



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
**POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA**  
**INSTITUTO DE GEOFÍSICA**

Simulación del funcionamiento del telescopio de muones instalado en C.U,  
CD.MX.

**T E S I S**

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

PRESENTA:

JOSÉ KARL PÉREZ VILLANUEVA

Director de la Tesis:  
Dr. José Fco. Valdés Galicia  
Instituto de Geofísica



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.

## Hoja de Datos del Jurado

### 1. Datos del alumno

Pérez  
Villanueva  
José Karl  
5520836666  
Universidad Nacional Autónoma de  
México  
Posgrado en Ciencias de la Tierra  
Ciencias Espaciales  
405024427

### 2. Datos del tutor

Dr.  
José Francisco  
Valdés  
Galicia.

### 3. Datos del sinodal 1

Dr.  
Luis Xavier  
González  
Méndez.

### 4. Datos del sinodal 2

Dr.  
Julio César  
Mejía  
Ambriz.

### 5. Datos del sinodal 3

Dr.  
Oscar Gustavo  
Morales  
Olivares.

### 6. Datos del sinodal 4

Dr.  
Ernesto  
Ortiz  
Fragoso.

### 7. Datos del trabajo escrito

Título: Simulación del funcionamiento del telescopio de muones instalado en C.U, CD.MX.

No. de páginas: 94.

Año: 2020.

*Dedicado a  
Mina.*



---

# Agradecimientos

---

*A mi tutor el Dr. José Francisco Valdés Galicia por su apoyo, asesoría y el tiempo dedicado durante el desarrollo de esta tesis.*

*A la Mtra. Rocío García Ginez por su asesoría y ayuda en todo lo relevante a la simulación y especialmente con el referente a la programación de GEANT4.*

*A los miembros del jurado: Dr. Luis Xavier González Méndez, Dr. Ernesto Ortiz Fragoso, Dr. Oscar Gustavo Moreles Olivales y al Dr. Julio César Mejía Ambriz, por los comentarios y las ideas aportadas durante la elaboración de este trabajo.*

*A los todos los miembros del Grupo de Rayos Cósmicos del Instituto de Geofísica de la UNAM por su amistad y apoyo.*



---

# Índice general

---

<b>Agradecimientos</b>	<b>5</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>9</b>
<b>Índice de cuadros</b>	<b>12</b>
<b>Resumen</b>	<b>13</b>
<b>1 Interacción entre radiación y materia</b>	<b>15</b>
1.1. Radiación . . . . .	15
1.2. Interacción de partículas cargadas con la materia . . . . .	15
1.3. Pérdida de energía por ionización . . . . .	16
1.3.1. Cálculo de Bohr (caso clásico) . . . . .	17
1.3.2. Fórmula de Bethe-Bloch (caso cuántico) . . . . .	18
1.3.3. Interacción con electrones y positrones . . . . .	20
1.3.4. Interacción de fotones con materia . . . . .	21
1.4. Teorema de límite central . . . . .	22
<b>2 Detección de partículas</b>	<b>25</b>
2.1. Principios de detección . . . . .	25
2.1.1. Sensibilidad de detección . . . . .	25
2.1.2. Respuesta del detector . . . . .	26
2.1.3. Resolución del detector . . . . .	26
2.1.4. Eficiencia de detección . . . . .	28
2.1.5. Tiempo muerto . . . . .	28
2.2. Detectores centelladores . . . . .	29
2.2.1. Centelladores orgánicos . . . . .	29
2.2.2. Tubos fotomultiplicadores . . . . .	31
<b>3 Rayos cósmicos</b>	<b>35</b>
3.1. Radiación cósmica primaria . . . . .	35
3.2. Composición química de los rayos cósmicos . . . . .	35
3.3. Espectro de energía de la radiación cósmica . . . . .	36
3.4. Radiación cósmica secundaria . . . . .	37

3.5.	El muón en la radiación cósmica . . . . .	39
3.5.1.	Mecanismos de producción de muones . . . . .	40
3.5.2.	Influencia de la componente muónica en la radiación cósmica secundaria . . . . .	41
<b>4</b>	<b>Telescopio de muones de C.U.</b>	<b>43</b>
4.1.	Telescopios de muones . . . . .	43
4.2.	Telescopio de muones de C.U. funcionamiento y características . . . . .	44
4.2.1.	Características físicas de los plásticos centelladores . . . . .	45
4.2.2.	Sistema de guía de luz . . . . .	46
4.2.3.	PMT del telescopio de muones . . . . .	47
4.3.	Geometría del sistema . . . . .	47
4.4.	Características energéticas . . . . .	50
4.5.	Observatorio de rayos cósmicos de C.U. . . . .	50
<b>5</b>	<b>Simulación</b>	<b>53</b>
5.1.	GEANT4 . . . . .	53
5.2.	EXPACS . . . . .	55
5.3.	Replica del telescopio de muones de C.U. a través de GEANT4 . . . . .	56
<b>6</b>	<b>Resultados</b>	<b>59</b>
6.1.	Multiplicidad del Tmu . . . . .	59
6.1.1.	Multiplicidad en muones . . . . .	59
6.1.2.	Multiplicidad en electrones . . . . .	62
6.2.	Eficiencia del Tmu . . . . .	67
6.2.1.	Eficiencia para muones . . . . .	67
6.2.2.	Eficiencia para electrones . . . . .	71
6.2.3.	Contaminación por electrones para el Tmu . . . . .	72
<b>7</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>73</b>
<b>A</b>	<b>Gráficas de multiplicidad</b>	<b>75</b>
	<b>Bibliografía</b>	<b>93</b>

---

# Índice de figuras

---

1.1.	<i>Pérdida de energía en función de la energía para diferentes partículas.</i> [8]	19
1.2.	<i>Distribución de Landau para la pérdida de energía.</i> [26]	24
2.1.	<i>Pulso de corriente en función del tiempo.</i> [7]	26
2.2.	<i>Funciones de respuesta para detectores con buena y pobre resolución.</i> [7]	27
2.3.	<i>Representación esquemática de la resolución de energía para FWHM en <math>H_0</math>.</i> [7]	27
2.4.	<i>Niveles energéticos de un centellador orgánico.</i> [7].	30
2.5.	<i>Diagrama de tubo fotomultiplicador.</i> [7]	31
2.6.	<i>Gráfica de la respuesta temporal de un PMT a un pulso luminoso.</i> [7]	33
3.1.	<i>Espectro diferencial de energía para la radiación cósmica.</i> [9]	37
3.2.	<i>Componentes de la radiación cósmica secundaria.</i> [13]	38
3.3.	<i>Flujo vertical de la radiación cósmica secundaria en función de la profundidad atmosférica.</i> [11]	39
4.1.	<i>Diagrama del telescopio de muones y del supermonitor de neutrones 6NM64 de C.U.</i> [12]	44
4.2.	<i>Disposición de los plásticos centelladores del telescopio de muones.</i> [12].	45
4.3.	<i>Espectro de emisión del plástico centellador del Tmu. Se puede apreciar que su rango de emisión corresponde a la región del espectro visible.</i> [23]	46
4.4.	<i>Respuesta espectral del PMT R1512. En la línea cortada se muestra la eficiencia cuántica la cual alcanza su máximo de 20% a los 355 nm. Mientras que la línea continua se presenta la sensibilidad radiante del cátodo teniendo su máximo a los 400 nm.</i> [18]	48
4.5.	<i>Diagrama de direcciones para un telescopio cúbico, semicúbico e inclinado 45° con la vertical.</i> [12]	49
4.6.	<i>Geometría del sistema multidireccional del telescopio de muones.</i> [12]	49
4.7.	<i>Funciones diferenciales de respuesta para el telescopio de muones.</i> [12]	51
4.8.	<i>Rigidez media de respuesta para el telescopio de muones.</i> [12]	51
4.9.	<i>Observatorio de rayos cósmicos Dr. Javier Alejandro Otaola Lizarzaburu.</i> [20]	52
5.1.	<i>Diagrama de la estructura geométrica usada en GEANT4.</i> [3]	54
5.2.	<i>Flujo de rayos cósmicos calculado a través de EXPACS.</i> [19]	56
5.3.	<i>Flujo de muones para diferentes ángulos respecto al cenit.</i> [19]	57
5.4.	<i>Flujo de electrones para diferentes ángulos respecto al cenit.</i> [19]	57
5.5.	<i>Vista lateral de la réplica realizada a través de GEANT4 de uno de los detectores del telescopio de muones de CU.</i>	58
5.6.	<i>Vista frontal de la réplica del telescopio de muones hecha por medio de GEANT4.</i>	58

5.7. Vista lateral de la réplica del telescopio de muones elaborada mediante GEANT4. . . . .	58
6.1. Multiplicidad de muones para el plástico S1 a 0°. . . . .	60
6.2. Multiplicidad de muones para el plástico I1 a 0°. . . . .	61
6.3. Multiplicidad para muones en la dirección Norte a 0°. . . . .	62
6.4. Multiplicidad para muones en la dirección Sur a 0°. . . . .	63
6.5. Multiplicidad para muones la dirección Este a 0°. . . . .	63
6.6. Multiplicidad para muones en la dirección Oeste a 0°. . . . .	64
6.7. Multiplicidad para muones en la dirección Vertical a 0°. . . . .	64
6.8. Multiplicidad para muones en la dirección Superior a 0°. . . . .	65
6.9. Multiplicidad de electrones para el plástico S3 a 0°. . . . .	65
6.10. Multiplicidad de electrones para el plástico I3 a 0°. . . . .	66
6.11. Multiplicidad para electrones en la dirección Norte a 0°. . . . .	67
6.12. Multiplicidad para electrones en la dirección Sur a 0°. . . . .	68
6.13. Multiplicidad para electrones la dirección Este a 0°. . . . .	68
6.14. Multiplicidad para electrones en la dirección Oeste a 0°. . . . .	69
6.15. Multiplicidad para electrones en la dirección Vertical a 0°. . . . .	69
6.16. Multiplicidad para electrones en la dirección Superior a 0°. . . . .	70
A.1. Multiplicidad para muones en el plástico S2 a 15°. . . . .	75
A.2. Multiplicidad para muones en el plástico I2 a 15°. . . . .	76
A.3. Multiplicidad para muones en la dirección Norte a 15°. . . . .	76
A.4. Multiplicidad para muones en la dirección Sur a 15°. . . . .	77
A.5. Multiplicidad para muones en la dirección Este a 15°. . . . .	77
A.6. Multiplicidad para muones en la dirección Oeste a 15°. . . . .	78
A.7. Multiplicidad para muones en la dirección Vertical a 15°. . . . .	78
A.8. Multiplicidad para muones en la dirección Superior a 15°. . . . .	79
A.9. Multiplicidad para muones en el plástico S3 a 30°. . . . .	79
A.10. Multiplicidad para muones en el plástico I3 a 30°. . . . .	80
A.11. Multiplicidad para muones en la dirección Norte a 30°. . . . .	80
A.12. Multiplicidad para muones en la dirección Sur 30°. . . . .	81
A.13. Multiplicidad para muones en la dirección Este a 30°. . . . .	81
A.14. Multiplicidad para muones en la dirección Oeste a 30°. . . . .	82
A.15. Multiplicidad para muones en la dirección Vertical a 30°. . . . .	82
A.16. Multiplicidad para muones en la dirección Superior a 30°. . . . .	83
A.17. Multiplicidad para muones el plástico S4 a 45°. . . . .	83
A.18. Multiplicidad para muones en el plástico I4 a 45°. . . . .	84
A.19. Multiplicidad para muones en la dirección Norte a 45°. . . . .	84
A.20. Multiplicidad para muones en la dirección Sur a 45°. . . . .	85
A.21. Multiplicidad para muones en la dirección Este a 45°. . . . .	85
A.22. Multiplicidad para muones en la dirección Oeste a 45°. . . . .	86
A.23. Multiplicidad para muones en la dirección Vertical a 45°. . . . .	86
A.24. Multiplicidad para muones en la componente Superior a 45°. . . . .	87
A.25. Multiplicidad de electrones para el plástico S2 a 30°. . . . .	87
A.26. Multiplicidad de electrones para el plástico I4 a 30°. . . . .	88

A.27. Multiplicidad para electrones en la dirección Norte a $30^\circ$ . . . . .	88
A.28. Multiplicidad para electrones en la dirección Sur a $30^\circ$ . . . . .	89
A.29. Multiplicidad para electrones la dirección Este a $30^\circ$ . . . . .	89
A.30. Multiplicidad para electrones en la dirección Oeste a $30^\circ$ . . . . .	90
A.31. Multiplicidad para electrones en la dirección Vertical a $30^\circ$ . . . . .	90
A.32. Multiplicidad para electrones en la dirección Superior a $30^\circ$ . . . . .	91

---

# Índice de cuadros

---

3.1. <i>Abundancias relativas de los elementos de la radiación cósmica primaria en el universo; la composición de los rayos cósmicos se refiere a núcleos que tienen la misma energía por nucleón.(Las abundancias se han mantenido en el tiempo.)</i> [13] . . . . .	36
3.2. <i>Partículas generadas en la radiación cósmica secundaria.</i> . . . . .	40
4.1. <i>Configuración de las seis componentes direccionales del telescopio de muones de C.U, CDMX.</i> . . . . .	49
6.1. <i>Multiplicidad promedio para muones a diferentes ángulos de incidencia.</i> . . . . .	61
6.2. <i>Multiplicidad promedio para muones en direcciones a diferentes ángulos de incidencia.</i> . . . . .	62
6.3. <i>Multiplicidad promedio para electrones en plásticos para los ángulos de incidencia cenital de 0 y 30°.</i> . . . . .	67
6.4. <i>Eficiencias obtenidas en plásticos para muones a diferentes ángulos.</i> . . . . .	70
6.5. <i>Eficiencias obtenidas para muones en direcciones a diferentes ángulos.</i> . . . . .	71
6.6. <i>Eficiencias obtenidas para electrones en plásticos para ángulos de incidencia cenital de 0 y 30°.</i> . . . . .	71
6.7. <i>Eficiencias obtenidas para electrones en direcciones a diferentes ángulos de incidencia cenital.</i> . . . . .	72

---

# Resumen

---

En este trabajo se presenta una simulación del funcionamiento del telescopio de muones (Tmu) instalado en CU, CDMX; realizada con base en GEANT4. Esta simulación tiene como objetivo describir la respuesta del Tmu al flujo de Muones ( $\mu$ ) y Electrones ( $e^-$ ) incidentes utilizando el programa EXACS, considerando el número de fotones registrados por los fotocátodos de los tubos multiplicadores del Tmu.

En el primer capítulo, a manera de introducción, se describen brevemente, algunos de los mecanismos de interacción entre las partículas y la materia, en especial los procesos de pérdida de energía por ionización y demás conceptos básicos sobre los cuales se apoya teóricamente esta tesis.

En el segundo capítulo se abordan conceptos fundamentales para la descripción, diseño y operación de detectores de partículas. A su vez se describe el fenómeno de centelleo, y a grandes rasgos, las características físicas de un detector centellador. Finalmente, se presenta una descripción del funcionamiento de un tubo fotomultiplicador.

En el tercer capítulo se presenta a la radiación cósmica primaria, su composición, su espectro, así como los mecanismos de interacción con la atmósfera terrestre, para después describir los procesos de producción de rayos cósmicos secundarios particularizando en los muones.

El cuarto capítulo está dedicado al telescopio de muones de Ciudad Universitaria, donde se describe detalladamente su diseño, funcionamiento y sus características físicas.

El quinto capítulo se presentan las herramientas desarrolladas que fueron utilizadas para la simulación y se explica el proceso de simulación en sí mismo.

Los resultados para la multiplicidad y la eficiencia del Tmu se muestran en el capítulo seis. Los cuales se presentan por medio de las gráficas y las tablas obtenidas a partir del análisis de los datos generados por la propia simulación.

Finalmente, la discusión y las conclusiones cualitativas y cuantitativas de este trabajo se presentan en el capítulo siete. Donde se muestra puntualmente la multiplicidad obtenida del telescopio tanto para muones y electrones de manera individual, la eficiencia de detección del telescopio para ambas especies de partículas y el porcentaje de contaminación por electrones encontrado para el Tmu.



---

# Interacción entre radiación y materia

---

## 1.1. Radiación

Se define como radiación a la emisión de partículas y energía en forma de ondas electromagnéticas a través del vacío o de un medio material. De manera general podemos describir las fuentes de radiación en dos tipos: la radiactividad y las reacciones nucleares. En un proceso radiactivo, el núcleo se desintegra espontáneamente a una especie diferente de núcleo o a un estado de energía más bajo del mismo núcleo a través de la emisión de algún tipo de radiación. En una reacción nuclear, el núcleo interactúa con otra partícula u otro núcleo con la posterior emisión de radiación. La radiación emitida en ambos procesos puede ser tanto corpuscular como electromagnética. Mientras que las radiaciones electromagnéticas consisten en rayos  $X$  y rayos  $\gamma$ ; las emisiones corpusculares consisten de partículas como: alfa, electrones, positrones, neutrones, protones, etc. Si bien la mayoría de estas radiaciones se originan en el núcleo mismo, algunas también surgen de la nube electrónica que lo rodea. Comenzaremos este capítulo describiendo brevemente algunos de los mecanismos de radiación más importantes y sus interacciones con la materia. Ya que el conocimiento detallado de estos conceptos es un tema fundamental para el diseño, construcción y calibración de detectores. Una discusión más detallada de estos procesos físicos se pueden encontrar en [7,8,14,22,25].

## 1.2. Interacción de partículas cargadas con la materia

Es ampliamente conocido que las partículas cargadas interactúan con la materia por medio de interacciones electromagnéticas mediante el intercambio de fotones. Siendo estos procesos electromagnéticos los más comunes gracias a la intensidad y al amplio rango de alcance de la fuerza de Coulomb entre las partículas cargadas con los electrones y núcleos que componen el medio material. En esta sección se seguirá el desarrollo empleado en [8].

Por otra parte, la interacción (dispersión) elástica<sup>1</sup> de las partículas con los núcleos atómicos ocurrirá con menor frecuencia en comparación con las colisiones con electrones. Además, la energía transferida en cada dispersión es más pequeña debido a la asimetría de tamaño y masa entre las partículas incidentes y los núcleos atómicos.

Las colisiones que se presentan a través de la interacción electromagnética entre dos partículas se describen en términos de su sección eficaz  $\sigma$ . La cual puede ser interpretada de manera proporcional a la probabilidad de que ocurra una dispersión entre dos partículas; para un flujo de partículas  $\mathcal{F}$  que inciden por unidad de área por

---

<sup>1</sup>Proceso físico en el cual se modifica la dirección de propagación de la partícula pero conserva su energía cinética.

unidad de tiempo sobre una partícula estacionaria, la sección eficaz diferencial se define matemáticamente como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{\mathcal{F}} \frac{dN_s}{d\Omega} \quad (1.1)$$

donde  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  es el promedio de partículas dispersadas dentro del ángulo sólido  $d\Omega$  por unidad de tiempo por unidad de flujo  $\mathcal{F}$ . Por otra parte, se puede definir a la sección eficaz total para la dispersión de una partícula con energía  $E$  como:

$$\sigma(E) = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.2)$$

En la práctica, al interactuar las partículas con un medio material es deseable conocer el número promedio de dispersiones que ocurren dentro de este. Suponiendo que tenemos un material delgado entonces el número de centros de dispersión por unidad de área perpendicular dentro del material es  $N\delta x$  donde  $N$  es la densidad de los centros de dispersión y  $\delta x$  es el grosor del material. Si el haz de partículas incidentes es mucho más ancho que el área total  $A$  de nuestro objetivo entonces el número de partículas incidentes que forman parte de la interacción es el producto  $\mathcal{F}A$ . Y el promedio de dispersiones dentro de  $d\Omega$  por unidad de tiempo será:

$$N_s(\Omega) = \mathcal{F}AN\delta x \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.3)$$

El número total de dispersiones dentro de todos los ángulos es:

$$N = \mathcal{F}AN\delta x\sigma \quad (1.4)$$

Si el haz incidente es más pequeño o igual al área cubierta  $A$  entonces podemos suponer que  $\mathcal{F}A \rightarrow n_{int}$  como el número total de partículas incidentes por unidad de tiempo, lo cual nos permite establecer a la probabilidad de dispersión para una partícula dentro de un material como:

$$Prob_{disp} = N\sigma\delta x \quad (1.5)$$

Si consideramos la probabilidad de no interacción entre una partícula incidente, tenemos que referirnos al concepto de camino libre medio  $\lambda$  el cual se define como la distancia que recorre una partícula sin presentar una colisión. El cual se expresa en función de la sección eficaz  $\sigma$  y el número total de dispersiones  $N$  de la forma:

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma} \quad (1.6)$$

### 1.3. Pérdida de energía por ionización

De forma general se puede decir que al interactuar las partículas con un medio material ocurren colisiones inelásticas<sup>2</sup> entre las partículas incidentes y los electrones del material, así como la dispersión elástica de las partículas incidentes con los núcleos atómicos. Debido a la gran frecuencia con la que ocurren estos procesos, se generan dos efectos en las partículas que atraviesan un medio material como son: la pérdida de energía de la partícula y la desviación de la partícula respecto a su trayectoria original.

Para partículas pesadas como protones, muones, piones, etc; la pérdida de energía se presenta principalmente por medio de colisiones inelásticas con los átomos del material, en estas colisiones la energía es transferida de la partícula al átomo provocando ionización o excitación en él. La energía transferida resultante estará dada en función de la fuerza presente en las colisiones atómicas, la ionización está asociada a una colisión fuerte mientras que la excitación a colisiones débiles. Para que la ionización se presente la energía transferida debe ser

---

<sup>2</sup>Una colisión inelástica es aquella en la que la cantidad de movimiento y la energía cinética total no se conservan.

suficiente para arrancar un electrón del átomo, el cual a su vez podrá o no tener la suficiente energía para generar ionización en átomos vecinos.

La dispersión elástica de partículas con los núcleos ocurre con menor frecuencia que las colisiones inelásticas con los electrones, dado que la masa de los núcleos del medio es mucho mayor que la masa de la partícula incidente, la transferencia de energía que se presenta en este tipo de interacción es muy poca.

Las colisiones inelásticas son de naturaleza estadística y ocurren con probabilidad cuántica; sin embargo debido a que su número por unidad de longitud es grande y que las fluctuaciones en la pérdida de energía total son pequeñas; en la práctica, podemos definir y trabajar con una nueva cantidad asociada a la pérdida de energía promedio por unidad de longitud. Esta cantidad, recibe el nombre de poder de frenado o simplemente  $dE/dx$ .

### 1.3.1. Cálculo de Bohr (caso clásico)

Por medio del cálculo de Bohr se establece la relación de pérdida de energía entre las partículas que interactúan eléctricamente con los átomos del medio que atraviesan, partiendo del supuesto de que solo se presentará un pequeño retroceso en las partículas incidentes a causa de la transferencia de momento.

Para una partícula pesada de carga  $ze$ , masa  $M$  y velocidad  $v$  que interactúa con un electrón atómico de carga  $e$  en reposo y considerando un parámetro de impacto  $b$ , se puede suponer que el electrón recibe en esta interacción un impulso  $I$  de la forma:

$$I = \int F dt = e \int E_{\perp} dt = e \int E_{\perp} \frac{dt}{dx} dx = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v} \quad (1.7)$$

donde por simetría solo usaremos la componente perpendicular del campo eléctrico  $E_{\perp}$ . Con base en la Ley de Gauss para un cilindro de longitud infinita y radio  $b$  tenemos:

$$\int E_{\perp} 2\pi b dx = 4\pi ze, \int E_{\perp} dx = \frac{2ze}{b} \quad (1.8)$$

sustituyendo e integrando la ecuación (1.7) obtenemos:

$$I = \frac{2ze^2}{bv} \quad (1.9)$$

por lo tanto la energía ganada por el electrón  $\Delta E$  estará dada por:

$$\Delta E(b) = \frac{I^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2} \quad (1.10)$$

donde es evidente que las colisiones cercanas son las responsables de la mayor transferencia de energía.

Para un átomo con  $Z$  número de electrones de masa  $m \approx Am_p$  y  $A \approx 2Z$  donde  $m_p$  es la masa del protón. La pérdida de energía producida por la colisión con electrones y el núcleo es:

$$\frac{\Delta E(\text{electrones})}{\Delta E(\text{núcleo})} = \frac{Z}{m_e} \left( \frac{Z^2}{2Zm_p} \right)^{-1} \approx 4000 \quad (1.11)$$

de esta razón se deduce que los electrones atómicos son los principales responsables de la pérdida de energía de la partícula incidente [7].

Tomando en cuenta los efectos relativistas para una densidad de electrones  $N_e$ , la pérdida de energía por unidad de longitud,  $-\frac{dE}{dx}$ , a lo largo de una trayectoria  $x$  será:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \left( \frac{\gamma^2 m_e v^3}{z e^2 \nu} \right) \quad (1.12)$$

con  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $\beta = v/c$  y  $\nu$  la frecuencia orbital media del electrón. La fórmula anterior es conocida como la Fórmula clásica de Bohr, la cual describe la pérdida de energía de partículas pesadas como partículas alfa ( $\alpha$ ) pero no funciona para partículas más ligeras debido a efectos cuánticos.

### 1.3.2. Fórmula de Bethe-Bloch (caso cuántico)

Este mecanismo representa la pérdida de energía, principalmente por ionización de partículas cargadas, moderadamente relativistas y distintas a los electrones [21], tomando en cuenta el comportamiento cuántico de las partículas así como el principio de incertidumbre de Hisenberg.

En el tratamiento cuántico realizado por Bethe y Bloch se clasifican las colisiones atómicas en función de dos cantidades conmensurables como son su cantidad de movimiento y la energía trasferida al electrón ligado. En este tratamiento se asocia un pequeño intercambio de momento a un parámetro de impacto grande (colisiones lejanas) y un intercambio de momento grande con un parámetro de impacto pequeño (colisiones cercanas).

Para el caso de colisiones lejanas, se considera que la partícula incidente interactúa con el átomo como si fuera un todo con la probabilidad de que la pérdida de energía de la partícula incidente cause excitación de un electrón a un nivel alto de energía o provoque ionización. Dicha probabilidad fue calculada por Bethe haciendo uso de la teoría de perturbaciones y considerando a la partícula incidente como una onda plana. La suma de todas las energías de excitación contribuye directamente a la pérdida de energía mientras, que para colisiones cercanas la interacción se considera con los electrones libres[8].

La pérdida de energía total resulta de la suma de las contribuciones de colisiones cercanas y lejanas mediante la ecuación:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1.13)$$

donde  $N_A = 6.022 \times 10^{23} mol^{-1}$  es el número de Avogadro;  $r_e = 2.818 \times 10^{-13} cm$  el radio clásico del electrón,  $Z$  el número atómico,  $A$  el número de masa del material;  $z$  la carga de la partícula incidente en términos de  $e$ ,  $\rho$  la densidad del material,  $I = h\nu$  el potencial medio de excitación,  $\delta$  la corrección de efecto de densidad y  $W_{max}$  es la máxima energía cinética trasferida al electrón por colisión [21], que para una partícula de masa  $M$  está dada por:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (1.14)$$

En la figura 1.1 se presenta la pérdida de energía  $dE/dx$  en función de la energía descrito por la fórmula de Bethe-Bloch para diferentes partículas. En esta figura se puede apreciar como a energías no relativistas  $dE/dx$  se ve dominado por el factor  $1/\beta^2$ , hasta llegar a un punto mínimo en aproximadamente  $\beta \approx 0.96$ . Este punto es conocido como punto de mínima ionización (MIP). Como puede observarse, el MIP es casi el mismo para partículas con la misma carga y, conforme aumenta la energía, el término  $1/\beta^2$  se hace cuasi contante y  $dE/dx$  aumenta, debido a la dependencia logarítmica de (2.13).

Sin embargo, este aumento relativista se ve cancelado por la corrección del efecto de densidad  $\delta$ . Efecto que es importante a altas energías y el cual se debe a que el campo eléctrico de la partícula incidente tiende a polarizar los átomos a lo largo de su trayectoria. Por medio del efecto de densidad, los electrones lejanos a la trayectoria de la partícula sufren un apantallamiento de la intensidad total del campo eléctrico, provocando que estos electrones contribuyan en menor medida a la pérdida total de energía que la predicha por la fórmula de Bethe-Bloch. Este efecto es más importante a medida que la energía de las partículas aumenta de modo que las colisiones lejanas contribuyen cada vez más a la pérdida de energía. El efecto de densidad depende del material, siendo la polarización mayor para materiales más densos. Los valores que  $\delta$  puede tomar provienen de

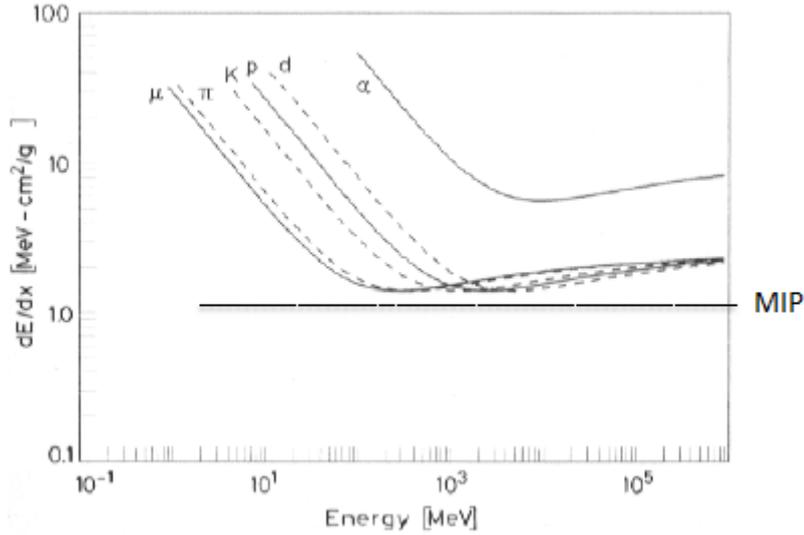


Figura 1.1: Pérdida de energía en función de la energía para diferentes partículas.[8]

los trabajos realizados por Sternheimer y toman los siguientes valores para  $Z : 1 - 13$ [22].

$$\delta = \begin{cases} 2(\ln 10)x - \bar{C} & \text{si } x \geq x_1, \\ 2(\ln 10)x - \bar{C} + a(x_1 - x)^k & \text{si } x_0 \leq x \leq x_1, \\ 0 & \text{si } x < x_0, \\ \delta_0 10^2(x - x_0) & \text{si } x < x_0, \end{cases} \quad (1.15)$$

Para bajas energías la fórmula de Bethe-Bloch deja de funcionar, ya que a bajas velocidades comparables a la velocidad de los electrones orbitales del material, el factor  $dE/dx$  alcanza un máximo y vuelve a caer rápidamente. En esta región energética Linhard y Scharff mostraron que el poder de frenado seguía una función con respecto a la energía de la forma.

$$-\frac{dE}{dx} = kE^\alpha \quad (1.16)$$

Es en esta región donde varios efectos aparecen, de los cuales el más importante es la tendencia de la partícula a ligar electrones durante algún intervalo de tiempo, lo cual reduce la carga efectiva de la partícula y con ello su poder de frenado.

A medida que nos acercamos a energías intermedias  $0.01 < \beta < 0.05$ , el frenado de la partícula dentro del material y su tasa de pérdida de energía cambian conforme la energía cinética también lo hace. Por lo que la partícula deposita una mayor energía por unidad de longitud al final de su trayectoria en comparación con el inicio de la misma. Esta pérdida de energía se describe por la curva de Bragg, donde al máximo se le conoce como pico de Bragg, y se presenta justo antes de que la partícula se detenga.

La fórmula de Bethe-Bloch (2.13) es válida para elementos puros. En compuestos y mezclas se requiere promediar  $dE/dx$  sobre cada elemento del compuesto, ponderado por la fracción de electrones presentes en cada elemento; de la forma:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \sum \frac{w_j}{\rho_j} \left( \frac{dE}{dx} \right)_j, w_j = \frac{a_j A_j}{A_m} \quad (1.17)$$

donde  $w_j$  es una fracción del peso en el compuesto,  $a_j$  es el número de átomos en la molécula y  $A_j$  el peso atómico del elemento, de manera que  $A_m = \sum a_j A_j$ .

Ya que las partículas cargadas pierden energía al atravesar la materia y suponiendo que esta pérdida de energía es continua; podemos proponer que la distancia que recorren las partículas antes de perder toda su energía debe ser una cantidad bien definida. Esta cantidad se denomina rango de la partícula y depende del tipo de material, el tipo de partícula y su energía. De tal manera que el rango será el mismo para todas aquellas partículas idénticas con la misma energía inicial y en el mismo material.

Pero debido a que partículas idénticas sufrirán de un número distinto de colisiones, la pérdida de energía será de naturaleza estadística. Por lo tanto, la distribución de los rangos sobre su promedio tendrá en una primera aproximación una distribución gaussiana. A este valor medio se le conoce como rango medio y físicamente se representa como la profundidad a la que aproximadamente la mitad de las partículas se absorben.

### 1.3.3. Interacción con electrones y positrones

Para electrones y positrones la pérdida de energía total que presentan estas partículas al atravesar un medio se divide en dos, por una parte están las colisiones con los átomos y por otra la emisión de radiación electromagnética, lo cual puede ser representado por:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx}\right) \quad (1.18)$$

Del mismo modo que las partículas pesadas, electrones y positrones también sufren pérdidas de energía debido a colisiones dentro del material; sin embargo la fórmula Bethe-Bloch tiene que ser modificada por una parte debido a la pequeña masa de electrones y positrones, partículas de masa pequeña son susceptibles a desviaciones en su trayectoria, y por otra parte a lo difuso que resulta la colisión entre dos electrones. Tomando en cuenta estas consideraciones, varios términos de la fórmula de Bethe-Bloch cambiarán. Particularmente la máxima energía transferible por colisión será  $W_{max} = T_e/2$  con  $T_e$  la energía cinética del electrón o positrón incidente. Por lo que la fórmula de Bethe-Bloch para electrones, con  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ , será:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{2} K \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 (m_e c^2 (\gamma - 1)/2)}{I^2} \right) + (1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \delta \right] \quad (1.19)$$

Ya que para positrones no existe el problema de colisiones entre partículas idénticas. La ecuación de Bethe-Bloch para positrones es:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{2} K \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 (m_e c^2 (\gamma - 1))}{2I^2} \right) + 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} - \left( 23 + \frac{14}{1 - \gamma} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right) - \delta \right] \quad (1.20)$$

A la radiación electromagnética que surge de la dispersión del campo eléctrico en el núcleo atómico se le llama radiación bremsstrahlung y físicamente se entiende como la radiación que emite la partícula al desacelerar, a causa de la atracción del núcleo atómico. Para energías de pocos  $MeV$  este efecto es pequeño en comparación a la pérdida de energía por colisiones. Al aumentar la energía el efecto de bremsstrahlung también aumenta, de tal manera que a decenas de  $MeV$  la pérdida de energía por radiación bremsstrahlung es comparable a la pérdida de energía por ionización. Para energías por encima de la energía crítica, el bremsstrahlung domina por completo.

Ya que la probabilidad de emisión  $\sigma_e$ , es inversamente proporcional al cuadrado de la masa de la partícula de la forma  $\sigma_e = (e^2/mc^2)^2$  electrones y positrones son las partículas que contribuyen significativamente a la pérdida de energía por radiación. En muones la pérdida de energía por radiación es aproximadamente 40000 veces menor que para electrones y positrones.

