

UN EVENTO DE TIPO HALO DETECTADO CON CÁMARA DE EMULSIONES Y ARREGLO PARA CHUBASCOS EN EL MONTE CHACALTAYA

H. Aoki¹, K. Hashimoto², K. Honda³, N. Inoue⁴, N. Kawasumi²,
 N. Martinic⁵, C. Navia⁶, N. Ochi⁷, N. Ohmori⁸, A. Ohsawa⁹,
 L.C.Oliveira¹⁰, K.Shinozaki⁹, M.Tamada¹¹, R.Ticona⁵, I.Tsushima²

¹Facultad de Ciencias, Universidad de Soka, Hachioji, Tokio, 192-8577, Japón

²Facultad de Educación, Universidad de Yamanashi, Kofu, 400-8510, Japón

³Facultad de Ingeniería, Universidad de Yamanashi, Kofu, 400-8510, Japón

⁴Facultad de Ciencias, Universidad de Saitama, Saitama, 388-8570, Japón

⁵Instituto de Investigaciones Físicas, Universidad Mayor de San Andrés, La Paz, Bolivia

⁶Departamento de Física, Universidad Federal Fluminense, Niteroi, RJ, Brasil

⁷Universidad de Ciencias de Okayama, Okayama, 700-0005, Japón

⁸Facultad de Ciencias, Universidad de Kochi, Kochi, 780-8520, Japón

⁹Instituto de Investigación en Rayos Cósmicos, Universidad de Tokio, Kashiwa, 277-8582, Japón

¹⁰Centro Brasileño de Investigaciones Físicas, Río de Janeiro, RJ, Brasil

¹¹Facultad de Ciencias e Ingeniería, Universidad de Kinki, Higashi-Osaka, 577-8502, Japón

RESUMEN

Se tiene un experimento híbrido en funcionamiento en el Monte Chacaltaya (5200msnm, Bolivia) en cual se operan en forma simultánea un arreglo de chubascos atmosféricos, un calorímetro de hadrones y una cámara de emulsiones. Con este conjunto se detectó un evento de tipo halo, con un área ennegrecida de cerca $\sim 1\text{cm}$ sobre la película de rayos X de la cámara de emulsiones, de la cual se extrajo información sobre el halo ($E_{\text{halo}} = 850\text{TeV}$) y sobre las partículas de alta energía de las componentes electromagnéticas y hadrónicas fuera del halo ($\sum E_{\gamma} = 632.5\text{TeV}$ y $\sum E_h^{(\gamma)} = 278.8\text{TeV}$ con un umbral de detección de 2TeV). Los detalles de los hadrones de baja energía se determinaron a partir de los datos del calorímetro de hadrones, y las características del chubasco acompañante ($N_e = 7.0 \times 10^7$, $s = 0.59$) se obtuvieron del otro arreglo. Se reconstruyó el evento sobre la base de los datos observados. Además, el evento observado se comparó con simulaciones, lo que apoya la conclusión que las interacciones nucleares cambian sus características en la región de alta energía, lo que resulta en una división muy marcada para cada energía.

ABSTRACT

An hybrid experiment to operate simultaneously an air shower array, an hadron calorimeter and emulsion chamber is under way at Mt. Chacaltaya (5200m, Bolivia). An event with an halo, a blackened area of $\sim 1\text{cm}$ on X-ray film of the emulsion chamber, was observed with the experiment. Information about the halo ($E_{\text{halo}} = 850\text{TeV}$) and on high energy particles of electromagnetic and hadronic components outside the halo ($\sum E_{\gamma} = 632.5\text{TeV}$ and $\sum E_h^{(\gamma)} = 278.8\text{TeV}$ with a detection threshold of 2TeV) was obtained from emulsion chamber data. Details about low energy hadrons were determined from the hadron calorimeter data, and characteristics of the accompanying air shower ($N_e = 7.0 \times 10^7$, $s = 0.59$) were determined by the air shower array. We reconstruct the event, based on the observed data. The event is compared with simulated events, which supports the conclusion that nuclear interactions change their characteristics in the high energy region so as to result in stronger energy subdivision.

1. INTRODUCCIÓN

Los estudios sobre las estructuras de los chubascos atmosféricos, como el desarrollo de sus componentes (hadrones, electrones y fotones, muones) así como la interrelación entre ellas, en el rango ($10^{15} - 10^{17}$)eV, son importantes porque proveen claves sobre la identidad

de las partículas primarias que los originaron, además de información sobre las interacciones nucleares de alta energía. Los estudios sobre el desarrollo de los chubascos son especialmente importantes para tratar de identificar partículas primarias sean rayos gamma, protones o núcleos pesados. La relación entre las componentes del

chubasco es la única fuente de información en la región energética por encima de los $10^{16} eV$. La información que se obtiene del estudio de los chubascos atmosféricos está relacionada a la región frontal de las partículas en colisión, a la cual no se puede acceder en los experimentos realizados con los aceleradores.

En un experimento típico de chubascos atmosféricos, los detectores consisten en un arreglo para medir la densidad o el tamaño del chubasco (la cantidad de partículas cargadas en el chubasco) y también detectores de hadrones o de muones para medir las otras componentes del chubasco. La información sobre la estructura de los chubascos atmosféricos es limitada en los arreglos convencionales para detectar chubascos debido a que la energía umbral de las partículas detectadas es muy baja. Por ejemplo, el tamaño del chubasco atmosférico (que incluye a todas las partículas con energía $E \geq 0$ sólo depende de la energía de la partícula primaria, pero no de la naturaleza de ésta, o del mecanismo de las reacciones nucleares, etc ¹. Las partículas con energías más altas nos dan información más directa sobre el origen y la estructura del chubasco atmosférico.

Las cámaras de emulsión permiten la detección de partículas de alta energía (superiores a $1TeV$) de la componente electromagnética (fotones y electrones, referidos de aquí en adelante como rayos gamma) y la componente hadrónica. Además, permite medir la posición y la energía de estas partículas con gran precisión ($\Delta x \cong 50\mu m$ y $\Delta E/E \cong 20\%$). De ahí que un experimento híbrido operando simultáneamente una cámara de emulsiones y un arreglo para chubascos, tiene grandes beneficios para el estudio de la estructura de los chubascos atmosféricos. Un experimento de ese tipo se lleva a cabo en el Monte Chacaltaya ($5200msnm$, Bolivia) [1,2]

El experimento actual permite un estudio efectivo de la estructura de los chubascos atmosféricos, de las interacciones nucleares que inician el chubasco y del número másico de las partículas primarias del rayo cósmico.

Un resumen de estos aspectos es:

- (1) Un chubasco atmosférico con un tamaño mayor a $10^7 eV$ siempre está acompañado de una “familia”, un haz de rayos gamma de alta energía y de hadrones que se detectan con la cámara de emulsiones.
- (2) En la región de tamaños pequeños, un chubasco atmosférico puede o no estar acompañado de una familia, dependiendo de las fluctuaciones del chubasco. Esta es la razón por la cual no se encuentra una correlación fuerte entre el tamaño del chubasco atmosférico y la energía de la familia (que es la energía total observada para la familia). O sea, las energías de las familias tienen una amplia distribución para un tamaño dado del chubasco atmosférico.

¹ Por supuesto, esto no es un problema. El tamaño del chubasco atmosférico a la altura de su máximo desarrollo nos da una muy buena medida de la energía de la partícula primaria que inició el chubasco.

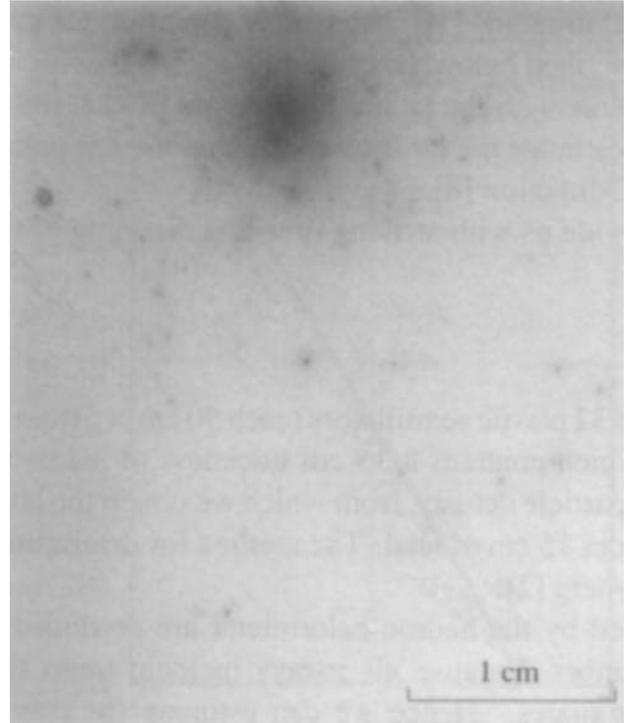


Figura 1. El halo y las cascadas en la película de rayos X a una profundidad de $7cmPb$ en la cámara de emulsión. El halo alcanza su máximo desarrollo a esta profundidad.

