



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Trabajo de Tesis Doctoral:

**Composición Primaria de los Rayos C3smicos de Ultra
Alta Energ3a y Estudios de Modelos Hadr3nicos en el
Desarrollo de Cascadas en el Observatorio Pierre Auger**

Tesista: Indira Dajhana Vergara Quispe

Director: Hern3n P. Wahlberg

A3o: 2021

*Dedicado a mis abuelos,
Florentina Osorio y José Quispe,
y a Gastón Brusasco
por su apoyo incondicional.*

Índice general

1. Introducción	1
2. Rayos Cósmicos	3
2.1. Espectro de Energía	3
2.2. Origen de los rayos cósmicos	6
2.3. Propagación	7
2.3.1. Anisotropía en la dirección de arribo	9
2.4. Fenomenología de la cascada atmosférica extensa	10
2.4.1. Simulaciones numéricas de modelos de interacción hadrónicos	13
2.5. Composición nuclear de la partícula primaria	13
3. Observatorio Pierre Auger	15
3.1. Detector de Superficie	17
3.1.1. Sistema de detección del SD	18
3.1.2. Reconstrucción de la lluvia en el Detector de Superficie	22
3.2. Detector de Fluorescencia	25
3.2.1. Monitoreo Atmosférico	26
3.2.2. Sistema de detección FD	29
3.2.3. Reconstrucción de datos híbridos	31
3.3. Observables sensibles a la composición primaria	34
3.3.1. X_{\max}	35
3.3.2. Parámetro S_b	35
3.3.3. <i>Risetime</i>	36
3.4. Software <u>Offline</u>	37
3.5. Extensiones y actualizaciones en los detectores del Observatorio	38
3.5.1. HEAT	38
3.5.2. AMIGA	38
3.5.3. AERA	39
3.5.4. AugerPrime	40

4. Análisis basado en la multiplicidad de estaciones SD con <i>triggers</i> ToTd o MoPS	41
4.1. Muestra de eventos simulados	42
4.2. Selección de eventos T4 con ToTd y MoPS	43
4.3. Multiplicidad de estaciones con nuevos <i>triggers</i>	44
4.4. Impacto de los nuevos <i>triggers</i> en el observable S_b	50
5. Determinación del límite superior de la fracción de fotones	53
5.1. Muestra de eventos simulados y datos	54
5.2. Criterios de selección de eventos	55
5.3. Análisis de discriminación combinando las variables X_{\max} y S_b	59
5.4. Estrategia para la determinación del límite superior de la fracción de fotones	65
6. Actualización del estudio de asimetría del <i>risetime</i>	69
6.1. Asimetría azimutal del <i>risetime</i>	70
6.2. Muestras de eventos simulados y de datos	71
6.3. Observable obtenido de la asimetría azimutal del <i>risetime</i> sensible a la composición primaria	73
6.4. Resultados	75
7. Conclusiones	85
Bibliografía	88
Agradecimientos	98

Capítulo 1

Introducción

“Rayos cósmicos” fue el término sugerido por Millikan para llamar a la radiación cósmica que en 1912 fue observada por Viktor Hess. Los experimentos consistieron en medir los niveles de radiación en la atmósfera a diferentes alturas siendo movilizados por globos aerostáticos permitiendo tomar medidas hasta los 5350 m de altura. Como resultado se obtuvo que a partir de cierta altura la radiación empezaba a incrementarse siendo un indicativo que esta radiación provenía del espacio exterior [1,2]. Posteriormente, en 1938, Pierre Auger descubre las cascadas atmosféricas extensas al colocar detectores de partículas en las alturas de los Alpes donde notó que dos detectores que se encontraban a diferentes distancias, hasta 300 metros de separación, indicaron ambos la llegada de partículas exactamente al mismo tiempo [3,4]. Estas cascadas consisten en lluvias de partículas subatómicas secundarias causadas por la colisión de partículas primarias de alta energía con las moléculas de aire. En los años 1960s, se desarrolló una nueva técnica para el estudio de las cascadas atmosféricas extensas que consiste en la observación de la radiación fluorescente presente en el desarrollo de las cascadas de partículas secundarias [4]. En 1999 se funda el Observatorio Pierre Auger por James Cronin (Premio Nobel de Física 1980) y Alan Watson, quienes concibieron la idea de fundar el Observatorio con la finalidad de estudiar el origen y naturaleza de los rayos cósmicos de las más altas energías [5]. El diseño del detector de rayos cósmicos del proyecto Pierre Auger que combina las técnicas de detección de los detectores de superficie y de fluorescencia, fue plasmada en una publicación en 1995 resultado del trabajo realizado por 140 científicos de 15 países [6].

El trabajo de la presente tesis se centra en el problema de la determinación de la masa de las partículas de rayos cósmicos ultra energéticos, sus interacciones primarias en la atmósfera y la relación con distintos modelos

de interacción hadrónica. Se trata de una de las cuestiones más complejas a las energías que incumben al Observatorio Pierre Auger (energías mayores a 1 EeV), tanto desde un punto de vista teórico como experimental. Esto se debe a dos cuestiones fundamentales, por un lado, la medida directa de la composición de los rayos cósmicos solo puede hacerse con primarios de bajas energías. A energías mayores, es necesario deducir la composición a partir de la detección de la cascada de partículas secundarias producidas en la atmósfera. Por otro lado, la interpretación de los datos se realiza en la mayoría de los casos utilizando simulaciones Monte Carlo, dependiendo entonces de los modelos que se utilizan, con el agravante del desconocimiento de la naturaleza de los procesos que se producen en la cascada a estas ultra-altas energías, dado que no pueden ser contrastados directamente con resultados de experimentos controlados en aceleradores de partículas. Superando estos desafíos, el conocimiento de la masa del primario permite estudiar indirectamente los campos galácticos y extragalácticos en el volumen de propagación y complementar el análisis de anisotropías en las direcciones de arribo de los rayos cósmicos detectados. Asimismo, la información de la composición de los rayos cósmicos es decisiva para entender la naturaleza del corte en el espectro de energías, resolviendo si se trata del llamado corte GZK o de una característica de la aceleración en las fuentes.

El presente manuscrito está organizado de la siguiente forma: en el capítulo 2 de esta tesis, se presenta el marco teórico así como las más recientes contribuciones experimentales obtenidas en el Observatorio Pierre Auger. Posteriormente, en el capítulo 3, se describe al Detector de Superficie y al Detector de Fluorescencia los cuales conforman el sistema de detección híbrida, además del software con el que cuenta la colaboración. Debido a que este estudio está basado en discriminación de partículas tanto de composición de masa ligera como pesada se describen, también en el capítulo 3 algunos de los observables sensibles a estas búsquedas. En el capítulo 4 y 5 se describen análisis realizados para la discriminación de los primarios fotón-protón usando observables tanto del arreglo del Detector de Superficie como del Detector de Fluorescencia así como también el uso de nuevos algoritmos usados en la detección de señal en el arreglo SD. En el capítulo 6, se desarrolla el análisis para la discriminación de hadrones ligeros de pesados. Finalmente, en el capítulo 7 se presentan las conclusiones generales de este trabajo.

Capítulo 2

Rayos Cósmicos

Los rayos cósmicos (CRs) son partículas que llegan a la Tierra desde el espacio exterior alcanzando las más altas energías observadas en la naturaleza. Su estudio permite establecer propiedades características de la propagación en el medio intergaláctico, identificar los cuerpos celestes capaces de permitirles adquirir esa energía, profundizar sobre modelos teóricos acerca de los procesos ligados a los mecanismos de aceleración y dilucidar la naturaleza de las partículas primarias.

2.1. Espectro de Energía

El flujo de rayos cósmicos primarios expresa el número de partículas detectadas por unidad de superficie, por unidad de ángulo sólido y por unidad de tiempo. El flujo de partículas primarias decrece cuando estas se encuentran a mayores energías, pudiendo detectarse desde 1 partícula por m^2 por segundo a energías de los 100 GeV hasta 1 partícula por km^2 por siglo a las más altas energías (100 EeV, ultra-alta energía). A energías menores de 10 GeV, el flujo de rayos cósmicos es fuertemente influenciado por el campo magnético de la Tierra y la actividad solar, mientras que estos efectos pueden ser despreciados para primarios con energías mayores. Los rayos cósmicos con energía por nucleón entre 10^8 eV y 10^{15} eV pueden ser detectados en forma directa mientras que para energías superiores a 10^{13} eV la detección debe darse de forma indirecta.

La variación del flujo de rayos cósmicos en función de su energía primaria es conocido como el espectro de energía que puede aproximarse por una ley de potencia de $E^{-\gamma}$. En la figura 2.1 se presenta al flujo multiplicado por $E^{2.6}$ en función de la energía del rayo cósmico primario por nucleón. En esta grá-

fica se visualizan tres zonas en las que el índice espectral (γ) toma diferentes valores: la zona de la rodilla (“Knee”) que comprende al flujo de partículas detectadas entre el rango de energía de 10^{15} eV hasta 10^{17} eV, donde inicia la zona de la segunda rodilla (“2nd Knee”) y posteriormente alrededor de $10^{18.5}$ eV se encuentra la zona del tobillo (“Ankle”) [7]. Resultados obtenidos por HiRes [8] y Observatorio Pierre Auger [9] confirmaron que a energías mayores a 4×10^{19} eV, el flujo de CRs primarios es fuertemente suprimido. La supresión del flujo fue confirmada por el Observatorio Pierre Auger con una precisión sin precedentes y más de 20σ de significancia [10]. También se ha identificado un rasgo en el espectro de energía sobre la zona del tobillo y antes de la zona de supresión del flujo. En la figura 2.2 el flujo se encuentra multiplicado por E^3 , obtenido con datos del Observatorio Pierre Auger, donde se puede observar que el índice espectral cambia de 2.51 en la zona del tobillo a 3.05 para la zona identificada en el espectro de energía a 13×10^{18} eV, para luego incrementar a 5.1 en la zona de la supresión a partir de 46×10^{18} eV [11].

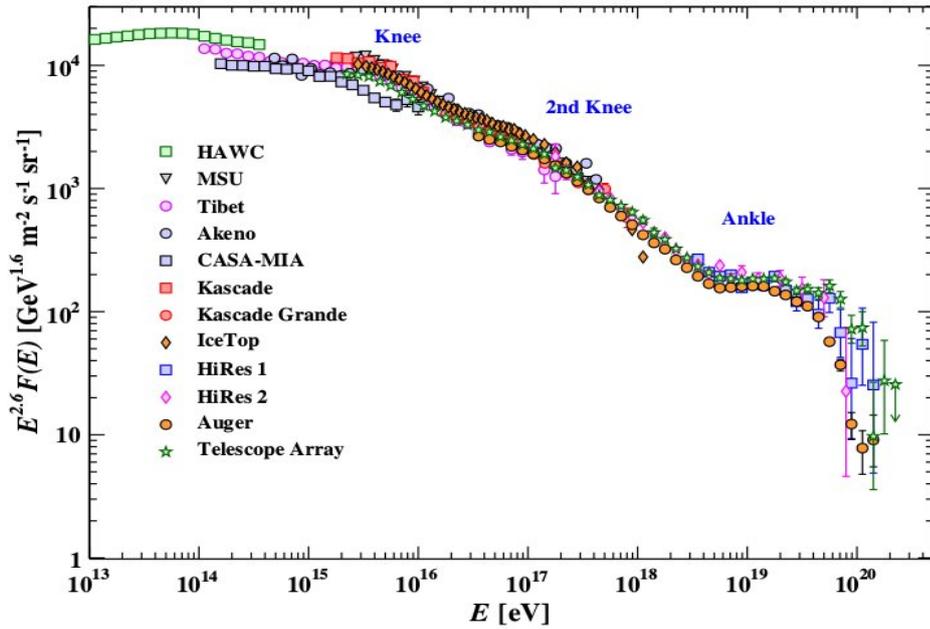


Figura 2.1: Espectro de energía en función de E (energía por nucleón) de CRs medidos indirectamente [7].

Varios modelos intentan explicar el comportamiento observado en el espectro de energía. Las teorías más aceptadas para la zona de la rodilla proponen que el cambio del flujo de CRs se debe a la máxima energía alcanzada en

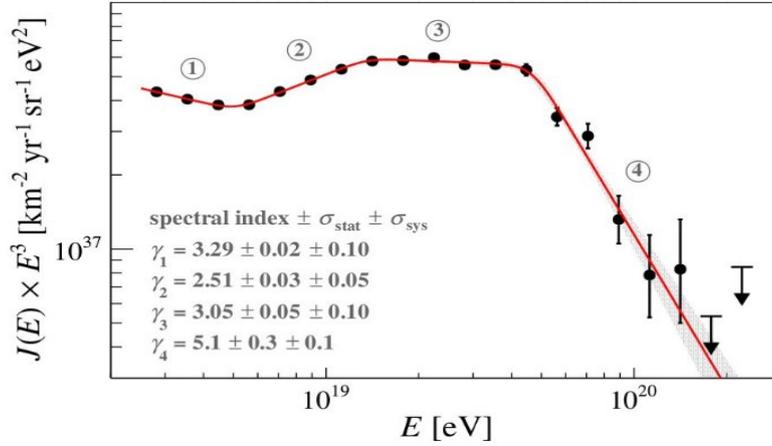


Figura 2.2: Espectro de energía multiplicado por E^3 . Los números ($i = 0, \dots, 4$) encerrados en círculos identifican los rangos de energía descrito por la ley de potencia con índice espectral γ_i (línea roja) [12].

los aceleradores de rayos cósmicos galácticos tales como remanentes de supernova o propagación difusa [13]. En esta zona, como en la segunda rodilla, se considera que los rayos cósmicos detectados son núcleos atómicos, por lo que su energía máxima es proporcional a su carga. Los CRs de la rodilla son identificados como núcleos de H y He, y la caída del espectro de energía en esta zona es debido a que la cantidad de Li, Be y B es muy baja, seguido posteriormente de un aumento alrededor de $10^{16.4}$ eV debido al grupo CNO, continuando este aumento debido a los núcleos de peso intermedio obteniendo un pico con los núcleos de Fe correspondiendo a la segunda rodilla [14]. Por lo que, la segunda rodilla podría indicar la energía máxima del flujo de la componente galáctica pesada. En el rango de energía correspondiente a la zona del tobillo los modelos sustentan que puede ser una zona de CRs extragalácticos. El rasgo en la zona del tobillo, $\approx 10^{19}$ eV, desfavorece la interpretación de que los CRs en esta zona sean protones provenientes de fuentes universales así como de locales, ajustándose mejor a un escenario donde el flujo de CRs son núcleos acelerados a una energía máxima proporcional a su carga eléctrica [12]. La supresión en el flujo puede ser explicada debido al efecto de propagación GZK, que considera la interacción de los CRs extragalácticos con la radiación de fondo de microondas (CMB) [15]. Sin embargo, esta supresión también podría darse por no existir alguna fuente capaz de acelerar a los CRs hasta las más altas energías. Para la solución de esta incógnita es de gran importancia conocer la composición de masa de los CRs en esta región de energía.

2.2. Origen de los rayos cósmicos

Conocer donde y como los rayos cósmicos son acelerados hasta ultra-altas energías es uno de los temas de investigación más activos en la actualidad. En el caso de los CRs con energía menores a los GeV se sabe que estos provienen del Sol, mientras que CRs con mayores energías que alcanzan valores correspondientes a la zona de la primera y segunda rodilla son de origen galáctico [16, 17]. Por otro lado, los CRs de la región del tobillo y de las más altas energías se espera que tengan un origen extragaláctico debido a que los objetos astronómicos de nuestra galaxia generalmente no tienen la combinación de tamaño y magnitud de campo magnético que contenga partículas de muy alta energía [18]. Estas dos características también están relacionadas al valor máximo de energía que puede alcanzar una partícula en su fuente. Sin embargo, existen diferentes mecanismo que tratan de explicar el proceso de aceleración de CRs.

Los modelos de mecanismos de aceleración propuestos se pueden clasificar en: *Bottom-Up* que consisten en acelerar partículas en objetos astrofísicos, hasta alcanzar las altas y muy altas energías y, en contraposición, se encuentran los modelos *Top-Down* que consideran la existencia de partículas supermasivas que decaen en CRs de ultra-alta energía. Entre los mecanismos de aceleración *Bottom-Up*, el más aceptado es el mecanismo de aceleración en *shocks* difusos, basado en el modelo de Fermi, donde una partícula cargada que se encuentra confinada en un objeto astrofísico es acelerada lentamente producto de su movimiento aleatorio [19, 20]. La energía máxima que pueda alcanzar la partícula depende tanto de la magnitud del campo magnético (B) como de la extensión (R) del objeto astrofísico, limitando las posibles fuentes [21]. En la figura 2.3 se muestra una actualización del diagrama propuesto por Hillas en 1984 donde se especifican diferentes fuentes candidatas para la aceleración de los UHECRs, tales como: estrella de neutrones, núcleos activos de galaxias (AGN), brotes de rayos gamma (GRBs), y choques de acreción en el medio intergaláctico (IGM *shocks*), que según su extensión y magnitud de campo magnético pueden llegar a acelerar partículas a 10^{20} eV. Los modelos *Top-Down* muestran incompatibilidad con los resultados obtenidos experimentalmente, debido a que todos estos modelos predicen un alto flujo de fotones y neutrinos de ultra-alta energía los que todavía no han sido detectados dando lugar a límites superiores establecidos sobre el flujo de estos primarios.

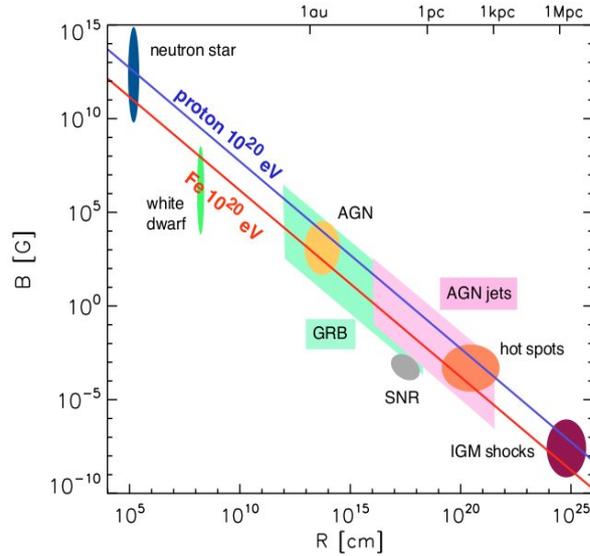


Figura 2.3: Diagrama de Hillas actualizado, donde se muestra los tamaños y magnitudes de campos magnéticos de posibles objetos astronómicos de aceleración de partículas. Los objetos debajo de la línea azul (roja) no pueden acelerar protones (núcleos de hierro) a 10^{20} eV [21, 22].

2.3. Propagación

Los rayos cósmicos desde que escapan de la fuente donde fueron producidos hasta que llegan a la Tierra, se ven influenciados tanto por la radiación de fondo cósmica con la que interactúan produciendo partículas secundarias de menor energía, como por los campos magnéticos galácticos y extragalácticos, que desvían las trayectorias de propagación de las partículas cargadas. En la radiación de fondo cósmica con la que interactúan los UHECRs en el medio intergaláctico, se encuentra la radiación de fondo de microondas (CMB) y la luz de fondo extragaláctica (EBL) produciendo fotodesintegración, creación de pares e^\pm y producción de piones. Este último proceso mencionado es importante debido a que explica la supresión GZK del flujo de CRs, además de predecir la existencia de fotones y neutrinos de UHE provenientes del decaimiento de los piones producidos [23].

La detección de fotones y neutrinos, no solo permitiría discriminar entre los modelos de aceleración de partículas sino que también contribuiría a la identificación de fuentes de CRs debido a que por ser partículas neutras no se ven afectadas por el campo magnético. En la figura 2.4 se muestran resultados experimentales de búsqueda de fotones (a) y neutrinos (b). Debido a la falta

de evidencia de la existencia de estos primarios a las ultra-altas energías, los gráficos 2.4 (a) y (b) muestran los límites superiores del flujo de cada primario respectivamente, a su vez que se comparan con los resultados esperados por los distintos modelos teóricos que explican el origen de estos primarios. En la gráfica correspondiente a fotones se observa que para energías mayores a EeV los resultados obtenidos con los datos de los Observatorios Pierre Auger y Telescope Array, desfavorecen a los modelos. Sin embargo, la región de flujo alrededor del corte GZK recién está siendo explorada, requiriéndose mayor sensibilidad en la búsqueda. En la figura 2.4 (b) se muestran los resultados experimentales de los Observatorios Pierre Auger, Anita y IceCube, así como los resultados esperados de neutrinos astrofísicos, producidos por decaimiento de piones dentro de la fuente de CRs como AGN y pulsars SFR, y neutrinos cosmogénicos, obtenidos de la interacción de un UHECRs con la radiación de fondo. Dado que ninguno de los observatorios ha detectado neutrinos con energía mayor a 10^{16} eV, se establecieron los límites superiores del flujo difuso de neutrinos, siendo el límite más estricto el obtenido por el Observatorio Pierre Auger en el rango de energía de 1.0×10^{17} eV - 2.5×10^{19} eV.

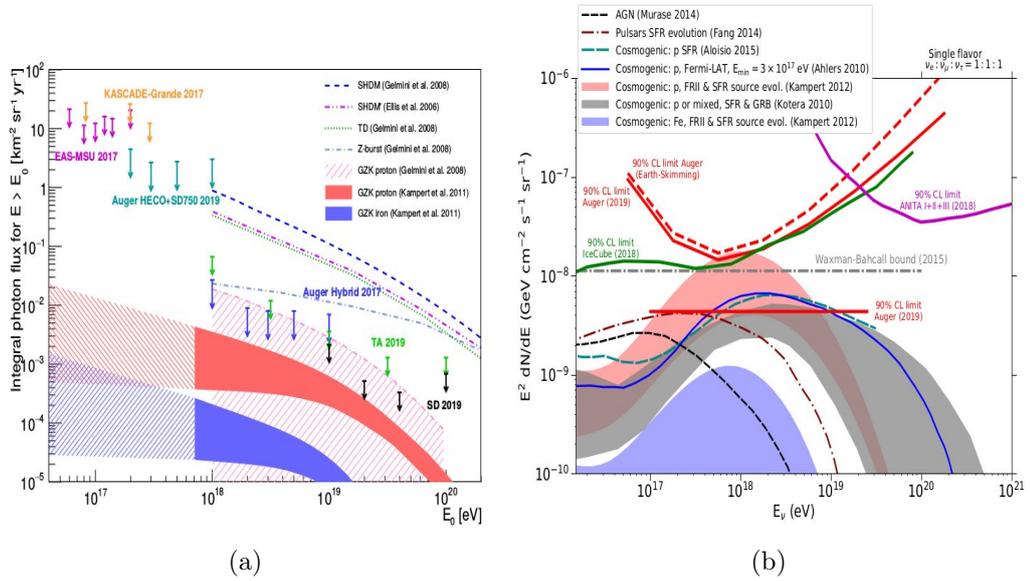


Figura 2.4: Límite superior del flujo de fotones (a) y neutrinos (b) de mediciones obtenidas por diferentes experimentos para energías mayores a 10^{16} eV, así como también se muestran los resultados esperados por modelos teóricos [24, 25].

2.3.1. Anisotropía en la dirección de arribo

La evidencia más directa de la localización de fuentes de rayos cósmicos se espera obtener a partir de la distribución de sus direcciones de arribo. Conocer si las distribuciones de arribo son isotrópicas, o en el caso contrario si presentan anisotropía, permite obtener una mejor comprensión del origen y propagación de los CRs. La anisotropía a gran escala está conectada a los procesos de propagación a través del Universo mientras que la anisotropía a escalas pequeñas puede dar indicios de fuentes de CRs. Resultados experimentales de estudios sobre anisotropía a gran escala fueron obtenidos en el Observatorio Pierre Auger, donde se observa una distribución isotrópica en el rango de energía de 4 a 8 EeV, mientras que para energías mayores a 8 EeV las observaciones son compatibles con una distribución anisotrópica con una significancia de 5.2σ [26]. En la figura 2.5 se muestra la distribución de eventos con $E \geq 8$ EeV en coordenadas ecuatoriales, la distribución de la tasa normalizada de eventos con $E \geq 8$ EeV en función del ángulo de ascensión recta (*right ascension*) se muestra a la derecha. La línea continua indica la función correspondiente al primer armónico, mostrando que la distribución es compatible con una modulación dipolar. El origen del dipolo descubierto sigue siendo un tema de investigación. Sin embargo, se puede observar que la dirección del dipolo reconstruido se encuentra a unos 125° de distancia del centro galáctico, lo que proporciona un fuerte apoyo a la hipótesis de un origen extragaláctico de los CRs de mayor energía.

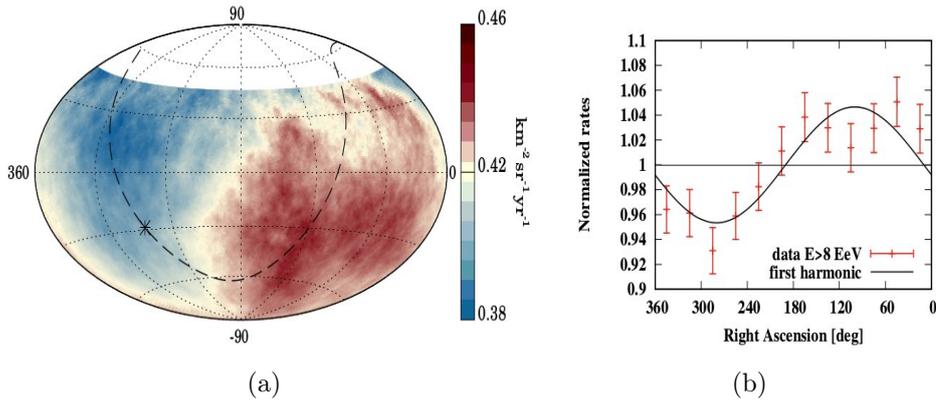


Figura 2.5: (a) Mapa donde se muestra el flujo de partículas en coordenadas ecuatoriales. (b) Tasa normalizada de eventos en función del ángulo de ascensión recta [26].

2.4. Fenomenología de la cascada atmosférica extensa

Al ingresar a la atmósfera, los rayos cósmicos interactúan con la materia presente en esta, produciéndose una cascada o lluvia de partículas secundarias, este fenómeno es conocido como Cascada Atmosférica Extensa (*Extensive Air Showers*, EAS). Las cascadas de partículas secundarias producidas por rayos cósmicos con energías superiores a los 10^{14} eV son suficientemente grandes como para alcanzar el suelo cubriendo varios km^2 . Esto permite que para eventos con energías superiores se aprovechen los sistemas de medición indirecta. Por lo que, en los experimentos de rayos cósmicos se pueden estudiar las características de las partículas primarias de ultra-alta energía por medio del análisis de la fenomenología de estas cascadas de partículas secundarias, donde se considera a la atmósfera como un calorímetro en el cual las partículas que llegan depositan su energía. Por otro lado, la baja densidad de la atmósfera permite que las partículas secundarias se dispersen y viajen lo suficiente para poder ser colectadas. También favorece su estudio la altura de la atmósfera que es lo suficientemente grande para que las EAS alcancen el máximo desarrollo de partículas permitiendo relacionar el número total de partículas con la energía total primaria [27].

Las partículas secundarias que se producen en la EAS se pueden agrupar principalmente en tres componentes: electromagnética (e^\pm y γ), muónica (μ^\pm) y hadrónica (p,n, y π^\pm y K^\pm que no han decaído), la cantidad de cada componente depende de la composición de la partícula primaria. En el desarrollo de la lluvia atmosférica también se producen neutrinos, principalmente en el decaimiento de hadrones a muones. Sin embargo, en las mediciones experimentales debido a la mínima interacción de los neutrinos con otras partículas, la energía llevada por ellos es considerada posteriormente a las medidas obtenidas de la EAS. Un esquema de la EAS es mostrado en la figura 2.6 donde se encuentran señaladas las componentes hadrónica, muónica y electromagnética producidas por un primario hadrónico.

Cascada electromagnética

Heitler propuso un modelo simple, que puede predecir las características más importantes del desarrollo de una EAS puramente electromagnética [28]. Estas cascadas son iniciadas por e^\pm o γ y tiene como procesos dominantes de producción de partículas secundarias a el *bremstrahlung* de e^\pm y producción de pares electrón/positrón. Después de que un primario dado recorra una distancia λ_{em} se espera que interactúe con la atmósfera produciendo dos

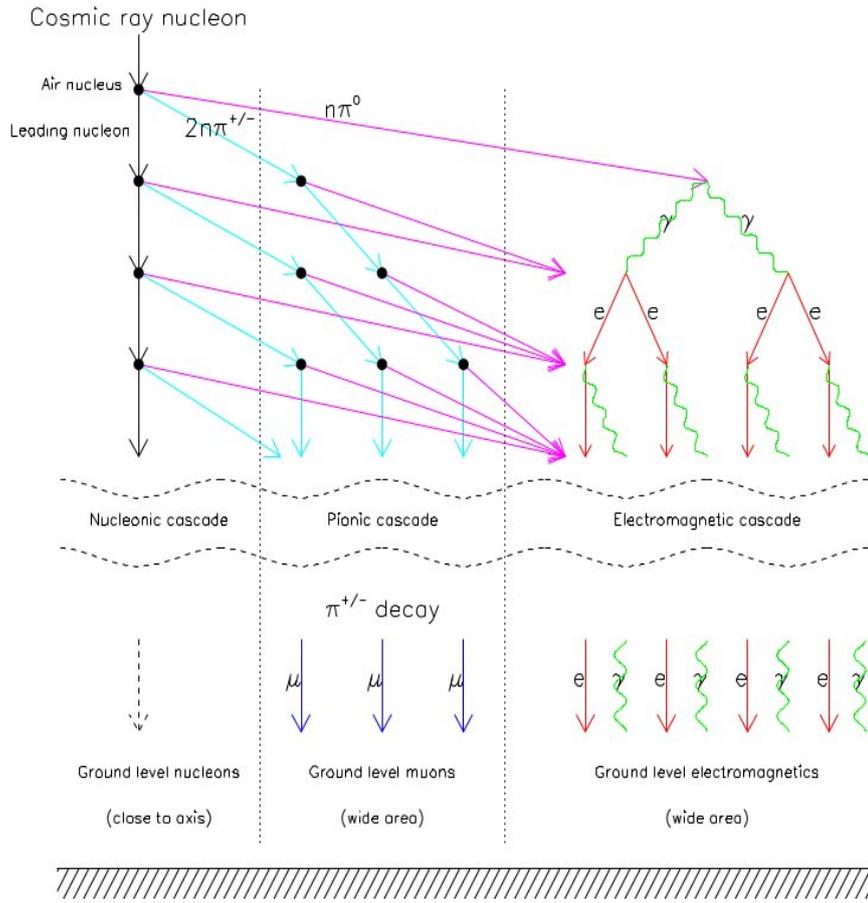


Figura 2.6: Esquema donde se muestra el proceso principal de una EAS producida por un primario de naturaleza hadrónica.

nuevas partículas, cada una con la mitad de energía de la partícula primaria, repitiéndose este proceso sucesivamente para cada nueva partícula. La distancia λ_{em} está relacionada a la longitud de radiación del medio, λ_r , por la expresión: $\lambda_{em} = \lambda_r \ln 2$ con $\lambda_r = 37 \text{ g/cm}^2$ para el aire [29]. La multiplicación de partículas en la cascada decae abruptamente cuando la energía perdida por ionización domina sobre la de radiación, siendo esta la llamada energía crítica con valor $E_c \approx 86 \text{ MeV}$ en el aire. En este punto, la cascada alcanzó su máximo desarrollo, obteniendo un máximo número de partículas dado por $N_{max} = E_0/E_c$ donde E_0 es la energía del primario. Considerando que para n generaciones, el número de partículas es 2^n y que esas n generaciones se dieron a una profundidad atmosférica X ; entonces la profundidad atmosférica a la que la lluvia alcanza su máximo desarrollo está dada por $X_{max} = X_0 + \lambda_r \ln(E_0/E_c)$, donde X_0 es la profundidad atmosférica a la que

se inicia la cascada [29–31].

