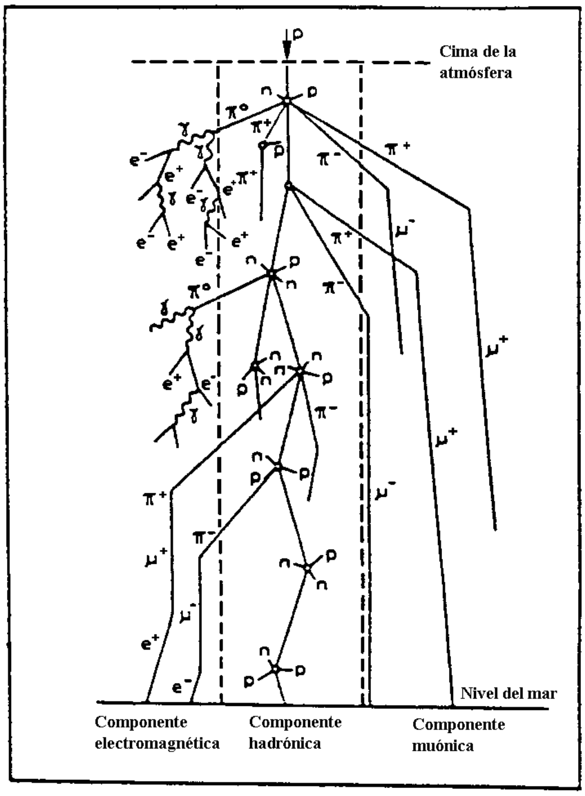

Figura 3.9: Representación esquemática del desarrollo de una cascada atmosférica y de los procesos relacionados. Figura tomada de [21].

La componente electromagnética es alimentada fundamentalmente por los piones neutros ya que su vida media es tan corta ($2.2 \cdot 10^{-16}$ s) que se desintegran en dos fotones antes de sufrir una interacción, aunque también hay una contribución de $e^{\pm}$ a través de la desintegración de los muones de baja energía (los de alta no contribuyen porque su de por sí larga vida, $2.2 \cdot 10^{-6}$ s, es aumentada por la dilatación relativista) $\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e + \nu_\mu$. Los fotones se materializan en un par e^+ - e^- y éstos a su vez producen más fotones mediante *bremsstrahlung*. De esta forma resulta que se dobla el número de partículas (y su energía se divide aproximadamente por dos) en cada interacción, dando lugar a la auténtica cascada, ya que esta multiplicación es tan rápida que pronto se convierten en la componente más numerosa. Se define la energía crítica E_c como aquella en la que la sección eficaz de los fotones para el efecto Compton se aproxima a la de producción de pares y las pérdidas de energía de los $e^{\pm}$ por ionización se equiparan a las de radiación por *bremsstrahlung* (en el aire $E_c \approx 81$ MeV). Cuando la energía media de las partículas es inferior a E_c la cascada ha alcanzado su máximo tamaño y a partir de entonces comienza a disminuir lentamente (ver Figura 3.7). Los estudios teóricos sobre el desarrollo de las cascadas realizados a partir de finales de los años 30 por diversos autores permitieron derivar, con cierta aproximación, expresiones analíticas para su estructura [20][21]:

El **desarrollo longitudinal** de una cascada viene dado por el número de $e^{\pm}$ presentes en función de la profundidad atmosférica y puede aproximarse por:

$$N_e \approx \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \exp\left(t\left(1 - \frac{3}{2}\ln(s)\right)\right) \qquad (3.1)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2\beta_0}, \qquad \beta_0 = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)$$

