



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

MAPEO DE OBJETOS
EXTRAGALÁCTICOS UTILIZANDO
PARTÍCULAS CARGADAS SOBRE LA
SUPERFICIE TERRESTRE

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

PRESENTA:

ALEJANDRO DANIEL GUZMÁN CABRERA

DIRECTOR DE TESIS:

DOCTOR GUSTAVO ADOLFO MEDINA-TANCO



2009



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del Alumno

Guzmán
Cabrera
Alejandro Daniel
55 95 51 09
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
301042204

2. Datos del Tutor

Dr
Gustavo Adolfo
Medina-Tanco

3. Datos del Sinodal 1

Dr
José Francisco
Valdés
Galicia

4. Datos del Sinodal 2

Dr
Juan Carlos
D'Olivo
Saenz

5. Datos del Sinodal 3

Dr
José Rúbén
Alfaro
Molina

6. Datos del Sinodal 4

Dr
Alberto Daniel
Supanitsky

7. Datos del Trabajo Escrito

MAPEO DE OBJETOS EXTRAGALÁCTICOS UTILIZANDO PARTÍCULAS CARGADAS SOBRE LA SUPERFICIE TERRESTRE

77 p
2009

Contenido

Resumen	vi
1 Rayos C3smicos	2
1.1 Historia de los rayos c3smicos	2
1.2 Detecci3n	3
1.2.1 Chubascos atmosf3ricos	3
1.2.2 AGASA	6
1.2.3 HiRes	8
1.2.4 Observatorio Pierre Auger	8
1.2.5 JEM-EUSO	12
1.3 Mecanismos de aceleraci3n	14
1.3.1 Mecanismos <i>Bottom-up</i>	14
1.3.2 Mecanismos <i>Top-down</i>	17
1.4 Estado del arte	19
1.4.1 El espectro de energ3as del los rayos c3smicos	19
1.4.2 El corte Greisen-Zatsepin Kuz'min	22
1.4.3 Composici3n	26
2 Propagaci3n en el campo magn3tico	32
2.1 Campo Magn3tico Gal3ctico	33
2.1.1 El campo en el disco y en el Halo gal3ctico	35
2.1.2 El campo en el centro de la galaxia	36
2.2 Campo Magn3tico Extragal3ctico	37
2.3 Anisotrop3as	41
3 Estudios sobre las deflexiones e interpolaciones para mapas	46
3.1 Teselaciones (Pixelizaciones)	47
3.1.1 Quadrilateralized spherical projection. "QuadCube".	47
3.1.2 HEALPix (<i>Hierarchical Equal Area and isoLatitude Pixelization</i>)	49
3.2 Estudios preelminares usando "QuadCube"	50
3.3 Interpolaci3n	60
4 Conclusiones	63
Ap3ndice	64

A Trabajo para la 31st International Cosmic Ray Conference 2009 en Lodz, Polonia.	64
B Subrutina para el cálculo del cerco convexo	69
C Hodoscopio de muones BATATA	71
C.1 Fibra óptica	74
Referencias	77

Resumen

A principios del siglo XX se descubrió la existencia de radiación ionizante. Este tipo de radiación mostró tener dos componentes: uno terrestre y el otro extraterrestre. Estos “rayos cósmicos”, como fue bautizado este segundo componente extraterrestre por Milikan en 1925, actualmente, siguen siendo tema de debate y un apasionante objeto de estudio de la física y astrofísica moderna.

Los principales constituyentes de los rayos cósmicos son núcleos atómicos como los que se encuentran en nuestro planeta con abundancias similares a las abundancias cósmicas con algunos “picos” de elementos pesados. También hay rayos cósmicos que son electrones, positrones y antiprotones, hay antimateria pero no se han detectado antinúcleos de algún elemento.

Los rayos cósmicos ultra energéticos, es decir, con energías superiores a los 10^{19} eV por partícula, sufren en general, una pequeña pero significativa deflexión al surcar el medio galáctico. A menos que haya campos magnéticos extraordinariamente fuertes en el medio interestelar, del orden de μG , los rayos cósmicos ultra energéticos aún retienen información acerca de su procedencia, que puede utilizarse para buscar las fuentes de las cuales surgieron.

Tradicionalmente para encontrar la dirección de arribo en las afueras de nuestra galaxia se calcula la deflexión de las partículas que arriban a la Tierra, utilizando la reversibilidad de sus trayectorias en los campos magnéticos e “inyectando” sus antipartículas con un momento opuesto desde la Tierra. Este procedimiento resulta inaplicable para determinar como se mapean poblaciones u objetos extra galácticos en la Tierra, pues no se sabe en que dirección podrían arribar en el hipotético caso de que arribaran a la Tierra. Esto se debe a que es pragmáticamente inviable “inyec-

tar” a las partículas en el Halo galáctico en todas las direcciones posibles y luego ver cuales de estas se logran propagar hasta la Tierra. En este trabajo se presenta un estudio basado en algoritmos numéricos acerca de como mapear conjuntos de coordenadas en el borde galáctico en un detector en el círculo solar, utilizando partículas de distintas energías para realizar este mapeo. Siendo un objetivo cumplido de este trabajo, su presentaci3n en la *31st International Cosmic Ray Conference, L3d3 2009* en Polonia.

De manera conjunta con el desarrollo y en un 3rea relacionada pero totalmente experimental, como parte de mi servicio social colabor3 activamente en la construcci3n del hodoscopio de muones BATATA, para la colaboraci3n internacional del observatorio Pierre Auger. Aqu3 estuve a cargo de desarrollar protocolos de preparaci3n, caracterizaci3n y montaje de la fibra 3ptica que precisa este detector. As3 mismo colabor3 de manera estrecha con investigadores del Instituto de Ciencias Nucleares en la construcci3n y prueba de otras partes del detector. Desde el contenedor del detector, hasta pruebas con la electr3nica “front-end” desarrollada exclusivamente para este detector. Esta colaboraci3n tambi3n ha permitido la publicaci3n de distintos trabajos de los cuales soy co-autor.

Capítulo 1

Rayos Cósmicos

1.1 Historia de los rayos cósmicos

Los rayos cósmicos fueron descubiertos a principios del siglo XX, por Hess[1] y Kohlhörster[2], a partir de su efecto ionizante en gases contenidos en recipientes de vidrio herméticos, similares a los electroscopios, llamados instrumentos de radiación de Wulf, que tenían la capacidad de medir el número de iones por cm^3 presentes en la atmósfera. En experimentos realizados en globos aerostáticos, Hess notó que el efecto ionizante, que inicialmente disminuía al alejarse de la superficie terrestre, aumentaba rápidamente a partir de cierta altitud, lo que lo hizo suponer que la causa de este efecto se encontraba fuera de la Tierra.

Con la invención del detector Geiger-Müller en 1929, la detección de los rayos cósmicos se volvió más precisa al permitir detectarlos individualmente. Experimentos utilizando dos o más de estos detectores mostraban coincidencias en el arribo de partículas. Para poder saber si se trataba de partículas cargadas o de fotones muy energéticos, se tomó en cuenta que el campo magnético terrestre actúa sobre partículas energéticas dependiendo de su carga, y son diferentemente afectados ya sea si vienen del este o del oeste, y así se detectó la carga de estas partículas [3].

En 1934 Bruno Rossi reportó observaciones casuales de grupos de partículas que producían coincidencias entre detectores bastante distantes entre sí. De hecho en experimentos subsecuentes realizados por Pierre Auger en 1938, se observó que cuando los rayos cósmicos penetran en la atmósfera terrestre producen unos fenómenos denominados Chubascos Atmosféricos Extensos, en los que a partir de la colisión de un rayo cósmico “primario” con la atmósfera se producen millares de partículas, lla-

madras rayos c3smicos secundarios. Adem3s Auger not3 que esta part3culas pose3an energ3as considerablemente altas, superiores a 10^{15} eV.

Alrededor de 1960 y desde entonces se han detectado part3culas con energ3as arriba de 10^{20} eV, con m3s de una docena de estos eventos reportada hasta nuestros d3as. Le ha tomado casi 40 a3os a la comunidad cient3fica convencerse de que est3s energ3as son reales; siendo 3.2×10^{20} eV la mayor energ3a observada para un rayo c3smico [4] (este evento fue visto por el observatorio Fly's Eye). El 3xito en la corroboraci3n de estas energ3as tan altas se debe a la combinaci3n de detectores de fluorescencia atmosf3rica con detectores de superficie que observan luz Čerenkov y los electrones, positrones o muones secundarios respectivamente.

Desde la d3cada de 1950 se mostr3 que protones con energ3as arriba de 3×10^{18} eV que se encuentran en el campo magn3tico gal3ctico deben tener un radio de Larmor muy grande como para ser contenidos en nuestra galaxia, por lo que desde entonces se ha especulado sobre su probable origen extra gal3ctico.

Los rayos c3smicos son estudiados con detectores situados en globos de gran altitud (particularmente exitosos han sido los vuelos de globos en la regi3n ant3rtica donde los globos alcanzan 40 km de altitud y pueden circunnavegar el polo sur varias veces en un verano ant3rtico); detectores en 3rbita alrededor de la Tierra (como el AMS o el JEM-EUSO) e inclusive con arreglos de detectores (p.ej. AGASA, Fly's Eye, HiRes o Pierre Auger); es en este 3ltimo se mejora la resoluci3n de la energ3a en las observaciones utilizando t3cnicas "h3bridas" que combinan los detectores de superficie terrestre con los detectores de fluorescencia.

1.2 Detecci3n

1.2.1 Chubascos atmosf3ricos

Si un rayo c3smico primario es un nucle3n, el chubasco (tambi3n llamado lluvia o casacada) comienza con una interacci3n hadr3nica,

$$N + Aire \rightarrow A + N + m(\pi^+ + \pi^- + \pi^0)$$

donde N es el nucle3n primario (prot3n o neutr3n), A es un n3cleo atmosf3rico excitado y m es la cantidad de piones producidos. Para el caso en que el primario sea un n3cleo se puede escribir una ecuaci3n similar, pero en este caso el n3cleo interactuante estar3 en un estado excitado despu3s de la interacci3n. En estas inter-

acciones de energías tan altas parte de la energía del primario es perdida en forma de partículas secundarias, las cuales consisten principalmente en mesones, bariones e hiperones. A la fracción de energía perdida por el primario se le llama inelasticidad y al número de partículas secundarias se le llama multiplicidad. Las partículas secundarias adquieren cantidad de momento transversal a la dirección de incidencia del primario lo que origina el desarrollo lateral de los chubascos.

La mayoría de las partículas secundarias producidas son piones y kaones. Estas partículas pueden volver a interactuar con los átomos de la atmósfera y así producir nuevas partículas secundarias. Algunas de las partículas secundarias creadas, son inestables y por lo tanto decaen. Si el camino libre medio correspondiente a la interacción con la atmósfera es menor que el correspondiente al decaimiento, el proceso de interacción domina frente al del decaimiento y viceversa. Por lo tanto las partículas secundarias interactúan o decaen en otras al propagarse a través de la atmósfera constituyendo el chubasco atmosférico, que se propaga hacia la superficie terrestre.

Los piones neutros producidos tienen una vida media $\sim 10^{-8}$ s por lo que decaen rápidamente en dos fotones,

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

aunque los siguientes decaimientos también son posibles: $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ y $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$. Los piones son los responsables de la parte electromagnética de la lluvia, la que a su vez, disipa el 90% de la energía del primario, ionizando la atmósfera. Debido a la interacción hadrónica de los fotones, una pequeña fracción de la cascada electromagnética es reinyectada en la hadrónica. De manera similar los mesones cargados decaen en muones, siendo los decaimientos dominantes (ver figura 1.1):

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu \\ K^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu \\ K^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \mu^0 \end{aligned}$$

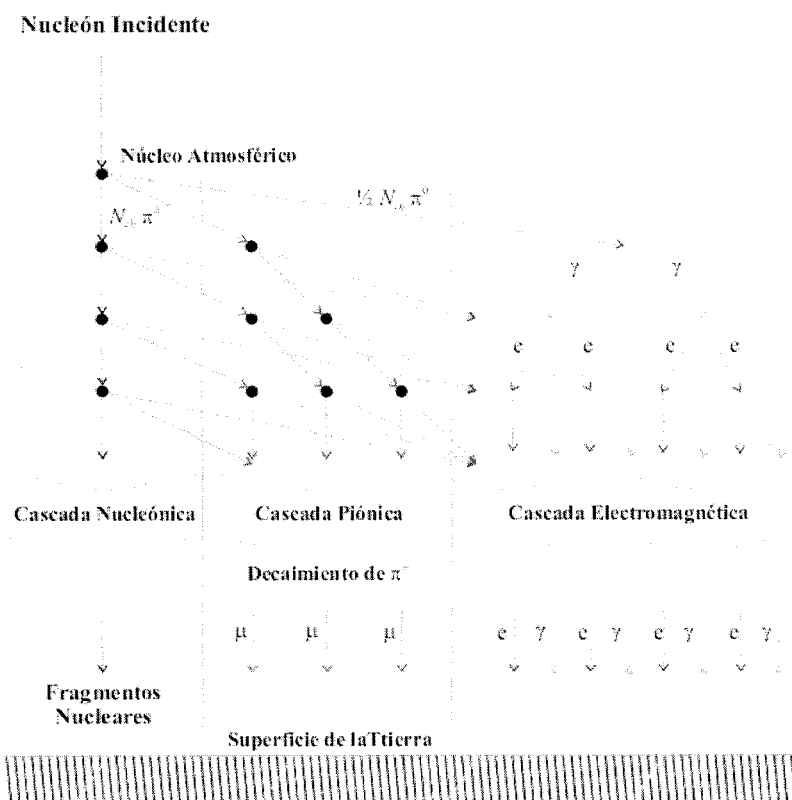


Figura 1.1: Desarrollo esquem3tico de un chubasco atmosf3rico iniciado por un prot3n. En la superficie de la Tierra, las part3culas m3s abundantes son los fotones, electrones y positrones (parte electromagn3tica), y en menor cantidad los muones.

Para terminar esta introducci3n vale la pena mencionar las t3cnicas de detecci3n de rayos c3smicos con algunos de sus exponentes, espec3ficamente los detectores que buscan rayos c3smicos ultraenerg3ticos que son el tema de estudio del presente trabajo. Para la detecci3n directa hay otros tipos de experimentos [9] [8] y 3nicamente pueden medir energ3as por part3cula hasta $\sim 10^{16}$ eV, mientras que los de medici3n indirecta miden rayos c3smicos que pueden llegar a sobrepasar estas energ3as por varios ordenes de magnitud.

