayos cósmicos primarios provenientes del sol entre una hora y otra (ver efecto Forbush, Apéndice D). Estas variaciones temporales en la intensidad de la radiación cósmica primaria afectan a la intensidad de la componente muónica de baja energía. Sin embargo, debido a la rigidez magnética su efecto es muy ligero en la intensidad que se detecta en la tierra y a latitudes cercanas a las de la Ciudad de México. Además, las pequeñas variaciones estadísticas que llegaran a presentarse en la intensidad de muones por estos efectos, se vuelven inapreciables al hacer medidas durante varias horas o incluso días. Para mostrar esto, hemos comparado las medidas que están siendo tomadas por The SLAC Cosmic Ray Detector (Ver Apéndice E, tabla 1-E) [27]. Por otro lado, correcciones debidas a variaciones en la intensidad de la radiación cósmica a escalas de tiempo mayores, principalmente aquellas originadas por el ciclo solar cada 11 años, han sido despreciadas, ya que el tiempo de ejecución del experimento ha sido tan solo de tres meses. Periodo en el que este último efecto no es tan evidente (Ver Apéndice D, figura D-2).

Contribuciones por retrodispersión han sido despreciadas debido a que el umbral de energía de los muones detectados es del orden de GeV. Mientras que el efecto de retrodispersión es más notorio en electrones de baja energía.

4.4.2. Distribución angular y sus parametrizaciones

En la **figura 39** se puede observar la dependencia de la intensidad integral con el ángulo zenital. Otros trabajos reportados en la literatura [33-38] muestran que dicha dependencia sigue la relación descrita por la ecuación (7). Los datos que se obtuvieron fueron ajustados

utilizando dicha función. Los parámetros libres fueron I_0 y el exponente n . Sus valores se determinaron en base a la minimización de χ^2 cuadrada (Apéndice II). Los valores obtenidos son: $I_0 = 2.44 \times 10^{-2} \pm 0.04 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, $n = 1.93 \pm 0.04$, cuando χ^2 cambia a lo más en 1%.

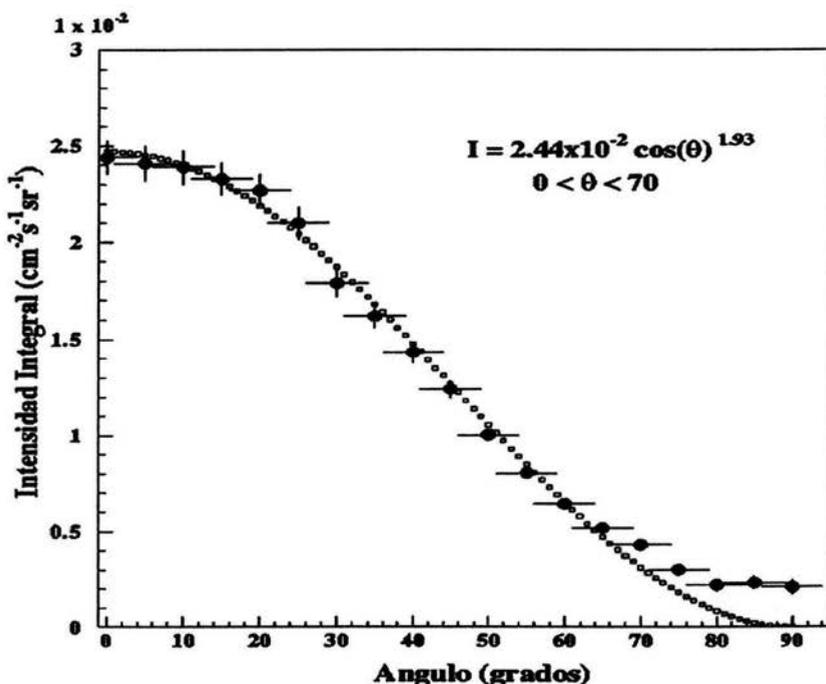


Figura 39. Muestra la dependencia de la intensidad integral de muones con el ángulo zenital obtenida en este trabajo: latitud 19 N, longitud 99 oeste, latitud geomagnética 29 N, altitud 2400 m sobre el nivel del mar. La línea punteada representa el ajuste.

Los puntos mayores a 70 grados no son ajustados satisfactoriamente. Trabajos recientes han mostrado que para fines de ajuste, es mejor separar los datos en dos grupos: menores y mayores a 70 grados; el valor del exponente n depende de qué conjunto de datos se ajusta. Esto se justifica ya que para ángulos grandes (mayores de 70 grados) la razón de cambio de la densidad atmosférica es menor que cuando la trayectoria es vertical. Por lo tanto, los piones