Cascada hadrónica

Basada en el modelo de Heitler, Matthews propone un modelo simple del desarrollo de la parte hadrónica de la lluvia con la finalidad de entender las propiedades básicas de las lluvias producidas por hadrones [29]. Como primer modelo de lluvia hadrónica se considera a la iniciada por un protón, que al interactuar con la atmósfera después de haber recorrido una longitud de interacción $\lambda_I \ln 2$ (λ_I : longitud de interacción de las partículas que interactúan fuertemente) produce N_{ch} piones cargados y $\frac{1}{2}N_{ch}$ piones neutros. La componente electromagnética de esta lluvia proviene del decaimiento de los piones neutros a fotones. Por otro lado, los piones cargados continúan su interacción con la atmósfera después de cada longitud de interacción recorrida, contribuyendo también a la componente electromagnética de la lluvia, hasta que alcanzan una energía crítica E_c^π , donde la longitud de decaimiento es menor a la distancia al siguiente punto de interacción. En este punto, la lluvia alcanzó su máximo desarrollo, y cada pión decaerá produciendo un muón (y neutrino). Obteniendo finalmente los valores de X_{\max} así como de energía, de las componentes electromagnética y hadrónica después de n generaciones, según [29, 32]:

$$E_{had} = \left(\frac{3}{2}\right)^n E_0 \qquad E_{EM} = E_0 - E_{had}$$

$$X_{\max}^p = X_0 + \lambda_r \ln \left[\frac{E_0}{3N_{ch}E_c^e} \right]$$

Para otros primarios nucleares se utiliza el modelo de superposición que es una extensión de la descripción del desarrollo de la lluvia realizada para protones. En este modelo, se considera que la interacción de un núcleo con número másico A es la superposición de interacciones de A núcleos cada uno con energía E_0/A . Por lo que, la lluvia resultante sería la suma de A lluvias producidas, alcanzando su máximo desarrollo X_{\max} según lo expresado en la siguiente ecuación:

$$X_{\max}^A = X_{\max}^p - \lambda_r \ln A \qquad (2.1)$$

Las lluvias generadas por primarios pesados alcanzan menor profundidad atmosférica que las originadas por protones. Además, de tener mayor componente muónica que en el caso de protones, así como menor componente electromagnética debido a que la baja energía de los nucleones que inician la lluvia producirá menor número de generaciones de interacción [29, 31].

2.4.1. Simulaciones numéricas de modelos de interacción hadrónicos

Aunque anteriormente se haya podido explicar de una forma simplificada el desarrollo de las lluvias atmosféricas, en la realidad tienen un desarrollo complejo alcanzando la producción de 10^{10} partículas; por lo que para su estudio se utilizan simulaciones numéricas donde se consideran detalladamente los procesos que ocurren en el desarrollo de la cascada. Sin embargo, debido a que los UHECRs interactúan con la atmósfera a energías varios órdenes de magnitud mayores a la de los acelerados de los que se dispone actualmente, el conocimiento sobre sección eficaz de interacción y producción de partículas es limitado en el rango de energía de los UHECRs; por lo que se obtienen de la extrapolación de los resultados obtenidos en el LHC. Los modelos de interacción hadrónica más utilizados en el estudio de CRs de ultra alta energía son EPOS-LHC, QGSJETII-04 y actualmente Sibyll2.3. EPOS-LHC es un generador de eventos Monte-Carlo para interacciones hadrónicas con mínimo sesgo, basado en la teoría *Parton-Based Gribov Regge* [33], reproduce en detalle los datos obtenidos en el LHC y es capaz de reproducir interacciones pión, kaón o protón - A o A-B (A y B pueden estar en un rango de 1 - 210 nucleones) [34]. El generador de eventos Sibyll se basa en el modelo de minijets en combinación con el modelo de cuerda Lund, en la versión 2.3 hubo mejoras en la descripción de la producción de multipartículas debido a que pudo ser afinado con los datos obtenidos en el LHC, y considerando también las interacciones de blanco fijo [35]. El modelo QGSJETII reproduce las interacciones dentro del marco de la teoría de campo Reggeon y en la versión actualizada 04 se tiene en cuenta las interacciones pomeron-pomeron además de estar afinada con los datos del LHC [36].

2.5. Composición nuclear de la partícula primaria

Otra característica de los CRs, que se encuentra actualmente bajo investigación, es la determinación de la composición de masa que conduce a entender la naturaleza, el origen y la propagación de los rayos cósmicos que llegan a la Tierra. En el caso de CRs de energías por debajo de 100 TeV, rango de detección directa, dominan los rayos cósmicos primarios de protones y partículas α sobre otros tipos de núcleos. A energías mayores de 100 TeV, cuando las mediciones se realizan indirectamente por medio de la reconstrucción de la lluvia atmosférica detectada, las incertezas en los cálculos se incrementan debido a que estos estudios dependen de los modelos de interacciones ha-

drónicas usados en la reconstrucción. El observable con mayor sensibilidad e históricamente más utilizado con el que se puede inferir la composición de la masa de los rayos cósmicos a partir de las mediciones de la lluvia, es la profundidad atmosférica a la que alcanza su máximo desarrollo X_{max} . En las medidas tomadas en el Observatorio Pierre Auger del observable X_{max} respecto a la energía, se observa un cambio inesperado alrededor de 3×10^{18} eV implicando un cambio gradual de una composición ligera a una más pesada [37].

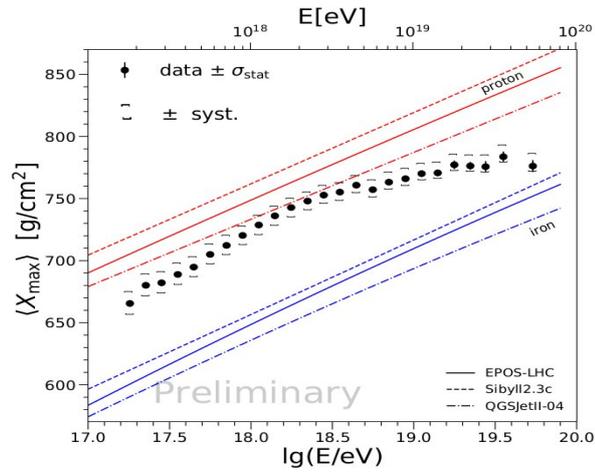


Figura 2.7: Medidas del observable X_{max} en el Observatorio Pierre Auger comparadas con los valores obtenidos por los modelos de interacción hadrónica EPOS-LHC, Sibyll 2.3c y QGSJETII-04 [38].

Capítulo 3

Observatorio Pierre Auger

En la provincia de Mendoza, región de Malargüe, se ubica el Observatorio Pierre Auger (PAO) cuyo objetivo principal es probar el origen y características de los rayos cósmicos con energías superiores a 10^{18} eV [39], así como el estudio de las interacciones que estos puedan tener en su paso por la atmósfera hasta su detección. Dado que los CRs en estudio pertenecen al rango de ultra alta energía, su flujo se encuentra suprimido haciendo imposible realizar mediciones directas, por lo que el Observatorio cuenta con un sistema de medición indirecta el cual permite obtener información de la partícula primaria a partir de la cascada atmosférica extensa que genera al interactuar con la atmósfera. El Observatorio Pierre Auger tiene un sistema de detección híbrido (figura 3.1), compuesto por detectores de fluorescencia que permiten tomar medidas del desarrollo longitudinal de la lluvia de partículas en la atmósfera y detectores de superficie que miden el desarrollo lateral de la lluvia que llega a nivel del suelo, ambos sistemas de detección se complementan entre sí obteniendo una mejor resolución en la reconstrucción de eventos, así como la calibración cruzada entre ambos detectores. Con la finalidad de obtener un número significativo de eventos es necesario que el Observatorio cuente con una vasta región de medición, es por ello que el Observatorio Pierre Auger tiene una área total de 3000 km^2 llevándolo a ser el observatorio de rayos cósmicos más grande del mundo.

En los últimos años se han desarrollado varias extensiones y actualizaciones en el Observatorio Pierre Auger, implementado nuevos sistemas de detección que conducen a ampliar el rango de energía del detector así como a obtener mayor sensibilidad en la detección de las distintas componentes de la lluvia. Entre estos nuevos proyectos se encuentran: HEAT [41] que consiste en tres telescopios de fluorescencia que pueden ser inclinados hasta 60° para observar eventos que se desarrollan en la atmósfera más alta; AMIGA [42] que cuen-

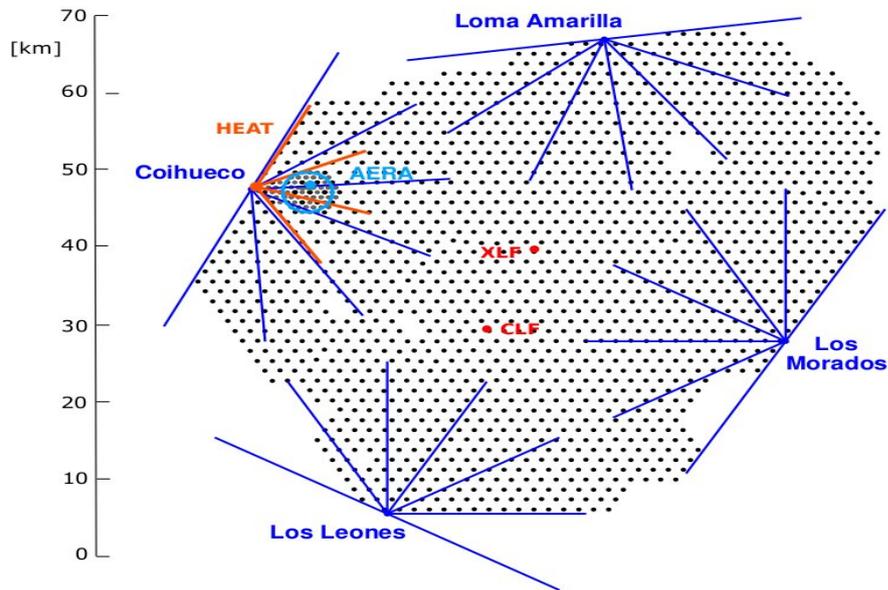


Figura 3.1: Distribución de la superficie del Observatorio Pierre Auger. Cada punto negro representan la localización de cada uno de los 1660 detectores Cherenkov de agua del Detector de Superficie, mientras que las regiones entre las líneas azules y naranjas representan el campo de visión de cada uno de los telescopios del Detector de Fluorescencia (en los edificios FD: Los Leones, Coihueco, Loma Amarilla y Los Morados) y HEAT [40].

ta con contadores de muones instalados bajo tierra para detectar solamente parte de la componente muónica de la lluvia, y se encuentra localizado en una zona llamada Infill que cuenta con mayor densidad de detectores Cherenkov de agua espaciados principalmente a 750 m, y a 433 m; y AERA [43] que es un sistema de antenas que mide señales de radio producidas por la lluvia en un rango de frecuencia de decenas de MHz. Con el funcionamiento de estos proyectos, el límite inferior del rango de detección de energía llega a ser de $10^{16.5}$ eV en vez de $10^{18.0}$ eV que fue el valor considerado en el diseño original [44].

En esta tesis se trabaja con eventos detectados por el Detector de Superficie así como por el sistema de detección híbrido (Detector de Fluorescencia y Superficie) por lo que se proporciona una descripción detallada de ambos sistemas de detección.

3.1. Detector de Superficie

Las partículas de las cascadas que alcanzan a llegar al nivel del suelo, son detectadas por un arreglo de 1660 detectores de efecto Cherenkov en agua (WCD siglas de Water Cherenkov Detector) espaciados 1.5 km formando un arreglo triangular entre sí conformando el Detector de Superficie (SD).

Cada WCD es una estación del detector de superficie que consiste en un tanque plástico, resina de polietileno de alta densidad, de 3.6 m de diámetro y 1.2 m de alto que contiene 12 000 litros de agua ultrapura ($\sim 15 \text{ M}\Omega \text{ cm}$). Los tanques cuentan con un revestimiento sellado elaborado de material Tyvek [45, 46] cuya superficie interna es altamente reflectiva permitiendo que la luz Cherenkov, producida por el paso de las partículas relativistas cargadas a través del agua, sea difundida en un ambiente hermético a la luz. Tres tubos fotomultiplicadores (PMT), cada uno de 9 pulgadas de diámetro, captan la luz Cherenkov producida en el WCD. Los PMTs se encuentran distribuidos simétricamente en la parte superior del revestimiento mirando hacia abajo y a una distancia de 1.2 m del eje central del tanque. Cada estación tiene un funcionamiento autónomo, por lo cual cuenta con una batería que es cargada por paneles solares que proveen en promedio 10 W para la alimentación de los PMTs y de los demás componentes electrónicos del sistema de lectura. Además cuenta con un GPS y una antena para comunicación por radio, los cuales se pueden apreciar en la figura 3.2. Estas características de los WCD nos permiten estudiar la distribución lateral de la cascada teniendo un ciclo de trabajo del 100 %.

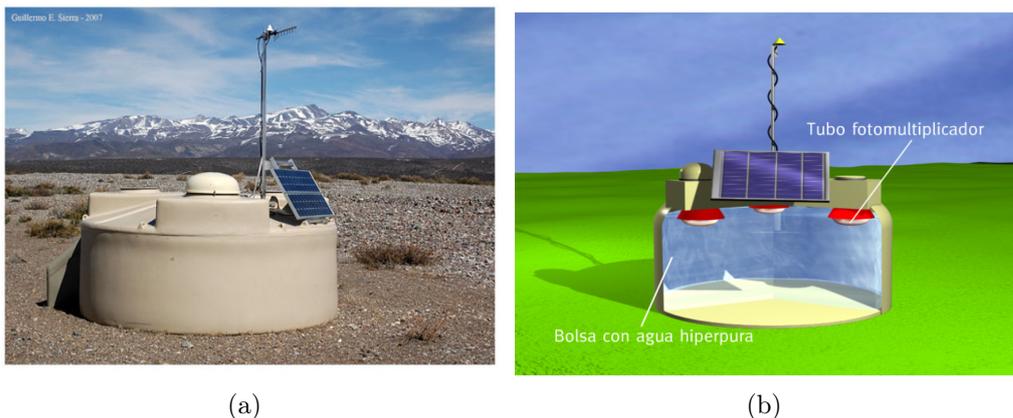


Figura 3.2: Detector Cherenkov de agua: (a) Imagen de una de las estaciones que forma parte del arreglo del SD, (b) Esquema del interior del WCD [47].

3.1.1. Sistema de detección del SD

La luz Cherenkov colectada en los PMTs es traducida a una señal electrónica la cual se transmite por medio de dos terminales de salida de los PMTs; uno de ellos obtiene la señal del ánodo (también llamada “low gain”) mientras que el otro terminal obtiene la lectura de la señal en el último dínodo de la etapa de multiplicación del PMT. Esta señal es amplificada e invertida alcanzando una ganancia de carga de 32 veces la del ánodo (por lo que es llamada “high gain”). Las señales son filtradas y digitalizadas con una frecuencia de 40 MHz usando conversores de señal analógica a digital (FADCs: Flash Analog-to-Digital Converters). La máxima señal almacenada antes de la saturación es de 650 veces el pico de corriente que genera un muón que atraviesa verticalmente el centro del tanque. La señal dejada por este muón es llamada VEM (Vertical Equivalent Muon) y es la unidad en la que se miden las señales detectadas en los WCD. Debido a que la señal producida en un tanque depende de las características de este, los diferentes señales detectadas en el arreglo pueden presentar ganancia no equivalente. Por ello se utiliza como método de calibración la conversión de carga y corriente a unidades VEM [48], logrando con esto un valor de referencia común para todas las señales detectadas en el SD. Para realizar esta calibración, todas y cada una de las estaciones registran cada pocos minutos la señal dejada por muones atmosféricos que atraviesan cada tanque (unos 1 500 cada segundo), y en base a este registro, se extrae una señal de referencia que permite la conversión de cuentas de FADC a VEM. Dado que el SD en su configuración normal no tiene forma de seleccionar solo muones verticales, el valor de 1 VEM se obtiene del valor del pico en la distribución de carga (Q_{VEM}^{peak}) que los muones atmosféricos dejan en su paso por el WCD debido a que ambos valores son aproximados. Otro término de calibración relacionado a la unidad VEM es I_{VEM}^{peak} , relacionado con el pico de corriente producido por un muón vertical (I_{VEM}). El mismo es obtenido del valor del pico del histograma de altura de pulsos también producido por el paso de los muones atmosféricos por el WCD.

La lectura de la señal obtenida en el WCD se registra en 768 bins, cada uno de 25 ns, teniendo un total de 19.2 μ s de señal. Sin embargo, para garantizar que esta provenga de un evento de interés, el SD cuenta con una serie de procedimientos donde las señales registradas en cada tanque son evaluadas de manera individual y conjunta con la finalidad de que con los datos colectados se pueda reconstruir confiablemente el evento detectado. El proceso de evaluación al que son sometidas las señales en el SD se divide en 5 niveles, para las cuales existen diferentes algoritmos que constituyen el sistema de

trigger. La cadena de selección de *trigger* tiene una estructura secuencial que comienza en una selección local implementada en cada estación, posteriormente se realiza un análisis de las estaciones que satisfacen los requerimientos de los *triggers* locales en una determina área y tiempo (*trigger* sobre el arreglo de superficie), y finalmente se evalúa que cumplan criterios más estrictos relacionados con la calidad de la reconstrucción de la lluvia (*trigger* físico). A continuación se describen en detalle las distintas etapas del proceso de selección del *trigger* de SD.

3.1.1.1. *Trigger* local

En esta etapa del sistema de *trigger* las estaciones son evaluadas de forma individual e independiente por los dos primeros niveles de *trigger*. En el primer nivel (T1) existen 4 tipos de *triggers* que permiten evaluar señales de distintas características. *Threshold* (T1-TH), este tipo de *trigger* detecta señales grandes que no necesariamente se extienden en el tiempo requiriendo que estas se hayan detectado en los 3 PMTs sobre un valor de umbral de $1.75I_{VEM}$ [49]. TH es efectivo en la detección de partículas que conforman la componente muónica, en especial de lluvias inclinadas. Otro tipo de *trigger* T1 es *Time Over Threshold* (ToT) el cual requiere que en un tiempo de $3 \mu s$ se registre señal en por lo menos 13 bins obteniendo un valor mayor a $0.2 I_{VEM}$ en 2 de los 3 PMTs [49]. Este *trigger* detecta señales pequeñas y prolongadas en tiempo siendo eficiente en la detección de señales en estaciones cercanas al eje de lluvias verticales de baja energía o en estaciones lejanas al eje de lluvias de alta energía. Estos son los dos tipos de *triggers* locales del nivel T1 con los que se ha realizado la detección de eventos hasta mediados del año 2013, fecha en la que se añadieron dos nuevos tipos de *trigger* locales, *Time Over Threshold Deconvoluted* (ToTd) y *Multiplicity of Positive Steps* (MoPS). ToTd surge como una propuesta para mejorar el *trigger* local para lluvias de bajas energías. Dado que las señales de partículas individuales que atraviesan el tanque presentan en la traza FADC una cola exponencial la que tiene una dependencia con el tiempo de decaimiento de la luz en el tanque y se extingue en varios bins de tiempo de 25 ns. Se busca suprimir estas colas exponenciales de tal forma que se obtenga una señal extendida en un menor número de bins pero de mayor amplitud. En el caso de señales compuestas por varias partículas individuales, se observa una secuencia de estos picos deconvolucionados. La deconvolución de la señal FADC se obtiene con la función exponencial expresada en la ecuación 3.1 [50].

$$d_i = (a_i - f a_{i-1}) / (1 - f) \quad (3.1)$$

Donde: d_i es el bin i -ésimo de la traza deconvolucionada, a_i es la señal en

el bin i -ésimo de la traza FADC, $f = \exp(\Delta t/\tau)$ con $\Delta t = 25$ ns que es el ancho del bin de la señal y τ es el tiempo de decaimiento de la luz en el tanque, 65 ns. Para distinguir a la señal deconvolucionada de las de fondo o ruido se requiere que en un tiempo de $3 \mu\text{s}$ se detecte señal mayor a 0.2 VEM en por lo menos 10 bins en dos de los tres PMTs. Por otro lado, el *trigger* local MoPS [51] permite detectar señales compuestas, producidas por una secuencia de varias partículas, y más bajas que los *triggers* ToT o ToTd. Este nuevo *trigger* cuenta los saltos positivos dados en las trazas FADC de la señal correspondientes al arribo de una partícula. Un salto positivo está definido como la máxima amplitud alcanzada en una acumulación de bins que incrementan sucesivamente. La amplitud de los saltos positivos debe ser tal que pueda ser distinguida del ruido de fondo (umbral bajo) así como de las señales dejadas por las partículas de la componente muónica de la lluvia (umbral alto). Por ello se imponen dos umbrales, denominados: umbral bajo, que requiere que la señal sea de amplitud mayor a 4 unidades FADC, y un umbral alto, que restringe a la señal tener una amplitud menor a 30 unidades FADC. Debido a que este *trigger* es evaluado en la traza FADC, no requiere de la señal de calibración VEM. El algoritmo MoPS requiere que en por lo menos 2 de los 3 PMTs, la señal FADC tenga una multiplicidad de saltos positivos, que cumplan con los criterios de umbral, mayor a 4 en un ventana de tiempo de $3 \mu\text{s}$. Este algoritmo de *trigger* también cuenta con una condición de veto con la finalidad de evitar que las fluctuaciones en las colas producidas por picos de señales grandes sean confundidos con saltos positivos. El veto consiste en no tomar en cuenta cierto número de bins n_{veto} después de un salto positivo mayor a una amplitud S_{veto} . Los criterios del *trigger* MoPS conllevan a mejorar la eficiencia de detección de partículas lejanas al centro de la lluvia así como la supresión del sesgo que los otros *triggers* tienen, en favor de la señales de la componente muónica.

En el segundo nivel (T2) de *trigger* se requiere que las señales que pasaron T1-TH sean superiores a $3.2 I_{VEM}$ en cada uno de los 3 PMTs, llamándose las T2-TH, mientras que todos los otros *triggers* T1 (ToT, ToTd y MoPS) son promovidos al T2 automáticamente. Todas las señales que pasaron T2 son enviadas a la central del sistema de adquisición de datos (CDAS: Central Data Acquisition System) junto con la información de su registro de tiempo para determinar si estas señales pasan el siguiente nivel de selección.

3.1.1.2. *Trigger* sobre el arreglo de Superficie

Este es el tercer nivel de *trigger* (T3) cuyas condiciones corresponden al de lluvias candidatas y se da de forma global. Se busca agrupar estaciones por su

similitud en los valores de tiempo y espacio en los que se dió la detección de la señal al pasar el *trigger* local. La primera verificación corresponde a la parte espacial, para esto existen dos modos donde se requiere de un mínimo de estaciones alrededor de las que se definen hexágonos concéntricos centrados en la estación con mayor señal, tal como se muestra en la figura 3.3. Un primer modo requiere por lo menos 3 estaciones T2 del tipo ToT, ToTd o MoPS, una de estas estaciones debe tener a una estación vecina en el primer hexágono, mientras que la otra estación vecina no debe ubicarse más allá del segundo hexágono. El segundo modo T3 requiere un mínimo de 4 estaciones T2 (TH, ToT, ToTd o MoPS), de las cuales una estación puede estar ubicada en el cuarto hexágono, y si una de las estaciones está en el primer hexágono, la otra estación no debe estar más allá del segundo hexágono. Posteriormente se procede a verificar que las estaciones pasen el criterio temporal de este nivel de *trigger*, en el que se requiere que cada estación T2 esté a menos de $(6 + 5n)\mu\text{s}$ de la estación central (n representa el número de hexágono). Una vez que un evento pasa las condiciones del *trigger* T3, toda la información de las estaciones que pertenecen a este evento son guardadas de forma permanente en los servidores locales del Observatorio.

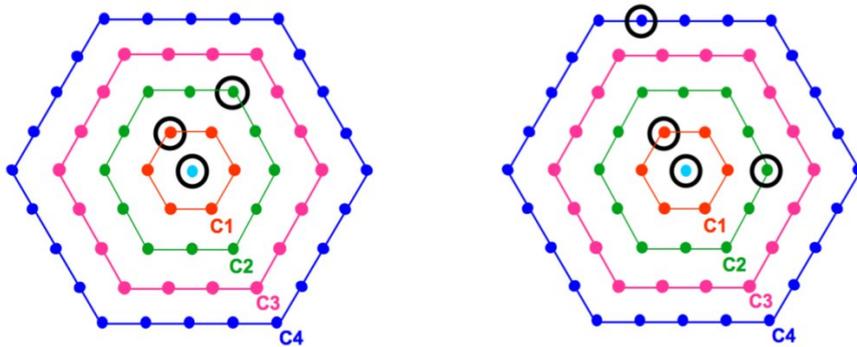


Figura 3.3: Esquemas que ejemplifican a las configuraciones T3, donde C1, C2, C3 y C4 indican al primer, segundo, tercero y cuarto hexágono concéntrico formado por los WCD [52].

3.1.1.3. *Trigger* Físico

Mediante dos niveles de *triggers* más, T4 y T5, se garantiza la buena calidad de datos para el análisis físico que conlleva a la reconstrucción de eventos detectados.

En el cuarto nivel de *trigger* (T4), los requisitos impuestos permiten la selección de lluvias reales. En el SD se cuenta con dos configuraciones estándares de T4: 4C1 y 3ToT. El *trigger* T4-4C1 requiere por lo menos 4 estaciones con *triggers* T2, los cuales pueden ser TH, ToT, ToTd o MoPS, mientras que la configuración T4-3ToT requiere por lo menos 3 estaciones con *trigger* T2-ToT. Junto a la instalación de los nuevos *triggers* locales ToTd y MoPS también se agregaron nuevas configuraciones de T4 (3ToTd, 3ToTmix y 3MoPS) tal que se pueda reconstruir eventos con estos nuevos *triggers*. La configuración T4-3ToTd exige por lo menos 3 estaciones con *trigger* T2-ToTd, T4-3ToTmix requiere 3 estaciones con T2 las que pueden ser ToT o ToTd, y la configuración T4-3MoPS exige por lo menos 3 estaciones con T2-MoPS. Además de un número mínimo de estaciones, el *trigger* T4 impone criterios espacio-temporales donde se requiere que entre las estaciones con *trigger* T3 se puedan formar arreglos triangulares y que los tiempos en el que se registraron las señales coincidan con el tiempo de propagación del frente de la lluvia. Todas las estaciones que llevan a que un evento pase los requisitos de T4 son consideradas estaciones candidatas y se usan en el proceso de reconstrucción de la lluvia. Sin embargo, las estaciones que cumplieron las condiciones para que un evento pase T3 pero no lograron cumplir con los requisitos de T4 quedan almacenadas con diferentes etiquetas según la razón por las que no fueron aceptadas.

El quinto nivel (T5) de *trigger* asegura que la reconstrucción del punto de impacto sea lo más precisa posible. Para ello se requiere que todas las estaciones alrededor del tanque con mayor valor de señal (primer hexágono: 6 estaciones) estén activas en el momento de la detección, este tipo de *trigger* recibe el nombre de 6T5. Dependiendo del tipo de análisis que se vaya a realizar con los datos se pueden usar *triggers* T5 menos estrictos, con 1 ó 2 estaciones en el primer hexágono que no estén trabajando: 5T5 ó 4T5 respectivamente.

Todo este sistema de *triggers* descrito anteriormente permite que el arreglo SD tenga un valor de eficiencia del 99 % para lluvias verticales (ángulo cenital menor a 60°) con energía mayor a 3×10^{18} eV.

3.1.2. Reconstrucción de la lluvia en el Detector de Superficie

El proceso de la reconstrucción de la lluvia se inicia con las estaciones candidatas que permitieron que un evento pase el *trigger* T4. La información

de tiempo, posición y señal de estas estaciones, permite la reconstrucción de la geometría de la lluvia (punto de incidencia (x,y) , y dirección del eje de la lluvia (θ,φ)), así como la elaboración del perfil lateral de la lluvia para finalmente obtener el valor de energía de la partícula primaria que generó esta lluvia.

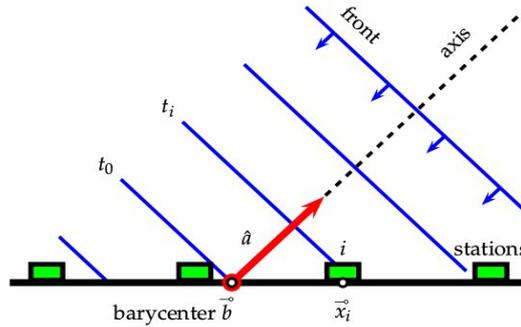


Figura 3.4: Esquema del frente plano de arriba de la lluvia [53].

El primer paso en la reconstrucción geométrica, consiste en el cálculo relacionado al plano detector-lluvia (SDP, Shower Detector Plane, por sus siglas en inglés) que es el plano correspondiente al frente de la lluvia el cual se aproxima a la velocidad de la luz, moviéndose en dirección perpendicular al eje de la lluvia (versor \hat{a} apuntando hacia la fuente) como se observa en la figura 3.4. El punto de origen del SDP es el baricentro de las estaciones candidatas considerando la cantidad de señal registrada en cada una de ellas, similarmente se calcula un tiempo de referencia (t_0). En esta parte del análisis se supone que el punto de impacto de la lluvia pasa por el baricentro. La descripción de la detección de la lluvia en esta etapa de la reconstrucción se expresa según la siguiente ecuación:

$$ct(\vec{x}) = ct_0 - (\vec{x} - \vec{b})\hat{a} \quad (3.2)$$

Una vez calculados los valores de \hat{a} y t_0 se continúa con la siguiente etapa de la reconstrucción. El siguiente paso en la reconstrucción del perfil de lluvia es el cálculo del punto de impacto requiriendo que se encuentre en el plano, tangente al elipsoide de referencia que contiene al baricentro. Para este procedimiento, se calcula el punto de impacto considerando que este debe estar a lo largo de eje \hat{a} en el plano que contiene al triángulo equilátero formado por las tres estaciones candidatas más cercanas al centro de la lluvia. Posteriormente se procede al ajuste de la función de distribución lateral (LDF), f_{LDF} , de las señales medidas a una distancia perpendicular (r) del eje de la lluvia

(ecuación 3.3) y normalizada a la señal medida a 1000 m ($S(1000)$) expresada en la ecuación 3.4. La función f_{LDF} es obtenida de una modificación de la función NKG [54–56], con la que se describe el desarrollo lateral de la lluvia. Los parámetros β y γ definen la pendiente de la función LDF, la cual refleja el decrecimiento del valor de la señal colectada en las estaciones conforme estas se alejan del eje de la lluvia. El cálculo de estos parámetros está en función de los valores $S(1000)$ y θ obtenidos de los datos del evento. Debido a ser estos los únicos parámetros libres de la LDF es posible hacer el ajuste con bajos valores de multiplicidad de estaciones, requiriendo un mínimo de 3 estaciones.

$$f_{LDF}(r) = \left(\frac{r}{r_{opt}} \right)^\beta \left(\frac{r + 700}{r_{opt} + 700} \right)^{\beta+\gamma} \quad (3.3)$$

El parámetro $S(1000)$ está relacionado al tamaño de la EAS, es el valor de señal obtenida a una distancia óptima del centro de la lluvia donde las fluctuaciones son mínimas [57]. Esta distancia óptima depende de la geometría del arreglo y no tiene una dependencia significativa con la energía y ángulo cenital de la partícula primaria que origina la EAS. Dado que el arreglo del SD de PAO cuenta con un espaciado de 1500 m, la distancia óptima es de 1000 m.

$$S(r) = S(1000) \times f_{LDF}(r) \quad (3.4)$$

El siguiente paso consiste en tomar en cuenta la curvatura del frente de la lluvia extendiendo la expresión para el ajuste con un término parabólico. Este describe la curvatura del frente de la lluvia cerca al punto de impacto mientras que el tiempo de propagación del frente de la lluvia es descrito como una esfera en expansión. Dados estos criterios se estima nuevamente la dirección del eje de la lluvia y posteriormente se realiza un nuevo ajuste de la LDF. En la figura 3.5 se muestra la distribución lateral de la señal y el correspondiente valor del parámetro $S(1000)$ para un determinado evento detectado por las estaciones SD.

