

RAYOS COSMICOS ULTRA-ENERGETICOS Y LENTES MAGNETICAS

Esteban Roulet

*Departamento de Física, Universidad Nacional de La Plata
CC67, 1900, Argentina*

Resumen

Se discuten varios efectos asociados a la desviación de los rayos cósmicos de muy alta energía debida a los campos magnéticos galácticos. Estos son de particular interés para el estudio y la localización de fuentes extragalácticas, uno de los objetivos primarios del futuro observatorio Auger, concebido para encontrar la respuesta a varios interrogantes asociados a las partículas más energéticas del universo.

Abstract

I discuss the effects associated to the deflection of ultra-high energy cosmic rays by galactic magnetic fields. These are of particular interest for the study and localization of extragalactic sources, which is one of the primary objectives of the future Auger observatory, conceived to find the answer to several mysteries associated to the most energetic particles of the Universe.

Los rayos cósmicos llegan a la Tierra con energías de hasta 3×10^{20} eV, i.e., más de siete órdenes de magnitud superiores a las alcanzables con los aceleradores más potentes. El espectro medido tiene globalmente la forma de una pierna (en escala logarítmica). Sigue una ley de potencias $dF/dE \propto E^{-\alpha}$, con $\alpha \simeq 2.7$ a energías menores que 5×10^{15} eV, correspondiente a la llamada 'rodilla'; a

energías mayores se vuelve más empinado, con $\alpha \simeq 3$, para volverse nuevamente más duro, $\alpha \simeq 2.7$, arriba del llamado ‘tobillo’ (ver figura 1).

La existencia misma de las partículas en el pie del espectro, es decir a energías mayores que la del tobillo, plantea varias incógnitas:

1. No conocemos su naturaleza, *i.e.*, si son protones, núcleos, fotones o incluso partículas más exóticas.
2. No sabemos cuáles son las fuentes donde se producen y aceleran. Si son partículas producidas desde abajo hacia arriba, es decir aceleradas por el llamado mecanismo estocástico de Fermi en presencia de ondas de choque en medios magnéticos en torno a fuentes poderosas (*e.g.*, ‘hot spots’ en núcleos activos galácticos) o en vez producidas desde arriba hacia abajo por el decaimiento de alguna partícula exótica superpesada o algún defecto topológico sobreviviente del Big Bang.
3. No entendemos cómo logran propagarse hasta nosotros sin ser atenuados por la radiación de fondo. Esto se debe a que por ejemplo si fuesen protones, a energías mayores de 10^{20} eV los factores relativistas involucrados son gigantescos, $\gamma = E/mc^2 > 10^{11}$, y por lo tanto en el sistema de reposo del rayo cósmico los fotones de temperatura $T_{CMB} \simeq 2.7^\circ\text{K}$ se verían como rayos gamma de más de 100 MeV, y por lo tanto serían capaces de producir piones (esencialmente excitando la resonancia Δ , *i.e.*, $p + \gamma \rightarrow \Delta \rightarrow p + \pi$). Esta fotoproducción de piones haría que la energía de un protón se degrade por debajo del umbral $E_{GZK} \simeq 5 \times 10^{19}$ eV después de recorrer unos 50–100 Mpc, lo que se conoce como el ‘corte’ de GZK. Este nombre hace referencia a Greisen, Zatsepin y Kuzmin [1], quienes sugirieron poco después de que fuera descubierta la radiación cósmica de fondo por Penzias y Wilson, que no deberían observarse rayos cósmicos por encima de E_{GZK} .