cuyo decaimiento da origen a los muones, pueden sobrevivir más tiempo antes de interactuar con moléculas de la atmósfera y por lo tanto tienen más probabilidad de decaimiento. Esto origina un aumento en la intensidad de muones a estos ángulos y por ende el exponente n cambia. Además existe otro factor. Estudios recientes han mostrado una dependencia entre el exponente n y el umbral de energía (mínima energía con que llega un muon al detector). En la **figura 40** graficamos resultados de diferentes experimentos que han medido el parámetro n con diferentes energías umbrales. Autores como Hebbenker [39] muestran que n depende de la energía mínima con la que los muones son detectados, como se puede ver en la **figura 40**. Como el detector fue colocado a una altura de 45 metros aproximadamente, sin ningún obstáculo o absorbedor, y dado que experimentalmente se ha medido [40] que el flujo está dominado principalmente por muones cuyo momento es alrededor de 0.5 GeV, consideramos a ésta como nuestra energía umbral y graficamos el valor que obtuvimos. La línea sólida representa la predicción teórica de Bedewi et al. [41]. Existe una discrepancia entre los valores graficados por Bedewi y resultados reportados en [33-38]; el valor medido en nuestro caso coincide con estas últimas. Para verificar que nuestros flujos son congruentes con otros datos reportados en la literatura, y dado que la mayoría de los estudios realizados para muones han sido a nivel del mar, como una aproximación razonable los flujos medidos fueron escalados para compararlos con medidas realizadas a nivel del mar.

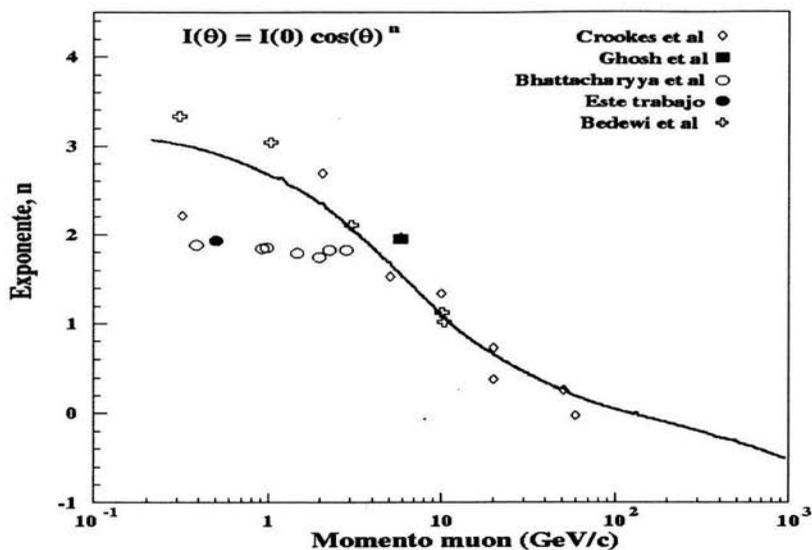


Figura 40. Muestra la dependencia del exponente n con el momento de la partícula

El método empleado para hacer dicho escalamiento consistió en compilar medidas de flujos verticales ($\theta \sim 0$) y obtener el comportamiento del flujo vertical con la altura. Afortunadamente, miembros del experimento CHICOS [42] han reportado datos del flujo vertical a diferentes alturas. A partir de estos resultados hemos podido determinar el factor de escala con un valor de 2.6, que nos permite comparar nuestra medida en la dirección vertical con los resultados a nivel del mar. En la figura 41 podemos observar cómo nuestra medida de la intensidad en la dirección vertical coincide con las que ellos reportan a alturas cercanas al de la Ciudad de México.

Por lo tanto se tiene confianza en que el escalamiento funcionará. Para comprobarlo, graficamos nuestro flujo vertical escalado con las medidas hechas por Allkofer [40] y Karmarkar [30] (ver figura 42). Se observa que existe un buen acuerdo entre nuestro valor experimental y el reportado en [40]. Por lo tanto, se escaló toda la distribución angular para poder compararla con otros experimentos. La figura 43 muestra los resultados reportados por

Crookes, Allen y Wilson, para la intensidad integral en función del ángulo. Como se puede observar, la distribución angular medida sigue la tendencia marcada por los datos reportados en la literatura. Por lo tanto se puede considerar que los valores obtenidos de la distribución angular son confiables.

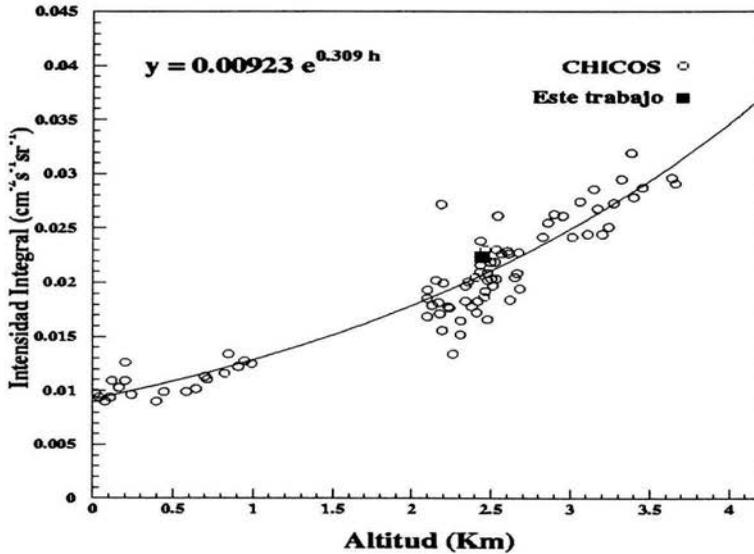


Figura 41. Dependencia de la intensidad integral vertical de muones con la altitud. Se muestra el punto para la intensidad a 2400 metros sobre el nivel del mar correspondiente a este trabajo.