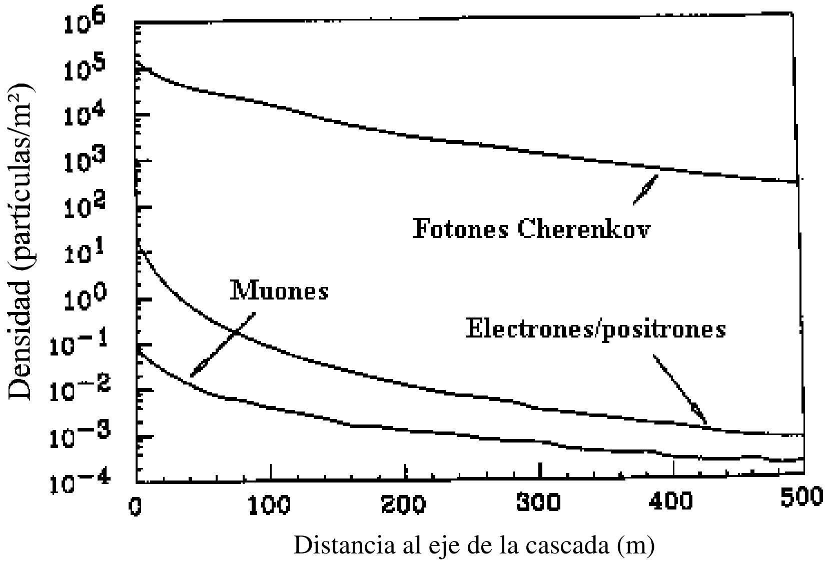

Figura 3.10: Desarrollo lateral de las diversas componentes de una cascada iniciada por un protón de 1 TeV. Figura tomada de [14].

E_0 es la energía de la partícula que inicia la cascada electromagnética (γ o $e^{\pm}$) y $t = X/X_0$ es la profundidad atmosférica (X) en unidades de longitud de radiación (X_0). Ésta se define como el espesor de material en g cm^{-2} necesarios para reducir la energía de una partícula en un factor e. Para los $e^{\pm}$ en el aire X_0 = 37.1 g cm^{-2}. La profundidad atmosférica es cero en lo alto de la atmósfera y aproximadamente 1033 g cm^{-2} a nivel del mar, por tanto el espesor atmosférico es de unas 28 longitudes de radiación para una incidencia vertical. A s se le denomina el parámetro de la edad, pues da una idea del estado de desarrollo de la cascada: vale 0 cuando la cascada aún no se ha iniciado, 1 cuando está en su máximo y 2 cuando se ha extinguido. La Figura 3.7 muestra la variación del número de $e^{\pm}$ en la cascada en función de la profundidad atmosférica para diferentes energías del primario.

El **desarrollo lateral** es la distribución de los $e^{\pm}$ alrededor del eje de la cascada y viene determinado por el momento transverso a la dirección del primario de los hadrones, el ángulo de emisión de los γ en la desintegración de los π^0, los ángulos de apertura en la producción de pares y *bremsstrahlung*, pero sobre todo depende del *scattering* de Coulomb de los $e^{\pm}$. La densidad de $e^{\pm}$ en función de la distancia al eje de la cascada (r) fue aproximado por Nishimura, Kamata y Greisen en los años 50 mediante la siguiente expresión [114]:

$$\rho_e(r) = \frac{N_e}{r_M^2} f\left(s, \frac{r}{r_M}\right), \qquad f\left(s, \frac{r}{r_M}\right) = C(s)\left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2}\left(1+\frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5} \tag{3.2}$$

$$C(s) = \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)}, \qquad r_M = \frac{E_s}{E_c} X_0, \qquad E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 \approx 21.2 \text{ MeV}$$

A $f(s,r/r_M)$ se le denomina función NKG y Γ es la función gamma de Euler. El parámetro r_M se llama radio de Moliere y vale 79 metros en el nivel del mar, aunque se puede calcular a otra altura h usando la parametrización de la densidad de la atmósfera terrestre [20], $\rho(h) = \rho_0 \exp(-h/H)$ con ρ_0(20ºC, 1 atm) = 0.001205 g cm^{-2} y H = 7 km. El parámetro de la edad s coincide **sólo** en primera aproximación con el que aparece en las Ecuaciones (3.1). La Figura 3.10 muestra el perfil lateral de la distribución de $e^{\pm}$ en el máximo de una cascada iniciada por un protón de 1 TeV. El número total de $e^{\pm}$ viene por tanto dado por:

$$N_e = \int_0^{\infty} \rho_e(r) 2\pi r dr$$

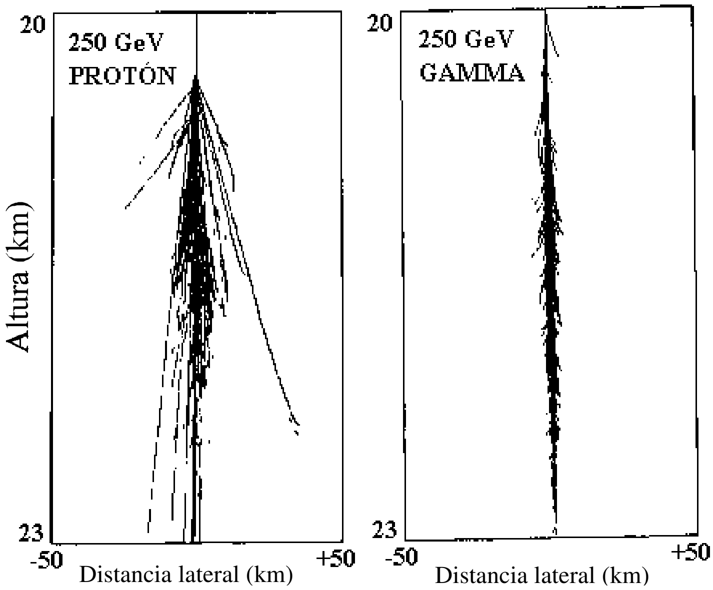

Figura 3.11: Simulación por ordenador del desarrollo de una cascada de 250 GeV iniciada por un protón y por un γ. Puede apreciarse como la cascada puramente electromagnética es mucho más compacta y homogénea. Figura tomada de [14].

Se ha comprobado experimentalmente que las expresiones anteriores de la estructura de las cascadas son suficientemente aproximadas, no obstante el desarrollo real está sujeto a grandes fluctuaciones, principalmente debido a la variación del punto donde se produce la primera interacción, que no son tenidas en cuenta por las parametrizaciones. La manera actual de resolver este problema es utilizar simulaciones de Monte Carlo por ordenador cuyo principal problema es el gran tiempo de computación que requieren, especialmente si la energía del primario supera el PeV. La Figura 3.11 muestra la simulación por ordenador de dos cascadas iniciadas por un protón y por un fotón de 250 GeV.

Si el rayo cósmico que inicia la cascada es un fotón (o un $e^{\pm}$) entonces se desarrolla una cascada puramente electromagnética (para las que fueron desarrolladas las Ecuaciones (3.1) y (3.2)) en la que prácticamente están ausentes las componentes hadrónica y muónica. Esto es así debido a la baja sección eficaz de fotoproducción de hadrones y muones, véase por ejemplo el cociente de las siguientes secciones eficaces [4][21]:

$$\sigma(\gamma + \text{Núcleo} \rightarrow \pi^{\pm} + ...)/\sigma(p + \text{Núcleo} \rightarrow \pi^{\pm} + ...) \sim 10^{-2}$$

$$\sigma(\gamma + \text{Núcleo} \rightarrow \mu^{+} + \mu^{-})/\sigma(\gamma + \text{Núcleo} \rightarrow e^{+} + e^{-}) = 2.3 \cdot 10^{-5}$$

$$\sigma(\gamma + \text{Núcleo} \rightarrow \pi^{\pm} + ...)/\sigma(\gamma + \text{Núcleo} \rightarrow e^{+} + e^{-}) \approx 3 \cdot 10^{-3}$$