- (3) Las cantidades promedio de los rayos gamma de alta energía y de los hadrones en el chubasco atmosférico, según lo observado con la cámara de emulsiones, no se pueden describir por las simulaciones de la propagación de los rayos cósmicos en la atmósfera. Estas simulaciones suponen verdaderos los modelos UA5 [3], QGSJET [4], VENUS [5] y HDPM [6] para las interacciones nucleares de alta energía. Esta conclusión vale independientemente de la hipótesis sobre la intensidad del rayo cósmico primario, dada la naturaleza híbrida del experimento.
- (4) El anterior punto (3) nos indica que la subdivisión por energía durante el desarrollo del chubasco es más fuerte que lo supuesto por las simulaciones. Entonces, una composición química más pesada del rayo cósmico inicial (que es un proceso posible para dar una mayor subdivisión energética) no puede describir completamente la discrepancia entre los datos experimentales y los eventos simulados. Lo más probable es que la interacción nuclear cambie sus características de manera tal que la subdivisión energética sea mayor en la región de altas energías.
- (5) El valor promedio del número másico de los rayos cósmicos primarios es $\langle \ln A \rangle = 2.8 \pm 0.5$ para las energías cercanas a $10^{16} eV$. Este valor es independiente de los detalles característicos de las interacciones nucleares de alta energía.

Durante el análisis descrito se ha excluido un even-

to de alta energía que es del tipo “halo” de $\sim 1cm$ de diámetro al centro de la familia, rodeado de varios otros chubascos distribuidos alrededor y ocupando un área de $10cm$ de diámetro (figura 1). Un halo se define como la región ennegrecida de una placa de rayos X que tenga más de $1cm$ de diámetro, lo que no puede ser producido por un único rayo gamma que arribe a la cámara de emulsión. Debido a esa causa, el proceso rutinario de análisis de los datos de la cámara de emulsión no se aplica a los eventos de tipo halo, y más bien se requiere un análisis especial, como el que se reporta en este trabajo.

Los eventos de tipo halo fueron identificados como tales desde 1969 con la cámara de emulsiones en Chacaltaya, en el experimento conjunto de la Colaboración Brasil-Japón [7]. El primer evento detectado fue bautizado como Andrómeda, y tenía un halo de $5cm$ de diámetro con varios cientos de chubascos inducidos por rayos gamma y por hadrones. Los chubascos se distribuyeron en una región de $10cm$ de diámetro alrededor del halo. La energía total del halo fue estimada en $2 \times 10^{16}eV$. Desde entonces más de diez eventos de ese tipo se han registrado en una serie de exposiciones en el Monte Chacaltaya. El presente trabajo es el primer paso de nuestro análisis extensivo de los eventos de tipo halo, incluyendo a los detectados por la Colaboración Brasil-Japón. La base de este trabajo está en la disponibilidad de los datos, tanto del arreglo para chubascos atmosféricos como de la cámara de emulsiones.

2. ARREGLO EXPERIMENTAL

2.1. Arreglo para los chubascos atmosféricos

El Arreglo para los chubascos atmosféricos consiste en cinco detectores de tiempo rápido y 35 detectores de densidad (31 de los cuales son de $0.25m^2$ y 4 de $1m^2$), siendo que todos utilizan un plástico de centelleo. Los detectores de densidad están esparcidos en un área circular con $50m$ de radio [1]. La condición umbral para que el evento sea registrado es que cualquiera de los detectores de avanzada presente una densidad de $n_b > 10^3$.

Los detectores de densidad nos proveen con la distribución lateral de la densidad de partículas cargadas dentro del chubasco atmosférico, y a partir de esa distribución, se estiman tanto el tamaño como la edad del chubasco mediante el ajuste a función NKG para la distribución lateral.

Los detectores de avanzada nos informan sobre el tiempo y la dirección de arribo del chubasco.

2.2. El calorímetro de hadrones

El calorímetro de hadrones consiste de 32 plásticos de centelleo (cada uno de $50cm \times 50cm \times 5cm$) colocados debajo de la cámara de emulsión, la cual contiene un espesor de $15cm$ de plomo. Los centelleadores nos dan un mapa de la densidad de las partículas cargadas y a partir de éste se obtiene la distribución lateral de las partículas cargadas por debajo de la capa de plomo. El método para hallar el centro de la distribución está descrito en la literatura [2].

Las partículas cargadas que son detectadas por el calorímetro de hadrones están producidas por los hadrones que llegan a la cámara de emulsión, ya que todos los rayos gamma que arriban a la misma son absorbidos por la placa de plomo de $15cm$ de espesor. Por tanto, es posible estimar el espectro de energía de los hadrones que inciden en la cámara de emulsión, a partir de la distribución lateral de las partículas cargadas [2].

Un evento que se puede observar en el calorímetro de hadrones se denomina “explosión” (*burst*). La relación entre los chubascos atmosféricos y las explosiones, que se miden con detectores independientes, viene dada a partir de la coincidencia de sus tiempos de arribo.

2.3. La cámara de emulsión

La cámara de emulsión consiste en capas alternadas de placas de plomo metálico y películas de rayos X. La cámara utilizada aquí tiene 32 bloques (cada uno de $50cm \times 50cm$) y contiene $15cm$ de espesor de plomo. Las placas sensibles (película de rayos X) se colocan debajo de cada centímetro de plomo, excepto por la más próxima a la parte alta, que queda vacía.

Los rayos gamma de alta energía que llegan a la cámara, producen chubascos de electrones dentro de la cámara, a través de interacciones electromagnéticas en cascada. Por otro lado, los hadrones producen una componente electromagnética a través de las colisiones $h-Pb$, que originan cascadas de electrones. Las cascadas de electrones, independientemente de su origen, aparecen como pequeños puntos negros sobre las placas de rayos X al ser reveladas. Como una cascada se desarrolla a través de varios centímetros, es detectada por varias placas sucesivas de rayos X.

La opacidad (D) (también llamada “oscurecimiento”) de los puntos de la cascada se mide con un microfotómetro de apertura $200\mu m \times 200\mu m$. La forma en la opacidad se desarrolla respecto de la profundidad alcanzada, se denomina curva de transición, y nos permite estimar tanto la energía como el punto de inicio Δt de la cascada dentro de la cámara, apoyados en la teoría de cascadas [9]. El umbral de detección de las cascadas está alrededor de $1TeV$, dependiendo de las condiciones experimentales. Debe notarse que la energía observada en la cascada inducida por un hadrón $E_h^{(\gamma)}$ no es la energía del hadrón E_h sino que es la energía de los rayos gamma producidos en la colisión del hadrón con un átomo de plomo, o sea, $E_h^{(\gamma)} = k_\gamma E_h$, donde k_γ es la inelasticidad del rayo gamma.

La separación de los chubascos electromagnéticos y hadrónicos se puede realizar a partir del punto de inicio del chubasco, ya que los recorridos libres medios son muy diferentes dentro del plomo, que respectivamente son de $X_0 = 0.57cm$ (la longitud de radiación) y de $\lambda_{coll} = 18.0cm$ (el recorrido libre medio del nucleón).²

²Nótese que los chubascos inducidos por hadrones que tienen puntos de inicio a poca profundidad quedan clasificados como rayos gamma.

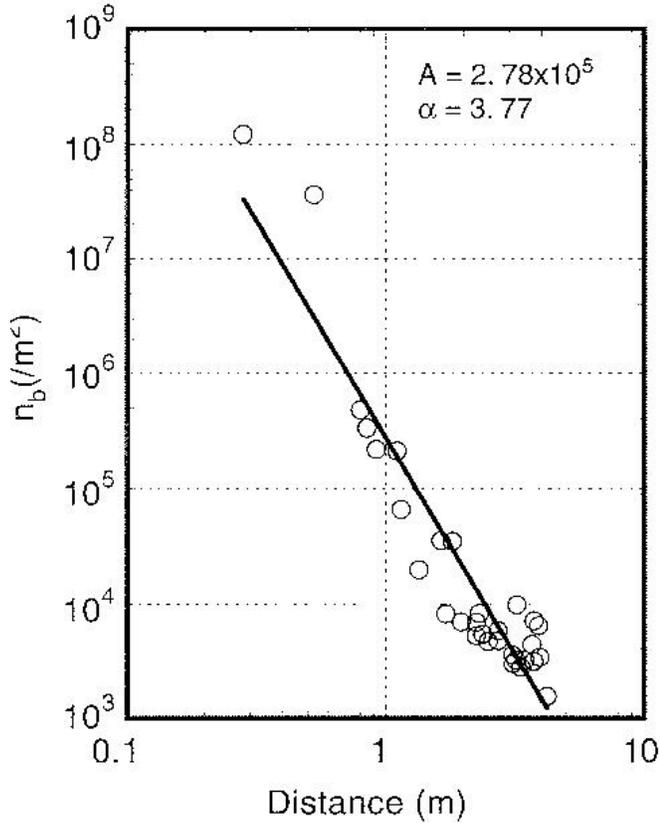


Figura 2. La distribución lateral de la densidad de partículas cargadas por debajo de la cámara de emulsión con 15cmPb , tal como se detecta con el calorímetro de hadrones. Se ha realizado un ajuste de la forma $n_b = A(r/r_0)^{-\alpha}$, con $r_0 = 1\text{m}$, sobre la distribución.

Cuando el centro de un chubasco atmosférico golpea a la cámara de emulsión, ingresa a ésta un haz de partículas de alta energía, tanto electromagnéticas como hadrónicas. Las partículas producen a su vez una cantidad de chubascos con trayectorias paralelas dentro de la cámara. Este conjunto de trayectorias se denomina como una “familia”.