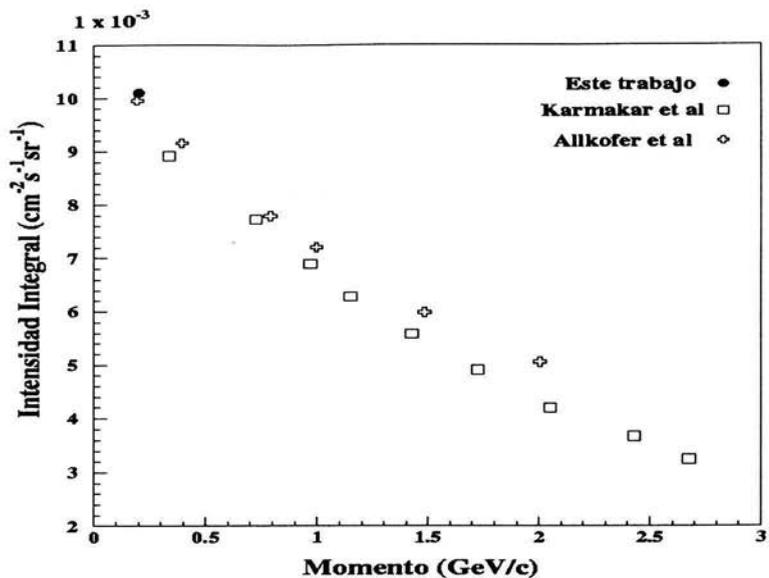


Figura 42. Dependencia de la intensidad integral vertical de muones con el momento de la partícula, comparación con los resultados de Karmakar et al. [30], y Allkofer et al. [37]

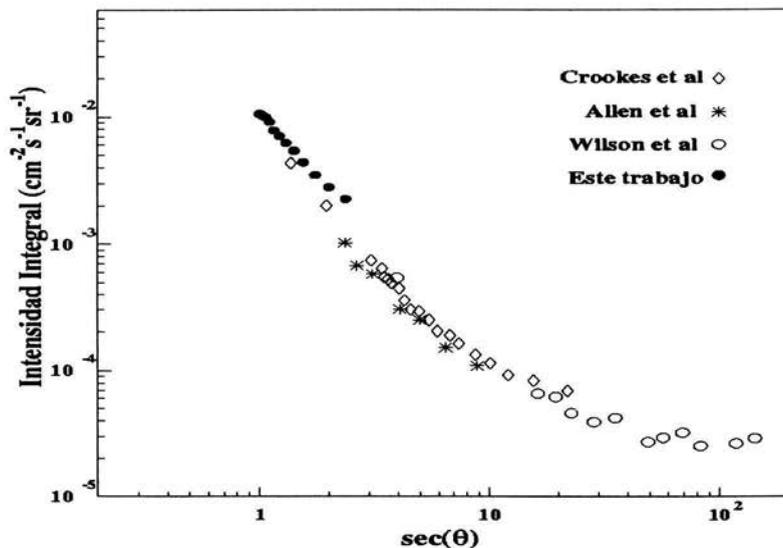


Figura 43. Dependencia angular zenital de la intensidad integral de muones, comparación respecto a trabajos realizados previamente por Crookes et al. [34], Allen et al. [35], Wilson et al. [36]

Conclusiones generales

En este trabajo se diseñó y construyó un detector tipo telescopio con una aceptación angular de 8 grados y precisión de 0.5 grados en su posicionamiento. Con este detector se midió la distribución angular del flujo integral de muones producidos en la atmósfera a la altura de la Ciudad de México. La distribución angular puede ser descrita mediante la ecuación $I(\theta) = I(0^\circ) \cos^n(\theta)$, para ángulos entre 0 y 70°. Los valores de los parámetros n e I_0 son 1.93 ± 0.04 y $2.44 \times 10^{-2} \pm 0.02 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ respectivamente, que concuerdan con valores reportados en la literatura para energías umbrales muy bajas ($\sim 0.5 \text{ GeV}$). Los resultados reportados corresponden a medidas realizadas entre octubre y diciembre de 2003 en la Ciudad de México, a una latitud geográfica de 19° N, latitud geomagnética de 29° N, longitud 99° oeste y a 2400 m sobre el nivel del mar. Para hacer una validación más amplia de nuestros datos, se buscaron datos de la intensidad integral vertical a diferentes alturas y se encontró un factor de escalamiento con un valor de 2.6. Con este factor se escalaron todas las medidas para poder ser comparadas con valores medidos al nivel del mar. Tanto el flujo vertical como su distribución angular están en acuerdo con valores medidos por autores como Crookes, Allen, y Wilson.