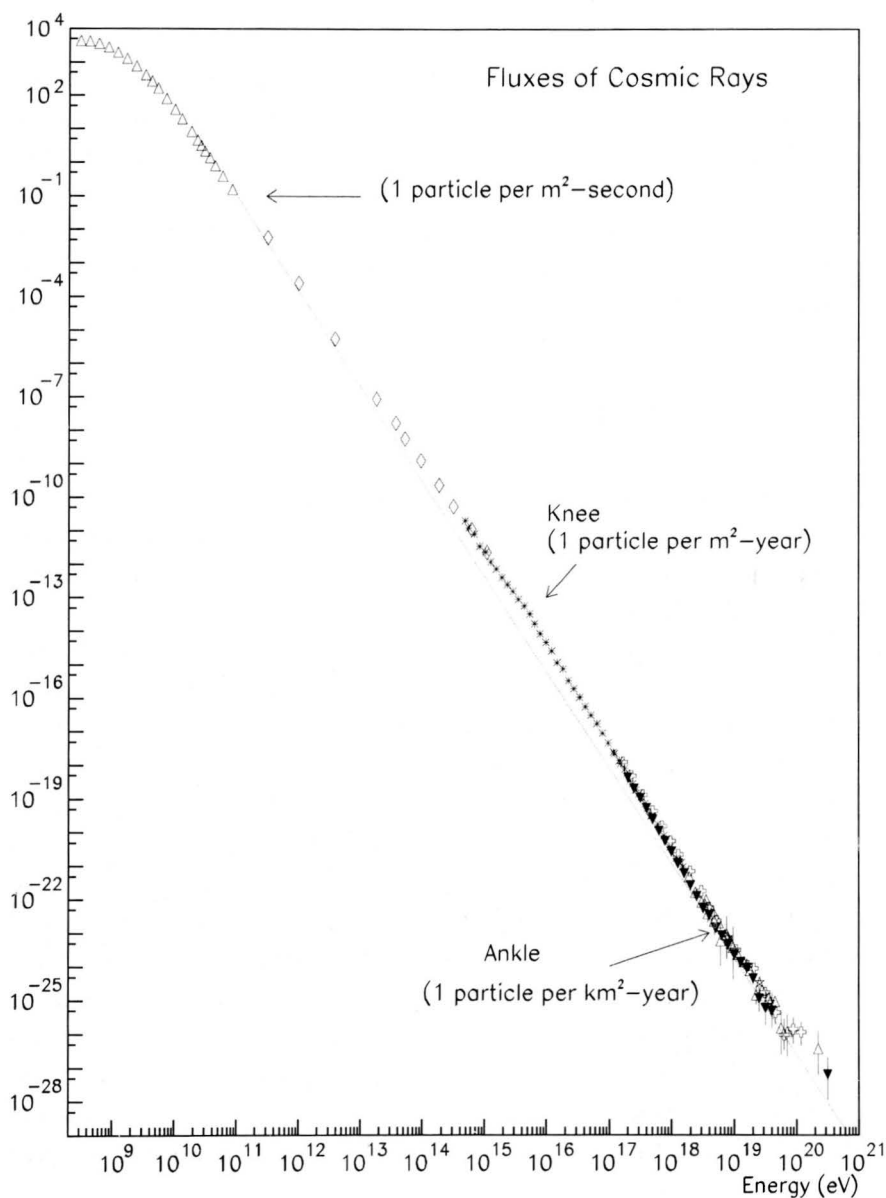


Figura 1. Espectro observado de los rayos cósmicos. A energías mayores que 10^{20} eV el flujo es de una partícula/(km^2 siglo) y su medición requiere por lo tanto de gigantescas áreas. El detector Auger cubrirá de hecho $3000 km^2$ con un arreglo de detectores para poder observar las lluvias de partículas generadas por la interacción de los rayos cósmicos en la alta atmósfera.

Un corte similar se espera tambien en el caso de que los rayos cósmicos sean núcleos pesados [2]¹. En este caso, debido a la mayor masa del núcleo, para una dada energía el factor relativista es menor que en el caso del protón, y por lo tanto en el sistema de reposo del núcleo la energía del rayo gamma es proporcionalmente menor (algunos MeV para $E \simeq 10^{20}$ eV). Esto hace que no sea posible la fotoproducción de piones en este caso, pero sin embargo los fotones tienen aún energía suficiente para desintegrar al núcleo, en particular excitando la llamada resonancia gigante. De éste modo un núcleo pesado va perdiendo nucleones al propagarse en el espacio intergaláctico y llega como un núcleo de menor masa, y por lo tanto menos energético. Aquí nuevamente resulta que energías mayores que 10^{20} eV requieren de fuentes no más lejanas que algunas decenas de Mpc (como referencia, el cúmulo de galaxias más cercano, Virgo, está a unos 20 Mpc).