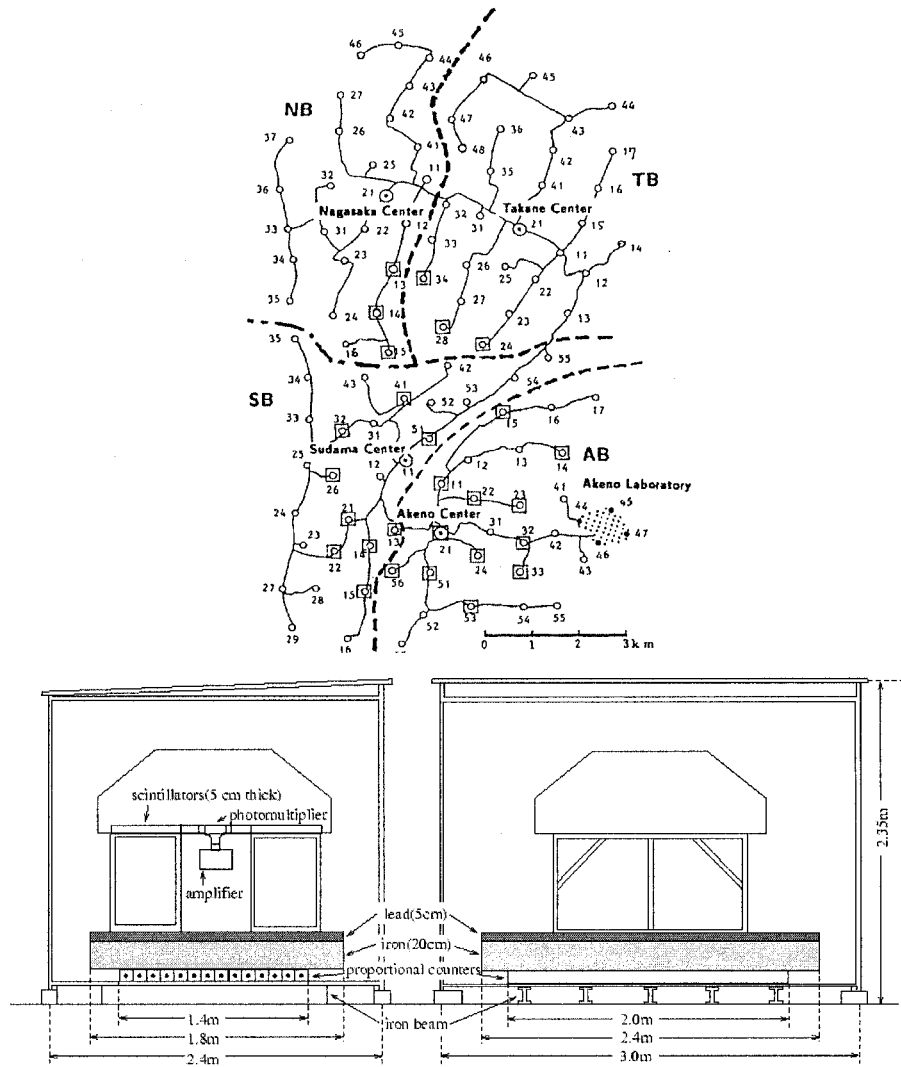


Figura 1.2: Arriba, vista esquemática de AGASA. Las líneas s3lidas representan el cableado de fibra "3ptica. Abajo, diagrama de los detectores de centelleo de AGASA (tomado de [31]).

Como un estimador de la energ3a, AGASA utiliza la densidad local a una cierta distancia (600 m) de part3culas cargadas pertenecientes a un mismo chubasco.

1.2.3 HiRes

Utilizando otra t3cnica de detecci3n tenemos al experimento HiRes (*High Resolution Fly's Eye*)². Este experimento est3 situado en el desierto oeste de Utah. El observatorio se encuentra dividido en dos sitios separados por una distancia de 12.6 km. El HiRes-1 situado en Little Granite Mountain, consta de 22 espejos que observan casi 360° azimutalmente y de 3° a 17° en elevaci3n, comenz3 a operar en junio de 1997 (en lo que es llamado HiRes Monocular). Posteriormente en 1999, situado en Camel's Back Ridge con 42 espejos y con capacidad de observar 360° azimutalmente y de 3° a 31° en elevaci3n, comenz3 a operar HiRes-2.[30, 27]

Los 64 espejos de HiRes utilizan el mismo dise1o 3ptico. Luz de fluorescencia (en el ultravioleta) de un chubasco atmosf3rico distante es recolectada por un espejo esf3rico de 1.6m de radio (con un 3rea efectiva de recolecci3n de luz de 3.72m²). En la zona focal del espejo se encuentra un arreglo de 16 × 16 fotomultiplicadores, colocados en un ajustado arreglo hexagonal (de ah3 proviene el nombre "*Fly's Eye*" por su similitud a un ojo de mosca). Cada uno de los tubos fotomultiplicadores cubre un cono de aproximadamente 1° de apertura. Con esta resoluci3n la raz3n entre la se1al y el ruido de fondo es suficientemente baja como para poder observar chubascos a una distancia de 30 km.

1.2.4 Observatorio Pierre Auger

El observatorio Pierre Auger est3 localizado en la pampa amarilla cerca de la ciudad de Mendoza en Argentina. Su objetivo principal es ayudar a resolver las interrogantes sin respuesta que rodean a las part3culas con energ3as $\gtrsim 10^{19.5}$ eV. El Observatorio Auger tendr3 adem3s una replica del arreglo de detectores en el hemisferio norte (en Colorado), con lo que podr3 medir la direcci3n de arribo y la energ3a del rayo c3smico primario, as3 como el componente mu3nico del chubasco atmosf3rico que este produzca, y para un subconjunto de eventos, medir3 incluso, el desarrollo longitudinal de los chubascos. El an3lisis de estos par3metros es utilizado para seleccionar ejemplos de eventos ya sea de primarios ligeros ($A \leq 16$) o pesados ($A \geq 16$), con base en simulaciones de Monte Carlo. Correlaciones entre varios de estos par3metros (energ3a, direcci3n de arribo, masa, carga, etc.) son utilizados para revelar los dis-

²<http://www.cosmic-ray.org/index.html>

1.2.2 AGASA

El *Akeno Giant Air Shower Array* (AGASA ¹) se localiza en el observatorio Akeno (138°30' E y 35°47'N) a 130 km al oeste de Tokio[33, 32], consiste en un arreglo de 111 detectores de superficie diseminados en un 1rea de 100 km² y ha estado operando desde 1990.

Cada uno de los detectores de centello consiste en centelladores pl1sticos de 2.2 m² separados entre ellos alrededor de 1 km ver figura 1.2. Estos detectores son controlados y monitoreados por una computadora central por medio de una arreglo de fibra 3ptica [33]. El tiempo relativo entre los datos de los detectores es tomado con una precisi3n de 40 ns; todos los relojes del detector son sincronizados con el reloj central tomando en cuenta el tiempo de propagaci3n de la se1al en los cables y los distintos dispositivos electr3nicos. Esto se repite al menos 2 veces al d1a.

¹<http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>

tintos componentes del espectro total observado. Por ejemplo, es probable que una parte significativa de los primarios pesados con energías de 10^{19} eV se produzcan en nuestra galaxia; de ser así las direcciones de arribo de estos primarios deben estar correlacionados con la distribución de masa de nuestra galaxia (habría mayor cantidad de estos eventos provenientes del disco galáctico). Este componente al no ser muy afectado por la interacción con la radiación de fondo, exhibiría el espectro de energía de los mecanismos de producción de los aceleradores galácticos. Por otro lado si la componente ligera, incluyendo a los protones, de los rayos cósmicos tiene un corte cerca de los 10^{20} eV, se podría concluir que representan a fuentes extra galácticas que se atenuaron debido a la interacción con la radiación de fondo.

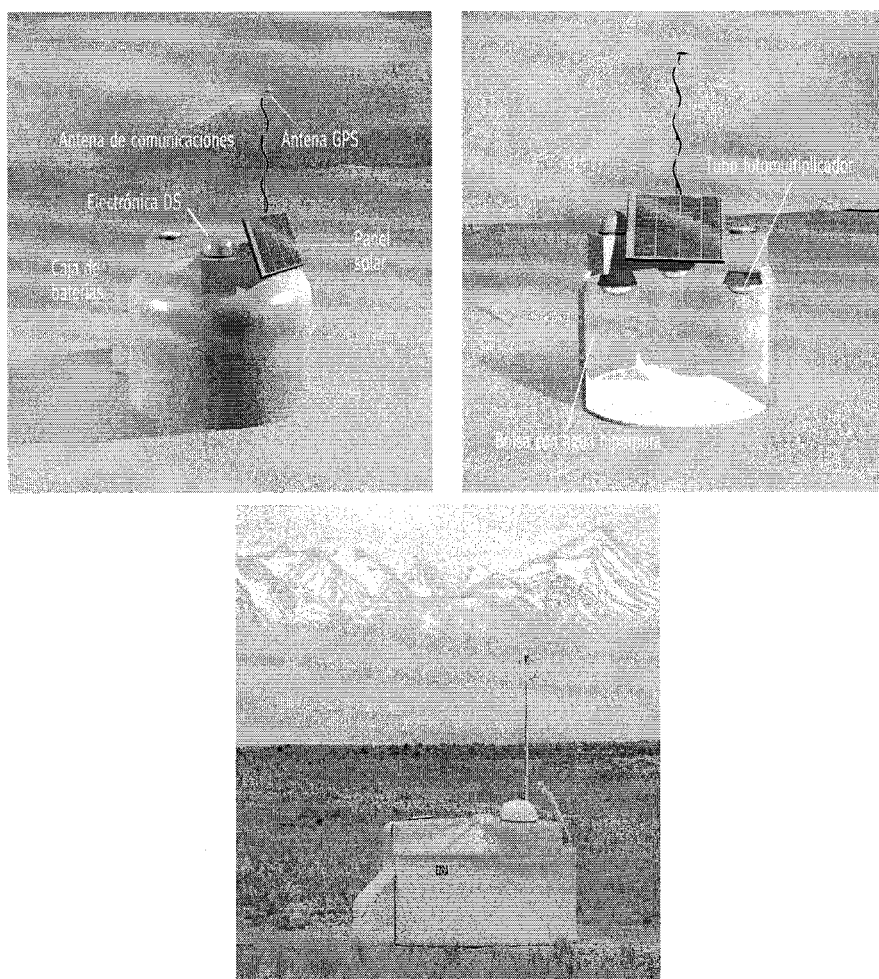


Figura 1.3: Diagrama y fotografía de uno de los 1600 detectores de superficie que componen el arreglo superficial de detectores del observatorio Pierre Auger(tomado de [6]).

Adem3s de los detectores de superficie se usan detectores de fluorescencia ultra violeta del nitr3geno molecular ocasionada por los chubascos atmosf3ricos. Al contrario de la radiaci3n Cerenkov, la fluorescencia es isotr3pica y puede ser vista desde cualquier 3ngulo utilizando los detectores apropiados, que en el caso del Auger se trata de sistemas de recolecci3n de luz utilizando espejos reflectores y un mosaico de tubos foto multiplicadores sensibles a la luz ultravioleta (ver figura 1.4). La fluo-

rescencia emitida por un chubasco a lo largo de su trayectoria se transforma en una se1al que depende del tiempo en el campo de visi3n de los detectores. Esto define una trayectoria a trav3s de la atm3sfera, con la que es posible reconstruir el perfil longitudinal del chubasco, el cual es proporcional a la energ3a del primario. Esta fue la t3cnica utilizada por la universidad de Utah en su detector *Fly's eye*, predecesor del HiRes. El uso de ambas t3cnicas de detecci3n es la raz3n por la cual se le llama al Auger un detector h3brido, aunque cabe resaltar que los detectores de fluorescencia solo funcionan el 10% del tiempo debido a que solo pueden ser utilizados en noches claras y sin luna, mientras que los detectores de superficie est3n funcionando de manera continua.

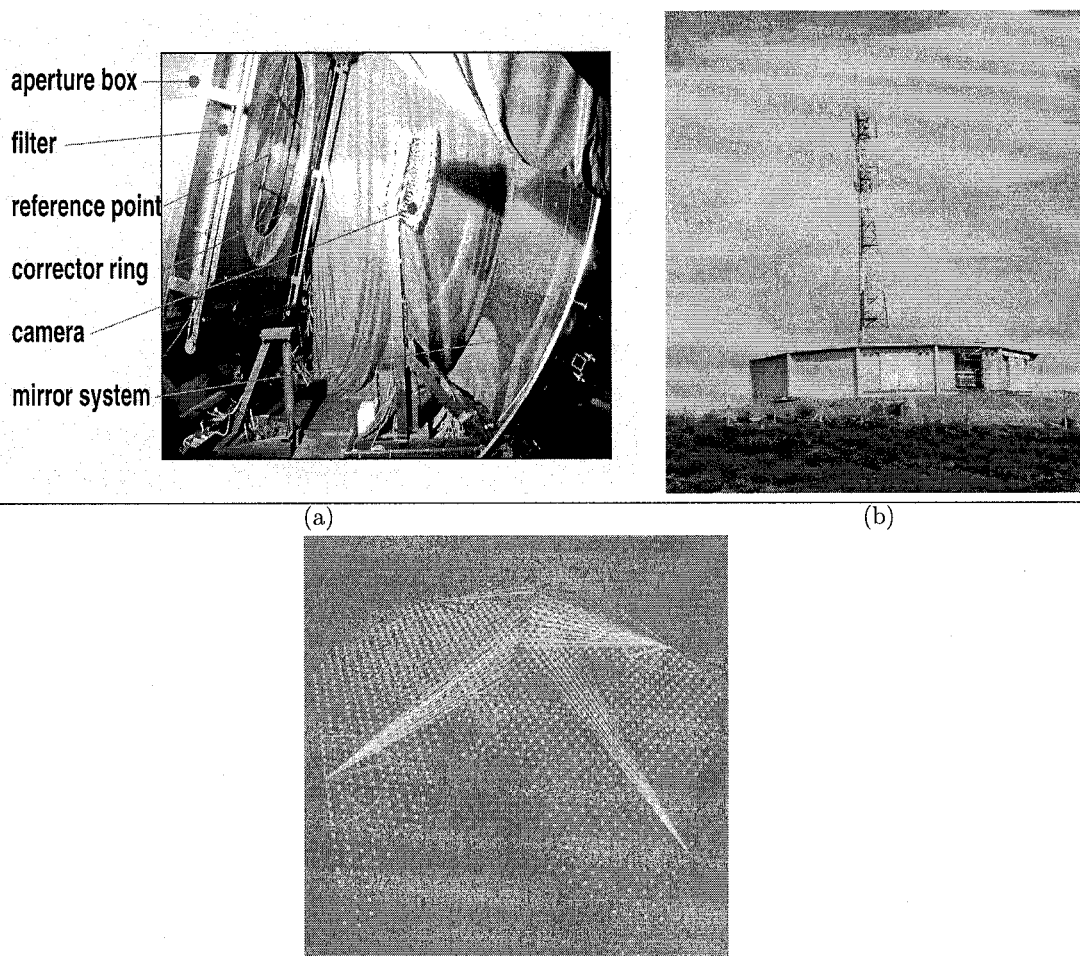


Figura 1.4: (a) Fotografía de un detector de fluorescencia y (b) uno de los edificios que alberga a estos detectores. c) Reconstrucción de un evento visto por los distintos componentes del observatorio Pierre Auger. Los elementos en las esquinas representan los 4 edificios de detectores de fluorescencia.