Un evento de tipo halo se produce por una familia de muy alta energía, en la cual los chubascos de alta energía quedan colimados en una región cerca al centro, lo que significa que en un halo se produce la superposición de puntos de los chubascos.

Como no se tiene información sobre el tiempo de arribo de las familias, se las relaciona con sus explosiones respectivas a través de la cercanía de sus centros y la magnitud de sus tamaños [1].

3. DESCRIPCIÓN DEL EVENTO

El arreglo para los chubascos atmosféricos, el calorímetro de hadrones y la cámara de emulsión observan diferentes aspectos del evento de tipo halo que se analiza aquí, y a continuación se dan los detalles:

TABLA 1

Parámetros del chubasco atmosférico del evento actual.

Tiempo de arribo	20:59 13 Feb 1985
Dirección de arribo ^a	$\theta = 8.3^\circ$, $\phi = 24.7^\circ$
Tamaño	$N_e = 7.03 \times 10^7$
Parámetro de edad	$s = 0.59$

^aLos ejes x, y para la dirección de arribo se muestran en la figura 1.

3.1. El arreglo para los chubascos atmosféricos

Los datos obtenidos por el arreglo para chubascos atmosféricos se muestran en la tabla 1.

3.2. El calorímetro de hadrones

La figura 2 muestra la distribución lateral de la densidad de las partículas cargadas por debajo de los 15cm de plomo, tal como se detectaron con el calorímetro de hadrones.

La distribución se puede aproximar por:

$$n_b(r) = A \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\alpha}, \quad \text{donde } r_0 = 1\text{m}, \quad (1)$$

tomando $A = 2.79 \times 10^5$ (partículas m^{-2}) y $\alpha = 3.77$ sobre un intervalo espacial de $r = (0.5 - 5)\text{m}$. Se tomó 1.10m como la distancia entre el centro del chubasco y el centro de la explosión.

3.3. La cámara de emulsión

No se tiene incertidumbre al identificar la explosión correspondiente a la familia analizada por que es simplemente el evento de mayor energía entre los detectados. La distancia entre el centro de la familia y el de la explosión es de 20cm .

- (i) *Halo*. El evento analizado llegó a esquina superior derecha de un bloque ($50\text{cm} \times 50\text{cm}$) de la cámara de emulsión con ángulos $\theta = 7.9^\circ$ y $\phi = 64.9^\circ$ por lo que el halo del centro de la familia comienza a ser difuso a los 10cm de plomo, abandonando la cámara después de una profundidad de 13cmPb . Sin embargo, esto afecta muy poco a las conclusiones sobre las características del halo, ya que éste alcanza su máximo desarrollo a una profundidad de $\sim 7\text{cmPb}$. La opacidad del halo se midió paso a paso sobre un área de 1cm^2 utilizando el microfotómetro de apertura $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$. Los puntos de medida forman un arreglo de 21×21 de una máscara de $500\mu\text{m}$ de lado que se colocó sobre el halo.

La figura 3 muestra la distribución de la opacidad del halo a una profundidad de 7cmPb , que es la de mayor desarrollo del halo dentro de la cámara de emulsión. Es fácil ver que el halo contiene dos núcleos marcados como A y B .

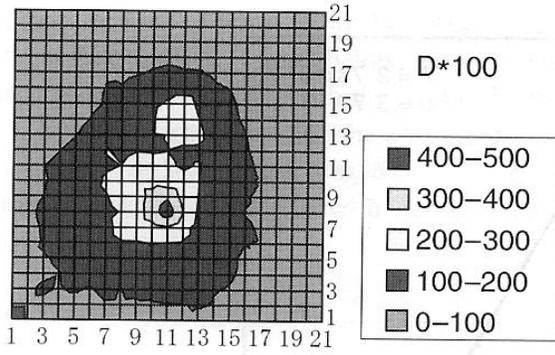


Figura 3. Líneas de nivel (1 div. = $500\mu m$) de la opacidad D del halo a una profundidad de $7cmPb$, donde el halo alcanza su máximo desarrollo. Los pasos de los contornos son $D = 0 - 1.0, 1.0 - 2.0, \dots$. Se puede observar la presencia de dos núcleos $A(11, 8)$, $B(12, 14)$.

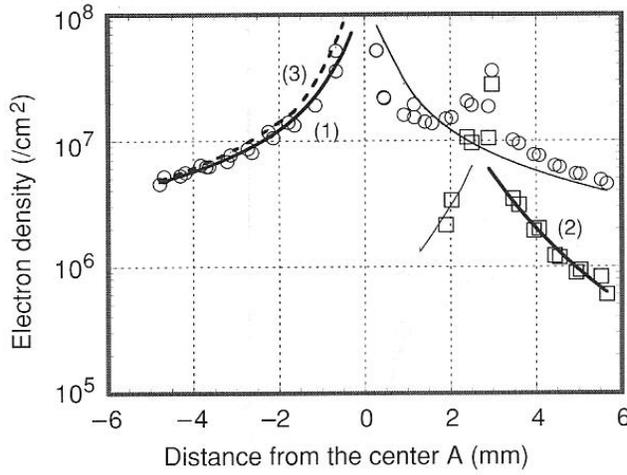


Figura 4. La función de distribución lateral de la densidad de electrones a lo largo de la línea que conecta los dos núcleos A y B a una profundidad de $7cmPb$; donde la cantidad total de electrones llega a su máximo. La línea (1) es la distribución del núcleo A , que es el mejor ajuste a los datos experimentales, y la línea (2), la correspondiente al núcleo B ; que se obtiene restando la distribución de A de la distribución observada (véase el texto para los detalles). La línea (3) es la correspondiente a una cascada electromagnética ($s = 1$).

La opacidad D puede convertirse a densidad electrónica ρ (electrones cm^{-2}) mediante las siguientes relaciones:

$$\rho = 5.236 \times 10^6 D^{1.071} \quad (D \leq 2.0) \quad (2)$$

$$\rho = 3.846 \times 10^6 D^{1.617} \quad (D > 2.0) \quad (3)$$

las cuales se obtienen a partir de la curva característica par la película de rayos X [10].

La figura 4 muestra la distribución lateral de la densidad electrónica del halo a $7cmPb$ de profundidad. El eje x va a lo largo de la línea que une los núcleos A y B , con el origen puesto en el núcleo A .

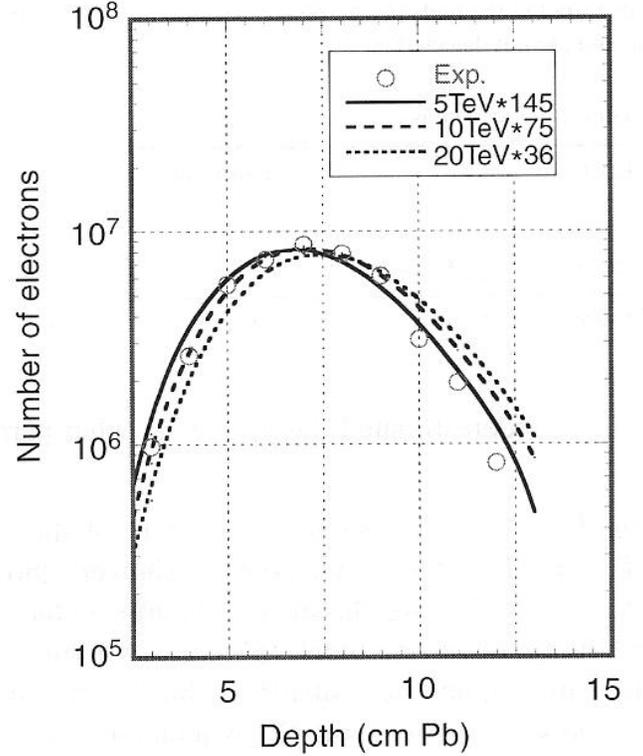


Figura 5. La curva de transición para la cantidad total de electrones del halo. Ésta se obtiene por integración de la distribución de densidad electrónica para cada profundidad en la cámara. La densidad de electrones después de $10cmPb$ está subestimada por el hecho de que parte del halo abandona la cámara de emulsión. Las curvas corresponden a energías de incidencia de los rayos gamma de $E_\gamma = 5, 10$ y $20 TeV$, multiplicadas respectivamente por los factores $n_\gamma = 145, 75$ y 36 .

Al integrar la distribución lateral de la densidad electrónica del halo, se obtiene la cantidad de electrones en el halo, para cada profundidad de la cámara, o sea:

$$N_e(t) = \int_0^{r_{th}} \rho(r, t) 2\pi r dr \quad (4)$$

donde r_{th} es la distancia desde el centro del halo hasta el punto para el cual la opacidad D es tan baja como el límite de detección $D_{th} = 0.1$. La figura 5 muestra la curva de transición de la cantidad total de electrones en el halo. La curva de transición alcanza su máximo desarrollo a $t \approx 7cmPb$. Nótese que la cantidad de electrones después de $10cmPb$ está subestimada debido a que parte del halo ya está fuera de la película de rayos X.