Apéndice A

Angulo zenital $\pm 0.5^\circ$	Tiempo ± 1 seg.	Tiempo (minutos)	Número de cuentas	Cuentas / minuto	Flujo F ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$)	Flujo F con corrección por contribución de protones ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$)	Flujo F a nivel del mar ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$)	Temperatura promedio $^\circ\text{C}$	Humedad promedio %
0	100000	1666.7	1447 \pm 38	0.868	2.52E-02	2.44E-02 \pm 8.88E-04	1.07E-02 \pm 3.42E-04	23.5	59.0
5	86000	1433.3	1230 \pm 35	0.858	2.49E-02	2.41E-02 \pm 8.94E-04	1.05E-02 \pm 3.44E-04	23.0	55.5
10	91500	1525.0	1299 \pm 36	0.852	2.47E-02	2.39E-02 \pm 8.67E-04	1.05E-02 \pm 3.33E-04	24.5	61.5
15	83000	1383.3	1150 \pm 34	0.831	2.41E-02	2.33E-02 \pm 8.50E-04	1.02E-02 \pm 3.27E-04	28.5	52.0
20	84500	1408.3	1142 \pm 34	0.811	2.35E-02	2.27E-02 \pm 8.14E-04	9.93E-03 \pm 3.13E-04	28.5	56.5
25	85600	1426.7	1073 \pm 33	0.752	2.18E-02	2.10E-02 \pm 8.30E-04	9.19E-03 \pm 3.19E-04	26.5	57.5
30	173600	2893.3	1864 \pm 43	0.644	1.87E-02	1.79E-02 \pm 7.04E-04	7.82E-03 \pm 2.71E-04	26.0	57.5
35	143500	2391.7	1399 \pm 37	0.585	1.70E-02	1.62E-02 \pm 6.50E-04	7.07E-03 \pm 2.50E-04	25.5	57.0
40	163200	2720.0	1417 \pm 38	0.521	1.51E-02	1.43E-02 \pm 5.25E-04	6.26E-03 \pm 2.02E-04	26.5	54.5
45	165400	2756.7	1251 \pm 35	0.454	1.32E-02	1.24E-02 \pm 4.52E-04	5.41E-03 \pm 1.74E-04	27.5	56.0
50	162000	2700.0	1006 \pm 32	0.373	1.08E-02	1.00E-02 \pm 3.14E-04	4.38E-03 \pm 1.21E-04	28.5	55.0
55	164500	2741.7	832 \pm 29	0.304	8.81E-03	8.01E-03 \pm 2.20E-04	3.50E-03 \pm 8.46E-05	21.0	61.5
60	151000	2516.7	626 \pm 25	0.249	7.22E-03	6.42E-03 \pm 8.30E-05	2.81E-03 \pm 3.19E-05	21.5	69.5
65	323500	5391.7	1108 \pm 33	0.206	5.97E-03	5.17E-03 \pm 7.86E-05	2.26E-03 \pm 3.02E-05	23.5	60.5
70	454500	7575.0	1325 \pm 36	0.175	5.08E-03	4.28E-03 \pm 1.16E-04	1.87E-03 \pm 4.47E-05	28.0	52.0
75	460300	7671.7	1005 \pm 32	0.131	3.80E-03	3.00E-03 \pm 2.83E-04	1.31E-03 \pm 1.09E-04	24.5	46.0
80	713400	11890.0	1224 \pm 35	0.103	2.99E-03	2.19E-03 \pm 3.31E-04	9.56E-04 \pm 1.27E-04	23.0	50.0
85	1203400	20056.7	2154 \pm 46	0.107	3.12E-03	2.32E-03 \pm 3.34E-04	1.01E-03 \pm 1.28E-04	24.0	49.5
90	2427500	40458.3	4032 \pm 63	0.100	2.89E-03	2.09E-03 \pm 3.56E-04	9.14E-04 \pm 1.37E-04	25.0	49.5

Tabla 6. Resultados obtenidos en el presente trabajo. La sexta columna muestra el flujo de muones sin correcciones. La séptima columna muestra el flujo después con la corrección por contribución de protones. La columna 8 muestra el flujo multiplicado por el factor de escalamiento para determinar el flujo a nivel del mar. Las últimas dos columnas muestran los datos para las condiciones de temperatura y humedad a las que fueron hechas las medidas. La incertidumbre asociada al número de cuentas es igual su raíz cuadrada.

Apéndice B

Una prueba para determinar qué tanto un conjunto de datos experimentales se aleja del valor esperado o predicho por algún tipo de distribución estadística, es la función χ^2 cuadrada. χ^2 cuadrada no es más que otro parámetro en la distribución de datos experimentales y se define como sigue:

$$\chi^2 \equiv \frac{1}{\sigma_e} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}_e)^2$$

donde σ_e son los puntos experimentales, \bar{x}_e es el punto predicho por la distribución estadística. La suma se hace sobre cada valor individual x_i . χ^2 cuadrada está relacionada con la varianza de la siguiente manera:

$$\chi^2 = \frac{(N-1)s^2}{\sigma_e}$$

Los parámetros I_0 y n elegidos son aquellos que minimizan el valor de χ^2 cuadrada.

Apéndice C

Cuando se trata el problema de la propagación de los rayos cósmicos a través de campos magnéticos resulta conveniente caracterizar a las partículas por su rigidez magnética $B\rho$ puesto que partículas con la misma $B\rho$ seguirán trayectorias idénticas.