### 1.3.4. Interacción de fotones con materia

Las interacciones de fotones con la materia difieren respecto a la interacción de las partículas cargadas. Ya que la probabilidad de que un fotón sea removido por completo de un haz por absorción o dispersión es muy grande. La atenuación de un haz de fotones incidentes con intensidad  $I_0$  a una profundidad  $x$  del material está dada por:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.21)$$

donde el coeficiente de absorción  $\mu$  está relacionado con la probabilidad del fotón a ser dispersado o absorbido dentro del material.

Debido a que los fotones no se ven afectados por campos eléctricos, tampoco serán afectados por colisiones inelásticas con los electrones atómicos; razón por la cual, la radiación de fotones es más penetrante que la radiación de partículas cargadas, de tal forma que los fotones al atravesar la materia no presentaran interacciones y, conservarán su energía inicial. Los principales procesos electromagnéticos por los cuales los fotones interaccionan con la materia son: efecto Compton, efecto fotoeléctrico y producción de pares.

El efecto Compton domina a energías intermedias, involucrando la dispersión de un fotón al incidir sobre un electrón libre. En un medio material los electrones están ligados, pero si la energía del fotón es lo suficientemente alta respecto a la energía de amarre del electrón, se puede considerar al electrón como si fuera un electrón libre. La diferencia entre las longitudes de onda para el fotón incidente y dispersado será  $\lambda_0$  y  $\lambda$  se expresa por la ecuación:

$$\lambda - \lambda_0 = \lambda_C (1 - \cos \alpha) \quad (1.22)$$

Donde  $\lambda_C = \frac{h}{m_e c}$  es la llamada longitud de onda de Compton para el electrón y  $\cos \alpha$  la relación angular entre el fotón incidente y dispersado. De la ecuación (2.15), se puede observar que la longitud de onda del fotón dispersado es mayor a la del fotón incidente.

El efecto fotoeléctrico ocurre cuando la energía del fotón es semejante a la energía de ligadura del electrón. Ya que la energía de los fotones es  $h\nu$ , la energía del electrón expulsado será independiente del ángulo de dispersión del electrón y está dada por:

$$E = h\nu - \phi \quad (1.23)$$

donde  $\phi$  es la energía de amarre del electrón. La probabilidad de que tenga lugar el efecto fotoeléctrico es mayor para aquellos electrones que se encuentran en la capa  $K$  del átomo. El efecto fotoeléctrico es predominante a energías menores a  $0.1 \text{ MeV}$  y su sección eficaz es inversamente proporcional a la energía del fotón incidente  $h\nu$  y directamente proporcional al número atómico  $Z$ , de manera general se puede expresar a la sección eficaz como:

$$\sigma_{pe} \propto \frac{Z^m}{h\nu^n} \quad (1.24)$$

donde  $m$  varía de 4 a 5,  $n$  varía de 1 a 3.5.

Además del electrón emitido, durante el efecto fotoeléctrico se crea un átomo ionizado. La vacante en el orbital se llena mediante la captura de un electrón libre o por medio de una transición de un electrón de un nivel mayor de energía, donde la diferencia de energía entre los niveles es emitida como radiación. En la mayoría de los casos, estos fotones emitidos son rayos X característicos que viajan varios milímetros antes de volver a sufrir otra interacción; sin embargo, se presenta el efecto Auger, proceso donde el fotón emitido después de la transición, puede colisionar con un electrón de una capa superior dentro del mismo átomo, arrancándolo de su orbital y transfiriendo energía cinética.

Al desprenderse el electrón, se ioniza el átomo y se produce una transición de energía en algún otro electrón de diferente nivel energético, teniendo como resultado la fluorescencia, proceso donde se emite un electrón o

fotón Auger. La energía de estos electrones y fotones Auger es  $E < 1 \text{ keV}$ , por lo que tienen una trayectoria libre media muy corta; la fluorescencia se presenta cuando el tiempo entre la excitación y desexcitación es muy corto.

Para energías iguales o mayores a  $1.022 \text{ MeV}$ , la interacción más importante es la producción de pares, en donde un campo eléctrico intenso o el campo eléctrico del núcleo provoca el decaimiento de un fotón en un electrón y un positrón.

$$\gamma \rightarrow e^+e^- \quad (1.25)$$

La energía umbral del fotón durante este proceso es igual a  $2m_e c^2$ . Para cumplir con la conservación de energía, durante este proceso, el núcleo debe de absorber una pequeña cantidad de energía conocida como *energía de retroceso*. Para el caso de electrones atómicos, el umbral de energía del fotón será de  $4m_e c^2$ , con una suma de energía cinética por parte del electrón.

La sección eficaz de la producción de pares aumenta a partir de la energía umbral y es proporcional al cuadrado del número atómico del material de la forma:

$$\sigma \propto Z^2 \quad (1.26)$$

Una vez producidos los pares, el positrón se aniquilará con el electrón, generando dos fotones con una energía de  $0.511 \text{ MeV}$  cada uno y en direcciones opuestas.

## 1.4. Teorema de límite central

La fórmula Bethe-Bloch describe la pérdida de energía promedio para partículas cargadas que viajan a través de la materia cuando hablamos de materiales relativamente gruesos. Sin embargo, para cualquier partícula, la cantidad de energía perdida no será, un valor promedio, debido a las fluctuaciones estadísticas que ocurren en el número de colisiones sufridas y en la cantidad de energía transferida en cada colisión. La enorme cantidad de colisiones que experimenta una partícula al atravesar el material supone que la pérdida de energía por cada colisión se aproximará a una distribución. Teóricamente, calcular la distribución de las pérdidas de energía para un espesor dado de absorbente es un problema matemático difícil y generalmente se divide en dos casos: materiales gruesos y materiales delgados [8].

El teorema del límite central define que en una suma de  $N$  variables aleatorias, todas con igual distribución estadística en el límite  $N \rightarrow \infty$ , se aproximará a una distribución gaussiana. Para materiales densos la distribución de pérdida total de energía es:

$$f \propto \exp\left(-\frac{(\Delta - \bar{\Delta})^2}{2s^2}\right) \quad (1.27)$$

donde  $\Delta$  la pérdida de energía,  $\bar{\Delta}$  la pérdida de energía promedio y  $s$  la desviación estándar de la distribución.

La dispersión  $\sigma$  para partículas pesadas no relativistas es:

$$\sigma^2 = 4\pi N_A r_e^2 (m_e c^2)^2 \rho \frac{Z}{A} x \quad (1.28)$$

Mientras que dispersión para partículas relativistas será:

$$\sigma^2 = \frac{1 - 1/2\beta^2}{1 - \beta^2} \quad (1.29)$$

Cuando se trata de materiales delgados el número de colisiones no es lo suficientemente grande como para aplicar el teorema del límite central, debido a que las colisiones con poca transferencia de energía tienen mayor

probabilidad que aquellas con gran transferencia de energía, lo cual provoca que el valor más probable de pérdida de energía se desplace hacia la mitad más baja dentro del rango de energías transferidas.

Lo que da como resultado una distribución asimétrica, mejor conocida como distribución de Landau, figura 1.2, la cual está caracterizada por un pico estrecho y una larga cola para valores positivos. Dicha cola hacia valores de altas energías proviene del pequeño número de colisiones individuales, las cuales tienen la probabilidad de transferir grandes cantidades de energía. Landau, Symon y Vavilou realizaron diferentes cálculos para esta distribución, cada una aplicable para diferentes rangos en el parámetro  $\kappa = \xi/W_{max}$ , donde  $W_{max}$  se define en (2.7) y  $\xi$  está dado por:

$$\xi = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 x \quad (1.30)$$

con  $z$  la carga de la partícula en múltiplos de  $e$ .

Landau definió la distribución de la pérdida de energía para la región  $\kappa \leq 0.01$  bajo las siguientes tres suposiciones:

- 1) La transferencia de energía máxima es infinita.
- 2) La disminución en la velocidad de la partícula es despreciable.
- 3) Las transferencias de energía individuales son lo suficientemente grandes para considerar a los electrones como libres.

La distribución de Landau se expresa:

$$f(x, \Delta) = \frac{\phi(\lambda)}{\xi} \quad (1.31)$$

con

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp(-u \ln u - u\lambda) \sin \pi u du \quad (1.32)$$

$$\lambda = \frac{1}{\xi} [\Delta - \xi(\ln \xi - \ln \epsilon + 1 - C)] \quad (1.33)$$

$$C = 0.557 \quad (1.34)$$

$$\ln \epsilon = \ln \left( \frac{(1 - \beta^2) I^2}{2m_e c^2 \beta^2} \right) + \beta^2 \quad (1.35)$$

Donde el valor más probable para esta distribución es:

$$\Delta_{mp} = \xi \left[ \ln \left( \frac{\xi}{\epsilon} \right) + 0.198 - \delta \right] \quad (1.36)$$

siendo  $\delta$  el efecto de densidad y con una anchura en el FWHM de:

$$FWHM = 4\xi \quad (1.37)$$

Una versión generalizada de la teoría de Landau fue desarrollada por Vavilov, pero considerando la máxima energía posible que puede transferir una partícula durante una colisión. La distribución de pérdida de energía tiene la forma:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{\pi\xi} \kappa e^{\kappa(1+\beta^2 C)} \int_0^\infty e^{\kappa f_1} \cos(y\lambda_1 + \kappa f_2) dy \quad (1.38)$$

con

$$f_1 = \beta^2(\ln y - Ci(y)) - \cos y - ySi(y) \quad f_2 = y(\ln y - Ci(y)) + \sin y + \beta^2 Si(y) \quad (1.39)$$

donde Si y Ci integrales seno y coseno,  $\xi$  definida en (2.24) y definiendo al parámetro  $\lambda_1$  como:

$$\lambda_1 = \frac{\Delta - \alpha x}{W_{max}} - \kappa(1\beta^2 - C) \quad (1.40)$$

$$\alpha = \int_0^{W_{max}} w(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon \quad (1.41)$$

siendo  $w(\varepsilon)d\varepsilon$  la probabilidad por unidad de longitud de que la partícula pierda energía entre  $\varepsilon$  y  $\varepsilon + d\varepsilon$ .

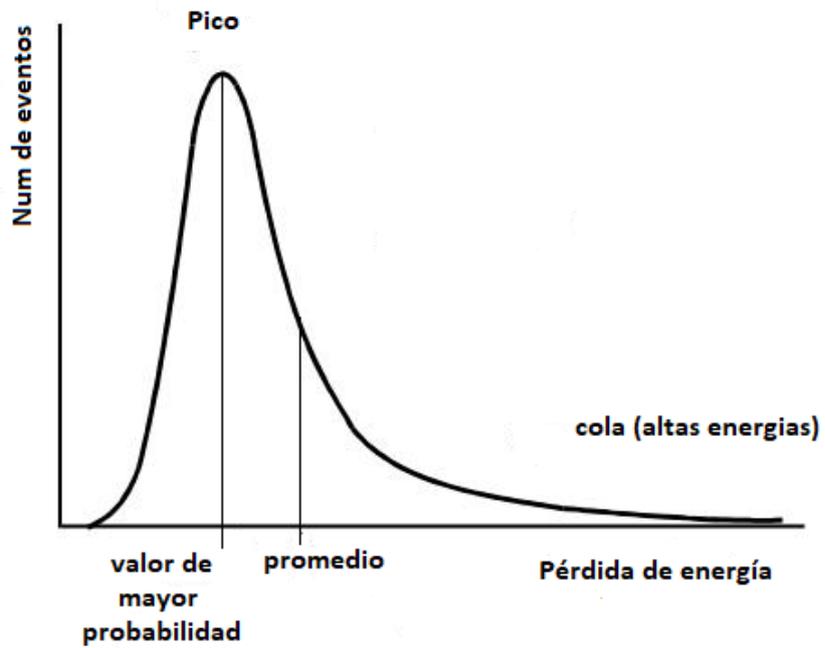


Figura 1.2: *Distribución de Landau para la pérdida de energía.*[26]

# Detección de partículas

---

## 2.1. Principios de detección

La detección de partículas se basa, fundamentalmente, en el principio de transferencia de la energía de radiación de las partículas dentro de un medio material (ver Capítulo 1) y de su posterior registro, comúnmente en forma de pulsos eléctricos. Cuando la radiación atraviesa un medio, se producen partículas cargadas dentro de este, que a su vez ionizan y excitan los átomos del material. La forma en que esta energía es convertida en una señal depende del tipo de detector así como de su diseño. Detectores de centelleo, por ejemplo, están diseñados para producir y detectar, la excitación y la ionización del material mediante las transiciones energéticas por medio de la emisión de luz.

### 2.1.1. Sensibilidad de detección

El concepto de sensibilidad para un detector de partículas se define como su capacidad de producir una señal utilizable en respuesta a algún tipo de radiación y energía. Ningún detector puede ser sensible a todos los tipos de radiación ni a todas las escalas de energías. Es por ello que cada detector está diseñado para ser sensible a una clase específica de radiación y para un rango de energía determinado. Salir de estos parámetros resulta en una nula o gran disminución en la eficiencia de detección.

La sensibilidad del detector depende de 4 factores como son:

- 1) La sección transversal de las reacciones de ionización dentro del detector.
- 2) La masa del detector.
- 3) El ruido inherente del detector.
- 4) El material protector que rodea el volumen activo del detector.

Factores como la masa y la sección transversal del detector determinan la probabilidad de que la radiación incidente convierta toda o parte de su energía en forma de ionización. Pero incluso si se presentara la ionización, esta debe de producirse en una cantidad mínima necesaria para generara una señal que sea utilizable. Este límite inferior de ionización estará determinado directamente al ruido asociado al detector, así como a la electrónica utilizada. Es común observar este ruido como una señal fluctuante a la salida del detector y se caracteriza por estar presente independientemente de si el detector está o no expuesto a radiación. Un segundo factor limitante es el material que cubre la región de entrada al volumen activo de detección. Ya que debido a la absorción del material, solo se podrá detectar aquella radiación que tenga la suficiente energía para penetrar esta capa. Por lo tanto, el grosor de este material establece un límite inferior en el nivel de energía que se podría detectar.

## 2.1.2. Respuesta del detector

Además de registrar la presencia de radiación, la mayoría de los detectores también son capaces de proporcionar información sobre la energía de esta radiación. Esto se debe a que la cantidad de ionización producida por la radiación es proporcional a la energía que pierde dentro del volumen del detector. Si nuestro detector es lo suficientemente grande como para que la radiación se absorba por completo, entonces esta ionización proporciona una medida de la energía de la radiación. Sin embargo, dependiendo del diseño del detector, esta información puede o no conservarse a medida que se procesa la señal. En general, la señal de salida de los detectores eléctricos tiene la forma de un pulso de corriente figura 2.1. Donde la cantidad de ionización se refleja a través de la carga eléctrica contenida en la señal, es decir, una integral del pulso de la corriente con respecto al tiempo de registro de la forma  $Q = \int_0^{t_c} i(t) dt$ , donde  $t_c$  representa en tiempo total de registro.

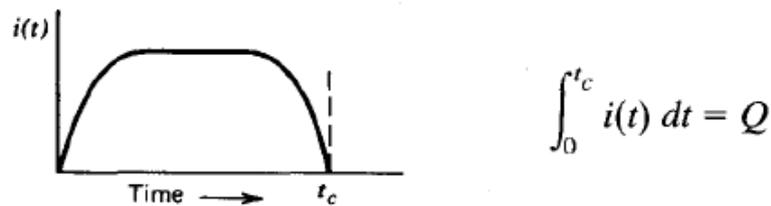


Figura 2.1: Pulso de corriente en función del tiempo.[7]

Suponiendo que la forma del pulso no cambie de un evento a otro, esta integral es directamente proporcional a la altura del pulso o amplitud de la señal. A la relación entre la energía de radiación y la carga total o la altura del pulso de la señal de salida se le considera como la respuesta del detector. Idealmente, se espera que esta relación sea lineal, aunque no siempre sucede. Sin embargo, simplifica mucho las cosas al transformar la altura de pulso medida en energía. Para muchos detectores, la respuesta es lineal o aproximadamente lineal, dentro de un cierto rango de energías. Sin embargo, esto no es siempre así, ya que la respuesta es una función del tipo de partícula y de su energía, además esto no significa que un detector conserve la misma respuesta lineal para diferentes tipos de radiación. Un buen ejemplo es un centellador orgánico, ya que en ellos la respuesta es lineal para electrones a energías muy bajas, pero no es lineal para partículas más pesadas como el protón, deuterón, etc. Esto se debe a los diferentes mecanismos de reacción que se activan en el medio debido a diferentes partículas [7].

## 2.1.3. Resolución del detector

Algunos detectores están diseñados para medir la distribución de la energía de la radiación incidente, es decir realizar espectroscopía de la radiación. Por lo que un factor importante en ellos será la resolución de la energía. La cual se define como la medida en que el detector puede distinguir dos energías cercanas. En forma general, esta resolución se puede medir enviando un haz homogéneo de radiación al detector y observando el espectro resultante. Idealmente, se espera observar una distribución con forma de función delta es decir un pico agudo, pero lo que se observa una distribución con un ancho finito, generalmente de forma gaussiana. Este ancho surge debido a las fluctuaciones en el número de ionizaciones y excitaciones producidas en el volumen del detector. En esta distribución, también conocida como *función de respuesta* del detector, a medida que disminuyen la cantidad de fluctuaciones, la anchura de la distribución también disminuye y el pico se aproximará cada vez más a una función delta. Cuanto más disminuye la anchura de esta distribución, mayor es la capacidad del detector para distinguir con detalle picos de energías muy próximas, es decir, nuestro detector tiene mejor resolución.

Por medio de la figura 2.2 se representa la respuesta a través de la altura diferencial de pulso  $\frac{dN}{dH}$ , donde  $N$  el número de pulsos para una amplitud dada y  $H$  la amplitud del pulso; para dos detectores que han registrado el mismo número de pulsos, es decir, el área encerrada por ambos picos es la misma. Aunque ambos picos están centrados en el mismo valor medio,  $H_0$ , la anchura de la distribución con peor resolución es mucho mayor. Este hecho refleja que se han registrado una gran cantidad de fluctuaciones entre pulso y pulso, aunque la cantidad de energía depositada por cada pulso sea la misma.

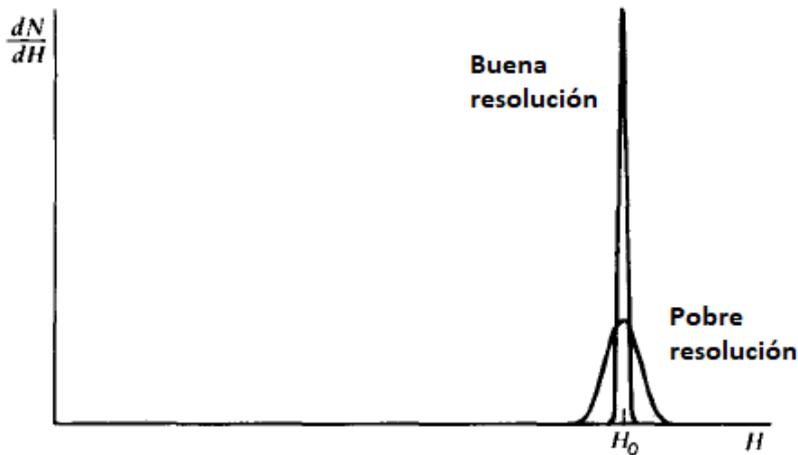


Figura 2.2: Funciones de respuesta para detectores con buena y pobre resolución.[7]

Formalmente, se define la resolución en energía de un detector como:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \quad (2.1)$$

donde FWHM, *full width at half maximum*, es la anchura de la distribución medida a la altura media del pico, y  $H_0$ , el centroide del mismo (figura 2.3). Energías que están más cerca que el FWHM generalmente se consideran irresolubles.

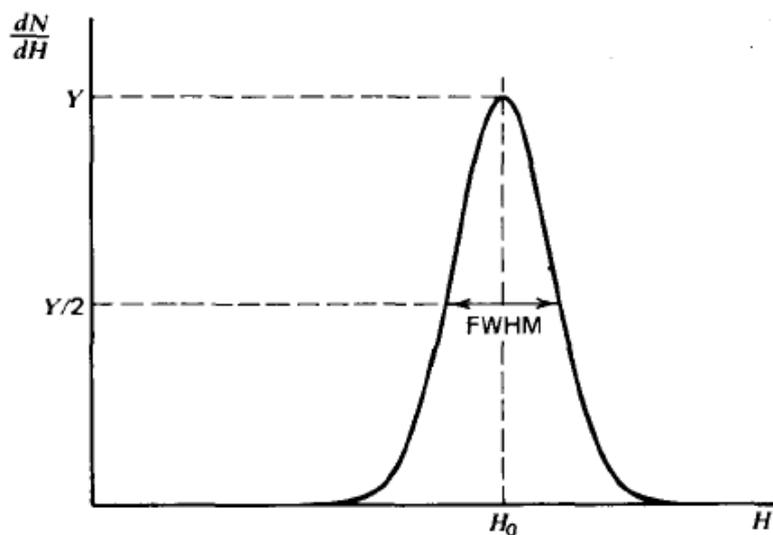


Figura 2.3: Representación esquemática de la resolución de energía para FWHM en  $H_0$ . [7]

La resolución es una magnitud adimensional que se expresa como un porcentaje, mientras menor sea el porcentaje que describe a la resolución del detector mayor será la resolución del mismo. Por ejemplo, detectores

semiconductores de diodo empleados en espectroscopía con partículas  $\alpha$  pueden llegar a tener resoluciones menores al 1%. Mientras que centelladores empleados en espectroscopía de rayos  $\gamma$  presentan una resolución del 5 – 10% [7].

Existen diversas fuentes de ruido que provocan fluctuaciones en la respuesta del detector. Entre ellas caben destacar: el ruido aleatorio intrínseco al propio detector, el ruido estadístico así como cualquier otra desviación en las condiciones durante la medida misma. El ruido estadístico constituye la fuente más importante de fluctuaciones y este se debe a la naturaleza discreta de la propia señal. Siendo una fuente mínima e irreducible de ruido, sin importar cuanto se mejore el sistema de detección, y, por ello, es considerado el factor de ruido más limitante.

#### 2.1.4. Eficiencia de detección

La eficiencia es la relación entre la cantidad de pulsos contados respecto al número de partículas incidentes. Generalmente se hace referencia a dos tipos de eficiencia cuando se habla de detección de radiación: eficiencia absoluta y eficiencia de detección intrínseca.

La eficiencia absoluta o total de un detector se define como el cociente entre el número de pulsos registrados por el detector y el número de partículas emitidas por la fuente, representada por [7]:

$$\epsilon_{abs} = \frac{\text{número de pulsos registrados}}{\text{número de partículas emitidas por la fuente}} \quad (2.2)$$

La cual depende de las propiedades del detector como de la geometría del montaje del sistema de detección (distancia fuente-detector y tamaño del detector principalmente).

La eficiencia intrínseca se define como:

$$\epsilon_{int} = \frac{\text{número de pulsos registrados}}{\text{número de partículas incidentes}} \quad (2.3)$$

La eficiencia intrínseca depende, principalmente, del material del detector, la energía de radiación y el grosor físico del detector en la dirección de la radiación incidente.

Ambas eficiencias están relacionadas a través de la relación:

$$\epsilon_{int} = \epsilon_{abs} \frac{4\pi}{\Omega} \quad (2.4)$$

Donde  $\Omega$  es el ángulo sólido del detector visto desde la posición de la fuente.

#### 2.1.5. Tiempo muerto

En cualquier sistema de detección, es necesario que transcurra un cierto tiempo entre dos sucesos consecutivos para que puedan ser registrados como procesos independientes. Esta separación temporal mínima entre sucesos se denomina tiempo muerto del detector. Y se debe tanto al diseño del propio detector, como a la electrónica asociada al mismo.

Debido a la naturaleza aleatoria de los procesos radiactivos, siempre hay alguna probabilidad de que un evento se pierda debido a que ocurre lo bastante rápido después de un evento anterior. Estas "pérdidas de tiempo muerto" pueden volverse bastante severas cuando se trata de altas tasas de conteo, por lo que cualquier medición de conteo precisa debe incluir alguna corrección considerando estas pérdidas [7].

## 2.2. Detectores centelladores

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

Algunas de las características más notables de los detectores de centelleo son [7]:

1) Sensibilidad a la energía. Por encima de una cierta energía mínima, la mayoría de los centelladores se comportan de forma casi lineal con respecto a la energía depositada, es decir, la salida de luz de un centellador es directamente proporcional a la energía excitante.

2) Rápida respuesta temporal. Los detectores de centelleo son instrumentos rápidos en el sentido de que sus tiempos de respuesta y recuperación son cortos en relación con otros tipos de detectores. Esta rápida respuesta permite obtener información acerca del tiempo muerto, es decir, la diferencia de tiempo entre dos eventos con mayor precisión. Esta respuesta temporal y su rápido tiempo de recuperación permiten que los detectores de centelleo acepten tasas de conteo más altas, ya que se reduce el tiempo muerto, es decir, el tiempo que se pierde mientras se espera que se recupere el centellador.

3) Discriminación de forma de pulso. Con ciertos centelladores, es posible distinguir entre diferentes tipos de partículas analizando la forma de los pulsos de luz emitidos. Esto se debe a la excitación de diferentes mecanismos de fluorescencia por partículas de diferente poder ionizante.

En ellos podemos diferenciar dos procesos de emisión de luz en función de su tiempo de respuesta, la fluorescencia y la fosforescencia. El fenómeno de fluorescencia ocurre cuando la emisión de luz es del orden de  $10\text{ ns}$  posteriores a la interacción de la radiación con el material, mientras que para el fenómeno de fosforescencia el proceso de emisión de luz es retardado y puede durar desde minutos hasta horas, dependiendo del material [7].

Si bien existen muchos materiales centelladores, no todos son adecuados como detectores. En general, un buen detector centellador debe cumplir los siguientes requisitos [7]:

1) Alta eficiencia para la conversión de energía excitante en radiación fluorescente.

2) Transparencia a la longitud de onda de su propia emisión.

3) El tiempo de decaimiento de la señal luminiscente debe ser corto, para permitir que se generen pulsos rápidos.

4) Emisión en un rango espectral consistente con la respuesta espectral de los PMTs existentes.

5) Debe tener buenas propiedades ópticas y permitir la fabricación en tamaños suficientemente grandes para su aplicación como detector.

Actualmente los materiales centelladores más usados son los plásticos orgánicos e inorgánicos, los minerales, gases, los cristales y los vidrios.

### 2.2.1. Centelladores orgánicos

Los centelladores orgánicos están formados por compuestos de carbono ligados entre sí con forma de anillo. Entre los compuestos más utilizados como centelladores orgánicos encontramos a:  $C_{18}H_{14}(PTP)$ ,  $C_{24}H_{22}N_2O(B-PBD)$ ,  $C_{15}H_{12}NO(PPO)$  y  $C_{24}H_{16}N_2O_2(POPOP)$ .

Todos los materiales centelladores se forman a partir de la mezcla de dos de estos compuestos, pero siempre guardando la relación de 20 a 1 entre el compuesto primario y el compuesto secundario, también llamado *wavelength shifter*. Esta relación se debe a que el compuesto primario emite en el espectro UV ( $300 - 370\text{ nm}$ ),

mientras que el compuesto secundario absorbe fotones en el UV y los reemite en longitudes de onda más largas, lo cual es deseable por dos razones: disminuir la absorción propia del mismo centellador y ajustar la emisión de fotones del centellador con la respuesta espectral del tubo fotomultiplicador.

El mecanismo de centelleo de un centellador orgánico se basa en que los compuestos aromáticos poseen orbitales moleculares, en los cuales los electrones no se encuentran ligados a un átomo particular, sino que se encuentran compartidos en la molécula. La luz de centelleo se produce por las transiciones entre los niveles energéticos de los electrones de valencia. Mediante el diagrama de energías mostrado en la figura 2.4, se representan al estado fundamental singlete  $S_0$ , los correspondientes estados excitados singlete  $S_1$ ,  $S_2$  y  $S_3$  y los estados triplete  $T_1$ ,  $T_2$  y  $T_3$ . Adicionalmente, asociado a cada nivel electrónico, existe una estructura de subniveles energéticos de modos vibracionales moleculares, representados por etiquetas con doble subíndice  $S_{01}$ ,  $S_{02}$ , ..., etc. La diferencia de energía entre los niveles electrónicos es de 3 a 4 eV, mientras que para los subniveles vibracionales esta diferencia es del orden de 0.15 eV [7].

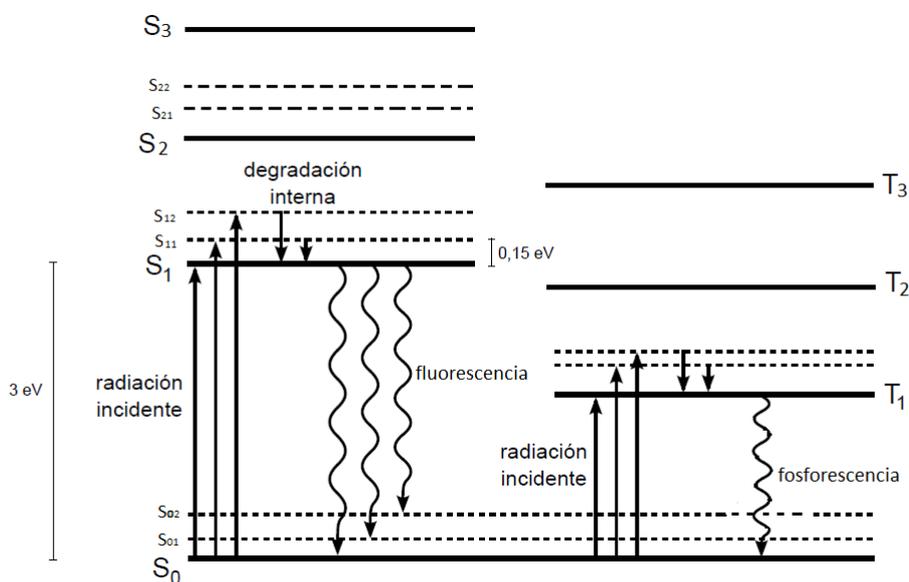


Figura 2.4: Niveles energéticos de un centellador orgánico. [7].

La energía transmitida por radiación como consecuencia de ionización y excitación, hace que los electrones de valencia pueblen los estados excitados, así como los subniveles vibracionales, que se representan mediante las flechas de trazo recto mostrados en la figura 2.4. En el caso de excitaciones a estados singlete, los modos vibracionales decaen en un tiempo menor a los 10 ps al estado  $S_1$  sin emitir ninguna radiación, mediante un proceso llamado degradación interna. Desde el estado  $S_1$ , los electrones decaen al estado fundamental  $S_0$  como a sus subniveles vibracionales emitiendo radiación en forma de luz (flechas onduladas). Este proceso se produce en un tiempo de nanosegundos y corresponde al fenómeno de fluorescencia. El hecho de que los electrones decaigan desde el estado  $S_1$  a los subniveles vibracionales  $S_{01}$  y  $S_{02}$ , representa una transición de menor energía que la requerida para el salto de  $S_0$  a  $S_1$ , y explica la transparencia de los centelladores a su propia radiación. Esto se debe a que prácticamente todos los electrones, a temperatura ambiente (0.025 eV), ocupan el estado fundamental  $S_0$  y no sus subniveles vibracionales. Por medio del proceso de transferencia interna, algunos estados singletes se pueden convertir a estados tripletes. Como el tiempo de decaimiento del estado triplete  $T_1$  al estado fundamental tiene la característica de ser mucho mayor, del orden de 10 ms o más, que el tiempo de decaimiento del estado singlete  $S_1$ , es entonces que se presenta el fenómeno emisión de luz retrasada, mejor

conocido como de fosforescencia.

## 2.2.2. Tubos fotomultiplicadores

Los tubos fotomultiplicadores (PMTs) son dispositivos que se encargan de registrar y transformar los fotones liberados por una fuente en una señal eléctrica. Un PMT, figura 2.5, consta de un fotocátodo (cátodo), el cual libera electrones (fotoelectrones) cuando inciden fotones sobre él. Los fotones incidentes pueden pertenecer al espectro de luz visible, ultravioleta o al infrarrojo cercano y, una vez generados los fotoelectrones, estos serán multiplicados a través de un arreglo de electrodos conectados a alta tensión, llamados dínodos [7].

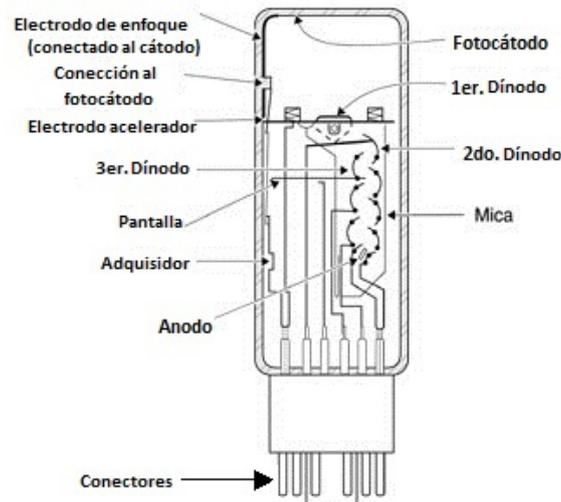


Figura 2.5: Diagrama de tubo fotomultiplicador.[7]

El fotocátodo está construido por varias capas de material opaco o semitransparente, de unos pocos  $nm$  de espesor, cuya función es liberar la mayor cantidad de electrones que sea posible para una cantidad de fotones incidentes. Una propiedad importante de los fotocátodos es su uniformidad de espesor, ya que variaciones en el espesor del fotocátodo dará lugar a cambios correspondientes en la sensibilidad y pueden ser una importante fuente de pérdida en la resolución del detector. Este es un problema particularmente importante para PMTs de gran diámetro.

La eficiencia del fotocátodo se define en términos de la corriente producida por unidad de flujo luminoso en su superficie, medida en amperios sobre lumens ( $A/lm$ ) [7]. Pero una magnitud de mayor relevancia en detectores de centelleo, es la eficiencia cuántica  $QE$  del fotocátodo, la cual se define como:

$$QE = \frac{\text{número de fotoelectrones emitidos}}{\text{número de fotones incidentes}} \times 100 \% \quad (2.5)$$

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

El fenómeno físico dominante dentro del fotocátodo es el efecto fotoeléctrico, el cual se presenta al incidir un fotón en el fotocátodo, ya que este transfiere su energía a un electrón del material, la cual para un centellador con emisión en la región azul/violeta es de alrededor de  $3 eV$ .

A temperatura ambiente, la energía media de los electrones es de  $0.025 eV$ , con lo cual el electrón perderá energía por colisiones en su trayectoria por la superficie del fotocátodo. Si finalmente el electrón posee la suficiente energía como para superar la barrera energética inherente a la interfase material/vacío, el electrón podrá escapar del fotocátodo. Esta barrera energética es frecuentemente llamada *función trabajo* y, para metales, supera los  $4 eV$ , y puede ser del orden de  $1.5 eV$  para materiales semiconductores tratados adecuadamente [7].

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

El factor de multiplicación para solo un dínodo  $\delta$  está dado por la ecuación:

$$\delta = \frac{\text{número de electrones emitidos}}{\text{electrones incidentes}} \quad (2.6)$$

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

$$\text{ganancia total} = \alpha \delta^N \quad (2.7)$$

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

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

Debido a que el tiempo necesario para la fotoemisión en el fotocátodo o la emisión secundaria desde los dínodos es muy corto ( $0.1 ns$  o menos), las características temporales del PMT se determinan exclusivamente por las trayectorias electrónicas. El tiempo de tránsito de electrones de un PMT se define como la diferencia de tiempo promedio entre la llegada de un fotón en el fotocátodo y la recogida de la explosión de electrones posterior en el ánodo. Para PMT de varios diseños, los tiempos de tránsito de electrones oscilan entre  $20 - 80 ns$ . Sin embargo, el tiempo de tránsito en sí no es de primordial importancia porque si fuera siempre una constante, introduciría solo un retardo fijo en la señal. En cambio, la propagación del tiempo tránsito es una cantidad más importante porque determina la anchura temporal que tiene el flujo de electrones que llegan al ánodo de nuestro PMT (Figura 2.6).