(ii) *Chubascos individuales fuera del halo.* La tabla 2 da un resumen de los chubascos fuera del halo, con un umbral de energía de $E_{th} = 2TeV$. Del conjunto de los chubascos detectados, se considera que aquellos

TABLA 2

Rayos gamma y chubascos inducidos por hadrones fuera del halo.^a

Chubascos ($E_{th} = 2.0TeV$)	Rayos gamma	Inducidos por hadrones
Cantidad	176	40
Energía total (TeV)	$\sum E_\gamma = 635.2$	$\sum E_h^{(\gamma)} = 278.82$

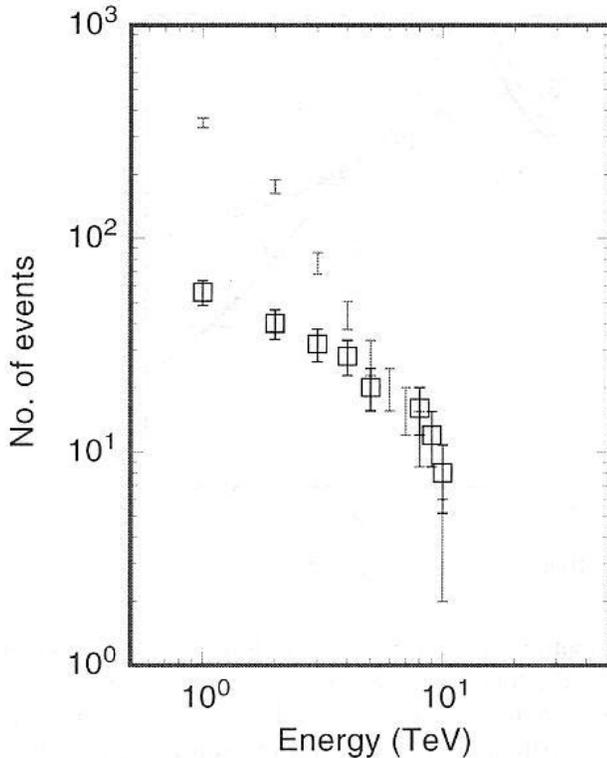
^aLos valores de esta tabla se obtienen luego de multiplicar por un factor 4 (véase el texto).

Figura 6. Espectro de energías de los rayos gamma y de los chubascos inducidos por hadrones fuera del halo. Las barras de error representan $\pm\sqrt{n}$ donde n es la cantidad de chubascos después de multiplicarse por el factor 4 (véase el texto). Nótese que ambos espectros están distorsionados en la región de altas energías porque la mayoría de los chubascos de altas energías están localizados dentro del halo y no se los detecta.

cuyo punto de inicio sobrepasa los $3cmPb$ (es decir $\Delta t \geq 3cmPb$) se clasificarán como hadrónicos.

Debido a que el evento pegó sobre la esquina superior izquierda de un bloque ($50cm \times 50cm$) de la cámara de emulsión, parte de la familia se perdió por caer fuera de la cámara. Entonces, al calcular el espectro de energía de los chubascos inducidos por hadrones o rayos gamma, multiplicamos por un factor 4 a los chubascos ubicados en el cuarto cuadrante (es decir, $\phi = 270^\circ - 360^\circ$) del plano xy cuyo origen está en el centro del halo y cuyos ejes son paralelos a los bordes de la película de rayos X.

La figura 6 muestra los espectros de energías de los chubascos inducidos por rayos gamma y por hadrones que están fuera del halo. Nótese que los espectros están distorsionados en las regiones de alta energía debido a que los chubascos dentro de la región del halo, de los cuales la mayoría tiene energías altas, no son detectables por interferencia del halo. Considerando que los rayos gamma tienen un rango característico de *varios TeVcm* en el Monte Chacaltaya ($540gcm^{-2}$ de profundidad atmosférica)³ y que el halo tiene un ensanchamiento lateral de $0.5cm$, el espectro de los rayos gamma es distorsionado en la región energética por arriba de $\sim 10TeV$.

4. ANÁLISIS

Se examina la hipótesis de trabajo de que tanto el halo como los chubascos fuera del mismo se originan por un haz de rayos gamma de alta energía del núcleo del chubasco atmosférico. Esto significa que los rayos gamma de energía relativamente alta produjeron el halo en la cámara de emulsión y aquellos con menor energía terminaron fuera del halo, debido a que la distribución lateral de los rayos gamma varía aproximadamente en forma inversa con la energía.

4.1. Halo

4.1.1. Cantidad total de electrones en el halo

Se consideran dos casos en los cuales los rayos gamma producen un halo: (1) rayos gamma con energía fija y (2) rayos gamma con una distribución de energías.

- (1) *Un halo de rayos gamma con energía fija E_γ .* Es evidente que la curva de transición que se muestra en la figura 5 no puede describirse por un único rayo gamma que llega hasta la cámara, por lo que se supone que el halo fue producido por una cantidad n_γ de rayos gamma, con una misma energía E_γ . De acuerdo con la teoría de cascadas [9], la energía E_γ del rayo gamma y la profundidad del desarrollo máximo, están relacionadas por:

$$\ln \frac{E_\gamma}{\varepsilon} \simeq t_{max} \quad (5)$$

³Los valores promedio de $\langle E^2 r^2 \rangle$ para los rayos gamma y hadrones en el Monte Chacaltaya están en la tabla 3. Son valores calculados en forma analítica [11].

TABLA 3
 $\sqrt{\langle E^2 r^2 \rangle} (TeV cm)^a$

	$E_0/E = 10^4$	$E_0/E = 10^5$	Observación
Rayos gamma	53 ~ 9.5	11 ~ 7	$E_s X_0 = 1.2 (TeV cm)$
Hadrones ^b	140 ~ 42	120 ~ 38	$\langle p_T \rangle \lambda_{coll} = 48 (TeV cm)$

^aLos valores a y b , escritos como $a \sim b$, son los valores correspondientes a diferentes alturas del primer punto de interacción. a : al tope de la atmósfera y b : cuatro caminos libre medio que recorre el nucleón desde el tope ($= 320g cm^{-2}$).

^bExiste la relación $\langle (E_h^{(\gamma)})^2 r^2 \rangle = k_\gamma^2 \langle E_h^2 r^2 \rangle$ donde E_h y $E_h^{(\gamma)}$ son la energía del hadrón y la del chubasco inducido. El factor k_γ es la razón entre la energía del rayo gamma y la energía incidente, producto de la producción múltiple de partículas, con un valor promedio de $\langle k_\gamma \rangle = \frac{1}{4}$.

TABLA 4

Energía incidente E_γ y la cantidad de rayos gamma n_γ considerados para describir la curva de transición del halo.

Energía del rayo $E_\gamma (TeV)$	5	10	20
Cantidad de rayos gamma n_γ	145	75	36
Energía total estimada en el halo $E_{halo} (TeV)$	725	750	720

donde $\varepsilon = 7.4 (MeV)$ es la energía crítica del Pb . Entonces, se tiene que:

$$E_\gamma = \varepsilon e^{t_{max}} = 8.9 TeV \quad (6)$$

ya que $t_{max} = 7cm$ para el plomo. La figura 5 muestra las curvas de transición para la cantidad total de electrones para los n_γ rayos gamma que inciden con energías $E_\gamma = 5, 10, 20 TeV$. La cantidad de rayos gamma que se muestra en la tabla 4 se ha estimado por comparación de la curva de transición del halo con la curva equivalente para un único rayo gamma con la misma energía E_γ .

La energía total del halo es $E_{halo} = (720 - 750) TeV$ a partir de la tabla 4. No se puede suponer que la E_{halo} es la energía de la familia dentro de la región del halo, que fue definida aquí como la suma de las energías de los rayos gamma que están por encima de la energía umbral de $2 TeV$, debido a que los rayos gamma con energías menores a $2 TeV$ pero localizados dentro de la región del halo, también contribuirán a la opacidad del mismo.

- (2) *Un halo de rayos gamma con un espectro de energías.* Suponer que los rayos gamma que llegan a la cámara de emulsión tienen la misma energía E_γ no es un cuadro realista, por lo que para poder discutir el caso en el cual las energías de los rayos incidentes están distribuidas, debemos empezar con la distribución lateral de energías de esos rayos gamma.

Supongamos que la distribución lateral de energías de los rayos gamma dentro del chubasco atmosférico

puede describirse por la siguiente fórmula:

$$F_\gamma(E, r) dE = \frac{\gamma N_0}{\pi} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{-\gamma-1} \frac{dE}{E_c} \frac{E^2}{K^2} \theta \left(1 - \frac{E^2 r^2}{K^2} \right) \quad (7)$$

$(E_c = 1 TeV),$

donde K es una constante que expresa la distribución lateral de los rayos gamma y $\theta(x)$ es la función escalón (véase el Apéndice A). La distribución es una aproximación a la función tridimensional de cascada [9], y por tanto es útil para describir los rayos gamma dentro del chubasco atmosférico. Estos son el producto de los procesos nucleares y electromagnéticos en la atmósfera, pero los valores de las constantes difieren. Se considera que los rayos gamma con energía E están distribuidos en forma uniforme sobre una área circular de radio K/E , es decir, que los rayos gamma con menor energía están más lejos del centro. Al integrar la distribución respecto de la distancia radial r , obtenemos el espectro de energía de los rayos gamma (véase el Apéndice A):

$$\gamma N_0 \left(\frac{E}{E_c} \right)^{-\gamma-1} d \left(\frac{E}{E_c} \right). \quad (8)$$

El promedio de la distribución lateral está dado por:

$$\langle E^2 r^2 \rangle = \frac{1}{N} \int_E^\infty dE \int_0^\infty 2\pi dr E^2 r^2 F_\gamma(E, r) = \frac{K^2}{2} \quad (9)$$

donde N es la constante de normalización.