El primero que estudió el problema del movimiento de partículas cargadas en un dipolo magnético fue el matemático y geofísico noruego C. Störmer, quien estaba interesado en estudiar el fenómeno de las auroras boreales. Störmer creía que las auroras son causadas por partículas emitidas por el Sol a consecuencia de su actividad. Después de largos y tediosos cálculos numéricos, Störmer llegó a las siguientes conclusiones de carácter general respecto al comportamiento de las partículas primarias: para cada punto en la Tierra y para partículas positivas de una rigidez dada existe un cono (cono de Störmer) de direcciones prohibidas, cuyo eje apunta hacia el este. De esta manera, si los rayos cósmicos primarios son partículas cargadas positivamente llegarán a la Tierra en menor número desde el este del firmamento que de las regiones del oeste, **figura C-1(a)**. Si por el contrario las partículas tienen carga negativa el cono apuntará hacia el oeste y la situación es la opuesta, **figura C-1(b)**. Esta asimetría llegó a conocerse como efecto este-oeste.

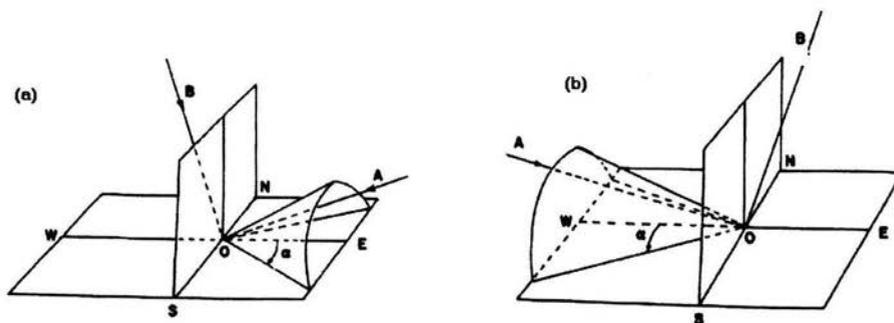


Figura C-1.-Conos de Störmer. Se muestran las zonas prohibidas para partículas positivas (a), y partículas negativas (b).

Apéndice D

Efectos temporales en la intensidad de la radiación cósmica primaria proveniente del Sol.

Por ser las más interesantes e ilustrativas, nos referiremos solamente a tres de las variaciones observadas en la radiación cósmica, a saber:

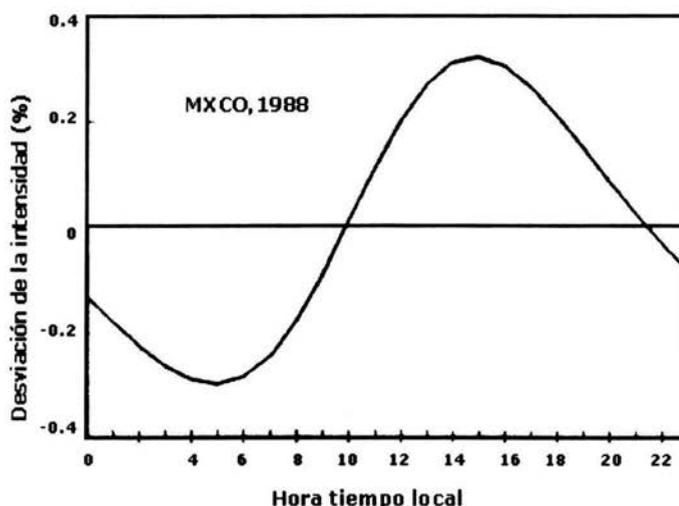


Figura D-1. Variación diurna de la intensidad de la radiación cósmica detectada en la superficie. La gráfica corresponde a la variación diurna promedio obtenida en México durante el año de 1988.

a) La variación diurna

En la figura D-1 se muestra la variación diurna promedio (durante el año 1988) en la intensidad de la radiación cósmica registrada por el monitor de neutrones instalado en Ciudad Universitaria, México, D.F. Puede apreciarse que la gráfica presenta un máximo y un mínimo de

intensidad durante las 24 horas; la escala vertical expresa la desviación porcentual de la intensidad con respecto a la media diaria anual. Se observa que el máximo ocurre alrededor de las 15 horas en tiempo local y el mínimo aproximadamente 10 horas antes. Cuando se efectúan las correcciones necesarias para tomar en cuenta los efectos del campo geomagnético sobre las partículas de la radiación cósmica, se observa que el máximo ocurre alrededor de las 18 horas tiempo local. Para cada estación de rayos cósmicos en la superficie terrestre se puede proceder exactamente de la misma manera, y se observará siempre que el máximo de intensidad se encuentra alrededor de las 18 horas en tiempo local.

b) El efecto Forbush

El efecto Forbush es una de la variación temporales de la radiación cósmica primaria proveniente del sol. En el lapso de unas cuantas horas la intensidad registrada en una estación particular puede verse reducida hasta en un 10%, y en algunos casos 20 o 30%; después de llegar a un mínimo la intensidad empieza a recuperarse lentamente, lo cual puede durar desde unos días hasta semanas. En contraste con la variación diurna, es un fenómeno en tiempo universal, esto significa que su presencia se siente en forma casi simultánea en todo el mundo, aun cuando en algunos casos, anisotropías espaciales en el viento solar puedan producir anisotropías temporales en la Tierra.