La componente muónica es importante porque debido a su escasa interacción con la materia llega casi intacta a nivel de tierra, conservando la información sobre su altura de producción y por tanto del desarrollo de la cascada. De hecho, la lenta atenuación de los muones en la atmósfera hace que sean la segunda componente más numerosa a nivel del mar después de los $e^{\pm}$ y los hace más apropiados para medir la energía del primario. No obstante, su número es bajo a pesar de todo y esto produce importantes errores de muestreo que limitan este tipo de medidas. Los muones con energía superior a algunos cientos de GeV son producidos directamente en las primeras interacciones de la cascada, mientras que aquellos con menos de unos 100 GeV vienen de etapas más avanzadas, cuando se producen $\pi^{\pm}$ de baja energía que tienden a decaer, $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$, más que a interaccionar (los $\pi^{\pm}$ de más alta energía son producidos en los primeros pasos de la cascada y no suelen desintegrarse porque su vida media, $2.5 \cdot 10^{-8}$ s, es alargada por la dilatación relativista y prosiguen con las interacciones hadrónicas). El número de muones en función de la energía del primario es aproximadamente $N_{\mu} \sim 10(E_0/m_{\pi}c^2)^{0.83}$ [115] y su distribución lateral es más plana que la de los $e^{\pm}$ (ver Figura 3.10), pudiendo aproximarse por [115]:

$$\rho_{\mu}(r) = \frac{\Gamma(2.5)}{2\pi\Gamma(1.5)\Gamma(1.5)}\left(\frac{1}{320}\right)^{1.25} N_{\mu} r^{-0.75}\left(1+\frac{r}{320}\right)^{-2.5}$$

Un elemento observacional muy importante de las cascadas atmosféricas extensas es la luz Cherenkov. Cuando una partícula cargada se mueve a través de un medio produce una polarización local y transitoria en el mismo. La polarización y subsiguiente despolarización puede ser vista como la oscilación de un dipolo, que por tanto emite radiación electromagnética en todas direcciones (aunque no isótropamente). La interferencia de las ondas emitidas por todas las moléculas del medio resulta ser destructiva y no emerge una intensidad apreciable de radiación a distancias mucho mayores que la longitud de onda (λ) de la radiación producida. En cambio, si la partícula viaja a una velocidad mayor que la de la luz emitida en el medio, se produce un fenómeno similar a las ondas de choque acústicas y aparece una dirección privilegiada en la que las ondas interfieren constructivamente, resultando así una emisión neta en forma de cono por la simetría axial (ver la Figura 3.12a). Esta radiación recibió el nombre de Cherenkov en honor a su descubridor (1934). El ángulo que forma la dirección de emisión con la trayectoria de la partícula (θ) viene dado por $\cos\theta = 1/\beta n$, donde $\beta = v/c$ es la velocidad de la partícula en unidades de la velocidad de la luz en el vacío y n es el índice de refracción del aire. De esta relación puede deducirse inmediatamente que existe una velocidad (o energía total) mínima de la partícula (con n fijo) para la producción de luz Cherenkov dada por $\beta = 1/n$ (o $E_{\min} = mc^2 n(n^2 - 1)^{-1/2} \approx$ 21 MeV para $e^{\pm}$ y $\approx$ 4.3 GeV para $\mu^{\pm}$ en la atmósfera a nivel del mar [22]) y entonces $\theta = 0$. Otra consecuencia es que el ángulo θ de emisión está acotado pues su máximo valor se alcanza cuando $\beta = 1$ y viene dado por $\theta_{\max} = \cos^{-1}(1/n) \approx 1.^{\circ}3$ en el aire a nivel del mar. La radiación Cherenkov tiene un espectro continuo que varía con λ^{-2} y se extiende a aquellas frecuencias para las que se cumple $\beta n(\lambda) > 1$, en la atmósfera a nivel del mar el rango abarca entre 3000 y 7000 Å aproximadamente para la energía típica de las partículas en una cascada. La pérdida de energía de una partícula por unidad de longitud recorrida debido a emisión Cherenkov viene dada por [23]:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = 4\pi^2 c^2 \int_{\beta n>1}\left(1-\frac{1}{\beta^2 n^2}\right)\frac{\mathrm{d}\lambda}{\lambda^3}$$

En el aire a nivel del mar $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x \approx 1.1\cdot 10^{-12}$ erg/cm $\approx$ 0.7 eV/cm $\approx$ 0.3 fotones/cm. La variación de $E_{\min}$, θ y $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ con la altura y la profundidad atmosférica puede verse en la Figura 3.12b.