A partir de la ecuación (7) los rayos gamma de la

TABLA 5

Valores de γ , N_0 y E_h dentro del espectro de energía de los rayos gamma (ecuación (7)) que se usan para el ajuste de la curva de transición del halo.

Índice γ	Energía crítica $E_R(TeV)$	Cantidad N_0 de rayos gamma	Energía del halo $E_{halo}(TeV)$
1.5	5	4.3×10^2	7.7×10^2
	10	6.7×10^2	8.5×10^2
	20	—	—
1.75	5	6.2×10^2	6.9×10^2
	10	1.2×10^3	8.0×10^2
	20	—	—
2	5	—	—
	10	1.8×10^3	7.2×10^2
	20	3.8×10^3	7.6×10^2

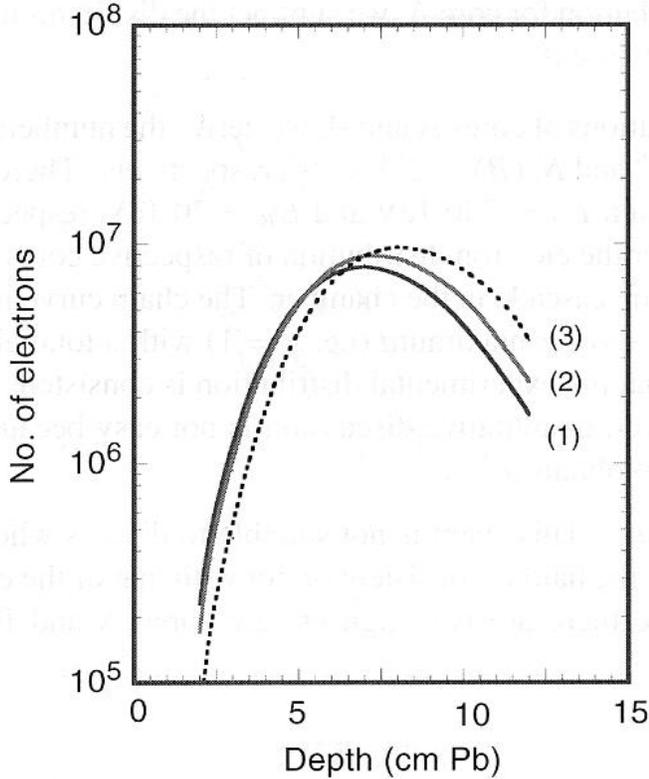


Figura 7. Curvas de transición para la cantidad total de electrones en el halo. Se ha asignado un espectro de energía $\propto E^{-\gamma-1}dE$ a los rayos gamma que inciden sobre la cámara de emulsión con energía E , y que están distribuidos uniformemente sobre un área circular de radio K/E . El halo es producto de los rayos gamma que están dentro de ese radio R . Las curvas (1), (2), (3) corresponden a los casos de $\gamma = 1.75$ y $K/R = 5, 10, 20 TeV$, respectivamente.

región del halo (dentro de un radio R) tienen un espectro de energía como:

$$F_{\gamma}^{(in)}(E)dE = \gamma N_0 \left(\frac{E}{E_c} \right)^{-\gamma-1} \frac{dE}{E_c} \times \begin{cases} 1, & \text{si } E > E_R \\ \frac{E^2}{E_R^2}, & \text{si } E < E_R, \end{cases} \quad (10)$$

donde $E_R = K/R$ es la energía crítica relacionada al radio del halo (véase Apéndice A).

La curva de transición de la cantidad total de electrones debidos a esos rayos gamma viene dada por:

$$N_e(t) = \gamma N_0 \left(\frac{E_R}{E_C} \right)^{-\gamma} \frac{1}{2\pi i} \int \frac{ds}{s(\gamma-s)} \left(\frac{E_R}{\varepsilon} \right)^s \times \left[1 + \frac{\gamma-s}{s+2-\gamma} \right] a_1(s) K_{1,0}(s, -s) e^{\lambda_1(s)t}. \quad (11)$$

El proceso de derivación de la ecuación (11) se muestra en el Apéndice B. Tanto la energía crítica E_R , el exponente γ y la cantidad de rayos gamma N_0 se pueden determinar ajustando la curva de transición de la ecuación (11) a una curva experimental. Los resultados de este proceso se muestran en la tabla 5. la figura 7 muestra un ejemplo de este tipo de ajuste entre la curvas experimental y la calculada.

La energía total del halo es:

$$E_{halo} \equiv \int_0^{\infty} E F_{\gamma}^{(in)}(E) dE = N_0 E_R \left(\frac{E_R}{E_C} \right)^{-\gamma} \left[\frac{\gamma}{\gamma-1} + \frac{\gamma}{3-\gamma} \right], \quad (12)$$

la cual está tabulada en la tabla 5, para diversos valores de γ y de E_{th} .

Claramente se ve que ninguno de los casos considerados produce un buen ajuste, lo que será discutido más abajo, en relación con el espectro de energía de los rayos gamma fuera del halo.

4.1.2. Núcleos de alta energía dentro del halo

Tal como se mencionó en la sección 3.3, existen dos núcleos de alta energía (A y B) dentro del halo. Se trató de estimar sus energías usando la distribución lateral de la densidad electrónica para ambos núcleos de la figura 4.

Esas distribuciones se obtuvieron de la siguiente manera:

- (1) La distribución para el núcleo A se obtiene del lado izquierdo, ya que esta región no está afectada, o lo está en poca medida, por la distribución del núcleo B .
- (2) Suponiendo una distribución simétrica para el núcleo A , se resta la distribución obtenida de la distribución del lado derecho del núcleo A .

Al integrar las distribuciones laterales de los núcleos A y B , obtenemos que la cantidad de electrones en los núcleos son $N_e(A) = 8.1 \times 10^6$ y $N_e(B) = 2.3 \times 10^5$; por tanto, suponiendo que $N_e(A)/N_e(B) = E_A/E_B$, se obtiene $E_A = 730 \text{ TeV}$ y $E_B = 20 \text{ TeV}$ respectivamente.

Es de interés verificar si la distribución de electrones en los respectivos núcleos es o no consistente con la distribución de la cascada electromagnética de la cámara de emulsión. La curva tipo cadena de la figura 4 es la distribución de la cascada al máximo del chubasco ($s = 1$) con una cantidad total de electrones de $N_e(A) = 8.1 \times 10^6$. Resulta entonces que la distribución experimental es consistente con la cascada electromagnética. Sin embargo, no es fácil realizar una discusión cuantitativa debido a que se necesita la distribución sobre una región más amplia, para poder obtener $\langle r^2 \rangle$.

4.1.3. Distribución lateral del halo

Este evento no es el adecuado para discutir si la distribución lateral de la densidad de electrones del halo es o no consistente con la cascada electromagnética dentro de la cámara de emulsión, debido a que existen dos núcleos A y B , separados por 3.2 mm .

4.2. Rayos gamma fuera del halo

A partir de la ecuación (7), los rayos gamma fuera del halo tienen el siguiente espectro de energía en su forma integral (véase el Apéndice A):

$$N_0 \left(\frac{E}{E_c} \right)^{-\gamma} \left\{ \left[1 - \left(\frac{E}{E_R} \right)^\gamma \right] - \frac{\gamma}{2-\gamma} \left[\left(\frac{E}{E_R} \right)^\gamma - \left(\frac{E}{E_R} \right)^2 \right] \right\} \quad (\text{para } E < E_R), \quad (13)$$

donde $E_R = K/R$ y R es el radio del halo. El espectro de energía es 0 para $E > E_R$ y converge hacia $N_0(E/E_c)^{-\gamma}$ cuando $E \ll K/R$. Es decir, que todos los rayos gamma con energías $E > K/R$ están dentro de la región del halo (de radio R) sin poder ser detectadas. El espectro está prácticamente libre de pérdidas de detección en la región

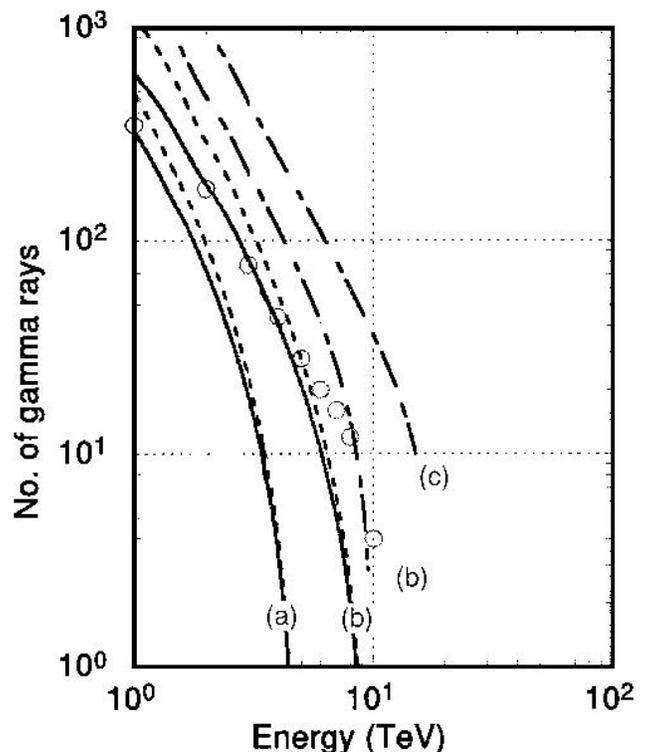


Figura 8. Espectro de energía de los rayos gamma fuera del halo. Las líneas sólida, punteada y de guiones representan respectivamente a los casos en que $\gamma = 1.5$, 1.75 y 2.0 . Las letras (a), (b), (c) junto a las curvas son para los casos de $K/R = 5$, 10 y 20 TeV , respectivamente.

de bajas energías, ya que la mayoría de los rayos gamma de baja energía quedaron fuera de la región del halo.