1.2.5 JEM-EUSO

Finalmente mencionaré el JEM-EUSO (*Japanese Experimental Module (JEM) Extreme Universe Space Observatory (EUSO)*), que no es un experimento actualmente en funcionamiento sino un experimento que es candidato a estar en la estación espacial internacional (cerca del año 2013) a 400 km de altitud. El JEM-EUSO es un

nuevo tipo de observatorio que, al igual que el Pierre Auger, usa la atm3sfera como detector de part3culas. Pero en el experimento JEM- EUSO la apertura instant3nea ser3 de 50 a 250 veces la del observatorio Pierre Auger.

El JEM-EUSO observa los destellos de fluorescencia que causan los chubascos e inclusive destellos C3erenkov utilizando una lente de un campo visual muy amplio que le permite detectar chubascos producidos por primarios con energ3as mayores a los 10^{19} eV , (ver figura 1.5). El objetivo principal del JEM EUSO es la b3squeda de las fuentes astrof3sicas de los rayos c3smicos de tan altas energ3as, pues en general (y este es el tema principal de esta tesis), para energ3as de este orden es posible determinar con cierta precisi3n la posici3n de la fuente del rayo c3smico.

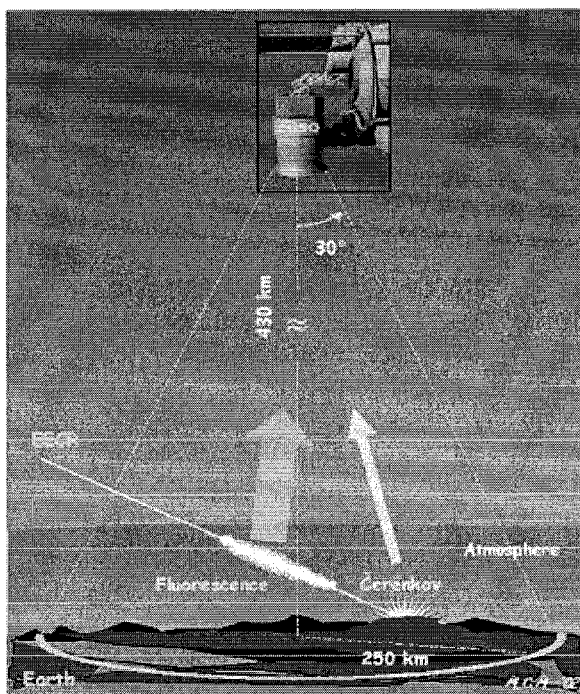


Figura 1.5: Esquema del principio de funcionamiento del JEM-EUSO (tomado de [10]).

1.3 Mecanismos de aceleraci3n

La manera en la que los rayos c3smicos adquieren tan distintas energías continua siendo un misterio. Comenzaré mencionando las teorías que hay hoy en día al respecto.

1.3.1 Mecanismos *Bottom-up*

Este tipo de mecanismos son los más conservadores, en el sentido de que no introducen física nueva y comienzan con una partícula producida con una energía relativamente baja que es acelerada en alguna región hasta las energías con la que es observada aquí en la Tierra. Estos mecanismos están basados en objetos astrofísicos de distintos tipos pero bastante energéticos pero con una gran restricción: estas regiones deben tener un radio de Larmor (r_L) para la energía de las partículas menor que el tamaño del objeto (L_{objeto}) puesto que si $L_{objeto} < r_L$ entonces las partículas escaparían de la región y no podrían ser aceleradas.

$$r_L = \frac{E}{ZecB} > L_{objeto} \quad (1.1)$$

Con base en esto, se puede hacer una estimación de la energía a la cual una partícula relativista puede ser acelerada antes de escapar del objeto astrofísico en cuestión (utilizando valores comparativos para el campo magnético B (en *Gauss*) y el tamaño L_{objeto} (en *Parsecs [pc]*) del objeto:

$$E_{max} = 2c\beta ZeBL_{objeto} \simeq \frac{B}{1G} \frac{L_{objeto}}{1pc} \times 10^{20} eV \quad (1.2)$$

En base a este sencillo cálculo se puede realizar lo que se conoce como el diagrama de Hillas, que grafica las rectas para ciertas partículas en determinadas energías y posicionando diversos objetos astrofísicos en relación con sus tamaños y campos magnéticos asociados. En este diagrama se sintetizan las diversas posibles fuentes de los rayos c3smicos en el llamado mecanismo “Bottom-up”.

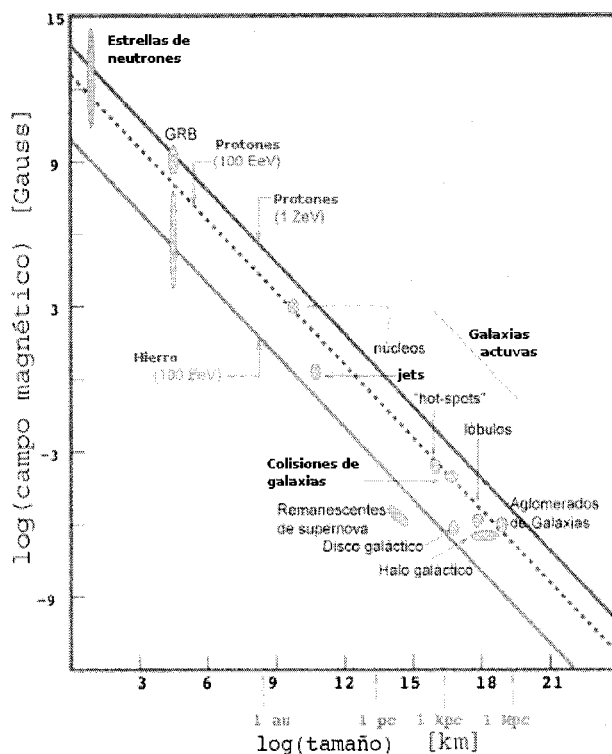


Figura 1.6: Diagrama de Hillas. Los objetos por encima de las líneas trazadas son capaces de atrapar y probablemente acelerar a las distintas partículas (Hierro a 10^{20} eV (verde) y protones (rojos) a 10^{20} eV (punteada) y a 10^{21} eV) (modificado de [9]).

Estrellas de neutrones

Las estrellas de neutrones son la fase final de estrellas masivas y poseen una magnetosfera asociada. Los llamados “Magnetares” presentan campos mucho mayores a los 10^{12} G y una rotaci3n con periodos de milisegundos. Estos objetos magnetizados rotantes pueden inducir campos el6ctricos con diferencias de potencial suficientes para acelerar n6cleos a energa muy altas. Si bien en principio protones tambi6n podrían ser acelerados de esta manera, para estos 6ltimos las p6rdidas por radiaci3n sincrotr3nica serían demasiado grandes. Cabe resaltar que, debido a la intensidad del campo electromagn6tico existe la posibilidad de que se crearan pares electr3n-positr3n, lo que se traduce en un “corto circuito” que reduciría en varios ordenes de magnitud los valores del campo.

N3ucleos activos de galaxias

Los n3ucleos activos de galaxias son de los objetos astrof3sicos m3as energ3ticos de los que se tiene conocimiento. Se cree que los n3ucleos activos de galaxias tienen en su interior agujeros negros supermasivos (con masas entre 10^6 y 10^{10} masas solares) en torno a sus n3ucleos se crean discos de acreci3n, los cuales son responsables por la emisi3n de jets perpendiculares que son observados como una fuente de radio muy luminosa. Dentro de estos jets, la materia cargada que se dirige al agujero negro produce un campo magn3tico muy intenso, el plasma que es eyectado de esta regi3n forma una onda de choque que emite radiaci3n formando los llamados l3bulos de radio. En 1993 (ver [3]) se propuso un modelo de aceleraci3n de rayos c3smicos en la zona terminal de jets relativ3sticos en galaxias activas con su jet apuntando hacia la Tierra. En este modelo se propone una escala de tiempo para la aceleraci3n en un choque relativ3stico de $\tau_{aceleraci3n} = 20 \frac{\kappa_{\parallel}}{u_j^2}$, donde κ_{\parallel} es el coeficiente de difusi3n paralelo al campo magn3tico medio y u la velocidad del choque. De este mismo modelo se puede obtener una escala de tiempo para la p3rdida de energ3a debido a radiaci3n sincrotr3nica como $\tau_{p3rdidas} = 5 \times \frac{10^{24}}{B_{mg}^2(1+X)\gamma_p}$, donde X representa una correcci3n debida al efecto Compton inverso y el espalamiento inel3stico, γ_p representa el factor de Lorentz de la part3cula. Tomando los valores t3picos para las regiones m3as energ3ticas (“hot-spots”) ($B = 0.5mG$, $u_j = 0.3c$, $X < 1$ y $R \simeq 1kpc$), se obtiene como resultado que el tiempo de aceleraci3n es menor que el tiempo de p3rdida de energ3a, por lo que protones podr3an ser acelerados a una energ3a de hasta casi 10^{21} eV.

Mecanismos de Fermi

Dentro de los escenarios “bottom up” resaltan los mecanismos propuestos por Enrico Fermi en 1949 para la aceleraci3n de part3culas, debido a que con este tipo de mecanismo de aceleraci3n emerge de manera natural la ley negativa de potencias que se puede apreciar en el espectro de los rayos c3smicos. Estos mecanismos est3n basados en la aceleraci3n estoc3stica en nubes de plasma magnetizadas d3nde se generan ondas de choque, tales como nubes de remanentes de supernovas o en los l3bulos “calientes” presentes en las radio galaxias.

Tanto el mecanismo de Fermi de primer orden como el de segundo se basan en la aceleraci3n de part3culas que se encuentran viajando entre dos regiones con distintos

campos magn3ticos. Estas son las regiones separadas por el frente de onda, que en el marco de referencia de la part3cula est3n pr3cticamente est3ticas. Creandose un vaiv3n de dichas part3culas entre las dos regiones, emulando lo que ser3a un juego de tenis d3nde las raquetas son las regiones con sus campos magn3ticos propios (inclusive se puede hablar de ondas de Alfv3n como posibles aceleradoras de las part3culas). Este tipo de mecanismo est3 basado en la aceleraci3n que experimenta una part3cula cargada cuando interactua con campos electromagn3ticos en movimiento.

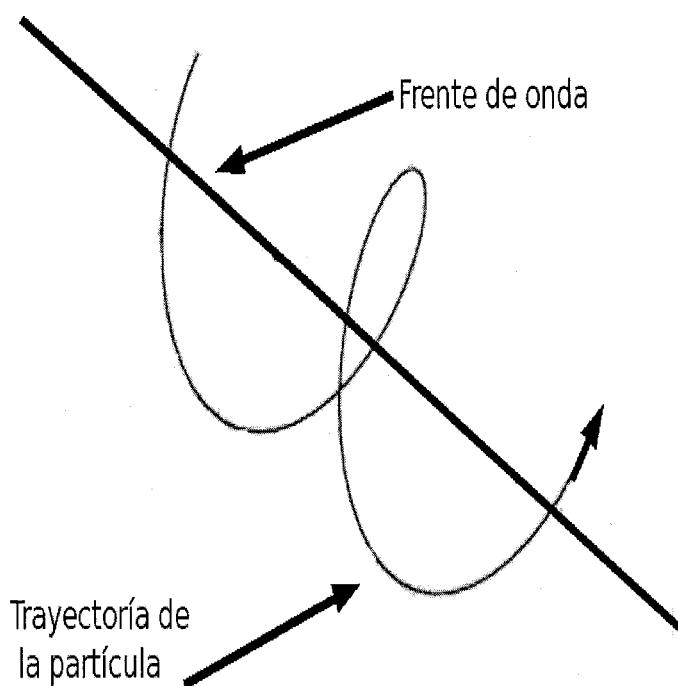


Figura 1.7: Esquema de un ejemplo del mecanismo de Fermi para una part3cula que viaja una y otra vez a lo largo de una onda de choque en un plasma magnetizado.

1.3.2 Mecanismos *Top-down*

La motivaci3n de los mecanismos de tipo *Top-down* principalmente recae en el los l3mites de propagaci3n de las part3culas cargadas al interactuar con la radiaci3n de fondo , como se menciona en 1.4.2 y el hecho de que no se han observado fuentes

puntuales. Es decir , no s3lo hay limitaciones respecto a inyecci3n o aceleraci3n de estas part3culas tan energ3ticas ($E > 10^{20}$)eV, sino que tambi3n se presenta el problema de las p3rdidas de energ3a en su camino a trav3s del medio interestelar. En vista de estos problemas se ha propuesto que los rayos c3smicos de energ3as tan elevadas realmente son part3culas "hijas" de otras mucho m3s masivas (con masas superiores a 10^{22} - 10^{23} eV) originadas en procesos altamente energ3ticos en una era temprana de nuestro universo. Estas part3culas supermasivas decaer3an en leptones y quarks que a su vez hadronizan y crean mesones y n3cleos.

Adem3s la estructura matem3tica del modelo est3ndar para la interacci3n, d3bil, electromagn3tica y fuerte, sugiere que est3s tres fuerzas podr3an unificarse a energ3as $\sim 2 \times 10^{25}$ eV, a unos 4 o 5 ordenes de magnitud por encima de los rayos c3smicos jam3s observados. Las teor3as de gran unificaci3n , GUT's por sus siglas en ingl3s, predicen la existencia de una part3cula X con una masa $m_X \simeq 2 \times 10^{25}$ eV/ c^2 . Si su tiempo de vida es comparable a la edad de nuestro universo, no s3lo sus decaimientos ser3an candidatos ideales para los rayos c3smicos m3s energ3ticos , sino que contribuir3an a la materia oscura y presentar3an una anisotrop3a como la que se espera de la materia oscura. Sin embargo la mayor3a de estas llamadas GUT's predicen un tiempo de vida no mucho mayor que al inverso de su masa, y por lo tanto tendr3an que estar siendo producidas continuamente para que sus decaimientos fueran los rayos c3smicos ultra energ3ticos, esto solo podr3a ocurrir por la emisi3n de lo efectos topol3gicos que son reliquias de transiciones de fase a escalas cosmol3gicas, que ocurrieron en el Universo temprano a temperaturas cercanas a la escala de la GUT. Una de las principales motivaciones para postular la inflaci3n del Universo temprano, es la necesidad de diluir la excesiva producci3n de part3culas supermasivas estables o defectos topol3gicos. No obstante, despu3s de esta fase de expansi3n exponencial hay una transici3n de fase y este tipo de "reliquias" puede sobrevivir en abundancias de inter3s cosmol3gico pues contribuir3an a la materia oscura y tendr3an una masa dada por la escala inflacionaria. La escala de masa estar3a entonces dada por las anisotrop3as en la radiaci3n c3smica de fondo $\sim 10^{21}$ eV/ c^2 , lo cual no est3 demasiado arriba de las energ3as de los rayos c3smicos m3s energ3ticos que han sido registrados, por lo que podr3a haber una conexi3n entre estas reliquias primordiales y los rayos c3smicos de ultra alta energ3a, lo cual les dar3a la capacidad a estos 3ltimos de proporcionar informaci3n sobre el Universo temprano.

