



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE CHIAPAS



FACULTAD DE CIENCIAS EN FÍSICA Y
MATEMÁTICAS

ANÁLISIS DE CONDICIONES PARA MEJORAR
LA ESTIMACIÓN DE LA ENERGÍA DEL
EXPERIMENTO HAWC

T E S I S

PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICAS

PRESENTA:

FIDEL ESTRADA JIMÉNEZ PS204

DIRECTOR DE TESIS:

DR. JUAN CARLOS ARTEAGA VELÁZQUEZ

CODIRECTORA DE TESIS:

DRA. KAREN SALOMÉ CABALLERO MORA

TUXTLA GUTIÉRREZ, CHIAPAS, 8 DE
DICIEMBRE DE 2020



Tuxtla Gutiérrez, Chiapas
11 de noviembre de 2020
Oficio No. FCFM/0391/20

Dr. Juan Carlos Arteaga Velázquez
Presidente y Director de Tesis
Presente

Por este medio me permito informarle que una vez efectuada la revisión de la tesis denominada:

“ANÁLISIS DE CONDICIONES PARA MEJORAR LA ESTIMACIÓN DE LA ENERGÍA DEL EXPERIMENTO HAWC.”

Ha sido aceptado para sustentar el Examen de Grado de Maestro en Ciencias Físicas del **Lic. Fidel Estrada Jiménez** con matrícula escolar PS204.

Se autoriza su impresión en virtud de cumplir con los requisitos correspondientes.

Atentamente

“Por la conciencia de la necesidad de servir”



Dra. Karen Salomé Caballero Mora

Directora

C.c.p. Dr. Florencio Corona Vázquez, Secretario Académico de la FCFM.
CP. Juan Manuel Aguiar Gámez.- Encargado de Posgrado FCFM
Archivo / Minutario
KSCM /jmag



Código: FO-113-09-05

Revisión: 0

CARTA DE AUTORIZACIÓN PARA LA PUBLICACIÓN ELECTRÓNICA DE LA TESIS DE TÍTULO Y/O GRADO.

El (la) suscrito (a) Fidel Estrada Jiménez,
Autor (a) de la tesis bajo el título de “Análisis de condiciones para mejorar la estimación de la energía del experimento HAWC”
presentada y aprobada en el año 2020 como requisito para obtener el título o grado de Maestría en Ciencias Físicas, autorizo a la Dirección del Sistema de Bibliotecas Universidad Autónoma de Chiapas (SIBI-UNACH), a que realice la difusión de la creación intelectual mencionada, con fines académicos para que contribuya a la divulgación del conocimiento científico, tecnológico y de innovación que se produce en la Universidad, mediante la visibilidad de su contenido de la siguiente manera:

- Consulta del trabajo de título o de grado a través de la Biblioteca Digital de Tesis (BIDITE) del Sistema de Bibliotecas de la Universidad Autónoma de Chiapas (SIBI-UNACH) que incluye tesis de pregrado de todos los programas educativos de la Universidad, así como de los posgrados no registrados ni reconocidos en el Programa Nacional de Posgrados de Calidad del CONACYT.
- En el caso de tratarse de tesis de maestría y/o doctorado de programas educativos que sí se encuentren registrados y reconocidos en el Programa Nacional de Posgrados de Calidad (PNPC) del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT), podrán consultarse en el Repositorio Institucional de la Universidad Autónoma de Chiapas (RIUNACH).

Tuxtla Gutiérrez, Chiapas; a los 7 días del mes de diciembre del año 2020.


Fidel Estrada Jiménez

Nombre y firma del Tesista o Tesistas

*La ciencia,
es la progresiva aproximación del hombre,
al mundo real.*

Max Planck

Dedicatoria

Para Ángeles y mi hija Yian-Qing, mi fuente de inspiración.

Agradecimientos

Este trabajo no se hubiera desarrollado sin la participación de muchas personas. En primera instancia me gustaría agradecer a la Dra. Karen Salomé Caballero Mora por brindarme siempre apoyo hacia mi aprendizaje y formación académica, en especial por guiarme sobre las herramientas matemáticas para el desarrollo del trabajo. También agradezco al Dr. Juan Carlos Arteaga Velázquez por su paciencia, su motivación, soporte académico y libertad que me ofreció para poder desarrollar el presente trabajo.

Agradezco a todos los que hacen que la Universidad Autónoma de Chiapas (UNACH) sea una institución de calidad, pues su labor me permitió concluir con mis estudios de posgrado. En particular agradezco al programa de la maestría en ciencias físicas puesto que me brindó todo el espacio y sustento para poder desarrollar este proyecto.

Agradezco de manera muy especial a mi compañera de vida Ágeles Tepox Vivar por el incontable (en el sentido matemático) apoyo brindado durante todos estos años dedicados. A mi hija Yiang-Qing Estrada Tepox por su comprensión pues todo el tiempo que no le fue dedicado, fue dedicado a cumplir con esta responsabilidad. También agradezco a mis padres Luisa Jiménez Abad y Camilo Estrada Luviano que con su ejemplo siempre han estado presentes en todos los momentos importantes, así como a mis hermanos Sendic Estrada Jiménez, Mar Estrada Jiménez, Tania Estrada Jiménez, Yiang-Qing Estrada Jiménez mi segundo padre Meliton Jiménez Abad, y a mi tía Joaquina Hernández Nieves por estar siempre con su apoyo a la distancia.

Agradezco a Camilo Estrada Luviano y Sendic Estrada Jiménez por el apoyo constante brindado en múltiples aspectos de la vida, por hacer crítica con substancia. Agradezco a todos mis compañeros y amigos, a Pavel Castro Villareal por el apoyo durante mis estudios y mi tesis, a Jorge Antonio Morales Soto, por su apoyo en este trabajo, y a todos los compañeros del Movimiento Estudiantil Espartaco.

Agradezco a CONACYT por la beca para financiar mis estudios durante la maestría y al proyecto CB-2014-243290 por la beca para realizar la tesis. Al Laboratorio Regional de Cómputo de Alto Desempeño LARCAD-UNACH y a la Colaboración HAWC por haberme proporcionado las herramientas para realizar los cálculos presentados en este trabajo.

Fidel Estrada Jiménez

Resumen

En este trabajo se introduce un método alternativo para estimar la energía de los rayos cósmicos en HAWC para eventos verticales. La idea elemental detrás del método propuesto consiste en considerar la proyección geométrica del plano donde subyacen los detectores al plano del frente del chubasco con el fin de mejorar la precisión de la posición del núcleo. A partir de la posición del núcleo se determina la energía reconstruida del chubasco. La estimación del núcleo obtenida se encuentra en excelente acuerdo con la estimación estándar en los rangos de baja energía $7,9 \times 10^2 \text{ GeV}$ a $5 \times 10^3 \text{ GeV}$ y de alta energía $6,3 \times 10^4 \text{ GeV}$ a $1,2 \times 10^6 \text{ GeV}$. La estimación de la energía por su parte, es mejor para distancias en el rango de 0 m a 90 m con respecto al centro de HAWC. El método se puede mejorar extendiendo el estudio para chubascos inclinados, y realizando interpolaciones entre las plantillas usadas y suavizándolas. También se puede incluir la probabilidad de que no se hayan activado PMT's durante el evento.

Índice general

Dedicatoria	III
Agradecimientos	IV
Resumen	1
1. Rayos Cósmicos	4
1.1. Breve historia	4
1.2. Espectro y composición de rayos cósmicos	5
1.3. Rayos cósmicos secundarios en la atmósfera	7
1.4. Origen de los rayos cósmicos	9
1.5. Aceleración y propagación	12
1.6. Rayos Gamma	14
2. El observatorio HAWC	17
2.0.1. Arreglo del Observatorio HAWC	18
2.0.2. PMTs	19
2.0.3. Radiación Cherenkov	20
2.1. Cascada de partículas atmosféricas	21
2.2. Reconstrucción de una cascada de partículas atmosféricas en general	25
2.3. Reconstrucción de una cascada de partículas atmosféricas con HAWC	26
2.3.1. Localización de core o núcleo del chubasco	26
2.3.2. Dirección de Arribo	27
2.3.3. Parámetro de edad	27
2.3.4. Simulación y eventos	29
2.3.5. Reconstrucción de la energía de los Rayos Cósmicos	29
2.3.6. Motivación de la tesis	31
3. Propuesta del Método	34
3.1. Descripción	34
3.2. Construcción de la distribución bidimensional lateral de un EAS en el plano del chubasco	34
3.2.1. Proyección de las coordenadas de los PMT's sobre el plano del chubasco	36

3.2.2. Alineación de las componentes temprana y tardía de la EAS en la dirección del eje x	38
3.2.3. Alineación del eje z con el eje de la cascada.	38
3.3. Plantillas de las distribuciones de carga laterales en 2D a partir de simula- ciones MC para protones	39
4. Resultados	41
4.1. Comparación de errores sistemáticos en la energía primaria	41
4.2. Comparación de errores sistemáticos en la posición del núcleo del chubasco.	43
Conclusiones	48
A. Ejemplos de plantillas para distintos rangos de energía	49
Bibliografía	51

Capítulo 1

Rayos Cósmicos

1.1. Breve historia

En esta sección presentaremos una breve historia sobre el descubrimiento de los rayos cósmicos. Hacia el año de 1785 el físico e ingeniero francés C A. Coulomb observó esferas cargadas eléctricamente descargándose sin razón aparente cuando realizaba los experimentos que dieron lugar a la llamada fuerza de Coulomb. Coulomb pensaba que se debía a la colisión entre las moléculas del aire y las esferas cargadas, sin embargo esta suposición fue descartada más adelante por la teoría cinética de los gases. Por otro, lado en el siglo XIX, el físico y químico M. Faraday, descubridor de la ley de inducción electromagnética, indagó sobre el fenómeno de descarga eléctrica observado por C A. Coulomb utilizando el concepto de ionización. La investigación sobre este problema se retomó hacia finales del siglo XIX gracias al descubrimiento de la radioactividad en 1856. Los físicos alemanes J. Elster y H. Geitel, y el británico C.T.R. Wilson postularon que un agente no identificado provocaba la ionización del aire transformándolo en un conductor eléctrico. Así sólo restaba identificar el origen del agente desconocido. En la segunda mitad del siglo XIX se habían descubierto distintos tipos de radiación capaces de atravesar la materia y provocar gases ionizados. E. Rutherford sugirió que las distintas variedades de radiación descubiertas podían atravesar la materia ionizando el aire [1]. En particular, J. J. Thomson y E. Rutherford en 1896 descubrieron que había iones gaseosos que conducían la electricidad en el gas, entonces en 1887, W. Linss observó nuevamente que un cuerpo cargado al ser expuesto al aire perdía carga.

A finales del siglo XIX, buena parte de los experimentos que realizaban los físicos se enfocaron en detectar ciertas radiaciones por sus propiedades de ionizar gases. El fenómeno consiste en separar completamente a un electrón del átomo mediante una fuente de energía externa, en este caso, la radiación. Como consecuencia de que la densidad del aire es menor a mayor altura respecto a la superficie terrestre, se esperaba que el grado de ionización con el aire se redujera, debido a que se pensaba que la fuente de radiación provenía de la superficie terrestre. Esto motivó a experimentar el fenómeno de ionización a diferentes alturas. Dentro de los experimentos pioneros tenemos aquellos de T. Wulf y A. Gockel en 1910 y 1911, respectivamente. Ambos encontraron que la ionización en el aire decrecía

con la altura, aunque muy levemente [2].

En 1911 el físico austriaco V. F. Hess, después de los experimentos realizados por Wulf y Gockel, especuló sobre la posibilidad de que la ionización se ubicara en el cielo más que en el suelo. Siendo Hess un apasionado del globo aerostático realizó varios ascensos para corroborar el experimento realizado por los físicos Wulf y Gockel, entre 1911 y 1913, con altura de 500 metros, observo que era dos veces menor que en la superficie, a partir de 1800 metros aumento era evidente, hasta los 5000 metros llegó a aumentar hasta 16 veces. El estudio de las causas de la ionización del aire se encontraba en un estado de incertidumbre aún cuando Hess se interesó por el problema. Con sus experimentos se concluyó que el origen de la radiación proviene de afuera de la Tierra [3]. A partir de esas fechas, Hess comenzó su actividad científica realizando investigaciones sistemáticas y cuantitativas sobre las sustancias radiactivas contenidas en el aire. En 1919 recibió el Premio Lieben por el descubrimiento del “Hohenstrahlung” (nombre en alemán para *radiación que viene de las alturas*), además ganó el premio nobel con C.D. Anderson en 1936 [4]. En 1914, Werner Kolhörster reprodujo los experimentos realizados por Hess. Él extendió las mediciones hasta 10 km de altitud en globo aerostático y corroboró plenamente la validez de las conclusiones de Hess. Kolhörster contribuyó a modernizar los métodos cuantitativos para el estudio de los rayos cósmicos y mejoró significativamente la instrumentación utilizada para medir varios tipos de radiación. Sus contribuciones en 1928 y 1929 fueron relevantes para establecer que los rayos cósmicos son partículas de muy alta energía y fotones de longitud de onda no muy pequeña. Así Kolhörster tiene el mérito, además, de haber descubierto la asociación entre los chubascos atmosféricos y la producción de rayos cósmicos [5]. En el año 1929, D.V. Skobeltsyn fue el primer físico en colocar una cámara de niebla de Wilson en un campo magnético y demostrar que los rayos cósmicos son partículas cargadas de alta energía. También observó por primera vez un rayo cósmico secundario. Skobeltsyn fue fundador de las investigaciones de los rayos cósmicos en Leningrado y Moscú [6]. Durante el año de 1934, Pierre Auger descubrió la existencia de cascadas extendidas de partículas secundarias derivadas de la colisión de rayos cósmicos primarios con núcleos atómicos del aire [7].

En la siguiente sección se hablará sobre el espectro y la composición de los rayos cósmicos.

1.2. Espectro y composición de rayos cósmicos

Para esta sección seguiremos la descripción relativa a rayos cósmicos publicada en el artículo de revisión [8], también conocido como *Particle Data Group* (por su nombre en inglés) y las referencias en él; esta descripción, a su vez, constituye la más actualizada. Este artículo, además, presenta una revisión muy amplia de la física de partículas elementales y los procesos de altas energías a la fecha.

Los rayos cósmicos, a grandes rasgos, son partículas cargadas que provienen del espacio y arriban a la atmósfera de la Tierra. El espectro de los rayos cósmicos que arriban a la Tierra es bastante amplio (hasta 10^8 TeV). Se piensa que los rayos cósmicos pueden

ser núcleos estables cargados así como de electrones e incluso, aunque poco común, anti partículas tales como anti protones y positrones. Los rayos cósmicos se dividen en “primarios”, aquellos que son acelerados por fuentes astrofísicas, y ‘secundarios’, aquellos que resultan de la interacción de los rayos cósmicos primarios con el gas interestelar. De acuerdo con esta definición, los rayos cósmicos primarios corresponden con núcleos atómicos sintetizados en las estrellas tales como núcleos de hidrógeno, helio, carbón, oxígeno y hierro. Mientras que los rayos cósmicos secundarios corresponden a núcleos atómicos menos abundantes como núcleos de litio, berilio y boro. El espectro y la composición de rayos cósmicos que arriban a la atmósfera, provenientes de fuera del sistema solar, se encuentran delimitados por dos efectos físicos naturales auspiciados al viento solar y al campo geomagnético, (esto es en bajas energías). Por un lado, el primer efecto consiste en la influencia que ejerce el viento solar sobre las partículas cargadas; particularmente, las de menor energía son desaceleradas y pueden llegar a ser excluidas. Así en general, los rayos cósmicos de baja energía que arriban a la atmósfera estarán modulados por este efecto. Por el otro lado, el campo magnético de la Tierra también excluye a rayos cósmicos de baja energía.

El espectro de los rayos cósmicos se presenta a través de la intensidad diferencial, I , cuyas unidades son corresponden con $[m^{-2}s^{-1}sr^{-1}\mathcal{E}^{-1}]$, donde \mathcal{E} puede ser algunas de las siguientes variables: rigidez magnética $R := pc/(Ze)$ y energía-por-nucleon para partículas. También \mathcal{E} puede ser energía-por-núcleo. La Fig. (1.1) representa una gráfica de la intensidad diferencial contra la energía cinética por núcleo. En la gráfica se puede observar que la intensidad total de nucleones asociados a núcleos primarios. de H, He, C, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca y Fe se comporta como.

$$I_N(E) \approx 1.8 \times 10^4 (E/1 \text{ GeV})^{-\alpha} \frac{\text{nucleones}}{\text{m}^2 \text{ s sr GeV}}, \quad (1.1)$$

donde $\alpha \simeq 2.7$ y E es la energía total. Esta expresión es valida en el rango de energía de varios GeV hasta algunos 100 TeV. En la grafica (1.1) también se puede observar que para energías menores a 1GeV , las mediciones en el espectro de H y He no se comportan de acuerdo a la ecuación anterior (1.1). La gráfica anterior, además, muestra que a las energías del orden de GeV el espectro de rayos cósmicos es dominado por núcleos de Hidrógeno y Helio. También se puede observar, en la esquina de la figura la razón relativa entre Hidrógeno y Helio, H/He , en el flujo de rayos cósmicos válida en el rango que muestra una abundancia superior de Hidrógeno respecto al Helio. Se tiene que cerca del 74 % de los nucleones primarios son protones libres, mientras que el 70 % del resto son nucleones ligados al núcleo de Helio. Una manera alternativa de mostrar la abundancia de núcleos incidentes en la atmósfera es tomando la abundancia relativa. F , De acuerdo con la gráfica mostrada arriba (ver Fig. (1.1)) se puede verificar que para Hidrógeno $F = 550$, Helio $F = 34$, de Litio a Berilio $F = 0.4$, de Carbón a Oxígeno $F = 2.2$, de Fluor a Neón $F = 0.30$, de Sodio a Magnesio $F = 0.22$, de Aluminio a Silicio $F = 0.19$, de Fósforo a Azufre $F = 0.03$, de Cloro a Argón $F = 0.01$, de Potasio a Calcio $F = 0.02$, de Escandio a Manganeso $F = 0.05$, y de Hierro a Niquel $F = 0.12$. Ahora nos concentramos en discutir sobre el flujo de electrones y positrones. En la Fig. (1.2) se muestra el espectro respectivo

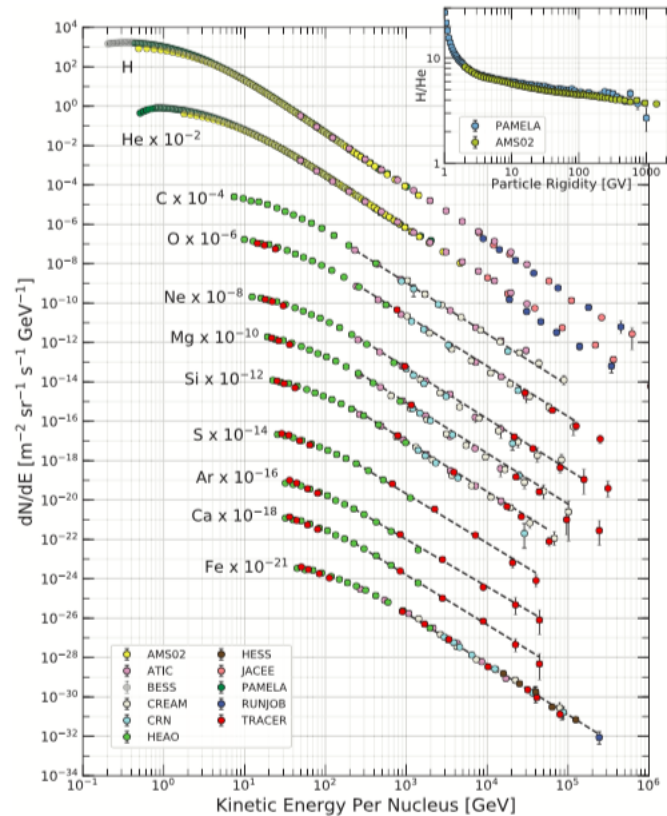


Figura 1.1: En la imagen se muestran las siglas de los experimentos involucrados en la detección de rayos cósmicos [9–12,14–20,32]. Intensidad diferencial de la radiación de rayos cósmicos primarios contra la energía cinética. En la esquina superior derecha se muestra la razón de Hidrógeno a Helio contra la rigidez magnética. Imagen tomada de [8].

de acuerdo a mediciones de diferentes experimentos [21–25]. El experimento ATIC, por ejemplo, mide un pico entre los 300 – 800 GeV, sin embargo, esto no es reportado por el resto de los experimentos. En la gráfica también se muestra un desacuerdo significativo por debajo de los 10 GeV, entre diferentes resultados experimentales, posiblemente asociados a errores sistemáticos.