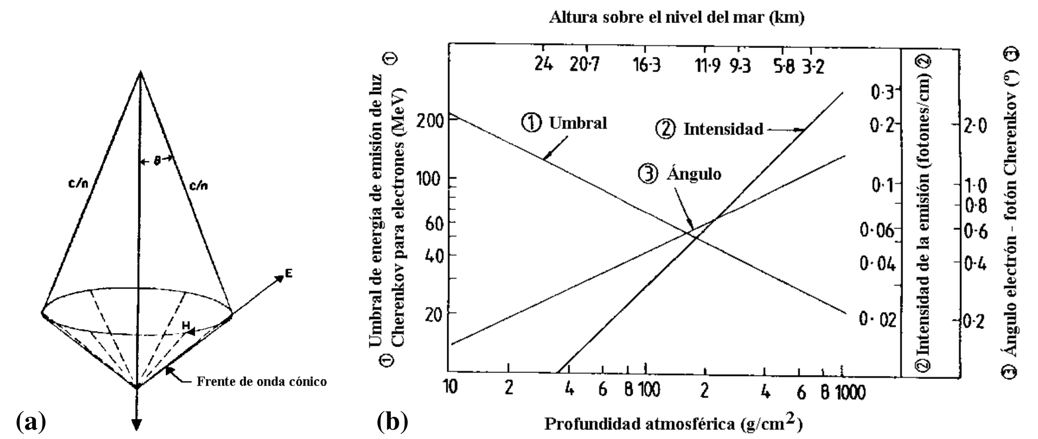

Figura 3.12: **(a)** Esquema de la emisión de luz Cherenkov. Los fotones emitidos forman un ángulo θ con la trayectoria de la partícula. El frente de ondas tiene forma cónica y se propaga a una velocidad c/n con los campos eléctrico (**E**) y magnético (**H**) tal y como se muestran. Figura tomada de [23]. **(b)** Variación con la altura en la atmósfera terrestre de: (1) el umbral de energía de los electrones para emitir radiación Cherenkov, (2) la intensidad de la emisión (pérdida de energía por unidad de camino recorrido) y (3) el ángulo de emisión de la radiación respecto de la trayectoria de la partícula. Para las cascadas electromagnéticas la región entre 100 y 400 g/cm^2 es la más relevante. Figura tomada de [4].

Puesto que la energía umbral de emisión Cherenkov para $e^{\pm}$ y $\mu^{\pm}$ es baja comparada con la energía media de las partículas en una cascada atmosférica, resulta que prácticamente todos los $e^{\pm}$ y $\mu^{\pm}$ generan luz Cherenkov hasta que son parados por la atmósfera o el suelo. La importancia de esta emisión radica en que la luz sufre una atenuación muy pequeña en su camino hacia el suelo, por lo que goza de las mismas virtudes que los muones para el estudio del desarrollo de la cascada y la estimación de la energía del primario (que en primer orden es lineal con la densidad de fotones), pero con la ventaja de contar con un número mucho mayor de partículas, lo que evita los errores por fluctuaciones en el muestreo. Sirva como comparación que el número de fotones Cherenkov que alcanzan el suelo en una cascada iniciada por un protón de 1 TeV es del orden de un millón, mientras que el número de muones no llega a un centenar. Los fotones Cherenkov viajan agrupados en un disco similar al de los $e^{\pm}$ pero su extensión es mucho mayor (véase su distribución lateral en la Figura 3.10) y su espesor menor (inferior a 1 m, el impulso de luz dura entre 10 y 30 ns) lo que supone más ventajas, ya que al ser más extenso el área efectiva de los detectores es mayor y el que sea más delgado mejora la resolución angular cuando se trata de reconstruir la dirección mediante un procedimiento de muestreo del disco de partículas. El principal inconveniente de las técnicas de detección basadas en la luz Cherenkov es que necesitan un cielo despejado y oscuro, lo que reduce el ciclo de operación aproximadamente a un 10% del tiempo total. Bajo estas mismas condiciones también se puede observar otro tipo de luz emitida por las cascadas atmosféricas, se trata de la luz de fluorescencia (λ entre 3000 y 4000 Å) emitida por las moléculas de nitrógeno excitadas por las partículas energéticas de la cascada (cada partícula provoca la emisión de 4 fotones por metro recorrido aproximadamente). Cuando la energía del rayo cósmico es mayor que unos 100 PeV la cantidad de luz de fluorescencia producida es suficiente como para ser detectada mediante la técnica denominada "ojo de mosca", en la que una serie de fotomultiplicadores vigilan todo el cielo en busca de trazas (similares a las de un meteorito, aunque mucho más rápidas y tenues) dejadas por el paso de la cascada.