1.4 Estado del arte

A grandes rasgos podemos describir los rayos c3smicos que llegan a la Tierra como part3culas que arriban en la parte superior de la atm3sfera terrestre a raz3n de unas 10^3 por segundo por m^2 . en su mayor3a son n3cleos at3micos ionizados; 90% son protones, 9% son part3culas alfa y trazas de n3cleos m3s pesados, y aproximadamente %1 electrones.

1.4.1 El espectro de energ3as del los rayos c3smicos

El n3mero de part3culas con una cierta energ3a E en un intervalo dE es llamado el espectro, y el flujo usualmente es expresado como el n3mero de part3culas por 3rea, tiempo, energ3a y 3ngulo solido. Los rayos c3smicos tienen un espectro energ3tico que se extiende por m3s de once ordenes de magnitud. A lo largo de este gigantesco rango de energ3as el espectro sigue una ley de potencias de la forma $dF \propto E^{-\alpha}dE$ con $\alpha \approx 2.7$. Debido a este comportamiento el flujo de los rayos c3smicos decrece casi 30 ordenes de magnitud de $\sim 10^3 m^{-2} seg^{-1}$ a algunos GeV hasta a $\sim 1 km^{-2}$ por siglo a 100 EeV. Aunque es necesario mencionar a que niveles de energ3a por debajo de 10^{14} eV los rayos c3smicos tienen sus trayectorias severamente alteradas debido a la interacci3n con los campos magn3ticos de nuestro sistema solar. Este fen3meno, que var3a con la actividad solar, es denominado modulaci3n solar y es el responsable por la disminuci3n del flujo a las bajas energ3as.

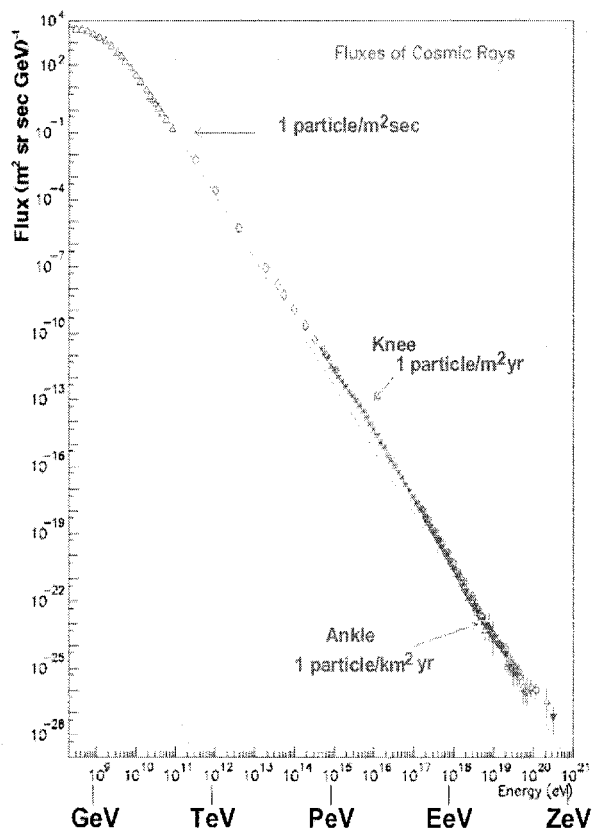


Figura 1.8: El espectro de energías de los rayos cósmicos, se puede apreciar que se sigue una ley de potencia $\sim E^{-3}$ para prácticamente 11 ordenes de magnitud de 10⁹ eV a 10²⁰ eV. tomado de [10].

Sin embargo, en este intervalo de energías el espectro presenta ligeras desviaciones de esta ley de potencias. Para energías del orden de los 3×10^{15} eV se incrementa un poco su pendiente ($\alpha \approx 3$), en lo que es llamado la rodilla. A energías similares a 4×10^{17} eV se inclina un poco más aún ($\alpha \approx 3.3$), fenómeno conocido como la segunda rodilla, regresando a $\alpha \approx 2.7$ para energías de 5×10^{17} eV en lo que se le llama el tobillo (ver figura 1.8). La explicación más aceptada para el espectro de los rayos cósmicos es que el espectro observado debe ser entendido no como el espectro de una sola fuente sino la suma de las contribuciones de diversos objetos astrofísicos capaces de producir o acelerar partículas, cada uno a distintas energías.

La “segunda” rodilla se ha observado por el Fly’s Eye stereo, Yakust y el HiRes [5]. La interpretaci3n f3sica m3s aceptada de este fen3meno a3n no ha sido esclarecida del todo. Bien podr3a ser el fin de la componente gal3ctica en el flujo o el apilamiento de la creaci3n de pares debido a la interacci3n de protones durante su propagaci3n en el medio intergal3ctico con las microondas de la radiaci3n c3smica de fondo (ver 1.4.2 m3s adelante).

El “tobillo” por otro lado tiene una caracter3stica a3n m3s evidente en el espectro y hay distintas explicaciones respecto a su origen, que se relacionan en gran medida con las causas de la segunda “rodilla”. Es posible que el tobillo sea el punto de transici3n entre los componentes gal3cticos y extra gal3cticos, como resultado de la creaci3n de pares de la misma manera que en la segunda “rodilla”, o tambi3n es posible que sea el resultado de la propagaci3n difusa de n3cleos extra gal3cticos a trav3s de los campos magn3ticos de la galaxia [5].

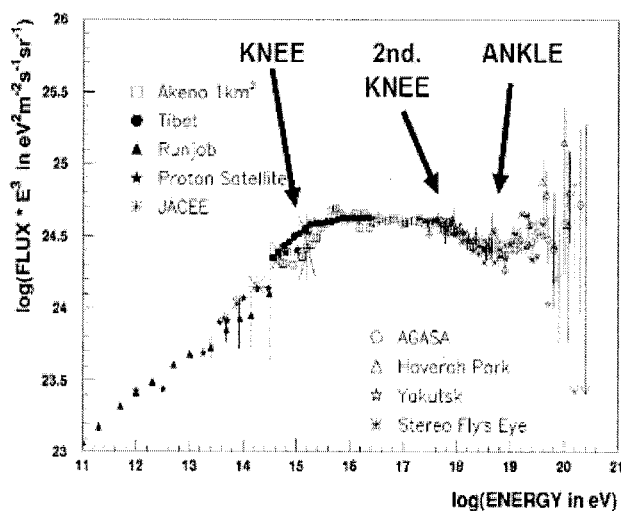
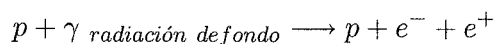


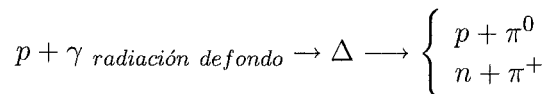
Figura 1.9: Espectro de energ3as para todas las part3culas 3nicamente en la regi3n arriba de 10^{11} eV. El flujo est3 multiplicado por E^3 para acentuar la pendiente. Se puede apreciar la “rodilla” para $E \simeq 4 \times 10^{15}$ eV, la “segunda rodilla” $E \simeq 3 \times 10^{17}$ eV y el “tobillo” para $E \simeq 5 \times 10^{18}$ eV. (modificado de [3])

1.4.2 El corte Greisen-Zatsepin Kuz'min

Poco tiempo despu3s del descubrimiento de la radiaci3n c3smica de fondo, a principios de la d3cada de 1960, fue notado por Greisen, y Zatsepin y Kuz'min, en dos art3culos distintos, que cerca y arriba de energ3as $E \sim 5 \times 10^{19}$ eV (llamado el corte GZK) la interacci3n con la radiaci3n c3smica de fondo, acarrear3a grandes p3rdidas energ3ticas, si las part3culas en cuesti3n fueran protones. Para energ3as cercanas a los 10^{18} eV la producci3n de pares se transforma en un mecanismo de p3rdida de energ3a:



Pero a energ3as m3s altas el proceso de foto producci3n de piones domina. En tal interacci3n los protones ven a los fotones de microondas de la radiaci3n c3smica de fondo como rayos gamma con una energ3a superior a la masa en reposo del pi3n, por lo que se pueden producir piones en el marco de referencia de la colisi3n.



Lo anterior llevar3a a una p3rdida de energ3a del 20% para el prot3n por cada 6×10^6 parsec, en el marco de referencia del observador. Por lo tanto, si asumimos una distribuci3n c3smica homog3nea de las fuentes de protones, a esta energ3as extremas, el espectro deber3a sufrir una abrupta caida para est3s energ3as, el cual con las 3ltimas mediciones (Auger y HiRes en el 2008) parece haberse encontrado, mostrando que los datos de AGASA podr3an estar equivocados, aunque a3n no se puede descartar por completo part3culas con energ3as mayores. Esto lleva a mucha especulaci3n acerca del origen de estas part3culas con energ3as, inclusive mayores a al corte GZK. Es necesario hacer 3nfasis en que para estas energ3as no es perfectamente claro que los rayos c3smicos se traten de protones si bien todo lo que se sabe es consistente con esta hip3tesis [3]. Adem3s de los m3s ‘‘conservadores’’ mecanismos astrof3sicos de aceleraci3n (los llamados escenarios ‘‘bottom up’’ *abajo-arriba* ver 1.3) cabe mencionar algunas de las interesantes aproximaciones a para explicar este fen3meno:

- el decaimiento de defectos topol3gicos, agujeros negros primordiales u otras reliquias del big bang, (los escenarios ‘‘top down’’ *arriba-abajo*: estos modelos predicen un significativo flujo difuso de rayos gamma en la regi3n de los 100

MeV-GeV, por lo que su viabilidad est1 limitada por los flujos observados para este rango de energ1as.

- La violaci3n de la invarianza de Lorenz: es posible que se rompa la invarianza de Lorenz a energ1as muy altas donde las cuatro interacciones b1asicas de la naturaleza se vuelven indistinguibles. Uno de los posibles resultados es que los protones que viajan a trav1s de la radiaci3n de fondo pudieran sobrevivir mucho m1s tiempo sin interactuar, m1s a1n, fotones a diferentes (pero muy elevadas $\sim 20\text{TeV}$) energ1as, podr1an tener tiempos de viaje divergentes, lo cual podr1a ser medido mediante la observaci3n de explosiones de rayos gamma (GRB's por sus siglas en ingl1s).

Dicho lo anterior sobre el espectro, se mencionan ahora los resultados de los detectores introducidos en § 1.2. AGASA ha mostrado un exceso en el flujo; mostr3 la posici3n del tobillo en el espectro de energ1a a una energ1a m1s elevada que HiRes y Auger (ver figura 1.11a). Adem1s de que mostr3 la ausencia del corte GZK en el flujo[31](ver figura 1.10). Esto 1ltimo es motivo de debate a1n en estos d1as. Debido a que tanto HiRes [27] como el observatorio Auger[16] han observado el corte GZK en el flujo, este resultado no ha sido muy aceptado.

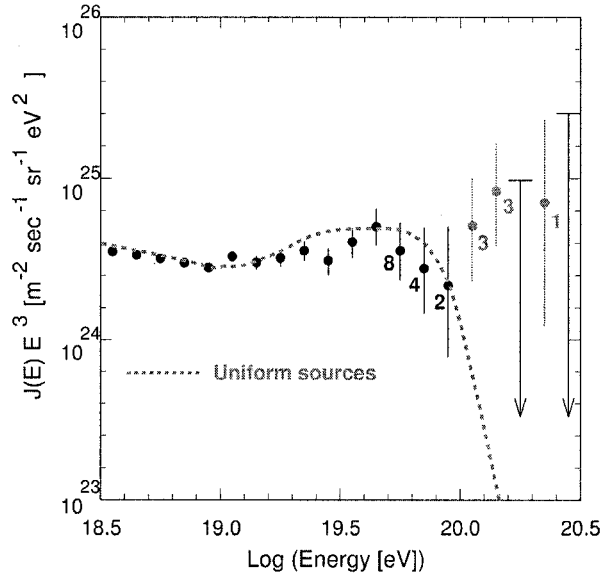
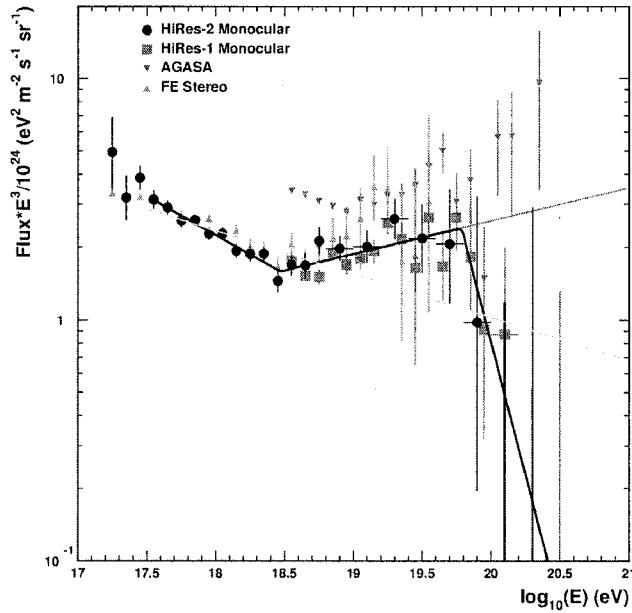


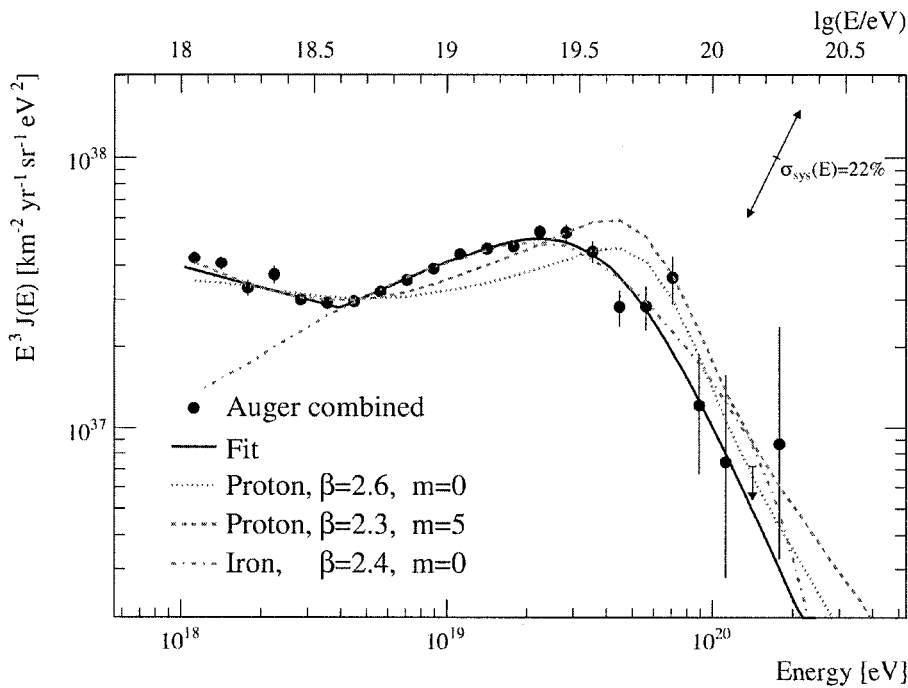
Figura 1.10: El espectro observado por AGASA. El eje vertical está multiplicado por E^3 para acentuar las características del espectro. Las barras de error representan los intervalos de confianza Poissoniana a 68%. las flechas son cotas superiores para un intervalo de confianza del 90%. Los números junto a los puntos representan el número de eventos para esa energía. La línea punteada representa el espectro esperado para fuentes extragalácticas uniformemente distribuidas, tomando en cuenta el error en la determinaci3n de la energía.(tomado de [33])

El HiRes ha mostrado fuertes discrepancias con los resultados de AGASA principalmente en lo referente a las anisotropías (discutido más adelante en la secci3n § 2.3. Tanto AGASA como HiRes muestran el comportamiento del “tobillo” pero cada uno lo a sitúa distintas energías (ver figuras 1.11a y 1.10).