La etapa final del proceso de reconstrucción es la determinación de la energía de la partícula primaria. Para lluvias verticales el estimador de energía es $S(1000)$, sin embargo, este parámetro se ve afectado por efectos geométricos así como por la atenuación que la atmósfera genera sobre las partículas secundarias de la EAS y como consecuencia, el valor $S(1000)$ depende del ángulo cenital del primario. Para tener en cuenta esta dependencia se hace

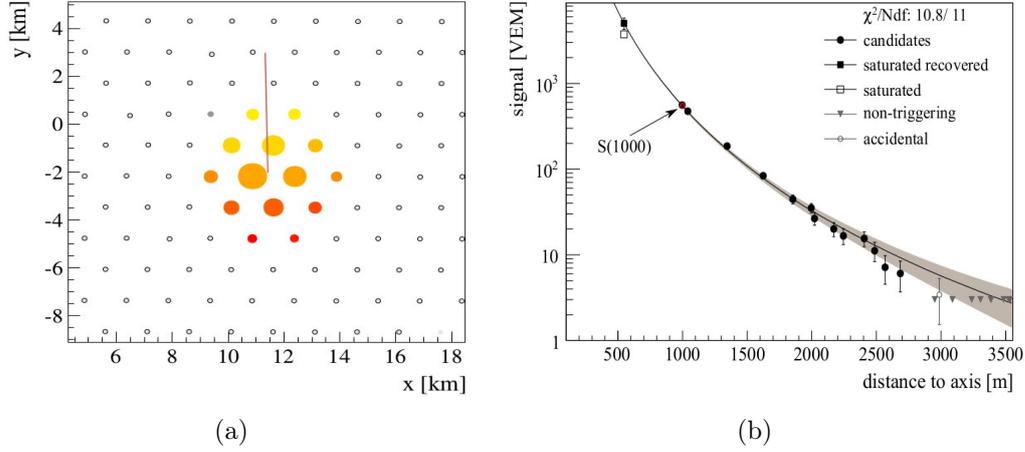


Figura 3.5: Evento generado por una partícula primaria con (104 ± 11) EeV de energía y $(25.1 \pm 0.1)^\circ$ de ángulo cenital. (a) Huella de la EAS dejada sobre el arreglo; el color en los tanques representa el tiempo en el que se detectó la señal, siendo el amarillo para aquellos detectados antes que los representados en rojo, el tamaño es proporcional al logaritmo de la señal depositada en ellos. (b) Distribución lateral de la señal [58].

uso del método CIC [62] (*Constant Intensity Cut*) que consiste en calcular la señal S_{38} (ecuación 3.5) que la lluvia hubiese producido si el primario entrase a la atmósfera con inclinación igual al valor de la mediana del ángulo cenital, siendo este de 38° .

$$S_{38} = \frac{S(1000)}{CIC(\theta)} \quad (3.5)$$

donde: $CIC(\theta) = 1 + ax + bx^2 + cx^3$ y $x = \cos^2(\theta) - \cos^2(38^\circ)$, por lo que el valor de la energía quedaría como sigue:

$$E_{SD} = A \times S_{38}^B \quad (3.6)$$

Los valores de los parámetros a,b,c, A y B son calculados con una muestra de alta calidad de eventos híbridos.

3.2. Detector de Fluorescencia

La luz ultravioleta emitida por las moléculas de Nitrógeno (N_2) al desexcitarse después de haber interactuado con las partículas cargadas de la EAS, es capturada por los telescopios del Detector de Fluorescencia (FD) logrando

medir el desarrollo longitudinal de la lluvia. El FD consta de 4 edificios cada uno ubicado en los siguientes lugares: Los Leones, Coihueco, Loma Amarilla y Los Morados, según se muestra en la figura 3.6, de tal forma que cubren visualmente toda el área sobre el arreglo SD. Cada edificio cuenta con 6 telescopios que tienen un campo visual de 30° de azimut y de 1.5° a 30° de elevación, permitiendo detectar cascadas con energía superior a 10^{18} eV. Dada la alta sensibilidad de estos detectores sólo trabajan en las noches que tengan una fracción de luna iluminada menor a 60%, contribuyendo con un ciclo de trabajo del 13%.

La luz fluorescente a detectar por los fotomultiplicadores es obtenida después de haber pasado por un diafragma circular de 1.1 m de radio que se encuentra cubierto por un filtro que transmite en el rango UV de interés, permitiendo reducir la señal de ruido. La luz UV también pasa por un lente anular que corrige y elimina aberraciones ópticas. Luego es reflejada por un espejo esférico de ~ 3.4 m de radio de curvatura hacia una cámara ubicada en el plano focal del espejo con 440 PMTs hexagonales, donde cada PMT es un pixel de la cámara, distribuidos en un arreglo de 22 filas por 20 columnas [59]. Estos componentes del telescopio pueden ser identificados en la figura 3.6. Dada la alta sensibilidad del FD, cada telescopio se encuentra protegido en la parte exterior por un obturador (*shutter*) el cual permanece cerrado durante el día y se cierra automáticamente en caso de viento, algún tipo de precipitación o cuando la luz pasa un umbral que podría causar daño en el detector. Además se cuenta con una cortina de protección en caso de fallas con el cierre del obturador.

3.2.1. Monitoreo Atmosférico

En el desarrollo de las cascadas de partículas secundarias, la atmósfera se comporta como un calorímetro gigante. Por ello es necesario tener un constante monitoreo de las condiciones atmosféricas en las que se producen las lluvias y con ello lograr una reconstrucción precisa de los eventos. Para esto, el Observatorio Pierre Auger cuenta con un completo sistema de monitoreo compuesto de varios elementos que permiten monitorear tanto las variables de estado atmosféricas y nubes, así como la cantidad de aerosol que influye tanto en el desarrollo de la lluvia como en la propagación de luz fluorescente [64].

Cada uno de los edificios FD cuenta con una estación meteorológica que permite obtener información, cada 5 minutos, de las variables de estado atmosféricas.

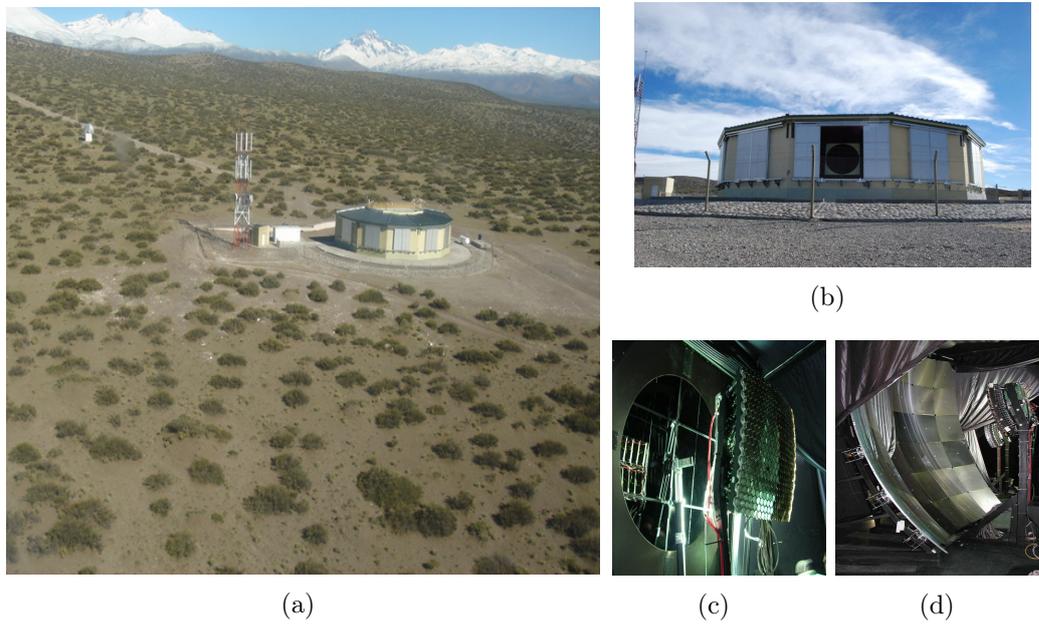


Figura 3.6: Detector de Fluorescencia: (a) Una de los 4 edificios del FD, (b) Fotografía de uno de los telescopios con el shutter abierto, (c) Diafragma circular con filtro UV y cámara con los 440 PMTs, (d) espejo esférico [63].

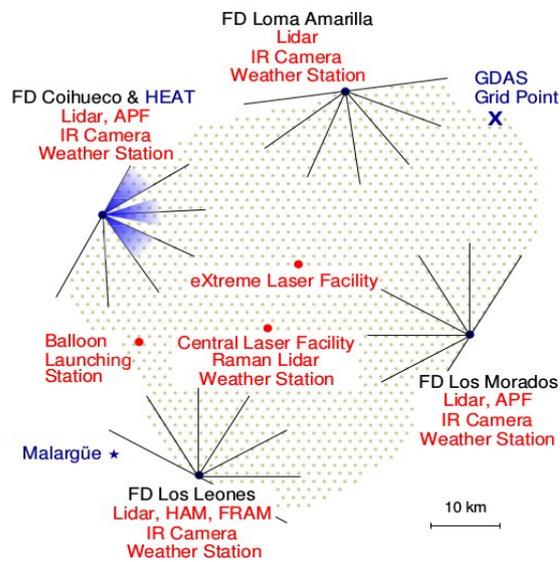


Figura 3.7: Esquema de la ubicación de los diferentes equipos del sistema de monitoreo atmosférico del Observatorio Pierre Auger [59].

rico tales como temperatura, presión, humedad relativa y rapidez del viento. Otra estación meteorológica se encuentra en el arreglo SD, en el *Central Laser Facility* (CLF) que, al igual que estaciones instaladas en los edificios de Los Leones y Coihueco, cuenta además con un sensor de medición de la dirección del viento. Dado que también es necesario conocer el perfil atmosférico de las variables de estado, el Observatorio cuenta con una estación de lanzamiento de Globos (BLS) los cuales llevan una radiosonda para hacer mediciones a alturas de hasta 25 km sobre el nivel del mar. En el periodo de Agosto de 2002 a Diciembre de 2010, se realizaron 331 mediciones exitosas del perfil de las variables atmosféricas [65]. Desde 2011, el BLS es usado para campañas de mediciones específicas. Con los resultados de las medidas del perfil atmosférico local se obtuvieron modelos mensuales de las condiciones atmosféricas que se utilizan en simulaciones de EAS, como por ejemplo en CORSIKA. Además, estas mediciones sirvieron para validar la utilidad de los datos del Sistema de Asimilación de datos Globales (GDAS) [66] para su uso en la reconstrucción de eventos detectados en el Observatorio Pierre Auger. Con el GDAS se obtienen cálculos de análisis atmosféricos y pronósticos basados en medidas meteorológicas de todo el mundo, los datos están disponibles cada 3 horas y se pueden registrar hasta una altura de 26 km.s.n.m.

La atenuación de la luz fluorescente es dominado por la dispersión que sufren los fotones UV, por ello la importancia de medir la cantidad y forma del aerosol presente en la atmósfera. Las medidas del perfil de profundidad óptico de aerosol se obtienen cada hora por cada uno los edificios FD, donde se mide la traza del láser emitido desde las instalaciones de Láser Central (CLF) y Láser Extremo (XLF) ubicados en la parte central del arreglo de SD. El promedio de las medidas de 50 disparos verticales cada 15 minutos por los telescopios FD es comparado con el promedio de estos obtenidos en noches con las más óptimas condiciones (la influencia de los aerosoles puede ser despreciada), a la vez que se compara con simulaciones generadas con diferentes condiciones de atenuación de aerosoles. El monitoreo de la función de fase para aerosoles (APF) o la distribución angular de la dispersión (scattering), se realiza con lámparas de flash de Xenón cuya luz cruza los campos de visión de los FD ubicados en Coihueco y Los Morados. Los telescopios de estos FDs miden la luz como una función del ángulo de dispersión en un rango de 30° a 150° [67]. La atenuación horizontal dependiente de la longitud de onda y debida a la presencia de aerosol es medida con el monitor de atenuación horizontal (HAM), que consiste de una lámpara de alta intensidad de descarga ubicada en el edificio FD-Coihueco produciendo una fuente de luz intensa en una amplia banda, hacia una cámara CCD (Charge Coupled Device) localizada en el edificio FD-Los Leones a 45 km [64].

Estas medidas son complementadas con el FRAM (F/Photometric Robotic Atmospheric Monitor) que además de estar equipado con una cámara CCD, cuenta con un fotómetro que adicionalmente a la observaciones de la fuente de luz HAM, observa un conjunto de estrellas seleccionadas.

Otro de los factores atmosféricos a tener en cuenta es la presencia de nubes, que altera la percepción óptica de la EAS debido a que atenúa la luz fluorescente o puede incrementar la luz Cherenkov que reciben los telescopios FD. PAO cuenta con diferentes dispositivos para el monitoreo de nubosidad. Las cámaras infrarojas ubicadas en el techo de cada uno de los edificios FD, operan en la longitud de onda de los μm , tomando imágenes cada 5 minutos del campo de visión de los 6 detectores con los que cuenta un edificio FD, y cada 15 minutos del hemisferio completo [68]. Además se cuenta con un método que permite identificar nubes a partir de las imágenes provistas por el satélite GOES, que captura imágenes cada 30 minutos tanto en la banda de luz visible como en la infrarroja. Otra forma de medir la nubosidad es a través de la detección de los disparos verticales de luz láser que emite el CLF o XLF y es detectada por los telescopios en los distintos edificios FD. Según el perfil observado de esta luz se puede inferir la presencia o ausencia de nubes en el campo visual de los telescopios, estas mediciones se realizan cada hora.

3.2.2. Sistema de detección FD

Los telescopios del FD son calibrados antes de iniciar y al finalizar la toma de datos. Cada uno de ellos cuenta con su propio sistema de calibración, el cual consiste en hacer llegar luz a los PMTs de la cámara desde tres lugares distintos: desde un LED con luz de longitud de onda de 470 nm ubicado en el centro del espejo para iluminar directamente la cámara con la finalidad de monitorear el funcionamiento de los PMTs y dos flashes de Xenón, uno ubicado en el centro de la cámara para disparar hacia el espejo y el otro flash ubicado en el sistema de apertura del telescopio. Este sistema de calibración permite monitorear el funcionamiento y estabilidad de todo el telescopio, además de conocer la respuesta en términos de cuentas ADC (valor que la señal obtiene después de la digitalización) para un determinado flujo de fotones en la apertura. Sumado a este sistema de calibración diaria, el FD cuenta con un sistema de calibración absoluta que se realiza anualmente. Esta calibración consiste en colocar una fuente de luz en la parte exterior de la apertura del telescopio que provee de un flujo pulsado de fotones de intensidad y uniformidad conocida, la fuente de luz tiene forma de tambor de 2.5 m de diámetro y 1.4 m de profundidad [69]. La calibración absoluta se

obtiene al conocer la proporción de la señal medida en cada PMT con el flujo de fotones emitidos. Con este mecanismo también se evalúa la respuesta de los telescopios para diferentes longitudes de onda. Esto se logra cambiando la fuente de luz LED usada originalmente por un Flash de Xenón al que se le aplican diferentes filtros de longitud de onda.

Una vez finalizado el proceso de calibración y activados los sistemas de monitoreo, se inicia la detección de eventos con los detectores de fluorescencia. Debajo de la cámara de cada telescopio se encuentra la electrónica (*front-end electronics*, FE) donde *triggers* geométricos y de umbral son generados. En el FE, 20 tarjetas analógicas (*Analog Board*, AB) reciben la señal de los PMTs de la cámara para filtrarla y adaptarla para su digitalización, cada AB se encarga de leer una columna del arreglo de PMTs. Las ABs a la vez están conectadas a las tarjetas del primer nivel de *trigger* (*First-Level Trigger*, FLT) que suman un total de 20 en cada FE. En la tarjeta FLT se da la digitalización de la señal por los ADCs (*Analog-to-Digital Converters*) con una frecuencia de 100 MHz usando 12-bits. Luego la señal es evaluada con el FLT, el umbral de detección de este *trigger* es continuamente ajustado de tal forma que la tasa de detección se mantenga constante a 100 MHz por pixel. Las señales del primer nivel de *trigger* de las 20 tarjetas FLT son leídas por la tarjeta del segundo nivel de *trigger* (SLT). En este otro nivel de *trigger* se buscan trazas con longitud de por lo menos 4 pixeles de la cámara en patrones específicos. Una vez que un evento pasa este nivel de *trigger*, la tarjeta SLT le asigna la información de tiempo de detección correspondiente y es guardado para luego ser leído. Cada uno de los telescopios está asociado a una computadora llamada MPC en la cual tiene lugar el tercer nivel de *trigger* (TLT). En este nivel de *trigger* se aplica un algoritmo que usa correlaciones de tiempo entre los pixeles que pasaron el SLT de tal forma de poder descartar eventos producidos por ruido de fondo. Los eventos que pasan el TLT son leídos y almacenados por la computadora “EyePC”, que busca coincidencias entre los datos obtenidos por los telescopios de ese edificio para la construcción de eventos que se hayan podido observar en más de una de las cámaras. En la EyePC, para cada evento detectado, se genera un *trigger* híbrido FD-T3 que actúa como un *trigger* externo sobre el SD buscando como mínimo una estación con *trigger* T2 coincidente con el evento detectado en el FD para la formación de un evento híbrido. La eficiencia de un *trigger* híbrido es del 100 % para eventos con energía mayor a 10^{18} eV, independiente de la masa nuclear del primario [70].

3.2.3. Reconstrucción de datos híbridos

Debido a que el Observatorio Pierre Auger cuenta principalmente con dos sistemas de detección FD y SD, estos logran una reconstrucción híbrida de los eventos conduciéndolo a obtener la mejor precisión. Al igual que en la reconstrucción de eventos detectados solamente en SD, la reconstrucción de eventos híbridos se desarrolla en tres pasos: el primero consiste en la reconstrucción geométrica, posteriormente la reconstrucción del perfil de la lluvia y finalmente el cálculo de la energía primaria (E) del CR. Todos estos pasos usan principalmente la información colectada por el Detector de Fluorescencia con excepción de la reconstrucción geométrica, que incluye los datos de tiempo obtenidos por las estaciones SD que detectaron señal de esta lluvia. La precisión con la que se realiza el primer paso de la reconstrucción es de suma importancia debido a su implicancia directa en la búsqueda de fuentes de CRs, su influencia en el cálculo de E y de la profundidad máxima de la lluvia conocida como X_{\max} , así como su aplicación en la calibración de las lluvias detectadas en el SD (obtención de los parámetros relacionados a la ecuación 3.6).

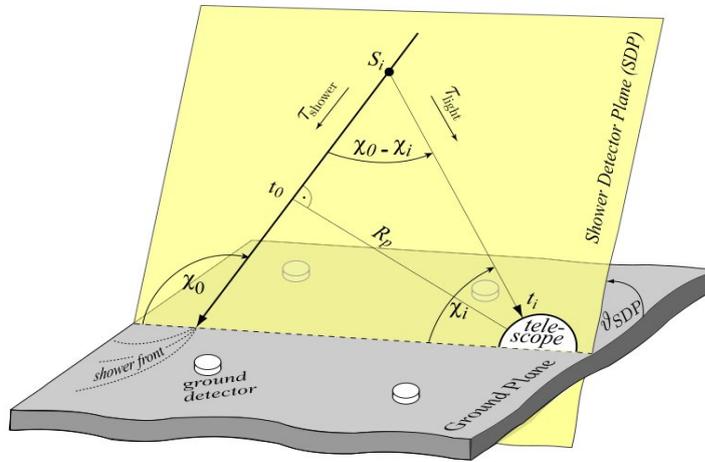


Figura 3.8: Esquema de la geometría de la lluvia [71].

El primer paso de la reconstrucción geométrica consiste en determinar el plano lluvia-detector (SDP), el plano en el que se encuentra la trayectoria de la lluvia registrada en los pixeles del telescopio en el que fue detectado y el vértice del ángulo de visión azimuthal del telescopio. El vector unitario normal del SDP (\vec{n}) se determina con los datos del telescopio por la minimización de χ^2 expresada como sigue:

$$\chi_{\text{SDP}}^2 = \sum_i \frac{(\vec{n} \cdot \vec{r}_i)^2 w_i}{\sigma_{\text{SDP}}}, \quad (3.7)$$

donde \vec{r}_i es la dirección a la que apunta el i -ésimo pixel con señal, w_i es la señal usada como peso y $\sigma_{\text{SDP}} = 0.35^\circ$ obtenida en el estudio de ajuste del SDP de las señales producidas por el CLF al compararlas con una geometría conocida [58, 59]. El segundo paso de la reconstrucción geométrica es la determinación de la dirección de la lluvia contenida en el SDP mediante la información de tiempo de llegada de la señal en cada uno de los pixeles (t_i) desde el punto S_i , expresado como: $t_i = t_0 - \tau_{\text{shower},i} + \tau_{\text{light},i}$ donde t_0 es el tiempo en el que la lluvia alcanza al punto más cercano al telescopio (distancia R_p), $\tau_{\text{shower},i}$ es el tiempo en el que se propaga la lluvia desde S_i al punto de referencia t_0 considerando que viaja a la velocidad de la luz en el vacío (c) y $\tau_{\text{light},i}$ es el tiempo en el que la luz fluorescente se propaga desde S_i hasta el pixel i -ésimo del telescopio donde es detectada considerando que viaja a velocidad c , figura 3.8.

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan \frac{\chi_0 - \chi_i}{2} \quad (3.8)$$

Los parámetros libres t_0 , R_p y χ_0 se obtienen minimizando la función χ_{time}^2 (ecuación 3.9 incluye la estación SD, [58]). Cuando la velocidad angular medida ($d\chi/dt$) no cambia mucho en la longitud de la traza observada, limita la precisión de la geometría de la reconstrucción. Un ejemplo se puede observar en la figura 3.9 donde la traza de color rojo llamada “mono” es reconstruida usando solamente la información del FD a diferencia de la traza de color azul que es con datos híbridos. La inclusión de la información de tiempo de la estación SD con mayor señal produce una mejora en la precisión del ajuste de los parámetros y resolución de 50 m para el punto de impacto y 0.6° en la dirección del eje de la lluvia.

$$\chi_{\text{time}}^2 = \sum_i \frac{(t_i - t(\chi_i))^2}{\sigma(t_i)^2} + \frac{(t_{\text{SD}} - t(\chi_{\text{SD}}))^2}{\sigma(t_{\text{SD}})^2} \quad (3.9)$$

La reconstrucción del perfil longitudinal se determina con los valores de señal colectados en cada uno de los pixeles que pasaron los *triggers* del FD. Considerando las condiciones atmosféricas en el momento de la detección y los valores de calibración del detector, la señal es convertida a flujo de fotones en la apertura del telescopio para posteriormente extraer la componente correspondiente a la luz fluorescente, debido a que el FD también detecta luz Cherenkov y luz de múltiples dispersiones. El número de fotones correspondiente a la luz fluorescente es proporcional a la energía depositada en la

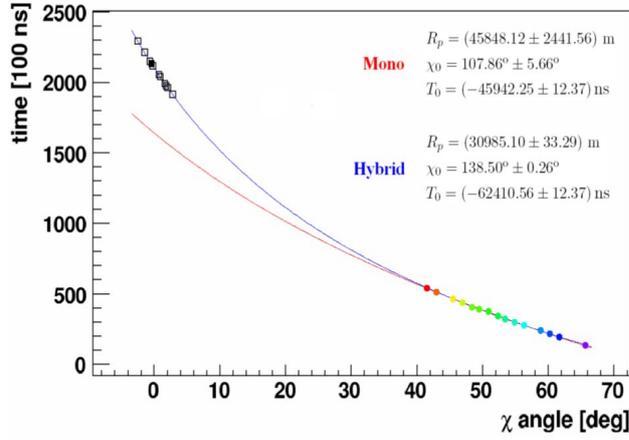


Figura 3.9: Gráfica del ajuste que correlaciona el tiempo de llegada de la luz en cada pixel respecto al ángulo que forma la dirección del pixel con la línea horizontal del SDP. Los datos del FD están representados por los puntos de colores, los cuadrados representan a los datos del SD y el cuadrado sombreado la estación con mayor señal [59].

atmósfera a una determinada profundidad atmosférica (dE/dX_i , figura 3.10).

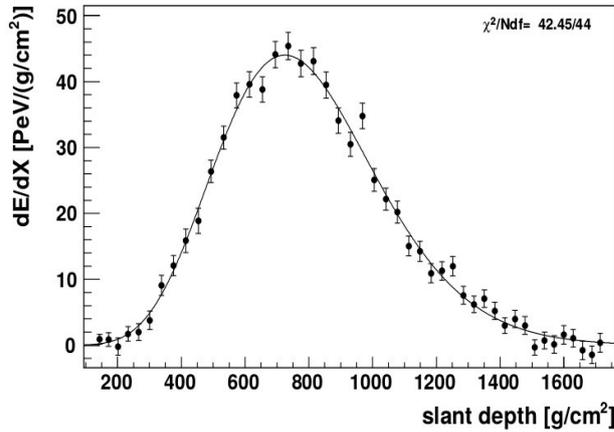


Figura 3.10: Reconstrucción del perfil de la lluvia en términos de la energía depositada en la atmósfera por las partículas cargadas de la lluvia por unidad de la profundidad atmosférica [59].

El perfil completo de la lluvia es descrito por la función Gaisser-Hillas, ecuación 3.10, la cual es ajustada a los datos obtenidos por el FD para cada lluvia.

$$f_{\text{GH}}(X) = \left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{max}} \left(\frac{X - X_0}{X_{\text{max}} - X_0} \right)^{\frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{\text{max}} - X}{\lambda}} \quad (3.10)$$

Donde X_{max} es la profundidad atmosférica donde la lluvia alcanza la máxima energía depositada $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{max}}$, X_0 y λ son dos parámetros de forma restringidos a sus valores promedios, permitiendo una transición gradual de un ajuste de 2 a 4 parámetros dependiendo tanto de la longitud de la traza observada como del número de fotones detectados [58–60]. Finalmente, la energía de la partícula primaria es calculada al integrar el perfil longitudinal de lluvia (ecuación 3.11) obteniendo la energía calorimétrica (E_{cal}). Teniendo en cuenta que una porción de partículas secundarias, neutrino y muones de alta energía, pasarán por la atmósfera sin interactuar, la energía que estos llevan se la llama “energía invisible” que debe sumarse al cálculo de la energía total del primario (ecuación 3.12).

$$E_{\text{cal}} = \int_0^{\infty} f_{\text{GH}}(X) dX \quad (3.11)$$

$$E_{FD} = (1 + f_{\text{invisible}})E_{\text{cal}} \quad (3.12)$$

El factor de corrección $f_{\text{invisible}}$ varía según la composición de la partícula primaria. Para el caso de protones o núcleos, el factor de corrección de la energía invisible es de 10 %, mientras que para fotones primarios el factor de corrección es del 1 % debido a que la componente muónica y neutrinos presente en estas EAS es menor [61].

Los valores de energía E_{FD} obtenidos en los eventos híbridos permite calibrar los valores de energía de los eventos detectados en el SD. Para ello se obtiene la correlación entre el estimador del tamaño de la lluvia (S_{38}) del SD con la energía reconstruida en el FD (E_{FD}), siendo ajustada a la ley de potencia $E_{FD} = AS_{38}^B$ de donde se calculan los valores de A y B para luego ser empleados en la obtención de E_{SD} (ecuación 3.6) [11].

3.3. Observables sensibles a la composición primaria

De las características de las lluvias medidas en el FD y SD se han obtenido observables con los que se han desarrollado diferentes estudios de UHECRs.

En el trabajo que presentamos en esta tesis se han usado principalmente tres observables: X_{\max} obtenido del FD y los observables S_b y *risetime* ambos obtenidos en el SD, los cuales son detallados a continuación.

3.3.1. X_{\max}

Este observable indica la profundidad atmosférica a la cual se da el máximo desarrollo de la lluvia y es obtenido de las medidas del perfil longitudinal, como se puede apreciar en la figura 3.10. Del modelo de superposición (sección 2.4) se asume que la profundidad máxima de la lluvia es una función lineal del logaritmo de la energía de la lluvia por nucleón. Como consecuencia, lluvias originadas por núcleos primarios pesados se desarrollan más rápido que las producidas por primarios ligeros. Cuanto más ligera es la partícula más profundidad atmosférica se espera que alcance. Esta característica hace que este observable sea el más sensible para estudios de composición [72]. El promedio de la profundidad atmosférica máxima para un valor de energía E , se comporta de la siguiente forma:

$$\langle X_{\max} \rangle = X_0 + D \log_{10} \left(\frac{E}{E_0 A} \right) \quad (3.13)$$

Donde X_0 es la profundidad atmosférica promedio de lluvias originadas por protones con energía E_0 y $D = d\langle X_{\max} \rangle / d \log(E)$ es la tasa de alargamiento definida como el cambio de $\langle X_{\max} \rangle$ con la energía.

3.3.2. Parámetro S_b

Las señales colectadas por las estaciones SD son el rastro que dejan las EAS al alcanzar el nivel del suelo. Con estas señales se calcula la distribución lateral de la lluvia, la cual puede brindar información de la composición del primario. En el caso de lluvia originadas por hadrones, por tener mayor componente muónica, la LDF está compuesta de un mayor número de estaciones que tienen señales más altas que aquellas originadas por fotones donde predomina la componente electromagnética. El poder de discriminación fotón-hadrón del parámetro S_b radica en su sensibilidad a los efectos combinados de las componentes electromagnética y muónica sobre la función de distribución lateral de la lluvia, combinando la información de la señal detectada en los tanques con la geometría del arreglo [73], expresado de la siguiente forma:

$$S_b = \sum_{i=1}^N \left[S_i \times \left(\frac{r_i}{r_0} \right)^b \right] \quad (3.14)$$

donde S_i es la señal en la i -ésima estación ubicada a una distancia r_i del eje de la lluvia, r_0 es una distancia de referencia (1 000 m), b es un parámetro que permite maximizar el poder de discriminación entre lluvias originadas por distintos primarios a una determinada energía, y N es el número total de estaciones candidatas.

3.3.3. *Risetime*

El tiempo que le toma a la señal integrada detectada en la estación SD en incrementarse desde el 10 % al 50 % de su valor total es el parámetro llamado *risetime* ($t_{1/2}$), figura 3.11. La importancia de este parámetro radica en la sensibilidad que tiene respecto a la composición de masa del CR que produjo la lluvia. La señal detectada en la estación contiene partículas provenientes tanto de la componente muónica como electromagnética, debido a que las partículas de la componente muónica viajan casi en línea recta a diferencia de las partículas de la componente electromagnética que experimentan múltiples dispersiones, a estas últimas les toma más tiempo llegar al nivel del suelo. Por ello, en el tiempo en el que la señal alcanza el 30 % de la señal integrada domina la componente muónica, mientras que el tiempo en que supera el 50 % de su valor total domina la componente electromagnética. Además este parámetro está relacionado con el parámetro X_{\max} obtenido con el FD, debido a que partículas ligeras penetran más profundo en la atmósfera (valor alto de X_{\max}) que en el caso de partículas pesadas, teniendo mayor componente electromagnética lo que resulta en una señal extendida en el tiempo.