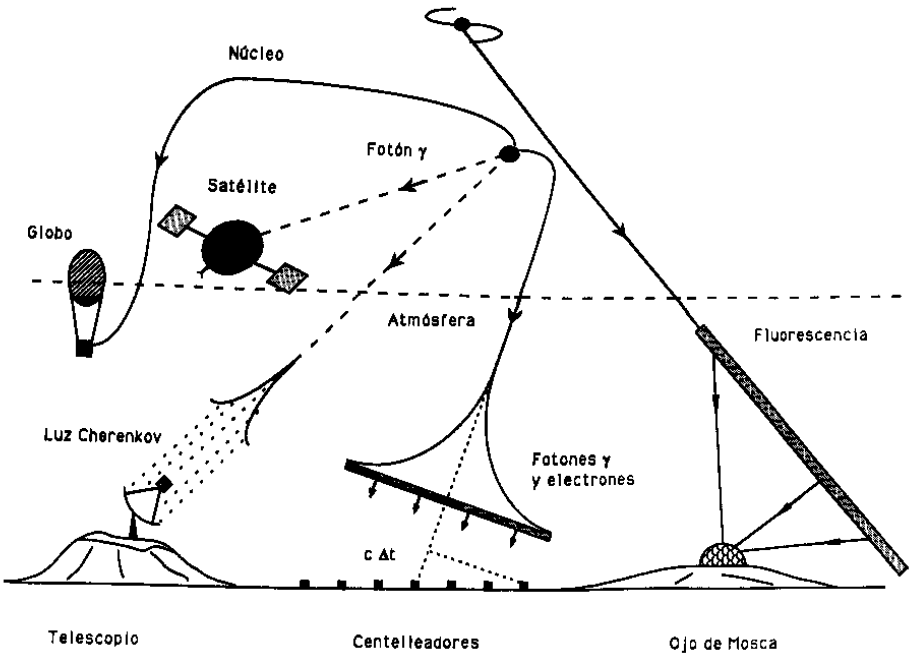

Figura 3.13: Esquema resumiendo las diferentes técnicas de detección de la radiación cósmica. Figura tomada de [17].

Cuando se trata de hacer astronomía de rayos γ por encima de algunas decenas de GeV los flujos encontrados son tan pequeños que hacen inviable el uso de satélites; por ejemplo, por encima de 1 TeV el flujo de fotones provenientes de la Nebulosa del Cangrejo es de tan sólo 16 fotones por m^2 y por año. La mejor solución para extender las observaciones a las más altas energías es hacer uso de las cascadas atmosféricas extensas. Su gran tamaño produce un efecto de ampliación de la superficie efectiva de detección hasta miles de metros cuadrados y por tanto compensa los débiles flujos. La dirección y la energía del primario se pueden reconstruir con un buen grado de aproximación a través de las distintas técnicas de muestreo de los $e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$, la luz Cherenkov y/o la luz de fluorescencia (ver Figura 3.13): las