Finalmente el observatorio Pierre Auger recientemente (2009) public3n un espectro que si bien si muestra una supresi3n en el flujo que podría ser interpretado como el corte GZK, tiene el problema de que a energías arriba del tobillo, los datos se ajustan mejor a una transici3n de los rayos c3smicos primarios de ligeros a pesados (ver § 1.4.3). Los modelos reportados utilizados toman como base un espectro de inyecci3n($\propto E^\beta$) con distintos valores para β y una luminosidad que depende de la fuente y de la carga[22]



(a) El flujo multiplicado por E^3 , reportado por HiRes. Se puede apreciar el "tobillo" en $E \sim 10^{18.6}$ eV y adem1s se ve una caida dr1stica relacionada al corte GZK, para $E \sim 10^{19.8}$ eV (tomado de [30]). Tambi3n se muestran los datos de AGASA a manera de comparaci3n.



(b) El flujo, reportado por el observatorio Pierre Auger [22]. Se puede apreciar el "tobillo" en la misma regi3n que HiRes $E \sim 10^{18.6}$ eV y adem1s tambi3n exhibe la una supresi3n en el flujo, contrario a lo que report3 AGASA.

1.4.3 Composici3n

A bajas energías ($E < 10^{14}$ eV) las t3cnicas de medici3n son lo suficientemente sofisticadas y se tiene una buena compresi3n de la composici3n de los rayos c3smicos a estas energías. Actualmente la mayor parte de los experimentos que operan en ese nivel de energía tienen la capacidad de medir directamente las partícula primarias, ya sea por medio de globos a 30 km o 40 km altitud o inclusive en sat3lites[8]. Aunque experimentos recientes como el CREAM [9] se han dado a la tarea de estudiar la composici3n de rayos c3smicos de energías $E \sim 10^{11}$ eV hasta de $E \sim 10^{15}$ con el objetivo de estudiar mejor la regi3n de la “rodilla”.

En la figura 1.11 se muestran la composici3n de los rayos c3smicos comparada con la abundancia de los mismos elementos en el sistema solar, vemos que hay una consistencia similar a la de nuestro sistema solar al menos para la mayoría de los elementos. Este tipo de gráficose toma de la siguiente manera: Se grafica el número de partícula por intervalo de energía como funci3n de la energía por partícula y se normaliza a 1 TeV de energía por partícula, esto se hace para poder despreciar los efectos de modulaci3n solar. y se toma la abundancia del silicio como la misma para rayos c3smicos que para las abundancias de material interestelar.

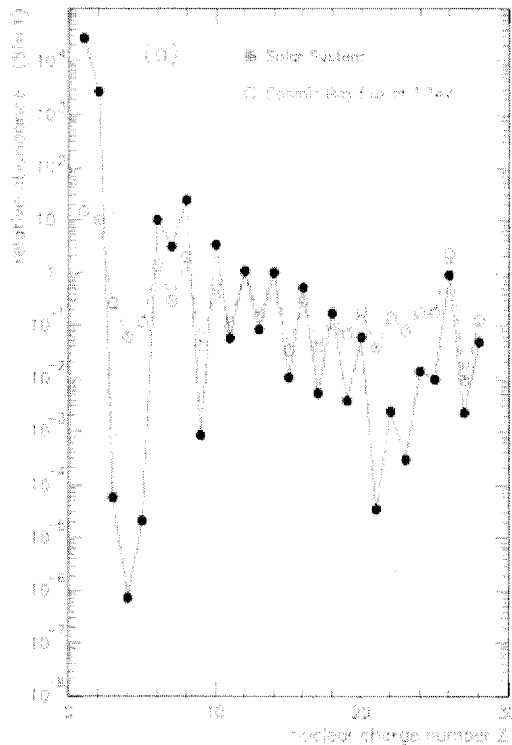


Figura 1.11: Un ejemplo de los estudios de composici3n para bajas energías ($\sim 10^{15}$ eV). Tomado de [3]

Dicho esto sobre la manera en que se interpretan los datos de composici3n podemos apreciar que[3]:

- La abundancia de hidr3geno es mucho menor para los rayos c3smicos que la proporci3n entre el hidr3geno y el helio.
- Las abundancias de los elementos litio, boro y berilio son mucho m3s grandes para los rayos c3smicos que para el medio interestelar, por varios3rdenes de magnitud.
- Las abundancias de elementos como escandio, titanio, tungsteno, cromo y manganeso tambi3n son m3s altas respecto al hierro en los rayos c3smicos. Esto se debe probablemente a que pueden ser producidos en un proceso de colisi3nes entre rayos c3smicos constituidos por o el carbono , ox3geno o hierro; y material

interestelar.

- Las abundancias de elementos con Z (carga el3ctrica) impar tienen sistem3ticamente una mayor abundancia que los elementos con Z par.
- Elementos con un bajo primer potencial de ionizaci3n muestran una mayor abundancia.

La precisa composici3n de los rayos c3smicos primarios como un funci3n de su energ3a proporciona informaci3n cient3fica de gran importancia en las regiones de transici3n mencionadas en 1.4.1 y es por esto que distintas t3cnicas para su correcta determinaci3n han sido desarrolladas [5]. Estas son particularmente sofisticadas para las regiones d3nde una medici3n directa de la carga se vuelve dif3cil debido a la gran energ3a de las part3culas (ver 1.2).

En particular las t3cnicas utilizadas para determinar la composici3n en regiones de energ3as superiores a 10^{18} eV destacan (i) la profundidad del m3ximo de la distribuci3n longitudinal X_{max} , (ii) las fluctuaciones de X_{max} , (iii) la densidad mu3nica de las lluvias de rayos c3smicos originadas por la colisi3n del rayo c3smico primario con la atm3sfera, (iv) la pendiente de la funci3n de distribuci3n lateral de la lluvia, (v) el perfil temporal de la lluvia, (vi) el radio de curvatura del frente de la lluvia y finalmente, (vii) an3lisis multiparam3tricos como an3lisis de los componentes principales, redes neuronales, etc. Desafortunadamente el uso de distintas t3cnicas para medir la misma magnitud f3sica ha tenido como consecuencia distintos resultados que no siempre concuerdan, y este 3ltimo punto es cr3tico para conocer los principios astrof3sicos detras de los rayos c3smicos.

Por ejemplo, el hecho de que haya una proporci3n m3s elevada de n3cleos de hierro en los rayos c3smicos de altas energ3as implica un problema con los modelos actuales de f3sica de part3culas. Un ejemplo de los resultados obtenidos mediante la medici3n de X_{max} (que es un a medida de la m3xima cantidad de materia que penetra el chubasco) se muestra en la figura 1.12. Este resultado se present3 en la 31st *International Cosmic Ray Conference 2009* y muestra una transici3n a los elementos m3s pesados para la parte final del espectro.

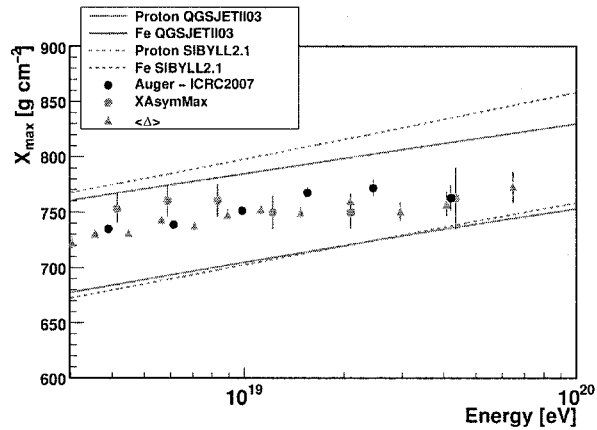


Figura 1.12: Resultado del observatorio Pierre Auger [35] la composición para altas energías. Se puede apreciar un transición hacia los elementos más pesados al final del espectro.

Hay mucha más información acerca de nuestro universo y de los modelos astrofísicos y de partículas que puede ser deducida a partir de las mediciones con rayos cósmicos. Terminaré esta introducción mencionando dos ejemplos.

Límite de fotones

Los mecanismos *Top-down* basados en el decaimiento de partículas supermasivas pronostican un significativo aumento en la fracción de fotones presentes en los rayos cósmicos ultra energéticos [21, 20]. Sin embargo resultados recientes han mostrado que solo un 2% de la componente de rayos cósmicos arriba de 10 EeV, son fotones [20]. Fotones a energías de EeV se espera sean producidos en nuestra cercanía cosmológica, debido a que las longitudes de atenuación de estos fotones son del orden de algunos Mpc.

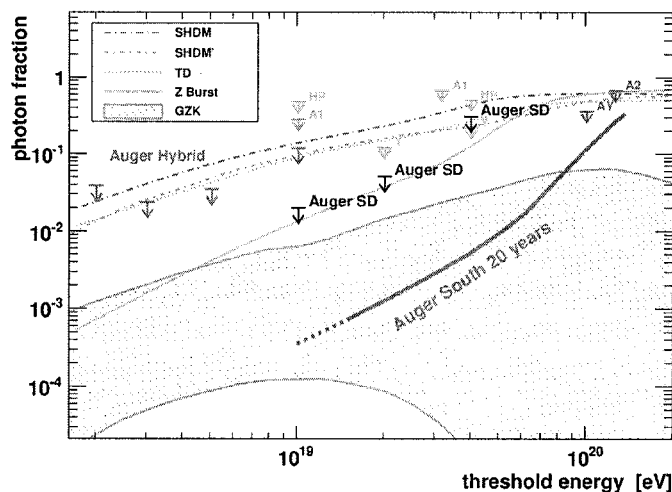


Figura 1.13: Cotas superiores para la fracci3n fot3nica de diversos experimentos AGASA(A1,A2),AGASA-Yakutsk(AY), Haverah Park(HP), de detectores de superficie de Auger(SD) y en azul las cotas obtenidas de los datos h3bridos de Auger. (tomado de [36]). La gruesa l3nea roja muestra la sensibilidad esperada para el Auger despu3s de 20 a3os de operaci3n. Las l3neas muestran las fracciones esperadas por los mecanismos *top-down* y la regi3n sombreada muestra el flujo esperado por el GZK-[20]

L3mite de neutrinos

Actualmente existen experimentos que dedicados casi exclusivamente a la b3squeda experimental de neutrinos de altas energ3as[21]. Los modelos del origen y propagaci3n de los rayos c3smicos ultra energ3ticos consideran la producci3n de piones y su subsecuente decaimiento a neutrinos. Por otro lado el mecanismo GZK produce neutrinos de ultra altas energ3as, en el caso de protones a trav3s de interacciones con la radiaci3n de fondo y en el caso de n3cleos de hierro a trav3s de interacciones con la luz infrarroja que disocia a los n3cleos[20].

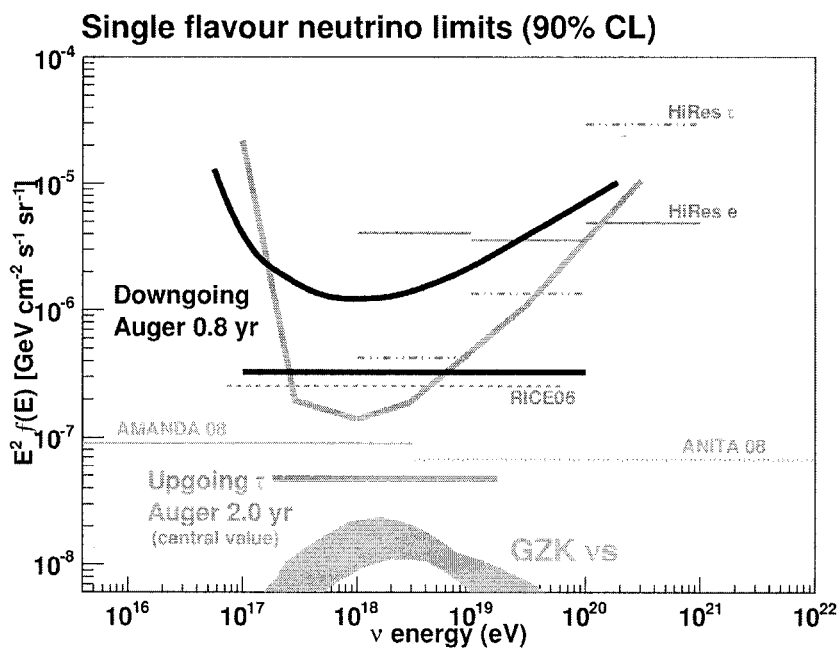


Figura 1.14: Resultado del observatorio Pierre Auger [37] para las cotas del flujo de neutrinos de cada sabor, asumiendo una proporci3n de uno a uno debido a las oscilaciones de neutrinos. Los l3mites de Auger est3n dados tomando los casos m3s pesimistas (l3nea s3lida) y los casos m3s optimistas (l3nea punteada). La regi3n sombreada corresponde a la regi3n permitida por neutrinos productos del GZK[21].

Adem3s de todo lo discutido en este cap3tulo, y de importancia fundamental para el objeto de estudio del presente trabajo, se tiene la evidencia de anisotrop3as para los rayos c3smicos con energ3as superiores a 60EeV . Debido a su relevancia con esta tesis, este tema ser3 discutido con mayor detalle en \S 2.3.

Capítulo 2

Propagación en el campo magnético

Para la correcta interpretación de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos, se necesita poder conocer, aunque sea a un nivel no demasiado detallado, sus posibles trayectorias en el medio interestelar e inclusive el medio intergaláctico. Este problema se plantea pictóricamente en la figura 2.1. Se resalta sobre todo el hecho de que lo que más afecta las trayectorias de las partículas es la presencia de los distintos campos magnéticos que encontrarán a su paso desde sus fuentes hasta la Tierra situada en el plano galáctico. Por eso dedicamos este capítulo a discutir dichos campos y sus posibles efectos en las trayectorias.