1.3. Rayos cósmicos secundarios en la atmósfera

Una vez que los rayos cósmicos ingresan a la atmósfera e interactúan con el aire se producen chubascos atmosféricos siempre y cuando los rayos cósmicos tengan suficiente energía. La cascada tiene un núcleo hadrónico que actúa como una fuente colimada que da lugar a otras cascadas generadas principalmente del proceso $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, donde π^0 es un pión neutro y γ es un fotón. Este proceso de chubascos da lugar a que la componente principal generada corresponda con electrones y positrones. En el siguiente capítulo se abundará sobre los detalles de las cascadas atmosféricas en cuanto a las componentes

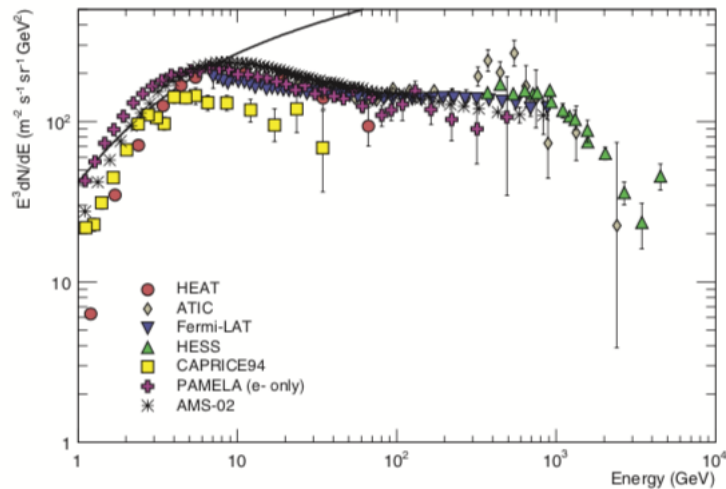


Figura 1.2: Espectro diferencial de electrones y positrones multiplicado por E^3 . La línea continua muestra el espectro de protones multiplicado por el factor de escala 0.01. También se observa que el único experimento que no incluye positrones es PAMELA. Imagen tomada de [8].

hadrónica, electromagnética, y muónica.

Los rayos cósmicos secundarios en la atmósfera se producen a través de la interacción de rayos cósmicos que atraviesan la capa superior de la atmósfera. En la Fig. (1.3) se muestra el flujo vertical de rayos cósmicos primarios y secundarios como función de la atmosférica. Sin considerar los protones y electrones, el resto de partículas son producidas a partir de las colisiones de los rayos cósmicos primarios con el aire. Algunos de las reacciones que se producen dan lugar a muones y neutrinos, los cuales son producto de un decaimiento de mesones cargados, mientras que los electrones y fotones se originan a partir de mesones neutros. Las mediciones de la 1.3 se llevan a cabo en aviones y en globos aerostáticos que se ubican cerca de la capa superior de la atmósfera [26–30]. En

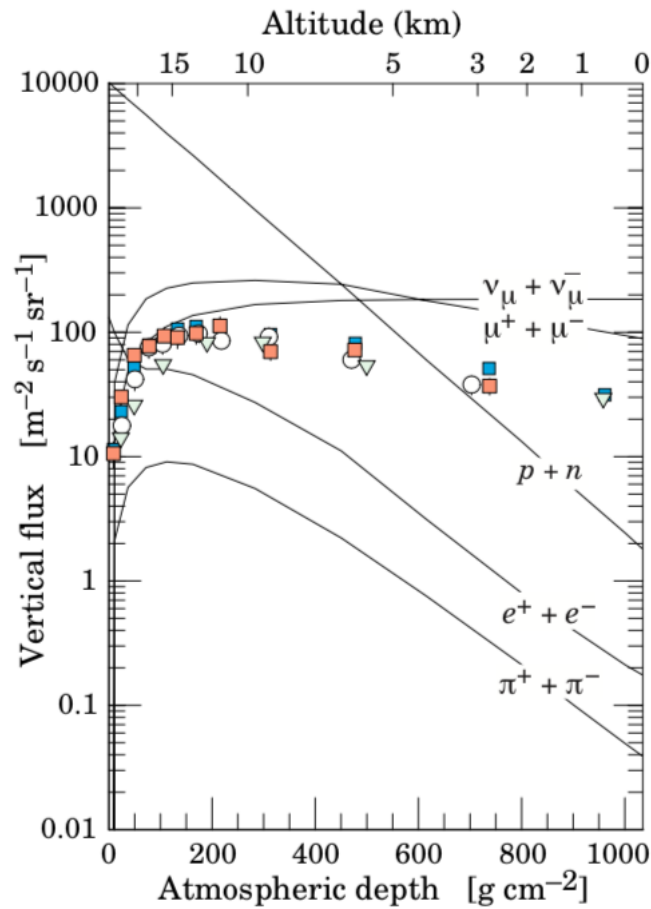


Figura 1.3: Flujo vertical contra la profundidad atmosférica (medida en km) de las componentes primarias y secundarias de los rayos cósmicos. Imagen tomada de [8].

En la Fig. (1.4) se muestra el espectro total de rayos cósmicos primarios. En este caso, el espectro se ha multiplicado por el factor $E^{2.6}$. El intervalo de energía $[10^{15}, 10^{16}] \text{eV}$ se le denomina rodilla del espectro por su nombre en inglés *knee*, mientras que alrededor de 10^{19}eV se le denomina tobillo (**explicar porque tobillo**) del espectro o por su nombre en inglés *ankle*. También cabe destacar que alrededor del valor de energía de 10^{17}eV existe una segunda rodilla del espectro. Esta gráfica Fig. 1.4 es la colección de datos recabados en distintos experimentos tales como el experimento *Pierre Auger*, *KASCADE*, *Telescope Array*, entre otros [31–45].

1.4. Origen de los rayos cósmicos

El origen de los rayos cósmicos está íntimamente ligado a los procesos que ocurren en el universo tales como la dinámica en la formación estelar, las explosiones de supernova, los núcleos activos de galaxía, estrellas de neutrones, y la interacción con el medio

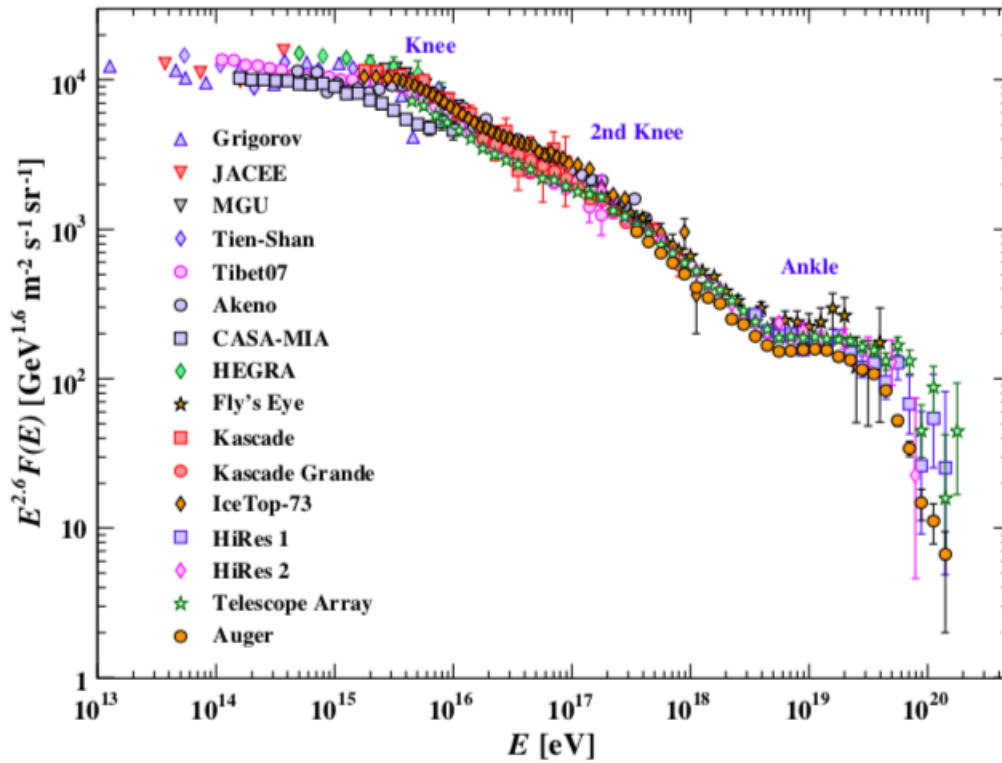


Figura 1.4: Espectro total de rayos c3smicos como funci3n de la energ3a primaria por part3cula. Imagen tomada de [8].

intergal3ctico, entre otros.

Las estrellas son una fuente misma de rayos c3smicos a trav3s de la cadena pp , por ejemplo los rayos c3smicos con energ3as de hasta unos cuantos GeV que arriban a la Tierra provienen del Sol, esto se descubri3o debido a las variaciones observadas d3a-noche reportadas en el espectro. Adem3as, como consecuencia de la enorme masa de las estrellas se genera un campo gravitacional que es balanceado con una presi3n interna hidrost3tica para evitar el colapso estelar. Si la contracci3n gravitacional y su correspondiente calentamiento fueran las 3nicas fuentes de energ3a se tendr3a que el tiempo de vida estimado de la estrella calculado con base en el campo gravitacional ser3a alrededor de 10^7 a3os. Sin embargo, mediciones de la edad de la Tierra indican un tiempo de vida alrededor de 10^{10} a3os, esto nos indica que existe otra fuente energ3tica considerable en la estrella [46]. Esta fuente es la energ3a nuclear. As3 el conjunto de reacciones nucleares que ocurren en el proceso de radiaci3n de las estrellas, en particular del Sol, corresponden con aquellas mostradas en la Fig. (1.5). El desencadenamiento nuclear que ocurre en una estrella da lugar a la producci3n de neutrinos electr3nicos ν_e , protones p , fotones γ 's, positrones e^+ , y n3cleos de He. El proceso nuclear pp no solo es de suma importancia en la producci3n de rayos c3smicos sino que est3 ligado con la propia evoluci3n estelar, pues mientras ocurre este desencadenamiento nuclear las estrellas pierden masa logrando, despu3s de millones de

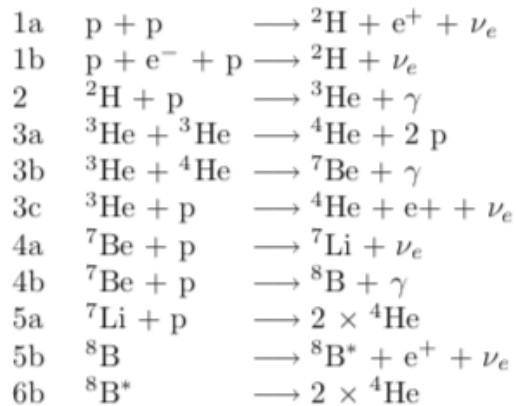


Figura 1.5: Cadena pp de reacciones nucleares que da origen a rayos cósmicos producidos en una estrella como nuestro sol [46].

años, una masa crítica que da lugar a una transición estelar, por ejemplo, una explosión de supernova.

Los remanentes de supernova son fuentes conocidas de producción de rayos cósmicos. La gran explosión que ocurre tras la transición de una estrella hacia la supernova da lugar a un proceso complejo de producción de rayos cósmicos que son acelerados en todas las direcciones. Los rayos cósmicos que arriban a la cima de la atmósfera de la Tierra con energías desde algunos GeV hasta energías de 10^{15} eV son originados a raíz de estos remanentes de supernova. Las supernovas no ocurren muy a menudo, de acuerdo con las observaciones de supernovas conocidas, se concluye que en una galaxía común como la nuestra ocurren de uno a tres eventos de supernova por cada siglo. Las supernovas conocidas históricamente son la SN1006, casi unos 1000 años atrás, la nebulosa del Cangrejo es un remanente de supernova cuya explosión fue observada por los Chinos y japoneses en el año 1054, la supernova Tycho observada por el mismo Tycho Brahe en el año 1572, y años después el mismo Johannes Kepler observó y reportó otra supernova en el año de 1604, y la supernova más joven reportada es la Cas A hace unos 300 años. También recientemente en 1987 se observó la supernova SN1987a fuera de la galaxía que habitamos en una galaxia enana llamada Gran Nube de Magallanes, perteneciente al grupo local [46].

En la Fig. (1.4) de la sección anterior se mostró que los experimentos *Pierre Auger*, *HiRes 1*, *HiRes 2* y *Telescope Array* reportaron la existencia de rayos cósmicos con energías que pueden exceder los 10^{20} eV, a estos rayos cósmicos se les da el nombre de *rayos cósmicos ultraenergéticos*. Estos resultados pusieron de relieve preguntas desafiantes tales como ¿de dónde provienen estos rayos cósmicos?, ¿cómo pueden acelerarse a tan altas energías? y ¿qué tipo de partículas son?, entre otras. Las fuentes plausibles que dan origen a estos rayos cósmicos ultraenergéticos son choques de acreción en el medio intergaláctico (IGM), núcleos activos de galaxias (AGN), ráfagas de rayos gamma (GRB), y estrellas de neutrones [47]. La energía máxima que un rayo cósmico, proveniente de un objeto astronómico, puede llegar a tener se encuentra delimitada por la intensidad

del campo magnético y la extensión de la onda de choque. Con esta idea M. Hillas [51], propuso un diagrama para identificar las fuentes astronómicas que dan lugar a estos rayos cósmicos ultraenergéticos. En la Fig. (1.6) se muestra un diagrama de Hillas, actualizado al año 2011, que muestra las fuentes astronómicas de rayos cósmicos en un espacio fase de intensidad de campo magnético B contra la extensión de la onda de choque R [47]. En la imagen, se tiene que arriba de la línea de color azul los protones pueden quedar confinados a energías superiores a 10^{21} eV, mientras que arriba de la línea roja núcleos de hierro pueden quedar confinados a energías más allá de 10^{20} eV. De acuerdo con esta imagen, las fuentes más probables de los rayos cósmicos ultraenergéticos son las que se encuentran entre las líneas roja y azul, esto es, núcleos activos de galaxia (AGN), ráfagas de rayos gamma (GRB), medio intergaláctico (IGM), remanentes de supernova (SNR) y estrellas de neutrones.

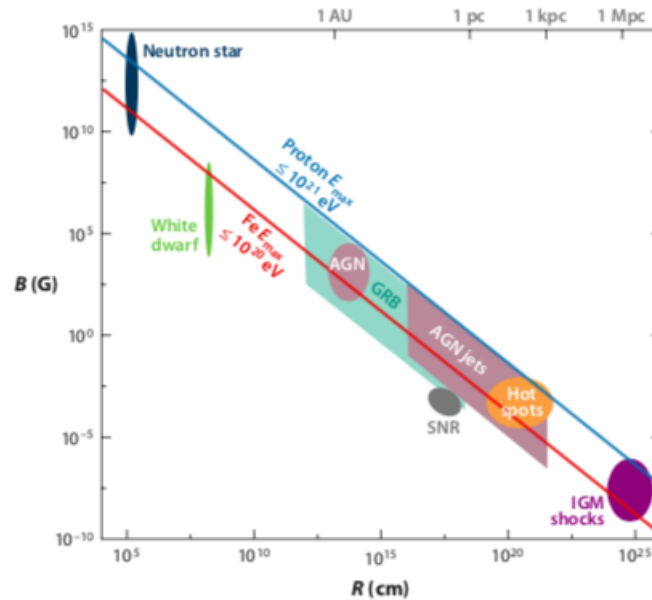


Figura 1.6: Diagrama de Hillas, donde se muestran las fuentes astronómicas que dan lugar a los rayos cósmicos ultraenergéticos de acuerdo con la intensidad del campo magnético y con la extensión de la onda de choque [47].

Al respecto del origen de los rayos cósmicos ultraenergéticos, observaciones recientes han mostrado la existencia de una asimetría a gran escala, lo que apunta a un origen extragaláctico de dichos rayos [48–50].

1.5. Aceleración y propagación

Como se ha dicho anteriormente el arribo de los rayos cósmicos a la atmósfera terrestre está íntimamente ligado a los procesos físicos que ocurren en el universo. Una característica ubicua del universo es la presencia del campo magnético. Cada objeto astronómico en el

universos genera líneas de campo magnético uniformes, mientras que el campo eléctrico solo se manifiesta de manera inducida y transitoria a través de las fluctuaciones espacio-temporales del mismo campo magnético, pues el plasma de las fuentes astrofísicas destruye la componente eléctrica a gran escala en el universo. El mecanismo estándar usado para explicar la aceleración y propagación de los rayos cósmicos es el mecanismo de Fermi [52], también conocido como *aceleración de onda de choque difusiva* [53]. Este mecanismo fue propuesto en 1949 por el mismo Enrico Fermi. La idea básica de este mecanismo consiste en que las partículas ganan energía de manera estocástica cuando atraviesan las nubes magnéticas de los objetos astrofísicos. Las partículas se difunden por las nubes de campo magnético gracias a que cruzan muchas veces los frentes de ondas de choque donde el campo magnético es uniforme y dependiente del tiempo. De acuerdo con este mecanismo la energía que ganan las partículas es proporcional a la velocidad $\Delta E/E \propto \beta \equiv v/c$, lo que representa el mecanismo de Fermi de primer orden, donde c es la magnitud de velocidad de la luz en el vacío. En algunas otras ocasiones ocurre que los centros de dispersión magnética presentan velocidades estocásticas dando lugar a que la energía que ganan las partículas corresponde al mecanismo de Fermi de segundo orden, es decir, $\Delta E/E \propto \beta^2$. De esta manera es imperativa la presencia de ondas de choque para que ocurra el mecanismo de Fermi. Se piensa que las ondas de choque generadas en los remanentes de supernova (SNR) son las responsables de acelerar los rayos cósmicos a través del mecanismo de Fermi de primer orden, mientras que los rayos cósmicos ultraenergéticos de las ráfagas de rayos gamma y de núcleos activos de galaxia así como ondas de choque producidas por la acreción gravitacional. De este mecanismo, las partículas emergen con un espectro característico de ley de potencia como la que se muestra arriba en la Fig. (1.1) [53].