El escenario generalmente aceptado es que por debajo del tobillo ($E < 5 \times 10^{18}$ eV) los rayos cósmicos son protones o núcleos basicamente de origen galáctico, acelerados en ondas de choque producidas por explosiones de supernovae o incluso directamente en los grandes potenciales electrostáticos que pueden generar los púlsares. Como el radio de giro de un rayo cósmico de energía E y carga Z en un campo magnético B es $R \sim \text{kpc}(\mu\text{G}/B)(E/Z \text{ } 10^{18}\text{eV})$, está claro que por debajo del tobillo los campos magnéticos galácticos² de algunos μG hacen que las trayectorias sean bastante retorcidas y por lo tanto la descripción del transporte de rayos cósmicos debe hacerse en términos de la difusión y deriva de éstas partículas. Sin embargo, a energías superiores los radios de giro se vuelven comparables o mayores que las dimensiones de la galaxia y por lo tanto el efecto del campo magnético es producir pequeñas desviaciones (ver

¹Por ejemplo el hierro es un buen candidato, ya que es un elemento abundante en los entornos de las supernovas y debido a su gran carga puede ser acelerado más eficientemente por campos magnéticos.

²El campo magnético galactico tiene una componente uniforme que sigue aproximadamente la estructura de los brazos espirales, cambiando de dirección de un brazo al otro, y localmente tiene una intensidad de unos $3\mu\text{G}$. Existe además una componente aleatoria de amplitud similar y pequeña longitud de correlación (~ 100 pc).

figura 2). Uno espera entonces poder reconstruir aproximadamente la ubicación de las fuentes, y por lo tanto hacer astronomía, con los rayos cósmicos de mayor energía.

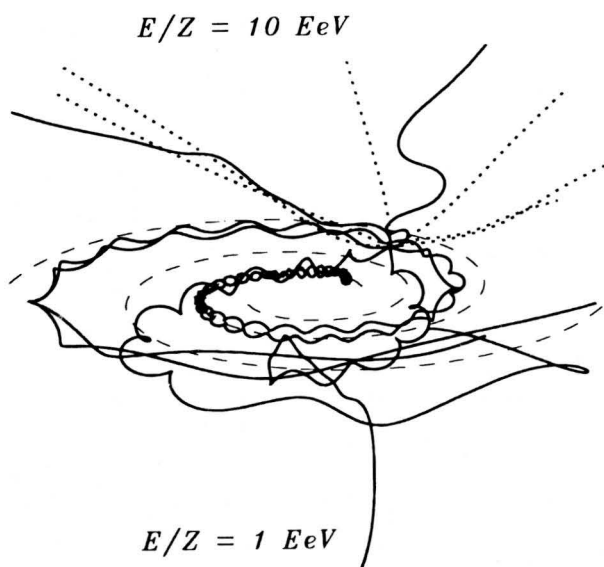


Figura 2. Ejemplos de trayectorias de núcleos con $E/Z = 1 \text{ EeV}$ ($= 10^{18} \text{ eV}$) y 10 EeV . A bajas energías las partículas quedan atrapadas por la estructura espiral asociada al campo magnético uniforme de la galaxia.

La no observación de ninguna anisotropía en la dirección del plano galáctico sugiere por lo tanto que en el 'pie' del espectro los rayos cósmicos son extragalácticos. En este caso, si fueran realmente hadrones normales (protones o núcleos) las fuentes no podrían estar muy alejadas para evitar el límite de GZK, es decir deberían estar a menos de 20–50 Mpc. Sin embargo, las búsquedas de correlaciones entre las direcciones de llegada de los eventos observados (una docena por encima de 10^{20} eV) y objetos extragalácticos que pudieran actuar de fuentes, o en general con la dirección del superplano galáctico donde se encuentran la mayor parte de las galaxias cercanas, no ha dado resultados positivos, y por lo tanto la ubicación de las posibles fuentes sigue siendo un misterio.