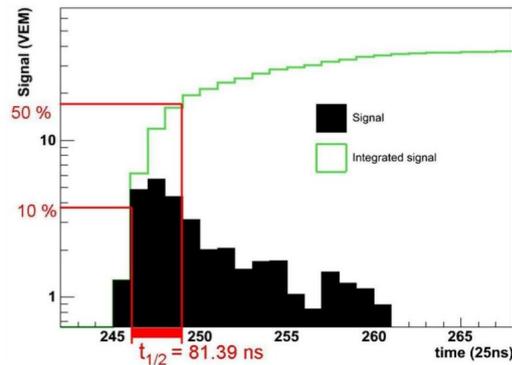


Figura 3.11: *Risetime* de una señal simulada [74].

3.4. Software Offline

Todas las características de los detectores, procesos de medición y análisis que se realizan en la reconstrucción de eventos escritos en lenguaje C++ forman parte del software de la Colaboración Pierre Auger llamado Offline [75]. Este software tiene un diseño flexible que permite acomodar las contribuciones de un gran número de investigadores que han trabajado a lo largo del tiempo de vida del experimento; además de extenderse según las actualizaciones y extensiones que se van desarrollando a nivel de hardware en el Observatorio. Por otro lado, Offline está implementado con algoritmos que permiten trabajar con simulaciones tanto de la generación de la lluvia como de la reconstrucción de eventos.

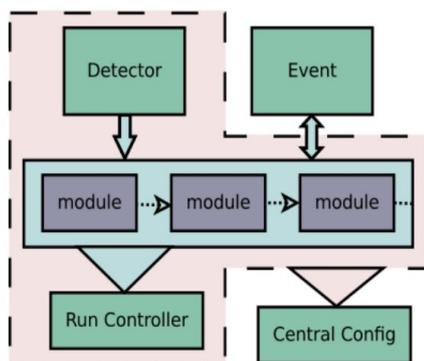


Figura 3.12: Estructura general del funcionamiento del software Offline.

Un esquema de la organización del software Offline es mostrado en la figura 3.12. Las tareas de simulación y reconstrucción están divididas en módulos los cuales pueden ser ensamblados y secuencializados por medio de instrucciones en archivos XML o python que se encuentran implementados en el Run Controller. Para el acceso a los datos se cuenta con dos jerarquías en paralelo: descripción del detector y un modelo de datos de eventos. La jerarquía descripción del detector contiene los datos respecto a geometría del detector, calibración de constantes y condiciones atmosféricas. Por otro lado, el módulo de datos de eventos contiene datos crudos, calibrados, reconstruidos e información Monte Carlo, y sirve como columna vertebral para la comunicación entre módulos. Offline también cuenta con una herramienta que permite organizar y guardar los datos usados en la configuración del software para diferentes aplicaciones, esto es el *Central Config*.

3.5. Extensiones y actualizaciones en los detectores del Observatorio

Con la finalidad de obtener una mejor discriminación entre modelos astrofísicos y los distintos modelos de interacción hadrónica, se implementaron extensiones en los sistemas de detección de tal forma que se pueda ampliar el rango de detección en la zona de baja energía, en la que se espera que ocurra la transición de CRs galácticos a extragalácticos. Las extensiones y actualizaciones han convertido al Observatorio en un detector multi-híbrido capaz de medir CRs con energía mayor a $10^{16.5}$ eV y obtener una medida más precisa de las componentes muónica y electromagnética de las EAS.

3.5.1. HEAT

Como se ha mencionado anteriormente, el observable X_{\max} medido en los FD es el más apropiado en la determinación de composición de CRs. Sin embargo, eventos con bajas energías (menores a 10^{18} eV) solo pueden ser detectados a corta distancia del telescopio; además, por ser de menor energía recorren menor profundidad atmosférica y mayor elevación angular. Por esta razón se construyó el edificio para los *High-elevation Auger Telescopes*, conocidos como HEAT, que consisten en tres telescopios que pueden ser inclinados hasta un ángulo de 29° extendiendo el campo visual a un rango de elevación de 30° a 58° sobre la horizontal. El funcionamiento de estos telescopios es muy similar a los telescopios convencionales FD de Auger. La diferencia radica en el mecanismo de inclinación en el que cada telescopio está instalado en un recinto individual con montaje giratorio. También cuenta con mejoras en la electrónica del sistema de lectura, con FPGAs que permiten un incremento de 10 MHz a 20 MHz en la tasa de muestreo del sistema de digitalización [76]. HEAT está localizado a 180 m al noreste del edificio FD Coihueco.

3.5.2. AMIGA

Además de ganar eficiencia a bajas energías se busca obtener mayor información sobre la composición de los CRs. Esto conduce a una extensión del arreglo SD donde se incrementó la densidad de estaciones en una área llamada *Infill* y cada una de estas estaciones tendrá asociada un detector de muones subterráneo (UMD) [77, 78]. El diseño de AMIGA (*Auger Muons and Infill for the Ground Array*) consiste en 85 pares de detectores conformados por WCD - UMD. En el área hexagonal *Infill* de 23.5 km^2 , entre los detectores del arreglo SD espaciados a 1500 m, se ubican 61 de los WCD

quedando una distancia de 750 m entre detectores, los otros 24 detectores se instalaron en una área menor del *Infill* cubriendo 5.9 km^2 y con distancia de separación entre detectores de 433 m. Cada uno de estos WCD ubicados en esta región tendrá asociado a un conjunto de módulos UMD que suman un área total de 30 m^2 enterrados a una profundidad de 2.3 m correspondiendo a 540 gcm^{-2} [79]. El diseño actual de cada módulo UMD consiste de 64 barras centelladoras, las dimensiones de cada barra son de 400 cm de longitud, 4 cm de ancho y 1 cm de espesor, teniendo una área activa de 10 m^2 donde la luz producida en las barras es absorbida por 64 fibras ópticas *wavelength-shifting* (WLS) de 1.2 mm de diámetro conectadas a un fotomultiplicador de silicio (SiPM) [80, 81].

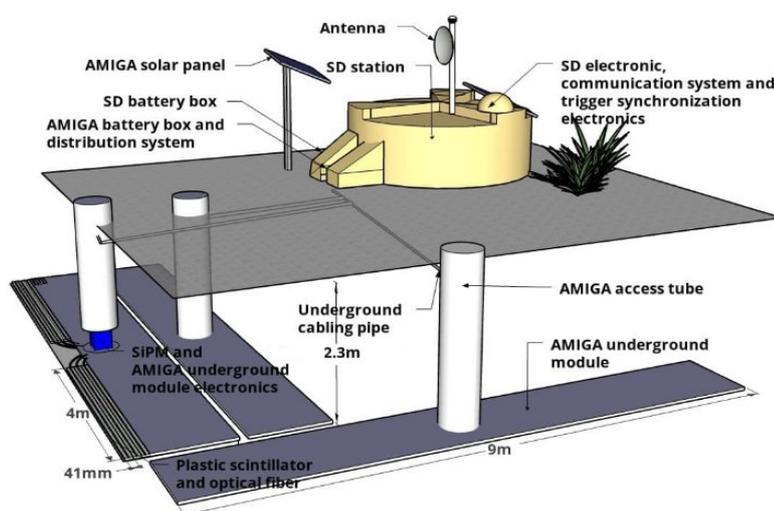


Figura 3.13: Esquema general de una estación AMIGA compuesta del WCD y de los módulos de UMD. Cada módulo tiene una área de detección de 10 m^2 y están colocados a 2.3 m de profundidad bajo el suelo [82].

3.5.3. AERA

En el Observatorio también se han observado EAS del orden de los EeV con ángulos de incidencia entre 60° y 84° por medio de la medición de señales de radio detectadas en el *Auger Engineering Radio Array* (AERA) [83]. Este mecanismo de detección mide los pulsos de radio que provienen de la componente electromagnética de la EAS. Dado la geometría del *Infill*, la detección de eventos por emisión de radio es posible en lluvias cuyos primarios ingresaron con un ángulo cenital mayor a 60° debido a que se espera que cubran

una área de varios km^2 sobre el arreglo.

Este nuevo sistema de detección implementado en el Observatorio cuenta con 153 antenas de radio autónomas esparcidas sobre una área de $\sim 17 \text{ km}^2$ las cuales son sensibles al rango de frecuencia de 30 a 80 MHz. Se instalaron 24 antenas de dipolos logarítmico periódico (LDPA) espaciadas en 144 m, las otras antenas son del tipo *butterfly* espaciadas entre sí en arreglos de 250 m, 375 m y 750 m. Cada estación consiste de dos antenas orientadas perpendicularmente y alineadas con el norte y este magnético. AERA se encuentra ubicado en el *Infill* cuya atmósfera es observada por los telescopios de HEAT y los FD Coihueco [83–85].

3.5.4. AugerPrime

Desde el año 2015, en el observatorio se está trabajando en actualizaciones en los diferentes sistemas de detección que involucran a los detectores SD, UMD y FD. El principal componente de la actualización conocida como AugerPrime es el Detector de Superficie de Centelleo (*Surface Scintillator Detector*, SSD) que consiste en detectores de centelleo plástico de 4 m^2 colocados encima de cada uno de los WCD [86]. Estos nuevos detectores brindarán una medición extra de las partículas del EAS debido a que tienen una respuesta diferente a los componentes básicos de la lluvia con respecto al WCD. El SSD consiste de 2 módulos construidos con 12 barras de centelladoras cuyas medidas son 160 cm de longitud, 10 cm de ancho y 1 cm de espesor obteniendo una área activa de $\sim 2 \text{ m}^2$. La señal en los centelladores es leída por fibras ópticas WLS conectadas a un único fotomultiplicador. Las estaciones SD están siendo actualizadas con una nueva electrónica para un rápido muestreo de las señales registradas en los PMTs, también se instalará un cuarto *Small* PMT con la finalidad de extender el rango dinámico mejorando las capacidades de calibración y sincronización. Los UMD servirán para verificar y reajustar los métodos usados en el estudio del contenido muónico de la lluvia de las señales obtenidas en las estaciones WCD y SSD. Por otro lado, también se planea extender el ciclo de trabajo del FD reduciendo la ganancia de los PMTs al bajar el alto voltaje suministrado, permitiendo incrementar las horas de medición en el FD aun cuando haya un mayor fondo de luz en el cielo nocturno [80].

Capítulo 4

Análisis basado en la multiplicidad de estaciones SD con *triggers* ToTd o MoPS

El gran tamaño del PAO junto a las características únicas de los sistemas de detección con los que cuenta, permiten construir diferentes observables sensibles a la composición primaria del flujo de CRs. Estos observables son utilizados en estudios de composición tanto de partículas cargadas como neutras. En este capítulo se estudia particularmente a un observable obtenido del SD con potencial para discriminar fotones de hadrones primarios. La importancia de detectar fotones radica en la información que nos puede brindar tanto sobre la fuente donde se produjeron como del ambiente por donde se propagan, conduciéndonos a un mayor entendimiento astronómico y de la interacción de partículas en el rango de las más altas energías. Esta relevancia en su estudio condujo a la instalación de nuevos *triggers* en el Detector de Superficie del Observatorio.

Los *triggers* locales ToTd y MoPS instalados en el arreglo del SD, descritos en la sección 3.1.1, fueron diseñados para detectar señales de más baja amplitud que los *triggers* locales estándares. Estos nuevos *triggers* pueden suprimir el sesgo en favor de las trazas enriquecidas por muones permitiendo una mejor sensibilidad a la componente electromagnética de la lluvia, pudiendo conducir a una mejor identificación de lluvias producidas por fotones primarios en los eventos SD. Con la finalidad de aprovechar la sensibilidad de los nuevos *triggers* en la búsqueda de fotones, en este trabajo se estudia la influencia de ToTd y MoPS en el nivel de *trigger* T4, así como la multiplicidad de las estaciones que detectaron señal con estos nuevos *triggers*, y su impacto en el poder de discriminación de la variable S_b incluyendo un

estudio de las diferencias en el poder de discriminación para distintos valores de b (3 y 4) [87] con la finalidad de establecer el parámetro óptimo en el caso de incluir nuevas estaciones en su determinación.

Este estudio de los nuevos *triggers* locales y en los nivel T4 puede ser aplicado en la detección de fotones primarios evento por evento. Además, es relevante para la participación que el Observatorio tiene con *The Astrophysical Multimessenger Observatory Network*, AMON, en la búsqueda de partículas multimensajeras. AMON es una red de observatorios alrededor del mundo que participan en el análisis de correlación en tiempo real de las señales de alta energía proveniente de todos los mensajeros astronómicos conocidos con el objetivo de mejorar la sensibilidad en la detección de eventos astronómicos y permitir un rápido seguimiento de eventos inesperados o novedosos [88].

4.1. Muestra de eventos simulados

Los *triggers* ToTd y MoPS no han tenido un extenso uso en los diferentes análisis que se vienen desarrollando en el Observatorio Pierre Auger. Por ello, para este trabajo se produjo un nuevo conjunto de simulaciones que incluyan a estos nuevos *triggers* en la reconstrucción de eventos. Las simulaciones de lluvias se obtuvieron de los repositorios de la colaboración, las cuales fueron realizadas en CORSIKA [89] versión 7560 que es un software MC que simula detalladamente la interacción y el desarrollo de la lluvia en la atmósfera, siendo EPOS-LHC [34] el modelo de interacción hadrónica utilizado para las simulaciones de las interacciones de los primarios a estudiarse en este trabajo. En este estudio se consideran lluvias originadas por fotones como partícula primaria en el rango de energía de $10^{18.5}$ eV - $10^{20.5}$ eV y protones primarios con energías de $10^{18.0}$ eV a $10^{20.0}$ eV. Para la reconstrucción de eventos se hizo uso del software de la colaboración, Offline [90] version v3r3p2a.

Los valores de los parámetros de disparo para ToTd y MoPS son los pre-establecidos en esta versión de Offline, los cuales están en acuerdo con las condiciones requeridas para estos *triggers* descritos en la sección 3.1.1.1. Cada una de las lluvias simuladas en CORSIKA es reutilizada 5 veces para reproducir la reconstrucción, considerando que la ubicación del eje de lluvia cae aleatoriamente dentro del arreglo de SD. Esto permite obtener un total de 7488 eventos simulados para fotones primarios y 5359 para protones.

4.2. Selección de eventos T4 con ToTd y MoPS

Al considerar las estaciones con *triggers* ToTd y MoPS en la reconstrucción de los eventos, no solo se ganan estaciones candidatas sino también se genera un aumento en la detección de eventos en el cuarto nivel de *trigger*. Para evaluar la influencia de los nuevos *triggers* en el nivel T4, se calcula la proporción entre eventos T4 obtenidos solo por estaciones ToTd o MoPS de los eventos con T4 detectados por los *triggers* estándares mediante la siguiente relación:

$$\text{T4_ratio} = \frac{\text{T4_ToTdMoPS}}{\text{current_T4}} \quad (4.1)$$

Donde T4_ToTdMoPS corresponde a los eventos que solo pasaron los criterios de las nuevas configuraciones de T4 (3ToTd, 3ToTmix y 3MoPS) y current_T4 corresponde a los eventos con las configuraciones estándares de T4 (4C1 y 3ToT). El resultado obtenido para T4_ratio en los eventos simulados para fotones y protones primarios se muestra en la figura 4.1, donde se observa un incremento de alrededor del 10% en el número de eventos del bin de más baja energía, de $\log(\text{MCEnergy}/\text{eV})$ de 18.5 a 19.0, para lluvias iniciadas por fotones. Sin embargo, las lluvias desarrolladas por protones primarios a bajas energías presentan escasamente eventos que pasen el *trigger* T4 disparado solo por estaciones ToTd o MoPS, mientras que para energías mayores a 10^{19} eV, ningún evento con estas nuevas configuraciones de *trigger* es reconstruido.

El hecho de que la mayoría de eventos ganados en el nivel de *trigger* T4 dado por estaciones ToTd o MoPS provengan de las lluvias originadas por fotones, implica una ganancia en la aceptación del detector de superficie para fotones primarios. La figura 4.2 muestra la comparación entre los porcentajes de los eventos que pasan con las nuevas configuraciones de T4 con respecto al número total de eventos para cada caso de partícula primaria considerada en este estudio. En el bin de menor energía ($\log(\text{MCEnergy}/\text{eV})$: 18.5 - 19.0), los eventos que cumplen con los criterios de *triggers* T4 producidos por la nuevas configuraciones dadas por ToTd o MoPS son alrededor del 9% para lluvias correspondiente a simulaciones de fotones primarios, en contraste con el muy pequeño porcentaje observado para el caso de protones primarios. En ambos casos, este porcentaje de eventos decrece según se incrementa la energía del primario. Dado que para protones la proporción de nuevos T4 es baja, este porcentaje tiende a cero a partir de $10^{18.5}$ eV.

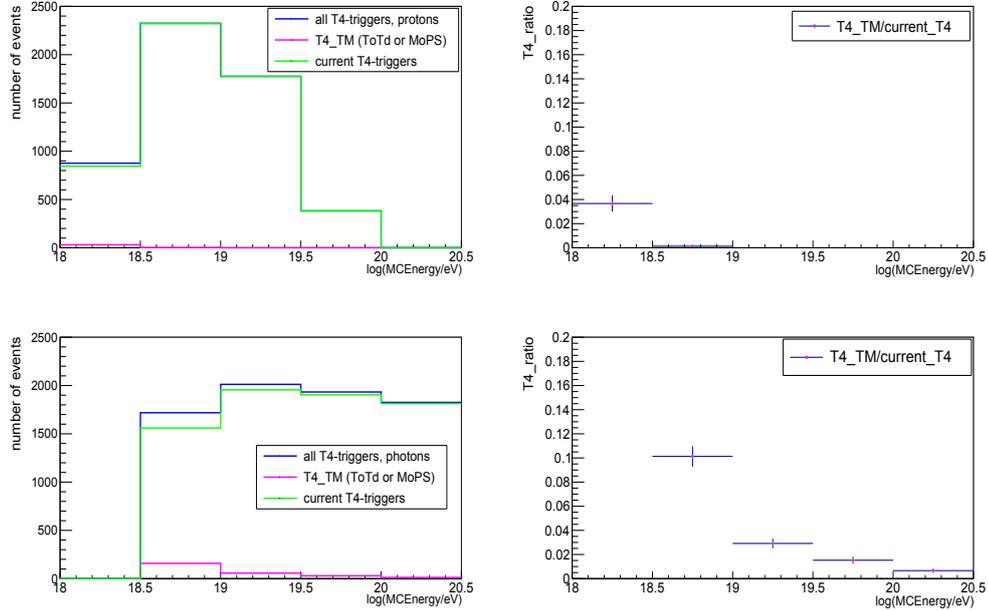


Figura 4.1: Izquierda: Histogramas del número de eventos que pasan los *triggers* T4 en el rango de energía de $\log(\text{MC Energy}/\text{eV})$ 18.0 - 20.5; en color magenta para eventos con *trigger* T4 dado por ToTd o MoPS, en verde claro para eventos con *trigger* T4 estándar, y en azul para todos los tipos de *triggers* T4. Derecha: Relación entre el número de eventos con nuevos *triggers* T4 con el número de eventos T4 estándar. Arriba: simulación de protones primarios, y abajo: simulación de fotones primarios.

4.3. Multiplicidad de estaciones con nuevos *triggers*

Los eventos seleccionados para el estudio de multiplicidad de estaciones con *triggers* ToTd o MoPS son aquellos que pasan el nivel T4, lo que garantiza buena calidad en la reconstrucción. Otra de las condiciones de este estudio es que la energía de la partícula primaria esté dentro del rango de energía de $10^{18.5}$ eV a $10^{20.0}$ eV donde el detector de superficie es completamente eficiente. Solo se consideran eventos inclinados con ángulo cenital entre 30° y 60° , y con un mínimo valor de $S(1000)$ de 10 VEM. Esta condición en el tamaño de la lluvia permite tener eventos en los cuales la suma de incerteza estadística y sistemática es menor al 15%. Además, las estaciones utilizadas en este análisis deben estar a una distancia del eje de la lluvia menor a 3000 m ($r \leq 3$ km), esta condición evita la utilización de señales falsas no relacionadas

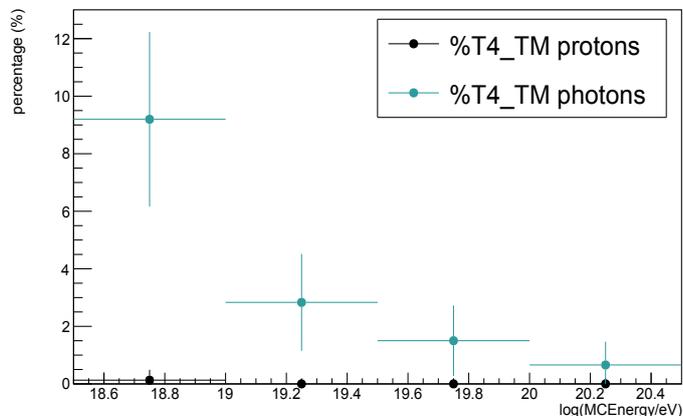


Figura 4.2: Porcentaje del número de eventos que pasan los nuevos *triggers* T4 con respecto al total de eventos con T4 en lluvias producidas por fotones primarios (puntos verde claro) y protones primarios (puntos negros).

con el evento y la cascada atmosférica en estudio o de baja calidad en la construcción de sus variables. Por último, las estaciones con señal detectada por los *triggers* ToTd, MoPS o ambos (M&T) deben estar etiquetadas como candidatas.

La multiplicidad [91] de estaciones con nuevos *triggers* en un evento evalúa la proporción entre el número de estaciones ToTd, MoPS o T&M y el número total de estaciones candidatas, y está definida por medio de la expresión 4.2. La sensibilidad de la multiplicidad para identificar eventos producidos por fotones se debe a que es directamente proporcional al número de estaciones con *triggers* ToTd o MoPS, las que, al ser sensibles a la componente electromagnética, se espera que estén presentes en mayor número en lluvias originadas por fotones conduciendo a valores de multiplicidad más altos que para el caso de protones.

$$\frac{\text{número de estaciones ToTd||MoPS}}{\text{número de estaciones candidatas}} \quad (4.2)$$

Dado que se espera una mejor eficiencia para los nuevos *triggers* locales a grandes distancias del eje de la lluvia (cerca al eje de la lluvia los tipos de disparos dominantes son Threshold y ToT), se opta por un corte adicional en la distancia al eje de la lluvia para mejorar la separación fotón-hadrón.

Basado en esto, se calcula y evalúa la posibilidad de determinar la multiplicidad de estaciones candidatas a partir de una distancia al eje de la lluvia mayor a 900 m ($r > 900$ m).

Para estudiar la dependencia de la multiplicidad en función de la energía de la lluvia, en la figura 4.3 se muestra la multiplicidad de estaciones como función del valor $S(1000)$ del evento. Al comparar los valores de multiplicidad obtenido en el caso de considerar todas las estaciones candidatas con $r \leq 3$ km con los valores de multiplicidad cuando se considera un valor de r mínimo, se observa que en este último caso los valores de multiplicidad son mayores. Sin embargo, la alta fluctuación en los valores de multiplicidad de las diferentes muestras, limita estadísticamente la posibilidad de diferenciar entre eventos producidos por fotones de los producidos por protones.

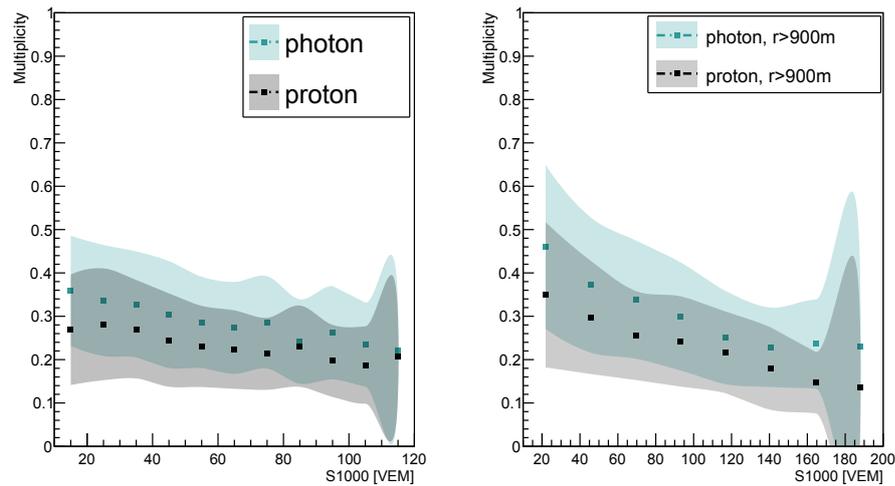


Figura 4.3: Multiplicidad de nuevos *triggers* vs $S(1000)$ para simulaciones de protones (puntos negros) y fotones (puntos verde claro) primarios con su respectivo RMS como incerteza. Izquierda: Sin corte mínimo en r , y derecha: con corte $r > 900$ m.

El interés de investigar regiones donde la diferencia del valor de multiplicidad se incrementa, al comparar eventos producidos por protones de los de fotones, condujo al estudio de la dependencia de la separación con otros parámetros de las cascadas. Entre ellos, el ángulo cenital de incidencia de la lluvia, el cual está relacionado al desarrollo que esta tiene en la atmósfera. Las lluvias inclinadas tienen menor componente electromagnética que las lluvias verti-

cales cuando llegan a las estaciones del Detector de Superficie, debido a la atenuación que sufren por recorrer mayor distancia en la atmósfera. Esta atenuación implica un valor de multiplicidad reducida para lluvias iniciadas por protones, debido a que habrá un menor número de estaciones con *triggers* ToTd o MoPS. En la figura 4.4 se muestran los valores de multiplicidad en el rango de $S(1000)$ desde 0 VEM hasta 120 VEM para eventos agrupados en bins de 10° de ángulo cenital. En la mencionada figura se puede observar que la multiplicidad de estaciones correspondiente a los nuevos *triggers* depende del valor de ángulo cenital. Para ambas muestras el valor de multiplicidad disminuye conforme aumenta la inclinación de la partícula incidente. Sin embargo, en el caso de protones, esta disminución en la multiplicidad es más visible que en el caso de fotones. Por lo que, para lluvias con mayor inclinación, la separación fotón-protón se incrementa.

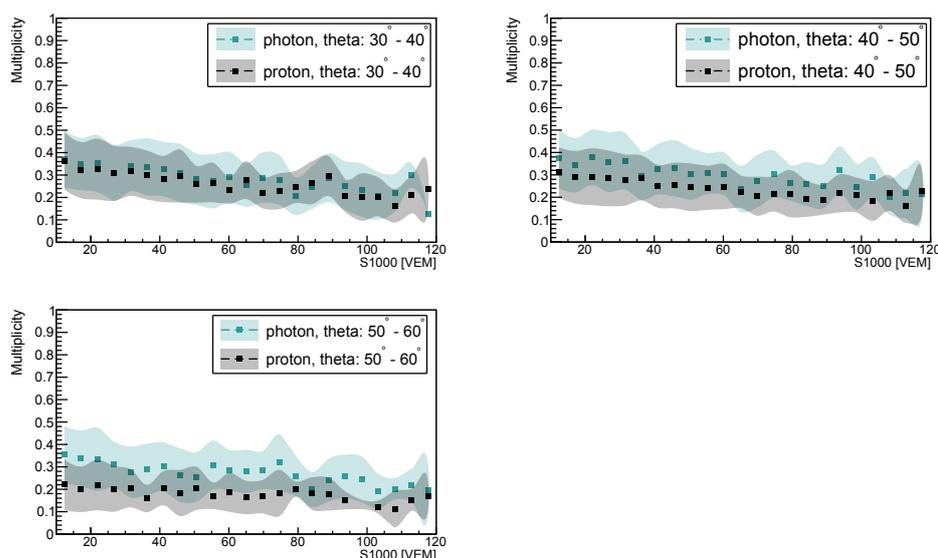


Figura 4.4: Multiplicidad de nuevos *triggers* en función de $S(1000)$, sin corte mínimo en r , para diferentes rangos de ángulo cenital (θ). Puntos verde claro indican simulaciones de fotones y puntos negros protones.

Como se mencionó anteriormente el interés por encontrar una selección donde sea posible observar un incremento en la diferencia del valor de multiplicidad de ambos primarios, lleva a estudiar separadamente el comportamiento de la multiplicidad cuando se calcula utilizando tres diferentes combinaciones de estaciones seleccionadas: solamente estaciones con *trigger* ToTd, o solamente MoPS o con ambos (ToTd&MoPS). Para el caso de la multiplicidad calcu-

lada solamente con estaciones ToTd, se observa un comportamiento distinto a los otros dos casos debido a que las lluvias producidas por fotones presentan un menor número de estaciones, con solamente *trigger* ToTd, que en el caso de protones. Como resultado de considerar este tipo de *trigger* en el cálculo de multiplicidad, se obtiene una reducción en el poder de separación fotón-protón. Por esta razón, en lo que sigue del estudio correspondiente a multiplicidad no se considerarán las estaciones con solamente ToTd.

Otra correlación de interés en este estudio se relaciona con la distancia al eje de la lluvia a la cual se sitúan las estaciones con nuevos *triggers*, como ya se ha mencionado. Los eventos seleccionados constituyen una muestra de tamaño estadísticamente suficiente de estaciones con *triggers* ToTd o MoPS lejos del eje de la lluvia. Por lo tanto, el corte de un mínimo valor en la distancia de la estación al eje de la cascada fue estudiado, de tal forma que permita mejorar la potencia de discriminación de los primarios fotón-protón.

Para desarrollar un análisis cuantitativo se calcula el factor de mérito (ecuación 4.3) para la multiplicidad de estaciones con nuevos disparos, donde μ_γ es el promedio de la multiplicidad para lluvias originadas por fotones, μ_p promedio de los valores de multiplicidad en lluvias producidas por protones, y σ_γ^2 , σ_p^2 son las correspondientes desviaciones estándares de las distribuciones.

$$\eta = \frac{\mu_\gamma - \mu_p}{\sqrt{\sigma_\gamma^2 + \sigma_p^2}} \quad (4.3)$$

La multiplicidad de nuevos *triggers* es analizada en dos posibles casos: usando estaciones solamente MoPS, y usando tanto estaciones con *trigger* MoPS como estaciones ToTd&MoPS (T&M+MoPS). En ambos casos se evalúa agregando un corte en la distancia entre la estación y el eje de la lluvia. Considerando la implementación de este corte, la multiplicidad se calcula de 4 formas, para estaciones ubicadas a una distancia mayor de 1 000 m, 900 m y 800 m, además del caso en el que no se considere un corte mínimo de distancia al eje. Los valores del factor de mérito para cada caso del cálculo de multiplicidad son mostrados en la figura 4.5 en bins de ángulo cenital de 10°: 30° - 40° (gráficas de la izquierda), 40° - 50° (gráfica del centro) y 50° - 60° (gráficas de la derecha). En general, la mayoría de las configuraciones muestran un valor más alto de factor de mérito cuando se requiere que las estaciones estén ubicadas a una distancia mayor a 1 000 m del eje de la lluvia. Adicionalmente, el factor de mérito es mayor cuando se calcula la multiplicidad de estaciones T&M+MoPS.