Hoy en día es aceptado que el origen de los rayos cósmicos ultraenergéticos con energías superiores a 10^{19} eV es de fuentes extragalácticas [54]. De esta manera los rayos cósmicos ultraenergéticos son condicionados por los fotones astrofísicos de fondo y las fuentes intensas de campo magnético extragaláctico. En particular, las fuentes de campo magnético extragaláctico modifican la trayectoria de los rayos cósmicos. Los fotones de fondo los constituyen la radiación cósmica de fondo (CMB) y la luz de fondo extragaláctica (EBL). De esta manera cuando los protones y núcleos ultraenergéticos atraviesan el medio extragaláctico interactúan con los fotones de CMB y EBL, respectivamente. Esta interacción cumple las mismas reglas que estipula el Modelo Estándar de partículas elementales, por lo que el mecanismo con el que se interactúa es a través de los procesos de producción de piones, producción de pares, y para núcleos más pesados que el protón el proceso de desintegración de fotones [55].

Así se tiene que para los nucleones (N) con velocidades ultrarelativistas, con un factor de Lorentz $\Gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2} \approx 10^{10}$, que interactúan con la radiación cósmica de fondo se dan lugar los procesos de producción de piones

$$N + \gamma \rightarrow N + \pi^0, \quad N + \gamma \rightarrow N + \pi^\pm.$$

Esta interacción da lugar a una supresión de energía de acuerdo con el efecto GZK (Greisen, Zatsepin y Kusmin) para energías superiores a 10^{20} eV [56], por lo que se piensa que el GZK es el efecto principal en la caída (también llamada corte) mostrada en la Fig.

(1.4) a energías alrededor de 10^{20} eV. Con energías más bajas (para $\Gamma < 10^{10}$), los mismos procesos pueden ocurrir con la EBL, aunque con una probabilidad más baja [57].

Ahora bien, la interacción de protones y/o núcleos, con factor de Lorentz $\Gamma \approx 10^9$, con los fotones de la radiación cósmica de fondo da lugar al proceso de producción de pares electrón-positrón

$$p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$$

En este caso, la pérdida de energía provocada por la producción de pares se empieza a manifestar a energías superiores a 10^{18} eV. Se piensa que la producción de pares electrón-positrón es el efecto principal de la caída mostrada entre la segunda rodilla y el tobillo de la figura (1.4).

Finalmente, los núcleos más pesados A (que los protones) también interactúan con el CMB y con el EBL, lo que da lugar principalmente al proceso de desintegración de fotones

$$(A, Z) + \gamma \rightarrow (A - n, Z - n') + nN,$$

donde A y Z son el número de masa atómica y el número atómico del núcleo, respectivamente. Las cantidades n y n' se refieren al número de nucleones eliminados. El proceso de foto-desintegración es responsable de la producción de partículas secundarias, hadrónicas, que compondrán una fracción considerable del flujo de los rayos cósmicos ultraenergéticos observados en la Tierra. En este caso, la posición exacta de la supresión del flujo y su forma dependen de las especies de núcleos y de la evolución cosmológica de la EBL que no es generalmente conocida como lo es la CMB [54].

1.6. Rayos Gamma

Al propagarse los rayos cósmicos ultraenergéticos en el medio interestelar interactúan con los fotones de la CMB, y la EBL, produciendo partículas inestables, lo que da lugar a la producción de fotones, electrones y neutrinos de alta energía [55]. Dado que en esta sección nos enfocaremos principalmente en rayos gamma solo se mencionarán brevemente los procesos relevantes que dan lugar a los electrones y neutrinos altamente energéticos para después continuar con los procesos que dan lugar a los rayos gamma o los fotones altamente energéticos.

Como se ha mencionado, la propagación de los rayos cósmicos ultraenergéticos da lugar a la producción de neutrinos. Estos son producidos a través de los siguientes procesos de partículas elementales: decaimiento de piones cargados, y el subsecuente decaimiento de muones

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e),\end{aligned}$$

y decaimiento beta de neutrones y núcleos producidos por el proceso de foto-desintegración

(mencionado en la sección anterior)

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \\ (A, Z) &\rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e, \\ (A, Z) &\rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e. \end{aligned}$$

Como se puede apreciar, estos procesos producen neutrinos, lo harán en distintos rangos de energía.

A diferencia de los neutrinos que atraviesan casi cualquier obstáculo sin ser absorbidos, los fotones y electrones de alta energía interactúan con el fondo cósmico dando lugar a cascadas electromagnéticas. Los procesos que ocurren en esta interacción son la producción de pares

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

y la dispersión inversa Compton

$$e + \gamma \rightarrow \gamma + e.$$

La dispersión inversa Compton ocurre después de que se rebase una energía umbral asociada con la producción de pares. El resultado final de la cascada es un flujo de fotones de baja energía menor que la energía de umbral. Se puede probar [58] que el espectro de fotones producido en la cascada sigue la siguiente regla

$$n_\gamma(E_\gamma) \propto \begin{cases} E_\gamma^{-3/2}, & E_\gamma < \mathcal{E}_X, \\ E_\gamma^{-2}, & \mathcal{E}_X \leq E_\gamma \leq \mathcal{E}_{EBL}, \end{cases}$$

donde $\mathcal{E}_X = \frac{1}{3}\mathcal{E}_{EBL}$ es la energía mínima promedio de un fotón producido por un electrón con energía $\frac{1}{2}\mathcal{E}_{EBL}$ a través del mecanismo de Compton inverso, siendo $\mathcal{E}_{EBL} \approx 2.5 \times 10^{11}$ eV la energía umbral debido al fondo de luz intergaláctico [55]. La normalización del espectro mostrado en la ecuación anterior se obtiene a partir de la conservación de la energía. De esta manera, la propagación de los rayos cósmicos ultraenergéticos produce cascadas electromagnéticas provocando pérdidas de energía de los rayos cósmicos y transformándola en la energía que llevan rayos-gamma de baja energía. Además, esto contribuye al fondo difuso de rayos-gamma. El fondo difuso de rayos-gamma ha sido detectado por el satélite Fermi-Lat [59].

Para finalizar esta sección y este capítulo, se presenta un breve ejemplo de la importancia de la detección de rayos gamma y en general de los rayos cósmicos. De acuerdo con [60], en la última década, las colaboraciones HESS, VERITAS y MAGIC reportaron la detección de rayos gamma altamente energéticos directamente del Centro galáctico, extendiendo las energías de detección desde $30 \sim 50$ TeV. En particular, en [60] se utilizan los telescopios de rayos gamma HAWC (High-Altitude Water Cherenkov, por su nombre en inglés) y MILAGRO para caracterizar la emisión de rayos gamma provenientes de los púlsares Geminga y Monogem, con lo que se concluye que se favorece como el origen

de las emisiones altamente energ3ticas observadas por HESS, VERITAS y MAGIC, a la dispersi3n Compton inversa, entre otros resultados. Adem3s tambi3n se concluye que se requiere una tasa de natalidad de $\sim 100 - 1000$ estrellas de neutrones por cada Myr cerca del Centro Gal3ctico.

Despu3s de esta amplia discusi3n sobre rayos c3smicos, en el siguiente cap3tulo nos enfocaremos en la configuraci3n del telescopio de rayos Gamma HAWC donde se discutir3 el arreglo experimental de este telescopio, el fen3meno de la radiaci3n Cherenkov, las casc3das de part3culas atmosf3ricas, y la reconstrucci3n de las mismas. Estos 3ltimos elementos nos servir3n para resolver el problema de estimaci3n de la energ3a de los rayos c3smicos en el experimento HAWC.

Capítulo 2

El observatorio HAWC

HAWC (High Altitude Water Cherenkov) u Observatorio Cherenkov de agua de gran altitud, está localizado a una altitud de 4100ms.n.m. en las faldas del volcán Sierra Negra a una latitud de $18^{\circ}59'41''\text{N}$ y longitud $97^{\circ}18'28''$, dentro del Parque Nacional Pico de Orizaba, formado por el volcán Pico de Orizaba (Citlaltépetl) y el volcán Sierra Negra, a unos 7km del Pico de Orizaba en dirección sur poniente [61].

El observatorio HAWC está diseñado para detectar rayos gamma (γ) y rayos cósmicos en un rango de 100 GeV a 100 TeV , pero su altitud y dimensión física permiten mediciones de rayos cósmicos hasta energías de PeV [62] (ver figura 2.1).



Figura 2.1: El observatorio HAWC [63]

2.0.1. Arreglo del Observatorio HAWC

El observatorio HAWC se encuentra conformado por 300 detectores de luz Cherenkov en agua o WCD (Water Cherenkov Detector), cada uno de los detectores está equipado con cuatro tubos fotomultiplicadores (PMT). HAWC reutiliza las placas frontales del Experimento MILAGRO para recibir las señales de los PMT. [66] Estos tanques WCD están en una superficie de 22000 m^2 , equipados con 1200 fotomultiplicadores (PMT) orientados hacia arriba y distribuidos en el fondo de los tanques; tres PMT Hamamatsu de 8 pulgadas en un triángulo a 6 pies del centro del tanque y otro PMT de alta eficiencia cuántica Hamamatsu de 10 pulgadas que está en el centro del tanque. Esto mejora la eficiencia de detección en eventos de baja energía [67]

Cada tanque es de acero galvanizado de 7.3 m de diámetro y 5 m de altura; en su interior tiene una bolsa de PVC negra llena, aproximadamente hasta los 4.5 m de altura, con 188000 L de agua extremadamente pura. Cabe mencionar que los tanques WCD están enterrados a 60 cm en el suelo para que tengan un mejor soporte y así cumplir la certificación de terremotos [67] (ver figura 2.2).

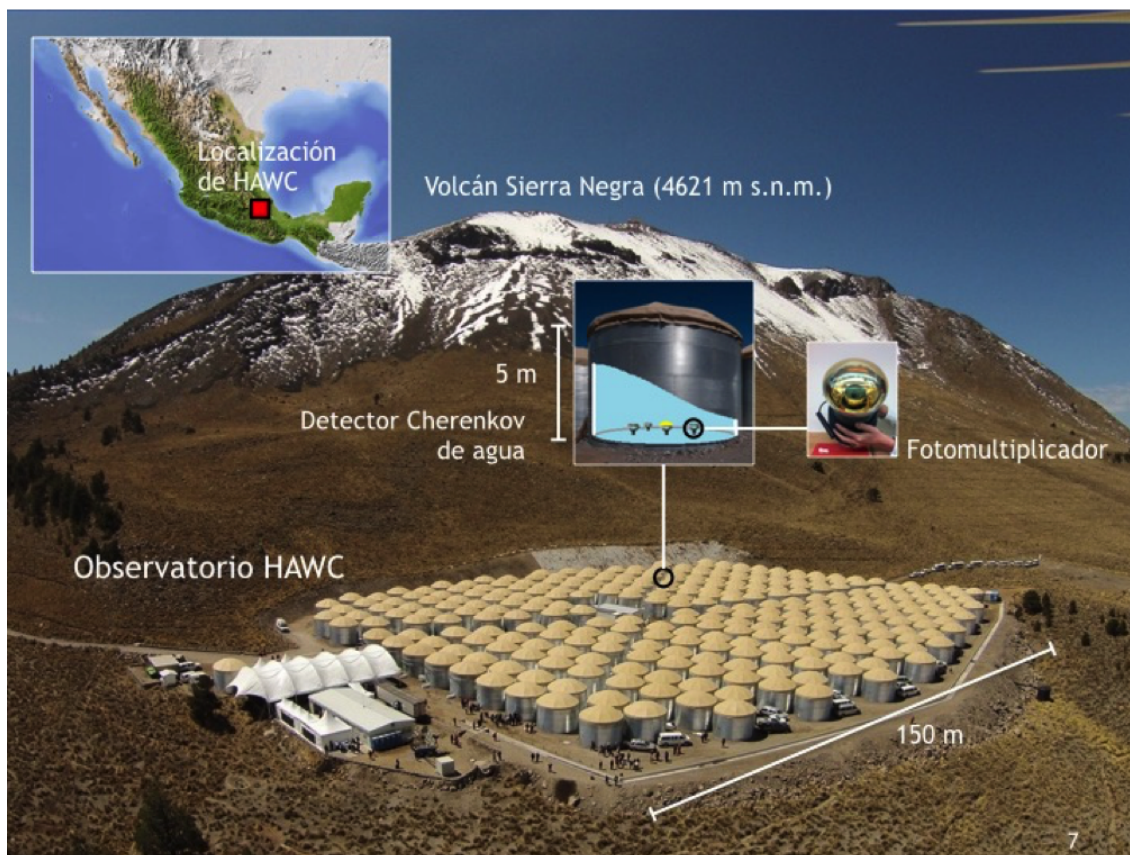


Figura 2.2: El observatorio HAWC con sus 300 detectores Cherenkov en agua (Colaboración HAWC).

2.0.2. PMTs

Los tubos fotomultiplicadores (PMT's) son tubos de vacío equipados con un sensor de luz que funciona con el principio básico del efecto fotoeléctrico. Es decir, trabajan con unas velocidades de respuesta muy rápidas a niveles de decenas de nanosegundos que son lo suficientemente sensibles para detectar fotones individuales.

Los PMT's están compuestos por una capa de vidrio cuya superficie interna está cubierta por un semiconductor llamado fotocátodo. Los fotones, que alcanzan el fotocátodo, liberan electrones de la superficie por medio del efecto fotoeléctrico y éstos se aceleran hacia una placa metálica con cierto voltaje llamada dínodo que se encuentra detrás del fotocátodo. Cuando los electrones liberados por los fotones colisionan con el primer dínodo, cada electrón primario libera un nuevo grupo de electrones y este nuevo grupo se acelera al segundo dínodo y cada electrón secundario crea otro grupo de electrones y así continúa creciendo hasta alcanzar el último dínodo. Después de que los electrones llegan al último dínodo, se recolectan y se envían por medio del ánodo a la salida para su medición. [68] (ver figura 2.3)

En Hawc, se usan dos modelos de PMT, el primer modelo es el Hamamatsu R5912 de 8 pulgadas y el segundo es el Hamamatsu R7081 de 10 pulgadas. Este último es más sensible a los EAS de bajas energías [69].

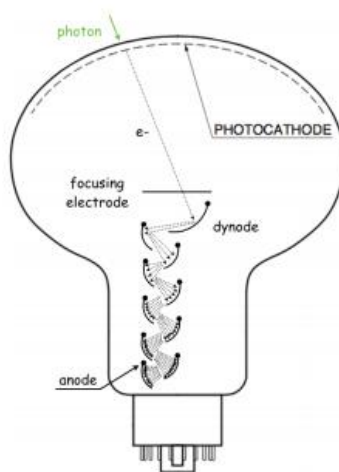


Figura 2.3: Diagrama de un PMT. Imagen modificada de [69].

Los PMT's envían la señal por medio de un cable coaxial $RG - 19$, el cual transmite mediciones al sistema de adquisición de datos (DAQ). Este sistema (DAQ) amplifica y digitaliza la señal de los PMT's por medio de un conjunto de tarjetas electrónicas FEB (Front End Board). Estas tarjetas son de tipo analógico y digital. Las tarjetas de tipo analógico tienen varias funciones con relación a las señales procedentes de los PMT. Estas separan las señales de la línea base de alta tensión del cable coaxial, terminan la línea de transmisión por medio de una resistencia del cable coaxial para minimizar las reflexiones de la señal [68]. También, comparan la señal con dos umbrales, umbral alto y umbral bajo.

El umbral alto es de $4PEs$ y el bajo es de $1/4PEs$, cuando la señal cruza alguno de los umbrales se genera un pulso que determina el tiempo en que la señal pasó por el umbral determinado. Los FEB digitales dan forma a los pulsos por medio de una técnica TOT por sus siglas (Time Over Threshold o tiempo sobre el valor umbral). Cuando la señal del PMT pasa por el umbral de voltaje bajo, y no el de voltaje alto, se forma la señal de tipo two-edge; cuando la señal cruza el umbral de voltaje bajo y el umbral de voltaje alto se obtiene una señal four-edge [69]. Ya realizado este proceso, pasa hacia el TDC por sus siglas (Time to Digital Converter), HAWC usa 10 CAEN VX1190A TDC con 128 canales cada uno para registrar las ondas emitidas por los FEB digitales, donde cada canal registra los bordes ascendentes y descendentes con una precisión de 100 picosegundos. Los TDC operan continuamente con un reloj de 45 KHz para activar los datos en bloques de 25 microsegundos de longitud conocidos como eventos TDC. Cada conjunto de 1000 eventos TDC secuenciales se agrupan para la reconstrucción del EAS. La carga total de datos con cada TDC contribuyendo con 45 MB/s a la secuencia de datos es de 450 MB/s [69]. Posteriormente, se hace un proceso de selección por medio de un trigger (disparo) que consiste en que se debe recibir la señal de al menos 20 PMT's en un lapso de 150 ns , si se cumple ese trigger, se selecciona el evento. Además, se reduce la tasa de datos de 450 MB/s a aproximadamente 20 MB/s ; generando aproximadamente 1.7 TB al día [68]. La selección se realiza por medio de triggers que requieren una señal de al menos 28 PMT's en 150 ns , los hits se guardan entre 500 ns antes del trigger y después de $1\text{ }\mu\text{s}$ para la reconstrucción. Posterior a este proceso, los datos ya están digitalizados y almacenados para la reconstrucción offline y online del EAS [69] (ver figura 2.4).