La figura 8 muestra el espectro de energías de los rayos gamma fuera del halo junto con el espectro calculado con la ecuación (13), para los valores de N_0 de la tabla 5. Se puede observar que el caso de $\gamma = 1.5$ con $K/R = 10 \text{ TeV}$ coincide con los datos experimentales. Al utilizar $\gamma = 1.5$ obtenemos una energía para la familia (con una energía umbral $E_{th} = 2 \text{ TeV}$) de:

$$\begin{aligned} \sum E_\gamma &\equiv \int_{E_{th}}^{\infty} E_\gamma N_0 \left(\frac{E}{E_c} \right)^{-\gamma-1} d \left(\frac{E}{E_c} \right) \\ &= \frac{\gamma}{\gamma-1} N_0 E_{th} \left(\frac{E_{th}}{E_c} \right)^{-\gamma} = 1.4 \times 10^3 \text{ TeV}. \end{aligned} \quad (14)$$

El valor obtenido es congruente con la suma de la energía del halo $E_{halo} = 8.5 \times 10^2 \text{ TeV}$ y la energía fuera del halo $\sum E_\gamma = 6.4 \times 10^2 \text{ TeV}$ (de la tabla 2). Como el radio del halo es $R = 0.5 \text{ cm}$, la constante para el ensanchamiento lateral de los rayos gamma es $K = 5 \text{ TeV cm}$, que viene de la relación $E/R = 10 \text{ TeV}$. Este valor es compatible con los dados en la nota 3.

4.3. El calorímetro de hadrones

Podemos estimar la distribución de energía de los hadrones ($\propto E^{-\gamma-1} dE$) que inciden sobre la cámara,

TABLA 6

Supuestos básicos para las simulaciones.

Programa de computación	CORSIKA (ref. 12)
Modelo de interacción nuclear	QGSJET (ref. 4)
Espectro de energía de los rayos cósmicos primarios	$\propto E^{-\beta-1}dE$ ($\beta = 1.8$ a $10^{15}eV$)
Composición	Normal (ref. 13) ^a

^a $p(42\%)$, $He(17\%)$, $CON(14\%)$, $pesados(14\%)$, $Fe(13\%)$ a $10^{15}eV$.

a partir de la distribución lateral de la densidad de partículas cargadas ($\propto r^{-\alpha}$) medida con el calorímetro de hadrones [2]. El índice espectral γ está relacionado con el valor de la pendiente α por

$$\alpha = \beta - \gamma + 2, \quad (15)$$

donde $\beta \simeq 1.0$ se debe a la relación entre la energía de los hadrones y la cantidad de las partículas cargadas, a una profundidad de $15cmPb$. Entonces, se tiene que $\alpha < 3.0$ para $\gamma > 0$, mientras que en el presente caso $\alpha = 3.77$. Esto podría indicar que los hadrones que inciden sobre la cámara tienen una distribución lateral empinada que puede ser descrita por una distribución del tipo de la ecuación (7). Este asunto será discutido más adelante, junto con otros eventos que también tienen valores elevados de α en la ref. [2].

5. RESUMEN Y DISCUSIÓN

- (i) Se realizó un análisis detallado de un evento de alta energía con halo. Este evento es el primer caso en el que se observaron en forma simultánea el halo y el chubasco atmosférico.

El halo y los rayos gamma fuera del mismo se describen por los rayos gamma dentro del núcleo del chubasco atmosférico, el cual tiene un espectro de energía como: $N_0(E/E_C)^{-\gamma-1}d(E/E_C)$ ($E_C = 1TeV$), con $N_0 = 6.7 \times 10^2$, $\gamma = 1.5$ y el ensanchamiento lateral queda caracterizada por la constante $K = 5TeVcm$.

Aquí no se presenta una discusión sobre la distribución lateral del halo, debido a que el halo consiste básicamente de dos núcleos. Si se hubiera considerado tal cosa, se podría haber terminado con un valor de constante K diferente a la de los rayos gamma fuera del halo.

- (ii) Sigue una discusión sobre la precisión de la determinación del centro (o núcleo) del chubasco atmosférico, con varios detectores del arreglo, el calorímetro de hadrones y la cámara de emulsión.

El error en la posición del núcleo del chubasco determinado por el arreglo es de $0.5m$, con una dispersión $\sigma = 0.3m$ [1,14], que se obtiene por simulación considerando la configuración del arreglo de detectores. Una pequeña parte del error proviene del hecho de que los detectores de densidad están agrupados en

forma más densa en la porción central del arreglo y que se toman en cuenta los chubascos cuyos núcleos están dentro de una región circular de $20m$ de radio centrada en el arreglo de detectores. La probabilidad de que la diferencia de las posiciones del núcleo, estimada por el calorímetro de hadrones y por el arreglo de detectores, sea del orden de $(1.1 \pm 0.2)m$ es de:

$$\int_{0.9}^{1.3} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-0.5)^2}{2\sigma^2}\right] dx = 0.09.$$

El error en la posición de la explosión determinada por el calorímetro de hadrones es de $23cm$ con una dispersión de $16cm$, que se obtiene en forma experimental por comparación entre la posición del núcleo según el calorímetro y según la cámara de emulsión [2].

El movimiento de los centros de energía, estimado a partir del halo, y de los rayos gamma fuera del mismo, no se puede discutir aquí porque los rayos gamma exteriores al halo no fueron detectados en su totalidad debido a la cercanía del borde de la placa.

- (iii) Es interesante observar si el evento analizado es consistente con las simulaciones, las cuales se realizaron con las hipótesis dadas en la tabla 6. Los eventos se simularon hasta el arribo a los detectores, de manera tal que si la familia produce o no un halo en la cámara de emulsión es algo que no se vio aquí.

Se seleccionaron 125 eventos con un tamaño de chubasco de $N_e = (0.5 \sim 1) \times 10^8$ de todas las simulaciones corridas. Las energías primarias E_0 de esos eventos tienen una distribución con promedio $\langle \log E_0(eV) \rangle = 8.04$ y una dispersión $\sigma(\log E_0(eV)) = 0.10$.

La figura 9 muestra la distribución de la energía de la familia $\sum E_\gamma$ (con una energía umbral de detección $E_{th} = 2TeV$) de los eventos simulados, y también el valor para el caso analizado. Se observa que $\sum E_\gamma$ está en el centro de la distribución. También es notable el hecho de que el espectro de energía de los rayos gamma estimado para el halo y fuera del mismo sea consistente con la simulación.

Se puede dar alguna pauta sobre el tipo de partícula primaria que habría iniciado el chubasco analizado.

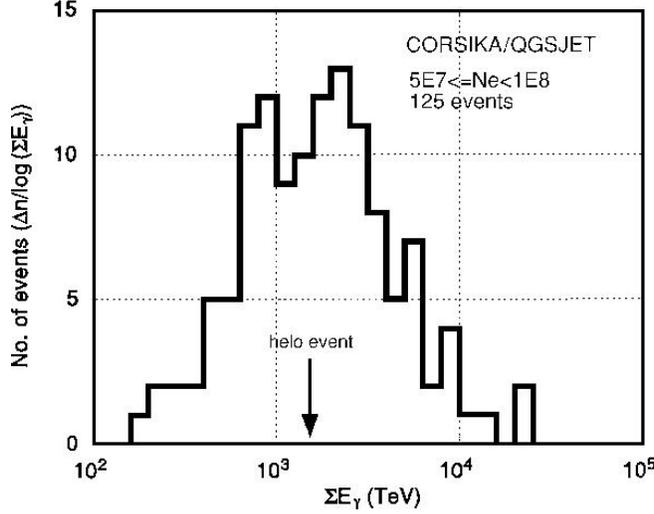


Figura 9. Distribución de la energía de las familias ($\sum E_\gamma$) de los eventos simulados.

La energía total de los rayos gamma *dentro de la región del halo* ($R < 0.5\text{cm}$), y por encima del umbral de detección $E_{th} = 2\text{TeV}$ es:

$$\sum_{r < R} E_\gamma = \int_{E_{th}}^{\infty} EF^{(in)}(E) dE = 8.3 \times 10^2 \text{TeV}, \quad (16)$$

donde se fijó el valor $K/R = 10\text{TeV}$ a partir del espectro de energía de los rayos gamma fuera del halo. En la muestra de 125 eventos existen ocho de ellos cuya energía de rayos gamma dentro de la región del halo está entre 640TeV y 1000TeV . Las partículas primarias de esos eventos son protones en cinco casos (63%), una partícula alfa en un caso (13%) y un núcleo CON en dos casos (25%). Nótese que los 125 eventos son consistentes con la composición de entrada, es decir, 56 protones (45%), 18 partículas alfa (14%), 11 CON (9%), 14 Mg (11%) y 26 Fe (21%), lo cual no es sorprendente ya que el chubasco atmosférico en su máxima extensión depende principalmente de la energía de incidencia y en menor grado de las interacciones nucleares o de la partícula primaria.