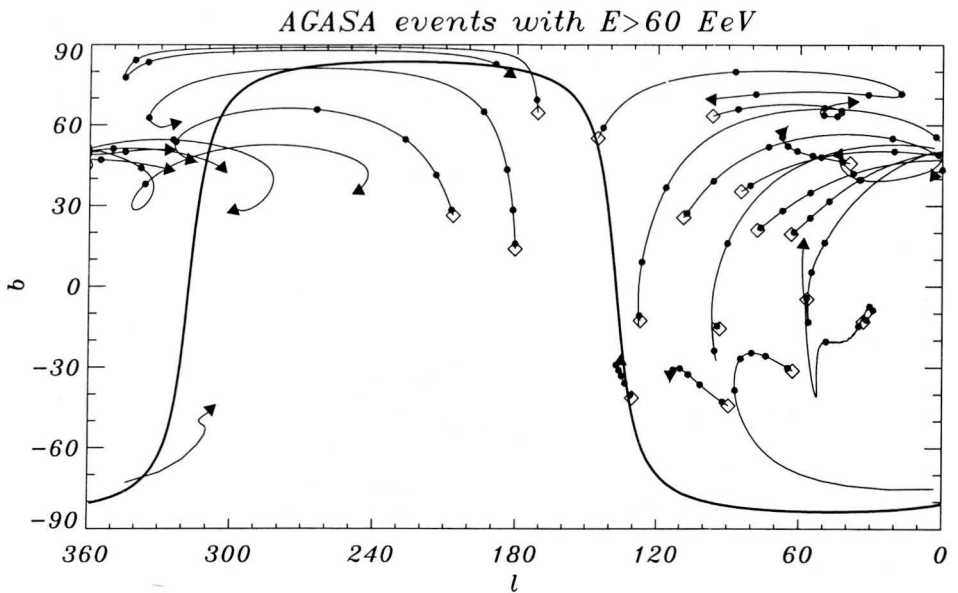


Figura 3. Direcciones de llegada observadas (rombos) de los eventos de AGASA con energía $> 6 \times 10^{19} \text{ eV}$ y las correspondientes direcciones originales de entrada a nuestra galaxia para diferentes composiciones (diferentes cargas Z). Los distintos puntos indican los casos $Z = 1, 6, 10, 14$ y 20 , mientras que la punta de las flechas corresponde a $Z = 26$ (hierro). La línea gruesa indica la ubicación del superplano galáctico, donde residen la mayor parte de las posibles fuentes cercanas.

Para determinar la dirección de origen de un rayo cósmico es necesario tener en cuenta las posibles desviaciones causadas por los campos magnéticos galácticos (y eventualmente también los extragalácticos si estos fuesen grandes) [3, 4]. Por ejemplo la figura 3 muestra las direcciones de llegada ‘afuera’ de nuestra galaxia para los eventos observados por el detector AGASA, el más grande en operación en la actualidad. Los rombos indican la ubicación en coordenadas galácticas (longitud ℓ y latitud b) de los eventos observados, y los distintos puntos indican cual hubiera sido la dirección original de entrada a nuestra galaxia (*i.e.*, la dirección de la fuente) antes de ser desviado por el campo magnético galáctico, asumiendo

distintas composiciones para el rayo cósmico incidente (desde protones hasta hierro). Claramente si la composición fuese pesada las desviaciones serían de varias decenas de grados, incluso a las energías más grandes [4]. Por lo tanto, queda claro que para poder hacer ‘astronomía’ con rayos cósmicos es necesario conocer al menos aproximadamente cuál es su composición.

En un par de trabajos recientes hemos demostrado [4, 5] que las desviaciones magnéticas producen también otros efectos importantes que son aún más llamativos. Estos se deben a que el campo magnético, además de desviar las trayectorias, actúa como una lente gigantesca que focaliza los rayos cósmicos, dando lugar a magnificaciones o desmagnificaciones de los flujos originales. Como las desviaciones dependen de la energía, este efecto puede cambiar el espectro de una fuente puntual. Más aun, como el campo magnético no es uniforme, la formación de imágenes múltiples de una fuente es posible (ver figura 4). De una manera análoga a lo que sucede con las lentes gravitatorias, las nuevas imágenes aparecen en pares (con paridades opuestas) cuando la fuente se encuentra sobre ciertas direcciones en el cielo, las así llamadas cáusticas. En el caso de las desviaciones magnéticas, estas cáusticas se mueven en el cielo al variar la energía, barriendo una fracción considerable de él. Cuando pasan sobre la ubicación de la fuente, un nuevo par de imágenes aparecerá (o desaparecerá) a esa energía, que llamaremos E_0 y que depende de la ubicación de la fuente. La magnificación de estas nuevas imágenes resulta divergente en la cáustica, pero entorno a la energía E_0 el factor de magnificación es