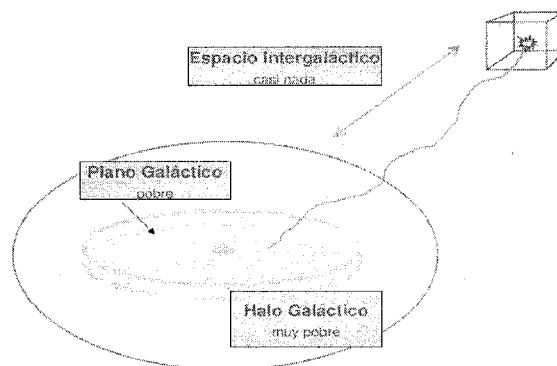


Figura 2.1: Descripción pictórica del problema de la propagación de los rayos cósmicos a través de los campos magnéticos galácticos y extra galácticos. En rojo se muestra el conocimiento que se tiene acerca de dichos campos en cada región.

2.1 Campo Magnético Galáctico

Dentro de los principales problemas que surgen al estudiar la propagación de los rayos cósmicos dentro de la Galaxia, se encuentra el campo magnético. Dada la imposibilidad práctica de tener mediciones de este campo *in situ* se debe inferir la estructura por otros métodos. La estructura magnética de nuestra galaxia aún no ha sido totalmente entendida, sin embargo nuestra galaxia es un caso especial de estudio debido a que se pueden apreciar muchos detalles de los campos magnético pero a solamente a un nivel local. La mayor parte del conocimiento acerca de los campos magnéticos en la galaxia se deriva de las mediciones de rotación Faraday de la radiación emitida por pulsares (dentro de la galaxia) y de fuentes extragalácticas de radio.

Hay principalmente 4 técnicas observacionales utilizadas para inferir los campos magnéticos en nuestra galaxia (tomadas de [12]):

- **Polarización de la luz estelar**

La luz de las estrellas se polariza al pasar por el medio interestelar, al ser absorbida y dispersada por el polvo interestelar alineados preferencialmente en las direcciones del campo electromagnético. La polarización observada es el efecto integrado de la dispersión entre la estrella y el Sol, y dónde los vectores de polarización muestran la orientación promedio del campo (pesada con el desconocido contenido de polvo en la línea de observación). Este tipo de mediciones se ha hecho para alrededor de 10 000 estrellas con una distancia al Sol de 2 o 3 Kpc, mostrando como resultado que el campo magnético local es paralelo al plano galáctico

- **Emisión térmica polarizada de nubes de polvo**

Recientemente ha sido posible detectar la emisión térmica polarizada de polvo estelar para longitudes de onda de mm, sub mm e infrarrojo. Estas bandas han sido utilizadas para detectar la orientación transversal de campos magnéticos en nubes moleculares para escalas de 1 pc hasta decenas de pc. Los campos magnéticos así observados son semejantes a relojes de arena. Este hecho es debido a que las nubes de material de polvo acentuaron la intensidad del campo

magnético al comprimirse el medio interestelar.

- **Desdoblamiento de las líneas espectrales por efecto Zeeman**

El desdoblamiento de las líneas espectrales es capaz de medir la intensidad del campo magnético en la línea de visión *in situ* para nubes moleculares de dimensiones menores a una unidad astronómica. Con estas mediciones ha sido posible encontrar inversiones del signo del campo respecto al campo medio, similares a las medidas por el método de rotación Faraday.

- **Rotación Faraday de fuentes de polarizadas**

La rotación Faraday de radiación linealmente polarizada proveniente de pulsares o fuentes de radio extragalácticas es la más poderosa herramienta para medir el campo magnético en la galaxia. El hecho de que los pulsares se encuentran en varias regiones de nuestra galaxia y que se puede tener una muy buena estimación de la distancia a la que se encuentran, facilita la reconstrucción tridimensional de la estructura del campo magnético galáctico. Para un pulsar a una distancia D (en pc) el ángulo de rotación (β) respecto al plano de polarización debido al efecto Faraday que sufre radiación polarizada con una longitud de onda λ (en m^2) está dada por $\beta = RM\lambda^2$. De dónde la “rotación magnética” (RM en $\frac{rads}{m^2}$) está dada por

$$RM = 0.810 \int_0^D \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}. \quad (2.1)$$

Con \mathbf{B} en μG y donde la integral de trayectoria está evaluada a largo de la línea de visión (si la RM es positiva implica que el campo está orientado hacia nuestra dirección). Dónde el término de mayor importancia para la ecuación 2.1 es n_e pues es la desconocida cantidad de electrones por cm^3 , que se tiene que modelar para poder inferir el campo magnético. En conjunto con las mediciones de dispersión para los pulsares ($MD = \int_0^D n_e dl$ en $\frac{pc}{cm^3}$) es posible obtener un

estimado directo de la intensidad del campo pesada con la densidad local de electrones libres.

$$\langle B_{\parallel} \rangle = \frac{\int_0^D \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}}{\int_0^D n_e dl} = 1.234 \frac{RM}{MD}. \quad (2.2)$$

Con RM Y MD en las unidades antes mencionadas se obtiene $\langle B_{\parallel} \rangle$ en μG . Cuando se cuenta con ambas mediciones, tanto de RM como de DM, para varios pulsares en una región que contiene líneas de visión similares se mejora la precisión con la que se modelan los campos magnéticos galácticos para que puedan ajustarse a las RM y los MD observados. La medición del gradiente de RM con la distancia es el método más poderoso hasta ahora para determinar tanto la intensidad como la dirección del campo a gran escala en regiones bien definidas. Basadas en la ecuación 2.2 se obtiene que la intensidad de la componente del campo magnético promedio en la región comprendida lo largo de la línea de visión entre los puntos d_0 y d_1 está dada por:

$$\langle B_{\parallel} \rangle_{d_1-d_0} = 1.234 \frac{\Delta RM}{\Delta MD} \quad (2.3)$$

Con $\Delta RM = RM_{d_1} - RM_{d_0}$ y $\Delta MD = MD_{d_1} - MD_{d_0}$,

2.1.1 El campo en el disco y en el Halo galáctico

Usando las mediciones de la polarización de la luz de las estrellas, se encontró que los campos magnéticos locales están concentrados a lo largo de los brazos espirales; mientras que en la vecindad de nuestro Sol se puede apreciar un campo medio de una intensidad de $1.2\mu\text{G}$ mientras las componentes aleatorias llegan a dominar con valores de hasta $5\mu\text{G}$. Si bien las mediciones que se tienen de rotación Faraday hacen suponer que en la región del disco se encuentra una componente de naturaleza bisimétrica (ver figura 2.2) Para tener una imagen general se suele utilizar el modelo de un campo producido por un dinamo tipo A0 cuyas características principales es que exhibe una componente poloidal y una toroidal (ver figura 2.3).



Figura 2.2: a) Un modelo de campo simétrico alrededor del eje (norte -sur) galáctico. b) Modelo bisimétrico de campo. Este último es el modelo que mejor puede reproducir las mediciones de RM

2.1.2 El campo en el centro de la galaxia

Antes de terminar esta breve esbozo sobre el campo magnético galáctico es importante destacar algunos de los aspectos más importantes de la región central, y es que mientras lo dicho anteriormente para el Halo y el disco de la galaxia podría suponerse que en la región central hacer la extensión del modelo de dinamo es errónea debido a que eso supondría campos magnéticos de mucha mayor intensidad en la región central (ver figura 2.3); sin embargo este tipo de consecuencia de un campo generado por un dinamo ha sido observada en los filamentos y las plumas cercanas al centro galáctico. Son tubos de flujo localmente iluminados que muestran una alta polarización lineal (entre 50% y 70%), sus curvaturas, su intensidad (del orden de 2 -4 mG), así como su perpendicularidad al plano galáctico, corroboran la hipótesis del campo con estructura dipolar. Esto último es crucial en el modelo de campo que utilizamos en el presente (ver B) trabajo pues campos tan intensos en regiones prolongadas causan grandes deflexiones como se ve en los siguientes capítulos.

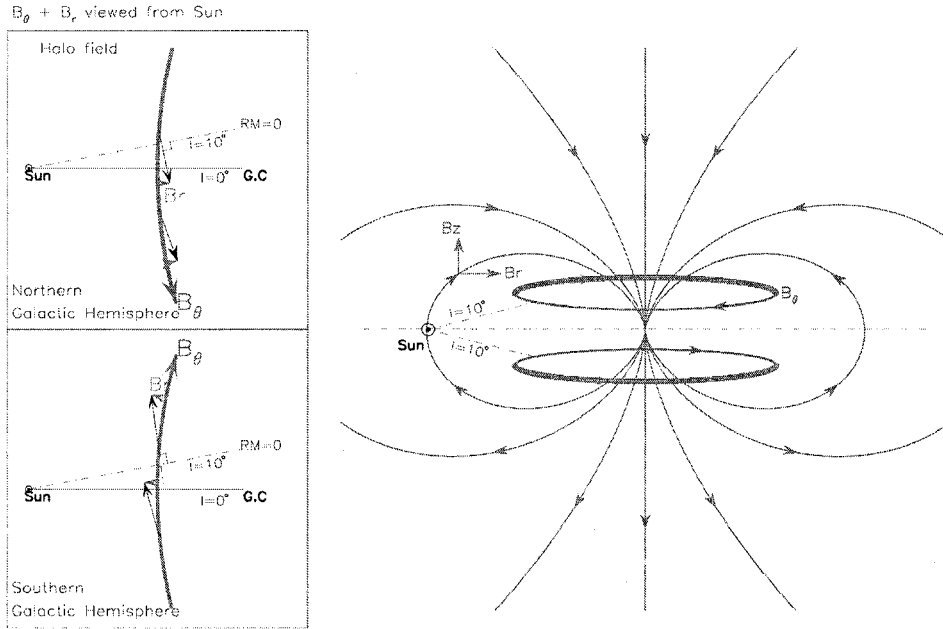


Figura 2.3: Representación esquemática del modelo de campo magnético galáctico utilizado en este trabajo (tomada de [12]). El campo producido por un dinamo tipo A0 produce campos azimutales con dirección opuesta en los hemisferios norte y sur de la galaxia, así como campos dipolares. Estas características han sido corroboradas de manera general con mediciones y simulaciones computacionales de los campos toroidal y dipolar en conjunto con modelos de distribución de electrones en la galaxia [12].

2.2 Campo Magnético Extragaláctico

También resulta importante mencionar el papel del campo magnético intergaláctico como una posible fuente de deflexión para los rayos cósmicos de altas energías. Si bien no se conoce plenamente la estructura de este campo, se pueden asumir dos posibles extremos para su comportamiento, que acotan su efecto en las trayectorias de los rayos cósmicos más energéticos [5].

Las mediciones de rotación [34] sugieren que:

$$B_{intergal} \times L_c^{\frac{1}{2}} < 10^{-9} \times Mpc^{\frac{1}{2}}$$

Donde L_c es la escala de inversión del campo, sin embargo esta restricción no impone un límite a la intensidad del campo, a menos que se conozca L_c a lo largo

de una línea de visión en particular. Es aquí dónde introducimos nuestros dos casos “extremos”: el modelo laminar y el modelo celular [5] ver figura 2.4

En el modelo laminar el campo magnético extragaláctico se encuentra comprimido en las regiones de mayor densidad bariónica, arreglado en filamentos y paredes y perdiendo intensidad rápidamente al alejarse de estas estructuras. Lo que impone un alto nivel de correlación para el campo (del orden de 10 Mpc). Eso en conjunción con la restricción impuesta por las medidas de rotación implicaría un campo magnético intergaláctico con una intensidad de $0.1 - 1\mu G$. Estos campos tan intensos aunados al hecho de una imposibilidad de darles un tratamiento estadístico y la fuerte dependencia en los detalles exactos sobre la configuración del campo magnético dentro de la esfera del corte GZK; vuelven a este tipo de modelo, como el peor escenario para poder recuperar información sobre las fuentes de los rayos cósmicos de más altas energías. Pues las regiones laminares y paredes podrían atrapar por grandes distancias (del orden de Mpc) a las partículas antes de que estos puedan salir y propagarse hacia un detector en la Tierra.

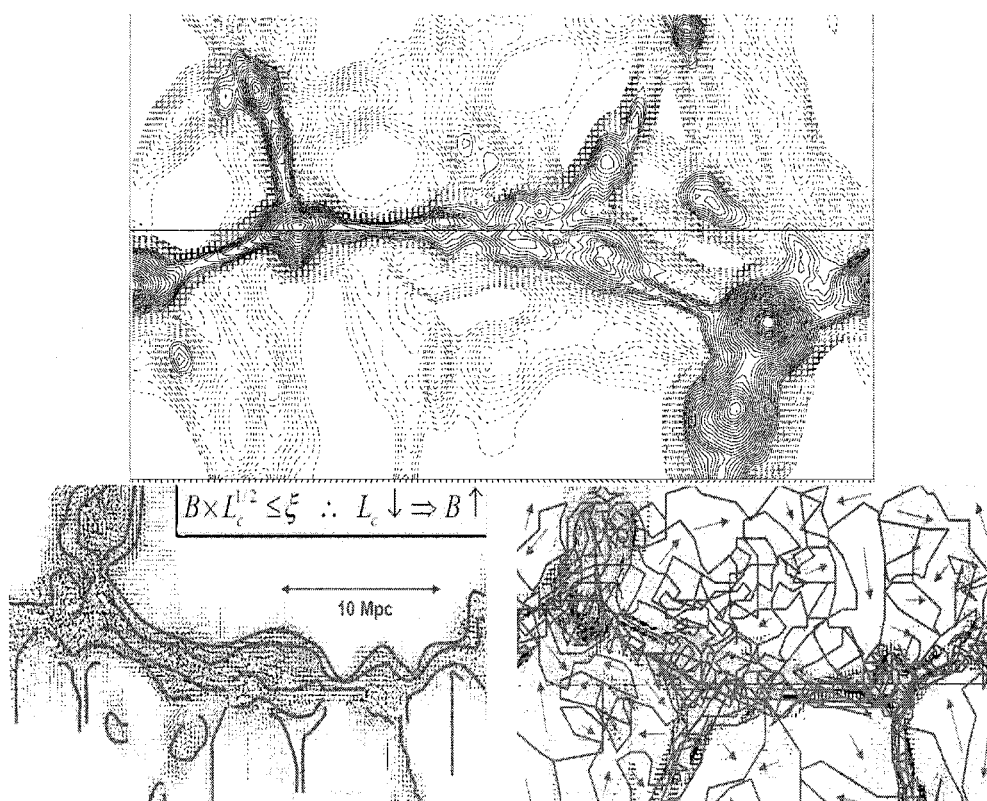


Figura 2.4: Los dos posibles escenarios extremos de campo magnético inter galáctico. Arriba vemos una distribución simulada de materia bariónica y abajo sobredibujado vemos una posible estructura laminar (izquierda) y una celular (derecha), dibujados sobre la distribución de masa(modificado de [5, 34]).