Considerando todo lo anteriormente mencionado, la mejor discriminación entre lluvias simuladas por fotones y protones se obtiene para eventos con ángulo cenital entre $50^\circ - 60^\circ$, y estaciones con *triggers* tanto MoPS como ToTd&MoPS; además que las estaciones se encuentren a una distancia del eje de la lluvia mayor a 1 000 m. En cualquier caso, la multiplicidad muestra estar limitada debido a las fluctuaciones estadísticas en su uso como discriminador en lluvias originadas por fotones o protones primarios. Si bien no se encuentra una región donde el observable de multiplicidad pueda por si solo discriminar fotones primarios, es de remarcar su potencialidad en cuanto a la posibilidad de combinarlo con otras cantidades para una selección en tiempo real de este tipo de partículas de interés primordial.

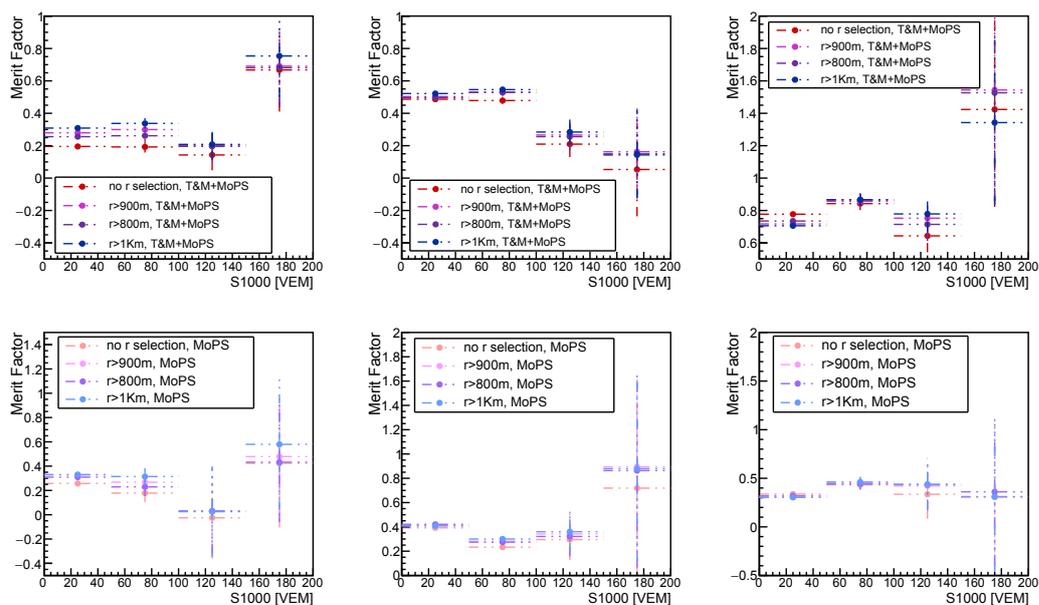


Figura 4.5: Factor de mérito para diferentes configuraciones de multiplicidad. Para un corte de $r > 1$ km (puntos azules), $r > 900$ m (puntos magenta), $r > 800$ m (puntos morados), y sin ningún corte en r (puntos rojos). Arriba: Cálculo basado en estaciones con *trigger* ToTd&MoPS+MoPS. Abajo: Estaciones con solamente *trigger* MoPS.

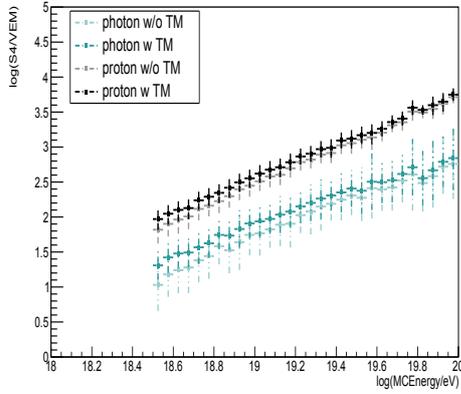
4.4. Impacto de los nuevos *triggers* en el observable S_b

S_4 ha sido uno de los parámetros más importantes usado como discriminador de lluvias producidas por fotones primarios [92]. Un punto interesante a investigar es cómo las estaciones ToTd o MoPS afectan el potencial de discriminación de este parámetro. Cuando estas estaciones son incluidas en el cálculo de S_4 , un mayor valor de esta variable se obtiene tanto para fotones como para protones primarios. Esto es esperado dado que en ambos casos un mayor número de estaciones candidatas son utilizadas. Además, las estaciones con *triggers* ToTd o MoPS son localizadas lejos del centro de la lluvia ($r > 1$ km) teniendo una influencia significativa en el valor de S_4 , ecuación 3.14, a pesar de que estas estaciones tengan bajo valor de señal.

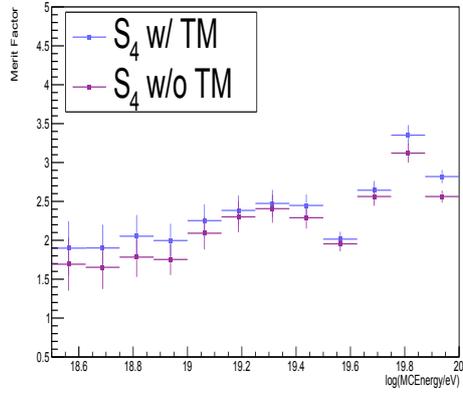
En la figura 4.6 (a) se muestran valores de S_4 para diferentes energías de fotones y protones primarios cuando estos son calculados usando solamente los *triggers* estándares y cuando además se incluyen los nuevos *triggers* ToTd o MoPS, etiquetados respectivamente como: “w/o TM” y “w TM”. Para cuantificar las mejoras en términos de discriminación de partículas primarias se compara el factor de mérito (ecuación 4.3) que presentan ambos escenarios. Los resultados obtenidos en la figura 4.6 (b) indican que la habilidad para separar fotones de protones primarios mejora cuando S_4 es calculado en base a estaciones con *trigger* ToTd o MoPS además de las estaciones con *trigger* estándar.

Dado que en la definición y propuesta de S_b se propone determinar el valor de b en base a la identificación de partículas buscadas en un determinado rango cinemático, en este estudio también se ha considerado el parámetro S_3 . Para ello, se obtienen los valores del factor de mérito del observable S_3 cuando este es calculado considerando solamente los tipos de *triggers* estándares y cuando además incluye a ToTd y MoPS. En la figura 4.7 (a) se muestran los valores del factor de mérito en función de la energía; en la mayoría de los bins, la inclusión de los nuevos *triggers* en el cálculo de S_3 mejora la separación fotón-protón (figura 4.7 (b)). La comparación con los valores obtenidos para S_4 indica que S_3 también es un buen observable para la discriminación de primarios logrando valores más altos de factor de mérito en el rango de energía estudiado ($\log(E/eV)$ desde 18.5 hasta 19.6).

En base a la discusión previa, se propone utilizar S_3 como parámetro de referencia para estudios orientados a la búsqueda de fotones primarios, en



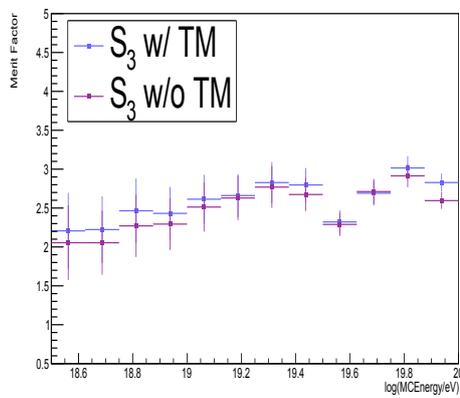
(a)



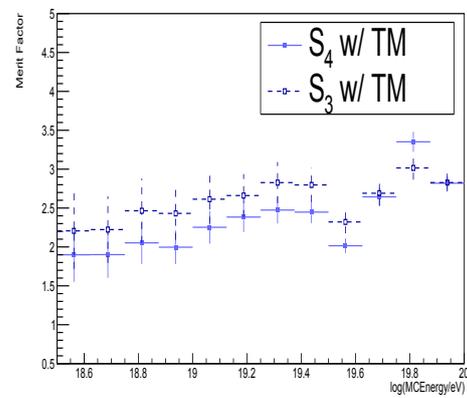
(b)

Figura 4.6: (a) S_4 en el rango de energía: $10^{18.5}$ eV - $10^{20.0}$ eV para fotones (color verde) y protones primarios (color negro), los punto en colores claros usan los *triggers* locales estándares y los de color oscuro fueron calculados incluyendo *triggers* ToTd o MoPS. (b) Factor de mérito de S_4 como función de la energía simulada.

los casos que se utilicen estaciones activadas por los *triggers* ToTd y MoPS en el arreglo principal de SD del Observatorio a energías mayores a $10^{18.5}$ eV.



(a)



(b)

Figura 4.7: (a) Factor de mérito de S_3 en función de la energía simulada comparando cuando se consideran solamente estaciones con *trigger* estándar o cuando además se incluye nuevos *triggers*. (b) Factor de mérito de S_b en función de la energía simulada, cuando $b = 3$ ó 4 , incluyendo estaciones ToTd y MoPs en este cálculo.

Capítulo 5

Determinación del límite superior de la fracción de fotones

Como ya se mencionó, una de las incógnitas que se mantiene en física de astropartículas es su composición y origen a las más altas energías. En contraste con las partículas cargadas que se deflecan en los campos magnéticos galácticos y extragalácticos, las partículas neutras como fotones, neutrones o neutrinos apuntan directamente a su punto de producción, permitiendo obtener información acerca de sus fuentes. Es en este contexto que en el presente trabajo se describe el estudio realizado para la mejora en la eficacia de detección de fotones en base a la implementación de nuevos *triggers* en el Detector de Superficie del Observatorio.

Basados en el uso de las variables X_{\max} y S_b como discriminadores fotón-hadrón, se estudia la influencia en el cálculo de la fracción de fotones cuando los *triggers* ToTd y MoPS son utilizados en la reconstrucción de eventos híbridos. Estos nuevos *triggers* son particularmente sensibles en la discriminación de eventos producidos por fotones y se encuentran activos desde su instalación a mediados del año 2013, por lo que se cuenta con más de 6 años de recolección de datos. Sin embargo, estos datos no han sido ampliamente utilizados para los análisis de discriminación de primarios a energías mayores a 10^{18} eV. La idea de este análisis fue motivada por los resultados presentados en el capítulo anterior, que considerando el incremento en el número de eventos y la mejora de sensibilidad en el observable S_b se podría obtener una mejora en la sensibilidad de la búsqueda de fotones y en el establecimiento de límites superiores más estrictos en la fracción de fotones en el flujo de rayos cósmicos.

5.1. Muestra de eventos simulados y datos

En los estudios de discriminación fotón-hadrón se toman en cuenta las componentes de la lluvia, prevaleciendo la componente electromagnética en el caso de lluvias producidas por fotones y predominando la componente muónica en lluvias producidas por hadrones. Además, para hadrones primarios más pesados se espera menor componente electromagnética al arribar en las estaciones SD debido a que su desarrollo inicia a mayor altura en la atmósfera. Siendo los protones los primarios hadrónicos más ligeros, presentan mayor componente electromagnética cuando la lluvia llega a nivel del suelo dificultando su diferenciación con las lluvias producidas por fotones. Por ello, en los estudios de búsqueda de fotones se focaliza en discriminar eventos producidos por fotones de aquellos producidos por protones.

En esta etapa del trabajo se reconstruyeron simulaciones de lluvias originadas por fotones y protones con energía primaria de simulación (MCEnergy) entre $10^{18.0}$ eV - $10^{18.5}$ eV y ángulo cenital entre $0^\circ - 60^\circ$, ya que es en estos rangos en los cuales se espera un mayor impacto al introducir las estaciones con los nuevos *triggers* en la búsqueda de fotones primarios. Las lluvias fueron producidas en CORSIKA_{v7560} y con EPOS-LHC como modelo de interacción hadrónica a alta energía, estas simulaciones se obtuvieron de los repositorios de la colaboración. Para la reconstrucción de los eventos simulados se utilizó el software de la colaboración Offline v3r3p2a, descrito en la sección 3.4 [90], este proceso fue realizado en el centro de cómputo de IN2P3, Lyon. Las simulaciones correspondientes a la detección de eventos incluyen a los *triggers* ToTd y MoPS en la reconstrucción de los eventos híbridos. Cada una de las lluvias simuladas en CORSIKA se usó 5 veces para reproducir la reconstrucción considerando que la ubicación del centro de la lluvia cae aleatoriamente dentro del arreglo de SD, obteniendo un total de eventos simulados de 19 950 para fotones primarios y 15 325 para protones.

La muestra de datos consiste en eventos detectados en los días de detección híbrida en el intervalo de tiempo de Enero 2014 a Diciembre 2017. Los eventos fueron reconstruidos por la versión de Offline trunk r31643. La muestra de datos fue obtenida de los repositorios de la colaboración generados especialmente para estos estudios en los cuales las estaciones con nuevos *triggers* forman parte de la reconstrucción de los eventos. Esto último fue necesario ya que en la reconstrucción y estudios de base de la colaboración estas estaciones no forman parte de las estaciones consideradas como activas por eventos de señal. Dado que la finalidad de usar los datos es verificar la factibilidad del análisis propuesto, solo se ha utilizado el 5% de la muestra total, para

no sesgar la búsqueda de nuevos eventos de fotones en la muestra completa de los datos obtenidos.

5.2. Criterios de selección de eventos

Los eventos de las muestras utilizadas en los estudios del presente trabajo han pasado los requisitos del sistema de *trigger* tanto del FD como del SD en la llamada detección de eventos híbridos. Para garantizar una alta calidad en la reconstrucción de los eventos se han aplicado una serie de criterios, también llamados cortes, listados en la tabla 5.1. En una primera etapa de preselección consideramos los cortes relacionados a las características de la muestra en estudio, en la siguiente etapa se aplican los cortes relacionados a la geometría del evento, los cortes posteriores llevan a la validación de una correcta reconstrucción del perfil longitudinal de la lluvia y la última etapa de aplicación de cortes valida la correcta reconstrucción del perfil lateral de la lluvia. Los cortes relacionados con el perfil de la lluvia tanto de datos proveniente de FD como de SD garantizan una alta precisión en el cálculo de las variables de discriminación (X_{\max} y S_b).

En la etapa de preselección definimos los rangos de la muestra en los que se desarrolla este análisis. Como primera condición se requiere que todos los eventos hayan sido reconstruidos exitosamente (RecEvent Success). Dado que la finalidad de este estudio está relacionada con la búsqueda de fotones, el segundo corte consiste en remover todos aquellos eventos que tengan energía E_γ fuera del rango de $10^{18.0}$ eV - $10^{18.5}$ eV ($\log(E_\gamma/\text{eV}):18.0 - 18.5$); donde E_γ es la energía del primario considerando que este es un fotón (ecuación 3.12) y este rango en particular es elegido ya que se espera una máxima sensibilidad en eventos híbridos a la detección de fotones. El siguiente corte permite delimitar nuestro estudio a lluvia verticales, por lo que usaremos eventos con ángulo cenital menor a 60° ($\theta < 60^\circ$). El último corte de esta primera etapa de selección garantiza que todos los eventos tengan una reconstrucción híbrida, que incluya información de FD y SD (IsHd).

La segunda etapa de cortes corresponde a los relacionados con la reconstrucción geométrica. Dado que la muestra de eventos simulados corresponde a detección híbrida, se verifica que el número de estaciones SD utilizadas en el ajuste híbrido sea mayor a 0 ($\text{NHybridStations} > 0$). La distancia de la estación con mayor señal al eje, en las coordenadas del SP, debe ser menor a 2 km; así como la diferencia entre el tiempo esperado de arribo (obtenido de la información del FD) de la lluvia en esta estación con el tiempo en el

que se detectó la señal, no sea mayor a 200 ns. Además, se excluyen aquellos eventos en los que la relación χ^2/Ndf del ajuste para la determinación del SDP y tiempo es mayor a 7 (SDP fit χ^2/Ndf) u 8 (Time fit χ^2/Ndf) respectivamente. Estos cortes garantizan una mayor precisión en la reconstrucción geométrica del evento.

Los siguientes cortes se dan en las variables relacionadas a la reconstrucción del perfil de la lluvia. Al ajustar el perfil longitudinal de la lluvia (dE/dX , figura 3.10) se tiene en cuenta que la señal colectada en los PMTs de los telescopios capta fotones provenientes tanto de luz fluorescente como de la luz Cherenkov producida por la EAS. Con la finalidad de conseguir una reconstrucción fiable, se requiere entonces que la fracción de luz Cherenkov del evento detectado sea menor al 50%. Además se requiere una determinación precisa del perfil longitudinal a la función Gaisser-Hillas exigiendo un valor de χ^2/NDF menor a 2.5 (GH fit $\chi^2/NDF < 2.5$). El siguiente corte se aplica directamente a la variable discriminante X_{\max} , donde es necesario que esta variable sea obtenida por medición directa y no por el cálculo extrapolado de los datos a través de la función GH; es decir, X_{\max} debe darse dentro del campo de visión de los telescopios en los que se detectó el evento (XmaxInFoV). Este corte introduce un sesgo en contra de las partículas primarias que penetran más profundamente en la atmósfera. Por esta razón, el siguiente corte (*Fiducial Volume Cut*) reduce la dependencia de la aceptación del detector respecto a la composición de la partícula primaria. El corte en el volumen fiducial se aplica sobre los valores de ángulo cenital de la lluvia ($\theta > 35^\circ + g_1(E)$) y la distancia del telescopio al punto de impacto de la lluvia ($CEdist < 24\text{km} + g_2(E)$) [93], donde:

$$\begin{aligned} g_1(E) &= \begin{cases} 10^\circ(\log E - 19); & \log E \leq 19.7 \\ 7^\circ; & \log E > 19.7 \end{cases} \\ g_2(E) &= \begin{cases} 12(\log E - 19)\text{km}; & \log E \geq 19 \\ 6(\log E - 19)\text{km}; & \log E < 19 \end{cases} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Los dos últimos cortes de esta tercera etapa corresponden a las incertezas de las variables: energía calorimétrica y profundidad a la que se da el máximo desarrollo de la lluvia, rechazando los eventos que presenten incerteza relativa de E_{cal} mayor al 20% ($FdCalEE < 20\%$) y eventos con incerteza en X_{\max} mayor a 50 g/cm² ($XmaxError < 50$).

La última etapa de la selección de eventos garantiza una fiable reconstrucción de la LDF, la cual está directamente relacionada con la variable discriminante S_b . Debido a que los eventos son híbridos, solo requieren de una estación

SD con señal, esta condición no garantiza la posibilidad de contar con toda la información para la construcción de la LDF así como el incremento de incerteza en el cálculo de S_b quitándole fiabilidad como discriminante. Por ello, se requiere que los eventos pasen el *trigger* físico T4, el que garantiza una mínima reconstrucción de eventos SD, además de incrementar la precisión en la reconstrucción debido a que esta se realiza solo con estaciones candidatas rechazando estaciones que pudieron pasar accidentalmente los *triggers* locales. Con el siguiente corte ($N^\circ \text{ CandStations3km} \geq 3$) se busca que el valor de S_b represente con mayor fidelidad el desarrollo lateral de la EAS. Este corte requiere que las estaciones en las que se basa el cálculo de S_b sean por lo menos 3 estaciones candidatas y se encuentren a una distancia menor a 3 km del eje de la lluvia, también se excluyeron las estaciones cercanas al centro de la lluvia que tengan el canal LowGain saturado. El siguiente requerimiento solo asegura que con los datos del evento detectado se haya logrado la reconstrucción de la LDF (LDF status $\neq 0$). Por último se rechazan eventos cuyo valor de χ^2/NDF del ajuste de la LDF es mayor 2.5 (LDF fit $\chi^2/NDF < 2.5$) [94, 95].

La muestra resulta en un total de eventos simulados de 5 712 para fotones y 4 082 para protones primarios, expresando estos valores en porcentaje correspondiente al total de eventos simulados se obtiene 28.6 % en el caso de fotones y 26.6 % para protones. Considerando la similitud de los valores de eficiencia de los cortes podemos concluir que estos criterios sumados al uso de *trigger* ToTd y MoPS incrementan la aceptación para fotones primarios debido a la reducción del sesgo del Observatorio para la detección de hadrones primarios.

Los *triggers* ToTd y MoPS influyen en los eventos desde su detección local hasta su reconstrucción tanto en eventos que pasaron los *triggers* físicos estándares como en la reconstrucción dada solamente por nuevos *triggers* (T4_ToTd, T4_ToTMix y T4_MoPS). En este último caso, en la muestra de eventos que pasaron todos los criterios de selección, se tiene un total de 37 eventos para protones y 555 para fotones representando el 0.9 % y 9.7 % de la muestra respectiva. El hecho de que para fotones se obtenga un mayor porcentaje, respecto a protones reconstruidos solo con nuevos-T4, confirma el incremento esperado en la aceptación del detector.

Para la muestra de datos, debido a que el entorno de la detección de eventos es un sistema real, a diferencia del entorno ideal considerado en las simulaciones, se aplican criterios de selección adicionales. Estos cortes deben excluir a eventos que hayan sido detectados en períodos de tiempo en que los detectores presentaran alguna falla (badSDPeriodRejection y badFDPe-

	fotones		protones	
	N	ϵ	N	ϵ
RecEvent Success	19 935		14 720	
$E_\gamma : 10^{18.0} - 10^{18.5}$	10 668	53.5 %	7 855	53.4 %
$\theta < 60^\circ$	10 614	99.5 %	7 807	99.4 %
IsHd	10 611	100.0 %	7 806	100.0 %
NHybridStations > 0	10 611	100.0 %	7 806	100.0 %
HdStAxDist < 2000 m	10 611	100.0 %	7 806	100.0 %
SDFD offset < 200 ns	10 611	100.0 %	7 805	100.0 %
SDP fit $\chi^2/NDF < 7$	10 609	100.0 %	7 802	100.0 %
Time fit $\chi^2/NDF < 8$	10 582	99.7 %	7 781	99.7 %
Cherenkov Fraction < 50 %	10 494	99.2 %	7 713	99.9 %
GH fit $\chi^2/NDF < 2.5$	10 477	99.8 %	7 703	99.9 %
XmaxInFoV	8 439	80.5 %	6 794	88.2 %
Fiducial Volume Cut	6 763	80.1 %	4 637	68.3 %
FdCalEE < 20 %	6 757	99.9 %	4 634	99.9 %
XmaxError < 50	6 538	96.8 %	4 497	97.0 %
Trigger Event T4	6 152	94.1 %	4 449	98.9 %
N° CandStations3km ≥ 3	6 100	99.2 %	4 447	100.0 %
LDF status $\neq 0$	6 093	99.9 %	4 446	100.0 %
LDF fit $\chi^2/NDF < 2.5$	5 712	93.7 %	4 082	91.8 %
Total	5 712	28.6 %	4 082	26.6 %

Tabla 5.1: Listado de los criterios de selección de eventos mostrando el número de eventos que pasan cada corte y el porcentaje de eficiencia relativo al requerimiento anterior en cada uno de los casos en simulaciones de fotones y protones primarios. En cuanto a los valores de eficiencia mostrados para el total de la muestra resultante, última fila de la tabla, es calculado respecto al número total de eventos simulados para cada primario.

riodRejection) así como eventos provenientes de relámpagos y de los láseres CLF o XLF (lightning, isCLF e isXLF), también se removieron de la muestra a los eventos cuya detección en el FD se dio cuando 1 ó más pixeles carecieron de una calibración satisfactoria o estén saturados en el momento de la detección del evento (badPixels y skipSaturated) y otro de los cortes elimina eventos que a pesar de que requerían de una corrección offline del tiempo en el FLT del FD, esta no se llegó a realizar (good10MHzCorrection). Sumado a estos cortes se encuentran los relacionados con las condiciones atmosféricas donde se excluyen los eventos que no incluyen información del monitoreo atmosférico de aerosoles (hasMieDatabase y maxVAOD) y presencia de nubes

que resten visibilidad en la detección (cloudCutXmaxPRD14). Por último, se incluye un corte que remueva los eventos detectados por los telescopios de HEAT, los cuales no son incluidos en este estudio. Con la finalidad de comparar la eficiencia de los cortes en las muestras de simulación y datos, los requerimientos extras encabezaron la cadena de cortes aplicados a datos. Posterior a esto, se aplicaron los cortes de pre-selección, geometría y de perfil longitudinal a la muestra de datos, la información obtenida de este proceso se muestra en la tabla 5.2. A partir del criterio de selección IsHd con el que se termina la cadena de cortes correspondiente a preselección, las muestras de simulaciones y datos se encuentran compatibles en términos de selección teniendo en cuenta la estadística en las distintas muestras, sin embargo, se observan algunas diferencias en algunos porcentajes de datos, debido a que las simulaciones de los eventos se realizaron en un entorno ideal donde no se consideraron las condiciones atmosféricas, a diferencia del ambiente de toma de datos real. Esto se refleja más específicamente en los cortes XmaxFoV, T4 y en la construcción de la LDF. El número de eventos correspondiente a datos que pasaron los cortes de calidad es de 192.

5.3. Análisis de discriminación combinando las variables X_{\max} y S_b

El presente estudio explora el incremento en la capacidad del observatorio para discriminar fotones de protones, en base a las variables X_{\max} y S_b [96]. En particular se propone potenciar el poder de discriminación combinando estas variables en base al discriminante lineal de Fisher [97] e incluyendo las estaciones con *triggers* ToTd y MoPS las cuales incrementan el poder de identificación de la variable S_b . Dado que el parámetro b en esta última variable, es un parámetro a optimizar según el estudio a realizar, se analizaron correspondientemente dos posibles valores óptimos $b = 3$ ó 4 en base a la recomendación en [87].

La función de discriminación de Fisher es una función lineal expresada de la forma $F = \sum_{i=1}^n a_i x_i = \vec{a}^T \vec{x}$, donde \vec{x} es el vector que contiene las variables originales, en este caso las variables son X_{\max} y S_b , y \vec{a}^T es el vector de coeficientes a determinar, i representa a cada variable. Los valores a_i deben ser tales que maximicen la separación entre las muestras a discriminar que en este caso son las que contienen eventos provenientes de lluvias originados por protones (fondo, F) y las originadas por fotones (señal, S). Cada muestra está caracterizada por $\tau_k = \vec{a}^T \vec{\mu}_k$ y $\Sigma_k^2 = \vec{a}^T V_k \vec{a}$ que corresponden al valor

	datos	
	N	ϵ
$E_\gamma : 10^{18.0} - 10^{18.5}$ eV	580	
$\theta < 60^\circ$	503	86.7 %
IsHd	503	100.0 %
NHybridStations > 0	503	100.0 %
HdStAxDist < 2000 m	503	100.0 %
SDFD offset < 200 ns	503	100.0 %
SDP fit $\chi^2/NDF < 7$	502	99.8 %
Time fit $\chi^2/NDF < 8$	502	100.0 %
Cherenkov Fraction < 50 %	490	97.6 %
GH fit $\chi^2/NDF < 2.5$	481	98.2 %
XmaxInFoV	392	81.5 %
Fiducial Volume Cut	266	67.9 %
FdCalEE < 20 %	266	100.0 %
XmaxError < 50	253	95.1 %
Trigger Event T4	232	91.7 %
N° CandStations3km ≥ 3	231	99.6 %
LDF status $\neq 0$	231	100.0 %
LDF fit $\chi^2/NDF < 2.5$	192	83.1 %

Tabla 5.2: Listado de los criterios de selección de eventos mostrando el número de eventos que pasan dichos criterios y el porcentaje de eficiencia relativos a cada uno de los criterios de selección impuestos a la muestra de datos.

promedio y varianza respectivamente, con $(\mu_k)_i$ y $(V_k)_{ij}$ que corresponden al valor promedio y matriz covariante de las variables de cada muestra (k representa a las muestras, F y S). Para incrementar la separación entre las muestra se maximiza $|\tau_S - \tau_F|$, requiriendo además que las muestras estén concentradas sobre su correspondiente valor medio τ_k siendo determinado por las varianzas Σ_S^2 y Σ_F^2 . Por lo que una medida de separación que toma en cuenta ambos criterios es:

$$J(\vec{a}) = \frac{(\tau_S - \tau_F)^2}{\Sigma_S^2 + \Sigma_F^2} = \frac{\vec{a}^T B \vec{a}}{\vec{a}^T W \vec{a}} \quad (5.2)$$

donde la matriz B y W se definen como $B_{ij} = (\mu_S - \mu_F)_i (\mu_S - \mu_F)_j$ y $W_{ij} = (V_S + V_F)_{ij}$ respectivamente, conduciendo a la obtención de los valores de los coeficientes:

$$\vec{a} \propto W^{-1}(\mu_S - \mu_F) \quad (5.3)$$

Generalizando la definición de la función del discriminante de Fisher se expresa de la siguiente forma:

$$F = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i x_i \quad (5.4)$$

el parámetro a_0 permite ajustar los valores de τ_S y τ_F a un valor deseado [98].

En la figura 5.1 se muestran las gráficas de dispersión construidas con las variables X_{\max} y $\log(S_b)$ [96] para los casos que b toma los valores de 3 ó 4, en ambos casos se puede observar que los eventos producidos por fotones tienen valores de X_{\max} mayores a los obtenidos en el caso de protones, reflejando su mayor poder de penetración en la atmósfera antes de producir la EAS, mientras que los valores correspondientes a S_b son mayores para el caso de protones primarios debido a que las EAS producidas por hadrones son detectadas por un número mayor de estaciones SD, además de dejar una mayor señal proveniente de la componente muónica de la lluvia. Estas diferencias entre lluvias producidas por fotones y hadrones son las que permiten observar la separación entre eventos de diferentes primarios plasmada en las gráficas de dispersión. La diferencia en la gráfica de dispersión basada en la variable S_4 con la graficada con S_3 está en que esta última es ligeramente más compacta que la primera. Para evaluar cual de los dos valores del parámetro b mejora la discriminación fotón-protón cuando se considera en combinación lineal con X_{\max} , en un primer paso se realiza el análisis de Fisher [99].

El desarrollo del análisis de Fisher se realizó con una muestra de entrenamiento que está conformada por una tercera parte de los eventos de las muestras

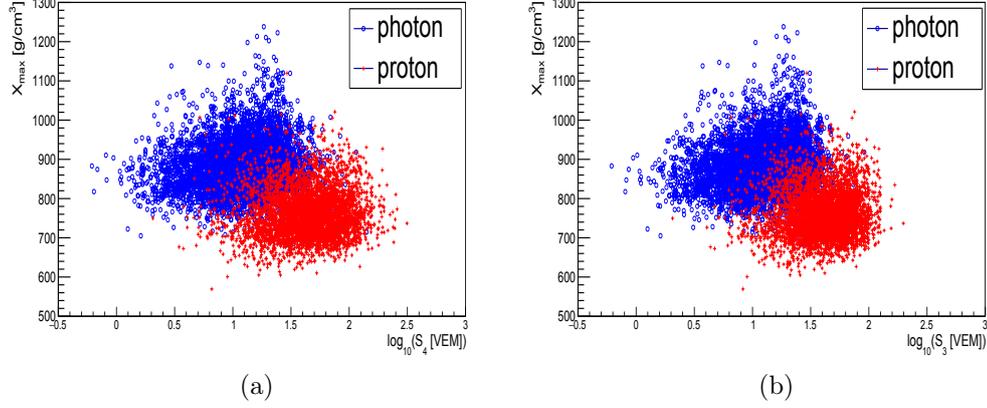


Figura 5.1: Gráficos de dispersión de las variables S_b y X_{\max} de eventos simulados con fotones y protones primarios. (a) Parámetro $b = 4$. (b) Parámetro $b = 3$.

de simulaciones seleccionados aleatoriamente. Para este análisis se utilizó el paquete TMVA de Root [99] con el que se obtuvieron los coeficientes óptimos en términos de separación de fotones y protones, convergiendo estos a los valores de la combinación lineal en estudio expresadas en las siguientes ecuaciones 5.5 y 5.6. El resto de los eventos simulados conformaron la muestra de prueba, a los que se les aplica el discriminante de Fisher resultante. En la figura 5.2 se muestran las distribuciones de los valores del discriminante de Fisher (*Fisher response*) correspondientes a F_1 y F_2 , obtenidos de las ecuaciones 5.5 y 5.6 respectivamente, tanto para la muestra de entrenamiento como para la de prueba.

$$F_1 = -0.017S_4 + 0.008X_{\max} - 6.109 \quad (5.5)$$

$$F_2 = -0.027S_3 + 0.008X_{\max} - 6.041 \quad (5.6)$$

Con la finalidad de identificar cual de las combinaciones lineales en estudio tienen un mejor poder de discriminación fotón-protón, se calcula el factor de mérito (mencionado en la sección 4.3, ecuación 4.3) para ambos casos, además esta comparación se extiende a los casos cuando la variable S_b se calcula con eventos reconstruidos de la forma estándar; es decir, sin la inclusión de las estaciones ToTd y MoPS. Para esto, se realizó el análisis de Fisher [99] obteniendo las expresiones $F_a(S_4, X_{\max})$ y $F_b(S_3, X_{\max})$, ecuaciones 5.7 y 5.8, reiterando que en estos casos las variables S_4 y S_3 no contienen en su determinación estaciones con nuevos *triggers*.