Decrecimientos de éste tipo suelen ocurrir en asociación con otros fenómenos, como las tormentas magnéticas, aún cuando no existe una correspondencia de uno a uno. Al principio se pensó que los decrecimientos Forbush estaban asociados a fenómenos puramente terrestres, como variaciones temporales del campo geomagnético; sin embargo, cuando fue posible hacer mediciones con satélites, fuera de la magnetósfera, se confirmó la presencia de estos decrecimientos más allá del ámbito terrestre. Con la ayuda de sondas espaciales se han

pedido observar decrecimientos Forbush hasta distancias de unas 30 UA del Sol, con tiempos de decaimiento igualmente rápidos pero con recuperaciones que pueden durar meses. Decrecimientos Forbush observados en la Tierra y en el satélite Pionero 10 se muestran en la figura D-2.

No existe aún una explicación universalmente aceptada para los decrecimientos Forbush: pueden estar asociados a la eyección de plasma coronal de grandes velocidades como consecuencia de una ráfaga solar, de la desaparición de un filamento, o de algún proceso aún desconocido en la evolución de los hoyos coronales de baja latitud.

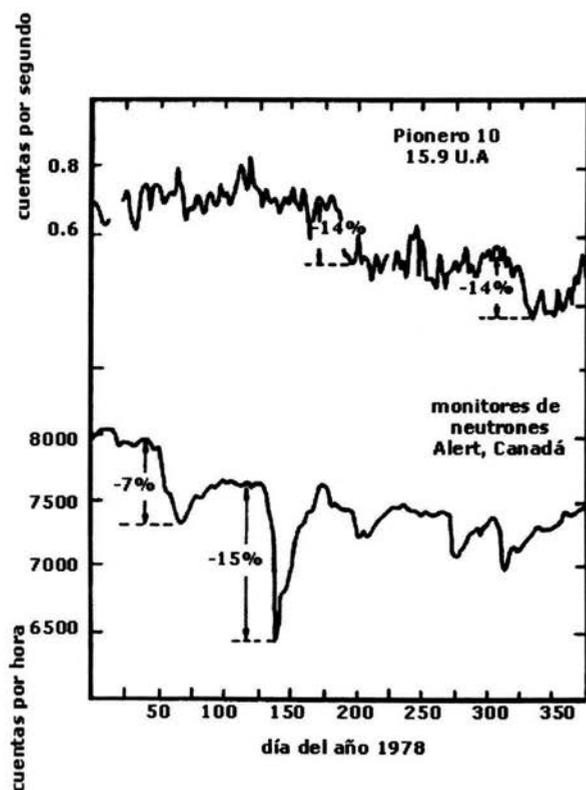


Figura D-2. Decrecimiento del tipo Forbush detectado en la superficie terrestre y a bordo del Pionero 10.

c) La variación de 11 años

El viento solar sopla sin cesar, pero las condiciones magnéticas que prevalecen en la heliósfera son distintas a medida que el ciclo solar avanza; según el nivel de actividad del Sol, las irregularidades presentes en el medio interplanetario aumentarán o disminuirán haciendo que el "clima heliosférico" a lo largo del ciclo solar de 11 años. En la figura D-3 se muestran los tres últimos ciclos solares representados por el número de manchas, junto con la intensidad de la radiación cósmica registrada en la Tierra. Claramente se aprecia cómo, al aumentar el número de manchas, la intensidad de la radiación decrece y viceversa; la reducción total en el nivel de la radiación es de alrededor de 20%, con algunas diferencias de ciclo a ciclo. Como es de suponerse, las partículas de más baja rigidez serán las que más difícilmente se internarán en el medio interplanetario y, por tanto, la variación secular, como también se le llama, será mayor en estaciones polares que en estaciones ecuatoriales.

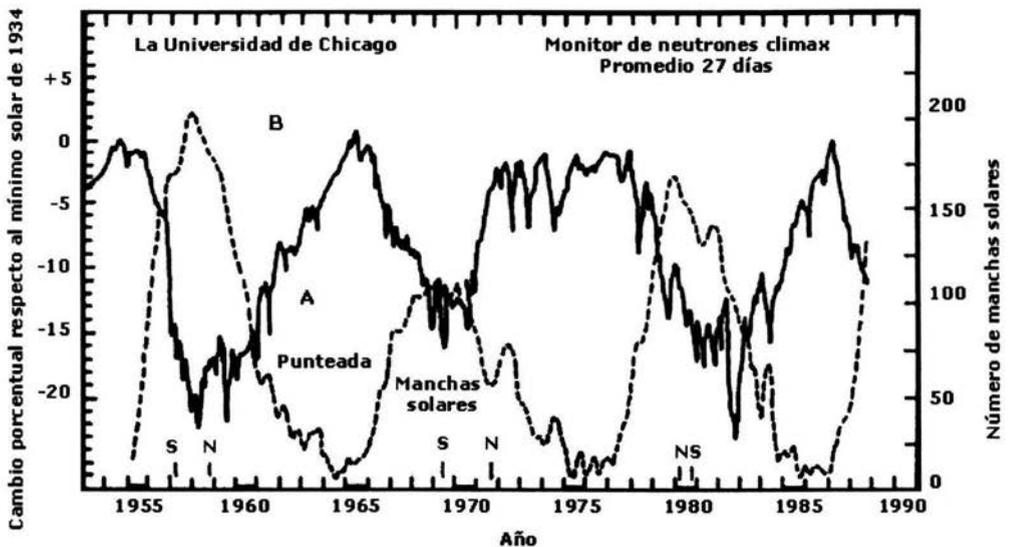


Figura D-3. Intensidad de la radiación cósmica (línea continua) de 1953 a la fecha detectada en el monitor de climax, EUA, junto con el ciclo de manchas solares (línea punteada) para el mismo periodo.