- (iv) Las conclusiones sobre la formación del halo son:
- (1) No todos los halos son producto de protones primarios en la región energética alrededor de los 10^{17}TeV .
 - (2) Al tomar en cuenta que el halo y los rayos gamma alrededor del halo pueden describirse por el mismo espectro de energía de los rayos gamma de la ecuación (8), y que el valor de la constante K para caracterizar el ensanchamiento lateral de los rayos gamma es consistente con los obtenidos mediante cálculos analíticos (ver la nota 3), el halo no requiere de ningún mecanismo particular para su creación, salvo la gran energía involucrada en el evento.

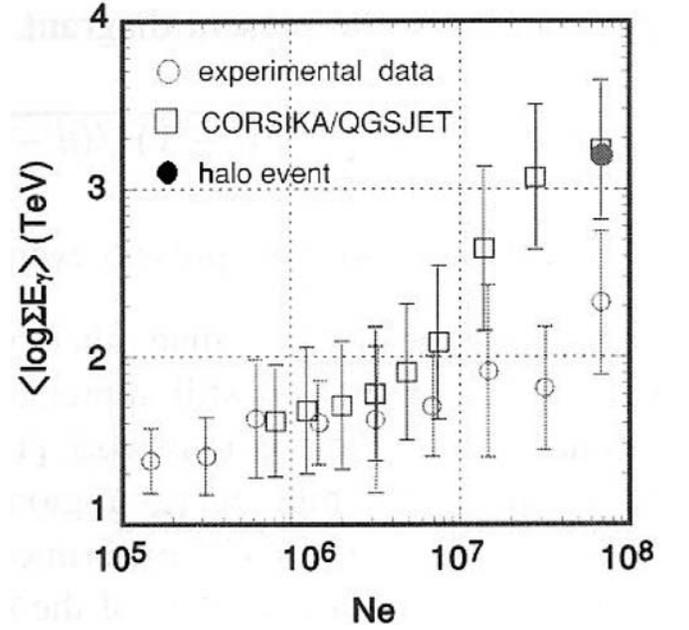


Figura 10. Valores promedio de la energía de las familias ($\sum E_\gamma$) y del tamaño del chubasco atmosférico N_e de experimento y simulaciones. Las barras de error representan la dispersión σ . El valor medio de $N_e = 7 \times 10^7$ es de tres eventos, incluyendo al actual.

- (v) Es interesante ver la posición de este evento en el diagrama $\sum E_\gamma vs. N_e$. Este diagrama nos permitió en un trabajo anterior [1] el señalar que los modelos de las interacciones nucleares que se usan ampliamente en las simulaciones de la difusión de los rayos cósmicos en la atmósfera no son capaces de describir los datos experimentales. Este argumento se puede aplicar sin restricción alguna respecto de la intensidad de los rayos cósmicos.

La figura 10 muestra el evento analizado junto con otras familias de eventos; de donde se destaca lo siguiente:

- (1) La cantidad de eventos se ha duplicado, es decir, pasó de 47 eventos en la ref. [1] a 98 para el presente diagrama.
- (2) Los valores para los valores medios graficados aquí, corresponden a medias geométricas en contraposición de las medias aritméticas utilizadas en la ref. [1].
- (3) Las barras de error corresponden a la dispersión σ , definida como $\sigma = \sqrt{\sum (x_i - \bar{x})^2 / (n - 1)}$, por lo que no son los errores del valor promedio σ/\sqrt{n} .
- (4) El punto correspondiente a $N_e = 8 \times 10^7$ es de tres eventos, incluyendo al actual.

Se puede observar que el evento actual tiene un valor $\sum E_\gamma$ más alto que otros eventos con un tamaño similar de chubasco, y que el valor medio del experimento

continúa siendo apreciablemente menor que el valor dado por la simulación. Esto nos indica que las conclusiones obtenidas en nuestro trabajo previo [1] también son válidas aquí. En otras palabras, que la interacción nuclear cambia sus características en la región de alta energía de manera tal que la energía incidente queda subdividida de manera más fuerte. El experimento HADRON en Tien Shan (3300m Kazakhstan) [15], que es un experimento similar, obtiene datos con las mismas tendencias, lo que se discute ampliamente en la literatura [1].

AGRADECIMIENTOS

Los autores expresan su agradecimiento por el apoyo financiero otorgado por la Sociedad Japonesa para la Promoción de la Ciencia, lo que hizo posible realizar la presente colaboración internacional. El experimento también fue parcialmente financiado por el "Programa de Investigación Científica Internacional" y el "Fondo para Investigación Científica" del Ministerio de Educación, Ciencia y Cultura del Japón; y por el Instituto de Investigaciones en Rayos Cósmicos de la Universidad de Tokio. Los autores agradecen también al personal boliviano del Laboratorio de Rayos Cósmicos de Chacaltaya, del Instituto de Investigaciones Físicas, de la Universidad Mayor de San Andrés. Las películas de rayos X y las emulsiones nucleares fueron reveladas en el Instituto de Investigaciones en Rayos Cósmicos de la Universidad de Tokio.

Apéndice A

Distribución lateral de la energía de los rayos gamma que inciden en la cámara de emulsión

Consideremos que los rayos gamma que inciden en la cámara de emulsión tienen una distribución como:

$$F(E, r) = \frac{\gamma N_0}{\pi} \left(\frac{E}{E_C}\right)^{-\gamma-1} d\left(\frac{E}{E_C}\right) \frac{E^2}{K^2} \theta\left(1 - \frac{E^2 r^2}{K^2}\right),$$

donde $\theta(x)$ es la función escalón y K es la constante que expresa el ensanchamiento lateral de los rayos gamma.

El valor promedio de $E^2 r^2$ es:

$$\langle E^2 r^2 \rangle \equiv \int_0^\infty E^2 r^2 F(E, r) 2\pi r dr = K^2 \int_0^\infty x \theta(1-x) dx = \frac{K^2}{2}.$$

Apéndice A.1. Espectro de energía de los rayos gamma

Integrando la expresión de arriba respecto de r , se tiene:

$$\int_0^\infty F(E, r) 2\pi r dr = \gamma N_0 \left(\frac{E}{E_C}\right)^{-\gamma-1} d\left(\frac{E}{E_C}\right),$$

que nos da la forma integral del espectro de energía $N_0 \left(\frac{E}{E_C}\right)^{-\gamma}$

Apéndice A.2. Espectro de energía de los rayos gamma dentro del halo

El espectro de energía de los rayos gamma dentro de la región de radio R es:

$$F^{(in)}(E) dE = \int_0^R F(E, r) 2\pi r dr = \gamma N_0 \left(\frac{E}{E_C}\right)^{-\gamma-1} d\left(\frac{E}{E_C}\right) \times \begin{cases} 1, & \text{si } E \geq \frac{K}{R} \\ \frac{E^2 R^2}{K^2}, & \text{si } E < \frac{K}{R}. \end{cases}$$

Nótese que los espectros de energía son $E^{-\gamma-1} dE$ y $E^{-\gamma+1} dE$ en las regiones con $E > K/R$ y $E < K/R$ respectivamente.

Apéndice A.3. Espectro de energía de los rayos gamma fuera del halo

El espectro de energía de los rayos gamma fuera del halo (de radio R) es :

$$F^{(out)}(E) dE = \int_R^\infty F(E, r) 2\pi r dr = \begin{cases} 0, & \text{si } E > \frac{K}{R} \\ \gamma N_0 \left(\frac{E}{E_C}\right)^{-\gamma-1} d\left(\frac{E}{E_C}\right) \left(1 - \frac{E^2 R^2}{K^2}\right), & \text{si } E < \frac{K}{R}. \end{cases}$$

En la forma integral se tiene que, para $E < K/R$,

$$\int_E^{K/R} \gamma N_0 \left(\frac{E}{E_C}\right)^{-\gamma-1} d\left(\frac{E}{E_C}\right) \left(1 - \frac{E^2 R^2}{K^2}\right) = N_0 \left(\frac{E}{E_C}\right)^{-\gamma} \left\{ 1 - \left(\frac{ER}{K}\right)^\gamma - \frac{\gamma}{2-\gamma} \left[\left(\frac{ER}{K}\right)^\gamma - \left(\frac{ER}{K}\right)^2 \right] \right\},$$

que es forma que se muestra en la figura 11. El espectro integral de energías es 0 para $E > K/R$ y converge hacia $N_0 (E/E_C)^{-\gamma}$ cuando $E \ll K/R$.

Apéndice B

Curva de transición de la cantidad total de electrones

De acuerdo con la teoría de cascadas [9], un rayo gamma de energía E_0 que incide sobre la cámara de emulsión, produce la siguiente cantidad de electrones (con energía ≥ 0) para una profundidad t (u.c.) dentro de la cámara:

$$\Pi(E_0, 0, t) = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{ds}{s} \left(\frac{E_0}{\varepsilon}\right)^s a_1(s) K_{1,0}(s, -s) e^{\lambda_1(s)t},$$

donde $\varepsilon = 7.4 MeV$ es la energía crítica para el Pb , las funciones $a_1(s) = M(s)\sqrt{s}$, $K_{1,0}(s, -s)$ son ya familiares en la teoría de cascada.