En el modelo celular, podemos suponer al espacio intergaláctico parcelado con regiones con un campo magnético de orientación aleatoria. Cada una de estas regiones o células tendría un tamaño de la escala de inversión local para el campo. Si se asume que la intensidad del campo se comporta como una potencia de la densidad local electrónica, utilizando la restricción arriba mencionada, se puede dar con el tamaño de la escala de inversión local, o lo que es equivalente a conocer el tamaño de las células. El campo magnético intergaláctico de regiones apropiadas (p.ej. la región de Virgo o el aglomerado Comma) puede ser utilizado para la normalización [5]. Este escenario implicaría que el campo magnético intergaláctico se encuentra espar-

cido más generalmente por el medio intergaláctico, con una intensidad de 10^{10}G , en los vacíos; de 10^9 a 10^8G para las “paredes” y los filamentos ; y tomando valores $0.11\mu\text{G}$, dentro y alrededor de los aglomerados de galaxias.

Este escenario es el más prometedor para poder realizar estudios astrofísicos con rayos cósmicos de altas energías , que es el fin principal de los métodos y estudios desarrollados para la presente tesis. De hecho para las escalas espaciales donde hay mediciones disponibles, la hipótesis fundamental de este escenario (la correlación directa entre la intensidad del campo magnético y la densidad), se muestra que las intensidades de los campos magnéticos involucrados se correlacionan muy bien con la densidad térmica de gas en el medio. Al menos esto es válido para escalas galácticas e incluso menores [12, 5]. Aparentemente se podría dar una ley de potencias para el campo por más de 14 ordenes de magnitud respecto a la densidad térmica de gas, para regiones galácticas. Inclusive una ley de potencias (con distinto índice) también se puede inferir a escalas que van de Halos galácticos a las inmediaciones de los aglomerados de galaxias [19].

Tomando en cuenta la existencia de una ley de potencias, un modelo puede ser de lineado donde el campo magnético intergaláctico se correlaciona con la distribución de materia, dada por ejemplo, por la distribución de galaxias.[34]. Se tendrá un campo magnético de “fondo” (en analogía a la radiación cósmica de fondo) $\sim 10^{-9}\text{G}$ con irregularidades de alta intensidad (μG) pero en regiones pequeñas ($\leq 1\text{ Mpc}$) donde la densidad es alta. Una vez construido este campo magnético basándose en los catálogos de galaxias (como el CfA Redshift Catalogue o el PSCz,[15] ver figura 2.7) o en simulaciones de formación de estructura a grandes escalas, se puede inyectar un espectro de partículas de prueba en los candidatos a fuentes para propagarlos hacia un detector en la Tierra. Sin embargo es necesario recordar que es imposible inyectar a las partículas de prueba en las fuentes en todas las posibles direcciones y después ver cuales son las que pueden arribar a un detector en la Tierra, es ahí donde se vuelve clave tener algún mecanismo que pueda, al menos , inferir como se mapean las distintas poblaciones de fuentes extragalácticas de rayos cósmicos ultra energéticos a un detector situado en la Tierra. Y es aquí donde destaca el trabajo desarrollado en esta tesis.

2.3 Anisotropías

Una de las motivaciones principales de esta tesis son los resultados sobre anisotropías en la dirección de arribo de los rayos cósmicos, pues estos resultados podrían estar íntimamente relacionados con las posibles fuentes de rayos cósmicos. Usualmente se busca hacer una correlación entre las direcciones de arribo y la distribución de materia del universo cercano. Existen principalmente 2 estructuras que presentan acumulaciones de objetos astrofísicos que son de interés para este tipo de estudios: el disco galáctico y el plano supergaláctico a escalas, mucho mayores. La mayor parte de los estudios en este tema está fuertemente limitado por la baja estadística disponible para rayos cósmicos ultra energéticos, además de que resulta particularmente imposible cuantificar la anisotropía cuando la exposición (el tiempo efectivo que el detector en cuestión estuvo midiendo) que no es la misma para los distintos tipos de detectores).

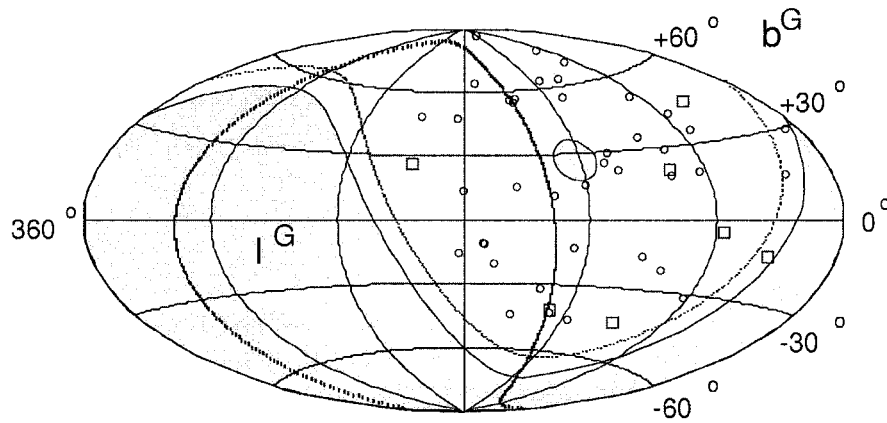


Figura 2.5: Direcciones de arribo reportadas por el AGASA para partículas con energías superiores a 10^{19} . Los puntos, círculos abiertos y cuadrados abiertos representan rayos cósmicos con energías de $10^{19} - 10^{19.6}$ eV, $10^{19.6} - 10^{20}$ eV y $\leq 10^{20}$ eV. El plano supergaláctico se muestra como una línea punteada ([32]).

Si bien a bajas energías (de $0.4 - 1 \times 10^{18}$ eV se han encontrado pequeñas pero estadísticamente no despreciables anisotropías [28], los rayos cósmicos son predominantemente isotrópicos a todas las energías. Aunque para energías mayores los datos parecen ser compatibles con una distribución isotrópica si bien no se descarta una cor-

relación ente los rayos cósmicos más energéticos y objetos astrofísico muy energéticos (particularmente AGN's). [23, 25, 32, 17, 18].

El carácter isotrópico de los rayos cósmicos no siempre fue considerado así debido principalente a los resultados de AGASA[32] y el SUGAR [23], que encontraron algunas acumulaciones para algunas regiones del cielo cerca del centro galáctico(AGASA no puede ver el centro galáctico) a energías entre 10^{18} eV y $10^{18.4}$ eV y entre $10^{17.9}$ eV y $10^{18.5}$ eV. Las cuales no han podido ser respaldadas ni por el observatorio Pierre Auger ni por HiRes. A escalas menores a los 2.5° AGASA ha publicado pares y tripletes de eventos lo que podría apuntnar hacia una fuente puntual lo cual los hace un tema muy interesante debido a su relevancia astrofísica en caso de poder ser confirmados por el HiREs o algún otro experimento.

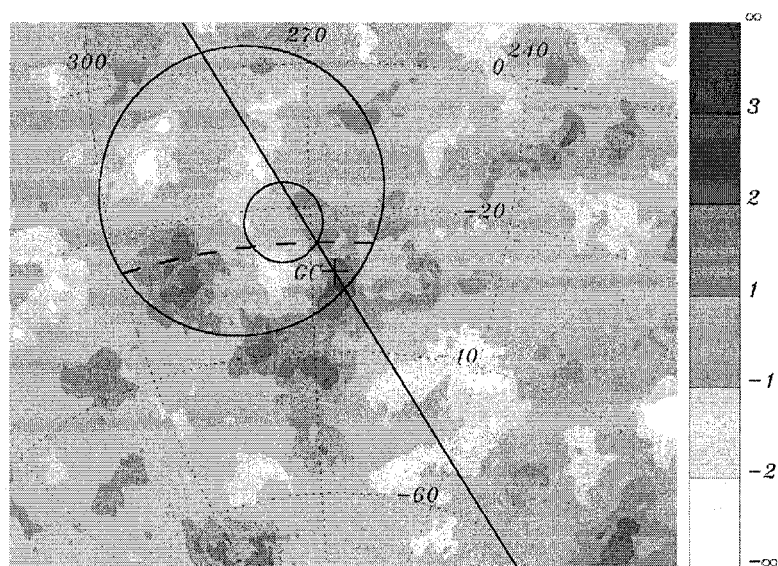


Figura 2.6: Mapa de las significancias de las “sobre densidades” (arriba del promedio) utilizando los datos del observatorio Pierre Auger de regiones que AGASA (círculo pequeño) y Sugar(círculo mayor) habían reportado con un exceso en el flujo, indicando una posible anisotropía. La línea sólida es el plano galáctico y el centro gláctico se muestra con una cruz. (tomado de [23])

Si bien todos estos resultados podrían apuntar hacia un modelo de campo magnético intergaláctico laminar, hay que recordar que por lo mencionado en la sección § 2.1 es probable que, las estructuras locales de campo magnético en nuestro Halo posean

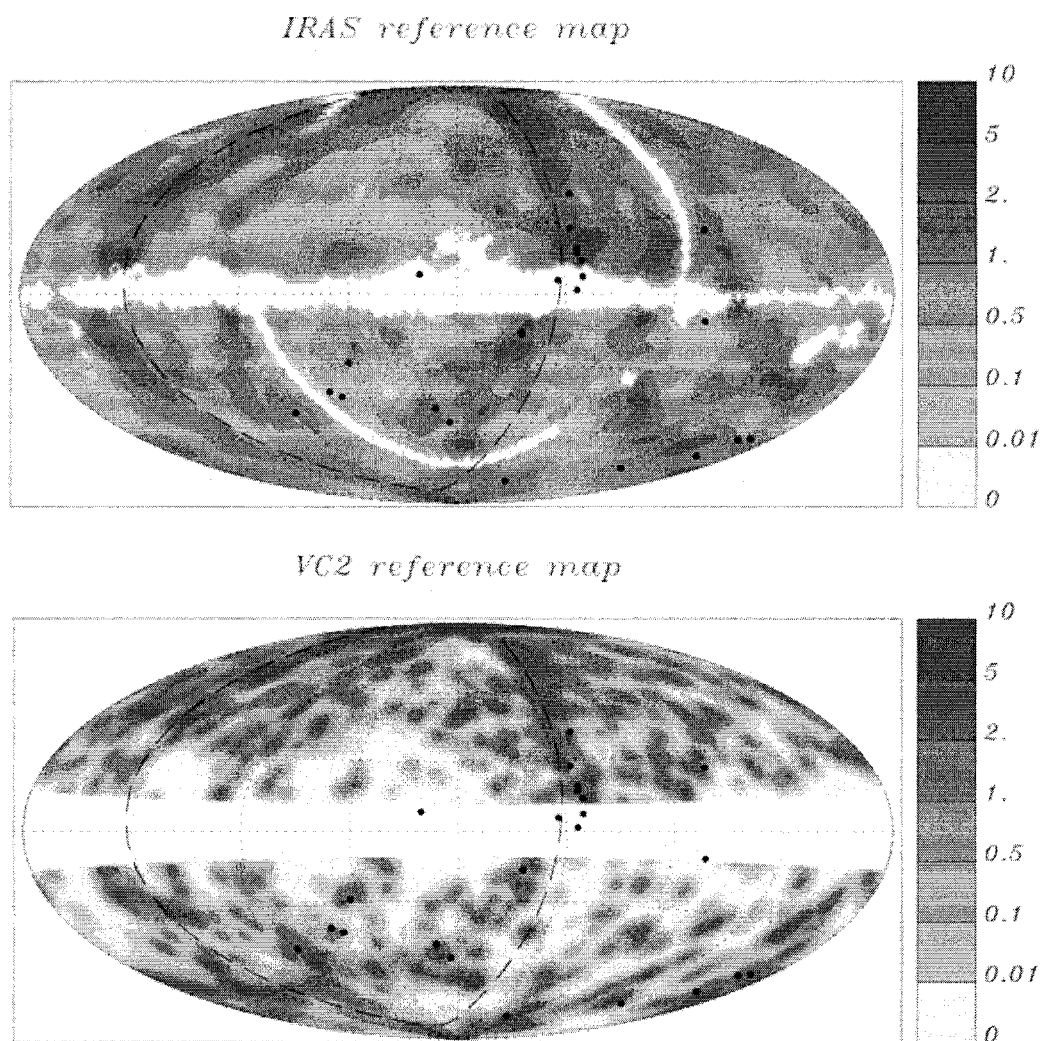


Figura 2.7: Arriba se muestra una imagen de la distribución de materia luminosa dada por el catálogo IRAS [15] sobrepuesta con eventos de energías superiores a 56 Eev [23]. Abajo se muestra una imagen similar pero con una distribución de materia luminosa tomada del catálogo VC2 [23].

una coherencia e intensidad suficiente como para “desenfocar” haces de partículas provenientes de fuentes puntuales.

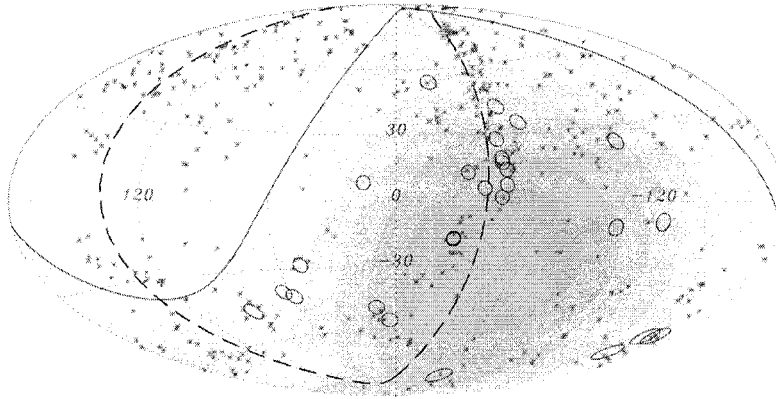


Figura 2.8: Círculos de 3.2° dibujados alrededor de las direcciones de arribo de 27 rayos cósmicos detectados por el observatorio Pierre Auger Con energías resonctruidas superiores a $5.7 \times 10^{19.7} \text{eV}$. Los asteriscos representan AGN tomados a una distancia menor a 71 Mpc. La línea sólida representa el límite de visión del observatorio, y la escala de colores refleja la exposición relativa (entre más oscuro mayor exposición) ([17]).

Recientemente (2008) se ha publicado [17] un resultado que relaciona, con una confianza del 99% direcciones de arribo de eventos con energías $\sim 10^{19.8} \text{eV}$ con núcleos activos de galaxias (AGN) cercanos ($D < 100 \text{Mpc}$, que se correlacionan a distancias angulares de 6° . Con lo que se ve cada vez más real la posibilidad de realizar estudios de astronomía de partículas cargadas a l aumentar la estadística de este tipo de mediciones. En paralelo con la misión del JEM-EUSO, es altamente probable que en los próximos años se puedan identificar fuentes puntuales de rayos cósmicos ultra energéticos [17]. Debido a la exposición sin precedentes del JEM-EUSO, este último, tiene grandes posibilidades de permitir la identificación de las fuentes. Pero para esto es esencial conocer cual es la imagen de un población de objetos astrofísicos en la superficie terrestre. Este tipo de análisis depende de todos los factores hasta ahora mencionados y especialmente de la capacidad que tengamos de inferir la imagen de fuentes puntuales que inyectan rayos cósmicos con espectro de energías variado. Si podemos reconocer sus distintas contribuciones a cada energía de está hipotética fuente, su identificación como fuente podría volverse una realidad. Es por eso que es importante hacer un estudio a varias energías y varias direcciones de arribo de las posibles fuentes de rayos cósmicos, que en esta tesis se hace por medio del principio de reversibilidad inyectando antipartículas en el cielo terrestre con un momento que

apunta radialmente hacia afuera de la Tierra. De esto se habla a fondo en el siguiente capítulo.