La región entre el fotocátodo y el primer dínodo es crítica para determinar las propiedades de temporización. Para permitir una recolección uniforme sobre fotocátodos grandes, esta distancia debe ser bastante grande en comparación con las distancias entre dínodos. La diferencia de trayectorias entre un fotoelectrón, que sale del centro del fotocátodo y, uno que sale del borde es un factor dominante en el espaciamiento observado en tiempo de tránsito. Es por ello que el fotocátodo se curva a menudo para minimizar el tiempo de tránsito extendido a través de su diámetro. Es también conveniente tener una superficie externa plana para el montaje del plástico centellador, por lo que una ventana con una forma plano-cóncava se usa frecuentemente con el fotocátodo

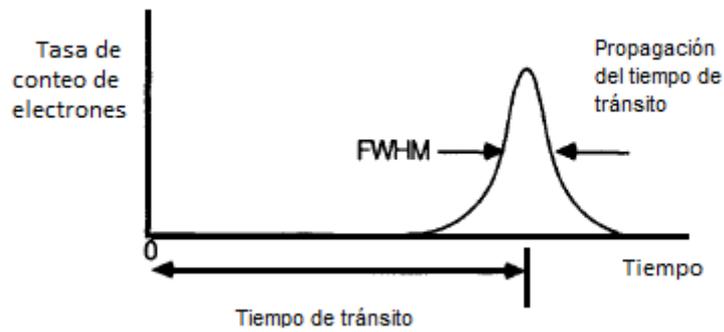


Figura 2.6: Gráfica de la respuesta temporal de un PMT a un pulso luminoso.[7]

depositado sobre la superficie curvada interna. Una segunda fuente de dispersión del tiempo de tránsito surge de la distribución en las velocidades iniciales de los fotoelectrones que salen del fotocátodo. Este efecto se puede minimizar usando una gran diferencia de voltaje entre el fotocátodo y el primer dínodo.

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

*Sensibilidad luminosa:* Es la relación entre la corriente del ánodo del PMT y el voltaje de funcionamiento de una lámpara de tungsteno que produce un flujo de fotones a una temperatura específica. Esta cantidad es una medida global de la corriente esperada del PMT por unidad de luz incidente procedente de una fuente. Sus unidades son amperios por lumens ( $A/lm$ ).

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

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

*Sensibilidad radiante del cátodo:* Definida como la relación entre la corriente del fotocátodo y la potencia radiante de una longitud de onda incidente en el fotocátodo. Sus unidades son también amperios por watt ( $A/W$ ).

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

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

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



# Rayos cósmicos

---

### 3.1. Radiación cósmica primaria

Los rayos cósmicos primarios son partículas y núcleos cargados que arriban a la Tierra desde el espacio exterior, cuyo origen se discute entre fuentes astrofísicas y debido a la interacción de núcleos con el gas interestelar; estas partículas tienen asociado un tiempo de vida  $L_t \approx 10^6$  años. A la radiación cósmica proveniente del exterior del sistema solar debemos sumarle las partículas asociadas a fenómenos solares. Todas estas partículas son moduladas por las emisiones del Sol, principalmente por el viento solar, plasma magnetizado en expansión generado por el Sol, que desacelera y excluye parcialmente los rayos cósmicos galácticos de menor energía del sistema solar interno. Existe una anticorrelación significativa entre la actividad solar (que tiene un ciclo promedio de once años) y la intensidad de los rayos cósmicos con una rigidez<sup>1</sup> inferior a aproximadamente a  $10 \text{ GeV}$ . Además, los rayos cósmicos de baja energía se ven afectados por el campo geomagnético, siendo este la primera barrera que deben superar para poder alcanzar la parte superior de la atmósfera. Por lo tanto, la intensidad de cualquier componente de la radiación cósmica en el rango de  $\text{GeV}$  dependerá tanto de la ubicación geográfica como del tiempo [15].

### 3.2. Composición química de los rayos cósmicos

En el año de 1948 experimentos realizados con cámaras de niebla y emulsiones nucleares en globos que alcanzaban grandes alturas, arrojan pruebas contundentes de que los rayos cósmicos, en su componente primaria, eran núcleos atómicos compuestos en un 92 % de protones, 6 % de partículas alfa (He), 1 % de electrones, 1 % por núcleos de elementos que van del litio al níquel y elementos aun más pesados [13]. Actualmente gracias al desarrollo de satélites y globos sonda se ha obtenido registro de las componentes nucleares de los rayos cósmicos para elementos con número atómico  $Z > 80$ . El cuadro 3.1 muestra las abundancias relativas de los núcleos de elementos encontrados en la radiación cósmica primaria. Los núcleos de todos los elementos se encuentran desprovistos por completo de sus electrones, ya que los pierden debido a un proceso de ionización inversa que se presenta cuando partículas cargadas de altas energías logran atravesar pequeñas cantidades de materia. El cuadro 3.1 muestra también la abundancia relativa de los elementos en el cosmos; salvo por diferencias significativas como el grupo L (Li, Be, B), las abundancias son similares.

---

<sup>1</sup>La rigidez en la medida de la resistencia de una partícula a ser desviada por un campo magnético  $B$ .

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

Cuadro 3.1: *Abundancias relativas de los elementos de la radiación cósmica primaria en el universo; la composición de los rayos cósmicos se refiere a núcleos que tienen la misma energía por nucleón. (Las abundancias se han mantenido en el tiempo.)*[13]

### 3.3. Espectro de energía de la radiación cósmica

Se denomina espectro de energía de la radiación cósmica, al flujo de la radiación cósmica en función de su energía (Figura 3.1). La energía de la radiación cósmica primaria cubre un amplio rango, desde algunos  $eV^2$  hasta más de  $10^{20} eV$  y su flujo se extiende desde muchas partículas por  $m^2$  por segundo para energías inferiores al  $TeV$ , hasta una partícula por  $km^2$  por siglo para energías cercanas a los  $10^{20} eV$ .

Podemos describir al espectro de la radiación cósmica en función del número de partículas por unidad de rigidez. La propagación y la aceleración de las partículas a través de campos magnéticos depende del radio de Larmor  $r_L^3$  y de su rigidez magnética,  $R = p/Ze$ , de la forma:

$$R = \frac{pc}{Ze} = r_L B \quad (3.1)$$

Por otra parte, el flujo de rayos cósmicos, de energía por nucleón superior a un cierto valor ( $E$ ), varía en función de la energía por nucleón de la forma:

$$J(> E) = kE^{-\gamma} \quad (3.2)$$

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

Dentro de un rango de energía que abarca de varios  $GeV$  a algo más allá de los  $100 TeV$  la intensidad por nucleones  $I_N$  está dado por:

$$I_N(E) \approx 1.8 \times 10^4 (E/GeV)^{-\alpha} \frac{\text{nucleones}}{m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV} \quad (3.3)$$

donde  $E$  es de nuevo la energía por nucleón (considerando la energía del resto de masa) y  $\alpha (\equiv \gamma + 1) = 2.7$  es el índice espectral diferencial para el flujo de rayos cósmicos y  $\gamma$  es el índice espectral integral [24].

Haciendo un breve análisis del espectro de energía de la radiación cósmica podemos distinguir 4 regiones características [9]:

La primera para energías por debajo de los  $10^9 eV$  donde los procesos de modulación solar se hacen muy presentes y son importantes. En esta región, el espectro no puede ser descrito por una simple ley de potencias.

<sup>2</sup>El electronvolt  $eV$  se define como la energía que necesaria para mover un electrón entre dos puntos separados a  $1 m$  de distancia y que se encuentran a una diferencia de potencial de  $1 Volt$ . Expresado en Joules equivale a  $1.602 \times 10^{-19} J$ .

<sup>3</sup>El radio de Larmor  $r_L = \frac{mvc}{qB}$  es el radio asociado a la órbita que describe una partícula cargada alrededor de una línea de campo magnético.

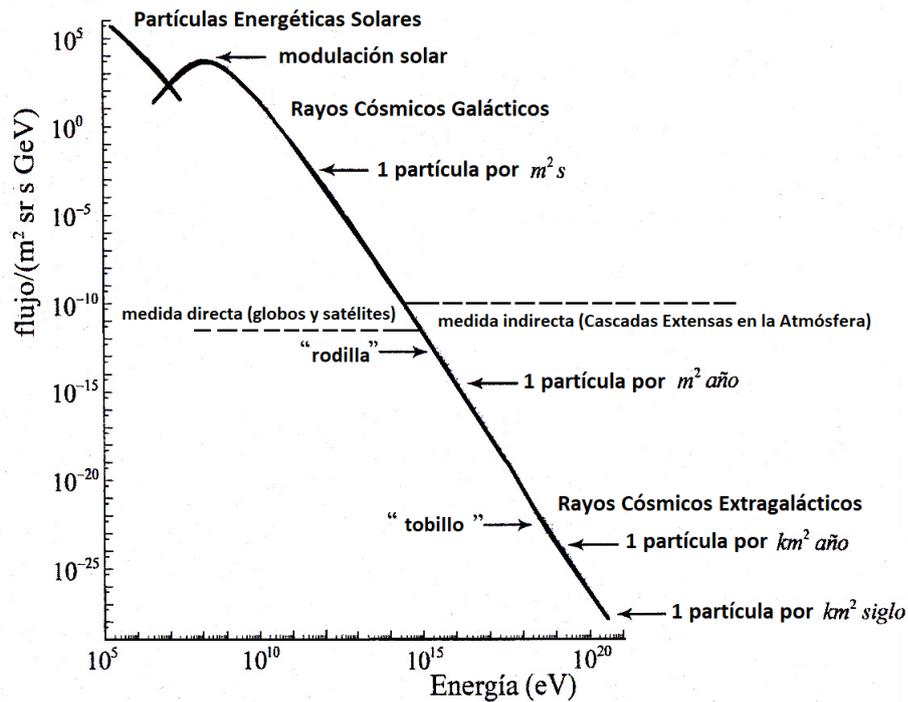


Figura 3.1: *Espectro diferencial de energía para la radiación cósmica.*[9]

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

La tercera comprendida entre los  $10^{16}$  y  $10^{19}$  eV donde domina también una ley de potencias pero el valor de la pendiente aumenta a 3 [9].

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

### 3.4. Radiación cósmica secundaria

Cuando los rayos cósmicos primarios impactan en las capas más altas de la atmósfera, el ion<sup>4</sup> incidente de radiación cósmica primaria, generalmente un protón, colisiona con los núcleos de los átomos atmosféricos y produce una reacción en cadena que genera una cascada o chubasco de partículas que se va ensanchando a medida que se adentra en la atmósfera misma.

Las interacciones se pueden describir de la siguiente forma:

1) Colisión del ion incidente con un núcleo atmosférico, generalmente nitrógeno u oxígeno; creándose partículas como lo son piones cargados y neutros. El ion pierde la mitad de su energía en cada colisión, fragmentando los núcleos atmosféricos en partículas menos pesadas.

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

3) Desintegración inmediata ( $10^{-18}$  s) de los piones neutros en pares de fotones de alta energía (rayos  $\gamma$ ), los cuales pueden producir pares de electrón-positrón que a su vez pueden producir de nuevo rayos  $\gamma$ .

<sup>4</sup>Un ion es toda aquel átomo o molécula que está eléctricamente cargada es decir que no es neutra.

4) Colisiones de los piones cargados, similares a las del primer pión incidente, pero a mayor profundidad dentro de la atmósfera.

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

La radiación cósmica secundaria se divide para su estudio en tres componentes (Figura 3.2):

I) La componente nuclear o hadrónica, compuesta de protones y neutrones, la cual es próxima al eje del chubasco.

II) La componente electromagnética o blanda formada por electrones, positrones y rayos  $\gamma$ . Esta componente es generada por los piones neutros, que decaen instantáneamente en rayos  $\gamma$ , los cuales a su vez decaerán por creación de pares electrón positrón.

III) La componente dura o muónica está formada por muones y neutrinos los cuales son generados por el decaimiento de piones cargados.

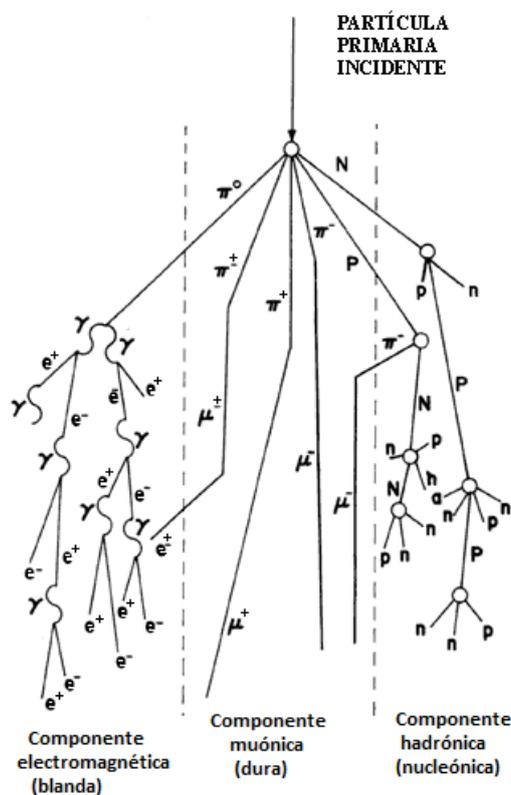


Figura 3.2: Componentes de la radiación cósmica secundaria.[13]

A su vez la cascada presenta las siguientes características:

- 1) La densidad de partículas crece con la energía del ion incidente, a cualquier distancia del eje.
- 2) Esta densidad es mayor en el eje y decrece rápidamente de una manera simétrica y radial desde éste.
- 3) El número de partículas crece a medida que progresa en la atmósfera, hasta alcanzar un valor máximo, donde la creación se compensa con la absorción, decreciendo posteriormente.

4) El valor máximo del número de partículas es proporcional a la energía del ion primario. De una forma aproximada un protón incidente de  $10^{18}$  eV de energía, puede crear una cascada de  $2 \times 10^8$  partículas.

5) El frente de partículas tiene simetría cilíndrica, y su radio es proporcional a la energía del ion primario. Para las más energéticas el radio del cilindro varía desde unos pocos metros hasta centenares de metros a una altura de 1 km.

Por otra parte, una vez producidas las partículas componentes de la radiación cósmica secundaria, estas muestran una variación en su flujo con respecto a la profundidad atmosférica como se muestra en la figura 3.3. De la cual podemos observar como:

1) El número de protones primarios decrece rápidamente y de manera lineal por lo cual no llegan a alcanzar la superficie a nivel del mar.

2) El número de partículas crece como resultado de las interacciones de los núcleos atmosféricos con los protones de la radiación cósmica primaria, llegando a alcanzar su punto máximo a una profundidad atmosférica<sup>5</sup> de  $100 \text{ g/cm}^2$ , para posteriormente decrecer de forma exponencial.

3) Como resultado del decaimiento de los piones cargados, tenemos que el número de muones aumenta, siendo las partículas más abundantes a nivel del mar, gracias a que se ven favorecidos por los efectos relativistas.

4) Después de los muones, las partículas de mayor abundancia a nivel del mar son los electrones, los cuales se ven favorecidos por el decaimiento de los piones neutros en rayos gamma, la producción de pares y el decaimiento de los muones lentos; sin embargo el número de electrones se ve afectado por multitud de interacciones de los mismos electrones con las moléculas de la atmósfera.

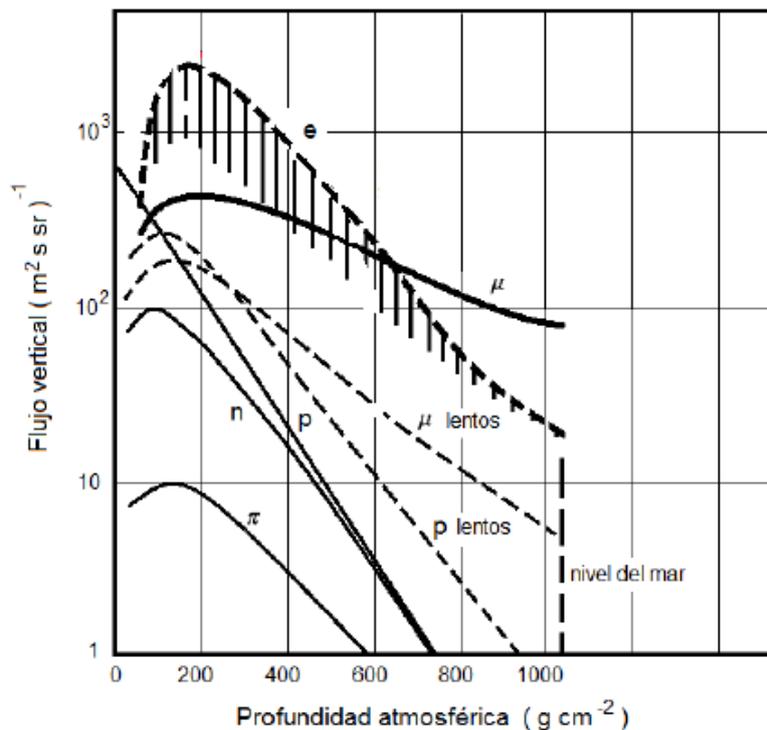


Figura 3.3: Flujo vertical de la radiación cósmica secundaria en función de la profundidad atmosférica.[11]

El cuadro 3.2 muestra algunas de las características para las principales partículas que componen la radiación cósmica secundaria.

### 3.5. El muón en la radiación cósmica

Como ya se ha mencionado anteriormente la radiación cósmica secundaria se compone de todas aquellas partículas generadas por la colisión de la partícula primaria con núcleos atmosféricos. En ella juegan un papel

<sup>5</sup>La profundidad atmosférica es la masa por unidad de área de la atmósfera para un punto de observación, se mide en  $\text{g/cm}^2$ . A nivel del mar, la atmósfera terrestre tiene una masa por unidad de área de  $1033 \text{ g/cm}^2$

Partícula	Símbolo	Carga [e]	Vida Media [s]	Decaimiento	Antipartícula	Símbolo
Electrón	$e^-$	-1	$\infty$	-	Positrón	$e^+$
Fotón	$\gamma$	0	$\infty$	-	Fotón	$\gamma$
Muón positivo	$\mu^+$	+1	$2.2 \times 10^{-6}$	$e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	Muón negativo	$\mu^-$
Muón negativo	$\mu^-$	-1	$2.2 \times 10^{-6}$	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	Muón positivo	$\mu^+$
Neutrino electrónico	$\nu_e$	0	$\infty$	-	Antineutrino electrónico	$\bar{\nu}_e$
Neutrino muónico	$\nu_\mu$	0	$\infty$	-	Antineutrino muónico	$\bar{\nu}_\mu$
Neutrón	$n$	0	1013	$p + e^- + \bar{\nu}_e$	Antineutrón	$\bar{n}$
PiÓN positivo	$\pi^+$	+1	$2.6 \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$	PiÓN negativo	$\pi^-$
PiÓN negativo	$\pi^-$	-1	$2.6 \times 10^{-8}$	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$	PiÓN positivo	$\pi^+$
PiÓN neutro	$\pi^0$	0	$8.4 \times 10^{-17}$	$\gamma + \gamma$	PiÓN neutro	$\pi^0$

Cuadro 3.2: Partículas generadas en la radiación cósmica secundaria.

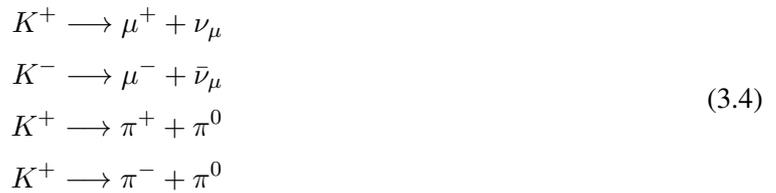
muy relevante los muones, quienes junto con los neutrinos poseen un poder de penetración superior al de otras partículas.

Además de su poder de penetración los muones son las partículas más abundantes a nivel del mar, como por ejemplo para una latitud de  $45^\circ\text{N}$ , la radiación cósmica está principalmente compuesta de muones en un 72 %, electrones 15 % y neutrones 9 %. Lo que hace que el muón sea una de las partículas cuyo estudio nos sirve como una fuente de importante información acerca del comportamiento de la radiación cósmica.

La mayoría de los muones se producen en la atmósfera (típicamente 15 km) y pierden alrededor de  $2 \text{ GeV}$  por ionización antes de llegar a la superficie. La energía media de los muones en el suelo es  $\approx 4 \text{ GeV}$  [8].

### 3.5.1. Mecanismos de producción de muones

Cuando un rayo cósmico primario de alta energía choca con un núcleo atmosférico se produce una colisión inelástica entre el núcleo atmosférico y el rayo cósmico, creando interacciones que contribuyen a la producción de las partículas, en su mayoría piones ( $\pi$ ) y kaones ( $K$ ). Los piones creados pueden ser de dos tipos, neutros ( $\pi^0$ ) y cargados ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ), estos últimos son inestables y poseen una vida media de  $2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$ , mientras los piones neutros decaen más rápidamente ( $8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$ ) para generar la componente electromagnética (Figura. 3.2). Los kaones presentan una vida media de  $1.2 \times 10^{-8} \text{ s}$  y decaen mediante los siguientes procesos:



mientras que los piones decaen a través de:



los muones generados son también inestables y tienen una vida media de  $2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$ , pero debido a los efectos relativistas<sup>6</sup> tienen mayor probabilidad de sobrevivir hasta alcanzar grandes profundidades atmosféricas llegando

<sup>6</sup>Efectos relativistas como la dilatación del tiempo (para un observador en tierra) se presentan en muones aumentando su vida media de la forma:  $t = \frac{2.2 \times 10^{-6} \text{ s}}{\sqrt{1 - \frac{0.9978^2 c^2}{c^2}}} = 30.17 \times 10^{-6} \text{ s}$ . Lo cual les permite recorrer una distancia de  $\approx 9000 \text{ m}$ .

hasta el nivel del mar.

### 3.5.2. Influencia de la componente muónica en la radiación cósmica secundaria

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



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

La distribución de muones a nivel del mar fue descrita por Dorman mediante la siguiente ecuación [5]:

$$\Delta\mu(N_e, r) = 18 \left( \frac{N_e}{10^6} \right)^{0.75} r^{-0.75} \left( 1 + \frac{r}{320} \right)^{2.5}\tag{3.7}$$

Ya que el número de muones es directamente proporcional a  $N_e^{0.75}$  donde  $N_e$  es el número de electrones,  $r$  la distancia al eje central del chubasco y  $\Delta\mu$  la densidad de muones. La anterior distribución de muones refleja una rápida disminución del número de muones con respecto al incremento de la distancia al eje central del chubasco [9]. Debido a que los muones de más alta energía se mantendrán sobre el eje central del chubasco, por lo que tendrán mayor velocidad y su probabilidad de desviación con respecto al eje del chubasco será mínima.



---

# Telescopio de muones de C.U.

---

## 4.1. Telescopios de muones

Las estimaciones del flujo de rayos cósmicos realizadas mediante telescopios de muones son complementarias a aquellas realizadas mediante monitores de neutrones y existen diferencias entre ambas técnicas de detección. A diferencia de los monitores de neutrones, los telescopios muones utilizan técnicas de coincidencia para obtener información direccional sobre la partícula. Por otra parte los monitores de neutrones requieren correcciones simples para corregir las variaciones de presión y compensar la masa variable de la atmósfera que se encuentra sobre el monitor. Por su parte los telescopios de muones requieren correcciones atmosféricas adicionales para corregir los efectos positivos y negativos de la temperatura.

Históricamente las observaciones de muones comenzaron muchos años antes de la construcción de los primeros monitores de neutrones. Por lo tanto, los datos de muones abarcan un mayor número de ciclos solares permitiendo estudiar la modulación solar y otras variaciones con mayor antigüedad. Los primeros registros del uso de muones para estudios de fenómenos galácticos y heliosféricos provienen de mediciones realizadas mediante cámaras de ionización en la década de 1940. Posteriormente fueron implementados contadores Geiger-Müller y plásticos centelladores para la detección de muones. En los últimos años se han empleado contadores proporcionales de bajo mantenimiento en lugar de los contadores Geiger-Müller. Como se menciona anteriormente a diferencia de los monitores de neutrones, los sistemas de detección de muones son direccionales y emplean dos o más góndolas de contadores para poder deducir la dirección de llegada de los muones. Esta característica es la que convierte a los sistemas de detección de muones en verdaderos telescopios. La última generación de telescopios de muones están equipados de instrumentos multidireccionales que emplean una electrónica de coincidencia más compleja para registrar la llegada de muones desde aberturas más estrechas que las que se podían lograr anteriormente.

Las observaciones del monitor de neutrones se extienden desde las energías más bajas accesibles a la observación terrestre, hasta aproximadamente  $50 \text{ GeV}$ . Las observaciones de muones en la superficie tienen respuestas significativas desde aproximadamente  $10 \text{ GeV}$  y se extienden por encima de  $1000 \text{ GeV}$  para detectores subterráneos. Para los muones de más bajas energías, los procesos de modulación dominantes son similares a los observados por los monitores de neutrones, particularmente la modulación solar. Con el aumento de la energía, la modulación solar desaparece. Los telescopios de muones son simples detectores de radiación ionizante dispuestos en dos o más detectores. Estos detectores producen pulsos eléctricos de salida del orden de  $1 \text{ ms}$  cada vez que una partícula cargada los atraviesa. La dirección de llegada del muón se deriva de las posiciones relativas de los detectores que registraron el paso de los muones. Debido a que los muones son relativistas, cruzarán el telescopio completamente. Una simple coincidencia entre los contadores del telescopio

es todo lo que se requiere para determinar la dirección de llegada de los muones.

## 4.2. Telescopio de muones de C.U. funcionamiento y características

El telescopio de muones (Tmu) está compuesto de ocho detectores, que corresponde a un plástico centellador integrado con su respectivo tubo fotomultiplicador. Cuatro detectores están instalados en la capa superior y los cuatro restantes en la capa inferior del telescopio, teniendo en medio de las dos capas de detectores al supermonitor de neutrones 6NM64<sup>1</sup>. De este modo, el plomo del monitor de neutrones servirá como material absorbente de la componente blanda de la radiación cósmica secundaria. Las dos capas se encuentran a 1 m de distancia, lo cual, para el caso de direcciones de incidencia vertical, nos definirá una geometría cúbica (Figura 4.1).

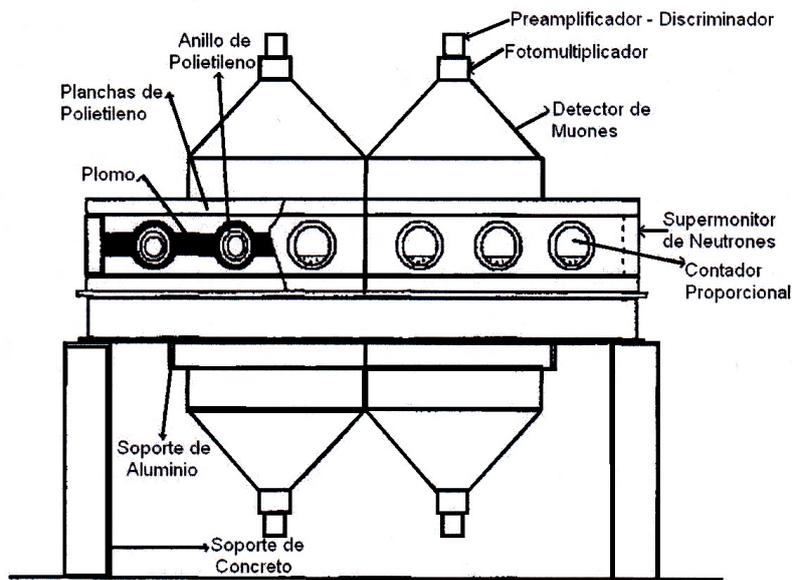


Figura 4.1: Diagrama del telescopio de muones y del supermonitor de neutrones 6NM64 de C.U.[12]

Como se puede observar en la figura 4.2 el telescopio está configurado de tal manera que cada uno los plásticos superiores (S1, S2, S3 y S4) están alineados con los plásticos inferiores (I1, I2, I3 y I4). Esta geometría del telescopio nos ayuda a definir el ángulo sólido dentro del cual queda restringida la respuesta angular del detector, es decir solo se detectarán partículas que lleguen a estar dentro de este ángulo sólido.

Las principales ventajas del telescopio de muones son:

Permite resolución direccional. Lo cual puede ser utilizado para distinguir entre variaciones en la intensidad de la componente secundaria de la radiación cósmica introducidas por la atmósfera o por el campo geomagnético, de aquellas ocasionadas por anisotropías en el flujo de rayos cósmicos primarios.

La respuesta del telescopio es tanto a muones positivos como negativos, ambos producto del decaimiento de piones cargados, debido principalmente a interacciones de rayos cósmicos primarios de energía media igual a 42 GeV con núcleos atmosféricos. Lo que lo hace tener una respuesta relativamente insensible a partículas de origen solar de baja energía, debido a que la rigidez umbral en la CDMX es de 8.23 GeV [12].

Gracias a lo anterior, las observaciones de la componente muónica en la superficie nos aportan información sobre la variación en el flujo primario de la radiación cósmica en un rango de energía mayor que el monitor de

<sup>1</sup>Nombrado así debido a que consta de 6 contadores proporcionales, NM por Neutron Monitor y 64 por el año en que fue diseñado 1964.

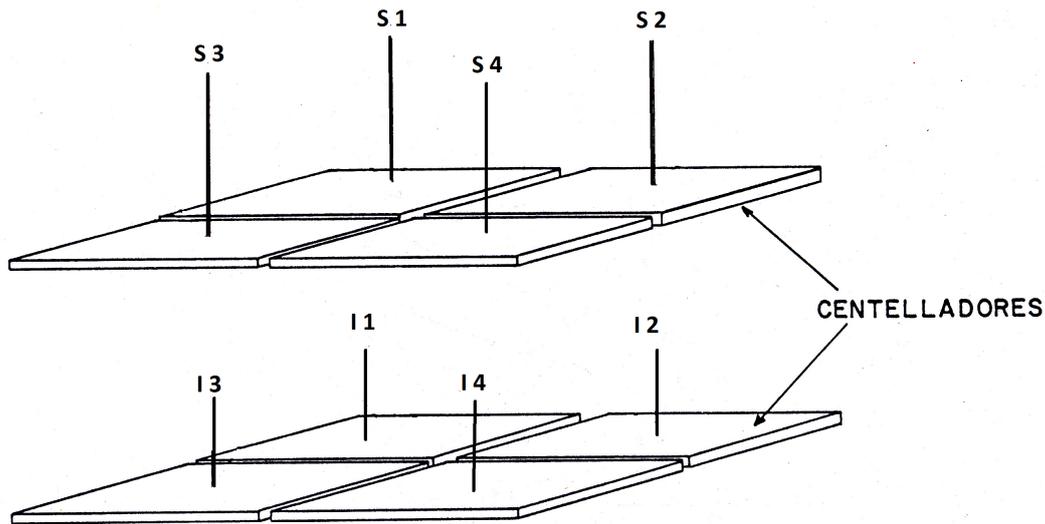


Figura 4.2: Disposición de los plásticos centelladores del telescopio de muones. [12].

neutrones; haciendo que estos efectos de la modulación sean observados libres de los efectos enmascaradores asociados al flujo de partículas solares que las acompañan.

#### 4.2.1. Características físicas de los plásticos centelladores

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

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

Los plásticos centelladores usados en el telescopio de muones son del tipo EJ-212 (NE102A) y están formados por planchas de un material centellador, fabricadas a base de polímero llamado, poliviniltolueno, material sobre el cual se ha disuelto un centellador orgánico del tipo P-Terfenilo ( $C_{18}H_{14}$ ), las dimensiones de cada una de las planchas son 50x50x5 cm. Para que el acoplamiento del plástico centellador tenga la máxima respuesta con los tubos fotomultiplicadores usados en el telescopio el material del que están hechos los plásticos centelladores ha sido tratado con POPOP el cual le ayuda a tener un corrimiento en la longitud de onda de máxima emisión pasando de los 380 a los 450 nm [12].

Las características físicas de los plásticos centelladores son las siguientes:

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

Constante de decaimiento: 3 ns

Longitud de onda de máxima emisión: 450 nm

Gravedad específica: 1.032 g/cm<sup>3</sup>

Temperatura de ablandamiento: 75 °C

Índice de refracción: 1.581

Número de electrones/cm<sup>2</sup>: 3.4 × 10<sup>23</sup>

Número de átomos/ barn: H:0.525, C:0.475, N:1.8 × 10<sup>-6</sup>, O:1.8 × 10<sup>-5</sup>

Para calcular el número de fotones emitidos por el paso de una partícula cargada al pasar a través de un plástico centellador tenemos que tomar en cuenta la eficiencia de centelleo del plástico y la energía perdida por el paso de una partícula de mínima ionización al atravesar el centellador [12].

En la figura 4.3 se presenta el espectro de emisión del plástico centellador.

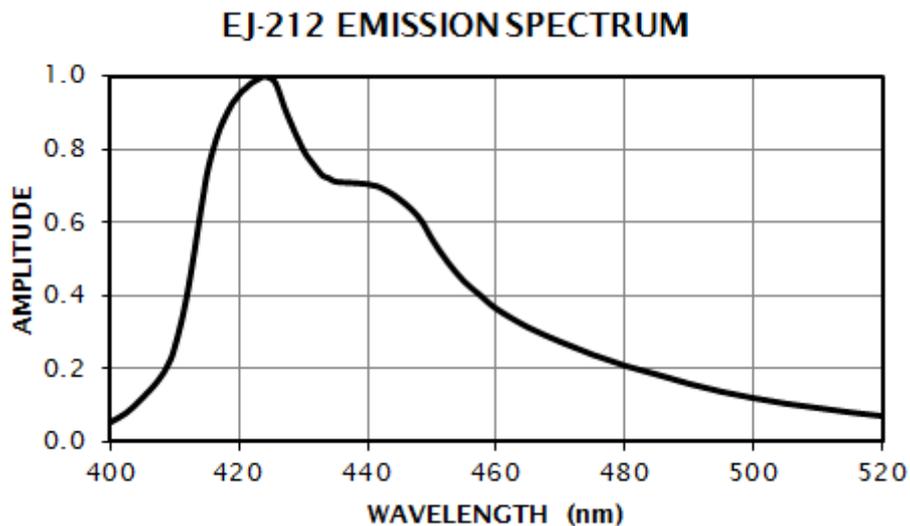


Figura 4.3: Espectro de emisión del plástico centellador del Tmu. Se puede apreciar que su rango de emisión corresponde a la región del espectro visible.[23]

La energía perdida por una partícula cargada relativista que pasa verticalmente a través de un medio material estará dada por la fórmula de Bethe-Bloch (ver Secc.2.3.2), pero en el caso particular de un plástico centellador B.Rossi calculó la pérdida de energía por medio de la expresión [12]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2Cm_e c^2 Z^2}{\beta^4} \left[ \ln \left( \frac{4m_e^2 c^4 \beta^4}{(1 - \beta^2)^2 I^9(Z)} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (4.1)$$

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

$m_e c^2 = 0.51 MeV$ ,  $I(Z) = 40 eV$ [26] y  $NZ/A = 3.4 \times 10^{23}$ ; obtenemos, para una partícula de mínima ionización, que la energía perdida por  $g \cdot cm^2$  es del orden de  $2.18 MeV$ . De aquí que la energía perdida por una partícula de mínima ionización para los centelladores usados en este trabajo, sea igual a  $11 MeV$  [12].