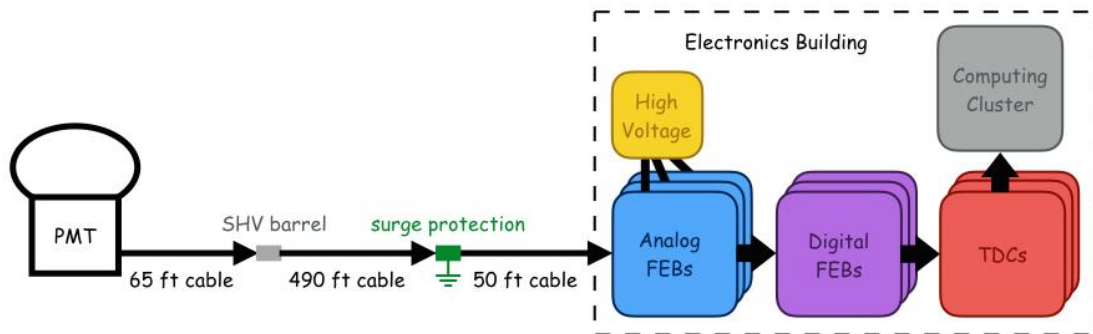


Figura 2.4: Diagrama de la electrónica de un WCD [68]

2.0.3. Radiación Cherenkov

La velocidad de la luz en el vacío es ($3 \times 10^8\text{ m/s}$); sin embargo, dependiendo de la polarización eléctrica y magnética del material de un medio diferente, puede cambiar su velocidad de onda respecto a la que se registra en el vacío. Por otro lado, la velocidad de fase de la luz en un medio y su velocidad en el vacío se conoce como índice de refracción

n del material. Cuando una partícula cargada se mueve más rápido que la velocidad de la luz en un medio, aparece una radiación débil llamada Radiación Cherenkov.

Si partimos de una partícula cargada en movimiento que emite ondas electromagnéticas, y si esta misma partícula cargada se mueve en un medio polarizable con moléculas, las moléculas se excitan a los estados más altos. Al volver al estado fundamental, estas moléculas vuelven a emitir fotones en forma de radiación electromagnética. Si las partículas se mueven más rápido que la velocidad de la luz, las ondas emitidas se acumulan y conducen una radiación coherente en un ángulo θ con respecto a la dirección de la partícula (ver figura 2.5). En el agua, que tiene un índice de refracción $n = 1.33$ las partículas se mueven a una velocidad de $2.3 * 10^8 m/s$ para generar Radiación Cherenkov [70].

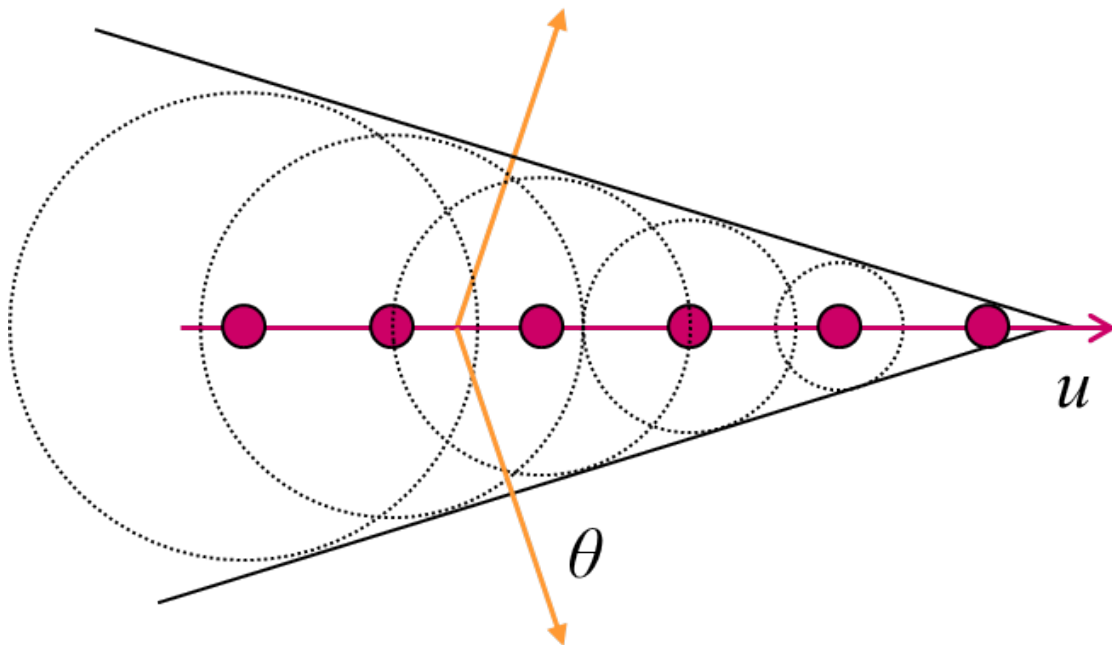


Figura 2.5: Se muestra el frente de onda esférico de la radiación Chrenkov de una partícula [70].

2.1. Cascada de partículas atmosféricas

La radiación conocida como radiación (o partícula) primaria, proveniente del espacio exterior, interactúa con la atmósfera produciendo una gran cantidad de partículas secundarias por medio de sucesivas colisiones con núcleos de partículas atmosféricas como nitrógeno y oxígeno. Estas nuevas partículas producen más partículas secundarias y se repite el proceso hasta formar una EAS.

El desarrollo longitudinal del EAS está dado por el número de partículas producidas y por las interacciones dentro de la atmósfera. Durante la duración del EAS se va reduciendo la energía total de la partícula primaria, hasta que las partículas secundarias no tengan

la energía suficiente para seguir produciendo partículas secundarias.

Por lo tanto, el número de partículas aumenta hasta cierto valor máximo en determinada profundidad de la atmósfera hasta que empieza a decaer. Esta cantidad máxima de partículas depende del ángulo cenital y la energía de la partícula primaria. Todas las partículas de un EAS se definen con respecto al plano lateral y al eje longitudinal (eje del EAS), al borde del frente se le conoce como frente, que contiene la gran mayoría de las partículas del EAS [71] (Ver figura 2.6).

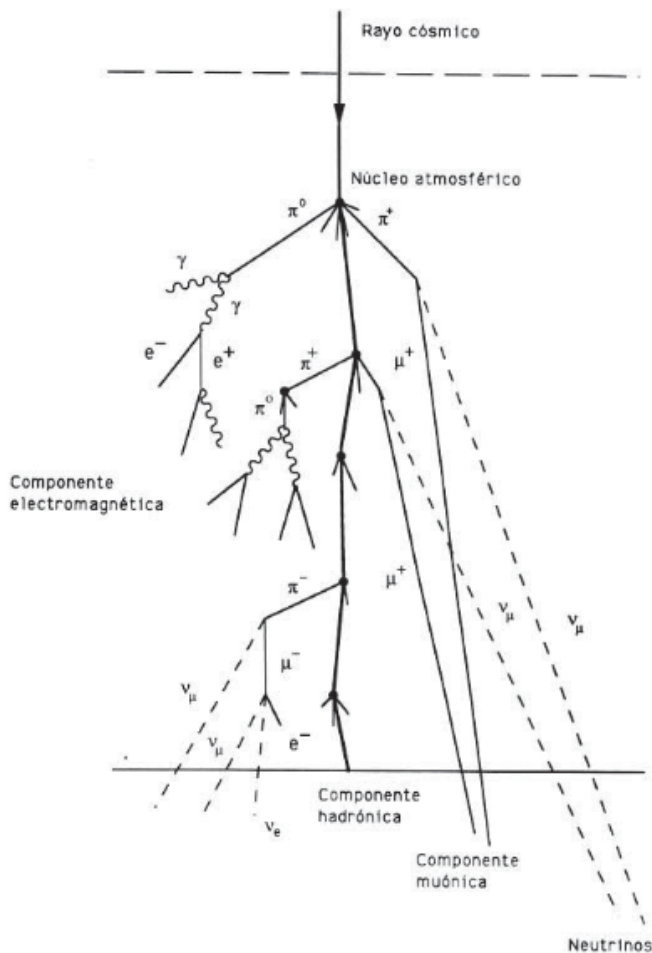


Figura 2.6: Cascada de partículas generada por un Rayo Cósmico (RC) de alta energía a la entrada de la atmósfera [74].

Un protón de 10 GeV, chocando verticalmente en la atmósfera, produce aproximadamente 3×10^{10} partículas. La mayoría son fotones, electrones, positrones; aproximadamente el 99%, con una energía de 1 a 10 MeV y llevan el 85% de la energía total. El resto de las partículas como muones constituyen un aproximado de 1 GeV con el 10% de la energía total; piones el 4% de la energía y algunos en poca cantidad de neutrinos y bariones, las distintas componentes de un EAS se ilustran en la figura 2.7 [72].

El modelo de Heitler describe una cascada electromagnética, este proceso se lleva a cabo durante el paso de las partículas que interactúan y generan dos partículas secundarias con la mitad de la energía de la partícula inicial o aquella partícula que la originó. Considerando n pasos, el número de partículas que se generan es $N_n = 2^n$ con energía individual de E_0/N_n , E_0 es la energía de la partícula primaria. Este proceso continúa hasta que cae a un nivel crítico menor a 80 MeV, donde la pérdida de energía por electrones, a través de Bremsstrahlung, es igual a la tasa de pérdida de energía por ionización. El modelo tiene definidas estas las siguientes tres propiedades de las cascadas electromagnéticas.

- El número de partículas en el desarrollo máximo de las partículas es proporcional a la energía del rayo cósmico primario entrante.

$$N_{max} = E_0/E_c^\lambda \quad (2.1)$$

Heitler toma esta energía como la energía crítica E_c^λ , en la cual el valor crítico es 80 MeV

- La evolución de la profundidad máxima de la cascada electromagnética es logarítmica con la energía en g/cm^2

$$N_{max} = X_0 + \lambda_r \ln(E_0/E_c^\lambda) \quad (2.2)$$

Donde λ_r es la longitud de radiación en el medio y $\lambda_r = 37g/cm^2$ es la posición de inicio de la cascada.

- La profundidad del máximo de la cascada, X_{max} , tiene una tasa de crecimiento con la energía como

$$dX_{max}/d\log_{10}E_0 = 2.3\lambda_r \quad (2.3)$$

y se da a una longitud de radiación en el medio de $85 g/cm^2$.

El modelo de Heitler predice el tamaño de la cascada de manera eficiente, si se interpreta con cuidado. Así pues, el modelo se puede adaptar para describir las cascadas hadrónicas; en este caso, se puede decir que las interacciones hadrónicas producen $2N$ piones cargados π^+ , π^- y N piones neutros π^0 . Mientras los π^0 decaen inmediatamente alimentan la parte electromagnética de la cascada, los piones π^+ , π^- interactúan más, la cascada hadrónica continúa creciendo hasta que los piones cargados alcanzan una energía

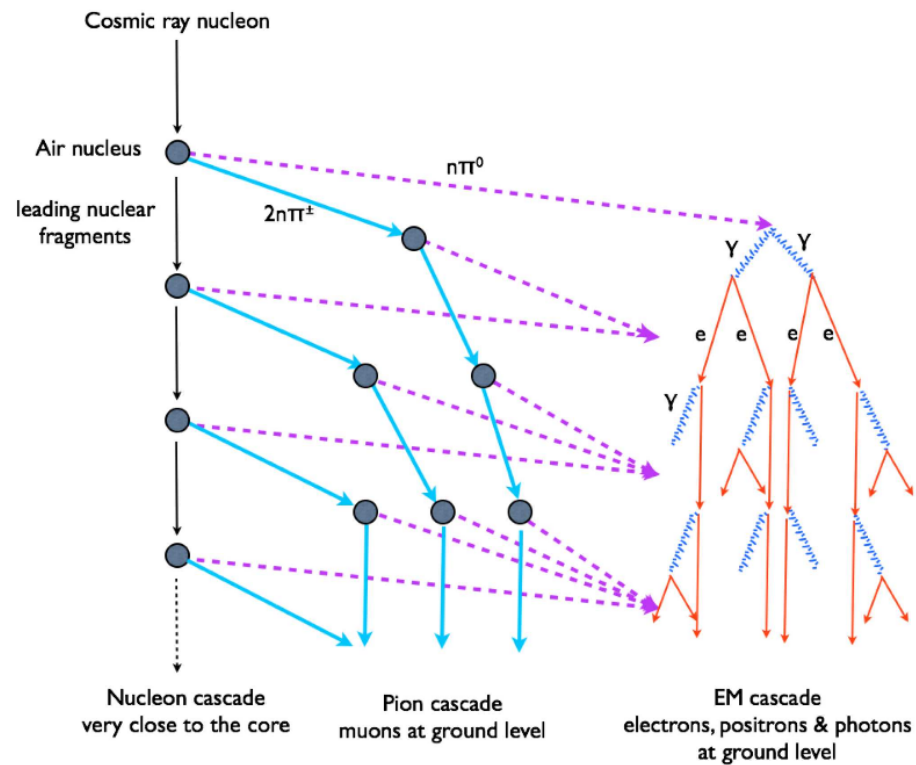


Figura 2.7: Componentes de una EAS, en cada paso se transfiere un tercio de la energía de la cascada hadrónica a la electromagnética (imagen modificada de [72])

donde comienza su descomposición y ya no hay interacción [72].

Los piones cargados decaen en muones y son éstos los que finalmente llegan al nivel del suelo. El número de muones generados por la cascada depende de cuando los piones cargados alcanzan la energía crítica, donde la energía crítica es $E_c^\pi = 20$ GeV, el número de muones se estima (**acá falta algo**):

2.2. Reconstrucción de una cascada de partículas atmosféricas en general

La reconstrucción de los parámetros de la cascada empiezan por la localización del core o núcleo de la cascada, así como su dirección de arribo. Para esto, es necesario calcular la distribución lateral de la cascada y los tiempos de arribo del frente del chubasco (cascada). Por tanto, los pasos para la construcción de un EAS son:

- Dirección de Arribo
- Núcleo del Chubasco
- Parámetro de edad.

La dirección de arribo se estima por medio de los ángulos θ (cenital) y ϕ (acimutal), usando la diferencia de tiempo de llegada de las partículas. Siempre el frente del chubasco es perpendicular al eje de la dirección de arribo.

El núcleo del chubasco es la región central y es donde existe la mayor cantidad de partículas, ésta va disminuyendo más lejos del núcleo. Puede haber cascadas con varios núcleos, esto se puede dar por la fragmentación de partículas primarias pesadas o por partículas secundarias de altas energías.

El parámetro de edad es utilizado para determinar el desarrollo de la cascada de partículas atmosféricas así como también para cascadas iniciadas por hadrones como protones o núcleos atómicos. Para el caso de las cascadas electromagnéticas existe un parámetro de edad s , el cual tiene tres significados $s = 0$, $s = 1$, $s > 1$; esto es cuando está en la primera interacción, en el máximo y después del máximo de la partícula respectivamente.

El parámetro de edad longitudinal se encuentra relacionado con el crecimiento y decaimiento del número de partículas en la cascada y con el espectro de energía de los fotones y electrones.

En un modelo básico, cuando una cascada o chubasco electromagnético alcanza su punto máximo de desarrollo, el espectro de energía de los electrones y los fotones tienen la misma forma en el máximo de la cascada así como la misma distribución lateral alrededor del eje del chubasco. El parámetro s longitudinal es: $s = 3t/t + 2\beta$.

Para describir la distribución de densidad lateral se usó el parámetro de edad lateral del chubasco. Nishimura, Kamata y Greissen encontraron una función que relaciona la distribución lateral de las partículas del chubasco con el parámetro de edad, llamada NKG:

$$\rho(R) = C(N/R_0^2)(R/R_0)^{s-2} \quad (2.4)$$

Donde $\rho(R)$ es la densidad de la partícula a una distancia R y N el número total de partículas secundarias de la cascada. C es una constante de normalización; R_0 es el radio de Moliere; s es la edad de la cascada. La edad lateral de la cascada electromagnética varía con la distancia axial con la ecuación:

$$s(r) = 2 - \alpha + (6.5 - \nu)/1 + 2r \quad (2.5)$$

Donde $r = R/R_0$, α , ν se obtienen con el ajuste de la distribución lateral de las partículas en el suelo. En el caso de las cascadas iniciadas por hadrones, las edades longitudinal y lateral no coinciden a diferencia de las cascadas electromagnéticas, en las cuales sí hay coincidencia. La edad lateral en las EAS se obtiene de $s(r) = 2 - \alpha + (6.5 - \nu)/1 + 2r$ donde $r = R/R_0$, α y ν se obtienen del ajuste de la distribuidor lateral de las partículas en el suelo.

La reconstrucción de una cascada de partículas atmosféricas depende también de la forma cómo está configurado el arreglo de detectores [69].

2.3. Reconstrucción de una cascada de partículas atmosféricas con HAWC

El principal objetivo del detector HAWC es medir un evento de EAS, generado por un rayo gamma de alta energía. Una vez obtenida la medición, se realiza la reconstrucción de la cascada, hasta llegar a la dirección de llegada de la partícula inicial. La reconstrucción consiste en estimar un mejor ajuste al ángulo de incidencia, una estimación de la energía y del tipo de partícula primaria de rayos cósmicos o rayos gamma de los eventos seleccionados.

2.3.1. Localización de core o núcleo del chubasco

El núcleo del chubasco atmosférico es donde se encuentra una mayor concentración de partículas y energía. Se usa su posición para hacer el ajuste de la dirección de arribo y separación de variables gamma o hadrón. Para la reconstrucción del núcleo del chubasco se tiene que hacer una estimación del centro de masa de los hits que fueron localizados dentro del arreglo de detectores del observatorio, esta misma ayudará a tener una estimación

2.3. Reconstrucción de una cascada de partículas atmosféricas con HAWC 27

inicial de la posición del núcleo. Un hit es un PMT con señal durante un evento. La estimación del centro de masa está dada por:

$$r_{cm} = \frac{\sum \vec{r}_i q_i}{\sum q_i} \quad (2.6)$$

Donde r_i es la posición del i -ésimo PMT en las coordenadas del arreglo y q_i es la carga efectiva detectada por el mismo. Se debe hacer un ajuste χ^2 de la distribución lateral con una función que decrece con la distancia usando el centro de masa, esta función de nombre *Super fast core fit (SF CF)* es una función tipo NKG con la forma:

$$S_i = S(A, \vec{x}, \vec{x}_i) = A \left(\frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-|\vec{x}_i - \vec{x}|^2/2\sigma^2} + \frac{N}{(0.5 + |\vec{x}_i - \vec{x}|/r_0)^3} \right) \quad (2.7)$$

Donde S_i es la señal del i -ésimo PMT, A es la amplitud, \vec{x} es la posición del núcleo, \vec{x}_i es la localización de una señal medida de un PMT, y r_0 es el radio de Molière, donde los valores de σ y N son fijos a $10m$ y 5×10^{-5} respectivamente [69].

En la figura 2.8 se muestra la distribución de carga para un evento de un chubasco medido en Hawc. Se puede observar que, entre más lejos del núcleo esté, el frente del chubasco será menos poblado y se hace más amplio con el tiempo. Para la componente electromagnética se espera una cierta densidad en la distancia lateral desde el núcleo y dicha densidad se puede aproximar con la función *NKG*. En la imagen se puede observar la estimación de la densidad de partículas electromagnéticas, Hawc mide la densidad de la energía y utiliza la función 2.7 [64].