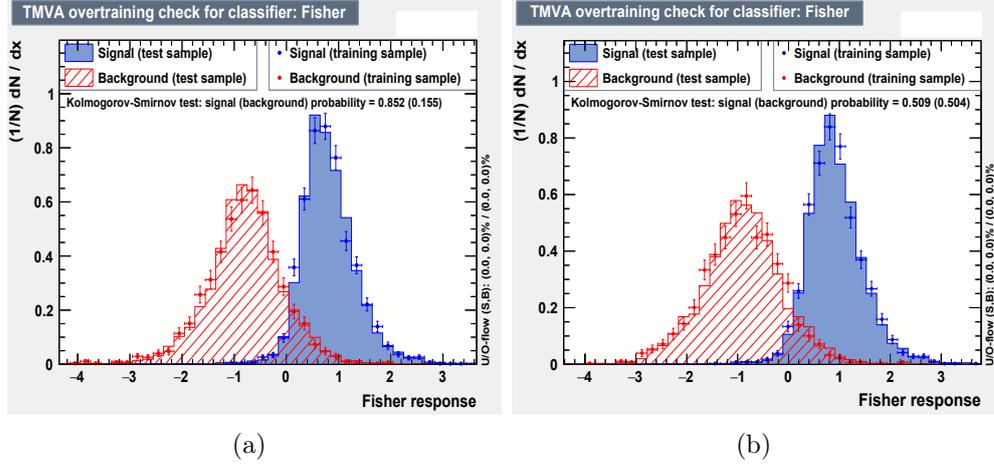


Figura 5.2: Distribuciones de los valores del discriminante de Fisher para eventos producidos por fotones (*signal*) y protones (*background*) primarios tanto para la muestra de entrenamiento como para la muestra de prueba. (a) Distribución correspondiente a F_1 . (b) Distribuciones correspondiente a F_2 .

$$F_a = -0.020S_4 + 0.008X_{\max} - 6.481 \quad (5.7)$$

$$F_b = -0.031S_3 + 0.009X_{\max} - 6.379 \quad (5.8)$$

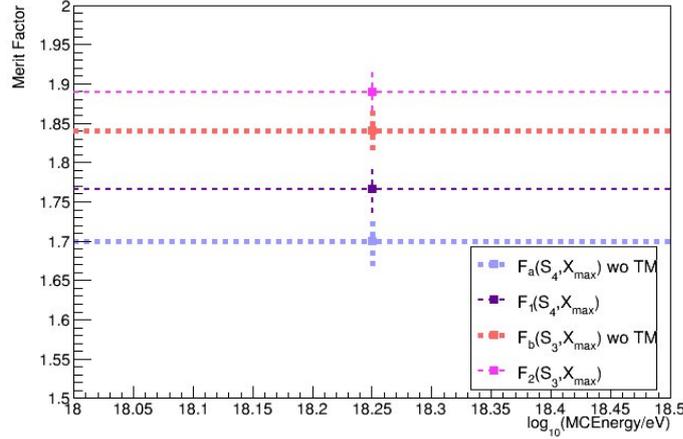


Figura 5.3: Factor de mérito obtenido para diferentes combinaciones lineales de X_{\max} y S_b expresadas en F_1 , F_2 , F_a y F_b .

En la figura 5.3 se observa que la mayor sensibilidad de discriminación se da cuando los discriminantes de Fisher se basan en el observable S_3

($F_2, F_b(S_3, X_{\max})$). Así mismo, el mayor valor del factor de mérito es obtenido cuando se incluyen estaciones con *triggers* ToTd y MoPS, resultados mostrados en la figura 5.3, concluyendo que la mejor discriminación fotón-protón se obtiene al utilizar la combinación lineal dada para F_2 . Continuando con el análisis, en la figura 5.4 se muestran los valores de eficiencia de señal (fotones) y fondo (protones) así como también los valores de pureza, y la significancia de la señal en función de los diferentes valores de cortes aplicados en F_2 . Dado que el diseño principal del PAO está basado en la detección de hadrones primarios, para los análisis de búsqueda de fotones se requiere el mayor rechazo de la señal de fondo sin que esto implique una gran pérdida de eficiencia en la señal. Basados en este criterio el valor de corte de F_2 es tomado cuando hay un rechazo de background del 99 %, lo cual conlleva un valor de eficiencia de señal de 45 %, entonces F_{2_cut} es 0.93. Todos los eventos cuyo valor de discriminación F_2 sea mayor al establecido para F_{2_cut} forman parte de la muestra de eventos candidatos. La importancia de los valores de pureza mostrados en la gráfica 5.4 radica en que indica la probabilidad de que un evento pertenezca a la muestra de fotones una vez definida la muestra de eventos. Los valores obtenidos en las curvas de pureza y significancia corroboran que el valor determinado para F_{2_cut} es un buen valor de corte.

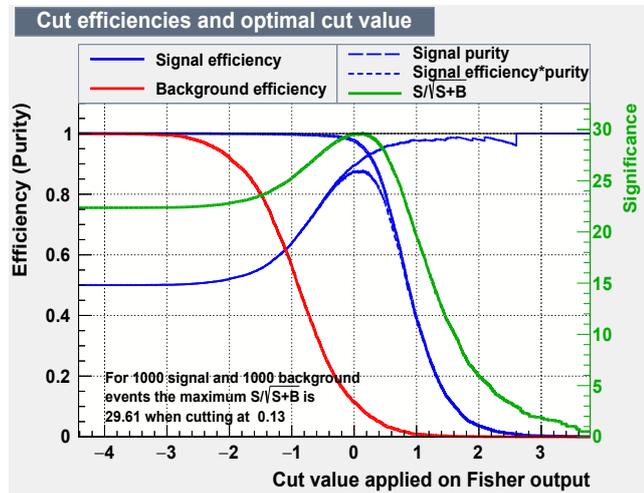


Figura 5.4: Curvas de la pureza y significancia de la señal respecto a un corte aplicado en un determinado valor del discriminante de Fisher, además de las curvas de eficiencia de fondo y de señal.

5.4. Estrategia para la determinación del límite superior de la fracción de fotones

En base a los resultados descriptos en la sección anterior, se procede a la implementación de la estimación de la fracción de fotones en el flujo de rayos cósmicos en base a una porción de datos colectados por el Observatorio. La idea de este estudio es validar la estrategia de análisis utilizando los datos, trabajando entonces con una porción mínima representativa de los datos colectados para no sesgar la búsqueda de nuevos eventos de fotones en la muestra completa de los datos obtenidos. Con este objetivo, la colaboración aprobó en base a los estudios anteriores dedicar para este estudio una muestra del 5% de los datos (la denominada *Burn Sample*), que consiste en seleccionar aleatoriamente un evento de cada 20 eventos colectados entre los años de observación.

En la figura 5.5 se muestran los histogramas normalizados del valor del discriminante de Fisher F_2 de las muestras que contienen los eventos que pasaron los cortes tanto para simulaciones como para datos. En esta figura se observa que los valores de F_2 , en el caso de datos, presentan una distribución equivalente a la obtenida para protones primarios. Esto concuerda con los resultados de composición donde las partículas primarias detectadas en el PAO, en el rango de energía $10^{18.0} - 10^{18.5}$ eV, corresponden principalmente a núcleos ligeros (sección 2.5), sin tener evidencia de fotones ni neutrinos en los rangos de observación del experimento (sección 2.5). Al aplicar el corte en el valor del discriminante Fisher, $F_{2_cut} = 0.93$, solo uno de los eventos de la muestra de datos pasa este corte. Suponiendo que la muestra de fondo consiste puramente de protones, de este análisis se espera que el $0.5\%_{-0.10\%}^{+0.12\%}$ [101] de protones pasen a formar parte de la muestra de fotones candidatos después de aplicar F_{2_cut} , lo que implica que de la muestra de datos solo $0.96_{-0.19}^{+0.23}$ eventos sean mal identificados como fotones. Por lo tanto, el evento identificado como candidato a fotón primario de la muestra de datos, no puede ser considerado fehacientemente como producido por un fotón primario dado que puede deberse a un evento de la señal de fondo. De los resultados obtenidos en el presente análisis, junto a los estudios previos de búsqueda de fotones, se infiere que todavía no se encuentra evidencia de fotones primarios, de modo que se procede al cálculo del límite superior de la fracción de fotones presente en el flujo de partículas primarias.

La ecuación 5.9 permite estimar el límite superior de la fracción de fotones respecto al flujo total de rayos cósmicos detectados [93, 102, 103].

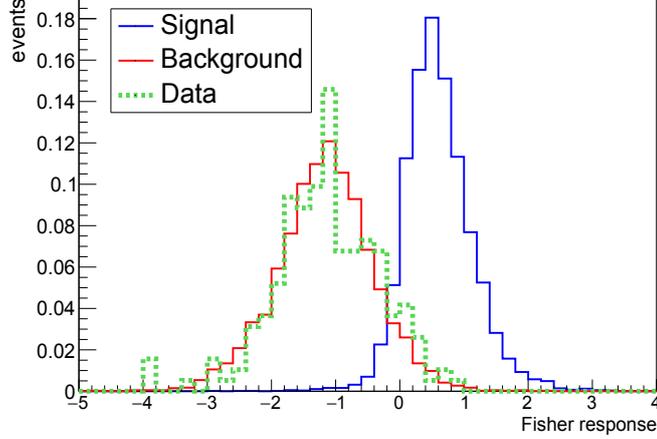


Figura 5.5: Distribución del valor de Fisher F_2 obtenido para las muestras normalizadas de datos (color verde), fotones (color azul) y protones (color rojo) primarios.

$$F_{\gamma}^{95} = \frac{n_{\gamma,obs}^{95} \frac{1}{\epsilon_{cand}} \frac{1}{\kappa}}{n_{total}} \quad (5.9)$$

En esta ecuación $n_{\gamma,obs}^{95}$ es el número de eventos candidatos a fotones con un nivel de confianza del 95 %, siendo multiplicado por los factores de corrección $\frac{1}{\epsilon_{cand}}$ y $\frac{1}{\kappa}$ correspondientes a la eficiencia del corte para fotones candidatos y a la aceptación relativa (κ) a fotones y protones por parte del detector, respectivamente y, finalmente, n_{total} es el número total de eventos en la muestra de datos. El factor de corrección debido a la eficiencia del corte para fotones candidatos se obtiene del análisis de Fisher realizado sobre los eventos simulados ($\epsilon_{cand} = 0.45$ cuando el rechazo de fondo es del 99 %), el factor de corrección κ es la proporción entre la aceptación del detector para fotones y protones primarios, lo cual equivale a la relación entre la eficiencia de eventos que pasan los cortes en las muestras de fotones y a la de protones ($\kappa = 0.29/0.27$, valores obtenidos de la tabla 5.1), n_{total} es 192 eventos de la muestra de datos (tabla 5.2), por último se asume en base a la muestra, que el número de eventos candidatos a ser identificados como fotones es cero entonces el cálculo de $n_{\gamma,obs}^{95}$ es determinado de acuerdo a la distribución estadística de Poisson, perspectiva Bayesiana, expresado en la ecuación 5.10 [98]

$$\beta = \frac{e^{-(\nu_s^{up} + \nu_b)} \sum_{n=0}^{n_{obs}} \frac{(\nu_s^{up} + \nu_b)^n}{n!}}{e^{-\nu_b} \sum_{n=0}^{n_{obs}} \frac{\nu_b^n}{n!}} \quad (5.10)$$

Donde $n = n_s + n_b$ es la suma de los eventos esperados de señal con los eventos de fondo teniendo como valor a ν_s y ν_b respectivamente. Para este análisis, consideramos un nivel de confianza del 95 % por lo cual se establece que $1 - \beta = 0.95$, además n_{obs} en nuestro análisis es un evento y también el número esperado de eventos de fondo ν_b es igual a 1 evento, entonces se obtiene que el límite superior $\nu_s^{up} = n_{\gamma,obs}^{95}$ es igual a 4 eventos, figura 5.6.

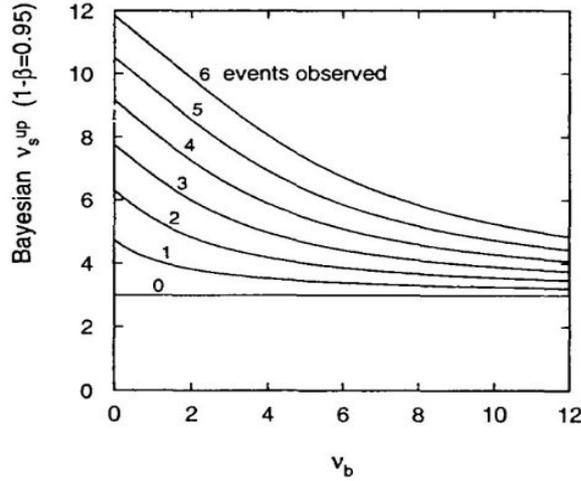


Figura 5.6: Límite superior Bayesiano, ν_s^{up} , para diferentes números de eventos observados n_{obs} en función del número esperado de eventos de fondo ν_b considerando un nivel de confianza de $1 - \beta = 0.95$ [98].

Realizando el cálculo del límite superior de la fracción de fotones, ecuación 5.9, se obtiene $F_{\gamma}^{95} = 4.3\%$. Considerando el limitado número de eventos de la muestra correspondiente a datos y la cota superior en el rango de energía de este estudio, el valor del límite superior de la fracción de fotones obtenido se encuentra dentro de los valores esperados tales como los resultados reportados en [93] [102]. Con la finalidad de una comparación directa del beneficio de incluir nuevos *triggers*, este mismo estudio se extiende a los casos en que las muestras no incluyen *triggers* ToTd y MoPS (F_a) en los eventos. Para esto se excluyen eventos del nivel T4 con las nuevas configuraciones T4 así como las configuraciones 4C1 que incluyen ToTd y MoPS. También se excluyen del

cálculo de la variable S_b a las estaciones con nuevos *triggers*. Posteriormente se reproduce el análisis que lleva a la determinación del límite superior de la fracción de fotones para el caso en que el discriminante de Fisher es F_a , obteniendo como resultado $F_\gamma^{95} = 8.9\%$ que equivale al doble del valor obtenido cuando se consideran nuevos *triggers*. Esto implica que se obtiene una mejora en la determinación del límite superior de la fracción de fotones cuando se incluyen las estaciones ToTd y MoPS en la reconstrucción de eventos además de que al utilizar las variables de discriminación X_{\max} y S_b se establezca $b=3$. Esta mejora es significativa considerando la tasa de eventos que se detectan en la región de ultra altas energías.

Capítulo 6

Actualización del estudio de asimetría del *risetime*

La determinación de la naturaleza fundamental de las partículas contribuyentes al flujo de rayos cósmicos a las más altas energías es de suma importancia en el entendimiento de modelos de producción, aceleración y propagación de estas partículas, dependiendo por ejemplo de su carga y número másico entre otras características importantes. Además, permite mejorar el entendimiento de las propiedades de interacción hadrónica en esta escala de energía. El observable más potente con el que cuenta el Observatorio Pierre Auger para los estudios de composición es X_{\max} obtenido en las detecciones realizadas en el FD. Con la finalidad de contrarrestar la limitada estadística que provee este sistema de detección, se hace uso de observables obtenidos en el SD, el cual tiene un ciclo de trabajo superior al FD y agrega la posibilidad de estudios complementarios brindando información sobre el desarrollo lateral de las cascadas.

Uno de los observables utilizados en el estudio de primarios de naturaleza nuclear es el *risetime* (descrito en la sección 3.3.3), cuya asimetría azimutal observada en las señales detectadas en las estaciones SD ofrece la posibilidad de identificar la composición de masa en eventos inclinados como se muestra en trabajos previos [104, 105]. En este estudio se hizo una actualización del análisis reprocesando los datos, mejorando su precisión y expandiendo el rango de energía de la muestra. Esto se realizó con un incremento en la muestra de datos en alrededor de 4.5 años más, haciendo uso de datos colectados por el SD hasta Mayo del 2019. Los resultados del análisis de datos son comparados con los obtenidos de las muestras de simulaciones, las cuales fueron producidas con los modelos de interacción hadrónica: EPOS-LHC, QGSJETII-04 y Sibyll2.3. En este estudio de la asimetría azimutal del *rise-*

time se incluye por primera vez la última versión del modelo de interacción hadrónica Sibyll, cuyas predicciones fueron ajustadas con los resultados recientes del LHC [35]. El incremento en el tamaño de la muestra de datos sumado a las actualizaciones en el procesamiento de eventos y la inclusión de otro modelo de interacción hadrónica permite obtener resultados más precisos y completamente novedosos.

6.1. Asimetría azimutal del *risetime*

La composición primaria de los CRs es reflejada, entre otras características, en la relación entre las componentes electromagnética y muónica producidas en el desarrollo longitudinal y lateral de la lluvia atmosférica. Esto se evidencia en la estructura de la señal detectada en las estaciones SD ubicadas a diferentes distancias del punto de impacto de la lluvia y estimado por medio del observable llamado *risetime*. Para primarios con ángulo de incidencia (θ) mayor a 0° , la simetría circular del desarrollo de la lluvia se va perdiendo conforme incrementa en ángulo cenital debido a efectos geométricos y de atenuación atmosférica [106]. El efecto de asimetría se produce por la diferencia en las componentes de la lluvia, con una mayor presencia de la componente muónica en las estaciones que reciben la señal con cierto retraso (estaciones tardías, $|\zeta| > \pi/2$) debido a que esta parte de la lluvia recorre mayor distancia en la atmósfera, que las estaciones que detectaron señal de la lluvia antes de que su centro impacte en el suelo (estaciones tempranas, $|\zeta| < \pi/2$). En el esquema de la figura 6.1 (a) se muestran las componentes muónica y electromagnética en el desarrollo de la lluvia producidas por primarios que inciden con diferentes valores de ángulo cenital y que alcanzan diferentes valores de X_{\max} , la asimetría de las componentes muónica y electromagnética respecto al ángulo azimutal está relacionada a la composición y energía del primario. Dado que la asimetría del *risetime* es observada respecto al ángulo azimutal, se muestra un esquema de la geometría del detector SD en la figura 6.1 (b) donde se señala al ángulo azimutal medido en el plano de la lluvia. Se espera que las estaciones tempranas presenten valores mayores de *risetime* que las tardías debido a que contienen mayor componente electromagnética [107]. Dado que la asimetría azimutal del *risetime* no solo depende del ángulo de incidencia θ del primario sino también de su composición, ha motivado el desarrollo de un método original para determinar la composición de masa primaria de los CRs [108, 109].

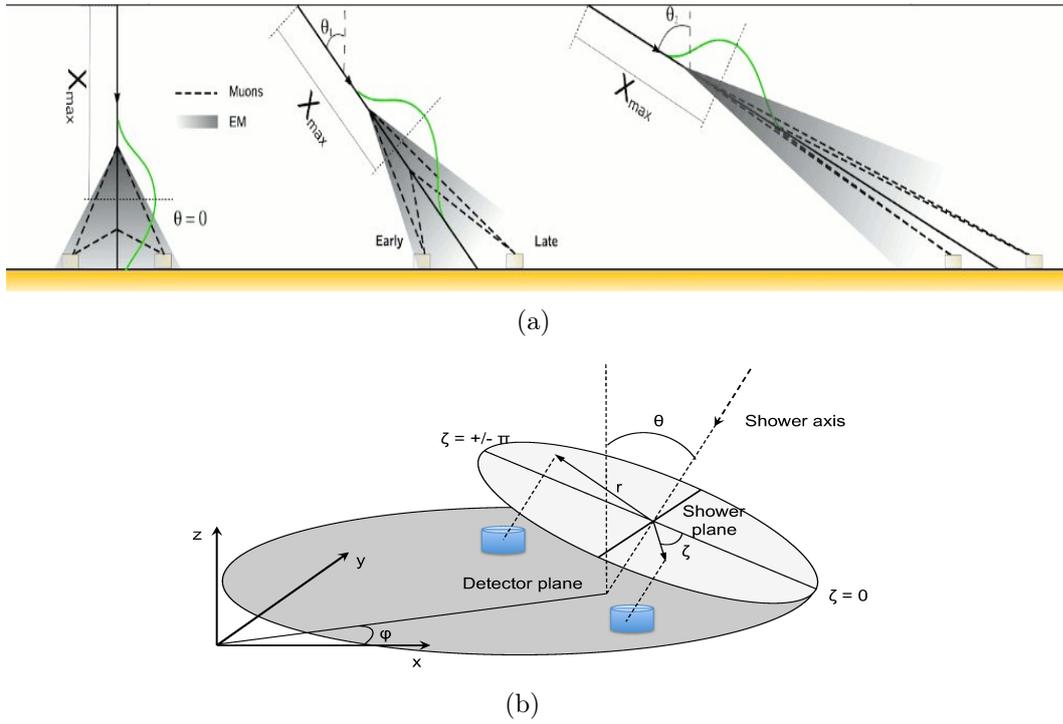


Figura 6.1: (a) Esquema del desarrollo de la lluvia para diferentes ángulos cenitales (θ) señalando las regiones con estaciones tempranas y tardías. (b) Esquema de la geometría del SD especificando el ángulo azimutal (ζ) medido en el plano de la lluvia.

6.2. Muestras de eventos simulados y de datos

Las muestras de eventos simulados fueron producidas usando diferentes modelos de interacción hadrónica considerando como primarios a protones y núcleos de hierro. En los estudios de composición se consideran los núcleos atómicos en el rango de masa desde protones, siendo estos los más ligeros, y núcleos de hierro ($A: 1 - 56$), ya que es el núcleo pesado más estable. Por otro lado, al aplicar el principio de superposición al modelo de Heitler-Matthews del desarrollo de lluvias para núcleos primarios con masa A comprendida entre 1 - 56, se espera que los resultados de los análisis también estén comprendidos entre los obtenidos para protones y hierro. Los eventos simulados con los modelos QGSJETII-04 y EPOS-LHC fueron producidos con CORSIKA 7370 y Offline versión v2r9p3 en un total de 1.5×10^5 eventos. Los eventos simulados con el modelo Sibyll 2.3c fueron producidos con CORSIKA 7.6400 y Offline versión v3r3p4 [110]. La muestra de datos consiste en eventos detectados por el SD desde Enero del 2004 a Mayo del 2019, los cuales fueron

procesados usando Offline versión v3r99 teniendo en cuenta los criterios de reconstrucción de la producción ICRC 2019. La colaboración participa activamente en la Conferencia Internacional de Rayos Cósmicos (ICRC) por lo que cada dos años, período en los que se da la conferencia, la colaboración procesa los datos adquiridos en el Observatorio para presentar sus correspondientes resultados [111]. Por esta razón, en el momento que se inició este trabajo los datos disponibles eran los colectados hasta Mayo del 2019.

Los eventos, tanto de la muestra simulada como los de datos, pasan una serie de cortes de calidad con la finalidad de obtener resultados fiables. En el caso de la muestra de datos, previo a los cortes se excluyeron los períodos de inestabilidad en el funcionamiento del detector, debido mayormente a problemas en el sistema de comunicación o cortes en el sistema central de adquisición. La primera selección que se aplica tiene como objetivo asegurar que el evento se encuentre bien contenido en el arreglo SD, por ello se requiere que el evento haya pasado el nivel de *trigger* T5. Los siguientes cortes permiten seleccionar eventos con energías mayores a 3.16 EeV y ángulo cenital entre $30^\circ - 62^\circ$, detectados en el rango de mayor eficiencia del detector, además de seleccionar solamente lluvias inclinadas en las cuales se observa la asimetría en el *risetime*. Para descartar eventos de baja calidad en su reconstrucción se rechazaron aquellos con valor de χ^2/ndf del ajuste de la LDF mayores a 10, y aquello que no tuvieran por lo menos 4 estaciones candidatas. Las estaciones usadas en la reconstrucción deben tener una señal mayor a 10 VEM y ubicarse a una distancia entre 500 m y 2000 m del centro de la lluvia. Estos últimos cortes evitan la medición imprecisa del observable *risetime* en estaciones de baja señal.

La muestra final de datos contiene un total de 289 878 señales FADC de un total de 81 619 eventos que pasaron los cortes de calidad, obteniendo 1.5 más eventos que en el previo estudio de asimetría realizado [105]. El evento con mayor energía registrado en la muestra de datos en estudio es de 1.38×10^{20} eV siendo de las partículas con energías más extremas que se hayan detectado en un Observatorio. Las muestras se distribuyeron en los siguientes bins de energía, en $\log(E/\text{eV})$: [18.55,18.70), [18.70,18.85), [18.85,19.00), [19.00,19.20), [19.20,19.40), [19.40,19.70), y [19.70,21.00); y bins de ángulo cenital, en grados sexagesimales: [30.0,33.2), [33.2,36.4), [36.4,39.6), [39.6,42.8), [42.8,46.0), [46.0,49.2), [49.2,52.4), [52.4,55.6), [55.6,58.8), y [58.8,62.0). Estos intervalos se seleccionaron de forma tal que se obtenga una cantidad de eventos razonable en cada intervalo permitiendo un ajuste de alta calidad en los varios pasos de este análisis.

6.3. Observable obtenido de la asimetría azimutal del *risetime* sensible a la composición primaria

El valor del *risetime* depende de la distancia al centro de la lluvia a la que se encuentra ubicada la estación (r) en el plano de la lluvia [112]. En el rango de r : 500 m - 2000 m, esta dependencia puede ser aproximada linealmente, según se muestra en la figura 6.2. Debido a que la diferencia de camino entre las regiones de la lluvia temprana con la tardía es menor cuando se está más cerca al centro de la lluvia que cuando se aleja de ella, se espera que la asimetría también dependa de la distancia al centro de la lluvia, esto se puede apreciar en la gráfica superior de la figura 6.2 donde se muestra la dispersión de los valores de *risetime* para distintas estaciones a diferentes distancias del centro de la lluvia. Esta dependencia, motivó a realizar el estudio de las asimetrías independientemente para dos intervalos de r : 500 m - 1000 m y 1000 m - 2000 m. Los intervalos así seleccionados permiten un equilibrio en las muestras estadísticas de estaciones para los distintos rangos de energía definidos en este trabajo.

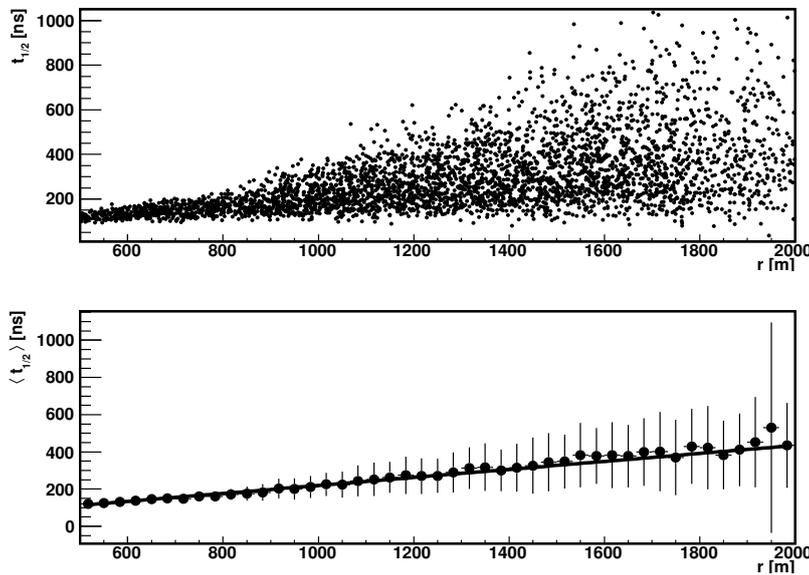


Figura 6.2: Ejemplo de *risetime* en función de la distancia al centro de la lluvia para estaciones de eventos con energía entre $10^{19.2} - 10^{19.6}$ eV y ángulo cenital $42^\circ - 48^\circ$ [113].

Debido a que la cantidad de estaciones que registran el paso de la cascada de partículas secundarias no es suficiente para obtener una medida de *risetime* en todo el rango del ángulo azimutal $[-180^\circ, 180^\circ]$, el método utilizado se basa en el análisis estadístico de la asimetría azimutal del *risetime* en intervalos de ángulo cenital y de energía. La dependencia de la asimetría azimutal del *risetime* con el X_{\max} y con el ángulo cenital permite obtener el observable denominado $(\sec \theta)_{\max}$ que es sensible a la composición de masa del primario [105,113]. La estrategia del análisis es obtener el observable $(\sec \theta)_{\max}$ en dos pasos. Lo primero es calcular el promedio del *risetime* normalizado por la distancia al centro de la lluvia a la cual se encuentra la estación, $\langle t_{1/2}/r \rangle$, para cada intervalo de r en los distintos bins de ángulo azimutal, energía y ángulo cenital. Luego, cada una de estas distribuciones se parametriza a la expresión $\langle t_{1/2}/r \rangle = a + b \cos \zeta + c \cos^2 \zeta$. En la figura 6.3 se muestran algunas gráficas de distribución de la asimetría azimutal, como ejemplo de los resultados obtenidos en el primer paso del análisis para eventos en el rango de energía más baja usada en este análisis ($10^{18.55}$ eV a $10^{18.70}$ eV), en el intervalo de r de 1 000 m a 2 000 m para algunos bins de ángulo cenital (6 de los 10 bins totales). La asimetría con respecto a ζ es evidente; sin embargo, se observa que también depende del ángulo cenital. Como se mencionó anteriormente, no se espera observar asimetría en lluvias verticales ($\theta < 30^\circ$), mientras que para lluvias inclinadas se espera que la asimetría incremente según como incrementa el ángulo cenital hasta alcanzar un punto donde nuevamente empieza a decrecer. La marcada disminución de asimetría azimutal en lluvias horizontales es debido a que cuando estas arriban sobre el SD solo está presente la componente muónica que prácticamente no es absorbida en la atmósfera. La variación de la asimetría con respecto a θ se puede observar en las diferentes gráficas de la figura 6.3 donde se muestra claramente la disminución de la asimetría del observable $\langle t_{1/2}/r \rangle$ en los bins de ángulo cenital de mayor inclinación. Del ajuste de cada una de estas distribuciones se calcula el cociente de $b/(a + c)$, llamado factor de asimetría que es usado para dar una medida de la asimetría. En el segundo paso se obtiene la evolución del factor de asimetría con respecto al ángulo cenital ($\ln(\sec(\theta))$) para los dos intervalos de r en los diferentes bins de energía. En las figuras 6.4 y 6.5 se muestran las gráficas correspondientes al factor de asimetría en función del ángulo cenital para los rangos de r : 500 m - 1 000 m y 1 000 m - 2 000 m respectivamente, donde se observa la variación del factor de asimetría respecto a θ . Estas distribuciones del factor de asimetría son ajustadas a la función gaussiana de donde se obtiene el valor del observable $(\sec \theta)_{\max}$ correspondiendo al punto en el cual la asimetría es máxima. También podemos corroborar la dependencia del factor de asimetría, y por lo tanto del observable $(\sec \theta)_{\max}$, con los intervalos r , como se puede observar

al comparar las figuras 6.4 y 6.5. Las gráficas correspondientes al intervalo de r más cercano al centro de la lluvia toma valores menores del factor de asimetría que los mostrados en las gráficas del intervalo r de 1 000 m - 2 000 m.