El espectro de energía de los rayos gamma dentro de la región del halo con radio menor a R está en el Apéndice A. A partir del mismo, la curva de transición para la cantidad total de electrones causados por esos rayos gamma es de:

$$N_e(t) = \int_{E_h}^\infty \gamma N_0 \left(\frac{E'}{E_C}\right)^{-\gamma-1} \frac{dE'}{E_C} \Pi(E', 0, t) + \int_0^{E_h} \gamma N_0 \left(\frac{E'}{E_C}\right)^{-\gamma-1} \frac{dE'}{E_C} \frac{E^2}{E_h^2} \Pi(E', 0, t)$$

donde $E_h = K/R$. Finalmente se tiene que:

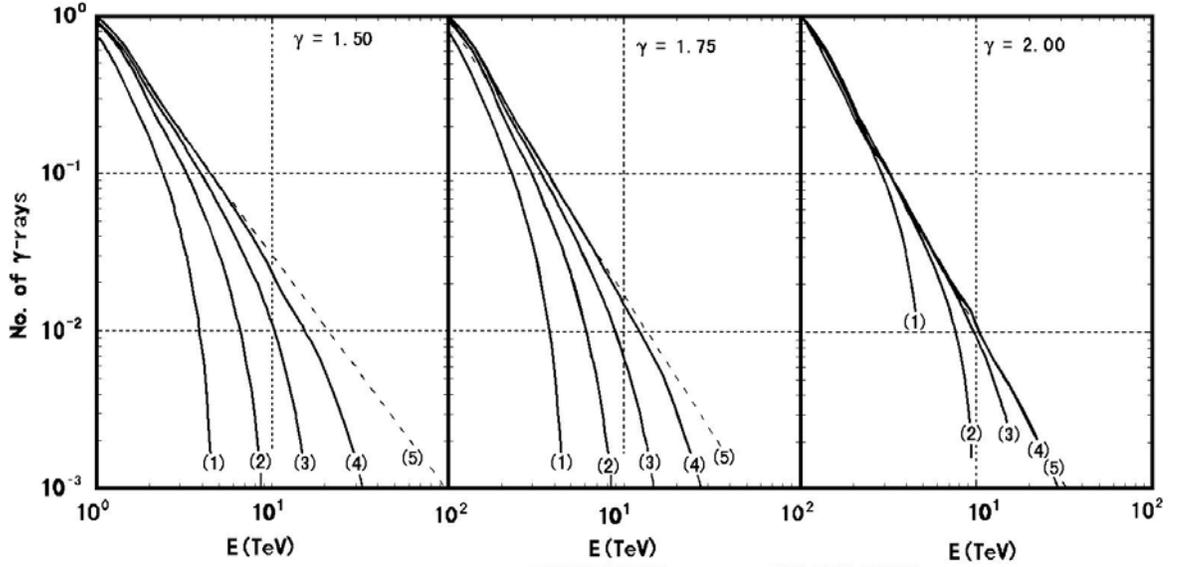


Figura 11. Espectro de energías de los rayos gamma fuera de la región del halo (radio mayor a R) para los casos de $\gamma = 1.5, 1.75$ y 2.0 con $N_0 = 1$. Las cifras junto a las curvas son: (1) $K/R = 5 \text{ TeV}$, (2) $K/R = 10 \text{ TeV}$, (3) $K/R = 20 \text{ TeV}$, (4) $K/R = 50 \text{ TeV}$, (5) $K/R = \infty \text{ TeV}$.

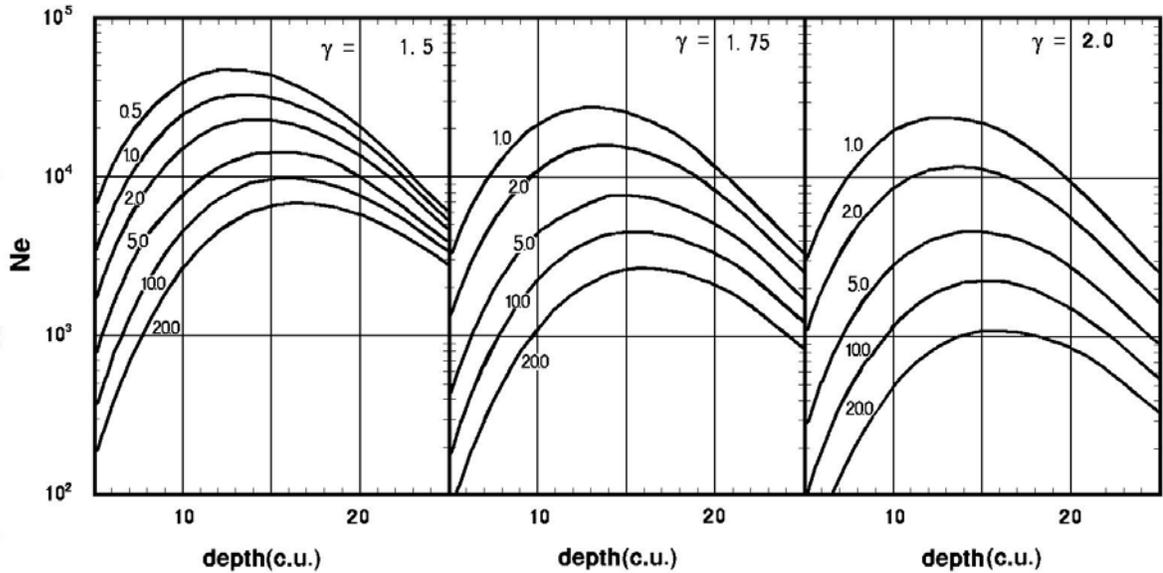


Figura 12. Curvas de transición de la cantidad total de electrones que son producidos por rayos gamma en la región del halo (radio menor a R) para los casos de $\gamma = 1.5, 1.75$ y 2.0 con $N_0 = 1$. Las cifras junto a las curvas representan la energía crítica $E_h = K/R (\text{TeV})$.

$$N_e(t) = \gamma N_0 \left(\frac{E_h}{E_C} \right)^{-\gamma} \times \frac{1}{2\pi i} \int \frac{ds}{s} \left[\frac{1}{\gamma-s} + \frac{1}{s+2-\gamma} \right] \left(\frac{E_h}{\varepsilon} \right)^s a_1(s) K_{1,0}(s, -s) e^{\lambda_1(s)t}.$$

En la figura 12 se muestran los resultados numéricos. Las curvas de transición se aproximan en forma asintótica a:

$$N_0 \left(\frac{E_h}{\varepsilon} \right)^s a_1(s) K_{1,0}(s, -s) e^{\lambda_1(s)t} \Big|_{s=\gamma}$$

para profundidades mayores.

REFERENCIAS

- [1] Kawasumi, N., et al. Phys.Rev. D53, 3534 (1996); Honda, K., et al. Nucl.Phys.B. (proc.Suppl.), 206 (1997)
- [2] Aguirre, C., et al. Phys.Rev. D62, 32003 (2000); Aguirre, C., et al. Nucl.Phys.B. (proc.Suppl.), 97, 158 (2001)
- [3] Alner, G.J. et al. (UA5 Collaboration). CERN-EP/86-213 (1986)
- [4] Kalmykov, N.N. y Ostapchenko, S.S. Yad.Fiz. 56, 105 (1993); Kalmykov, N.N. y Ostapchenko, S.S. Phys.At.Nucl. 56, 346 (1993); Kalmykov, N.N., Ostapchenko, S.S. y Pavlov, A.I. Bull.Acad.Sci.USSR

- Phys. Ser. 58, 1996 (trad.Inglés), (1994)
- [5] Werner, K. Phys.Rep. 232, 87 (1993)
- [6] Capdevielle, L.N. et al. Kernforschunszentrum Karlsruhe KfK Report N° 4998 (1992)
- [7] Lattes, C.M.G. et al. (Brazil-Japan Emulsion Chamber Collaboration) Proc.12th Intl. Cosmic Ray Conf. (Hobart) 7, 2275 (1971)
- [8] Kamata, K. y Nishimura, J. Prog.Theor.Phys.Suppl. 6, 93 (1958); Greisen, K. Progress in Cosmic Ray Physics (Amsterdam, North-Holland) 3, 3 (1958)
- [9] Nishimura, J. Handbuch der Physick (Berlin, Springer) 42/2 (1967)
- [10] Ohta,I. Prog. Theor. Phys. Suppl. 47, 271 (1971)
- [11] Ohsawa, A y Yamashita, S. Prog. Theor. Phys. 77, 1441 (1987)
- [12] Heck,D. Knapp, J., Capdevielle, J.N., Schatz, G. y Thow, T. FZKA Report 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, GmbH Karlsruhe (1998)
- Knapp,J. Heck,D. y Schatz, G. Report of Forschungszentrum, Karlsruhe FZKA 5828 (1996)
- [13] Nikolsky, S.I. Proc. 3rd Symp. On Cosmic Rays and Particle Physics, Univ. Tokio, Inst. Cosmic Ray Research, Tokio, p.507 (1984)
- [14] Ticona et al. 23rd Intl. Cosmic Ray Conf. (Calgary) 4, 331 (1993)
- [15] Arabkin, V.V. et al. 22d Intl. Cosmic Ray Conf. (Dublin) 4, 269, 273 (1991)