#### 4.2.2. Sistema de guía de luz

En cualquier detector integrado por medio de un plástico centellador y de un tubo fotomultiplicador (PMT), como es el caso del telescopio de muones de C.U,CDMX, el sistema de acoplamiento entre el plástico centellador y el PMT es de singular importancia, ya que de este sistema de acoplamiento depende que el PMT reciba la mayor cantidad de fotones emitidos por el plástico centellador.

En nuestro caso el acoplamiento es directo es decir el material entre el PMT y el plástico centellador es el mismo aire, estando el tubo fotomultiplicador a 51.2 *cm* por encima del plástico centellador. Este arreglo está colocado dentro de una caja de aluminio con forma piramidal llamada góndola y cuyas paredes tienen un espesor de 1.6 *mm* [12].

Interiormente la góndola ha sido pintada por varias capas de pintura blanca de alto grado de durabilidad y reflectancia. La cual gracias a su coeficiente de reflexión (0.9 %) puede generar reflexiones difusas en su interior.

Considerando la geometría piramidal de la góndola y la reflectancia de las paredes podemos estimar el número de fotones recolectados por el tubo fotomultiplicador en su fotocátodo. Si consideramos que los plásticos centelladores no llegan a absorber ninguno de los fotones emitidos, que la luz producida después de cada reflexión es isotrópica y que el fotocátodo absorbe la totalidad de luz que llega a él; el número de fotones recolectados por el tubo fotomultiplicador en su fotocátodo estará dado por la fórmula:

$$N = \frac{Irn}{1 - (1 - n)r} \quad (4.2)$$

Donde  $I$  es el número de fotones liberados por el plástico,  $r$  es coeficiente de reflexión de la superficie difusora y  $n$  la razón del área del fotocátodo. Si consideramos para nuestro telescopio los valores de  $r = 0.9$  y  $n = 5 \times 10^{-3}$ , obtenemos que el número de fotones que llegan al fotocátodo, por el paso de cada partícula con carga de mínima ionización, es igual a 2000 fotones [12]. Sin embargo hay que considerar que la fracción de los fotones que puedan llegar a ser registrados dependerá de la eficiencia cuántica (Ver 2.2.2) de nuestro tubo fotomultiplicador.

### 4.2.3. PMT del telescopio de muones

Los tubos fotomultiplicadores usados en el telescopio de muones son modelo R1512 de la marca Hamamatsu, los cuales son usados ampliamente para trabajos donde se requiera registrar coincidencias rápidas. El tiempo de respuesta en este tipo de tubo fotomultiplicador es igual a 7 *ns*. Su fotocátodo está compuesto de material multialkali (Na-K-Sb-Cs), lo cual le brinda una amplia respuesta espectral desde el ultravioleta al infrarrojo cercano. La geometría del fotocátodo es de 111 *mm* de diámetro e internamente contiene 10 dínodos del tipo persiana veneciana. La sensibilidad típica del fotocátodo, es de 150  $\mu A/lm$ . Con una corriente oscura es de 30 a 150 *nA*. Además de tener una respuesta espectral de longitud de onda que va de los 300 a los 850 *nm* (Figura 4.4) [20], y un voltaje máximo de operación de 2000 *V*.

## 4.3. Geometría del sistema

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

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

$$N(\theta, \varphi)d\theta d\varphi = I(\theta)S_{\perp}(\theta, \varphi)d\omega \quad (4.3)$$

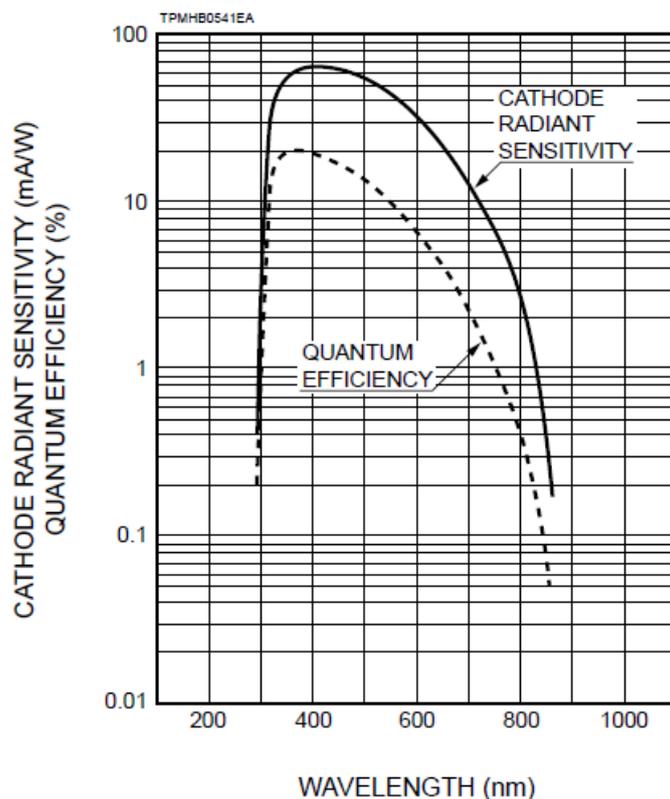


Figura 4.4: Respuesta espectral del PMT R1512. En la línea cortada se muestra la eficiencia cuántica la cual alcanza su máximo de 20 % a los 355 nm. Mientras que la línea continua se presenta la sensibilidad radiante del cátodo teniendo su máximo a los 400 nm. [18]

donde:

$$S_{\perp}(\theta, \varphi) = S(\theta, \varphi) \cos\theta \quad (4.4)$$

es el área efectiva perpendicular a la dirección de incidencia,  $S(\theta, \varphi)$  es el área de la superficie inferior atravesada por partículas que llegan bajo ángulos  $\theta$  y  $\varphi$  a la superficie superior;  $d\omega = \sin\theta d\theta d\varphi$  es el elemento de ángulo sólido;  $I(\theta) = I_0 \cos^2\theta$  es el número de partículas que pasan, por unidad de tiempo y unidad de ángulo sólido, por un área unitaria perpendicular a la dirección  $\theta$ ; e  $I_0$  es la intensidad en la dirección vertical. Los diagramas direccionales calculados para el telescopio cúbico, semicúbico e inclinado  $Z = 45^\circ$  con respecto a la vertical aparecen en la figura 4.5 [12].

De los diagramas direccionales de la figura 4.5, para telescopios cúbicos se observa que la máxima sensibilidad se presenta a los  $\theta = 19^\circ$  con la vertical, mientras que para un telescopio semicúbico es a los  $\theta = 24^\circ$  y para un telescopio con una inclinación de  $45^\circ$  la máxima sensibilidad se presenta a los  $\theta = 40^\circ$ . Gracias a que el registro de los datos se realiza mediante coincidencias es necesario que para que un muón sea contado este deberá atravesar por un centellador superior y después por un centellador inferior y dependiendo del par de centelladores que cruce es que se le asignará una de las cinco direcciones del telescopio. Por otro lado, la geometría adoptada por el conjunto de los ocho plásticos centelladores, acoplados a doce conjuntos de circuitos de dobles coincidencias, nos proporciona información sobre la intensidad de la componente muónica proveniente de las cinco direcciones registradas por el telescopio las cuales son: este, oeste, norte, sur y vertical, como se observa en la figura 4.6. Además de registrar las cinco componentes antes mencionadas, el telescopio también tiene la capacidad de registrar el conteo total de todos los centelladores superiores, lo cual nos da un canal adicional llamado componente superior, en la cual se cuentan tanto la componente electromagnética, la

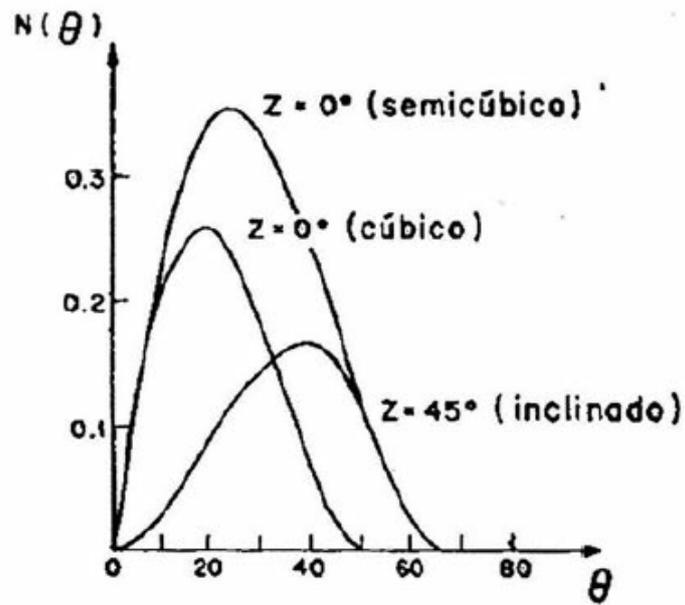


Figura 4.5: Diagrama de direcciones para un telescopio cúbico, semicúbico e inclinado 45° con la vertical.[12]

nucleónica y la muónica. Las componentes direccionales se componen por la suma e intersección lógica de los diferentes detectores como se muestra en el cuadro 4.1.

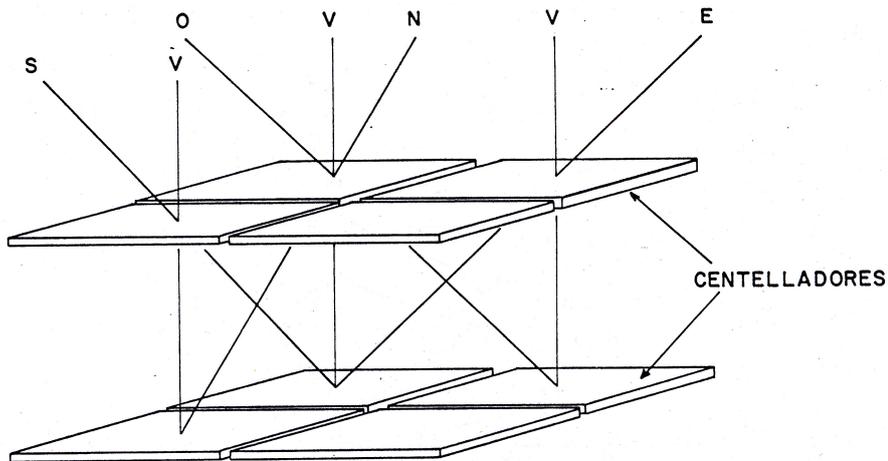


Figura 4.6: Geometría del sistema multidireccional del telescopio de muones.[12]

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

Cuadro 4.1: Configuración de las seis componentes direccionales del telescopio de muones de C.U, CDMX.

## 4.4. Características energéticas

La intensidad total  $N_g^i(h_0)$  de la componente de la radiación cósmica secundaria, observada en un punto con un umbral geomagnético  $g$  y profundidad atmosférica  $h_0$ , puede ser representada como:

$$N_g^i(h_0) = \int_g^\infty D(\epsilon) m^i(\epsilon, h_0) d\epsilon \quad (4.5)$$

donde  $D(\epsilon)$  es el espectro diferencial de energía del flujo de rayos cósmicos primarios y  $m^i(\epsilon, h_0)$  la multiplicidad integral, la cual representa el número de partículas del tipo  $i$  producidas en la atmósfera por una sola partícula primaria de energía  $\epsilon$ .

De lo anterior tenemos que, la intensidad registrada en un lugar particular sea función de las variables  $D(\epsilon)$ ,  $m^i(\epsilon, h_0)$  y  $g$ . Por lo tanto, la variación fraccional en la intensidad registrada, debida a variaciones en estos parámetros, puede obtenerse por diferenciación y será:

$$\frac{dN_g^i(h_0)}{N_g^i(h_0)} = -dg W_g^i(\epsilon, h) + \int_g^\infty \frac{dD(\epsilon)}{D(\epsilon)} W_g^i(\epsilon, h) d\epsilon + \int_g^\infty \frac{dm^i(\epsilon, h)}{m^i(\epsilon, h)} W_g^i(\epsilon, h) d\epsilon \quad (4.6)$$

donde:

$$w_g^i(\epsilon, h) = \frac{D(\epsilon) m^i(\epsilon, h)}{N_g^i(h_0)} \quad (4.7)$$

es la llamada constante de acoplamiento. La curva de  $W_g^i(\epsilon, h)$  como función de la energía se le conoce como *función diferencial de respuesta del detector*, la cual nos da la contribución que tienen partículas primarias de diferentes rangos de energía, en la intensidad total de partículas registrada por el detector. La figura 4.7 muestra las funciones diferenciales de respuesta teóricas para los telescopios de muones, vertical e inclinados, a instalarse en la CDMX. Para el cálculo de dichas funciones se utilizaron los valores de  $h_0 = 795.1g/cm^2$ ,  $g = 8.6GeV$ [12].

Una vez conocidas las funciones diferenciales de respuesta se pueden determinar varias de las características energéticas del detector, como por ejemplo, *la rigidez media de respuesta*, definida por:

$$R_m = \frac{\int_{R_{min}}^\infty RW(R) dR}{\int_{R_{min}}^\infty W(R) dR} \quad (4.8)$$

En la ecuación anterior hemos utilizado el concepto de rigidez magnética en lugar de energía, por ser la rigidez la que fija la trayectoria de las partículas en el campo magnético interplanetario.

El cálculo de la rigidez media de respuesta teórica para el telescopio de muones, la obtenemos integrando la ecuación 4.7 desde la rigidez umbral geomagnética de la CDMX hasta aquellas energías para las cuales la respuesta del detector es despreciable. La rigidez media de respuesta se dan en la figura 4.8 en donde las funciones integrales de respuesta han sido normalizadas a través de la ecuación:

$$\int_{R_{min}}^\infty W(R) dR = 1 \quad (4.9)$$

## 4.5. Observatorio de rayos cósmicos de C.U.

El observatorio de rayos cósmicos de Ciudad Universitaria en la Ciudad de México, Dr. Javier Alejandro Otaola Lizarzaburu, figura 4.9, este observatorio está integrado por dos detectores, el telescopio de muones y el supermonitor de neutrones 6NM64. El observatorio a su vez forma parte de una red mundial de observatorios. Teniendo como objetivo registrar por parte del monitor de neutrones la componente nucleónica secundaria de

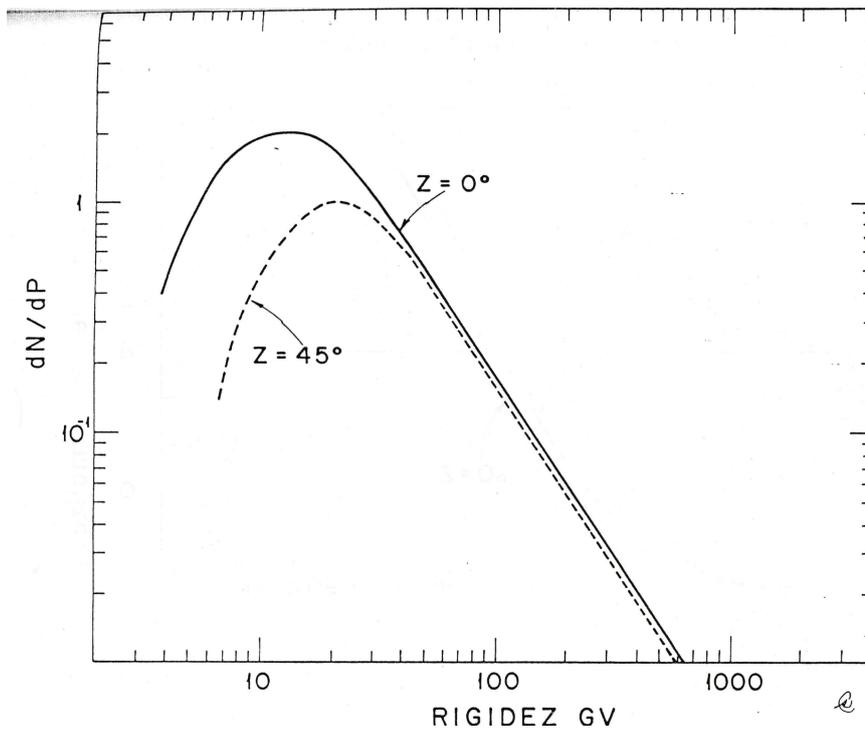


Figura 4.7: Funciones diferenciales de respuesta para el telescopio de muones.[12]

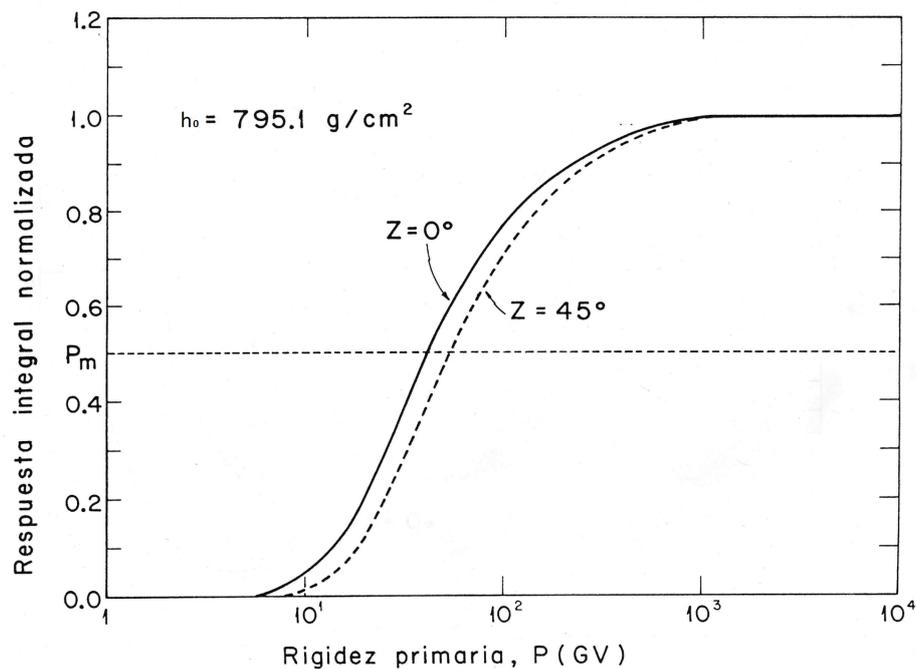


Figura 4.8: Rigidez media de respuesta para el telescopio de muones.[12]

baja energía, es decir los neutrones, con una energía media igual a  $25 \text{ GeV}$ . Por otra parte el telescopio de muones se encarga del registro de la componente dura de la radiación secundaria, es decir los muones producto del decaimiento de piones debido a la interacción de partículas atmosféricas con la radiación cósmica primaria de energía media igual  $42 \text{ GeV}$  [12].

Debido a su ubicación,  $19.33^\circ$  de latitud,  $99.18^\circ$  de longitud y una altura de  $2274 \text{ m}$  sobre el nivel del mar [20], el observatorio detecta partículas con una rigidez umbral igual a  $8.23 \text{ GeV}$ , lo cual ha ayudado a realizar



Figura 4.9: *Observatorio de rayos cósmicos Dr. Javier Alejandro Otaola Lizarzaburu.*[20]

algunas importantes aportaciones como son [20]:

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

Lo anterior gracias a que el observatorio se ha mantenido en funcionamiento ininterrumpido por más de 30 años.

---

# Simulación

---

## 5.1. GEANT4

GEANT4 (GEometry ANd Tracking) es un software usado para simular el paso de partículas a través de la materia por medio de métodos Monte Carlo, fue desarrollado a principios de los años 90 en Ginebra, Suiza por el CERN, con la finalidad de satisfacer los requisitos de la moderna física nuclear y de partículas al tratar de describir los complejos diseños de detectores de gran escala, por lo que es ampliamente usado para simular experimentos en la física de altas energías, nuclear, espacial y física médica [6].

GEANT4 está basado en un lenguaje de programación orientado a objetos como es C++, hoy en día, es el único programa de código abierto que usa el método Monte Carlo. Por medio GEANT4 es posible modelar la configuración experimental en términos de su geometría y materiales así como también nos permite definir las partículas involucradas y sus interacciones físicas. En GEANT4 el usuario puede rastrear partículas dentro de la materia, tanto en presencia como en ausencia de campos electromagnéticos para así poder describir la respuesta del detector. El mismo GEANT4 proporciona interfaces que permiten a los usuarios almacenar sus resultados y analizarlos por medio de software apropiado.

A continuación se describen algunos de los principales paquetes que componen GEANT4 y algunas características sobre las que se apoyan [3].

### Geometría

Por medio del paquete *geometry* GEANT4 tiene la capacidad de describir estructuras geométricas simples o complejas, dentro de las cuales se propagarán las partículas.

La geometría se define a través de tres volúmenes o capas:

- 1) Volumen sólido: define la forma y el tamaño del arreglo geométrico.
- 2) Volumen lógico: define los atributos de la geometría: materiales, sensibilidad, presencia de campos electromagnéticos, etc.
- 3) Volumen físico: define la posición espacial del volumen lógico con respecto a su volumen madre adjunto.

La configuración experimental de toda simulación en GEANT4 se modela con una estructura jerárquica de árbol, donde cada volumen contiene volúmenes más pequeños. Al realizar una simulación el usuario debe ordenarla jerárquicamente, a partir de geometrías de nivel superior. La figura 5.1 muestra un ejemplo de como funciona la estructura jerárquica dentro de GEANT4, en esta se presentan tres cajas (Box1, Box2 y Box3) donde Box1 es la caja más grande (también llamado *World*), que contiene Box2, que a su vez contiene a Box3. En GEANT4, esto significa que Box1 es el volumen madre de Box2 y análogamente, Box2 es el volumen madre de Box3.

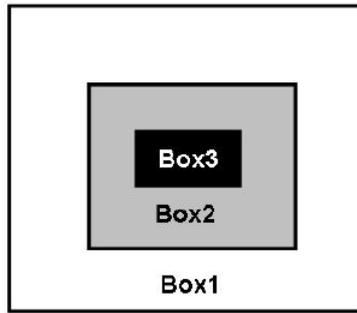


Figura 5.1: Diagrama de la estructura geométrica usada en GEANT4.[3]

En una configuración experimental GEANT4, los volúmenes deben estar completamente contenidos en sus volúmenes madres y no puede haber intersecciones entre volúmenes.

## Materiales

GEANT4 permite modelar una amplia gama de materiales, los cuales pueden estar hechos de un solo elemento o una mezcla de elementos, del mismo modo, los elementos pueden estar hechos por isótopos o una mezcla de ellos. Pero siempre deben de especificar parámetros de los materiales como son: su masa molar, densidad y número atómico de los elementos, de los compuestos o de los isótopos, según sea el caso.

## Detección

El paquete *detection* gestiona la información obtenida de las interacciones físicas entre las partículas y los materiales, como son la deposición de energía, el momento de las partículas, el tiempo y la posición.

El usuario puede almacenar la información recopilada en el detector por medio de la instrucción *Hit*. La instrucción *Hit* es una instantánea de la interacción física ocurrida en alguna región sensible del detector. Todas estas instantáneas (*Hits*) se almacenan al final de cada evento en un archivo de salida que el usuario puede recuperar.

## Generación de partículas

En GEANT4 el usuario puede generar partículas primarias en función del nivel de detalle y complejidad de la simulación por medio dos paquetes, *GAParticleGun* y *GeneralParticleSource (GPS)*. Se recomienda el uso de *GAParticleGun* cuando el campo de radiación para modelar es simple, por ejemplo, el caso de un haz de partículas monocromáticas. Sin embargo, si el campo de radiación a simular es más complejo, se sugiere el uso del *GPS*. El paquete *GPS* permite especificar características como la distribución espectral, espacial y angular de las partículas primarias, mediante simples comandos, por medio de un archivo de entrada en la simulación.

## Trayectoria

El paquete de *tracking* gestiona las trayectorias de partículas dentro de la simulación. Una trayectoria es la secuencia de posiciones que sigue una partícula y se define como la distancia entre dos puntos de interacción. Además es posible almacenar información sobre la partícula al comienzo y al final de la trayectoria como por ejemplo: su energía cinética, su deposición de energía durante la trayectoria, los procesos físicos realizados dentro de la trayectoria, etc.

## Eventos y corridas

Dentro de GEANT4 un evento es la unidad principal de la simulación. Este comienza cuando se generan una o más partículas primarias y concluye cuando todas las partículas primarias y secundarias se rastrean completamente. Una corrida *run* es una colección de eventos que comparten las mismas condiciones experimentales.

## Interfaz de visualización

La interacción del usuario en GEANT4 se realiza a través del concepto de sesión la cual pueden ser gráfica y no gráfica. Siendo los usuarios quienes definen por medio de comandos el tipo de sesión que deseen tener.

El usuario puede visualizar la geometría de la simulación así como las trayectorias de las partículas dentro de esta. Por defecto, las trayectorias de las partículas se colorean en función de su carga: las partículas neutras como los fotones, se colorean en verde, mientras que las partículas cargadas negativa y positivamente, como son los electrones y los positrones, tendrán trayectorias de color rojo y azul, respectivamente.

Es recomendable no utilizar herramientas de visualización al ejecutar simulaciones con un gran número de partículas primarias, ya que esto hará uso de una alta cantidad de recursos computacionales gráficos y de memoria.

## 5.2. EXPACS

El programa de EXPACS (EXcel-based Program for calculating Atmospheric Cosmic-ray Spectrum) nos permite calcular de forma instantánea el flujo de las diferentes partículas que componen a la radiación cósmica secundaria como son: neutrones, protones, iones con carga de hasta 28 (Ni), muones, electrones, positrones y fotones[19]. Expacs es un software de libre acceso que permite estimar el flujo en cualquier ubicación geográfica y para un amplio rango de la rigidez de corte; permitiéndonos calcular tanto el flujo onmidireccional, figura 5.2, como también el flujo respecto diferentes ángulos cenitales. El software EXPACS está basado en el modelo PARMA (PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere), que a su vez sigue las funciones y parámetros numéricos calculados a través del PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System). Y es una importante herramienta en campos de la investigación de la física de rayos cósmicos, dosimetría de radiación y geociencias[15].

Las características de entrada para las cuales EXPACS permite calcular el flujo son las siguientes[16,17]:

- 1) Altitud respecto al nivel del mar de  $(0.5 - 63 \text{ km})$  lo cual corresponde a una profundidad atmosférica media de  $(0.15 - 1095 \text{ g/cm}^2)$ .
- 2) Cálculo del flujo para cualquier rigidez de corte o bien para una localización geográfica particular dentro de un rango de latitud correspondiente a  $(-90^\circ - 90^\circ, \text{norte+})$  y longitud de  $(-180^\circ - 180^\circ, \text{este+})$ .
- 3) Permite considerar la actividad solar por medio del índice  $W - index$  para periodos de mínima actividad solar así como de máxima actividad solar lo que equivale a valores en  $W - index$  dentro del rango de  $0 - 150$ .
- 4) Considera también factores ambientales locales que puedan afectar al flujo como puede ser la proporción de humedad del suelo y en el aire.
- 5) Respecto al calculo de dosis de diferentes partículas el programa nos permite elegir entre diferentes parámetros de entrada como son entre dosis efectiva, dosis absorbida por el aire.
- 6) EXPACS permite calcular el flujo angular de rayos cósmicos para un amplio rango de ángulos cenitales comprendidos entre  $(\cos \theta = 0 \text{ y } \cos \theta = 1)$ .

En esta tesis se usaron los flujos de muones calculados por medio de EXPACS para los ángulos de  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  y  $45^\circ$  respecto al cenit, figura 5.3. Así como el flujo de electrones para los ángulos de  $0^\circ$  y  $30^\circ$  respecto al cenit, figura 5.4.

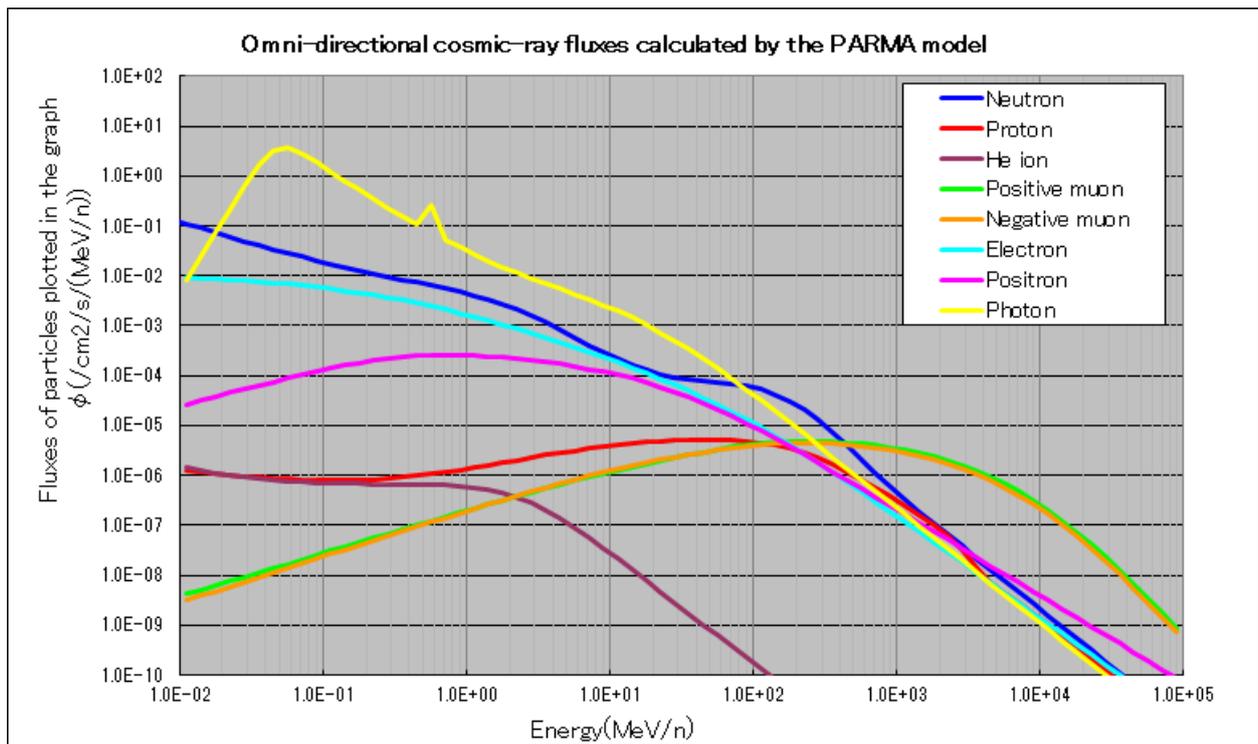


Figura 5.2: Flujo de rayos cósmicos calculado a través de EXPACS.[19]

### 5.3. Réplica del telescopio de muones de C.U. a través de GEANT4

Por medio del paquete *geometry* de GEANT4 se realizó una réplica completa de la geometría del telescopio de muones instalado en CU, CDMX, esta réplica se hizo respetando tanto las dimensiones y propiedades físicas de cada uno de los componentes del telescopio.

Como se menciona en el capítulo 4.2, el telescopio está constituido por ocho detectores, cuatro superiores y cuatro detectores inferiores, alineados simétricamente, El primer paso para construir la geometría del telescopio fue replicar uno de los detectores que lo componen. En la figura 5.5 se muestra una réplica de uno de los detectores que constituyen el telescopio de muones. En ella se puede apreciar el plástico centellador, la estructura piramidal correspondiente a la góndola. En color rojo se observa la trayectoria de un muón negativo incidente y en color verde las diferentes trayectorias de los fotones generados por la correspondiente ionización del muón dentro del plástico.

El telescopio en su conjunto se integro ubicando cada uno de los detectores que lo conforman, además se colocó entre los detectores superiores e inferiores una placa de plomo de  $5\text{cm}$  de espesor con el fin de replicar al productor del supermonitor de neutrones, el cual se encuentra entre las capas de detectores superiores e inferiores del telescopio (ver fig 4.1). Las imágenes de la réplica del telescopio realizada en GEANT4 para esta tesis se presentan en las figuras 5.6 y 5.7.

La réplica del PMT se realizó a nivel del fotocátodo, respetando tanto sus dimensiones físicas como sus propiedades materiales, pero tomando singular interés en su eficiencia cuántica. La mayoría de los PMTs tienen una distribución de eficiencia cuántica, que en su nivel máximo, alcanza valores del 20 %-30 % [18]. Cuando se integra esta eficiencia sobre todas las longitudes de onda a las que responde el PMT, la eficiencia cuántica se ve reducida considerablemente. Para el caso de un PMT del telescopio de muones, obtuvimos una eficiencia cuántica del orden del 13 %.