6.4. Resultados

Como se mencionó en la sección 6.2, los eventos de la muestra de datos actualizados se reconstruyeron con la versión v3r99 del software de la colaboración la que cuenta, entre otras mejoras, con una nueva calibración de energía respecto a la versión utilizada en el procesamiento de los datos colectados hasta el 2014 (Offline versión v2r9p3). Por ello, fue necesario verificar la influencia que las distintas versiones del software pudiera tener en los resultados del análisis. Para esto, se reprodujeron los resultados obtenidos con la muestra de datos 2014 con la nueva versión de Offline (v3r99p2a) y se comparó con los obtenidos con la versión anterior (v2r9p3). En las gráficas de la figura 6.6 se muestra que los resultados obtenidos con las distintas versiones del software son compatibles para ambos intervalos de r .

Una vez verificada que las diferencias en las versiones del software no afectan los resultados del análisis, entonces se comparan los resultados obtenidos en el estudio previo con los datos actualizados. Debido al incremento en la cantidad de eventos de la muestra actualizada, se pudo realizar una agrupación de eventos conteniendo a las más altas energías por encima de $10^{19.7}$ eV y una redistribución del bineado para energías mayores a $10^{19.2}$ eV. Los valores del observable $(\sec \theta)_{\max}$ para diferentes rangos de energía son mostrados en la figura 6.7 donde la gráfica (a) corresponde al intervalo r de 500 m a 1 000 m y (b) al intervalo r de 1 000 m a 2 000 m, los datos actualizados hasta 2019 (en negro) son comparados con los resultados obtenidos con los datos colectados hasta 2014 (en verde). En la figura 6.7 se observa que los valores obtenidos para el observable $(\sec \theta)_{\max}$ en este estudio se mantienen estables con respecto a la muestra de datos 2014, además de ganar mayor precisión en el comportamiento del observable para altas energías a la vez que se aprecia una disminución de las incertezas estadísticas. Cuando se comparan las gráficas (a) y (b) se observa que los valores de $(\sec \theta)_{\max}$ en el rango de estaciones más cercanas al centro de la lluvia son mayores a los obtenidos con las estaciones ubicadas entre 1 000 m y 2 000 m, esto se debe a que la asimetría es menor para r cercanos al centro de la lluvia, por lo que el mayor valor de asimetría en este rango se encuentra a un mayor valor de θ que para el in-

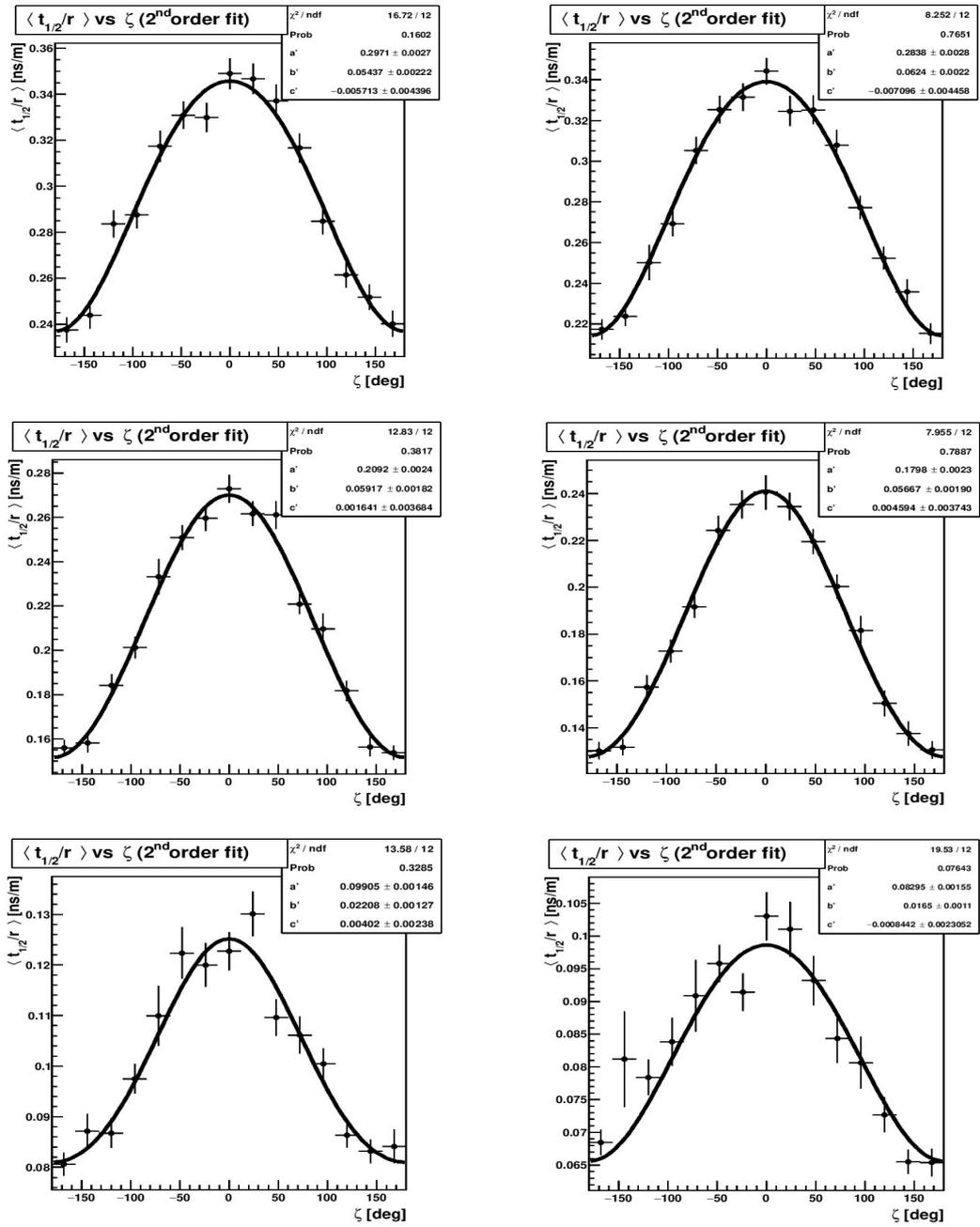


Figura 6.3: Distribución de la asimetría azimutal en estaciones con distancia al centro de la lluvia de 1 000 m a 2 000 m en eventos con energía entre $10^{18.55}$ eV a $10^{18.70}$ eV. Las gráficas de las distribuciones, de izquierda a derecha y de arriba a abajo, corresponden a diferentes bins de ángulo cenital: $30.0^\circ - 33.2^\circ$, $33.2^\circ - 36.4^\circ$, $42.8^\circ - 46.0^\circ$, $46.0^\circ - 49.2^\circ$, $55.6^\circ - 58.8^\circ$, $58.8^\circ - 62.0^\circ$.

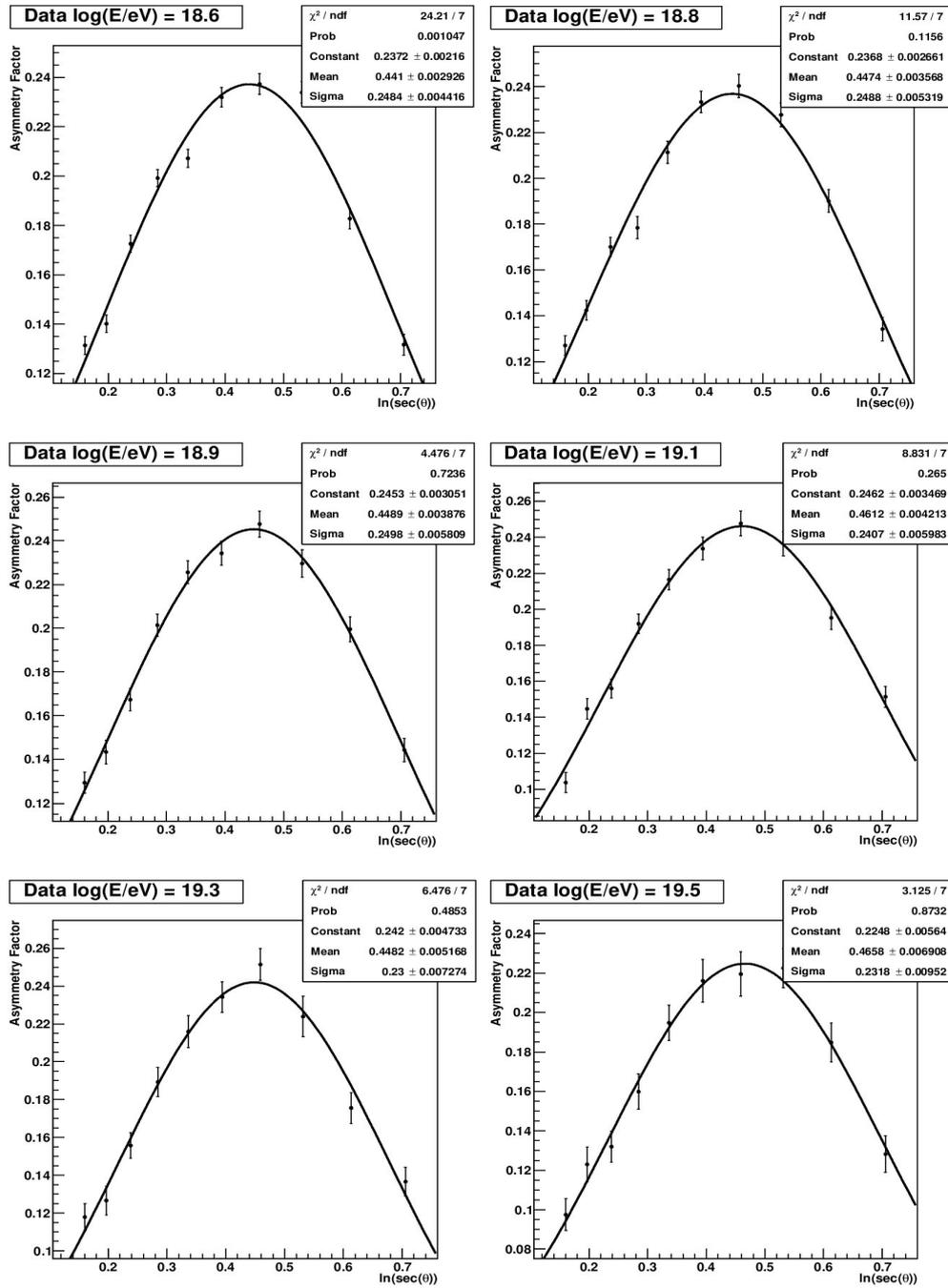


Figura 6.4: Desarrollo longitudinal de la asimetría en bins de $\log(E/eV)$ en el intervalo r de 500 m a 1000 m. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: 18.55 – 18.70, 18.70 – 18.85, 18.85 – 19.00, 19.00 – 19.20, 19.20 – 19.40, 19.40 – 19.70.

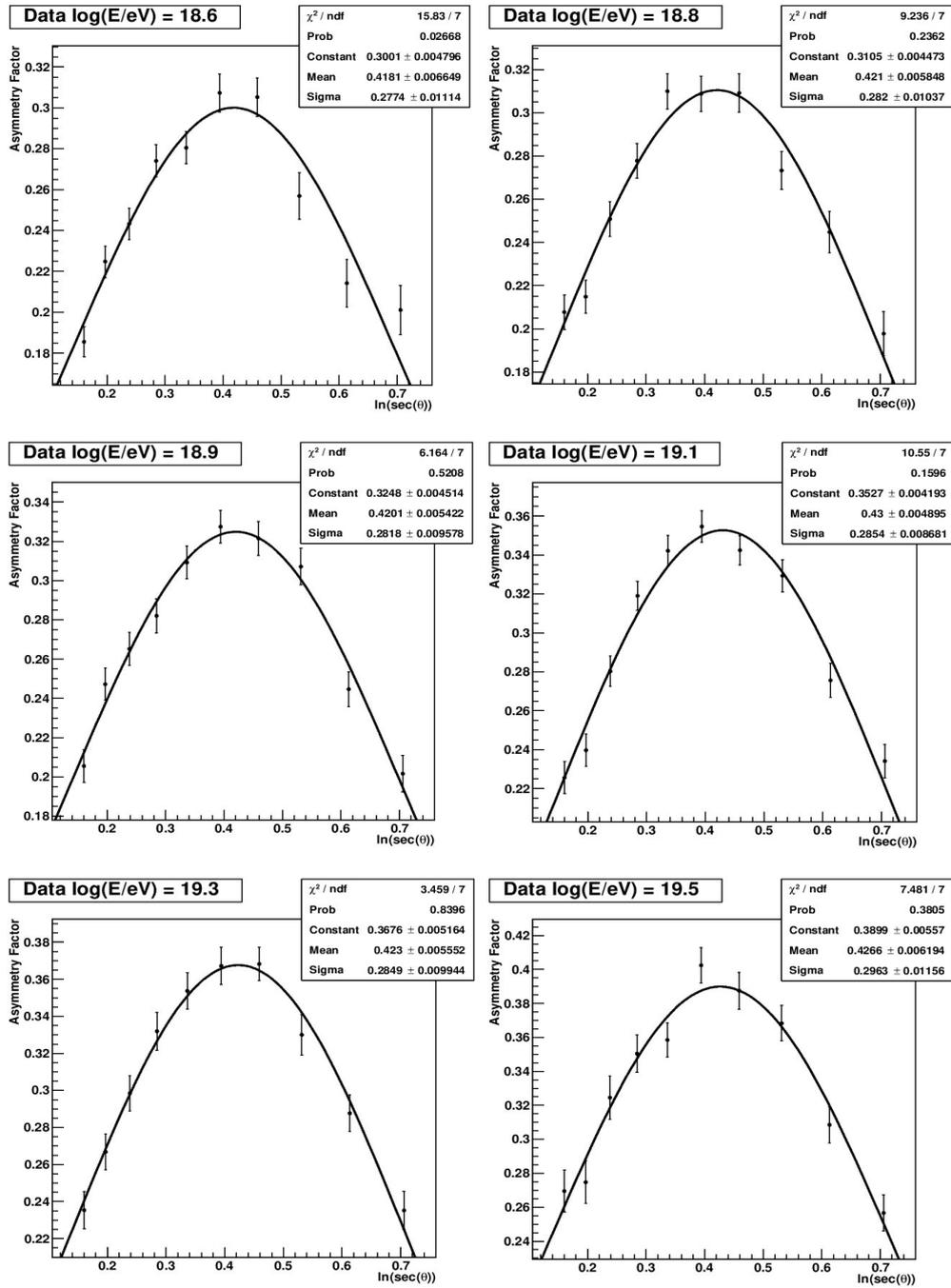


Figura 6.5: Desarrollo longitudinal de la asimetría en bins de $\log(E/eV)$ en el intervalo r de 1000 m a 2000 m. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: 18.55 – 18.70, 18.70 – 18.85, 18.85 – 19.00, 19.00 – 19.20, 19.20 – 19.40, 19.40 – 19.70.

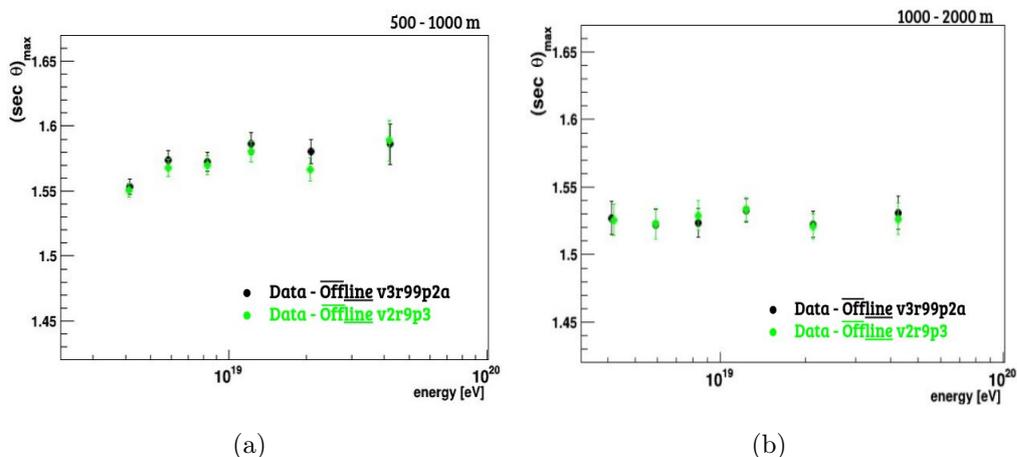


Figura 6.6: El observable $(\sec \theta)_{\max}$ como función de la energía obtenido con datos hasta 2014 procesados con diferentes versiones de $\overline{\text{Offline}}$, en verde la versión v2r9p3 y en negro v3r99p2a, para ambos intervalos de r: (a) 500 m - 1 000 m, y (b) 1 000 m - 2 000 m.

tervalo r lejano, debido a que se necesita mayor trayectoria para la absorción de la componente electromagnética.

Al comparar los resultados obtenidos utilizando la muestra de datos colectados hasta el 2019 con las simulaciones, figura 6.8, se observa que los datos están entre los valores correspondientes a las simulaciones de los primarios protón y hierro en los tres modelos hadrónicos, con una tendencia a cambiar la composición de masas livianas a más pesadas cuando la energía se incrementa. Esta indicación de que la masa del primario se incrementa ligeramente con la energía, concuerda con otros resultados obtenidos en los estudios realizados en la Colaboración Pierre Auger [12, 115]. Sin embargo, es evidente que la predicción de masa depende del modelo de interacción hadrónica como se puede apreciar claramente en los diferentes valores de $(\sec \theta)_{\max}$ obtenidos de las muestras simuladas. Para cuantificar todos estos valores, el observable $(\sec \theta)_{\max}$ (y su correspondiente barra de incerteza) es transformado en unidades de masa por medio de la ecuación 6.1 (ecuación 6.2). Para cada modelo de interacción, se calcula el valor de $\langle \ln A \rangle$ teniendo en cuenta los resultados obtenidos en la muestra de datos y las predicciones de $(\sec \theta)_{\max}$ de los primarios protón y hierro.

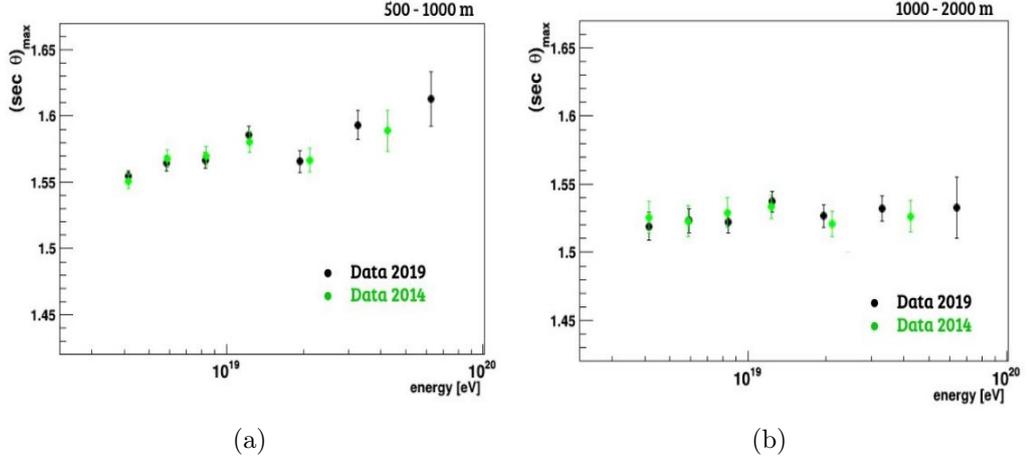


Figura 6.7: El observable $(\sec \theta)_{\max}$ como función de la energía obtenido con datos hasta 2014 y hasta 2019 para ambos intervalos de r : (a) 500 m - 1000 m, y (b) 1000 m - 2000 m.

$$\ln A = \frac{(\sec \theta)_{\max;p} - (\sec \theta)_{\max;data}}{(\sec \theta)_{\max;p} - (\sec \theta)_{\max;Fe}} \cdot \ln 56 \quad (6.1)$$

$$\Delta \ln A = - \frac{\Delta(\sec \theta)_{\max;data}}{(\sec \theta)_{\max;p} - (\sec \theta)_{\max;Fe}} \cdot \ln 56 \quad (6.2)$$

Los resultados de la transformación $\langle \ln A \rangle$ para datos comparados con los tres modelos de interacción hadrónica y para los dos intervalos de r son mostrados en la figura 6.9. Siendo los resultados obtenidos a partir de la muestra simulada con Sibyll parte de lo novedoso en este análisis, debido a que cuando se realizó el análisis previo, la versión de Sibyll (2.3) actualizada con los resultados obtenidos en el LHC no estaba disponible. De las gráficas correspondientes a EPOS-LHC, QGSJETII-04 y Sibyll2.3c en el rango de 1000 m a 2000 m, se observa el incremento de la composición de masa de la partícula primaria con el incremento de la energía. Sin embargo, el resultado obtenido en el rango de 500 m - 1000 m, particularmente para QGSJETII-04 y Sibyll2.3c, no son compatibles con el resultado del otro intervalo de r . No obstante, dentro de las incertezas, los resultados se pueden considerar compatibles debido a que todos los valores en términos de composición son sistemáticamente mayores o menores.

En el cálculo de las incertezas sistemáticas de $(\sec \theta)_{\max}$ se tienen en cuenta

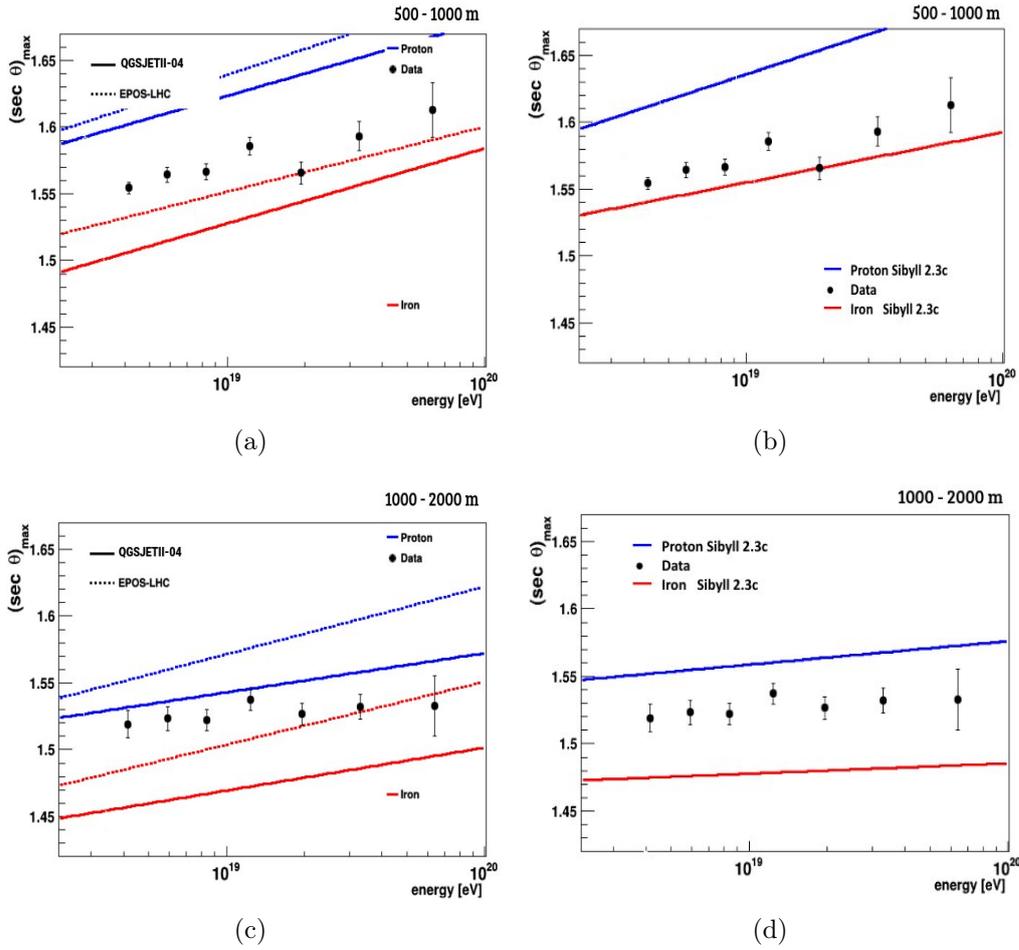


Figura 6.8: El observable $(\sec \theta)_{\max}$ en función de la energía comparando los resultados obtenidos utilizando la muestra de datos y simulaciones: EPOS-LHC y QGSJET en el lado izquierdo y Sibyll en el lado derecho. Arriba: intervalo r de 500 m a 1000 m, abajo: intervalo de r de 1000 m a 2000 m.

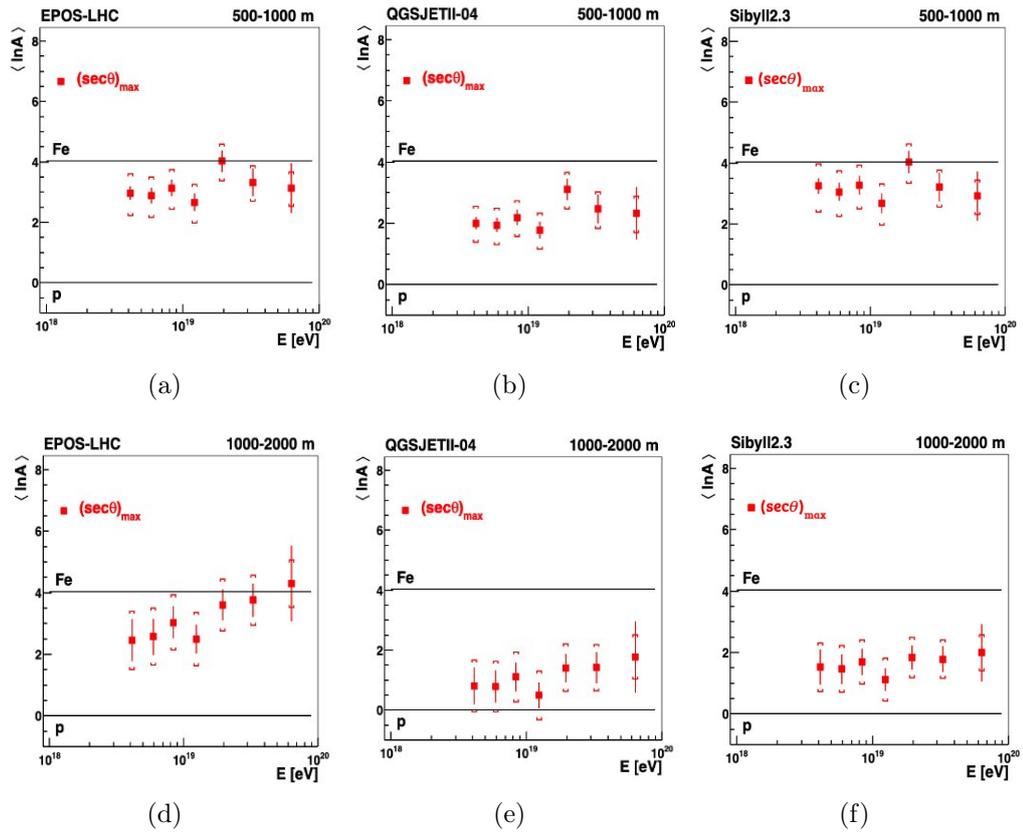


Figura 6.9: Comparación de $\langle \ln A \rangle$ como una función de la energía para ambos intervalos de r para los modelos hadrónicos EPOS-LHC (gráficas del lado izquierdo), QGSJETII-04 (medio) y SIBYLL 2.3 (lado derecho).

diversas fuentes involucradas en el análisis y obtención de este observable. Una de las fuentes de incerteza radica en la reconstrucción de la posición del centro de la lluvia cuando esta impacta en el suelo. Esto es debido a que las señales medidas en la región temprana son mayores a las medidas en la región tardía generando una diferencia en la posición real del centro de la lluvia con el valor reconstruido, situando a este último a 50 m hacia la región temprana. A fin de determinar la incerteza por la reconstrucción del centro de la lluvia, se realiza un cambio en esta posición en 50 m en dirección hacia la región tardía, con estos nuevos valores se repite el análisis del observable $(\sec \theta)_{\max}$, de los nuevos resultados se obtienen las incertezas sistemáticas en unidades $(\sec \theta)_{\max}$: $+0.0005/-0.0001$ para el intervalo r de 500 m - 1 000 m y $+0/-0.0056$ para el intervalo r de 1 000 m - 2 000 m. La incerteza del *risetime* es otra de las fuentes de incertezas de $(\sec \theta)_{\max}$, por lo que los valores de $t_{1/2}$ son variados aleatoriamente según la distribución gaussiana con desviación estándar σ dada por las medidas de incerteza del *risetime* [114]. Luego de realizar el análisis completo de $(\sec \theta)_{\max}$ se obtiene que las incertezas sistemáticas son $+0.0008/-0.0063$ y $+0.0032/-0.0076$ para los intervalos de r de 500 m a 1 000 m y de 1 000 m a 2 000 m respectivamente. Otra fuente de incerteza se encuentra en la parametrización del *risetime* en su dependencia con la distancia al centro de la lluvia, por ello se reemplaza $\langle t_{1/2}/(a+br+cr^2) \rangle$ en vez de la expresión del análisis original $\langle t_{1/2}/r \rangle$, con esta nueva parametrización del *risetime* se continúa con el análisis completo del observable en estudio obteniendo las incertezas de $+0.0019/-0.0012$ y $+0.0031/-0.0005$ para los intervalos de r de 500 m a 1 000 m y de 1 000 m a 2 000 m respectivamente. Otras incertezas provienen de que los resultados tienen cierta tendencia hacia una composición nuclear en particular, lo cual se obtuvo al realizar el análisis de $(\sec \theta)_{\max}$ para diferentes muestras mixtas de 25 % p - 75 % Fe, 50 % p - 50 % Fe y 75 % p - 50 % Fe para los modelos QGSJETII-04 y EPOS-LHC y posteriormente compararlas con los resultados obtenidos con muestras puras de primarios protón (p) y hierro (Fe) llevando a obtener las incertezas en la eficiencia de selección de $+0.010/-0.010$ y $+0.010/-0.010$ para los intervalos de r de 500 m a 1 000 m y de 1 000 m a 2 000 m respectivamente, considerándose incertezas equivalentes para el modelo Sibyll. Con el objetivo de calcular las incertezas de $(\sec \theta)_{\max}$ provenientes de la calibración de la energía, se reproduce el análisis completo para el observable en estudio considerando valores de energía en cada evento obtenidos al tener en cuenta la incerteza sistemática de 14 % en la calibración de la energía, resultando en valores de incerteza para el observable $(\sec \theta)_{\max}$ de $+0.0078/-0.0095$ y $+0.0090/-0.0030$ para los intervalos de r de 500 m a 1 000 m y de 1 000 m a 2 000 m respectivamente. El total de la incerteza sistemática es determinado por la suma cuadrática de las incertezas proveniente de las diferentes fuentes (tabla 6.1) dando un

total de $+0.013/-0.015$ y $+0.014/-0.014$ para los intervalos de r de 500 m a 1 000 m y de 1 000 m a 2 000 m respectivamente. Finalmente se realizaron verificaciones adicionales, donde se consideró la influencia que podrían tener sobre los resultados del análisis los cortes aplicados tanto a la señal, como al ángulo cenital, el promedio pesado del observable $\langle t_{1/2}/r \rangle$, las condiciones atmosféricas debido a efectos climáticos, antigüedad de las estaciones SD y los problemas de saturación de la señal, obteniendo como resultado que las variaciones que estas condiciones podrían causar son despreciables o están contenidas en las incertezas sistemáticas mencionadas anteriormente [113].