$$\mu_i \simeq A/\sqrt{1 - E/E_0} \pm B + C_i\sqrt{1 - E/E_0}$$

como se muestra en la figura 4 [5].

Haciendo la convolución de esta magnificación con el espectro original de la fuente se obtiene el espectro observado en la tierra, que será finito ya que la divergencia de la magnificación es integrable. De todos modos es posible obtener grandes amplificaciones del espectro para energías cercanas a la de la cáustica. Esto podría ser de interés para explicar algunos eventos observados que aparecen asociados en pares o en tripletes en ciertas direcciones del cielo,

y que podrían ser debidos a imágenes secundarias en la cercanía de una cáustica.

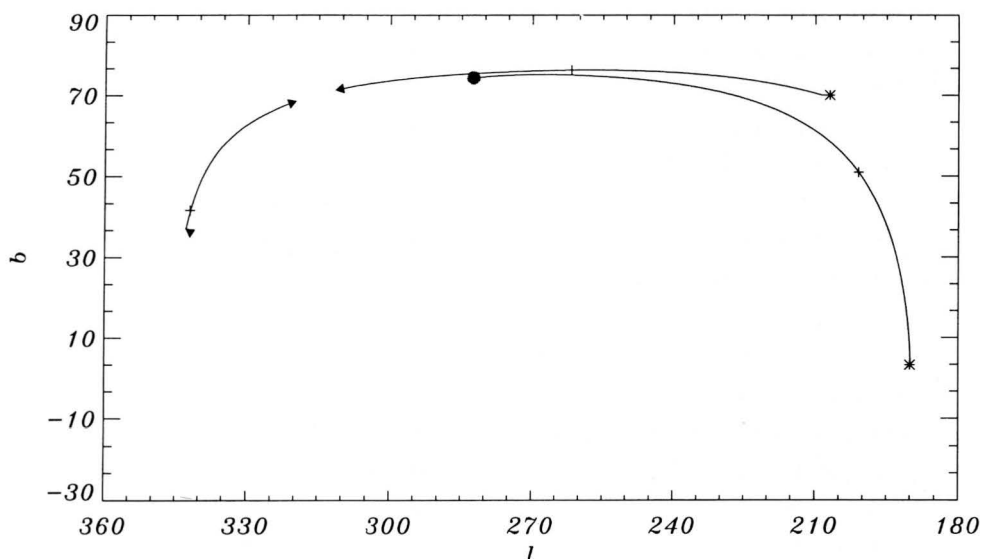


Figura 4. Desplazamiento angular de las imágenes y formación de pares de imágenes secundarias. La posición de la fuente (punto grande) corresponde a la ubicación de M87 en el cúmulo de Virgo. Las imágenes secundarias aparecen donde las flechas se encuentran. Los signos + son la ubicación de las imágenes para $E/Z = 10^{19}$ eV y los asteriscos para $E/Z = 5 \times 10^{18}$ eV.

El efecto de lente magnética puede también modificar la composición observada en la Tierra, ya que si el flujo inicial es una mezcla de distintos núcleos, a una dada energía las distintas componentes se magnificarán en forma distinta debido a sus diferentes cargas, y por lo tanto las fracciones relativas de cada elemento variarán.

Otro efecto interesante es que debido al distinto camino asociado a cada imagen, las imágenes múltiples tendrán defasajes temporales (típicamente de varios siglos para $E/Z \sim 10^{19}$ eV). Esto podría ser relevante para la detección de fuentes con vida corta o con variabilidad intrínseca.