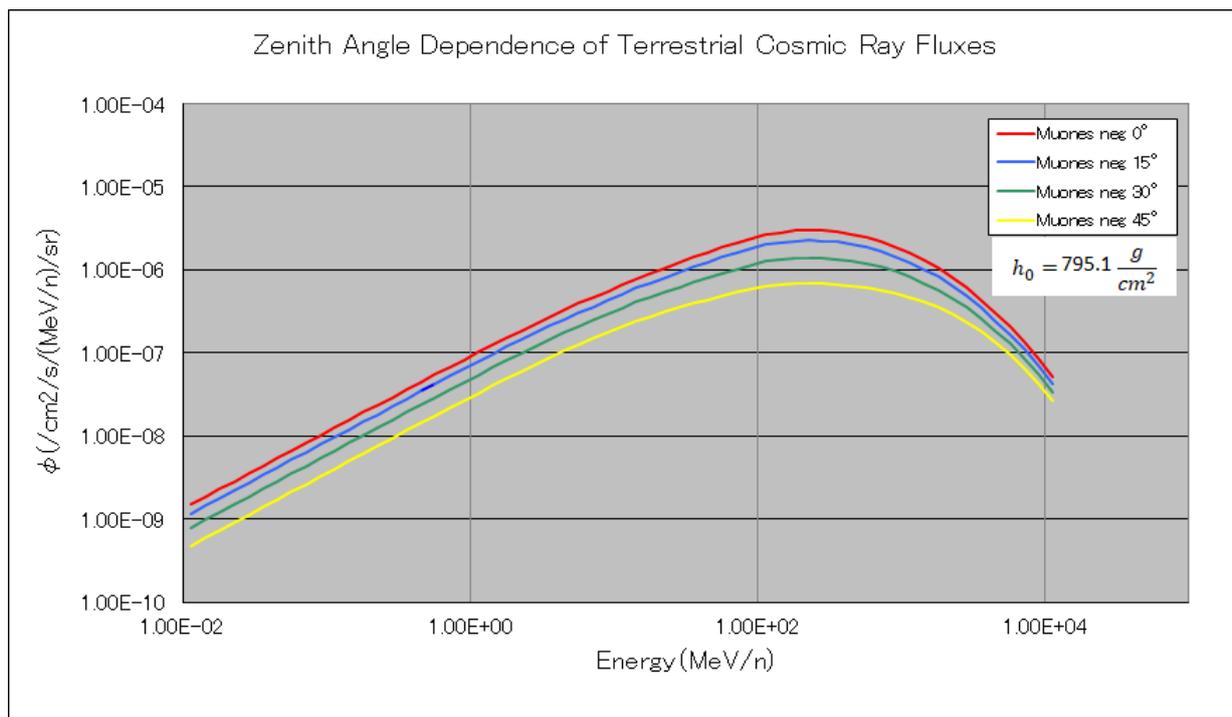


Figura 5.3: Flujo de muones para diferentes ángulos respecto al cenit.[19]

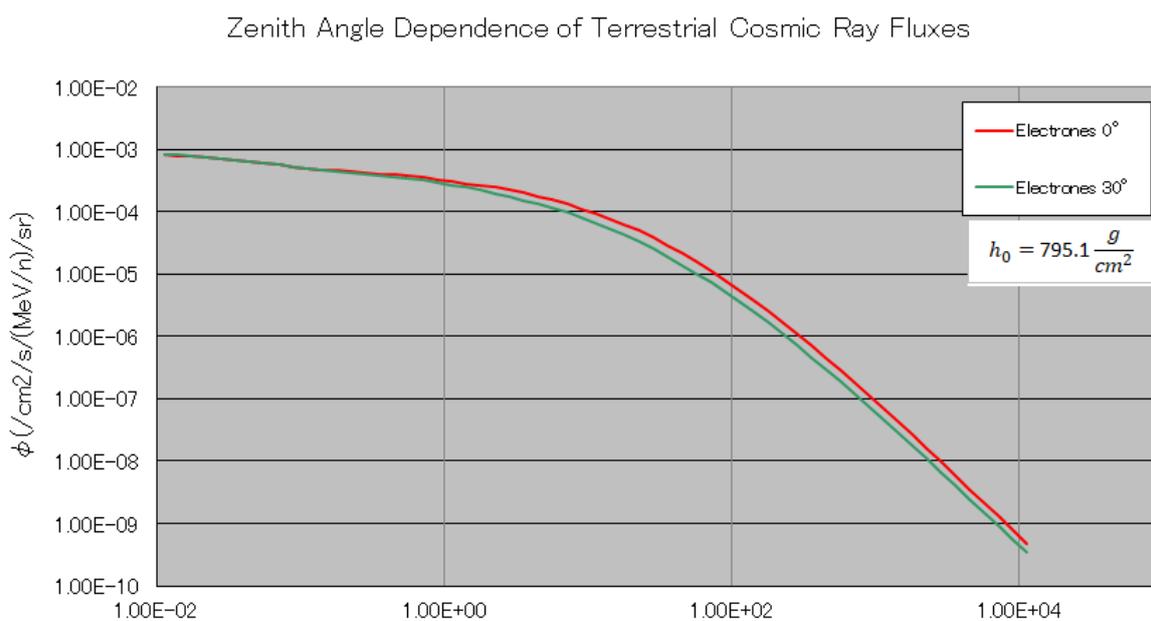


Figura 5.4: Flujo de electrones para diferentes ángulos respecto al cenit.[19]

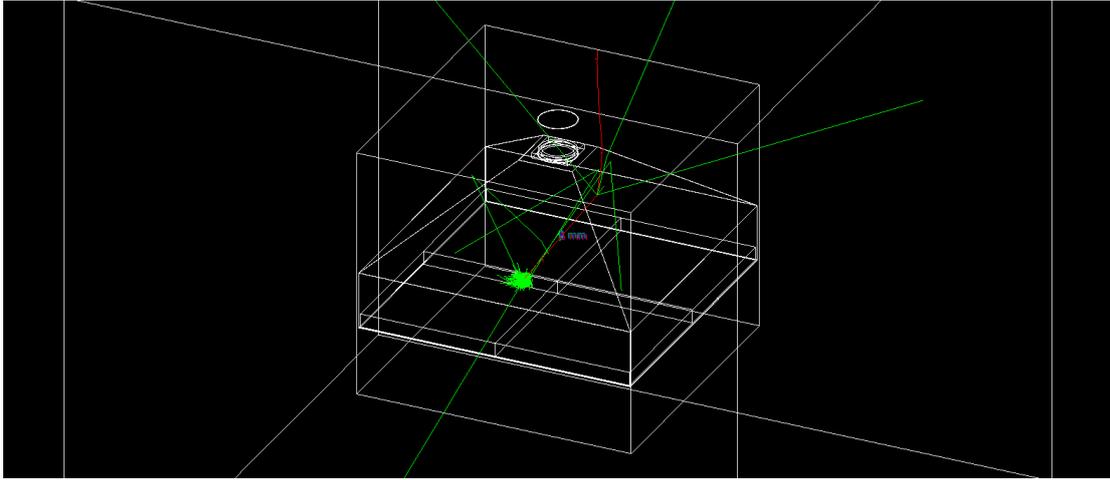


Figura 5.5: Vista lateral de la réplica realizada a través de GEANT4 de uno de los detectores del telescopio de muones de CU.

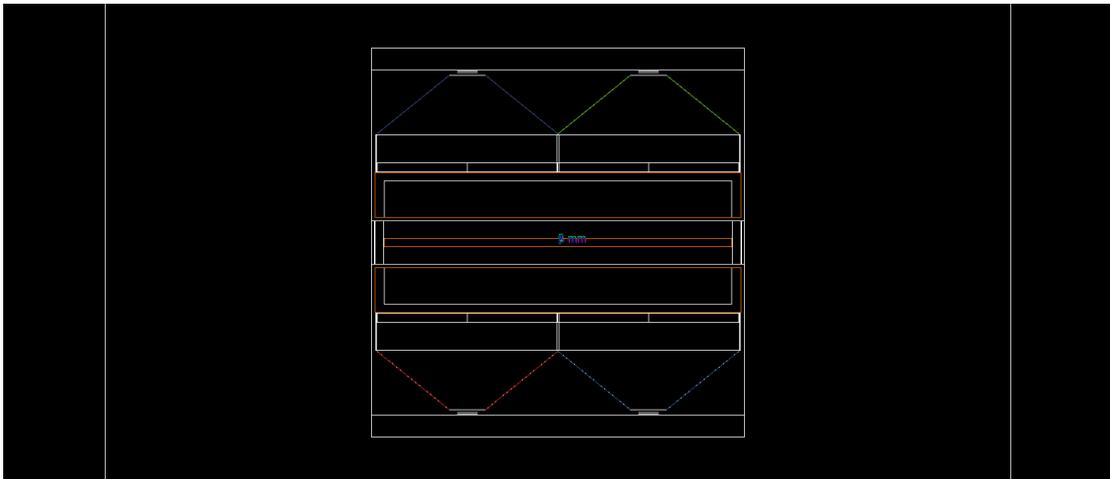


Figura 5.6: Vista frontal de la réplica del telescopio de muones hecha por medio de GEANT4.

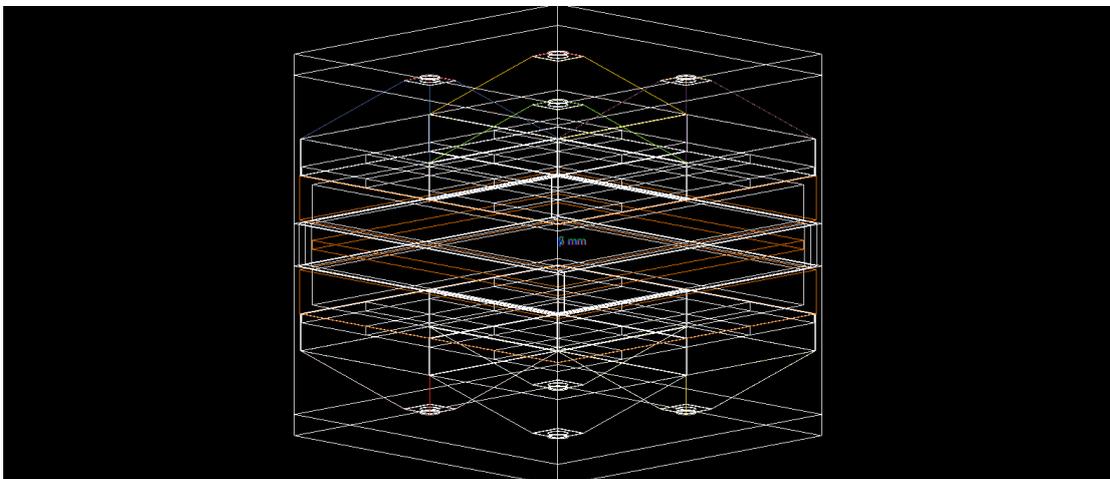


Figura 5.7: Vista lateral de la réplica del telescopio de muones elaborada mediante GEANT4.

---

# Resultados

---

Como primer resultado presentamos la multiplicidad del telescopio al paso de dos especies de partículas (electrones y muones). Definiendo a la multiplicidad como el número de partículas (fotones), detectados por los PMTs, del telescopio en respuesta al paso de un flujo de partículas ionizantes con una determinada energía dentro del telescopio.

Los resultados de la multiplicidad se muestran por medio de gráficas donde se representan el número de fotones generados en función de la energía de las partículas incidentes, para muones negativos y para electrones. Estos resultados vienen acompañados por los cuadros 6.1, 6.2 y 6.3 donde se presenta la multiplicidad promedio obtenida para cada plástico en diferentes direcciones.

Por otra parte, a través los cuadros 6.4 y 6.5 se presentan las eficiencias de detección calculadas para muones, en cada uno de los plásticos y las diferentes direcciones, respectivamente; mientras que en los cuadros 6.6 y 6.7 se presentan las eficiencias calculadas para electrones en plásticos y cada una de las componentes direccionales.

Por último, con los anteriores resultados se calculó el porcentaje de contaminación por electrones para el Tmu.

## 6.1. Multiplicidad del Tmu

Las gráficas de la multiplicidad del telescopio se obtuvieron por medio de los datos generados a través del programa de simulación desarrollado por medio de GEANT4. Cada una de las gráficas muestra el número de fotones registrados por los PMTs del telescopio en respuesta al flujo de 10000 partículas, tanto muones negativos como electrones, de manera independiente, las cuales fueron inyectadas en función de su energía y elegidas aleatoriamente del programa EXPACS por medio de nuestra simulación. En el caso de los muones, se realizó la simulación para los ángulos cenitales de 0, 15, 30 y 45°, mientras que en electrones la simulación fue para ángulos cenitales de 0 y 30°. El resto de las gráficas se encuentran en el apéndice A.

### 6.1.1. Multiplicidad en muones

La multiplicidad obtenida para muones, por medio de esta simulación, muestra la respuesta en el número de fotones detectados por los PMTs como respuesta del flujo aleatorio de muones negativos, tomados del programa EXPACS (ver figura 5.3).

En las figuras 6.1 y 6.2 se presentan las gráficas obtenidas para la multiplicidad de fotones en respuesta al flujo de muones con un ángulo de incidencia cenital de 0°. De estas gráficas podemos observar como en el plástico S1 (Superior 1) la respuesta de este plástico comienza a partir de aquellos muones con 30 MeV de energía, mientras que para el plástico I1 (Inferior 1) la respuesta comienza a partir de los 100 MeV de energía.

Como se puede observar en las gráficas obtenidas para los diferentes ángulos de incidencia( 15°, 30° y 45°), este mismo resultado se presenta de manera consistente en la respuesta de detección para cada plástico (ver Apéndice A).

Esta diferencia energética en la respuesta de los plásticos superiores e inferiores se debe a los 5 cm plomo que forman parte del productor del monitor de neutrones. Lo cual nos lleva a confirmar que el plomo bloquea todos aquellos muones con una energía menor que 100 MeV.

Por lo que podemos establecer un umbral energético para los plásticos superiores de 30 MeV y de 100 MeV para los plásticos inferiores. Este umbral para los plásticos superiores se confirma en la figura 6.10 correspondiente a la multiplicidad de la componente superior, la cual corresponde a la suma de los plásticos superiores.

Tanto en el caso de los plásticos superiores como inferiores, se puede observar que después de cada umbral, el número de fotones registrados se mantiene constante y no aumenta con respecto a la energía de los muones incidentes. Lo cual es un resultado consistente con la pérdida de energía por ionización para partículas cargadas en medios materiales. Ya que el espesor del plástico centellador no permite que se produzcan un mayor número de fotones, dando como resultados que todos aquellos muones altamente energéticos que lo atraviesan generaran una respuesta homogénea en la cantidad de fotones producidos. En el caso del plástico S1, la multiplicidad promedio es de  $240 \pm 74$  fotones. Mientras que para el plástico I1 la multiplicidad promedio es de  $241 \pm 98$  fotones.

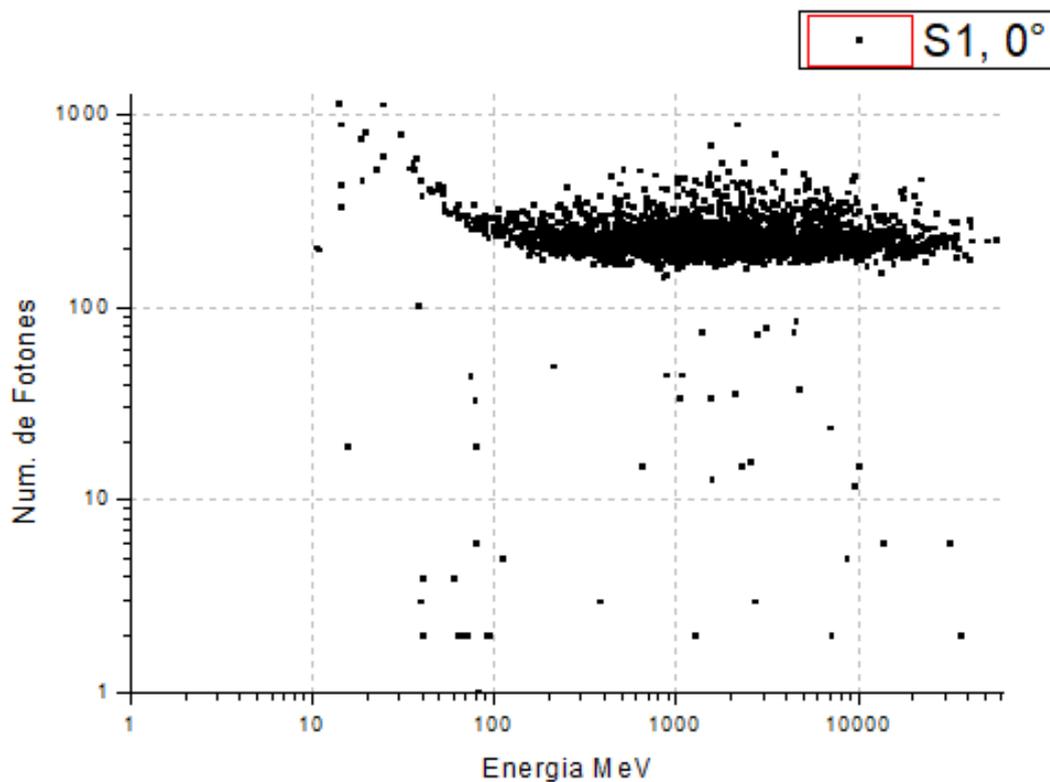


Figura 6.1: Multiplicidad de muones para el plástico S1 a 0°.

En el cuadro 6.1 se muestra la multiplicidad promedio para cada plástico con respecto al flujo de muones a diferentes ángulos de incidencia cenital.

Se puede observar como la multiplicidad promedio de cada plástico crece a medida que aumenta el ángulo de incidencia cenital, esto se debe a que al aumentar el ángulo de incidencia, aumenta directamente el espesor del plástico centellador que tienen que atravesar los muones, lo que permite una mayor producción de fotones.

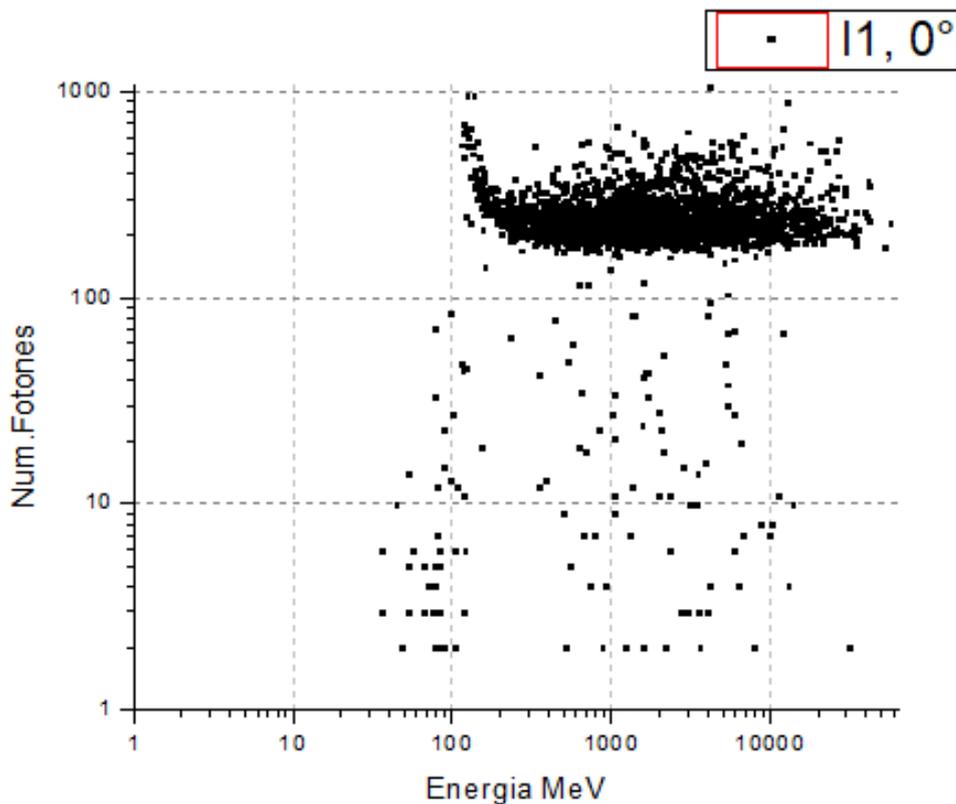


Figura 6.2: Multiplicidad de muones para el plástico II a  $0^\circ$ .

Plástico	$0^\circ$	$15^\circ$	$30^\circ$	$45^\circ$
S1	$240 \pm 74$	$241 \pm 79$	$263 \pm 87$	$322 \pm 114$
S2	$237 \pm 76$	$242 \pm 78$	$265 \pm 92$	$320 \pm 114$
S3	$237 \pm 82$	$240 \pm 80$	$264 \pm 86$	$317 \pm 109$
S4	$238 \pm 75$	$242 \pm 78$	$269 \pm 97$	$314 \pm 116$
I1	$241 \pm 98$	$241 \pm 99$	$271 \pm 145$	$294 \pm 155$
I2	$238 \pm 124$	$242 \pm 107$	$272 \pm 173$	$301 \pm 160$
I3	$237 \pm 107$	$245 \pm 103$	$269 \pm 123$	$291 \pm 146$
I4	$241 \pm 114$	$246 \pm 128$	$268 \pm 110$	$301 \pm 166$

Cuadro 6.1: Multiplicidad promedio para muones a diferentes ángulos de incidencia.

En las figuras 6.3-6.8 se presentan las gráficas de la multiplicidad en muones obtenidas para las diferentes componentes direccionales a un ángulo de incidencia cenital de  $0^\circ$ . En ellas podemos notar como la multiplicidad de las direcciones norte, sur, este y oeste, se ven claramente disminuidas, en relación a las gráficas obtenidas para los plásticos. Este fenómeno se debe a que, como se muestra en el cuadro 4.1, estas componentes direccionales involucran la coincidencia entre los fotones producidos en plásticos superiores e inferiores, lo cual disminuye drásticamente la cantidad de fotones detectados.

La multiplicidad promedio en las componentes direccionales se muestran en el cuadro 6.2. En él se observa como la multiplicidad promedio aumenta proporcionalmente con el ángulo de incidencia de las partículas para todas las componentes direccionales, lo cual coincide con el aumento de la multiplicidad promedio de los plásticos, ya que la generación de fotones se ve favorecida por el aumento en el espesor del plástico que tienen que atravesar las partículas al crecer el ángulo de incidencia.

Dirección	0°	15°	30°	45°
Norte	306 ± 222	467 ± 140	538 ± 234	642 ± 169
Sur	287 ± 119	486 ± 164	548 ± 143	636 ± 239
Este	275 ± 146	472 ± 163	538 ± 140	629 ± 231
Oeste	271 ± 132	460 ± 143	541 ± 169	630 ± 176
Vertical	488 ± 121	497 ± 114	548 ± 146	692 ± 235
Superior	242 ± 72	247 ± 71	273 ± 75	330 ± 100

Cuadro 6.2: Multiplicidad promedio para muones en direcciones a diferentes ángulos de incidencia.

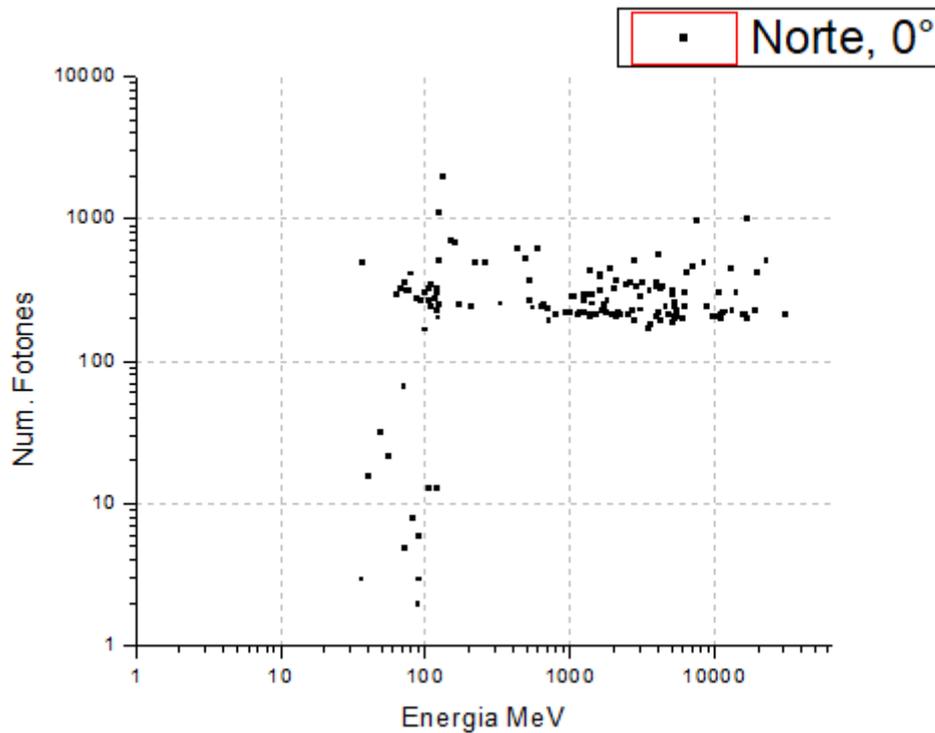


Figura 6.3: Multiplicidad para muones en la dirección Norte a 0°.

### 6.1.2. Multiplicidad en electrones

Del mismo modo como se obtuvo la multiplicidad para muones, obtuvimos la multiplicidad para electrones al considerar la respuesta de los PMTs al paso del flujo de electrones, producido por medio del programa EXPACS, el cual tiene un rango energético entre los 0.01 MeV y los 10000 MeV (ver figura 5.4).

En las figuras 6.9 y 6.10 se presentan las gráficas de la multiplicidad de electrones para el plástico S3 (superior 3) e I3 (inferior 3) con un ángulo de incidencia cenital de 0°. Las gráficas correspondientes a la multiplicidad para el ángulo de incidencia de 30° se muestran en el apéndice A.

En el caso del plástico S3, figura 6.9, podemos observar como la respuesta de la multiplicidad crece de manera proporcional desde 1 MeV hasta los 20 MeV, para después permanecer constante respecto a la energía de los electrones incidentes. Este fenómeno se debe a que, a aproximadamente a los 12 MeV, el espesor del plástico centellador no permite que se produzca un mayor número de fotones. Siendo solamente el 8.9% de los electrones inyectados los que producen la multiplicidad correspondiente al rango energético de 1 MeV a 20 MeV.

En la figura 6.10 se observa la multiplicidad para el detector I3, donde se muestra prácticamente una nula respuesta en la multiplicidad para los electrones inyectados dentro del rango de energía comprendido entre

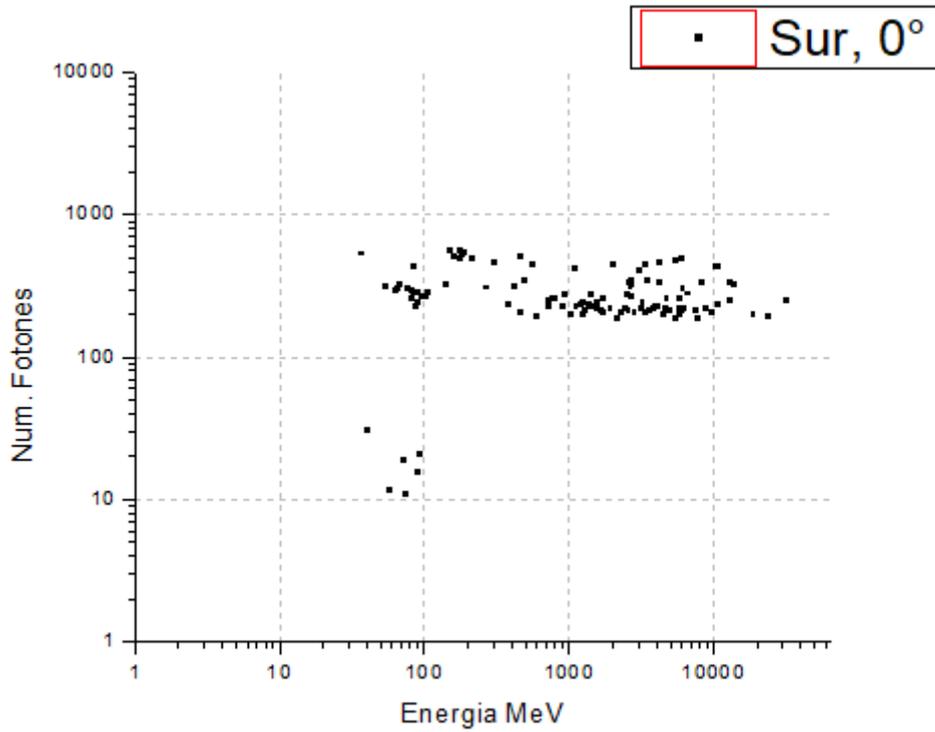


Figura 6.4: Multiplicidad para muones en la dirección Sur a  $0^\circ$ .

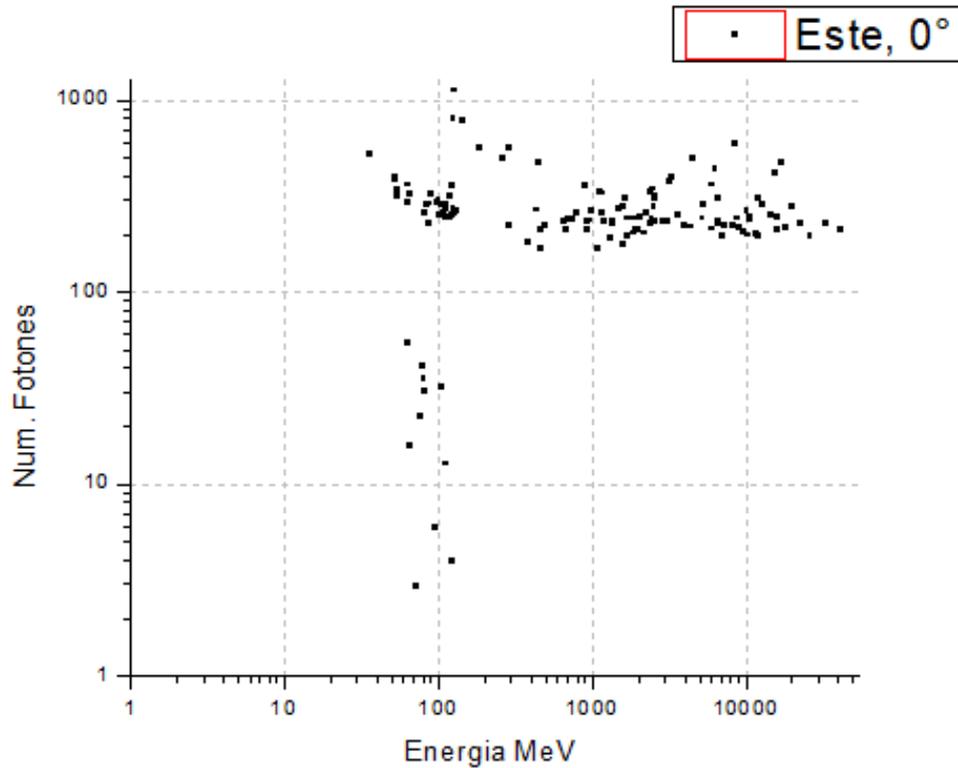


Figura 6.5: Multiplicidad para muones la dirección Este a  $0^\circ$ .

1 MeV y 10 MeV, esto se debe a que el plomo del propio telescopio bloquea el flujo de electrones comprendido en este rango energético, comenzando la respuesta del detector a partir de los 10 MeV. Esta misma gráfica es

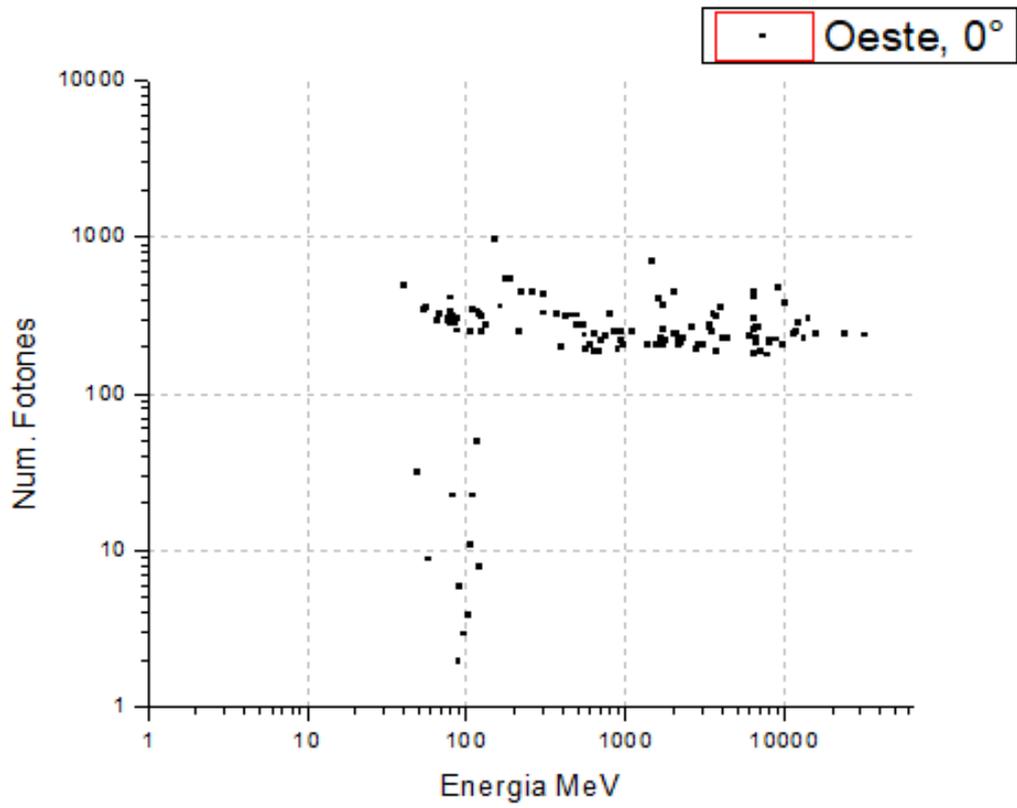


Figura 6.6: Multiplicidad para muones en la dirección Oeste a 0°.

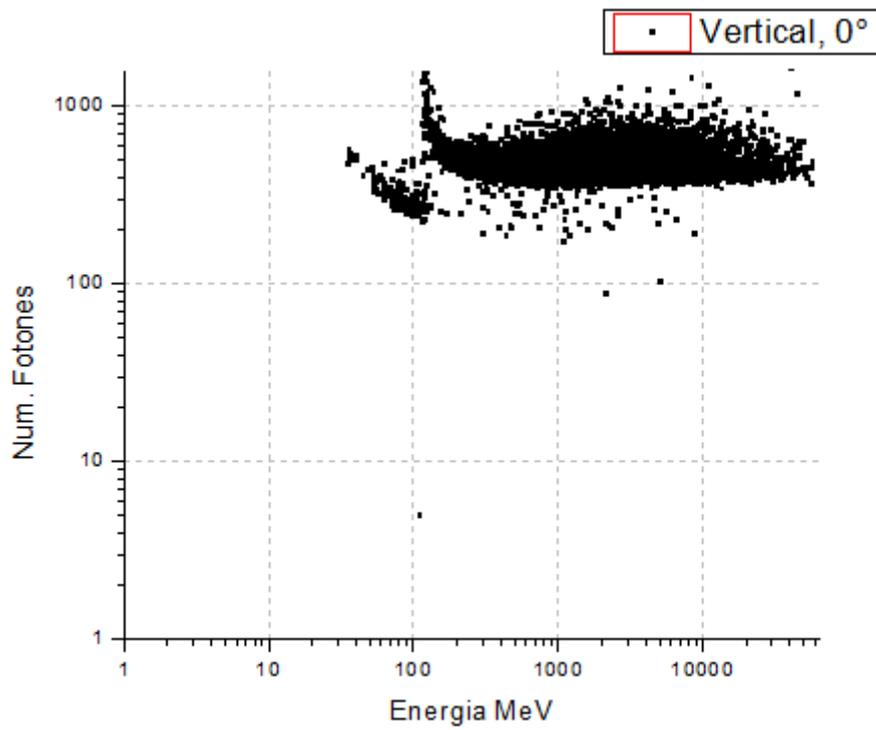


Figura 6.7: Multiplicidad para muones en la dirección Vertical a 0°.

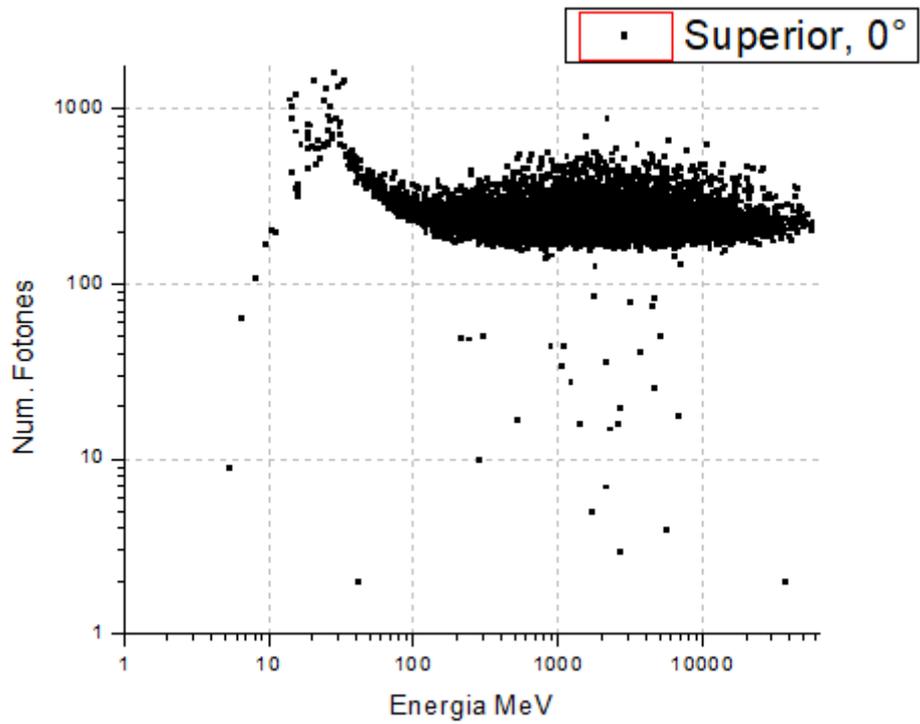


Figura 6.8: Multiplicidad para muones en la dirección Superior a 0°.