2.3.2. Dirección de Arribo

Para poder reconstruir la dirección de arribo del chubasco, se usan los lapsos de tiempo entre los PMT's que tienen la señal del chubasco. El eje del chubasco se puede representar como primera aproximación mediante un plano que viaja a la velocidad de luz. Esto es para las partículas que están más cerca del eje del chubasco, donde mantienen aproximadamente la dirección de la partícula primaria, pero para partículas más alejadas del eje del chubasco se observa una trayectoria más larga, y lo tanto más tiempo de arribo. Tomando en cuenta la velocidad finita de las partículas y el tiempo más largo en las partículas más alejadas del eje, ocurre que se curva el frente del chubasco. Ahora bien, se deben tomar en cuenta las diferencias de tiempo para ajustarlo a un plano con los hits alejados del centro del chubasco. Para este ajuste de curvatura del frente del chubasco, la corrección por metro cuadrado desde el núcleo del chubasco suele ser de 0.15 ns . También se realiza un ajuste de χ^2 del plano. Con los ángulos cenital θ y acimutal ϕ , se define la dirección estimada de la partícula primaria [64].

2.3.3. Parámetro de edad

El parámetro de edad (S), se obtiene con el ajuste de todos los eventos, uno por uno de la distribución lateral, con la función tipo *NKG*:

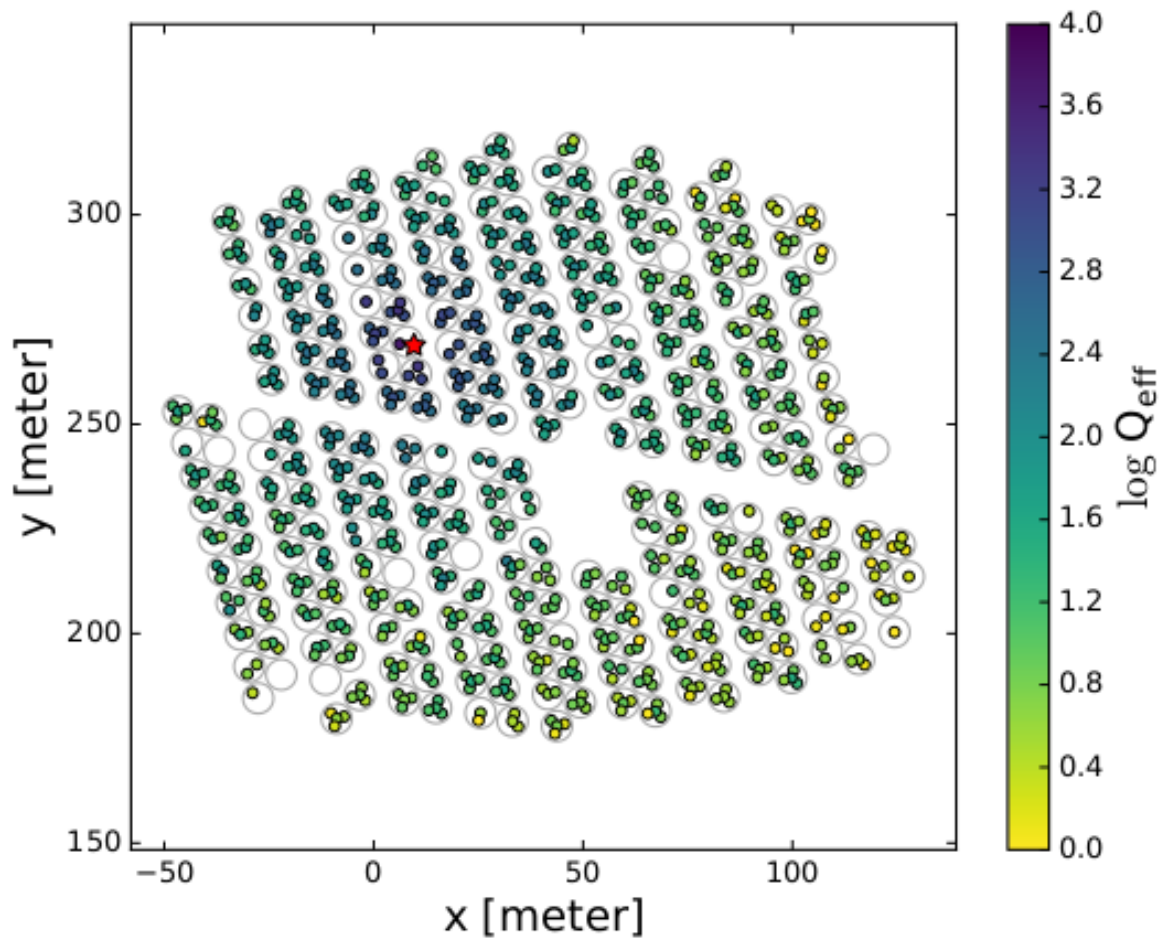


Figura 2.8: Ejemplo de una cascada medida, donde se muestra el ajuste del núcleo SFCF (la estrella roja) que tiene mayor densidad de energía en $\text{SFCF} = 9.6m, 268m$ (imagen modificada de [64]).

2.3. Reconstrucción de una cascada de partículas atmosféricas con HAWC 29

$$f(r) = A(r/r_0)^{s-3}(1 + r/r_0)^{s-4.5} \quad (2.8)$$

donde r es la distancia radial al eje del chubasco en el plano del disco de la cascada $r_0 = 124.21 \text{ m}$ y A es el parámetro de normalización [69].

2.3.4. Simulación y eventos

La propagación de partículas secundarias, desde la atmósfera al nivel de la tierra, es simulada por CORSIKA v740. Los modelos de interacción hadrónica para las simulaciones son FLUKA y QGSJet-II-03 para regiones de bajas y altas energías respectivamente. Las interacciones de partículas secundarias de chubascos, con los detectores de HAWC, son simuladas con HAWCsim, el cual está basado en una herramienta desarrollada en el CERN, llamada GEANT4. Se obtiene un archivo simulado, con el mismo formato de los archivos, con datos experimentales y ambos archivos son reconstruidos con el mismo algoritmo. En las simulaciones de HAWC, se generan ocho especies nucleares atómicas, la información usada para estas simulaciones se obtuvo de medidas durante los vuelos del experimento CREAM; algunos otros datos se obtuvieron de las mediciones directas realizadas por los experimentos PAMELA y AMS. Estas ocho especies atómicas nucleares simuladas son: 1H , 4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{56}Fe , con un espectro de energía diferencial E^{-2} entre 5GeV y 3PeV uniformemente distribuidos con r sobre una superficie plana circular de 1000 m de radio. El ángulo cenital es de un rango entre 0° y 70° grados con una distribución de llegada sin $\theta \cos \phi$, donde θ es el eje del ángulo cenital del chubasco. Para que la distribución sea más realista, se le añade un peso a los datos simulados con el programa SWEETS (Software for Weighting Events and Eventlike Things and Stuff). La distribución usada en las simulaciones es pesada por medio de la variable de SWEETS, $IWgt$, la cual describe un flujo isotrópico con una densidad de área uniforme en la superficie y contiene información del modelo para el espectro de energía. Las simulaciones para cada tipo de partícula, se pesan en SWEETS con una doble ley de potencias. Los ajustes de doble ley de potencias son de la forma:

$$f(E) = \left\{ \begin{array}{l} A \times \left(\frac{E}{E_0}\right)^a \text{ para } E < E_b \\ A \times \left(\frac{E_b}{E_0}\right)^{a-b} \left(\frac{E}{E_0}\right)^b \text{ para } E \geq E_0 \end{array} \right\} \quad (2.9)$$

donde A es el flujo de cada especie de elemento, y los demás parámetros se obtienen del mejor ajuste [69].

2.3.5. Reconstrucción de la energía de los Rayos Cósmicos

En el experimento HAWC, se tiene actualmente una reconstrucción optimizada para calcular la energía de los rayos cósmicos [64]. El método utilizado se describe a continuación.

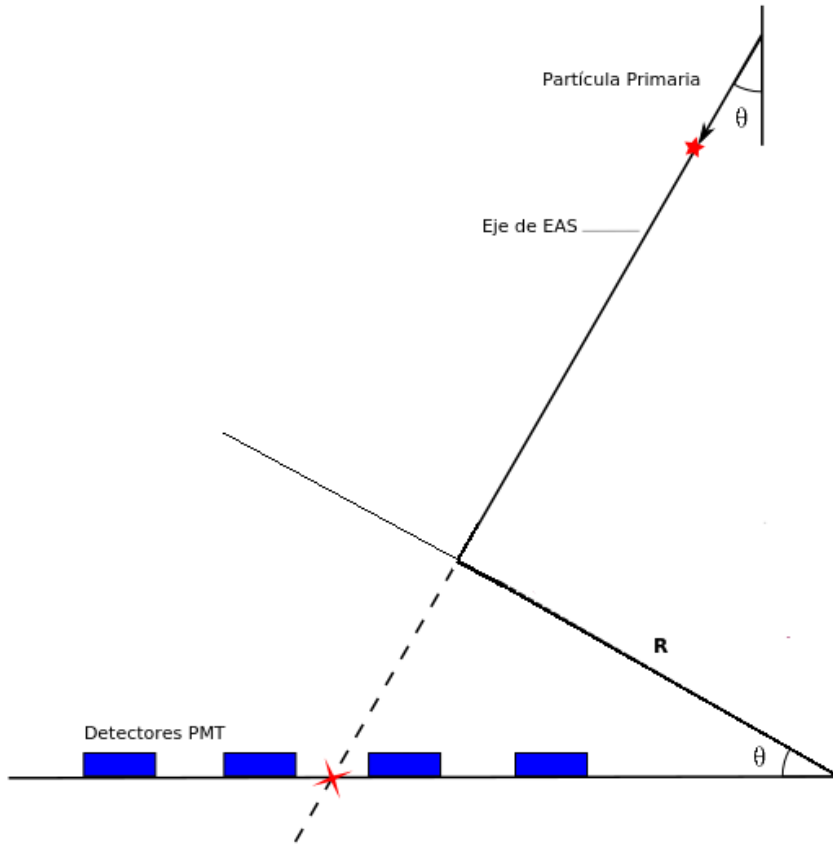


Figura 2.9: Diagrama de la llegada de la EAS, mostrando los parámetros considerados en este trabajo. Imagen modificada de [65].

Tablas de Probabilidad: considerando la figura 2.9, la distancia del PMT al core se mide en el plano de la EAS, y se le llama distancia lateral \vec{R} .

Una vez estimados los ángulos cenital (θ) y acimutal (ϕ), éstos definen el plano de arribo, entonces se considera un vector normal $\vec{n} = (\sin(\theta) \cos(\phi), \sin(\theta) \sin(\phi), \cos(\theta))$, para determinar la distancia lateral a través de la proyección desde el detector sobre el plano del EAS [64].

$$\vec{R} = \|\vec{x}_d - (\vec{x}_d \cdot \vec{n})\vec{n}\| \quad (2.10)$$

Donde $\vec{x}_d = \vec{x}_{PMT} - \vec{x}_{core}$ es el vector del PMT al núcleo (o core) en el plano del detector, la proyección se describe con el vector \vec{R} . [64]

Simulando todo el conjunto de datos, se normaliza una tabla o plantilla de eje Q (Señal

2.3. Reconstrucción de una cascada de partículas atmosféricas con HAWC 31

medida del PMT) definiendo la función densidad de probabilidad $f(Q, R|\theta, E)$, con la condición de normalización $\sum_q f(Q, R|\theta, E)\Delta q = 1 \forall R, \theta, E$ y $q \in Q$. Esta función permitió que se de la probabilidad de que un protón primario con energía E y ángulo cenital θ tenga registro en un PMT con una carga q a una distancia r desde el núcleo de la EAS [64]. Finalmente, la forma que toma la tabla de energías del protón tiene tres bins de $\theta: 0.957 \leq \cos \theta \leq 1, 0.817 \leq \cos \theta \leq 0.957, 0.5 \leq \cos \theta \leq 0.817, 44$; la energía se conforma en 44 bins de $70\text{Gev} - 1.4\text{PeV}$ con un ancho de bin de 0.1 en $\log E$; 70 bins en la distancia lateral, que van de 0 a 350m con un ancho de bin de 5m ; y 40 bins de carga en el rango de 1 a 10^6 fotoelectrones en pasos de 0.15 en $\log Q$. En HAWC también se creó una tabla similar para rayos gamma, con el cambio de 40 bins de energía hasta 500 TeV espaciados por 0.1 en $\log E$ [64].

En la simulación el ángulo cenital θ y el ancho del bin de la energía fueron definidos las mismas características que para las tablas de probabilidad. Al ancho del bin en la distancia lateral se le asigna la mitad del valor del espacio aproximado de 10m , que existen entre los centros de cada WCD. El espaciado del bin de la carga es del mismo orden que la resolución de carga estimada del PMT ($\sim 30\%$). Una diferencia usada entre las tablas y las simulaciones es que el espectro primario de la energía sigue una ley de potencias de E^{-1} , siendo más duro que el que normalmente se sigue de E^{-2} . Esto permite que se pueda agrandar la muestra de eventos a las energías más altas, asegurando que la tabla se llene con un número suficiente de eventos, para que la simulación sea útil. [64].

Para las tablas de probabilidad y estimación de la energía se empleó el método de máximo likelihood con una muestra de n observaciones $\{x_i | i \in [1, n]\}$. Usando una función de probabilidad $f(X|w)$. [64]

2.3.6. Motivación de la tesis

Existe un problema en la estimación de la energía de los rayos cósmicos en la red del experimento HAWC, asociado con un error sistemático en la posición del núcleo del EAS. La variable "coreFiduScale" es un factor de escala que indica a qué distancia del centro de HAWC cayó el chubasco, de esta forma, si el centro del evento cae en el borde del detector, $\text{coreFiduScale} = 100$ y el factor de escala es $\text{coreFiduScale}/100 = 1$. Si $\text{coreFiduScale} < 100$, el núcleo del evento se halla dentro del detector, así que el centro de todo evento con $\text{coreFiduScale} > 100$ cayó fuera de HAWC. En las gráficas de la figura 2.10 se muestran los chubascos que caen en los bordes de HAWC y que no pueden ser reconstruidos con buena precisión.

El error sistemático en la energía de los eventos que cayeron fuera del detector se incrementa rápidamente al alejarnos del centro de HAWC en un porcentaje de hasta un 90% en el rango $\log_{10}(E/\text{GeV}) = [4.0, 4.5]$ de energía, y en el rango $\log_{10}(E/\text{GeV}) = [5.5, 6.0]$ el porcentaje es mayor. Esto es debido a un efecto de migración.

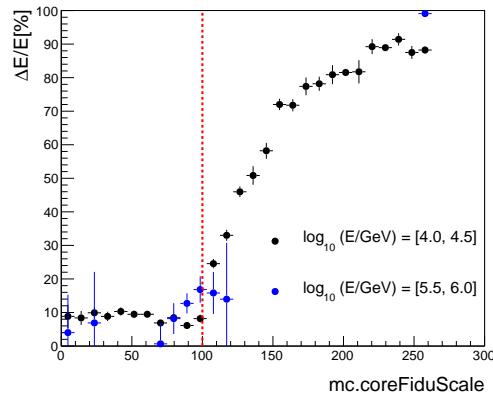


Figura 2.10: Error sistemático en la energía primaria reconstruida como función del parámetro $mc.coreFiduScale$, es decir, el valor real asignado en la simulación ($rec.coreFiduScale$ es el valor estimado o reconstruido). Se muestran los rangos $\log_{10}(E/GeV) = [4.0, 4.5]$, y $\log_{10}(E/GeV) = [5.5, 6.0]$ de energía. Después del 100, la estimación de la energía difiere cada vez más del valor real asignado.

En las figuras 2.11(a) y 2.11(a) se muestran dos histogramas bidimensionales en el plano $CoreFiduScale$ estimado contra su valor verdadero para el intervalo de energía $\log_{10}(E/GeV) = [4.0, 4.5]$. A la izquierda se presenta el error sistemático porcentual para la energía estimada (eje z) y a la derecha, el número de eventos correspondiente por bin. De la gráfica izquierda se puede ver que después del valor de $mc.coreFiduScale = 100$, el error sistemático en la energía se incrementa, se trata de eventos que cayeron fuera del detector y que fueron reconstruidos como si hubieran caído dentro del mismo (esto es, con $rec.coreFiduScale < 100$). Por otra parte, de la gráfica derecha se observa que, antes de $mc.coreFiduScale = 100$, la mayoría de los eventos se encuentran cerca de la diagonal. Dichos eventos tienen una mejor precisión en la determinación del centro del chubasco. Sin embargo, también existe una cierta cantidad de datos arriba de $mc.coreFiduScale = 100$ que se reconstruyen con $rec.coreFiduScale < 100$, este efecto se debe a la migración de eventos. El corte para $rec.coreFiduScale > 100$ en ambas gráficas es para reducir el error sistemático asociado al efecto de migración, pero en este caso, de eventos que cayeron en HAWC y se reconstruyeron fuera de esta área. El rango de ángulo cenital usado para obtener estas figuras es de $[0^\circ, 11.7^\circ]$. En una buena reconstrucción deberíamos ser capaces de identificar esos eventos y sacarlos del análisis.

Cortes usados para generar las gráficas de la figura 2.3.6: $rec.coreFiduScale < 100$, $rec.coreFitUnc < 1$, $rec.coreFitStatus == 0$, $rec.angleFitStatus == 0$, $rec.nHit >= 75$.

Donde:

$rec.coreFitUnc$ Es el error del ajuste en la posición del núcleo del chubasco a nivel del suelo.

2.3. Reconstrucción de una cascada de partículas atmosféricas con HAWC 33

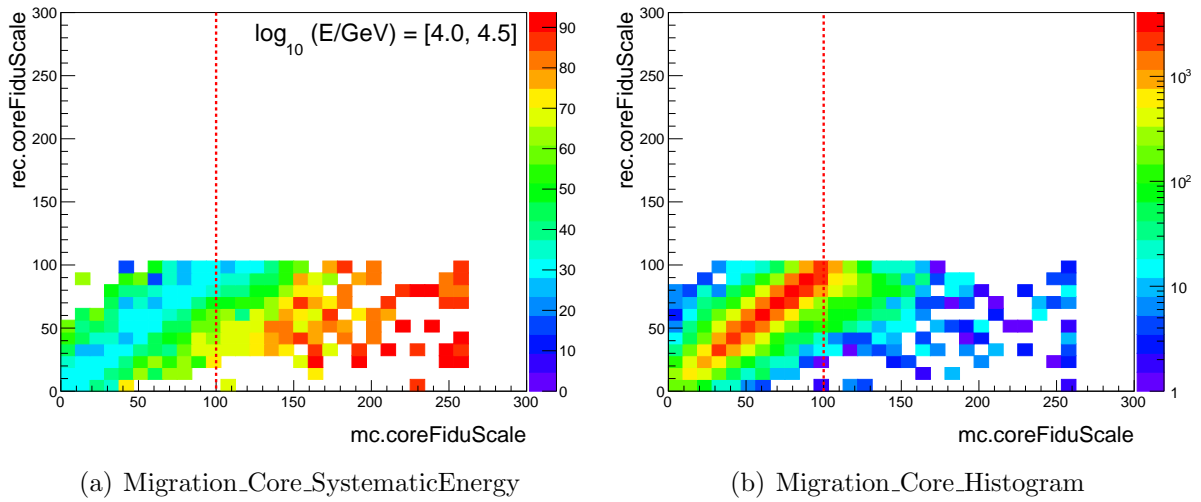


Figura 2.11: Relación de $rec.coreFiduScale$ vs $mc.coreFiduScale$. La gráfica *Migration_Core_SystematicEnergy* presenta el error sistemático porcentual para la energía estimada (eje z). La gráfica *Migration_Core_Histogram* muestra el número de eventos correspondientes por bin.