El mecanismo que provoca esta variación secular resulta del distinto equilibrio que se establece entre la convección que genera el viento solar al desplazarse constantemente hacia afuera y la lenta pero segura difusión de las partículas hacia adentro, además de las irregularidades asimétricas causadas por la inversión del dipolo solar cada 11 años y la presencia de regiones turbulentas en la heliósfera exterior.

Apéndice E

Medida del flujo vertical de muones por: The SLAC Cosmic Ray Detector. La gráfica muestra medidas tomadas durante un periodo de 6 meses con acumulación diaria. El mínimo observado puede ser debido a un mal funcionamiento del detector durante ese día. Como se puede observar las variaciones no exceden del 5%.

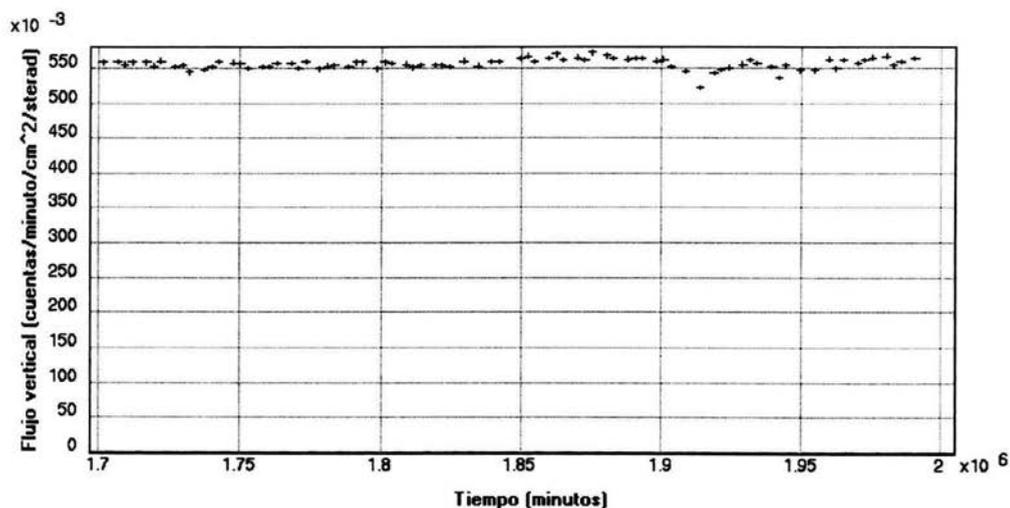


Figura E-1. Flujo vertical de muones, de 1 de junio a 31 de diciembre de 2003. Se puede notar que no hay una variación significativa en el flujo de muones.

Referencias

- [1] Los rayos cósmicos mensajeros de las estrellas.
Otaola, Javier A. y Valdés Galicia, José F. 1992. Colección la ciencia desde México. Núm. 108. Fondo de Cultura Económica D. F. México.
- [2] Cosmic bullets. High energy particles in astrophysics.
Roger Clay, Bruce Dawson. Adison Wesley, 1998.
- [3] Penetrating radiation at high altitudes.
R. A. Millikan and I. Bowen: Phys. Rev., 22, 198 (1923)
- [4] High frequency ray of cosmic origin III, Measurements in Snow – Fed Lakes at high altitudes.
R. A. Millikan and G. Harvey Cameron: Phys. Rev., 28, 851 (1926).
- [5] On the question of the constancy of cosmic radiation and the relation of these rays to meteorology.
R. A. Millikan: Phys. Rev., 36, 1959 (1930).
- [6] A geographic study of cosmic rays.
Arthur H. Compton: Phys. Rev., 43, 387 (1933).
- [7] The constancy of cosmic rays.
A. H. Compton, R. D. Bennett and J. C. Stearns: Phys. Rev., 38, 1556 (1931).
- [8] Ionization by penetrating radiation as a function of pressure and temperature.
A. H. Compton, R. D. Bennett and J. C. Stearns: Phys. Rev., 39, 873 (1932).
- [9] Diurnal variation of cosmic rays.
R. D. Bennett, J. C. Stearns and A. H. Compton: Phys. Rev., 41, 119 (1932).
- [10] Variation of the cosmic rays with latitude.
A. H. Compton : Phys. Rev., 41, 111 (1932).
- [11] Progress of cosmic-ray Survey.
A. H. Compton: Phys. Rev., 41, 680 (1932).
- [12] Solar component of cosmic rays.
J. C. Stearns, Wilcox P. Overveck: Phys. Rev., 42, 317 (1932)
- [13] Intensity of cosmic-ray ionization in Western North America.
R. D Bennett, J. Dunham, E. H. Bramhall and P. K. Allen: Phys. Rev., 42, 446 (1932).
- [14] The equatorial longitude effect in Cosmic Rays.
R. A. Millikan and H. V Neher: Phys. Rev., 47, 205 (1935).
- [15] Energies of cosmic-ray particles.
Carl D. Anderson: Phys. Rev., 41, 405 (1932)