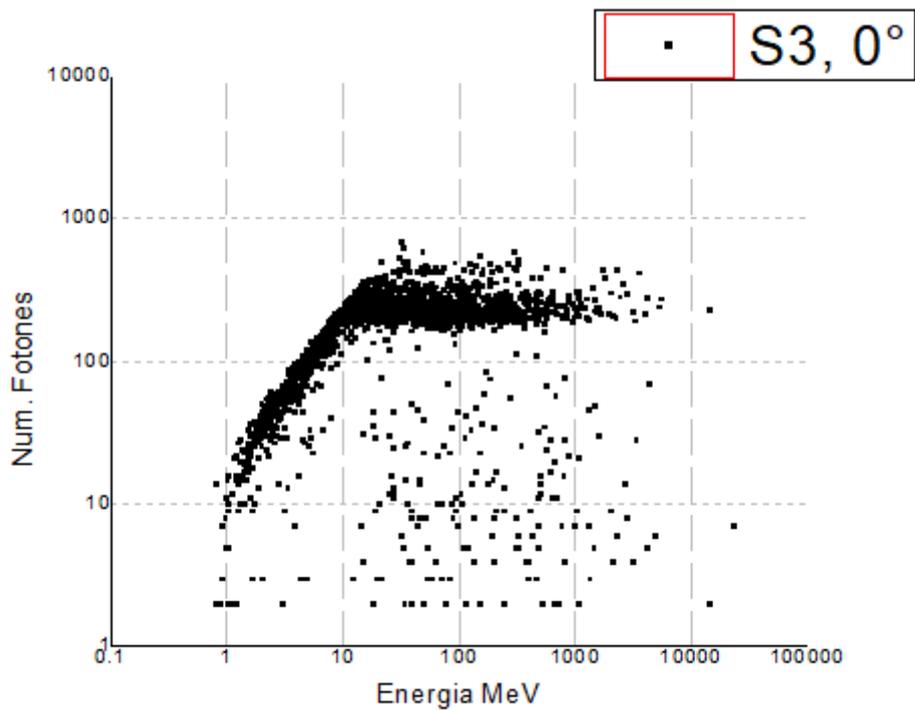


Figura 6.9: Multiplicidad de electrones para el plástico S3 a 0°.

un ejemplo muy ilustrativo del alto nivel de dispersión en la multiplicidad que presentan los electrones en los plásticos inferiores.

En las figuras 6.11, 6.12, 6.13 y 6.14 se muestran las gráficas correspondientes a la multiplicidad para las direcciones norte, sur, este y oeste respectivamente. En las gráficas se observa que mantienen una alta dispersión, así como el rango energético de respuesta de los plásticos inferiores. Al ser estas componentes el producto de la coincidencia entre plásticos superiores e inferiores.

En las gráficas correspondientes a la multiplicidad, las componentes vertical y superior aparecen en las figuras 6.15 y 6.16, donde notamos que para la componente vertical la multiplicidad se concentra entre los 10 y 1000  $MeV$ . También se observa un aumento en la multiplicidad proporcional con la energía para aquellos electrones cuya energía rebasa los 1000  $MeV$ , los cuales provienen de la suma de los fotones generados en los plásticos inferiores. Esto indica que los electrones altamente energéticos logran atravesar el plomo para llegar a producir ionización en los plásticos inferiores y generar un gran número de fotones en ellos. La componente superior, al ser la suma de los cuatro plásticos superiores refleja claramente el comportamiento mostrado en la multiplicidad y confirma el comportamiento descrito anteriormente para el plástico S3.

La multiplicidad promedio para electrones en los plásticos se presentan en el cuadro 6.3. En el podemos notar como la multiplicidad de los electrones no crece significativamente al variar el ángulo de incidencia, como en el caso de los muones, además debemos resaltar que los plásticos inferiores presentan una dispersión muy grande, lo cual se debe a que los electrones por debajo de 10  $MeV$  son bloqueados por el plomo del telescopio, permitiendo que solamente aquellos electrones con una energía por encima de 10  $MeV$  produzcan fluorescencia dentro de los plásticos. En la figura 5.4, observamos que el flujo de estos electrones es muy pobre y decrece al aumentar la energía.

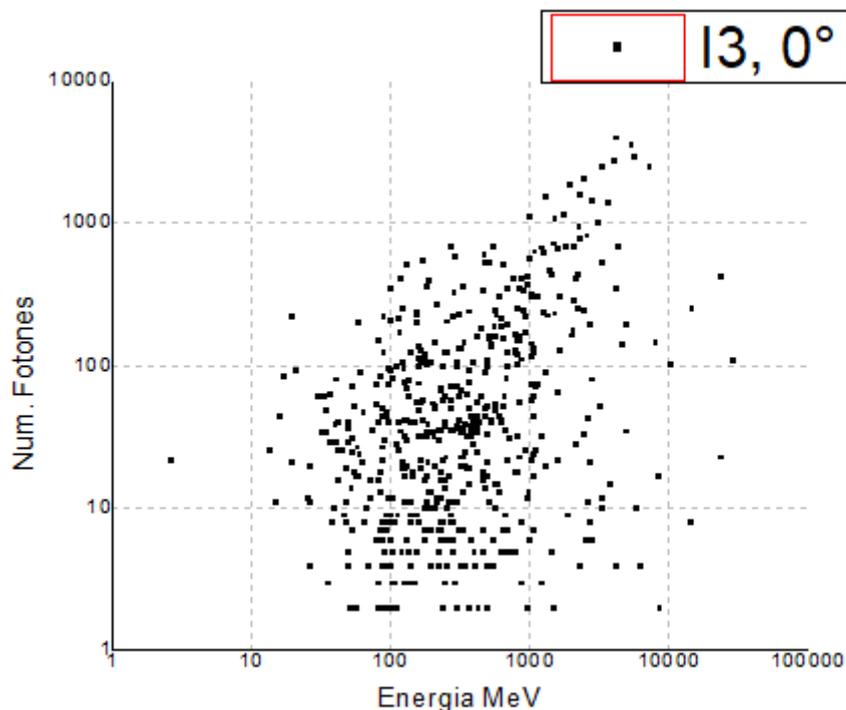


Figura 6.10: Multiplicidad de electrones para el plástico I3 a  $0^\circ$ .

Plástico	0°	30°
S1	189 ± 103	200 ± 121
S2	186 ± 100	199 ± 121
S3	187 ± 103	199 ± 123
S4	190 ± 101	200 ± 124
I1	207 ± 958	229 ± 1172
I2	234 ± 1155	192 ± 877
I3	165 ± 592	190 ± 773
I4	195 ± 869	165 ± 614

Cuadro 6.3: Multiplicidad promedio para electrones en plásticos para los ángulos de incidencia cenital de 0 y 30°.

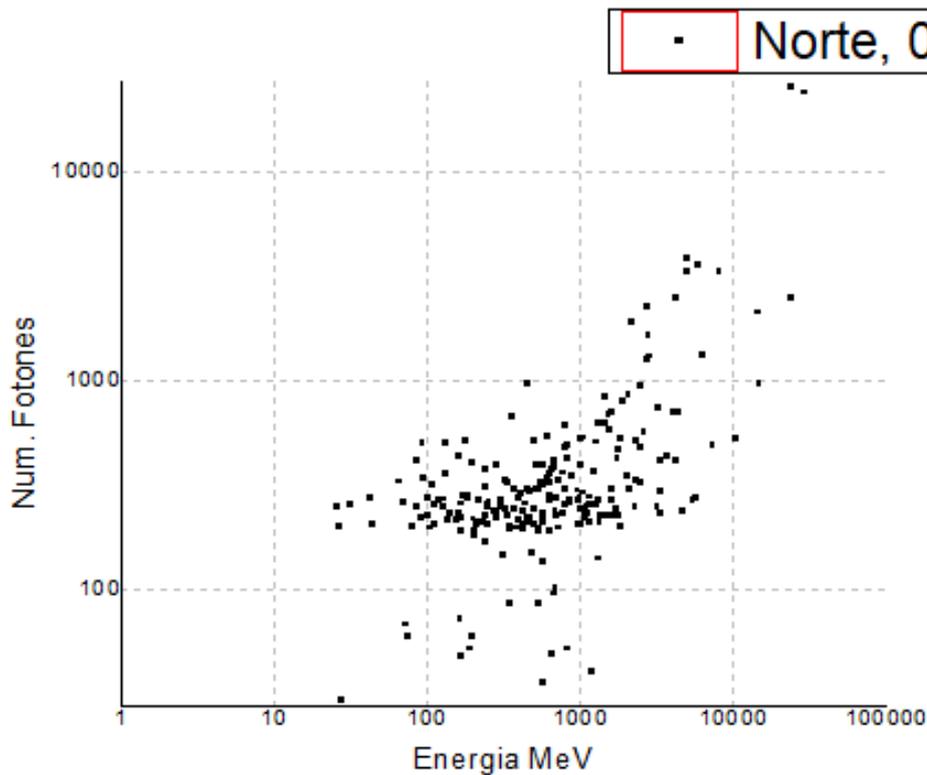


Figura 6.11: Multiplicidad para electrones en la dirección Norte a 0°.

## 6.2. Eficiencia del Tmu

Las eficiencias absolutas (Secc 2.1.4) , presentadas en esta sección se calcularon para cada uno de los plásticos, así como para cada una las componentes direcciones del telescopio. Estas eficiencias son el producto de considerar los resultados arrojados por nuestra simulación para la multiplicidad del detector al paso del flujo de muones negativos y electrones, proporcionado por EXPACS, y el número total partículas empleadas en la simulación.

### 6.2.1. Eficiencia para muones

En el cuadro 6.4 se presentan las eficiencias para los plásticos individuales, obtenidas en muones negativos para ángulos de incidencia cenital de 0, 15, 30 y 45°.

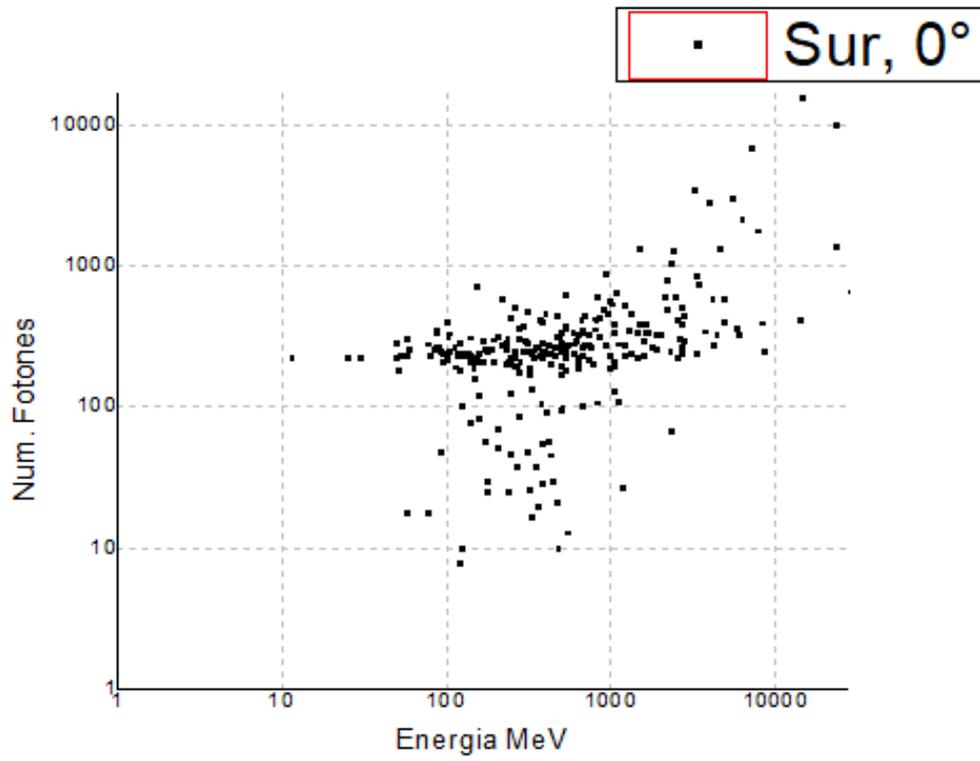


Figura 6.12: Multiplicidad para electrones en la dirección Sur a  $0^\circ$ .

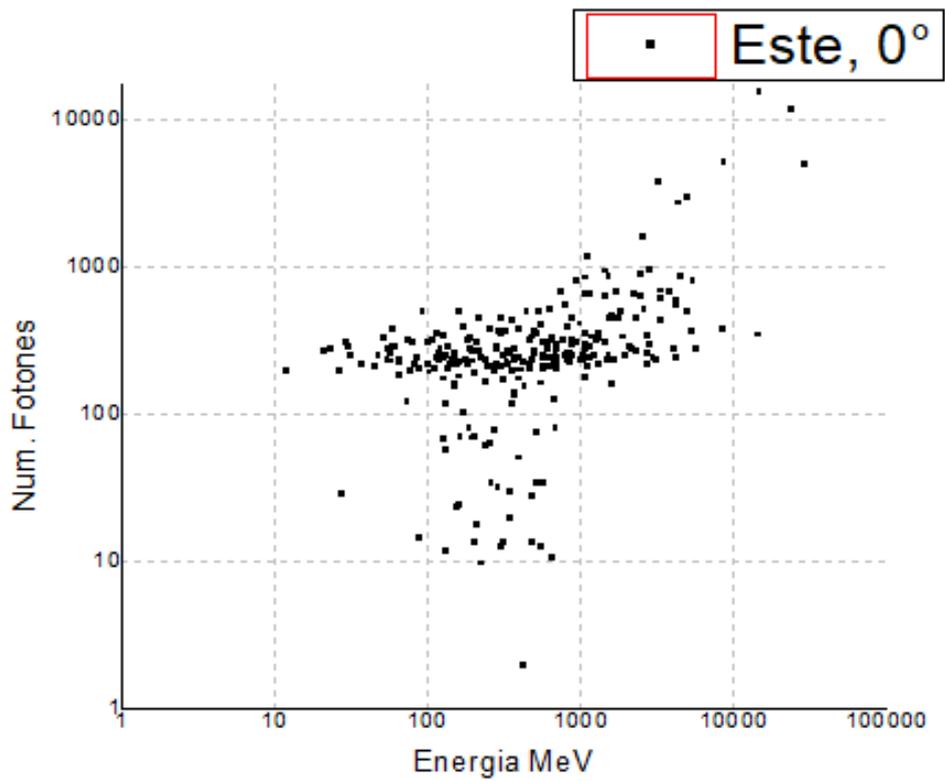


Figura 6.13: Multiplicidad para electrones la dirección Este a  $0^\circ$ .

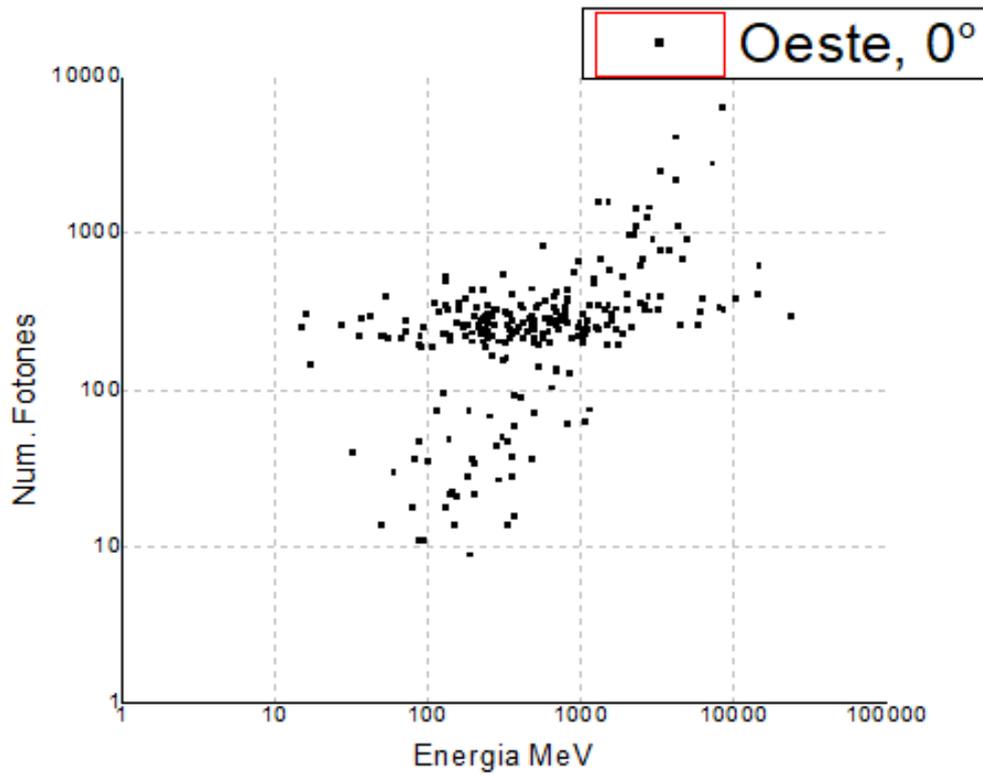


Figura 6.14: Multiplicidad para electrones en la dirección Oeste a 0°.

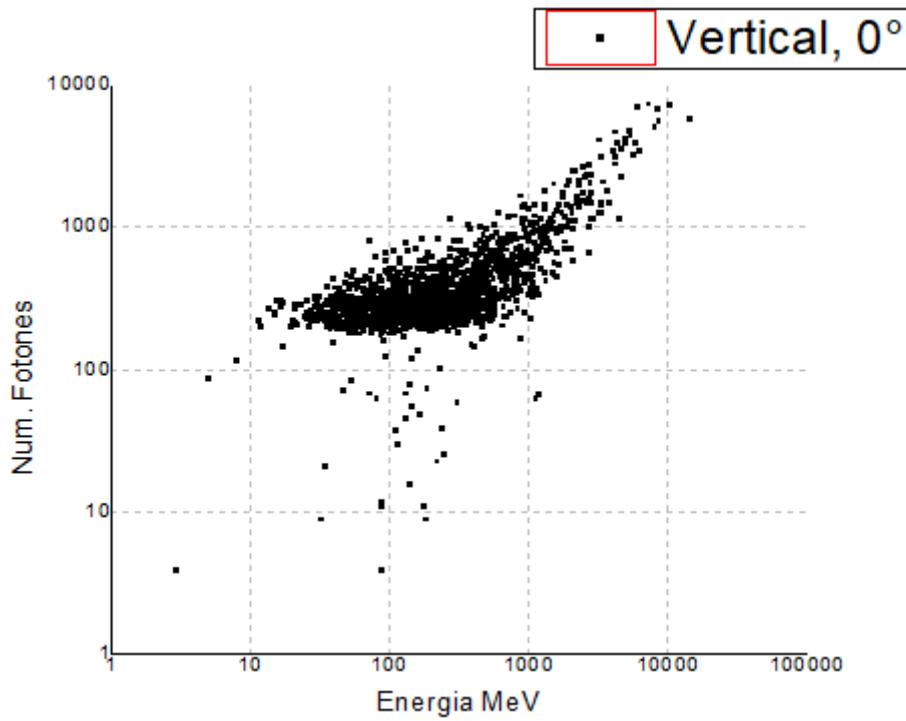


Figura 6.15: Multiplicidad para electrones en la dirección Vertical a 0°.

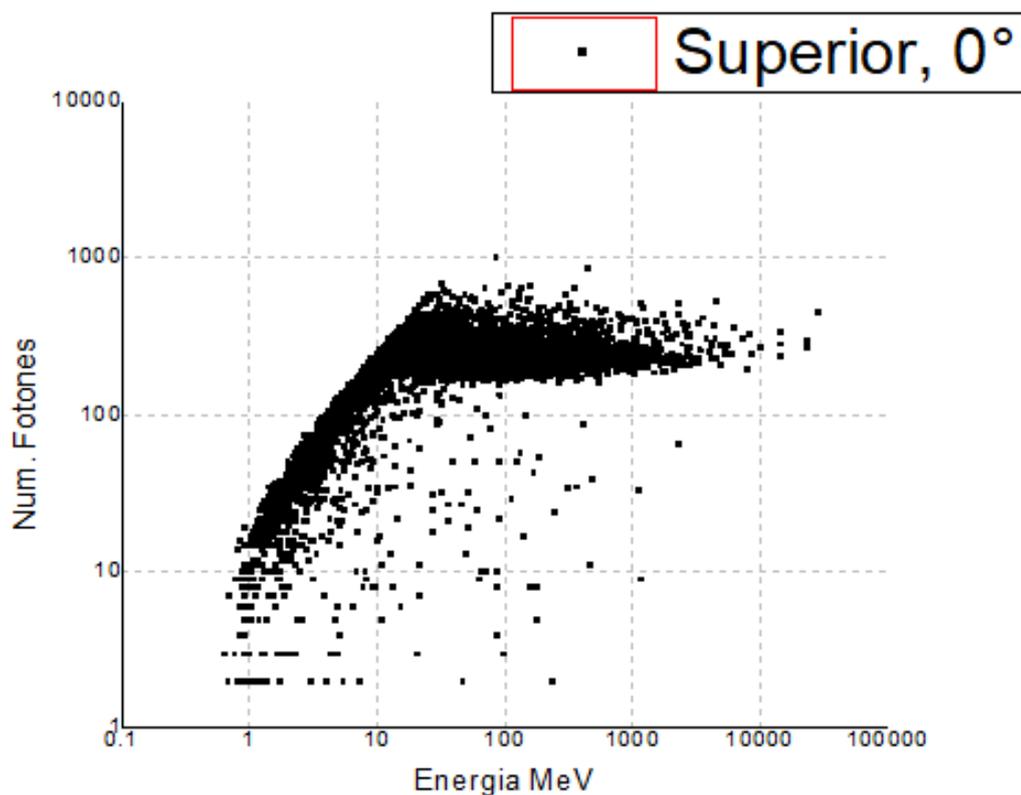


Figura 6.16: Multiplicidad para electrones en la dirección Superior a 0°.

En el podemos observar como aumenta la eficiencia de los plásticos superiores al aumentar el ángulo de incidencia cenital, lo cual se debe a que al crecer el ángulo de incidencia, aumenta proporcionalmente el espesor del plástico centellador que los muones tienen que atravesar; de este modo, se favorece la generación de fotones por ionización (Secc 1.3). La eficiencia de los plásticos superiores para ángulos de 0, 15 y 30° supera el 20 %, teniendo una eficiencia promedio de 24.4 % a los 0°, 25.5 % a los 15°, 28.6 % a los 30°. Mientras que a los 45° la eficiencia supera el 35 % en todos los plásticos, presentando una eficiencia promedio de 36.4 %.

Para los plásticos inferiores, a los ángulos de incidencia de 0 y 15°, las eficiencias promedio fueron de 24.6 % a los 0° y de 25.2 % a los 15°. Para el ángulo de incidencia de 30° la eficiencia en todos los plásticos inferiores aumenta a un promedio de 29.0 %. Para el ángulo de incidencia de 45° la eficiencia de los plásticos inferiores llega a bajar hasta el 14.8 % en el caso particular del plástico I1, presentando los plásticos inferiores una eficiencia promedio del 15.4 %. Este fenómeno se presenta porque a los 45° los muones deben atravesar un mayor camino dentro del plomo. Lo cual hace que una parte importante del flujo de muones sean bloqueados.

Plástico	0°	15°	30°	45°
S1	25.0 %	26.4 %	29.2 %	36.3 %
S2	24.2 %	25.6 %	29.1 %	37.1 %
S3	24.0 %	24.7 %	28.2 %	36.5 %
S4	24.7 %	25.5 %	28.1 %	35.9 %
I1	25.0 %	25.7 %	29.2 %	14.8 %
I2	25.4 %	25.8 %	29.8 %	15.7 %
I3	23.8 %	24.8 %	29.0 %	15.9 %
I4	24.5 %	24.6 %	28.0 %	15.5 %

Cuadro 6.4: Eficiencias obtenidas en plásticos para muones a diferentes ángulos.

En el cuadro 6.5 se muestran las eficiencias obtenidas para las direcciones en el flujo de muones para los distintos ángulos de incidencia. En el podemos observar como las eficiencias de las componentes superior y vertical se reducen proporcionalmente conforme aumenta el ángulo de incidencia cenital. Mientras que para las direcciones norte, sur, este y oeste la eficiencia aumenta con el ángulo de incidencia para 0, 15 y 30°, para después disminuir a los 45°.

Dirección	0°	15°	30°	45°
Norte	1.4 %	10.1 %	22.9 %	10.6 %
Sur	1.1 %	10.3 %	22.6 %	10.7 %
Este	1.3 %	10.3 %	22.7 %	10.7 %
Oeste	1.2 %	10.2 %	22.9 %	10.5 %
Vertical	92.7 %	72.3 %	52.7 %	21.3 %
Superior	96.3 %	86.4 %	74.5 %	57.9 %

Cuadro 6.5: *Eficiencias obtenidas para muones en direcciones a diferentes ángulos.*

De los resultados obtenidos anteriormente, podemos resaltar que la mayor eficiencia del Tmu es para partículas que llegan de las direcciones norte, sur, este y oeste a un ángulo de incidencia cenital de 30°. Las componentes vertical y superior muestran su mayor eficiencia a los 0°.

### 6.2.2. Eficiencia para electrones

Las eficiencias obtenidas para electrones en los plásticos se muestran en cuadro 6.6. En el podemos ver como las eficiencias en los plásticos superiores aumenta con respecto al ángulo de incidencia, ya que la producción de fotones se ve favorecida por el aumento en el espesor del plástico centellador, al ser mayor el ángulo de incidencia. La eficiencia promedio fue de 23.1 % a un ángulo de incidencia de 0° y de 26.8 % a los 30°.

Mientras que para los plásticos inferiores, la eficiencia se reduce drásticamente hasta el 5 % para todos los plásticos; presentando un promedio de 5.6 % para los 0° y de 5.5 % a los 30°. La reducción en la eficiencia de los plásticos inferiores, con respecto al ángulo de incidencia se debe nuevamente a que el plomo bloquea el paso de los electrones sin importar el rango energético.

Plástico	0°	30°
S1	23.9 %	27.5 %
S2	22.9 %	27.2 %
S3	22.5 %	26.4 %
S4	23.1 %	26.3 %
I1	5.5 %	5.3 %
I2	5.5 %	5.3 %
I3	5.6 %	5.2 %
I4	5.8 %	4.8 %

Cuadro 6.6: *Eficiencias obtenidas para electrones en plásticos para ángulos de incidencia cenital de 0 y 30°.*

Por otra parte, en el cuadro 6.7 se muestran la eficiencias obtenidas en electrones para las componentes direccionales. En el se puede apreciar como para las componentes norte, sur, este y oeste la eficiencia aumenta al crecer el ángulo de incidencia cenital. Para las direcciones vertical y superior se aprecia también una disminución significativa en la eficiencia con respecto al ángulo de incidencia cenital. La mayor eficiencia para la detección de electrones por parte del Tmu es a los 30° con respecto al ángulo cenital para las direcciones norte, sur, este y oeste; mientras que para las componentes vertical y superior, la mayor eficiencia se presenta a los 0°. Estos resultados son consistentes con las eficiencias calculadas para muones.

Dirección	0°	30°
Norte	2.4 %	3.4 %
Sur	2.7 %	3.3 %
Este	2.7 %	3.3 %
Oeste	2.5 %	3.3 %
Vertical	15.6 %	8.6 %
Superior	86.1 %	69.5 %

Cuadro 6.7: Eficiencias obtenidas para electrones en direcciones a diferentes ángulos de incidencia cenital.

### 6.2.3. Contaminación por electrones para el Tmu

Ya que dentro de la radiación cósmica secundaria las partículas más abundantes a nivel del mar son los muones, debido a que alcanzan mayor profundidad atmosférica (figura 3.3). Por medio de EXPACS hemos calculado la suma en el flujo de ambas especies de partículas ( $\mu^-$  y  $e^-$ ) para la profundidad atmosférica de la CDMX ( $795.1 \text{ g/cm}^2$ ), para poder determinar el porcentaje promedio de electrones dentro del flujo de partículas que llegan al Tmu, obteniendo que el flujo de electrones es el 8.1 % del flujo de muones que llegan al Tmu.

El resultado anterior nos permite establecer el nivel de contaminación por electrones para la eficiencia de conteo del Tmu. De este modo, el porcentaje de contaminación por electrones para las componentes direccionales del Tmu es del orden de 0.2 %.

---

# Conclusiones

---

Por medio de GEANT4, se realizó la simulación de la geometría y de la respuesta del telescopio de muones al flujo de muones negativos y electrones para los ángulos de:  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  y  $45^\circ$  de incidencia cenital. La respuesta del telescopio a estos flujos de partículas se muestran por medio de las gráficas de multiplicidad presentados tanto en la sección de resultados como en el apéndice A.

Con base en los resultados, se puede establecer un umbral energético de respuesta para cada uno de los plásticos centelladores que componen al Tmu. El umbral de respuesta obtenido para muones es de  $20 \text{ MeV}$  en los detectores superiores y de  $100 \text{ MeV}$  para los detectores inferiores.

Los resultados de la simulación del flujo de electrones en el Tmu muestran que todos los plásticos superiores presentaron un aumento en la multiplicidad dentro del rango energético comprendido entre  $1$  y  $20 \text{ MeV}$  y permaneciendo constante de los  $20 \text{ MeV}$  a los  $1000 \text{ MeV}$ . Mientras que los plásticos inferiores presentan una drástica disminución en su respuesta, lo cual se atribuye a que los electrones son bloqueados por el plomo del telescopio.

Se obtuvieron las eficiencias de detección de los plásticos y las componentes direccionales del Tmu para el flujo de muones y electrones a diferentes ángulos de incidencia, los cuales aparecen en los cuadros 6.4, 6.5, 6.6 y 6.7. Encontramos que el Tmu tiene su mayor eficiencia de detección para muones y electrones a un ángulo de incidencia cenital de  $30^\circ$  en todas las componentes direccionales. Las eficiencias de detección para muones, a dicho ángulo cenital, fueron de  $22.9\%$  en las direcciones norte y oeste y de  $22.6\%$  y  $22.7\%$  en las direcciones sur y este, respectivamente. Para electrones obtuvimos una eficiencia de  $3.3\%$  en las direcciones sur, este y oeste y del  $3.4\%$  para la dirección norte.

Finalmente, obtuvimos el porcentaje de contaminación por electrones para el Tmu, el cual es del  $0.2\%$ . Lo que nos permite garantizar la detección de muones por parte de nuestro telescopio.

Con base en la simulación realizada en este trabajo, ahora se conoce la respuesta y eficiencia de detección del Tmu a el flujo de muones negativos y electrones impactados en el tope del detector a los  $0$ ,  $15$ ,  $30$  y  $45^\circ$  de incidencia cenital; además del porcentaje de contaminación en la detección de muones.

Cabe mencionar que el Tmu es parte del Observatorio de Rayos Cósmicos de la CDMX y es el único observatorio de partículas latinoamericano que pertenece al Neutron Monitor data Base (nmdb), la base de datos

de rayos cósmicos de baja energía más grande del mundo.

---

## Gráficas de multiplicidad

---

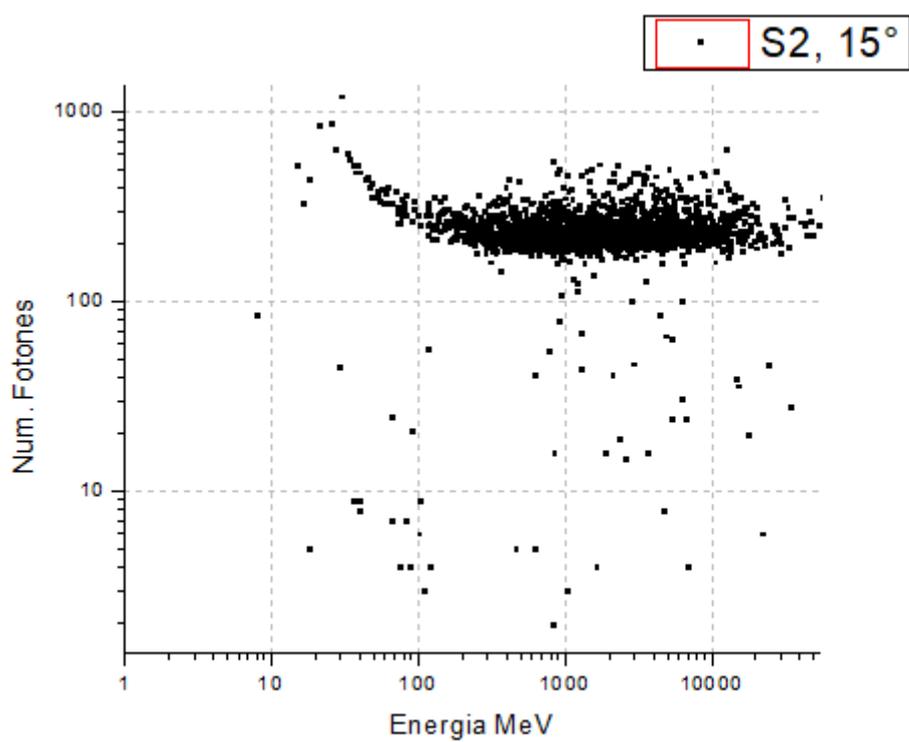


Figura A.1: *Multiplicidad para muones en el plástico S2 a 15°.*

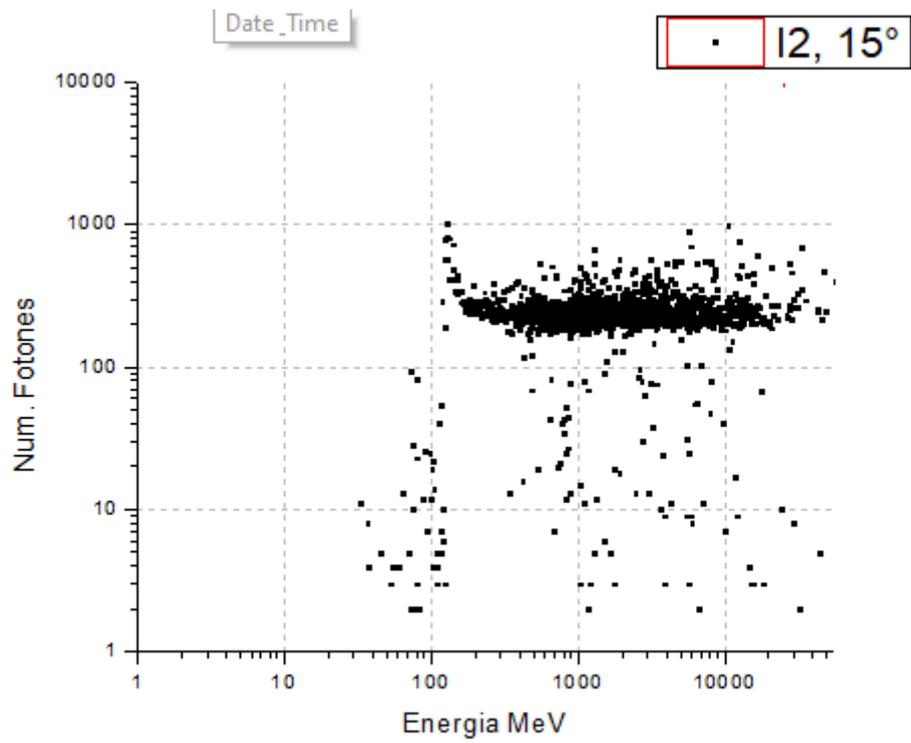


Figura A.2: Multiplicidad para muones en el plástico I2 a 15°.