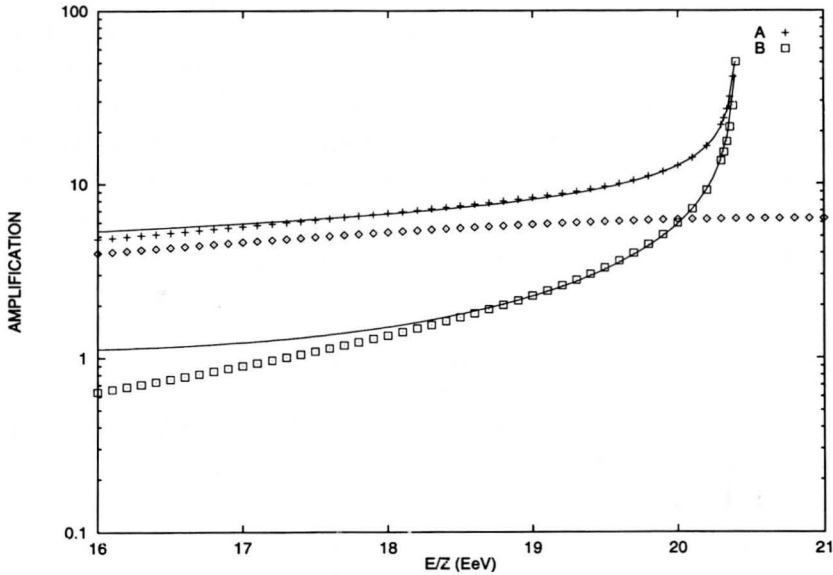


Figura 5. Resultados numéricos y ajustes analíticos a las magnificaciones de las imágenes secundarias en torno a una cáustica. La dirección original es la de M87, y los rombos corresponden a la imagen principal.

Los efectos discutidos aquí son importantes si el cielo está dominado por unas pocas fuentes poderosas, por ejemplo en modelos donde la aceleración sucede en galaxias activas. Si el flujo fuera en cambio aproximadamente isotrópico, como es el caso en algunos modelos de defectos topológicos, el teorema de Liouville implicaría que no habría efectos observables. Esto fue demostrado en los años 30 por Lemaitre y Vallarta [6], en uno de los clásicos de la literatura científica latinoamericana (ya que Vallarta era mexicano), donde se mostró que las zonas del cielo que aparecen muy magnificadas se ven al mismo tiempo bajo un ángulo sólido mayor, y por lo tanto si el flujo es isótropo, el flujo por unidad de ángulo sólido se mantiene constante. Esto es precisamente lo que sucede a bajas energías y es la razón por la cual los efectos discutidos aún no han sido observados. Es notable que la transición a un régimen

no difusivo donde los efectos asociados a fuentes puntuales pueden comenzar a manifestarse sucede justamente en torno a las energías ligadas al tobillo del espectro, y por lo tanto es de esperar que los nuevos detectores en construcción podrán estudiar estos efectos. En particular, el Observatorio Auger en construcción en Argentina juntará una estadística 30 veces superior a la existente actualmente a energías superiores a 10^{19} eV y podrá dilucidar uno de los grandes enigmas que agobian a los físicos de altas energías hoy en día.

Agradecimientos

Este trabajo fue financiado por ANPCyT, CONICET y Fundación Antorchas, Argentina.

Referencias

1. K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1996) 748; G. T. Zatsepin y V. A. Kuzmin, *Sov. Phys. JETP* **4** (1966) 78.
2. J. L. Puget, F. W. Stecker y J. J. Bredekamp, *Astrophys. J.* **205** (1976) 638; L. N. Epele y E. Roulet, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1999) 3295; L. N. Epele y E. Roulet, *JHEP* **10** (1998) 009.
3. T. Stanev, *Astrophys. J.* **479** (1997) 290; G. Medina Tanco, E. Gouveia dal Pino y J. Horvath, *Astrophys. J.* **492** (1998) 200.
4. D. Harari, S. Mollerach and E. Roulet, *JHEP* **08** (1999) 022.
5. D. Harari, S. Mollerach and E. Roulet, *JHEP* **0002** (2000) 035.
6. G. Lemaître and M. S. Vallarta, *Phys. Rev.* **44** (1933) 224.