$rec.coreFitStatus$ Indica que el ajuste de la posición del núcleo fue exitoso.

$rec.angleFitStatus$ Indica si el ajuste angular fue exitoso o no. Si es igual a cero, fue exitoso, si es igual a 1, indica que no fue exitoso.

$rec.nHit \geq 75$ Corte propuesto por Zigfried Hampel-Arias para optimizar el algoritmo empleado para la estimación de la energía [69].

Capítulo 3

Propuesta del Método

3.1. Descripción

En este capítulo se presenta una propuesta metodológica para mejorar la estimación de la energía de los Rayos Cósmicos y la reconstrucción del centro del chubasco.

En la propuesta realizada estamos considerando, sin pérdida de generalidad, solamente eventos verticales, es decir con ángulo cenital cercano a $\theta = 0$, a partir de ello, se reconstruye el perfil espacial de la distribución de carga del chubasco en dos dimensiones. Posteriormente recurrimos a la prueba estadística de χ^2 para realizar la comparación del perfil experimental con las predicciones generadas en Monte Carlo para diferentes energías y posiciones del centro del chubasco y elegir estadísticamente la que mas se aproxime.

Para las comparaciones se utilizan platillas generadas con los datos Monte Carlo para protones usando QGSJET-II-04 para diferentes rangos de energía y distintas posiciones para el centro del chubasco.

Finalmente la plantilla seleccionada es aquella que describe mejor los datos, es decir, para la que el χ^2 es mínima. Con ello se tiene que la posición del núcleo corresponde a la posición donde se colocó la plantilla correspondiente, así mismo, la energía estimada corresponde a la plantilla seleccionada.

3.2. Construcción de la distribución bidimensional lateral de un EAS en el plano del chubasco

Se realizaron los siguientes pasos para el cálculo geométrico (ver figura 3.1):

- Trasladar el sistema de referencia al centro del chubasco.
- Proyectar las coordenadas de los PMT's sobre el plano perpendicular al eje del chubasco.

- Rotar el eje x del sistema coordenado del detector de forma que las componentes tardías y tempranas queden orientadas en $-x$ y $+x$ respectivamente por medio de una rotación del eje z .
- Rotar el sistema de referencia alrededor del eje y , para alinear al eje z con el eje del chubasco.

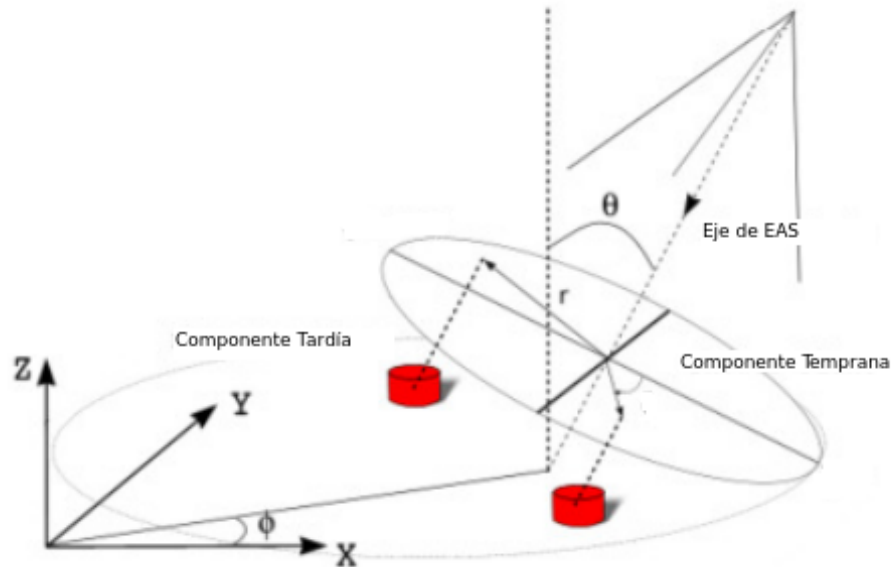


Figura 3.1: Esquema de la geometría de la cascada. θ es el ángulo cenital y ϕ es el ángulo azimutal, el marco cartesiano con ejes X , Y , Z del detector. [77].

Para cascadas no verticales, la dirección de llegada de la partícula tiene dos regiones: la temprana y tardía. La región temprana se encuentra dentro de de $-\pi/2$ a $\pi/2$ y la tardía de $\pi/2$ a $-\pi/2$. [76]

3.2.1. Proyección de las coordenadas de los PMT's sobre el plano del chubasco

Como se mencionó anteriormente, nos restringimos al caso de eventos verticales, en esta caso se considera al centro del plano del chubasco, como el origen del marco de referencia al que se proyectan las posiciones de los detectores, como se puede ver en la Fig. 3.2, para lo cual se definen los siguientes vectores:

$\Delta\vec{r}_i$ es la posición que va del núcleo del chubasco al detector (PMT).

El vector \vec{R}_c es la posición del origen de coordenadas al centro del chubasco.

El vector \vec{r}_i es la posición que va del origen de coordenadas al detector (PMT).

El vector $\vec{\delta}_i$ es la posición perpendicular desde el detector (PMT) al eje del chubasco.

El vector $\Delta\vec{r}^j$ es la proyección en el plano del chubasco, de la posición del núcleo del chubasco al detector.

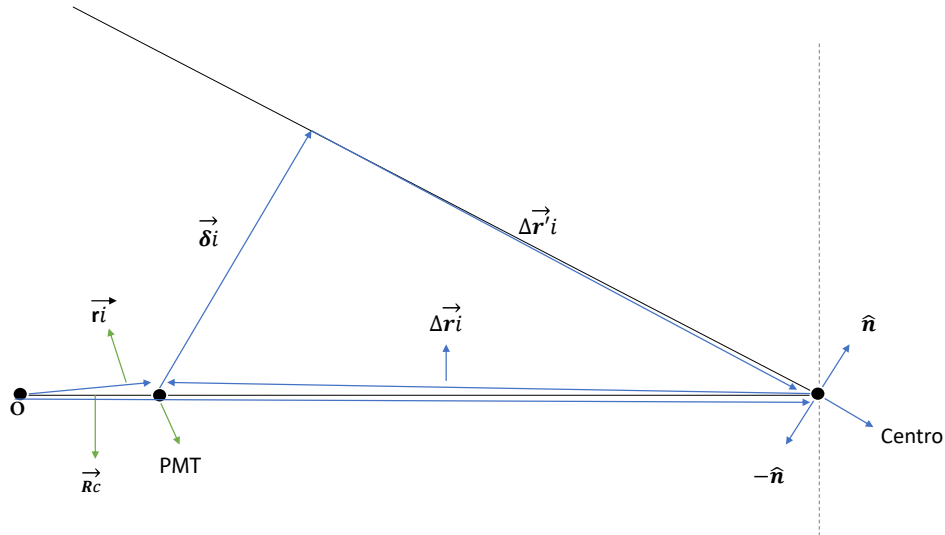


Figura 3.2: Diagrama para describir el método.

Para obtener $\Delta\vec{r}^j_i$, primero determinamos $\vec{\delta}_i$ usando \hat{n} , que es un vector unitario perpendicular al plano de la cascada y paralelo a δ_i :

A nivel del suelo, trasladamos el origen al centro de la EAS y hacemos la proyección de $\Delta\vec{r}_i$ sobre \hat{n} , consideramos las definiciones de los vectores:

$$\vec{r}_i = x_i \hat{i} + y_i \hat{j} + z_i \hat{k} \quad (3.1)$$

$$\vec{R}_c = x_c \hat{i} + y_c \hat{j} + z_c \hat{k} \quad (3.2)$$

$$\hat{n} = \sin(\theta) \cos(\phi) + \sin(\theta) \sin(\phi) + \cos(\theta) \quad (3.3)$$

Determinamos $\Delta \vec{r}_i$, trasladando ahora nuestro sistema de referencia al centro de la cascada \hat{n} de $\vec{\delta}_i$.

$$\Delta \vec{r}_i = \vec{r}_i - \vec{R}_c \quad (3.4)$$

Por medio del producto punto de \hat{n} con $\Delta \vec{r}_i$, podemos determinar la magnitud escalar del vector $\vec{\delta}_i$.

$$-\hat{n} \cdot \Delta \vec{r}_i = -\delta_i \quad (3.5)$$

Para poder determinar el vector $\vec{\delta}_i$ se multiplica la magnitud anterior por menos y por el vector unitario \hat{n} de la siguiente forma:

$$\vec{\delta}_i = (-\delta_i)(\hat{n}). \quad (3.6)$$

Una vez obtenido $\vec{\delta}_i$, procedemos a calcular $\Delta \vec{r}'_i$ a partir de

$$\Delta \vec{r}'_i = \Delta \vec{r}_i + \vec{\delta}_i, \quad (3.7)$$

de acuerdo con la Fig. 3.1

$$[\Delta \vec{r}'_i = \Delta x' \hat{i} + \Delta y' \hat{j} + \Delta z' \hat{k}] \quad (3.8)$$

$$\Delta x' \hat{i} = [x_i - x_c] - [\sin(\theta) \cos(\phi)(x_i - x_c) - \sin(\theta) \sin(\phi)(y_i - y_c) - \cos(\theta)(z_i - z_c)][\sin(\theta) \cos(\phi)] \quad (3.9)$$

$$\Delta y' \hat{j} = [y_i - y_c] - [\sin(\theta) \cos(\phi)(x_i - x_c) - \sin(\theta) \sin(\phi)(y_i - y_c) - \cos(\theta)(z_i - z_c)][\sin(\theta) \sin(\phi)] \quad (3.10)$$

$$\Delta z' \hat{k} = [z_i - z_c] - [\sin(\theta) \cos(\phi)(x_i - x_c) - \sin(\theta) \sin(\phi)(y_i - y_c) - \cos(\theta)(z_i - z_c)][\cos(\theta)] \quad (3.11)$$

3.2.2. Alineación de las componentes temprana y tardía de la EAS en la dirección del eje x

Ya obtenido el vector $\Delta\vec{r}'_i$, se hace una rotación del sistema con respecto al eje z bajo un ángulo ϕ , así las componentes tardías y temprana quedan orientadas en $-x$ y $+x$ a través de la rotación del eje z . Partimos de:

$$\Delta\vec{r}'_i = \Delta x' \hat{i} + \Delta y' \hat{j} + \Delta z' \hat{k}, \quad (3.12)$$

Realizando la rotación con respecto al eje z obtenemos

$$\begin{bmatrix} x'_\phi \\ y'_\phi \\ z'_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\phi) & \sin(\phi) & 0 \\ -\sin(\phi) & \cos(\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix}, \quad (3.13)$$

de donde:

$$\begin{bmatrix} x'_\phi \\ y'_\phi \\ z'_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x' \cos(\phi) + y' \sin(\phi) \\ -x' \sin(\phi) + y' \cos(\phi) \\ z' \end{bmatrix}. \quad (3.14)$$

3.2.3. Alineación del eje z con el eje de la cascada.

Se efectúa una rotación del plano de la EAS con respecto al eje y , bajo un ángulo θ . Esto es, rotar el sistema de referencia alrededor del eje y , para alinear al eje z con el eje del chubasco.

$$\begin{bmatrix} x_\theta \\ y_\theta \\ z_\theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & 0 & \sin(\theta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta) & 0 & \cos(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x'_\phi \\ y'_\phi \\ z'_\phi \end{bmatrix}, \quad (3.15)$$

de cual se obtiene:

$$\begin{bmatrix} x_\theta \\ y_\theta \\ z_\theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x'_\phi \cos(\theta) - z'_\phi \sin(\theta) \\ y'_\phi \\ x'_\phi \sin(\theta) + z'_\phi \cos(\theta) \end{bmatrix}. \quad (3.16)$$

Una vez teniendo las ecuaciones para proyectar las coordenadas de los PMT's al frente del plano del chubasco, se generan plantillas del elemento primario protón. Una plantilla representa el perfil espacial de la distribución de carga del chubasco en dos dimensiones. La plantilla generada en Monte Carlo, como una predicción de la posición del núcleo del chubasco como función de la energía, se comparará con el valor experimental medido o reconstruido. La comparación se realiza evento por evento, la posición del centro o núcleo del chubasco más probable, proporcionará la energía correspondiente del evento.

3.3. Plantillas de las distribuciones de carga laterales en 2D a partir de simulaciones MC para protones

Con el procedimiento anterior se proyectan las coordenadas de los PMT's en el plano del chubasco, a partir de las cuales se construyen las distribuciones en 2D de la carga depositada en los PMT's. Las plantillas se producen considerando un intervalo de ángulo cenital de 0 a 11.17° , dividido en 20 bins de igual aceptación. El intervalo de energía es $1.95 < \log_{10}(E/GeV) < 6.25$, dividido en bins de $\log_{10}(E/GeV) = 0.10$, exceptuando el último que mide $\log_{10}(E/GeV) = 0.20$.

El núcleo del chubasco debe estimarse con precisión para disminuir el error sistemático en la determinación de la energía del rayo cósmico primario. Para ello proponemos un método de reconstrucción del núcleo basado en la comparación de la distribución lateral de las señales del chubasco, usando plantillas. Una plantilla es un perfil en dos dimensiones de \log_{10} de la carga promedio depositada en los PMT's de HAWC como función de las coordenadas en el plano del frente del chubasco.

En este método se consideraron las plantillas para el cálculo de la energía del chubasco introducidas por [64] en HAWC, pero con un cambio; las plantillas utilizadas en este método se construyeron en el espacio de valor medio de: $\log 10(Q_{eff})vs(x_{sdc}, y_{sdc})$, en lugar de $\log 10(Q_{eff})vsr_{sdc}$, donde *sdc* significa *coordenadas en el disco o plano del chubasco (shower disk coordinates)*.

Se tiene una plantilla por bin de energía dando un total de 42 plantillas; es decir, se utilizan 42 intervalos de energía. El ángulo cenital está en el rango $0^\circ < \theta < 11.7^\circ$. El núcleo del chubasco producido está en el centro de la plantilla (eje z). La parte inicial del chubasco está en $+x_{sdc}$ y la parte tardía está en $-x_{sdc}$. La mejora introducida por esta descripción de la localización del núcleo en el chubasco, podrá ser importante para eventos inclinados con posibles asimetrías en la señal en el plano del chubasco, ya que normalmente estos eventos son más largos y parte de su frente podría caer fuera del detector con más frecuencia de lo que esto sucede con un chubasco vertical. Es decir, el método podría minimizar el efecto de migración descrito anteriormente en este trabajo, y así disminuir el error sistemático en la energía existente.

Para realizar el análisis se coloca al núcleo del chubasco en diferentes puntos de una cuadrícula de prueba en el sistema de referencia del plano del detector. La cuadrícula es de tamaño $x = [-100, 150]m$ y $y = (160, 340]m$ con celdas de 10m de lado.

Las plantillas se usan de la siguiente manera: Considerando un evento medido, para cada posición se reconstruye la distribución lateral en 2D y se compara con las plantillas. Las posiciones de los PMT's se transforman en coordenadas del disco del chubasco (x_{sdc}, y_{sdc}), después se realiza una comparación con una prueba de χ^2 para encontrar la plantilla con

la máxima probabilidad de coincidencia en el núcleo del chubasco y un valor mínimo de la χ^2 en $\log_{10}(Q_{eff})$.

La plantilla con la que se obtenga la máxima probabilidad, corresponde a una cierta energía, de manera que esa energía también corresponderá a la que deberá tener el chubasco cuyo núcleo coincidió con el que contiene dicha plantilla con la máxima probabilidad. Este método se puede aplicar para eventos inclinados.

La figura 3.3 muestra una plantilla correspondiente a protón, como partícula primaria, con el modelo hadrónico QGSEJTH-04, en el intervalo de ángulo cenital $0 < \theta < 11.17$. En el Apéndice A se muestran ejemplos en otros rangos de energía.

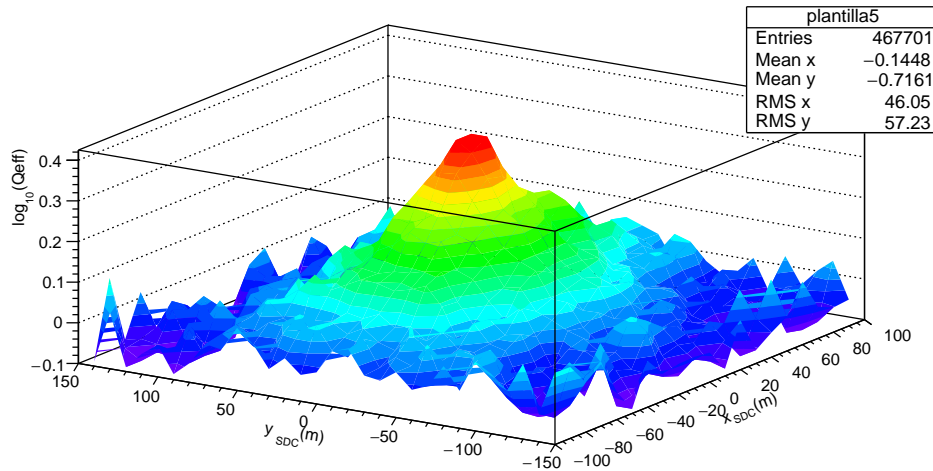


Figura 3.3: Se muestra la plantilla para valores de energía en el intervalo $2.35 < \log_{10}(E/GeV) < 2.45$ correspondiente a la decada $100 GeV$

Capítulo 4

Resultados

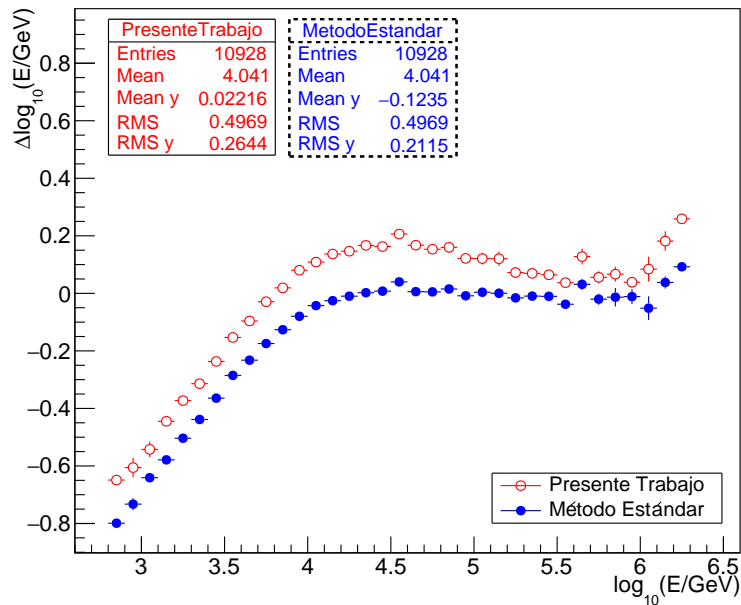
Se presenta un análisis del desempeño del método de reconstrucción propuesto. Para esto se comparan los resultados obtenidos sobre el error sistemático de la energía y posición del núcleo estimado, en comparación con aquellos obtenidos usando los métodos de reconstrucción estándar en HAWC.