- [16] Note on the nature of Cosmic Ray Particles.
Seth H. Neddenmeyer and Carl D. Anderson: Phys. Rev., 51, 884 (1937).
- [17] Cosmic-Ray particles of intermediate mass.
Seth H. Neddenmeyer and Carl D. Anderson: Phys. Rev., 54, 88 (1939).
- [18] New evidence for the existence of a particle of mass intermediate between the proton and electron.
J. C. Street and E. C. Stevenson: Phys. Rev., 52, 1003 (1937).
- [19] On Compton's latitude effect of cosmic radiation.
G. Lemaitre and M. S. Vallarta: Phys. Rev., 42, 914 (1932).
- [20] Cosmic ray Earth, Research's reference manual and data book.
Peter K. F. Grider; Institute of Physics University of Bern, Bern Switzerland; 2001.
Cap. 1, pág. 1-47 y Cap. 3, pág. 354-453.
- [21] Techniques for nuclear and particle physics experiments.
W.R Leo; Springer-Verlag, Germany; 1994.
Cap. 2 pág. 22-24; Cap. 8 pág. 177-196; Cap. 11 y 12, pág. 249-261.
- [22] La radiación cósmica.
R. Mejía Gastón, Aguirre Carlos, Serie de Física, monografía No. 9
Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico, Departamento de Asuntos Científicos, Secretaría General de la Organización de Estados Americanos. Washington, D. C. 1973, pag. 21-24.
- [23] Radiation detection and measurement.
Glenn F Knoll; John Wiley & Sons, Inc. Third edition, 2000.
Cap. 8, pág. 219-259.
- [24] Introduction to experimental particle physics.
Richard C. Fernow; Cambridge University Press 1986, Cap. 7, pág. 148-175.
- [25] Model CF 8000. Octal constant fraction discriminator
Operating and service manual, USA.
- [26] A study of the absolute intensity of muons at sea level and under various thicknesses of absorber.
A. I. Barbouti and B. C. Rastin: J. Phys. G; Nucl. Phys., 9, 1584 (1983).
- [27] High Energy Cosmic Ray. Cosmic Ray Detector Data Center Guided Tour Stop 2.
SALAC's Online Cosmic Ray Detector.
- [28] Head-on Type Photomultiplier Tubes.
Sitio Web: <http://www.hamamatsu.com>
- [29] J. Bartels, D. Haidt, A. Zichichi: The European Physical Journal Vol. 15 No. 150 1 (2000).

- [30] Measurements of absolute intensities of cosmic-ray muons in the vertical and greatly inclined directions at geomagnetic latitudes 16°N.
N. L. Karmakar, A. Paul, N. Chaudhuri: Nuo. Cim., 17B, No. 1, 173 (1973).
- [31] Further Data Concerning the Variation of Penetrating Showers with Altitude.
John Tinlot: Phys. Rev., 74, 1197 (1948).
- [32] The Hard Component of Cosmic Rays in the Upper Atmosphere.
Malcolm A; Clark: Phys. Rev., 87, 87 (1952).
- [33] An investigation of the absolute intensity of muons at sea-level.
J. N. Crookes and B. C. Rastin: Nucl. Phys., B39, 493 (1972).
- [34] Sea-level cosmic ray spectra at large zenith angles.
J. E. Allen and A. J. Apostolakis: Proc. R. Soc. A, 265, 117 (1961).
- [35] A study of μ -mesons incident at large zenith angles.
B. G. Wilson: Can. J. Phys., 37, 19 (1959).
- [36] The absolute vertical muon intensity of cosmic rays at 1 GeV/c at sea level.
O. C. Allkofer, W. D. Dau and H. Jokisch: Phys. Lett., 31 B, 606 (1970).
- [37] The intensities of the hard and soft components of cosmic ray as function of altitude and zenith angle.
Kenneth Greisen: Phys. Rev., 61, 212 (1942).
- [38] Zenith angle distribution of the cosmic ray muon component.
S. Kavlakov; P. Stavrev: Acta Phys. Slov., 34 No. 2-3, 65 (1984)
- [39] A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level.
Thomas Hebbenker and Charles Timmermans: Ast. Phys., 18, 107 (2002).
- [40] Das Spektrum der muonen, der protonen und der electronen in 5200 m hohe.
O. C. Allkofer and E. Kraft: Nuo. Cim., 39, 1051 (1965).
- [41] Energy spectrum an angular distribution of cosmic ray muons in the range 50-70 GeV.
F. Bedewi, A. Goned and A. H. Girgis: J. Phys. A: Gen. Phys., 5, 292 (1972)
- [42] A study of ultra-high energy cosmic rays.
Sitio Web: <http://www.chicos.caltech.edu>
- [43] Radiographic imaging whit cosmic-ray muons.
Konstantin N. Borozdin, Gary E. Hogan, et al: Nature 422, 277 (2003)