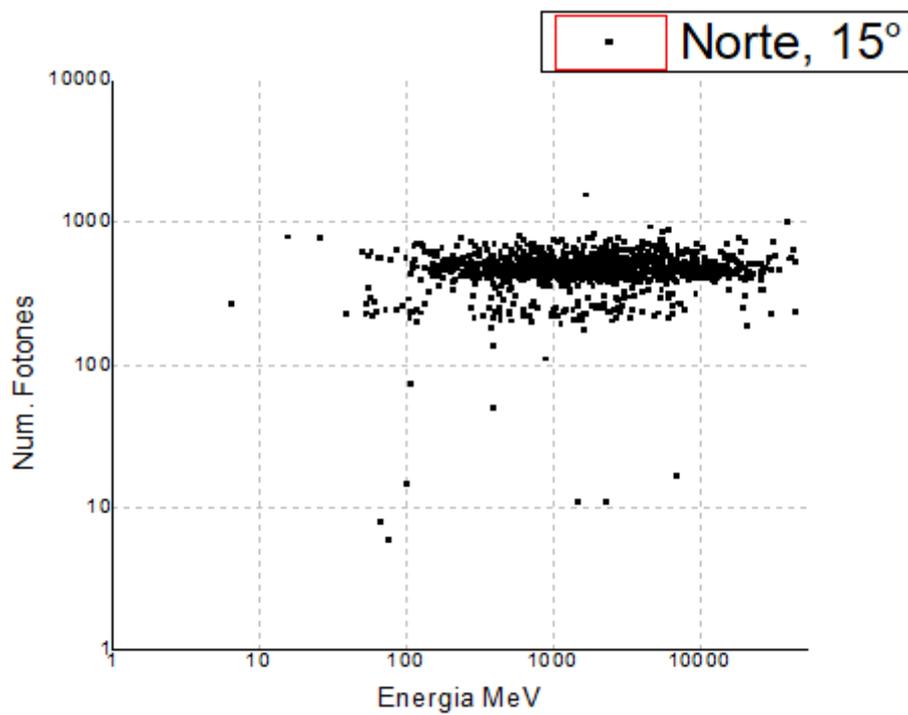


Figura A.3: Multiplicidad para muones en la dirección Norte a 15°.

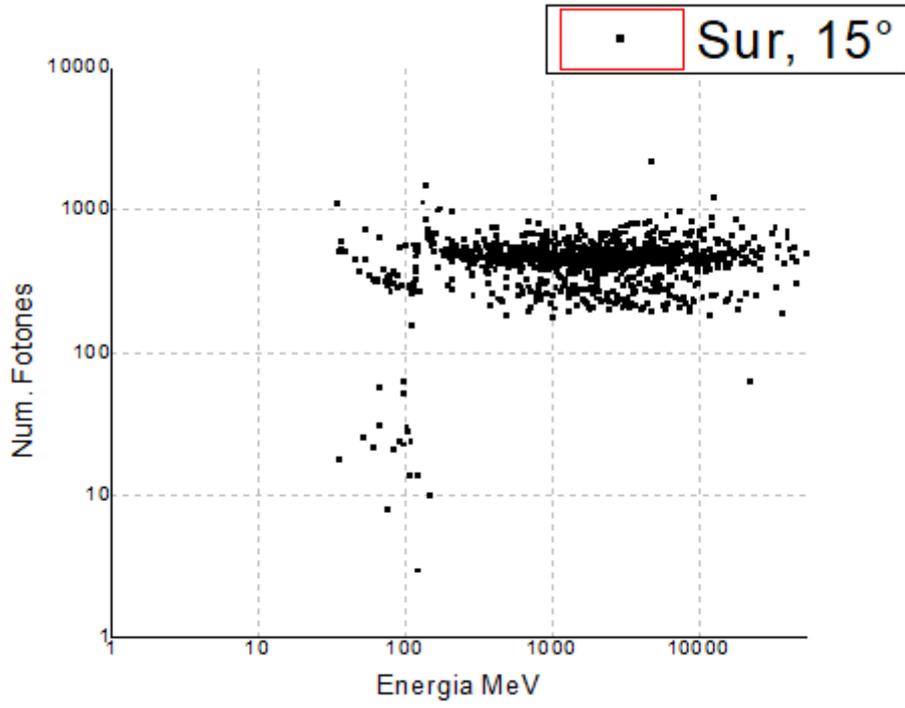


Figura A.4: Multiplicidad para muones en la dirección Sur a 15°.

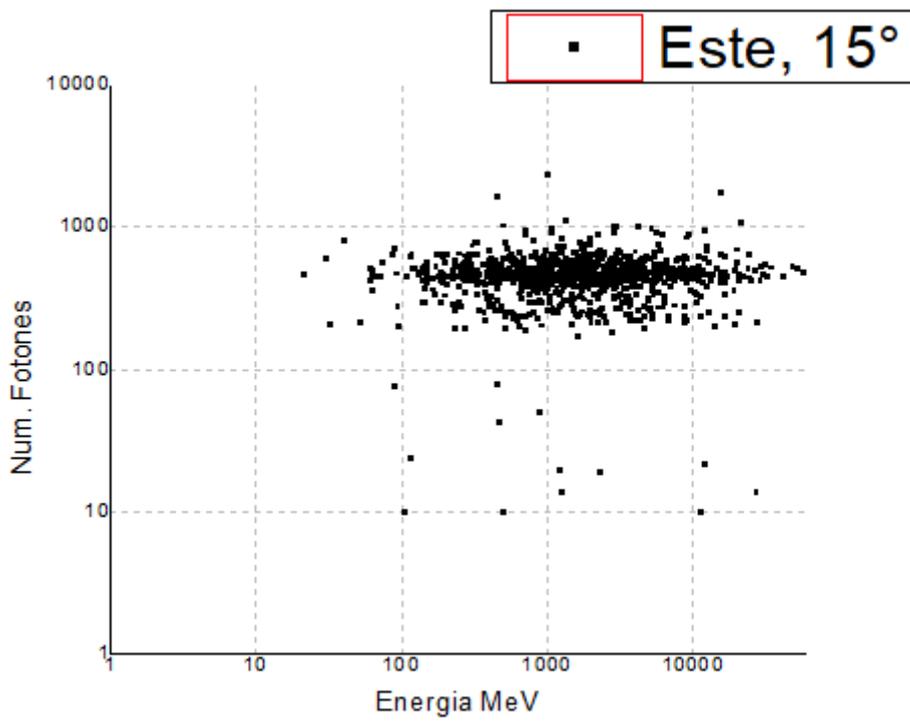


Figura A.5: Multiplicidad para muones en la dirección Este a 15°.

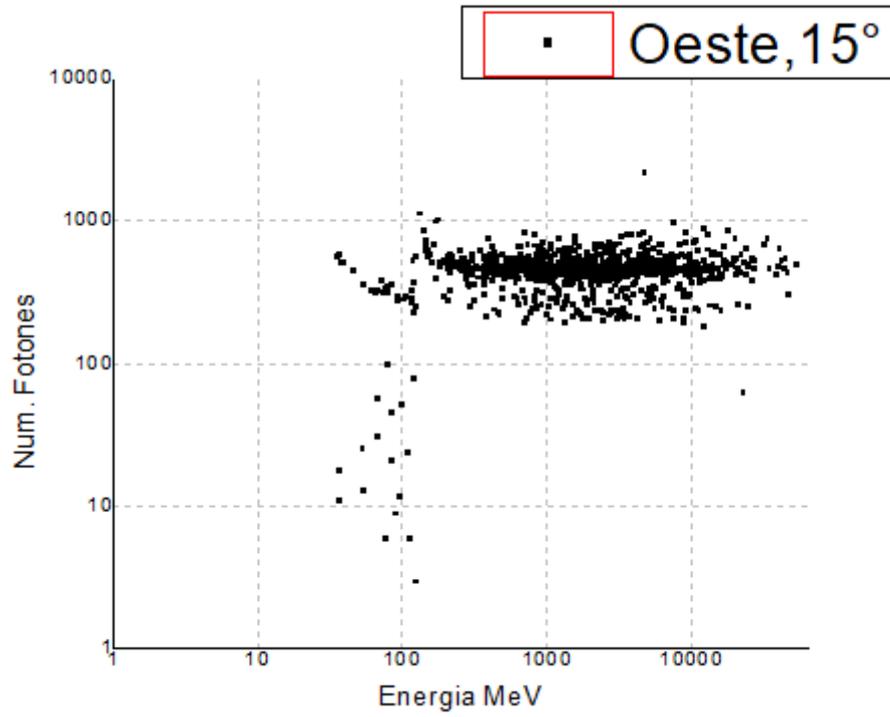


Figura A.6: Multiplicidad para muones en la dirección Oeste a 15°.

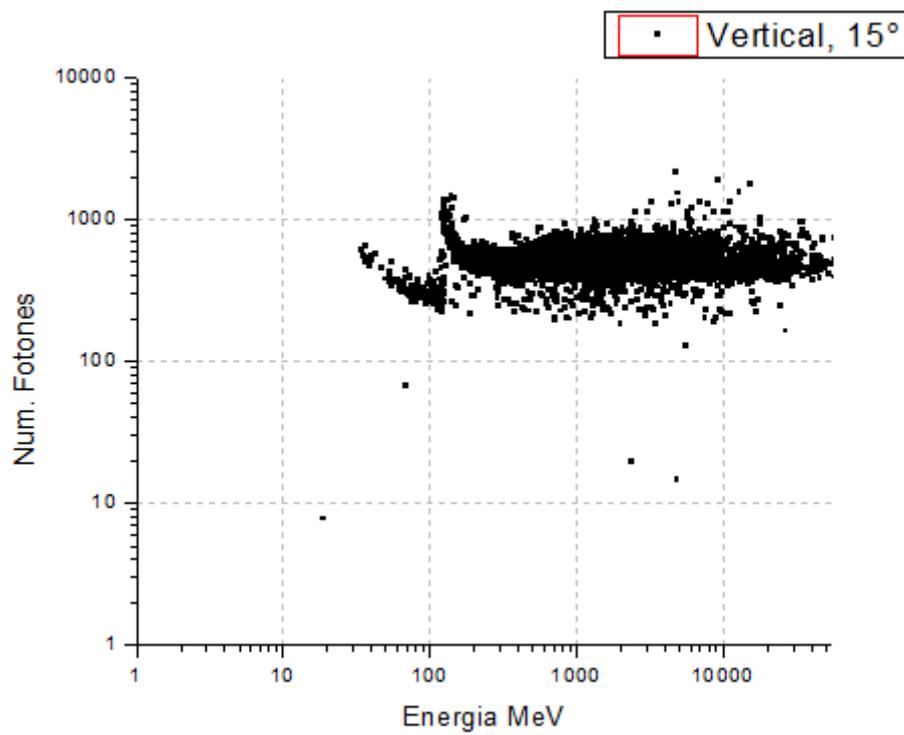


Figura A.7: Multiplicidad para muones en la dirección Vertical a 15°.

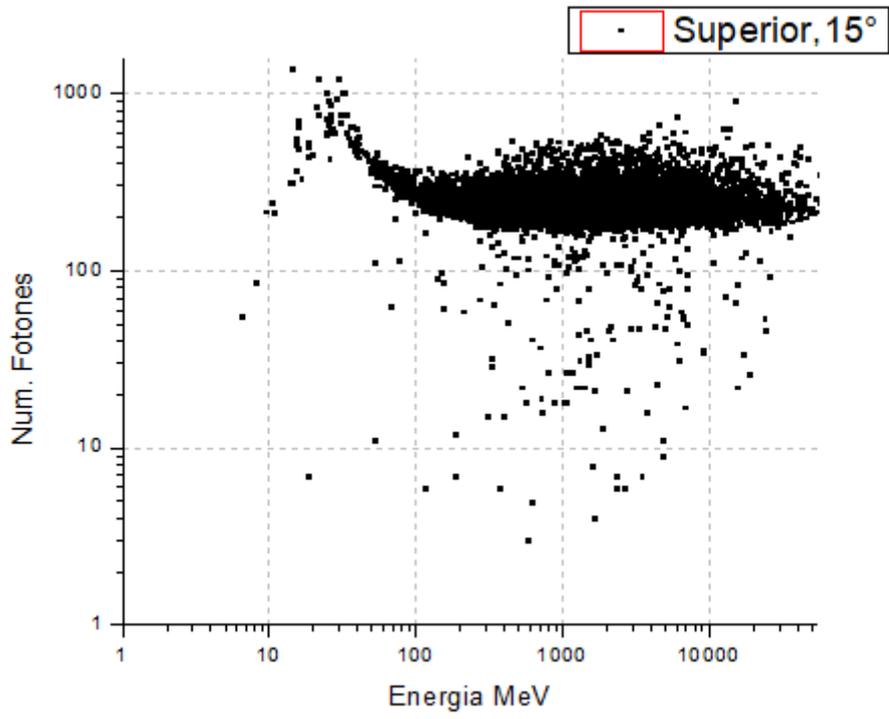


Figura A.8: Multiplicidad para muones en la dirección Superior a 15°.

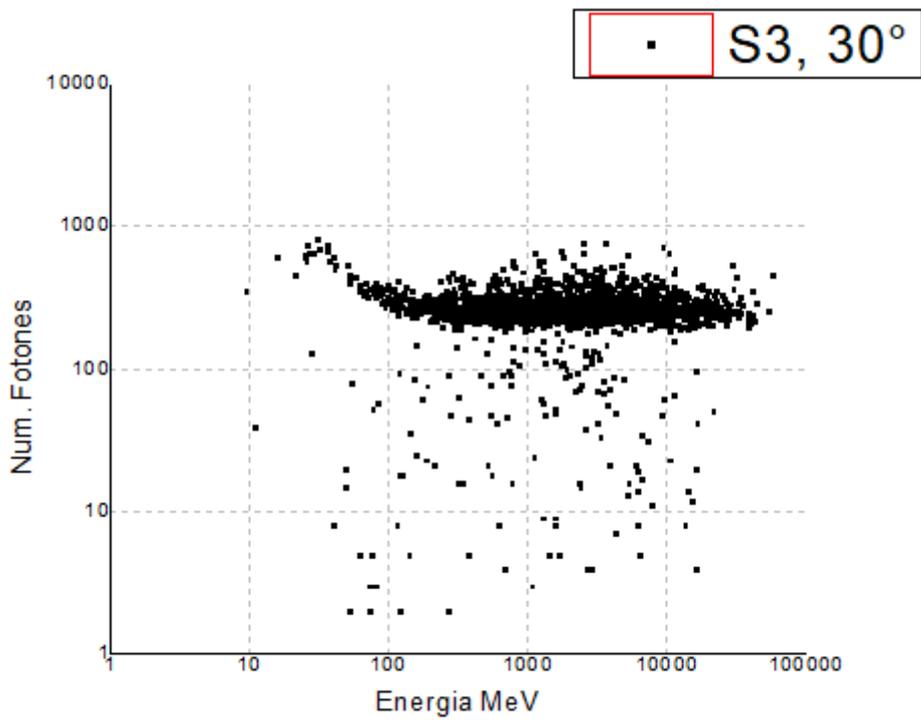


Figura A.9: Multiplicidad para muones en el plástico S3 a 30°.

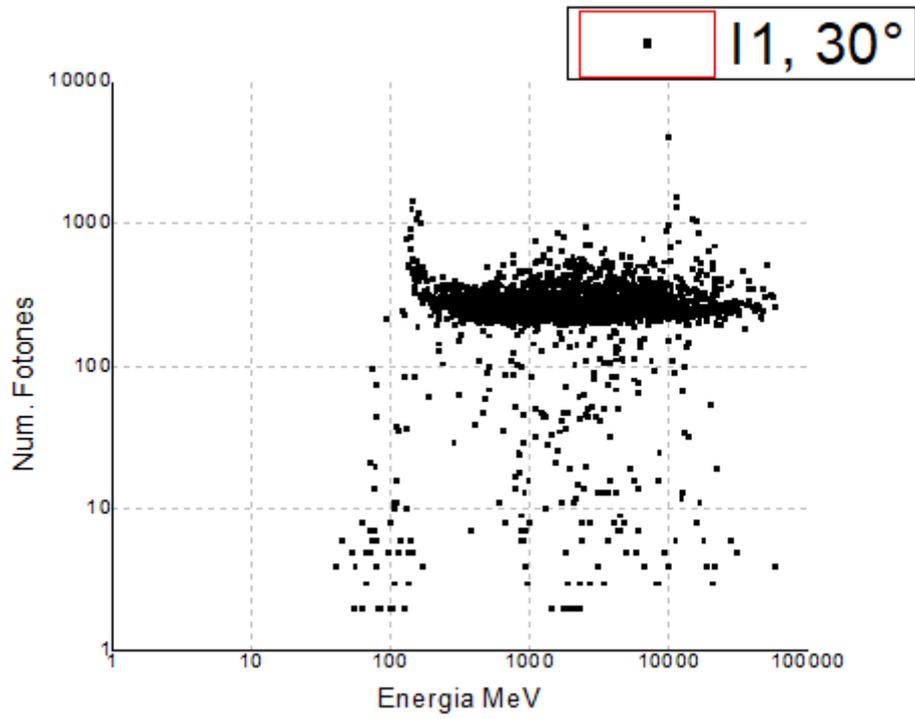


Figura A.10: Multiplicidad para muones en el plástico I3 a 30°.

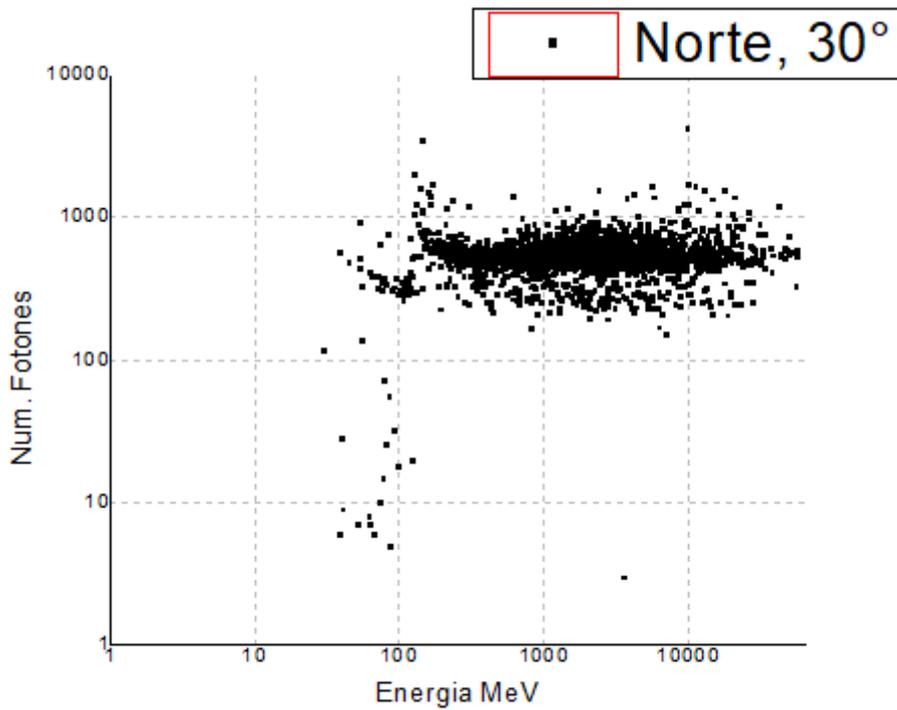


Figura A.11: Multiplicidad para muones en la dirección Norte a 30°.

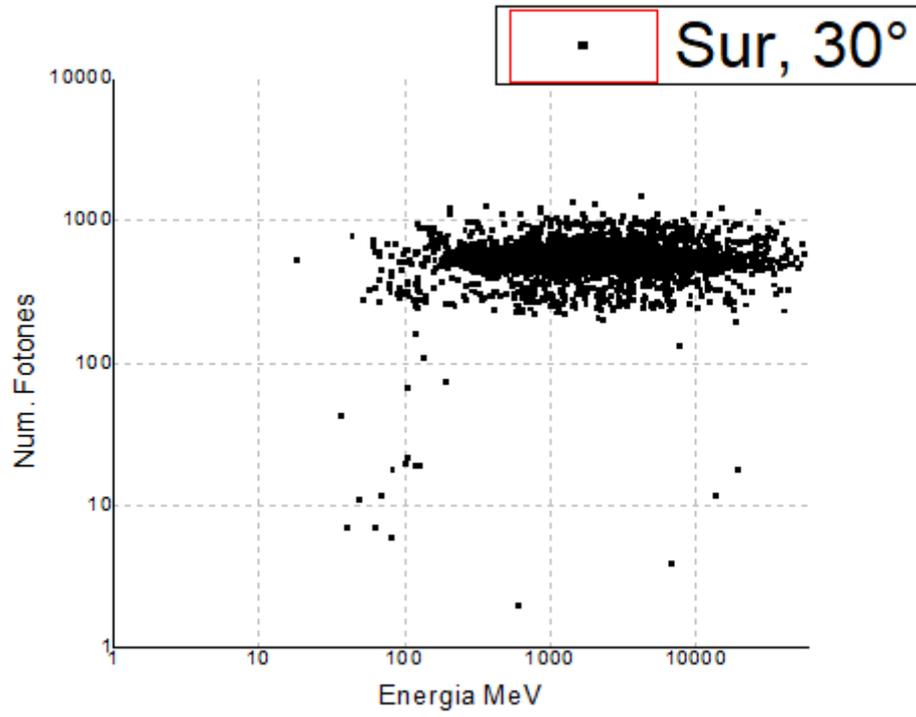


Figura A.12: Multiplicidad para muones en la dirección Sur 30°.

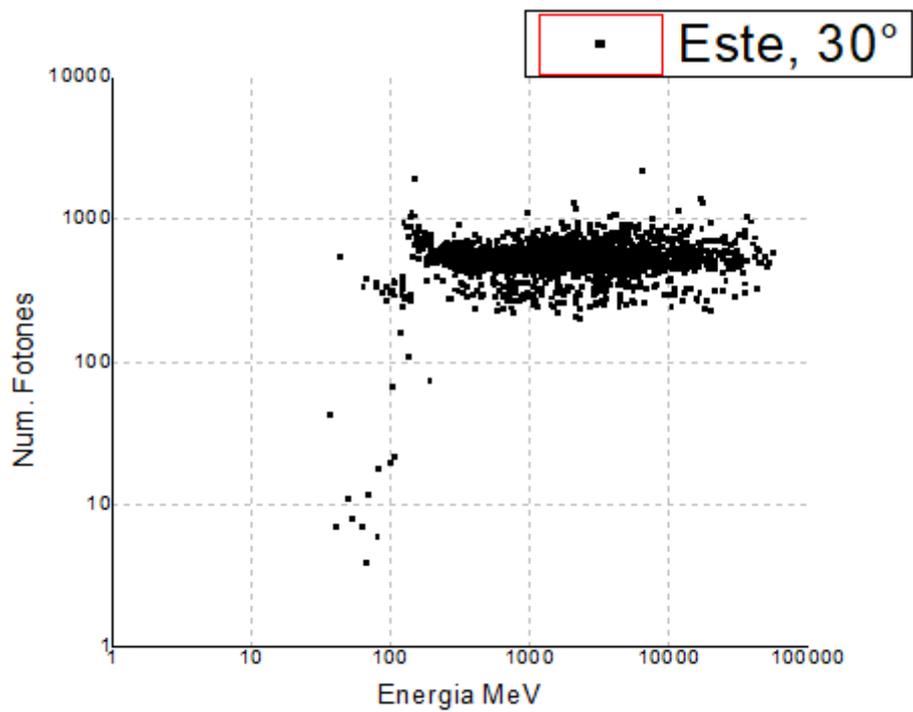


Figura A.13: Multiplicidad para muones en la dirección Este a 30°.

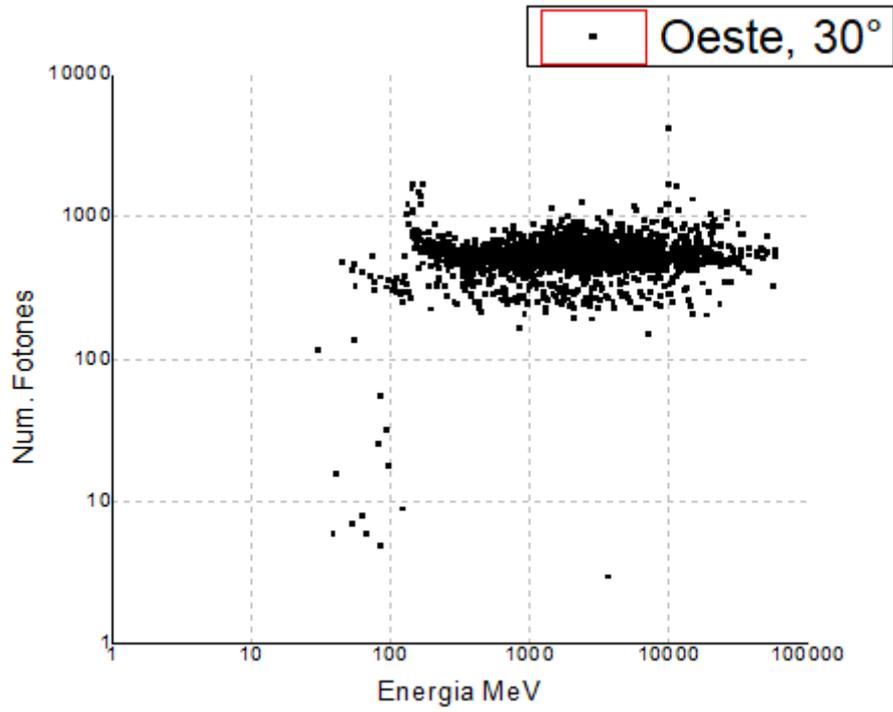


Figura A.14: Multiplicidad para muones en la dirección Oeste a 30°.

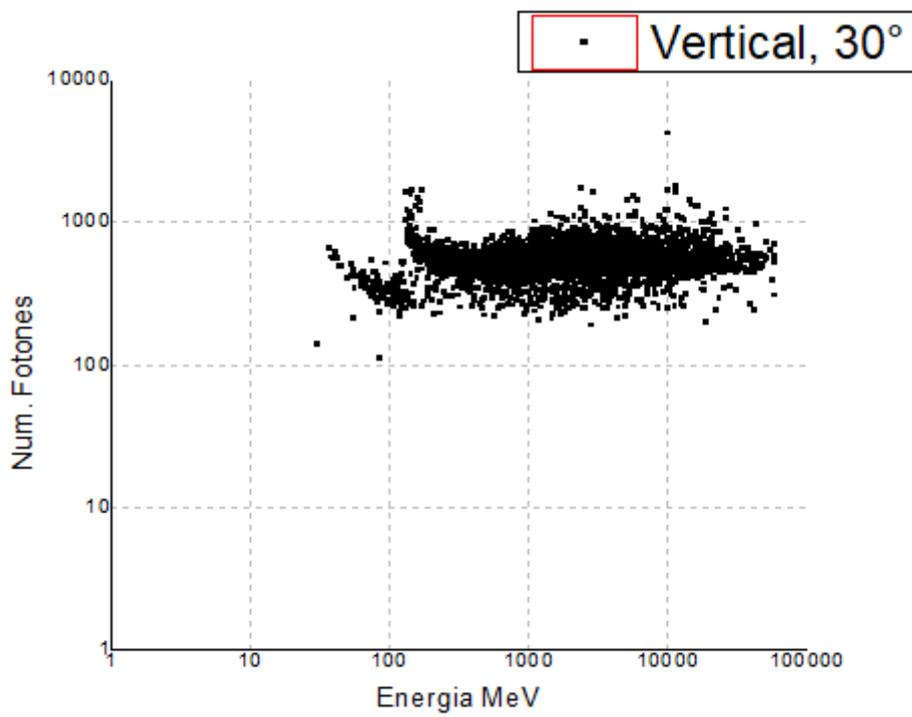


Figura A.15: Multiplicidad para muones en la dirección Vertical a 30°.

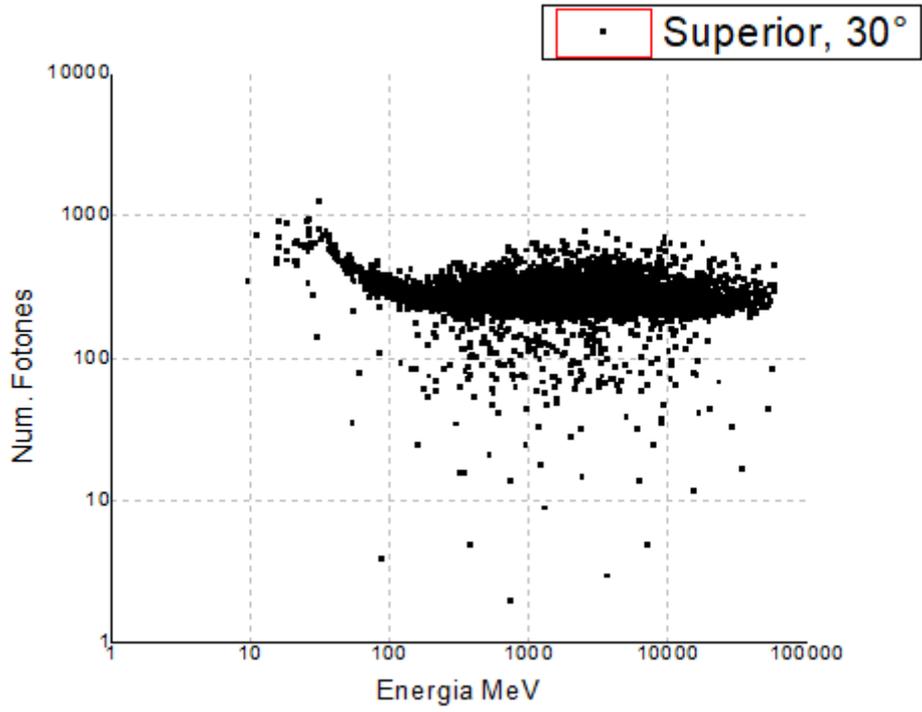


Figura A.16: *Multiplicidad para muones en la dirección Superior a 30°.*

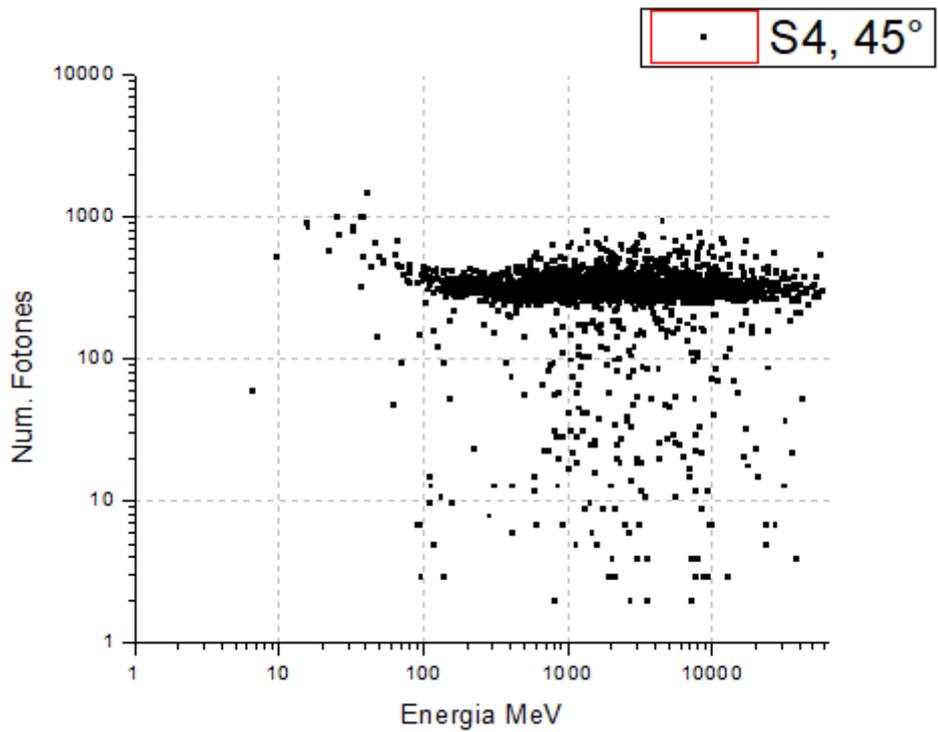


Figura A.17: *Multiplicidad para muones el plástico S4 a 45°.*

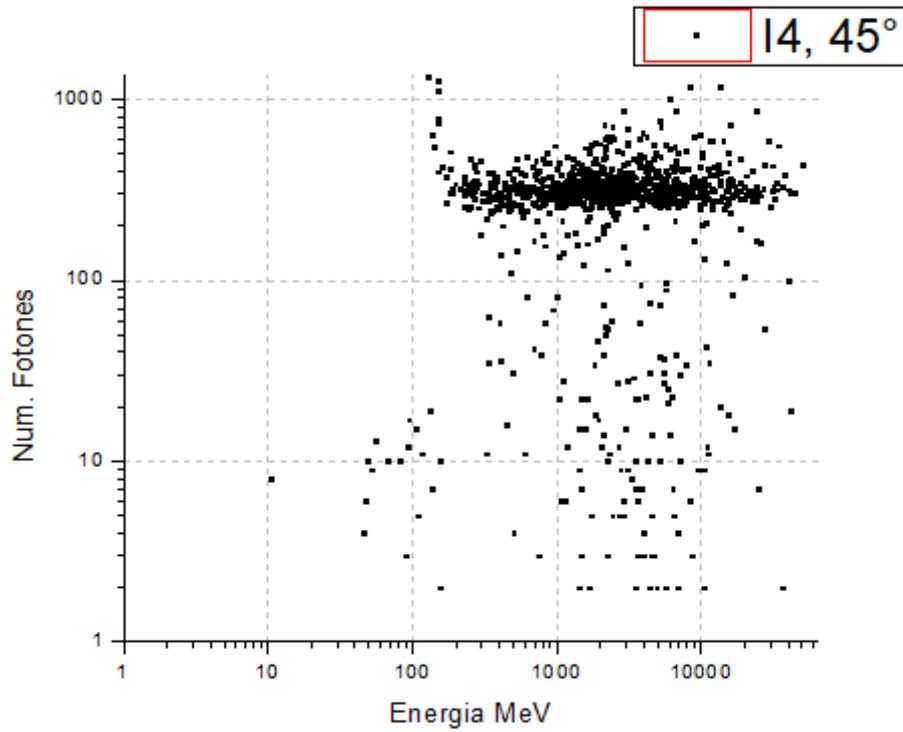


Figura A.18: Multiplicidad para muones en el plástico I4 a 45°.