4.1. Comparación de errores sistemáticos en la energía primaria

La gráfica 4.1 muestra que la estimación de la energía obtenida con el método propuesto, denotada por la gráfica color azul (símbolo lleno), se comporta de manera muy similar a la que se obtiene con la reconstrucción estándar denotada con la gráfica color rojo. En dicha figura se grafica el error sistemático de la energía estimada con ambos métodos respecto a la energía verdadera. Se observa que ambas estimaciones reproducen la energía verdadera aceptablemente en el rango $3.7 < \log_{10}(E/\text{GeV}) < 6.3$.

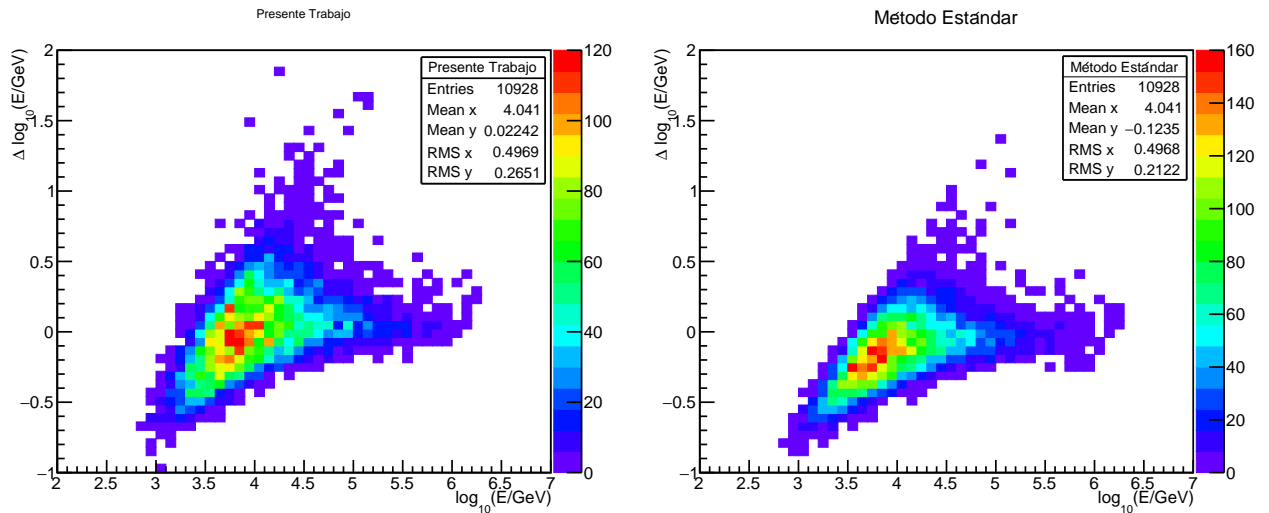
Hay una diferencia importante en ambos métodos, el procedimiento propuesto introduce un bias (sesgo) en la energía, con respecto al procedimiento estándar, es decir, arriba de $\log_{10}(E/\text{GeV}) = 3.7$ respecto al método estándar comúnmente usado en HAWC. A bajas energías, ambos métodos sobrestiman la energía primaria del chubasco, pero este bias es menor para el método propuesto.

En la gráfica 4.2, en un primer vistazo se muestra que la gráfica de la izquierda tiene una desviación estándar mayor que la correspondiente en la gráfica derecha, esto implica que se tiene menor precisión usando el método del presente trabajo. La gráfica de la izquierda muestra que hay mayor subestimación en el método propuesto. Así se ponen de manifiesto los efectos de la sobreestimación y la subestimación de la energía primaria. Sin embargo, si se revisan los valores numéricos de la desviación estándar de ambas gráficas no difieren substancialmente, aún así donde se muestra más claramente una diferencia corresponde al valor medio del error sistemático de la energía.



Gráfica 4.1: Se muestra una gráfica del error sistemático de la energía reconstruida en escala logarítmica. Los símbolos rojos vacíos representan los datos del presente trabajo, mientras que los símbolos azules llenos corresponden al procedimiento estándar.

La gráfica 4.3 muestra la diferencia en las estimaciones del error sistemático de la energía como función de la distancia verdadera del chubasco al centro de HAWC. Se observa que la estimación de la energía es mejor con el método propuesto a distancias en el rango de 0 m a 90 m, en el cual el bias es casi cero. A distancias mayores a 100m el error sistemático en la energía para ambos métodos aumenta con la distancia al centro de HAWC.



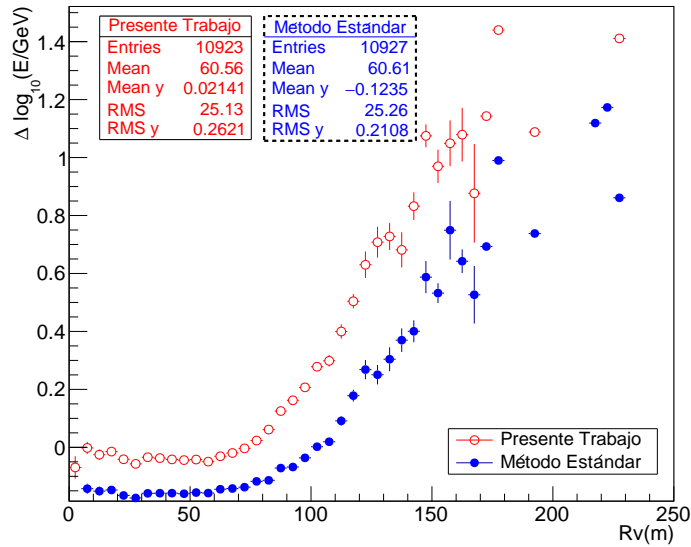
Gráfica 4.2: Se muestran histogramas bidimensionales del error sistemático de la energía estimada contra el logaritmo de la energía verdadera usando el método propuesto en el presente trabajo (imagen izquierdo) y el método estándar (imagen derecha).

4.2. Comparación de errores sistemáticos en la posición del núcleo del chubasco.

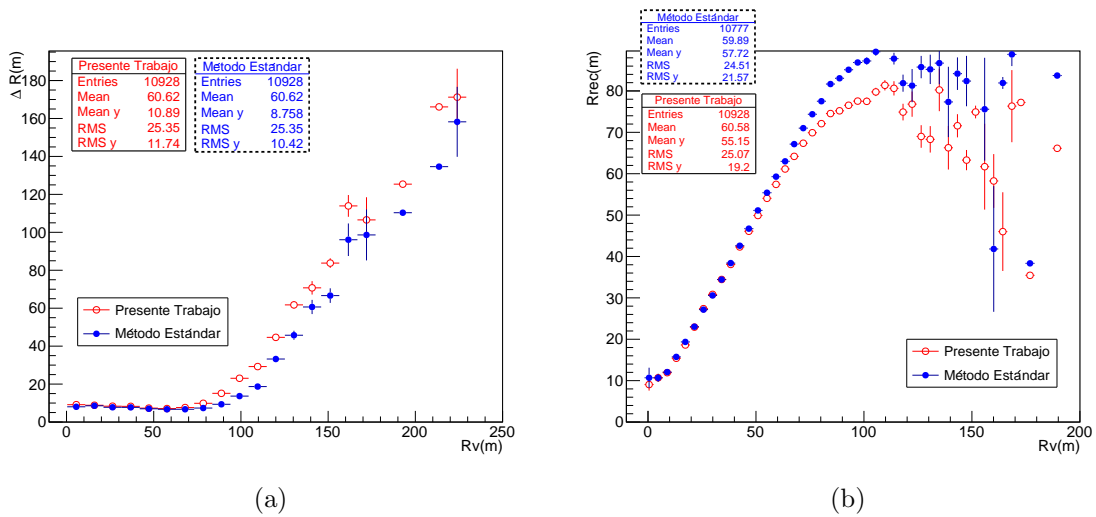
En esta sección se presentan los resultados de los errores sistemáticos de la posición del núcleo de chubasco en función de distintas cantidades como son la posición verdadera, la energía y el ángulo cenital. También se presentan resultados para los histogramas de los errores sistemáticos de la posición. En cada uno de los resultados se muestra una comparación del presente trabajo con el método estándar usado en HAWC. En la imagen (a) de la la gráfica 4.4 se muestra la comparación, usando los métodos mencionados, del error sistemático de la posición del núcleo en función de su posición respecto al centro de HAWC, donde se hace patente que el error es menor que 20 metros mientras la posición del núcleo sea menor que 90 metros, en ambos métodos. En la imagen (b) de la la gráfica 4.4 se muestra, la posición estimada con respecto a la posición verdadera del núcleo donde se puede ver un acuerdo significativo entre el método del presente trabajo y el método estándar para valores de la posición menores que 70 metros.

En la gráfica 4.5, se muestran los histogramas bidimensionales asociados a la dispersión de la estimación de la posición del núcleo del chubasco, como función de la posición verdadera. En estas gráficas se muestra que la dispersión de la estimación de la posición obtenida con el procedimiento estándar es ligeramente menor que el resultado obtenido en el presente trabajo. En cuanto a los valores numéricos los valores cuadráticos medios son semejantes, asimismo la ubicación del error sistemático de la posición.

La gráfica 4.6 representa la distribución de la posición reconstruida respecto a la posi-

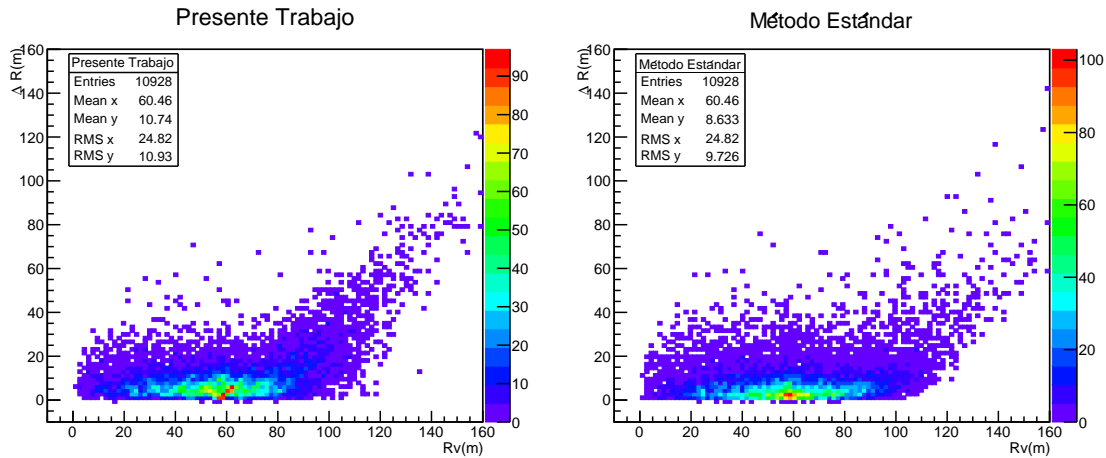


Gráfica 4.3: Diferencia en las estimaciones del error sistemático de la energía como función de la distancia verdadera(en m) al centro de HAWC.



Gráfica 4.4: En la imagen (a) se muestra una gráfica del error sistemático de la posición contra la posición verdadera, utilizando el presente trabajo y el método estándar. Cabe destacar que ambas graficas son semejantes para posiciones menores que los 100 m, $R < 100 m$. En la imagen (b) se muestra una gráfica de la posición reconstruida contra la posición verdadera, utilizando el presente trabajo y el método estándar.

ción verdadera. La diferencia substancial entre el método estándar y el trabajo presente, es de aproximadamente 3 m. Además, se puede observar que la estimación de la posición reconstruida del presente trabajo se aleja de la diagonal, es decir, del valor de la posición con respecto al método estándar, mostrando así una distribución menos continua. La dis-

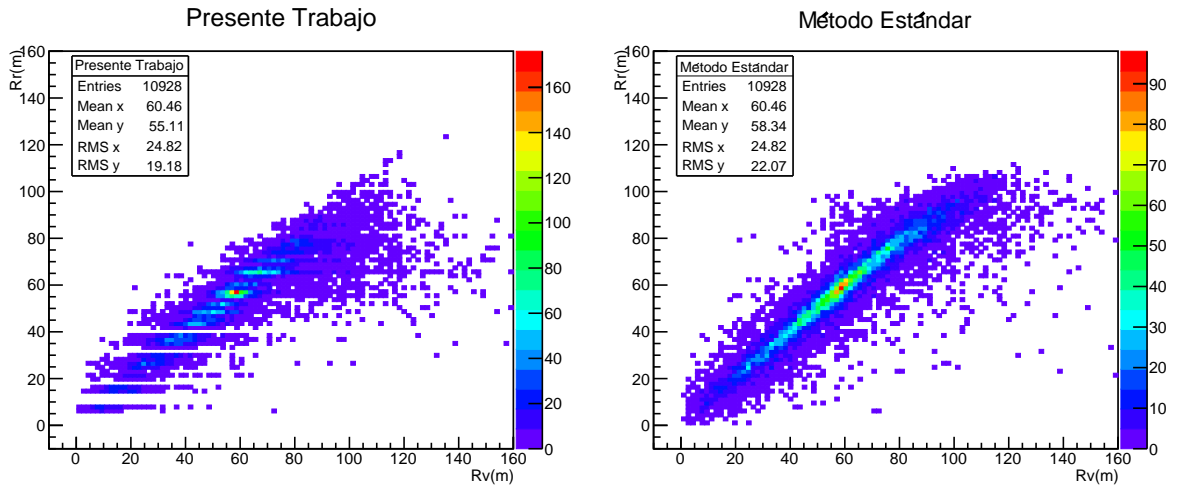


Gráfica 4.5: En la imagen se muestran histogramas bidimensionales del error sistemático de la estimación de la posición del núcleo del chubasco utilizando el presente trabajo y el método estándar, como función de la posición verdadera. En la imagen izquierda se muestra el presente trabajo y en la imagen derecha se muestra el método estándar.

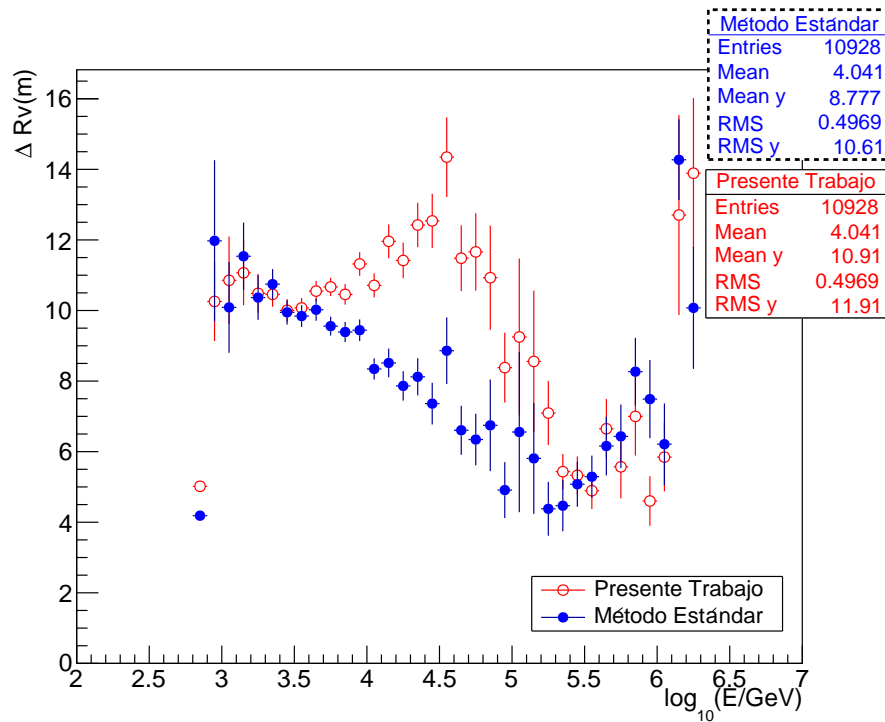
tribución de la posición reconstruida del presente trabajo presenta discontinuidades en los valores 10 m , 20 m , 30 m y 40 m , posiblemente debido a la naturaleza discreta de la malla usada para el método de χ^2 , que determina las posiciones del núcleo que se van probando.

La gráfica 4.7 muestra la diferencia en los errores sistemáticos en posiciones del núcleo como función de la energía verdadera. Se observa que ambas estimaciones coinciden en los rangos de energía $\log_{10}(E/GeV) < 3.7$ y $4.8 < \log_{10}(E/GeV)$, mientras que en el rango $3.7 < \log_{10}(E/GeV) < 4.7$ se presenta la mayor diferencia. Se puede decir que el método propuesto de reconstrucción introduce un mayor error sistemático en las energías intermedias, y un error sistemático menor en energías bajas y en altas energías respecto al rango mostrado en la gráfica.

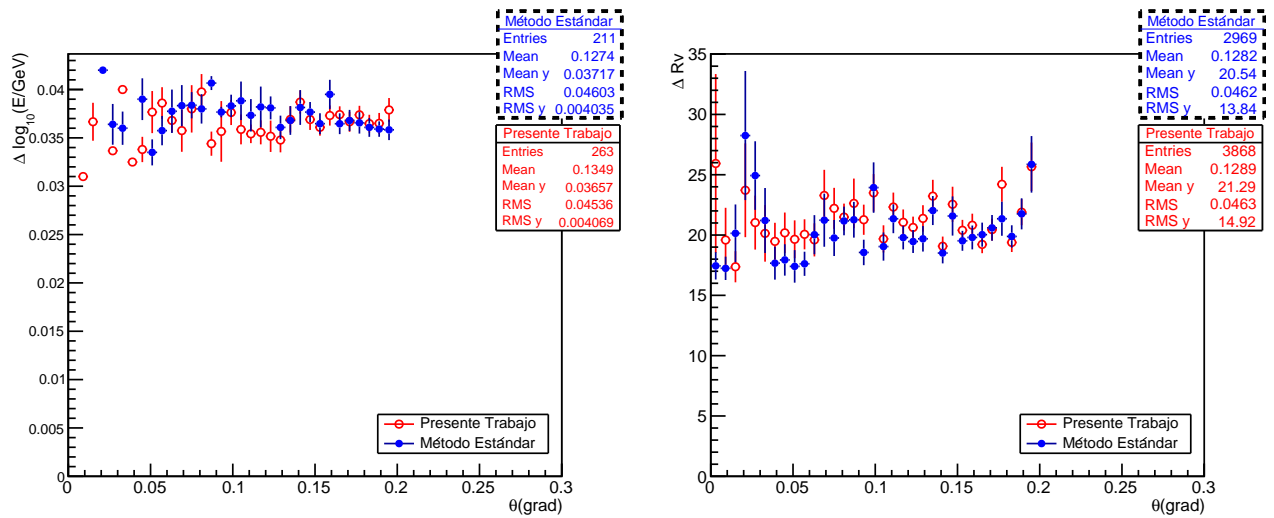
En la gráfica 4.8 se muestra una comparación del error sistemático de la energía y del error sistemático de la posición del núcleo del chubasco con respecto al ángulo cenital(θ). A diferencia de las gráficas precedentes, en estos gráficos la precisión en la reconstrucción de la energía y en la posición, en función del ángulo cenital, no se muestran diferencias significativas entre ambos métodos. De manera numérica se puede observar que los valores medios en ambas cantidades son semejantes, asimismo los valores de la dispersión (RMS).