Fuentes de incerteza sistemática	500 m - 1 000 m		1 000 m - 2 000 m	
Incerteza del <i>risetime</i>	+0.0008	-0.0063	+0.0032	-0.0076
Parametrización del <i>risetime</i>	+0.0019	-0.0012	+0.0031	-0.0005
Eficiencia de Selección	+0.010	-0.010	+0.010	-0.010
Reconstrucción de la posición del centro de la lluvia	+0.0005	-0.0001	+0	-0.0056
Escala de la energía	+0.0078	-0.0095	+0.0090	-0.0030
Incerteza sistemática total	+0.013	-0.015	+0.014	-0.014

Tabla 6.1: Incertezas sistemáticas de $(\sec \theta)_{\max}$ provenientes de diferentes fuentes y obtenidos para ambos intervalos de distancia al centro de la lluvia considerados en este estudio (500 m - 1 000 m y 1 000m - 2 000 m) [113].

De este estudio podemos concluir que con la actualización de la muestra de datos se ha logrado extender las observaciones del observable $(\sec \theta)_{\max}$ en el rango de energía, debido a los nuevos eventos de las más altas energías detectados en estos últimos años. Asimismo, se obtuvieron resultados más precisos al tener mayor número de eventos en la muestra en estudio. Sin embargo, la discrepancia de los modelos de interacción hadrónica en términos de composición se mantiene, aun para el modelo Sybill 2.3 que es incluido por primera vez en este estudio, después de ser ajustado a los datos obtenidos en el LHC. La dependencia de $(\sec \theta)_{\max}$ con el intervalo radial limita la capacidad de este método en el análisis de composición, debiendo esto ser primero reproducido por los modelos, por lo que el observable $(\sec \theta)_{\max}$ puede ser utilizado para la validación, ajuste y actualización de nuevas versiones de los modelos de interacción hadrónica.

Capítulo 7

Conclusiones

En el Observatorio Pierre Auger se realizan estudios de los rayos cósmicos que portan las más altas energías hasta ahora detectadas. Para ello cuenta, con un sistema de detección híbrido compuesto por el Detector de Fluorescencia y por el Detector de Superficie. En los últimos años se agregaron varios subdetectores y actualizaciones a los ya existentes, incrementando la eficiencia y precisión en la toma de datos. Los sistemas de detección del Observatorio Pierre Auger han permitido medir, con una precisión sin precedentes, el espectro de energía y la dirección de arribo de los rayos cósmicos ultra energéticos, así como realizar estudios tendientes a elucidar la naturaleza y composición de masa de los mismos. La importancia de investigar la composición de rayos cósmicos radica en la información que puede brindar sobre su origen, fuentes y campos magnéticos con los que interactúan en su camino hasta llegar a la Tierra. Debido al bajo flujo de rayos cósmicos a estas energías se trabaja con detección indirecta basada en la reconstrucción de las lluvias atmosféricas extensas que se producen cuando una partícula primaria interactúa con la atmósfera. Estas reconstrucciones están basadas en modelos de interacción hadrónica cuyos parámetros libres se obtienen a partir de experimentos de física de partículas a más bajas energías. Los resultados de esta tesis contribuyen en este contexto a la determinación de composición de masa tanto para el caso de fotones primarios como también partículas de naturaleza nuclear (hadrones) y su relación con los modelos de interacción hadrónica.

La primera parte de este trabajo se basa en el estudio de la influencia que tienen los *triggers* ToTd y MoPS en la búsqueda de fotones cuando son incluidos en la reconstrucción de las EAS. Estos nuevos *triggers* fueron instalados en la segunda mitad del año 2013 y se diseñaron para tener mayor sensibilidad

a la componente electromagnética de la lluvia, permitiendo entonces obtener mayor información de lluvias con energía ($E < 10^{18.5}$ eV), menor al rango donde el sistema de detección híbrido del diseño original tenía su máxima eficiencia. En una primera etapa, el estudio se realizó con simulaciones de eventos detectados en el arreglo SD evaluando los parámetros de discriminación fotón-hadrón, llamados multiplicidad y S_b . El parámetro multiplicidad toma en cuenta la proporción de estaciones con nuevos *triggers* respecto del número total de estaciones pertenecientes a un evento con $E > 10^{18.5}$ eV. Al comparar los valores obtenidos de multiplicidad para eventos producidos por fotones con aquellos producidos por protones, se determinó que la utilización de este parámetro de forma individual como discriminador se ve limitado por fluctuaciones. Sin embargo, muestra potencial para ser incluido en estudios multiparamétricos que puedan generar una selección o alarmas en tiempo real sobre la presencia de eventos candidatos a fotones. Complementariamente al estudio de multiplicidad, se determinó que la inclusión de los nuevos *triggers* y criterios de selección para $E < 10^{19.0}$ eV resulta en un incremento de eventos de $\sim 10\%$ en el caso de fotones primarios, a diferencia de protones primarios que no exceden el 1% , conduciendo a un incremento sustancial de la aceptación del Observatorio en la detección de fotones. Dado que estos porcentajes se observan a partir de eventos que pasaron el cuarto nivel T4 de *trigger* SD, los que pueden ser reconstruidos usando solamente *triggers* ToTd y MoPS, esto podría ser muy útil para observaciones de multimensajeros cósmicos como el proyecto AMON del cual es partícipe la Colaboración Pierre Auger.

Por otro lado, se midió un incremento en la sensibilidad del parámetro S_b como discriminador fotón-hadrón cuando en su cálculo se incluyen los nuevos *triggers* ToTd y MoPS, encontrando que este incremento en la sensibilidad es aún mayor cuando el parámetro b se iguala a 3, en vez de 4 como se consideró en estudios previos. Teniendo en cuenta que se observó que la inclusión de los *triggers* ToTd y MoPS en la reconstrucción de eventos genera un incremento de la aceptación del detector para fotones primarios, y que la sensibilidad ganada en el parámetro S_b se refleja en un incremento en la eficacia de la selección de eventos candidatos a ser originados por fotones, estos beneficios permiten mejorar en su conjunto la sensibilidad en la búsqueda de fotones permitiendo un cálculo más riguroso del límite superior de la fracción de fotones. Para poder cuantificar estos resultados se utilizaron simulaciones de eventos híbridos producidos por fotones y protones, que incluyen a los nuevos *triggers* en su reconstrucción y se encuentran en un rango de energía de $10^{18.0}$ eV - $10^{18.5}$ eV. El motivo de analizar este rango de energía radica en que

existe una mayor sensibilidad a la detección de fotones, con el correspondiente mayor número de eventos que pasan los T4 dados por ToTd y MoPS. Se determinaron entonces criterios de selección que garanticen la buena calidad de los eventos buscados. Posterior a esto, mediante el uso del análisis de Fisher se obtuvo el discriminante basado en la combinación lineal de los observables X_{max} y S_3 . Del análisis realizado con los eventos simulados y luego verificado con el 5% de los datos recolectados por el PAO en el período de tiempo de Enero 2014 - Diciembre 2017, se obtuvieron los parámetros para el cálculo del límite superior de la fracción de fotones. Los resultados obtenidos indican una mejora en un factor de 2 con respecto a realizar el mismo análisis sin incluir los nuevos *triggers* y usando el observable S_4 . Considerando el poco flujo de CRs de ultra-alta energía la mejora en el cálculo del límite superior de la fracción de fotones es altamente significativa, permitiendo que las observaciones del PAO se acerquen más al rango del flujo de fotones correspondiente a los escenarios más optimistas que involucran los procesos GZK.

La última etapa del trabajo estuvo dirigida al estudio de composición de masa correspondiente a hadrones a partir del parámetro de masa de asimetría, basado en la dependencia azimutal de los valores de *risetime* de trazas FADC colectadas en el arreglo SD para eventos con energía mayor a 3×10^{18} eV. La evolución de este parámetro se ha estudiado en dos intervalos de distancias de las estaciones al centro de la lluvia. La comparación con las predicciones de los modelos de interacción hadrónica más actuales, EPOS-LHC, QGSJETII-4 y Sibyll 2.3, dan indicios de una transición desde la composición más ligera a la más pesada conforme la energía se incrementa, obteniendo resultados hasta las más altas energías nunca antes alcanzadas en estudios de composición de estas características. Cabe mencionar que la comparación con QGSJETII-4 y Sibyll 2.3 sugiere una conclusión no física, con la masa aparentemente dependiente de la distancia de las estaciones al centro de la lluvia. Esto es una clara indicación que las deficiencias en el modelado de las cascadas deben resolverse antes de que se pueda realizar una inferencia definitiva de la composición de masa. Los resultados de esta tesis constituyen en este contexto, una de las bases de los estudios para la mejora de los modelos de interacción hadrónica teniendo en cuenta sus limitaciones en la descripción del desarrollo lateral de las cascadas atmosféricas.

Bibliografía

- [1] V. Hess. (Translated and commented by A. De Angelis and C. Arcaro b. Schultz). *Measurements of the penetrating radiation during seven ballonn flights*. arXiv:1808.02927v2
- [2] P. Carlson, and A. De Angelis. *Nationalism and internationalism in science:The case of the discovery of cosmic rays*. arXiv:1012.5068v2
- [3] <https://visitantes.auger.org.ar/index.php/antecedentes-de-los-rayos-cosmicos/historia-de-los-rayos-cosmicos/>
- [4] K. Kampert, and A. Watson. *Extensive Air Showers and Ultra High-Energy Cosmic Rays: A Historical Review*. arXiv:1207.4827v1
- [5] <https://www.auger.org/index.php/observatory/20th-anniversary>
- [6] <https://visitantes.auger.org.ar/index.php/antecedentes-de-los-rayos-cosmicos/el-comienzo-del-proyecto-pierre-auger/>
- [7] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys.2020, 083C01 (2020). DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.
- [8] HiRes Collaboration: R.U.Abbasi *et al.* *First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression*. Phys.Rev.Lett.100:101101,2008.
- [9] Pierre Auger Collaboration: J. Abraham *et al.* *Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV*. Phys.Rev.Lett.101:061101,2008.
- [10] Pierre Auger Collaboration: J. Abraham *et al.* *Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory*. Phys.Lett.B685:239-246,2010.

- [11] Pierre Auger Collaboration: A. Aab *et al.* *Measurement of the cosmic-ray energy spectrum above 2.5×10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory.* Phys. Rev. D 102, 062005 (2020).
- [12] Pierre Auger Collaboration: A. Aab *et al.* *Features of the energy spectrum of cosmic rays above 2.5×10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory.* Phys. Rev. Lett. 125, 121106 (2020). DOI:10.1103/PhysRevLett.125.121106
- [13] Jörg R. Hörandel. *Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays.* Astropart. Phys. 21, 241 (2004).
- [14] T. Abu-Zayyad, D. Ivanov, C.C.H. Jui, J.H. Kim, *et al.* *The Knee and the Second Knee of the Cosmic-Ray Energy Spectrum.* arXiv:1803.07052v1 astro-ph.HE.
- [15] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min. *Upper limit of the spectrum of cosmic rays.* JETP Lett. 4, 78 (1966), [Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 4, 114(1966)].
- [16] T. Gaisser, and T. Stanev. *High-energy Cosmic Rays.* Nucl. Phys. A777:98-110, 2006.
- [17] A. Strong, I. Moskalenko, and V. Ptuskin. *Cosmic-ray propagation and interactions in the Galaxy.* Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 57:285-327, 2007.
- [18] C. Grupen. *Astroparticle Physics.* Springer. New York, 2005.
- [19] E. Fermi. *On the Origin of the Cosmic Radiation.* Phys. Rev. 75:1169-1174, 1949.
- [20] R. Blandford and J. Ostriker. *Particle acceleration by astrophysical shocks.* ApJ, 221: L29-L32, 1948.
- [21] A. M. Hillas. *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays.* Ann. Rev. Astron. Astrophys.1984. 22:425-444.
- [22] K. Kotera and A. Olinto. *The Astrophysics of Ultrahigh Energy Cosmic Rays.* Ann. Rev. Astron. Astrophys.49 (2011) 119-153.
- [23] R. Aloisio. *Acceleration and propagation of ultra high energy cosmic rays.* Prog. Theor. Exp. Phys. 2017, 12A102

- [24] J. Rautenberg for the Pierre Auger Collaboration. *Limits on ultra-high energy photons with the Pierre Auger Observatory*. Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019), Madison, WI, USA, 2019.
- [25] Pierre Auger Collaboration:A. Aab *et al.* *Probing the origin of ultra-high-energy cosmic rays with neutrinos in the EeV energy range using the Pierre Auger Observatory*. JCAP 10 (2019) 022.
- [26] Pierre Auger Collaboration:A. Aab *et al.* *Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} eV*. Science, 357(6357):1266-1270, 2017.
- [27] K. Greisen. *Cosmic Ray Showers* Ann. Rev. Nucl. Sci. 10, 63 (1960).
- [28] Heitler, W. *Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 1954.
- [29] J. Matthews. *A Heitler model of extensive air showers*. Astropar. Phys., 22, 387-397, 2005.
- [30] J. Blümer, R. Engel, and J. Hörandel. *Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies*. Prog. Part. Nucl. Phys. 63:293-338,2009.
- [31] A. Letessier-Selvon and T. Stanev. *Ultrahigh energy cosmic rays*. Rev. Mod. Phys. 83, 907 (2011).
- [32] R. Engel, D. Heck, and T. Pierog. *Extensive Air Showers and Hadronic Interactions at High Energy*. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2011.61:467-489.
- [33] H. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, and K. Werner. *Parton-Based Gribov-Regge Theory*. Phys. Rept. 350 (2001) 93-289.
- [34] T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner. *EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider*. Phys. Rev. C 92, 034906 (2015).
- [35] F. Riehn, R. Engel, A. Fedynitch, T. Gaisser, T. Stanev. *A new version of the event generator Sibyll*. arXiv:1510.00568v1 [hep-ph]
- [36] S. Ostapchenko. *Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model*. Phys. Rev. D83: 014018, 2011.

- [37] J. Bellido for the Pierre Auger Collaboration, PoS ICRC2017 (2018), 506.
- [38] A. Yushkov for the Pierre Auger Collaboration. *Mass composition of cosmic rays with energies above $10^{17.2}$ eV from the hybrid data of the Pierre Auger Observatory*. Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019), Madison, WI, USA, 2019.
- [39] F. Schüssler for the Pierre Auger Collaboration. *Measurement of the cosmic ray energy spectrum above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory*. Proceedings of the 31st International Cosmic Ray Conference (ICRC 2009), Lodz, Poland, 2009.
- [40] C. Berat for the Pierre Auger Collaboration. *The Pierre Auger Observatory status and latest results*. EPJ Web of Conferences 206, 07001 (2019). <https://doi.org/10.1051/epjconf/201920607001>
- [41] Matthias Kleifges for the Pierre Auger Collaboration. *Extension of the Pierre Auger Observatory using high-elevation fluorescence telescopes (HEAT)*. Proceedings of the 31st International Cosmic Ray Conference (ICRC 2009), Lodz, Poland, 2009.
- [42] Manuel Platino for the Pierre Auger Collaboration. *AMIGA - Auger Muons and Infill for the Ground Array of the Pierre Auger Observatory*. Proceedings of the 31st International Cosmic Ray Conference (ICRC 2009), Lodz, Poland, 2009.
- [43] Pierre Auger Collaboration: P. Abreu *et al.* *Antennas for the Detection of Radio Emission Pulses from Cosmic-Ray induced Air Showers at the Pierre Auger Observatory*. JINST 7 (2012) P10011.
- [44] Valerio Verzi for the Pierre Auger Collaboration. *Measurement of the energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays using the Pierre Auger Observatory*. Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019), Madison, WI, USA, 2019.
- [45] Carlos O. Escobar, Alberto Filevich, Peter O. Mazur for the Pierre Auger Collaboration. *Surface Detector Construction and Installation at the Auger Observatory*. Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2001), Hamburg, Germany, 2001. GAP-Note: 2001-034.

- [46] I. Allekotte *et al.* for the Pierre Auger Collaboration. *The Surface Detector System of the Pierre Auger Observatory*. Nucl.Instrum.Meth.A 586 (2008) 409-420.
- [47] <https://visitantes.auger.org.ar/index.php/detectores-de-superficie/>
- [48] X. Bertou, P.S. Allison, C. Bonifazi, P. Bauleo, C.M. Grunfeld *et al.* *Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Elsevier, 2006, 568, pp.839-846. 10.1016/j.nima.2006.07.066. in2p3-00115164
- [49] I. Lhenry-Yvon for the Pierre Auger Collaboration. *The trigger system of the Pierre Auger Surface Detector: operation, efficiency and stability*. Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2005), Pune, India, 2005. arXiv:astro-ph/0510320v1.
- [50] Pierre Billoir. *Proposition to improve the local trigger of Surface Detector for low energy showers*. GAP-Note: 2009-179.
- [51] Pierre Billoir. *New proposal to improve the local trigger of the Surface Detector*. GAP-Note: 2011-089.
- [52] Pierre Auger Collaboration: J. Abraham *et al.* *Trigger and Aperture of the Surface Detector Array of the Pierre Auger Observatory*. Nucl. Instrum. Methods A 613 (2010) 29-39.
- [53] Darko Veberič, Markus Roth, and Hans Dembinski for the Offline team. *Offline Reference Manual SD Reconstruction*. GAP-Note: 2005-035.
- [54] K. Kamata and J. Nishimura. *The lateral and the angular structure functions of electron showers* Prog. Theor. Phys. Suppl. 6 (1958) 93.
- [55] K. Greisen. *The extensive air showers*. Prog. Cosmic Ray Phys. 3 (1956) 1.
- [56] K. Greisen. *Cosmic ray showers*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 10 (1960) 63.
- [57] D. Newton, J. Knapp, A. A. Watson. *The Optimum Distance at which to Determine the Size of a Giant Air Shower*. Astropart. Phys. 26 (2007) 414-419.

- [58] Pierre Auger Collaboration: A. Aab *et al.* *The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory*. Nucl. Instrum. Meth., A798:172-213, 2015.
- [59] Pierre Auger Collaboration: J. Abraham *et al.* *The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory*. Nucl.Instrum.Meth., A620:227-251, 2010.
- [60] M. Unger *et al.* *Reconstruction of Longitudinal Profiles of Ultra-High Energy Cosmic Ray Showers from Fluorescence and Cherenkov Light Measurements*. Nucl. Instrum. Meth. A588: 433-441, 2008.
- [61] T. Pierog *et al.* *Dependence of the longitudinal shower profile on the characteristics of hadronic multiparticle production*. Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2005), Pune, India, 2005.
- [62] R. Pesce for the Pierre Auger Collaboration. *Energy calibration of data recorded with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory: an update*. Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011), Beijing, China, 2011.
- [63] <https://visitantes.auger.org.ar/index.php/detectores-de-fluorescencia/>
- [64] Pierre Auger Collaboration: J. Abraham *et al.* *A Study of the Effect of Molecular and Aerosol Conditions in the Atmosphere on Air Fluorescence Measurements at the Pierre Auger Observatory*. Astropart. Phys. 33: 108-129, 2010.
- [65] Bianca Keilhauer and Martin Will for the Pierre Auger Collaboration. *Description of Atmospheric Conditions at the Pierre Auger Observatory Using Meteorological Measurements and Models*. Eur. Phys. J. Plus (2012) 127: 96.
- [66] Pierre Auger Collaboration: P. Abreu *et al.* *Description of Atmospheric Conditions at the Pierre Auger Observatory using the Global Data Assimilation System (GDAS)*. Astropart. Phys. 35 (2012) 591-607.
- [67] S. BenZvi, B. Connolly, J. Matthews, M. Prouza, E. Visbal *et al.* *Measurement of the Aerosol Phase Function at the Pierre Auger Observatory*. Astropart.Phys. 28 (2007) 312-320.
- [68] Johana Chirinos for the Pierre Auger Collaboration. *Cloud Monitoring at the Pierre Auger Observatory*. Proceedings of the 33th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2013), Río de Janeiro, Brasil, 2013.

- [69] J.T. Brack, R. Cope, A. Dorofeev, B. Gookin, J.L. Harton, Y. Petrov, A.C. Rovero. *Absolute Calibration of a Large-diameter Light Source*. JINST 8 (2013) P05014. arXiv:1305.1329v1
- [70] Pierre Auger Collaboration: P. Abreu *et al.* *The exposure of the hybrid detector of the Pierre Auger Observatory*. *Astropart.Phys.*34:368-381,2011.
- [71] D. Kuempel, K. H. Kampert and M. Risse. *Geometry reconstruction of fluorescence detectors revisited*. *Astropart. Phys.* 30 (2008) 167.
- [72] M. Unger for the Pierre Auger Collaboration. *Study of the Cosmic Ray Composition above 0.4 EeV using the Longitudinal Profiles of Showers observed at the Pierre Auger Observatory*. Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Mérida, México, 2007.
- [73] Germán Ros, Daniel Supanitsky, Gustavo A. Medina-Tanco, Luis del Peral, María Dolores Rodríguez-Frías. *A new composition-sensitive parameter for ultra-high energy cosmic rays*. *Astropart. Phys.* 35 (2011) 140-151.
- [74] K. S. Caballero Mora, M. Roth, I. C. Maris , and T. Schmidt. *Composition studies using the surface detector of the Pierre Auger observatory*. *J. Phys.: Conf. Ser.* 116 012007 (2008).
- [75] S. Argirò *et al.* *The Offline Software Framework of the Pierre Auger Observatory* *Nucl. Instrum. Meth.* A580: 1485 - 1496, 2007.
- [76] T. Hermann-Josef Mathes for the Pierre Auger Collaboration. *The HEAT Telescopes of the Pierre Auger Observatory. Status and First Data*. Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011), Beijing, China, 2011.
- [77] M.C. Medina *et al.* *Enhancing the Pierre Auger Observatory to the $10^{17} - 10^{18.5} eV$ range: Capabilities of an Infill Surface Array*. *Nucl. Inst. and Meth.* A566 (2006) 302-311.
- [78] A.D. Supanitsky *et al.* *Underground Muon Counters as a Tool for Composition Analyses*. *Astropart. Phys.* 29 (2008) 461-470.
- [79] F. Sánchez for the Pierre Auger Collaboration. *The AMIGA detector of the Pierre Auger Observatory: an overview*. Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011), Beijing, China, 2011.

- [80] Pierre Auger Collaboration: A. Aab *et al.* *The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report*. arXiv:1604.03637v1 [astro-ph.IM]. 2016.
- [81] Pierre Auger collaboration: A. Aab *et al.* *Muon counting using silicon photomultipliers in the AMIGA detector of the Pierre Auger Observatory*. JINST 12 (2017) P03002, [1703.06193].
- [82] Pierre Auger collaboration: A. Aab *et al.* *Design and implementation of the AMIGA embedded system for data acquisition*. arXiv:2101.11747v1 [astro-ph.IM]. 2021.
- [83] M. Gottowik for the Pierre Auger Collaboration. *Measurements of Inclined Air Showers with the Auger Engineering Radio Array at the Pierre Auger Observatory*. Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019), Madison, Wisconsin, USA. 2019.
- [84] J. L. Kelley for the Pierre Auger Collaboration. *AERA: the Auger Engineering Radio Array*. Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011), Beijing, China, 2011.
- [85] Pierre Auger collaboration: A. Aab *et al.* *Observation of inclined EeV air showers with the radio detector of the Pierre Auger Observatory*. JCAP 10 (2018) 026.
- [86] R. Engel for the Pierre Auger Collaboration. *Upgrade of the Pierre Auger Observatory (AugerPrime)*. Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015), La Haya, Países Bajos, 2015.
- [87] Germán Ros, Daniel Supanitsky, Gustavo A. Medina-Tanco, Luis del Peral, María Dolores Rodríguez-Frías. *New results on the S_b application to photon discrimination*. GAP-Note: 2012-093.
- [88] <https://www.amon.psu.edu/>
- [89] <https://www.ikp.kit.edu/corsika/>
- [90] S. Argirò, S.L.C. Barroso, J. Gonzalez, L. Nellen, T. Paul, T.A. Porter, L. Prado Jr., M. Roth, R. Ulrich, D. Veberič. *The offline software framework of the Pierre Auger Observatory*. Nucl. Instrum. Meth. A580:1485-1496, 2007.
- [91] https://www.auger.unam.mx/AugerWiki/RegularPhoneMeetings?action=AttachFile&do=get&target=oikonomou_2017_10_04.pdf

- [92] Pierre Auger Collaboration: A. Aab *et al.* *Search for photons with energies above 10^{18} eV using the hybrid detector of the Pierre Auger Observatory.* JCAP **1704**, no. 04, 009 (2017).
- [93] Pierre Auger Collaboration: J. Abraham *et al.* *Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory.* Astropart.Phys. 31 (2009) 399-406. arXiv:0903.1127v2
- [94] M. Díaz Castro, B. Dawson y José Bellido. *Evaluating the use of the measured LDF (slope - β) for mass composition studies.* GAP-Note: 2017-030.
- [95] M. Díaz Castro. *Studies of mass composition using the slope - beta of two Lateral Distribution Function (LDF) parametrizations (Modified-NKG and Power-Law).* GAP-Note: 2019-002.
- [96] Mariangela Settimo for the Pierre Auger Collaboration. *An update on a search for ultra-high energy photons using the Pierre Auger Observatory.* Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011), Beijing, China, 2011.
- [97] Ronald A. Fisher. *The use of multiple measurements in taxonomic problems.* Annals of Eugenics 7: 179 -188 (1936).
- [98] G. Cowan. *Statistical Data Analysis.* Oxford University Press. 1998.
- [99] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, and H. Voss. *TMVA 4: Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT.* PoS A CAT 040 (2007).
- [100] https://www.roma1.infn.it/~bini/StatEPP_new.pdf
- [101] T. Ullrich and Z. Xu. *Treatment of Errors in Efficiency Calculations.*
- [102] Pierre Auger Collaboration: J. Abraham *et al.* *An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} eV from the Pierre Auger Observatory.* Astropart.Phys. 27 (2007) 155-168.
- [103] Pierre Auger Collaboration: J. Abraham *et al.* *Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory.* Astropart.Phys.29:243-256,2008.
- [104] E. Arganda, F. Arqueros, M. T. Dova, D. García Pinto, C. Jarne, A. Mariazzi, M. Monasor, H. Wahlberg. *Azimuthal asymmetry in risetime as estimator of mass composition of UHECR.* GAP-Note: 2010-069.

- [105] Pierre Auger Collaboration: A. Aab *et al.* *Azimuthal asymmetry in the risetime of the surface detector signals of the Pierre Auger Observatory.* Phys. Rev. D 93, 072006(2016).
- [106] M. T. Dova, L. N. Epele, A. G. Mariazzi. *The effect of atmospheric attenuation on inclined cosmic ray air showers.* Astropart. Phys. 18 (2003) 351.
- [107] X.Bertou and P.Billoir. *On the Origin of the Asymmetry of Ground Densities in Inclined Showers.* GAP-Note: 2000-017.
- [108] A.G. Mariazzi H. Wahlberg F. Arqueros D. Garcia-Pinto M. T. Dova, M.E. Manceido. *Time asymmetries in extensive air showers: a novel method to identify UHECR species.* Astroparticle Physics, Volume 31, Issue 4, May 2009, Pages 312-319.
- [109] C. Jarne, M. T. Dova , H. Wahlberg, D. García Pinto, I. A. Minaya, F. Arqueros. *An update to the asymmetry correction of risetime with data from 2004 to 2013.* GAP-Note: 2014-042.
- [110] V. Novotný, E. dos Santos, J. Vícha, A. Yushkov. *Napoli + Praha library.* GAP-Note: 2019-068.
- [111] <https://www.icrc2019.org/>
- [112] A. Watson y J. Wilson. *Fluctuation studies of large air showers: the composition of primary cosmic ray particles of energy $E_p \sim 10^{18}$ eV*
- [113] Ignacio Andres Minaya Flores. *Mass Composition Studies from the Azimuthal Asymmetry of the Risetime of the Surface Detector Signals of the Pierre Auger Observatory.* PhD Thesis of the Universidad Complutense de Madrid, Spain. 2014.
- [114] C. Wileman. *The Spread in the Arrival Times of Particles in Air-Showers for Photon and Anisotropy Searches above 10 EeV.* Ph.D. thesis, University of Leeds (2008).
- [115] A. Yushkov for the Pierre Auger Collaboration. *Mass composition of cosmic rays with energies above $10^{17.2}$ eV from the hybrid data of the Pierre Auger Observatory.* Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019), Madison, WI, USA, 2019

Agradecimientos

Este trabajo no hubiese sido posible sin la participación y apoyo que muchas personas me brindaron tanto en lo académico como en lo personal, por ello quiero dedicar estas líneas para expresarles mi gratitud.

En primer lugar agradecer a la Dra. Teresa Dova y al Dr. Hernán Wahlberg por darme la oportunidad de poder realizar este trabajo en su grupo de investigación y en la Colaboración Pierre Auger. Gracias al Dr. Hernán porque fueron sus ideas y direcciones las que llevaron al desarrollo de esta tesis, así como también, la participación continua que Teresa tuvo en todo este proceso. Quiero agradecer también a todo el grupo de Física de Partículas y Campos: Experimentos y Fenomenología por su amistad y apoyo que me brindaron en todos estos años. Un agradecimiento especial a CONICET por la Beca con Países Latinoamericanos que me permitió realizar estos estudios junto con el apoyo del Dr. David Pacheco Salazar. A la vez, mi agradecimiento al personal del IFLP y UNLP con los que he podido compartir momentos enriquecedores en lo académico como en lo personal.

En segundo lugar quiero agradecer a toda la Colaboración Pierre Auger y en especial a todo el personal del Observatorio con los que he podido interactuar en los viajes realizados a Malargüe para las guardias y reuniones académicas resultando siempre en experiencias gratificantes y motivadoras. Asimismo mi gratitud para el grupo de la línea de investigación de partículas neutras por el trabajo cooperativo que siempre se ha desarrollado.

Por último pero no menos importante, mis agradecimientos a aquellas personas con las que siempre he podido contar, que han sido un gran apoyo en todo momento: a mi familia que aun en la distancia están siempre presente; a Diana Arrieta, Jhon Melo, Sergio Santa María, Fiorella Almeda, Adolfo Fantoni, Nelly Aguero, Juan Orozco, Arles Gil y Azucena Mudarra cuya amistad ha sido de gran soporte para mí, y en especial a Gastón Brusasco y su familia que se han convertido en una familia para mí. También agradecer al Dr.

David Pacheco, Pra. Adriana Martínez, Pra. Viviana Baitella y Pr. Miguel Martino por sus sabios consejos con los que siempre me acompañan. Finalmente, termino agradeciendo a Dios por cada persona que ha contribuido directa e indirectamente en este trabajo y por todos las cosas aprendidas en estos años, por fortalecerme en los tiempos difíciles y por los momentos llenos de gozo que surgieron en todo este contexto, como la maravillosa experiencia de estudiar a los rayos cósmicos ... “Los cielos cuentan la gloria de Dios, y el firmamento anuncia la obra de sus manos”.