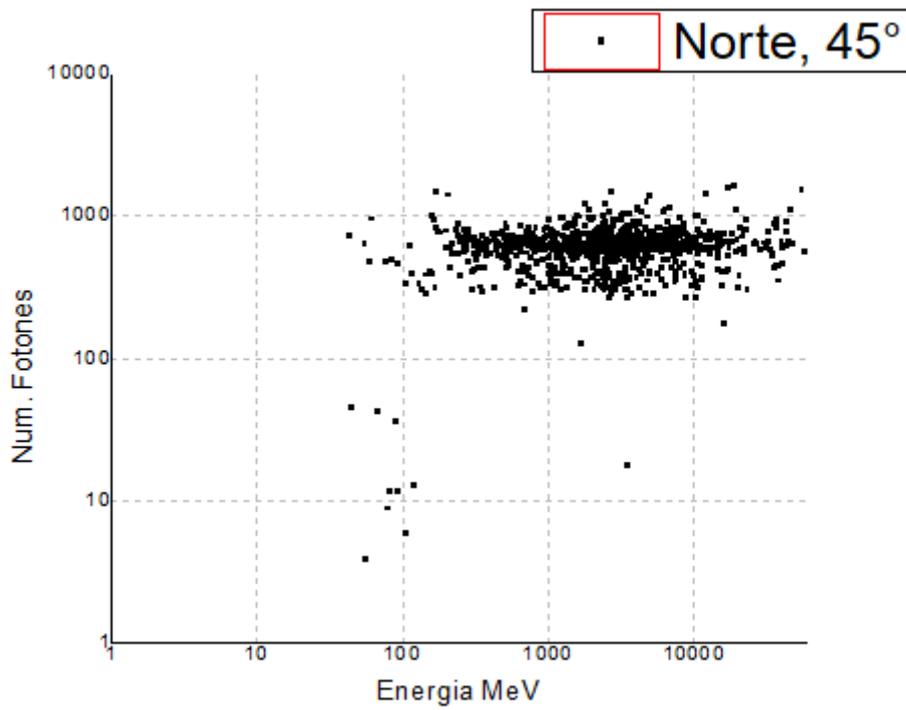


Figura A.19: Multiplicidad para muones en la dirección Norte a 45°.

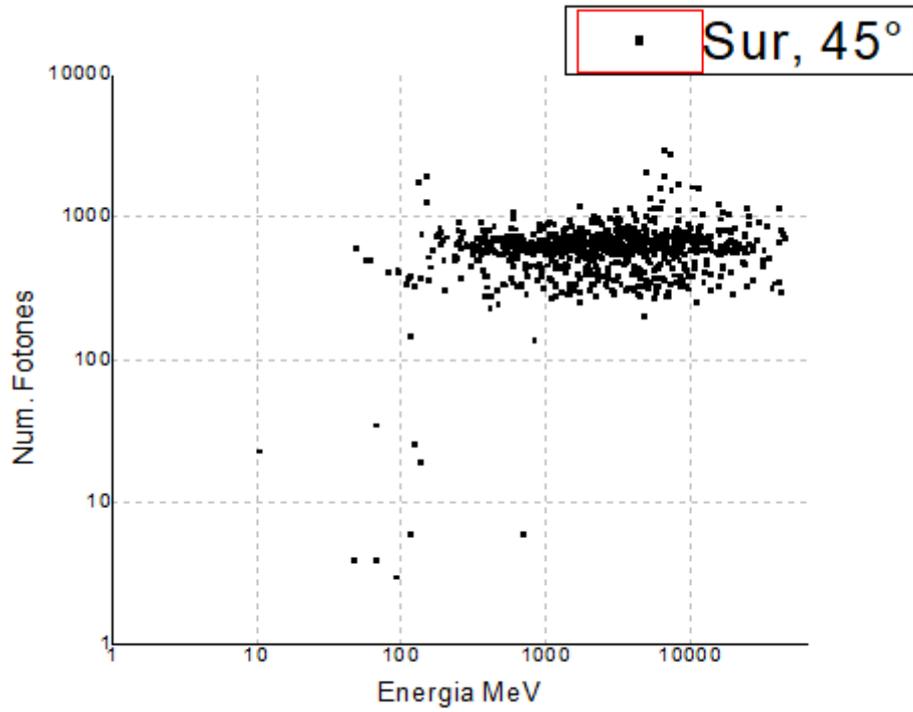


Figura A.20: Multiplicidad para muones en la dirección Sur a 45°.

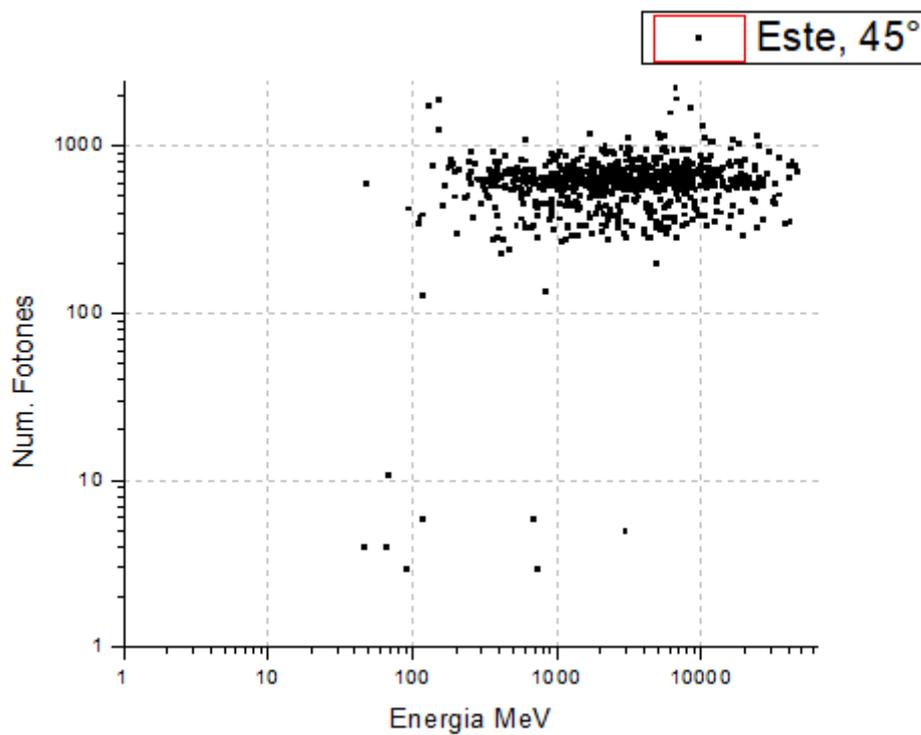


Figura A.21: Multiplicidad para muones en la dirección Este a 45°.

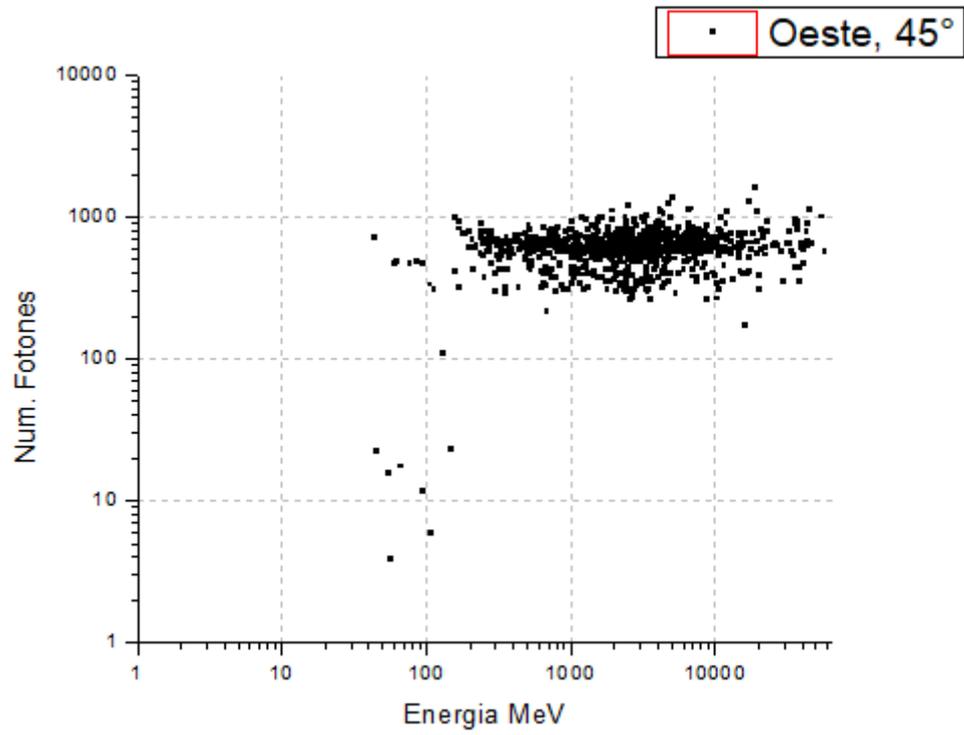


Figura A.22: Multiplicidad para muones en la dirección Oeste a 45°.

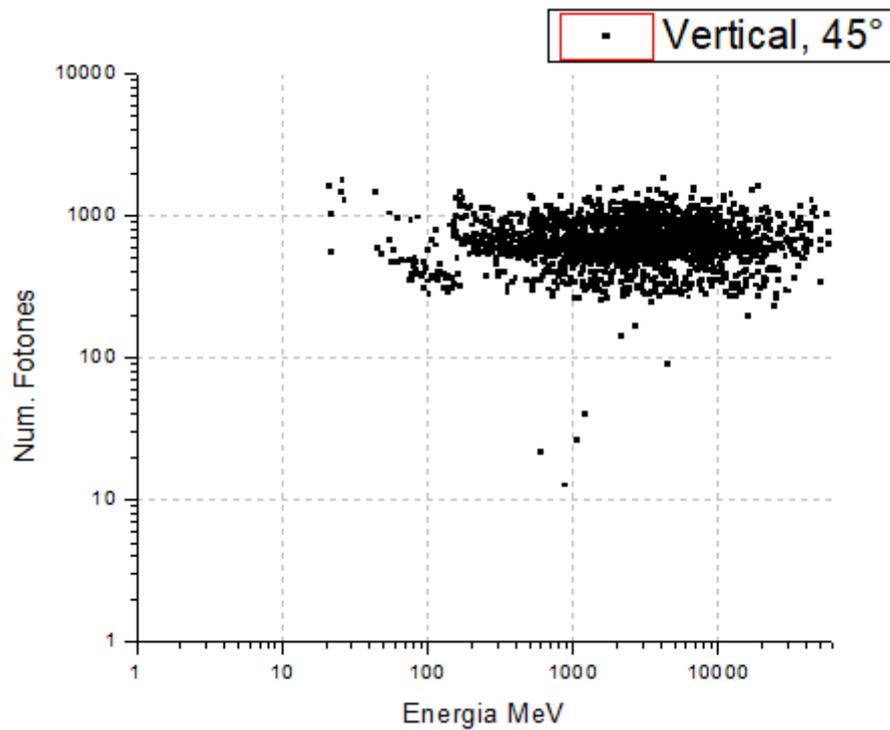


Figura A.23: Multiplicidad para muones en la dirección Vertical a 45°.

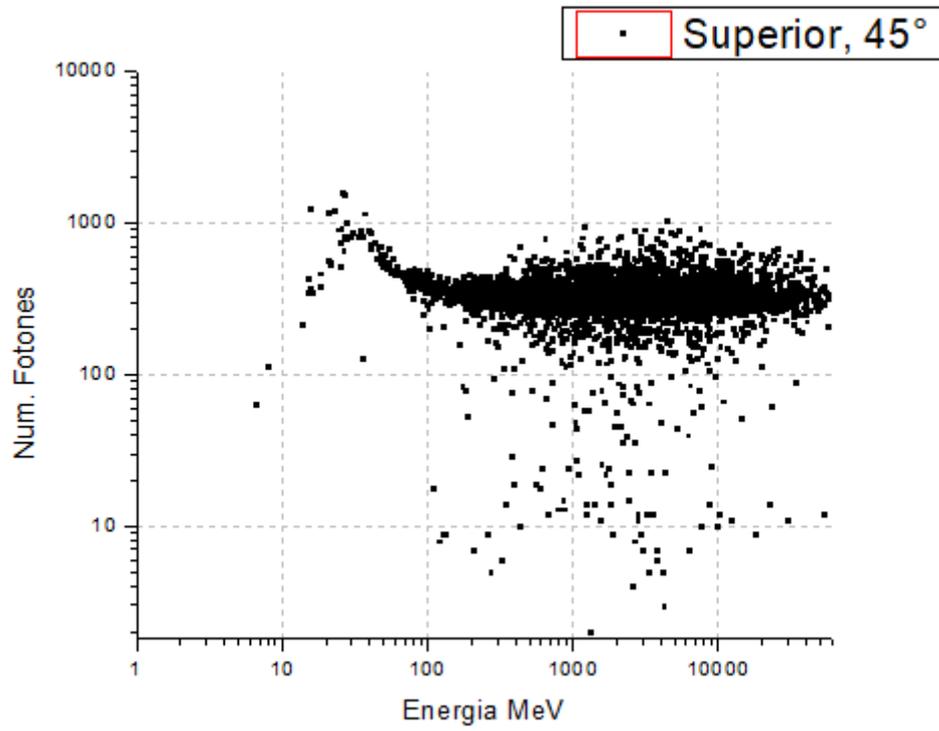


Figura A.24: Multiplicidad para muones en la componente Superior a 45°.

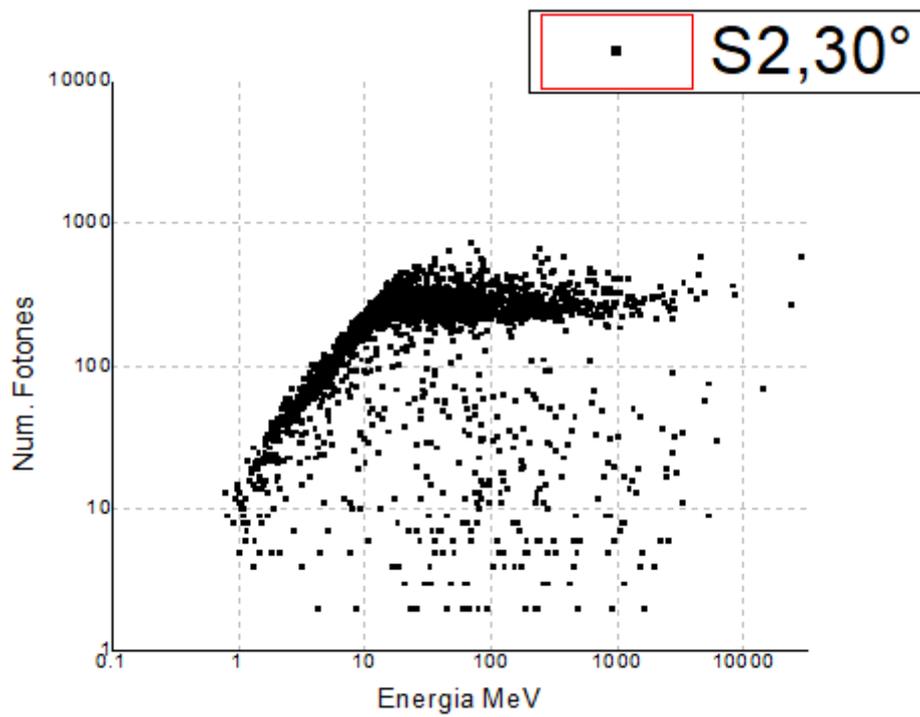


Figura A.25: Multiplicidad de electrones para el plástico S2 a 30°.

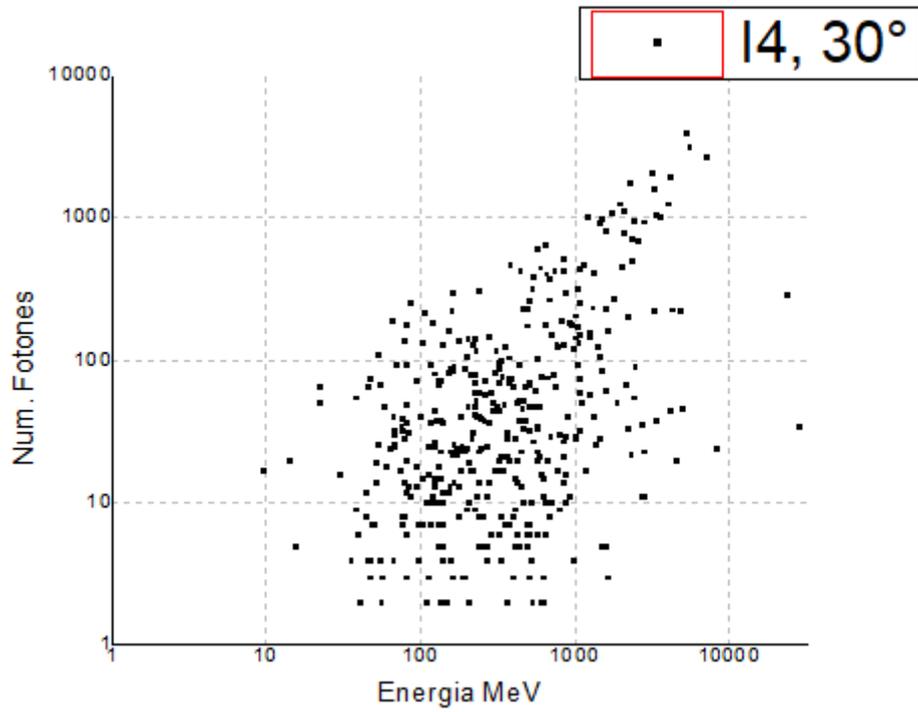


Figura A.26: Multiplicidad de electrones para el plástico I4 a  $30^\circ$ .

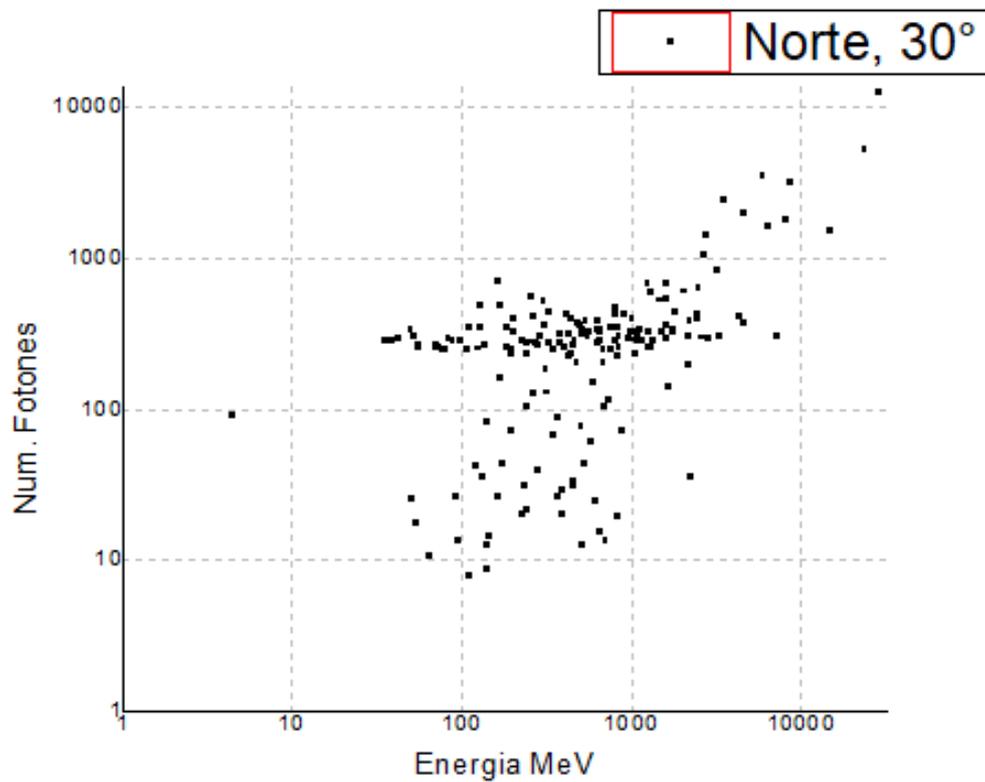


Figura A.27: Multiplicidad para electrones en la dirección Norte a  $30^\circ$ .

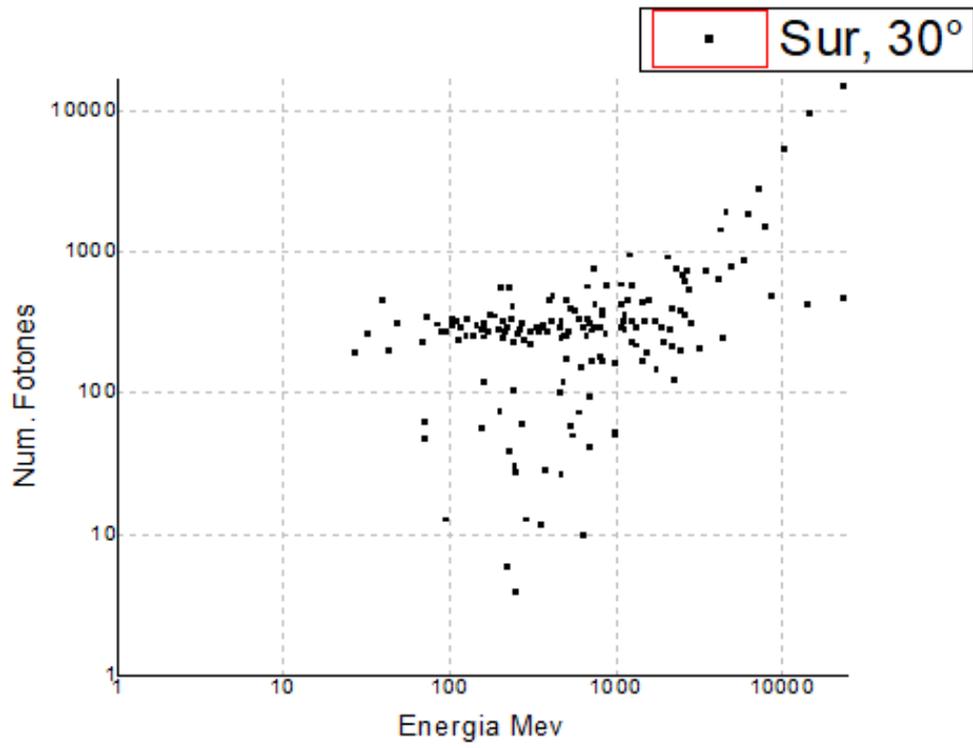


Figura A.28: Multiplicidad para electrones en la dirección Sur a 30°.

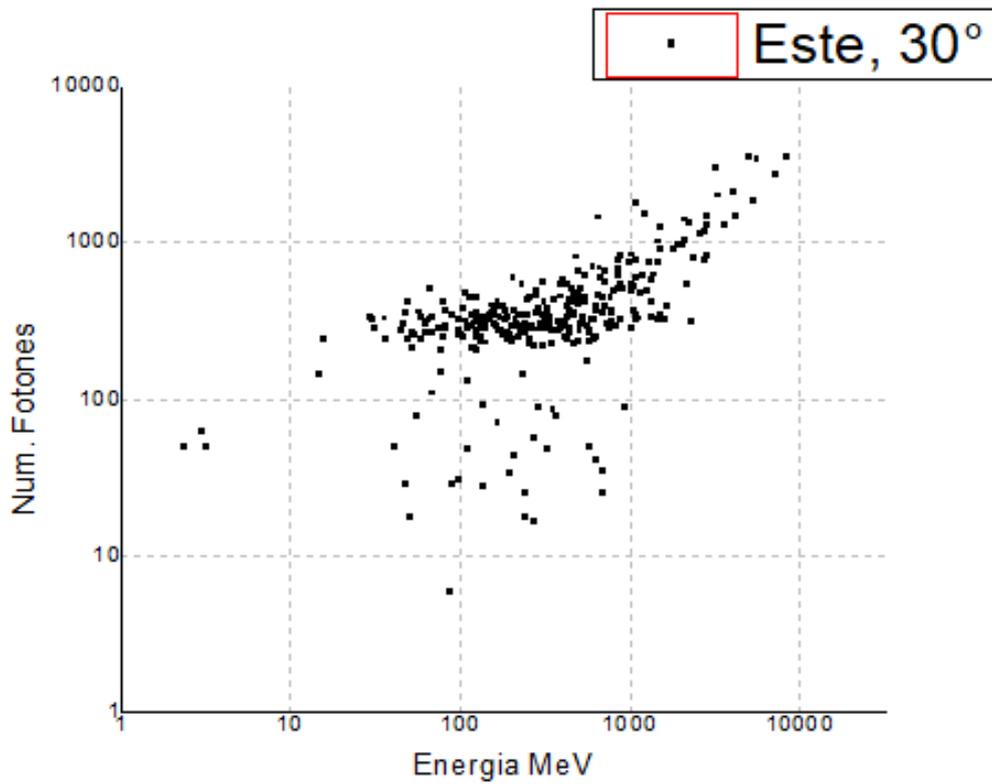


Figura A.29: Multiplicidad para electrones la dirección Este a 30°.

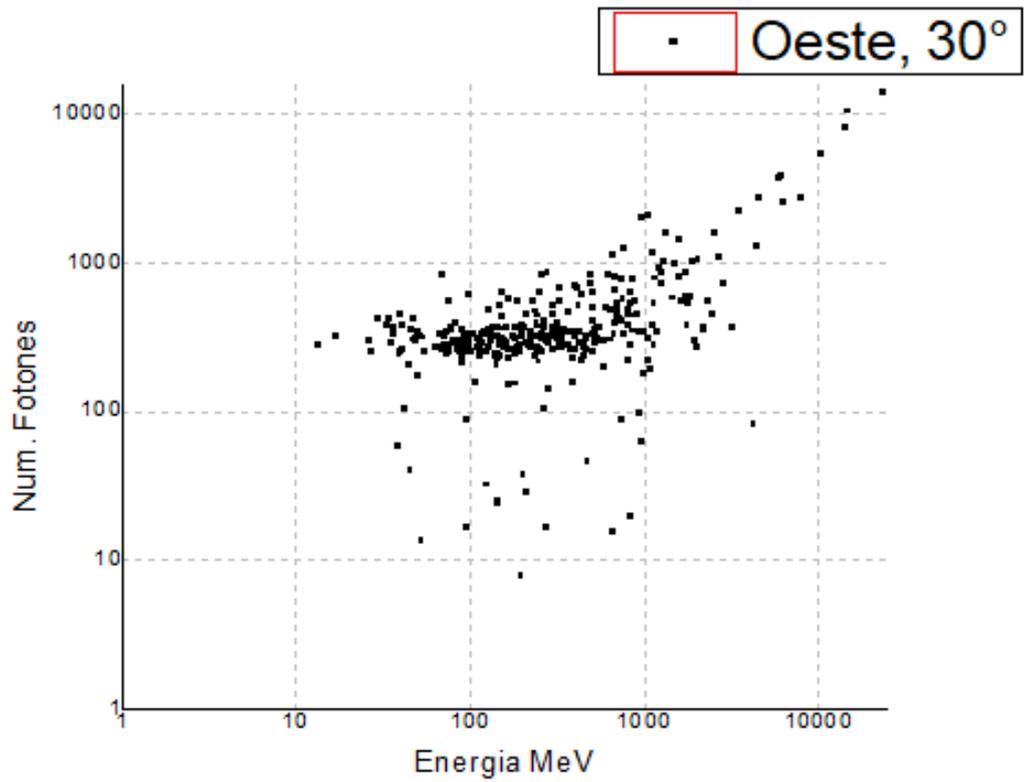


Figura A.30: Multiplicidad para electrones en la dirección Oeste a  $30^\circ$ .

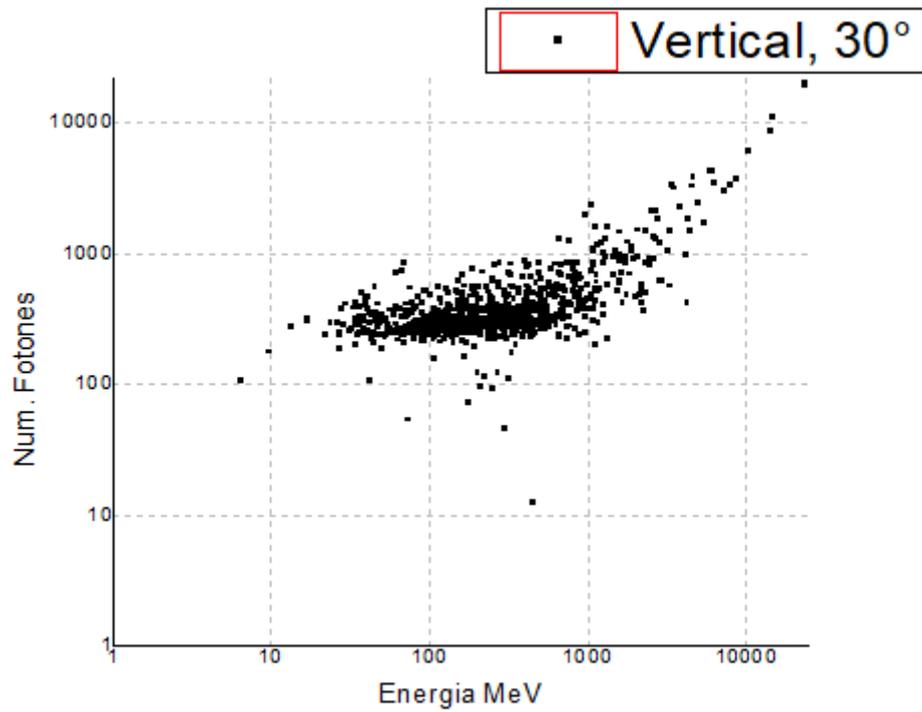


Figura A.31: Multiplicidad para electrones en la dirección Vertical a  $30^\circ$ .

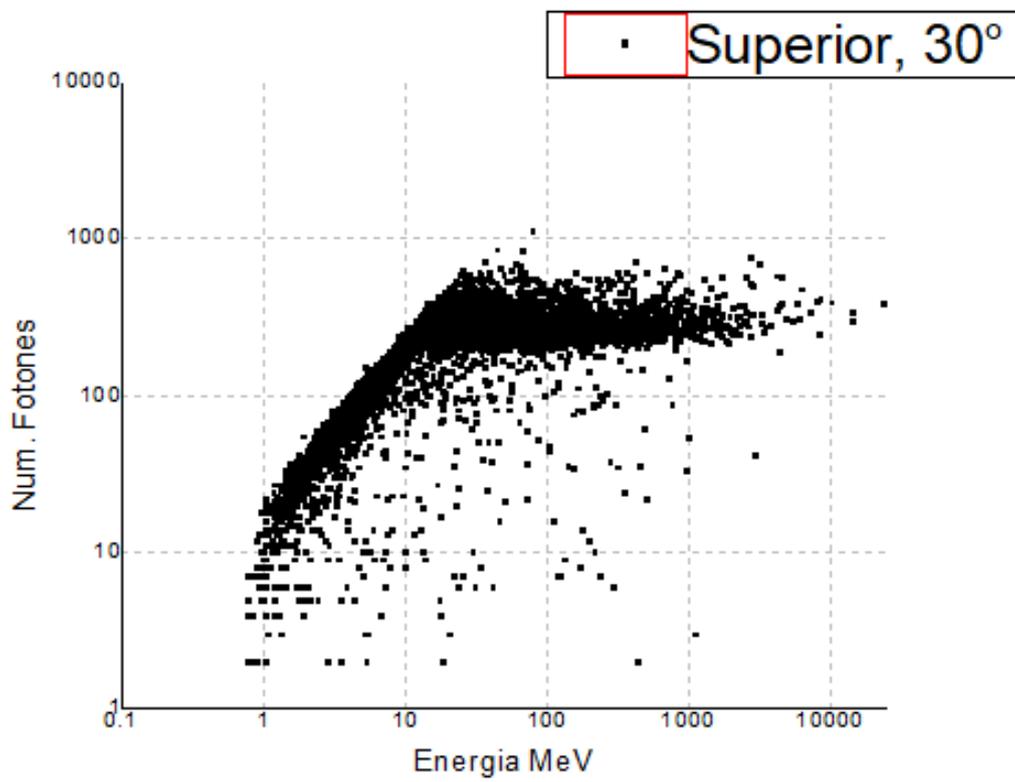


Figura A.32: Multiplicidad para electrones en la dirección Superior a 30°.



---

# Bibliografía

---

- [1] Aguilar Benítez de Lugo Manuel. *Cien Años de Rayos Cósmicos. Rev.R.Acad.Cienc.Exact.Fís.Nat. (Esp) Vol. 105, Nº. 1, pp 107-128, 2011.*
- [2] Duldig Marc L. *Muon Obsevation, 1999.*
- [3] Gautelli S., Cutajar D., Oborn B, Rosenfeld A.B. *Introduction to the Geant4 Simulation toolkit.* ResearchGate, 2011.
- [4] Geant4 Collaboration *Geant4 a simulation toolkit Book for Application Developers Rev3.0, 2018.*
- [5] Hernández Garcia A. *Registro y Corrección de Efectos Atmosféricos en los datos de Muones de C.U., D.F.* Tesis de Licenciatura, Fac. de Ciencias-U.N.A.M, México, 2004.
- [6] Ivanchenko V.N. *Geant4 toolkit for simulation of HEP experiments, 2003*
- [7] Knoll G.F. *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, Inc. Tercera Edición, 2000.
- [8] Leo W.L. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlin, 1987.
- [9] Medina J. *Introducción al Estudio de los Rayos Cósmicos*, Universidad de Alcala de Henares, España, 2011.
- [10] Olmos Yañes Bryan. *Simulación de la respuesta de una barra de plástico centellador al flujo de muones cosmogónicos un ciudad universitaria, 2018.*
- [11] Ortiz Fragoso Ernesto. *Detección de Partículas Solares en la superficie terrestre.* Tesis de Doctorado, Instituto de Geofísica-U.N.A.M, México, 2016.
- [12] Otaola J.A., Musalem O., Moreno J.M. *Sistema Multidireccional de Detectores de la Componente Mesónica de la Radiación Cósmica Secundaria, Instituto de Geofísica-UNAM, México, 1988.*
- [13] Otaola J.A., Valdés Galicia J.F. *Los Rayos Cósmicos: Mensajeros de las Estrellas*, F.C.E. Primera Edición, México, 1992.
- [14] Patrignani C. et al. *Review of Particle Physics (Particle Data Group), Chinese Physics C, 40, 100001 (2016)*
- [15] Sato Tatsuhiko *Analytical Model for Estimating Terrestrial Cosmic Ray Fluxes Nearly Anytime and Anywhere in the World: Extension of PARMA/ EXPACS*, Plos one, December, 2015.

- [16] Sato Tatsuhiko *Analytical Model for Estimating the Zenith Angle Dependence of Terrestrial Cosmic Ray Fluxes*, Plos one, August, 2016.
- [17] Sato Tatsuhiko *EXPACS: Excel-based Program for calculating Atmospheric Cosmic-ray Spectrum User's Manual*.
- [18] Hamamatsu. *Photomultiplier tubes.*, Japon. 2016.
- [19] <https://phits.jaea.go.jp/expacs/main-up-eng.html>
- [20] <http://www.geofisica.unam.mx/observatorios=rayoscosmicos/gruposraycos=imagenobservatoriorccu.html>
- [21] <https://compinformatidf.files.wordpress.com/>
- [22] <https://meroli.web.cern.ch/lecture-betheblock.html>
- [23] <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212>
- [24] <http://pdg.lbl.gov/2018/reviews/rpp2018-rev-cosmic-rays.pdf>
- [25] <http://pdg.lbl.gov/2000/passagerpp.pdf>
- [26] <http://pdg.lbl.gov/2005/reviews/atomicrpp.pdf>
- [27] <http://yeti.phy.bris.ac.uk/Level3/phys30800/CourseMaterials/Part3.pdf>