Gráfica 4.6: En las imágenes se muestra la distribución de la posición reconstruida del núcleo del chubasco relativa a la posición verdadera usando el método del presente trabajo (izquierda) y el estándar (derecha)



Gráfica 4.7: En la imagen se muestra la diferencia en los errores sistemáticos de las posiciones del núcleo contra la energía. Se comparan los datos obtenidos por el presente trabajo y aquellos del método estándar.



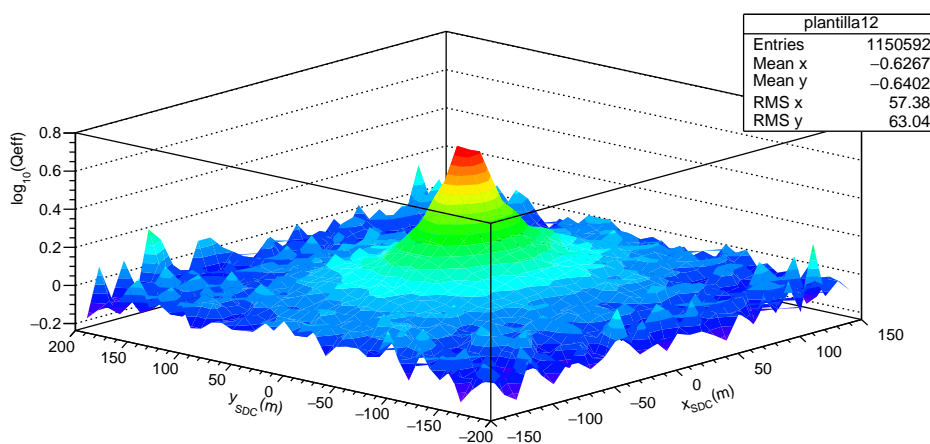
Gráfica 4.8: En la imagen izquierda se muestra una comparación del error sistemático de la energía contra el ángulo cenital, utilizando el presente estudio y el método estándar. La imagen derecha muestra una comparación de la posición de núcleo contra en ángulo cenital usando los estudios mencionados.

Conclusiones

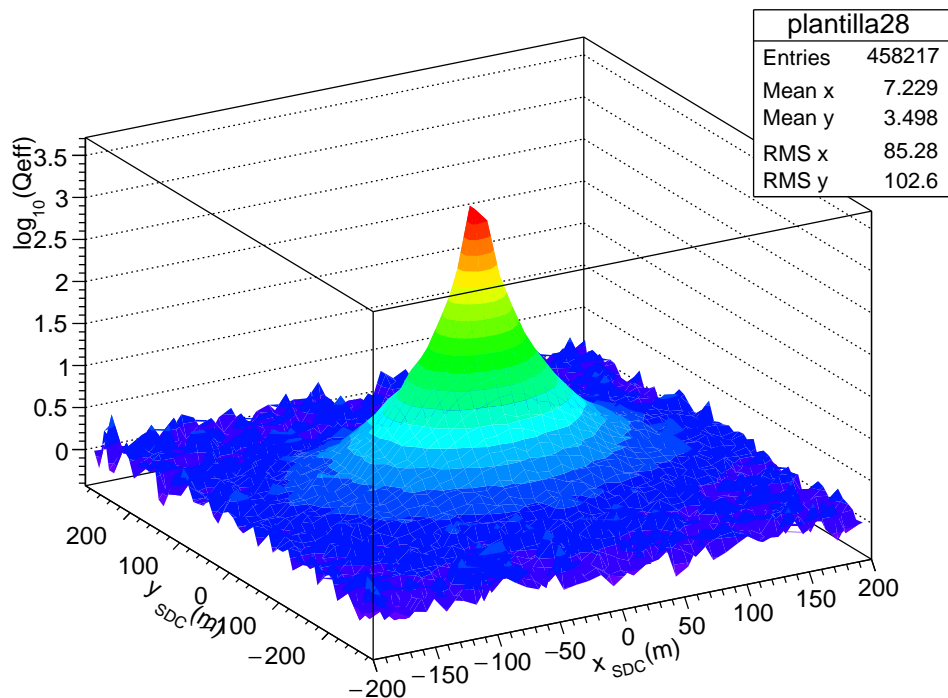
- Este trabajo tuvo como principal propósito proponer un método alternativo para estimar el valor de la energía de los chubascos atmosféricos extendidos producidos por rayos cósmicos medidos por HAWC. El método alternativo se desarrolló a partir de simulaciones, en primera aproximación, para chubascos verticales.
- La idea elemental detrás del método propuesto consiste en considerar la proyección geométrica del plano donde subyacen los detectores, al plano del chubasco con el fin de mejorar la precisión de la posición del núcleo.
- De acuerdo con los resultados y las discusiones anteriores, se concluye que el método funciona con buena precisión en distancias en el rango 0 m a 90 m. En el rango de energías de $2.9 < \log_{10}(E/GeV) < 3.7$ y $4.8 < \log_{10}(E/GeV) < 6.1$ la estimación del núcleo puede ser más precisa. Además, la estimación de la energía es mejor que la estándar que usa HAWC, en el rango de 0 m a 90 m; es decir, cerca del centro de HAWC.
- Este método se puede mejorar. Los errores sistemáticos de eventos alejados del centro de HAWC son mayores para este método propuesto respecto al estándar. En promedio, el método propuesto reproduce bien la posición del núcleo para distancias de 0 m a 90 m, y para energías altas y bajas; sin embargo, para energías intermedias parece haber un sesgo con respecto a la estimación estándar que es fundamental investigar. De manera adicional, el método propuesto debe mejorarse para cascadas de mayor inclinación. En particular las plantillas se pueden interpolar y suavizar e incluir la probabilidad de que no se hayan activado PMT's durante el evento.

Apéndice A

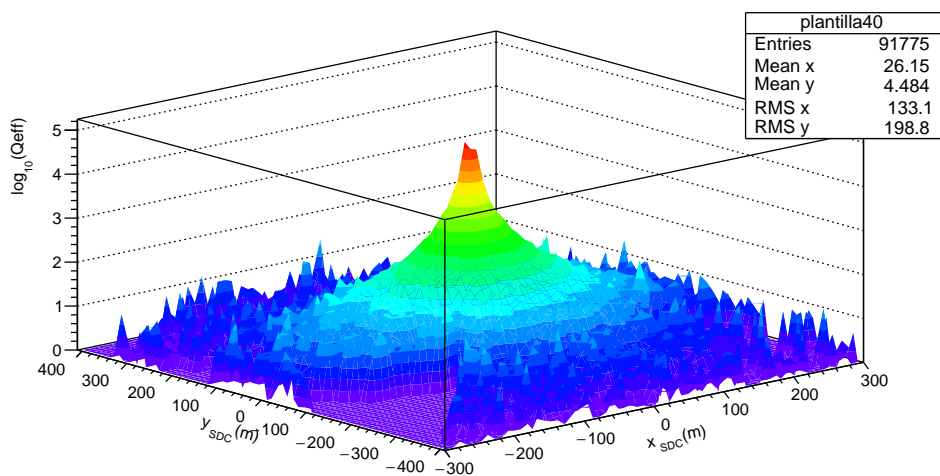
Ejemplos de plantillas para distintos rangos de energía



Gráfica A.1: Se muestra la plantilla para valores de energía en el intervalo $3.05 < \log_{10}(E/GeV) < 3.15$ correspondiente a la década $1000 GeV$



Gráfica A.2: Se muestra la plantilla para valores de energía en el intervalo $4.65 < \log_{10}(E/GeV) < 2.75$ correspondiente a la década $10^4 GeV$



Gráfica A.3: Se muestra la plantilla para valores de energía en el intervalo $5.85 < \log_{10}(E/GeV) < 5.95$ correspondiente a la década $10^5 GeV$

Bibliografía

- [1] M. Aguilar Benitez de Lugo (2011), Rev. R. Acad. Cienc. Exact. Fís. Nat, **105**, pp 107-128.
- [2] J. A. Otaola, J. F. Valdez Galicia, (1992) Los rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas, FCE.
- [3] V.F. Hess, Z. Phys. 13 (1912) 1084.
- [4] M. Bertolotti, ?Celestial Messengers?. Springer Berlin Heidelberg, 2013, ISBN: 978-3-642-28370-3.
- [5] Biographical Encyclopedia of Astronomers, 2014 ? Springer
- [6] G.A. Bazilevskaya, Astroparticle Physics 53 (2014) 61–66
- [7] Pierre Auger. Sur leffet photo electrique compose. J. Phys. Radium, 1925, 6 (6), pp. 205-208.
- [8] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018)
- [9] O. Adriani *et al.* (PAMELA Collab), Science **332**, 69 (2011)
- [10] M. Aguilar *et al.* (AMS02 Collab.), Phys. Rev. Lett. **114**, 171103 (2015).
- [11] M. Aguilar *et al.* (AMS02 Collab.), Phys. Rev. Lett. **115**, 211101 (2015).
- [12] K. Abe *et al.* (BESS Collab.), Astrophys. J. **822**, 65 (2016).
- [13] K. Asakimori *et al.* (JACEE Collab.), Astrophys. J. **502**, 278 (1998).
- [14] A.D. Panov *et al.* (ATIC Collab.), Bull. Russian Acad. of Science, Physics, **73**, 564 (2009).
- [15] V.A. Derbina *et al.* (RUNJOB Collab.), Astrophys. J. **628**, L41 (2005).
- [16] H.S. Ahn, *et al.* (CREAM Collab.), Astrophys. J. **707**, 593 (2009).
- [17] J.J. Engelmann et al.(HEAO3-C2 Collab.), Astron. & Astrophys. **233**, 96 (1990).

- [18] D. Müller *et al.* (CRN Collab.), *Astrophys. J.* **374**, 356 (1991).
- [19] M. Ave *et al.* (TRACER Collab.), *Astrophys. J.* **678**, 262 (2008).
- [20] F. Aharonian *et al.* (HESS Collab.), *Phys. Rev. D* **75**, 042004 (2007).
- [21] J. Chang *et al.* (ATIC Collab.), *Nature* **456**, 362 (2008).
- [22] A.A. Abdo *et al.* (Fermi/LAT Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **102**, 181101 (2009); M. Ackermann *et al.*, *Phys. Rev. D* **82**, 092004 (2010).
- [23] M. Aguilar *et al.* (AMS-02 Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **113**, 221102 (2014).
- [24] F. Aharonian *et al.* (HESS Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **101**, 261104 (2008) and *Astron. & Astrophys.* **508**, 561 (2009).
- [25] O Adriani *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 201101 (2011).
- [26] R. Bellotti *et al.*, *Phys. Rev. D* **53**, 35 (1996).
- [27] R. Bellotti *et al.*, *Phys. Rev. D* **60**, 052002 (1999).
- [28] M. Boezio *et al.*, *Phys. Rev. D* **62**, 032007 (2000); M. Boezio *et al.*, *Phys. Rev. D* **67**, 072003 (2003).
- [29] S. Coutu *et al.*, *Phys. Rev. D* **62**, 032001 (2000).
- [30] S. Haino *et al.*, *Phys. Lett. B* **594**, 35 (2004).
- [31] N.L. Grigorov *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **11**, 588. *Proc. 12th Int. Cosmic Ray Conf.*, Hobart, 1, 1746 and 1752 (1971).
- [32] K. Asakimori *et al.*, *Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf.*, Calgary, 2, 25 (1993); *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf.*, Dublin, 2, 57 and 97 (1991) (<http://adsabs.harvard.edu/abs/1991ICRC....2...57A>) (<http://adsabs.harvard.edu/abs/1991ICRC....2...97A>).
- [33] T.V. Danilova *et al.*, *Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf.*, Plovdiv, **8**, 129 (1977) (<http://adsabs.harvard.edu/abs/1977ICRC....8..129D>).
- [34] Yu. A. Fomin *et al.*, *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf.*, Dublin, 2, **85** (1991) (<http://adsabs.harvard.edu/abs/1991ICRC....2...85F>).
- [35] M. Amenomori *et al.*, *Astrophys. J.* **461**, 408 (1996).
- [36] M. Nagano *et al.*, *J. Phys. G* **10**, 1295 (1984).
- [37] F. Arqueros *et al.*, *Astron. & Astrophys.* **359**, 682 (2000).
- [38] M.A.K. Glasmacher *et al.*, *Astropart. Phys.* **10**, 291 (1999).

- [39] T. Antoni *et al.* (Kascade Collab.), *Astropart. Phys.* **24**, 1 (2005).
- [40] M. Amenomori *et al.*, *Astrophys. J.* **268**, 1165 (2008).
- [41] W.D. Apel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 171104 (2011).
- [42] M.G. Aartsen *et al.*, (IceCube Collab.) arXiv:1307.3795v1(2013).
- [43] R. Abbasi *et al.*, (HiRes Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **100**, 101101 (2008).
- [44] J. Abraham *et al.*, (Auger Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **101**, 061101 (2008).
- [45] D. Ivanov *et al.*, (Telescope Array Collab.), *Proceedings of Science (ICRC2015)*, **349** (2015).
- [46] Todor Stanev, *High Energy Cosmic Rays*, 2a Edición, Ed. Springer, (2010).
- [47] Kumiko Kotera and Angela V. Olinto, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, (2011). **49**:119?53.
- [48] A. Aab *et al.*, (Auger Collab.), *The Astrophysical Journal*, Volume **868**, Number 1, (2018).
- [49] A. di Matteo *et al.*, (Auger and Telescope Array Collab.), *PoS ICRC2019* (2020),439.
- [50] L. Caccianiga *et al.*, (Auger Collab.), *PoS ICRC2019* (2020), 206.
- [51] A. M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, (1984), **22**: 425-44.
- [52] Fermi E. 1949. *Phys. Rev.* **75**:1169
- [53] R. Aloisio, V. Berezhinsky, P. Blasi, and S. Ostapchenko, *Phys. Rev. D***77**, 025007 (2008).
- [54] R. Aloisio, V. Berezhinsky, A. Gazizov, *Astropart. Phys.* 39-40, 129 (2012).
- [55] Aloisio R., Blasi P., De Mitri I., Petrera S. (2018) Selected Topics in Cosmic Ray Physics. In: Aloisio R., Coccia E., Vissani F. (eds) *Multiple Messengers and Challenges in Astroparticle Physics*. Springer, Cham
- [56] K. Greisen, *Phys.Rev.Lett.* 16, 748 (1966); G. Zatsepin, V. Kuzmin, *JETP Lett.* 4, 78 (1966)
- [57] R. Aloisio, D. Boncioli, A. di Matteo, A.F. Grillo, S. Petrera, F. Salamida, *JCAP* 1510(10), 006 (2015)
- [58] V.Berezhinsky, O.Kalashev (2016), arXiv:1603.03989.
- [59] M. Ackermann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116** (15), 151105 (2016).

- [60] D. Hooper, I. Cholis, T. Linden, TeV gamma rays from Galactic Center pulsars, *Physics of the Dark Universe* (2018)
- [61] González M.M., Alfaro R., Belmont-Moreno E., Grabski V., Martínez-Dávalos A., Menchaca-Rocha A., Sandoval A. (2009) HAWC: un nuevo observatorio de rayos gamma en México. *Revista Digital Universitaria*, 10 (10), 1-10. <http://www.ru.tic.unam.mx:8080/tic/bitstream/handle/123456789/1546/896.pdf?sequence=1&isAllowed=y>
- [62] R. Alfaro et al. (2017) All-particle cosmic ray energy spectrum measured by the HAWC experiment from 10 to 500 TeV <https://arxiv.org/pdf/1710.00890.pdf>
- [63] G.J. Goodman, (2016). El observatorio HAWC. [Figura]. Recuperado de <https://www.hawc-observatory.org>
- [64] Hampel, A. (2017) *Cosmic Ray Observations at the TeV Scale with the HAWC Observatory* (Tesis Doctoral) University of Wisconsin Madison.
- [65] Hampel, A. (2017) *Diagram of an extensive air shower particle front* [Imagen] *Cosmic Ray Observations at the TeV Scale with the HAWC Observatory* (P.4.). University of Wisconsin Madison 2017
- [66] A. U. Abeysekara et al. (2017) Data Acquisition Architecture and Online Processing System for the HAWC gamma-ray observatory. <https://arxiv.org/pdf/1709.03751.pdf>.
- [67] Arteaga-Velázquez, J. C., HAWC Collaboration. (2015). All-sky observations with HAWC: latest results. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 632, No. 1, p. 012032).
- [68] Wood, J. (2018). An all-sky search for bursts of very high energy gamma rays with HAWC. arXiv preprint arXiv:1801.01550.
- [69] Morales S., (2017) Investigación del espectro de la componente ligera de los rayos cósmicos entre 10 TeV y 100 TeV usando el observatorio HAWC (Tesis de Licenciatura) Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo
- [70] H. Alaeian. (2014). Imagen radiación Cherenkov, dirección: <http://large.stanford.edu/courses/2014/ph241/alaean2/>
- [71] Gussert, M. (2016). A spectral analysis of the Crab Nebula and other sources with HAWC (Doctoral dissertation, Colorado State University. Libraries).
- [72] Letessier-Selvon, A., Stanev, T. Ultrahigh energy cosmic rays.
- [73] Matthews, J. (2005). A Heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22(5-6), 387–397.

- [74] Peter K.F. Grieder. COSMIC RAYS AT EARTH, Researcher's Reference Manual and DataBook. ELSEVIER, Institute of Physics, University of Bern, Bern, Switzerland, 2001.
- [75] Fernando Arqueros Martínez.(2009).Las Partículas más energéticas de la naturaleza. *Vida Científica*,(2).Recuperado de: <http://espacio.uned.es/fez/eserv/bibliuned:revista100cias-2009-2ne-1021/Documento.pdf>
- [76] Minaya, I (2011) Composición de la radiación cósmica de ultra-alta energía a partir de los datos del Observatorio Pierre Auger. Recuperado de http://eprints.ucm.es/13316/2/trabajo_master_ignaciominaya.pdf
- [77] Minaya, I (2017) *Esquema de la geometría de la cascada*. [Imagen] *Composición de la radiación cósmica de ultra-alta energía a partir de los datos del Observatorio Pierre Auger* (P.14.) Madrid 2011