Capítulo 3

Estudios sobre las deflexiones e interpolaciones para mapas

Para poder atajar los problemas hasta aquí discutidos se decidió primero estudiar las deflexiones sufridas por los rayos cósmicos en su viaje desde el borde del Halo hasta el detector situado en la Tierra. utilizando distintas aproximaciones. Desde la trivial comparación “a ojo” de los resultados de los mapas una vez que habían sido propagados, hasta el estudio de la deformación de áreas una vez realizada la propagación, pasando por el cálculo, punto a punto de la deflexión. Esto nos deja en buena posición para comenzar, aunque sea parcialmente, la reconstrucción de las imágenes de objetos extragalácticos que es el objetivo principal del presente trabajo. Para ello se utilizó un programa desarrollado previamente por Medina-Tanco [19, 5], para simular la propagación de partículas (en todas las simulaciones realizadas se propagaron protones) con distintas energías. Esencialmente se realizó el mismo estudio con dos distintas pixelizaciones. La primera es la utilizada por la misión COBE (COsmic Background Explorer) y la otra fue la más reciente (y de mayor resolución) HEALPix¹ que es el estándar para las misiones WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) y Planck. Siendo la WMAP la misión que pudo proveer de mejor resolución. tanto espacial como energética , a los datos sobre las anisotropías en la radiación cósmica de fondo. En parte debido a la resolución superior de la pixelización utilizada.

¹<http://healpix.jpl.nasa.gov>

3.1 Teselaciones (Pixelizaciones)

3.1.1 Quadrilateralized spherical projection. “QuadCube”.

Un cubo a partir de una esfera cuadrilatelarizada. [13]

Esta es la pixelización utilizada por la misión COBE. Se basa en la proyección curvilínea de una esfera a un cubo inscrito en ella tomando como sus vertices los lugares donde $|x| = |y| = |z|$ dentro de la esfera unitaria se puede apreciar la estructura general de esta pixelización en la figura 3.1. Esta proyección preserva áreas de la esfera al cubo con un 1% de error en general, pero de unos cuantos puntos porcentuales para las regiones cerca de los bordes del cubo. Lo que se hace es primero dividir a la esfera en 6 regiones de la misma área y luego se les proyecta al cubo.

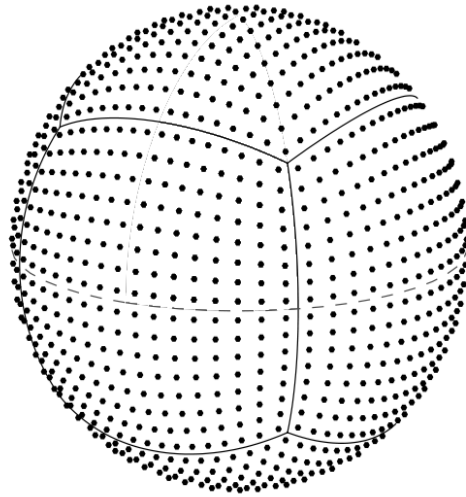


Figura 3.1: Los centros de la pixelización *quad cube* dibujados sobre la esfera.

Para los fines de la presente tesis las principales características de esta pixelización son:

- Resolución angular (tamaño promedio de un lado del píxel) de 2.8° .
- Tiene una estructura de numeración de sus píxeles jerárquica (llamada *quadrilateral tree*).
- Cuenta con 6144 píxeles ($32 \times 32 = 1024$ píxeles por cara).

Esta baja resolución aunada al hecho de presentar irregularidades en los bordes del cubo muestran problemas no tan fáciles de solventar cuando se está buscando una contraparte extragaláctica para puntos sobre la superficie de la Tierra. Sin embargo al comienzo de esta tesis esta había sido la pixelización tradicionalmente utilizada para los mapas del cielo que se producían con simulaciones de las trayectorias de las partículas. Por otro lado cabe mencionar que la resolución espacial de los detectores de rayos cósmicos para energías superiores a 10^{19} eV son del orden de 1° ; si bien el JEM-EUSO podría mejorar esta resolución para energías superiores a los $10^{19.7}$ eV. La estructura jerárquica para la numeración de sus pixeles es vital para el análisis eficiente de señales en el detector (conocimiento de primeros vecinos y fácil reconocimiento de regiones cercanas en base al número de pixeles). Un ejemplo de como funciona esta estructura se puede ver en la figura 3.2

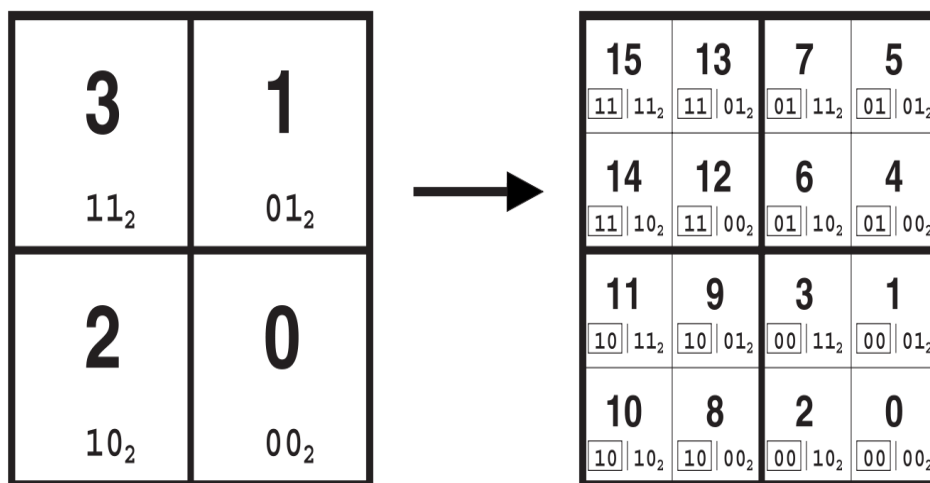


Figura 3.2: Ejemplo de como funciona la estructura de numeración jerarquica utilizada tanto en QuadCube como en HEALPix. La región de la izquierda consiste en 4 pixeles por lo que son suficientes 2 bits para etiquetar a cada pixel. Para mejorar la resolución cada uno de los pixeles se divide en 4 pixeles “hijos”. Los “hijos” heredan el indice del pixel padre (encuadrado) y obtiene dos nuevos bits para formar la nueva etiqueta. Este paso se repite según la resolución buscada. Varias regiones similares se unen por sus contornos para cubrir la esfera (6 para el QuadCube, las caras del cubo y 12 para el HEALPix ver 3.1.2. Todas estas regiones tienen un prefijo que identifica cada pixel con la región a la que pertenece.

3.1.2 HEALPix (*Hierarchical Equal Area and isoLatitude Pixelization*)

La estructura de de la “pixelización jerárquica, de areas iguales y misma latitud” o HEALPix por sus siglas en inglés resuelve en gran parte el problema de interpolar para una baja resolución de pixeles el cielo en el detector. HEALPix así como las herramientas de software que se han desarrollado a partir de esta es una metodología para la discretización, optimización y síntesis de análisis numérico de funciones o datos dsitribuidos sobre la esfera. Si bien fué creada casi exclusivamente como una herramienta en los estudios de la radiación cósmica de fondo, las librerías para la búsqueda de primeros vecinos, y la capacidad de mejorar la resolución (con la limitante del poder de computo disponible), vuelven a HEALPix una valiosa herramienta para el obojetivo de esta tesis.

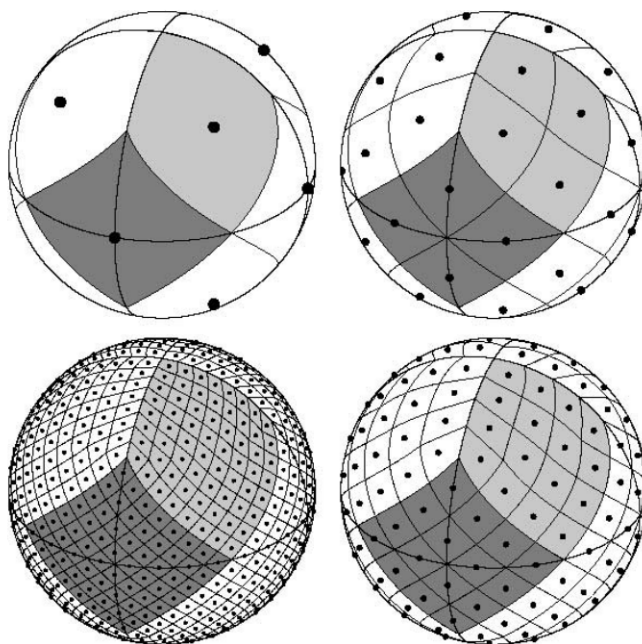


Figura 3.3: La pixelización de HEALPix. Sombreadas aparecen una de las 4 regiones ecuatoriales y una de las 8 regiones polares. Se muestra como se van dando las mejoras sucesivas a la resolución siguiendo el espíritu de la figura 3.2. Aunque la máxima resolución aquí mostrada es apenas de 768 pixeles en toda la esfera se puede apreciar como la forma distinta de cada uno de lo pixeles se vuelve cada vez más insignificante al aumentar la resolución, si bien siempre tienen todos la misma área

Para los fines de la presente tesis las principales características de esta pixelización son:

- Resolución angular (tamaño promedio de un lado del pixel) de $13.7' = 0.22^\circ$.
- Tiene una estructura de numeración de sus pixeles jerárquica (llamada *quadrilateral tree*).
- Cuenta con 786 432 pixeles($256 \times 256 = 65536$ pixeles por región (12 regiones; 4 ecuatoriales y 8 polares).

Cabe mencionar que en un futuro y optimizando aún más los programas de interpolación (al menos en lo referente al manejo de datos y paralelización del código) es posible subir tres niveles más en la resolución lo cual nos daría la cantidad de 50 331 648 pixeles y una resolución de $1'.72$.

3.2 Estudios preeliminares usando “QuadCube”

Previamente a la interpolación de los datos se hizo la simulación de inyectar antiprotones desde la Tierra con un momento que apuntaba radialmente hacia afuera de la Tierra y propagarlos a través del campo magnético discutido en § 2.1. Aquí se hizo uso del principio de reversibilidad, es decir, si se inyecta un antiprotón con un momento que sale de la Tierra y se le propaga hasta el Halo galáctico. obtenemos la misma trayectoria que habríamos tenido si hubiéramos inyectado un protón en el Halo y lo hubiéramos seguido hasta la Tierra. Con la gran ventaja de que sabemos con que momento entró el protón en el Halo galáctico, simplemente tomando el negativo del momento de la antipartícula al momento de salir del Halo galáctico.

$$\vec{P}_{protón} = -\vec{P}_{antiprotón} \quad \forall t$$

Para tener una idea cualitativa de como afecta el campo magnético las trayectorias de las partículas primero hicimos estudios sobre la deflexión que sufrían estas partículas después de haber sido propagadas hasta el borde de la galaxia. Este borde lo definimos como la superficie de una esfera de un radio de 20 Kpc, con centro en el centro de la galaxia. La deflexión (en grados) la definimos como sigue:

$$Deflexión = \arccos\left(\frac{\vec{P}_d \cdot \vec{P}_b}{\|\vec{P}_d\| \|\vec{P}_b\|}\right) \quad (3.1)$$

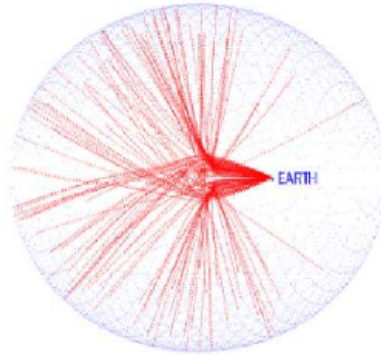


Figura 3.4: Trayectorias de las partículas con peores deflexiones para $E = 10^{19.8}$ eV. El HALo se representa como una esfera. Se puede apreciar el efecto de “lupa” que ocasiona el centro de la galaxia.

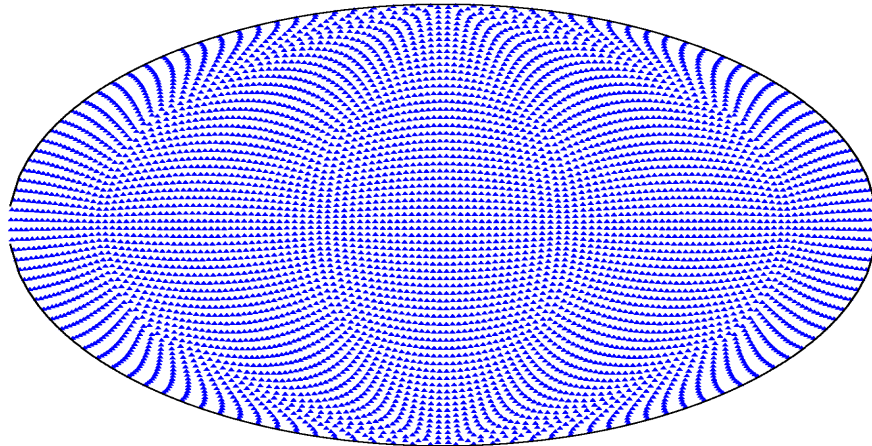


Figura 3.5: Proyección de Aitoff de la malla inyectada, resultante de usar la teselacin de “*QuadCube*” (6144 pixeles).

Para la teselación de *QuadCube* 6144 antiprotones fueron inyectados en sendas direcciones con energías en un rango de $E = 10^{19.0}$ eV hasta $E = 10^{21.0}$ eV. en pasos de $\log(E) = 0.1$ (p.ej. $10^{19.5}$ eV, $10^{19.6}$ eV, $10^{19.7}$ eV etc.) . La malla como se “ve” en la Tierra se muestra en la figura 3.5. Los resultados de las deflexiones se pueden apreciar en las figuras 3.6 y sus histogramas en 3.7. Sólo se muestran algunas de las energías para las que se realizó este procedimiento para evitar redundancias. Para cada una de las energías el resultado es un mapa bidimensional en coordenadas

galácticas (l,b) con el centro galáctico en $l=0,b=0$ (centro de la figura). A simple vista la primera conclusión que se puede obtener, es que la región del plano y el centro galáctico resultan severamente deformadas. Comparando la figura 3.5 con cualquiera de las energías de figura 3.6 vemos como prácticamente no hay rayos cósmicos que puedan atravesar estas regiones y ser mapeados en la superficie terrestre. Sin embargo, y de manera más cuantitativa se calculó la deflexión medida en grados, definida como en la ecuación 3.1, y se realizó un estudio de las medianas de las deflexiones para cada energía. esto se muestra en la figura 3.8 . Al ir aumentando la energía vemos como las regiones con mayores deflexiones se van “comprimiendo” hacia al disco. Esto es una consecuencia directa del campo magnético discutido en § 2.1

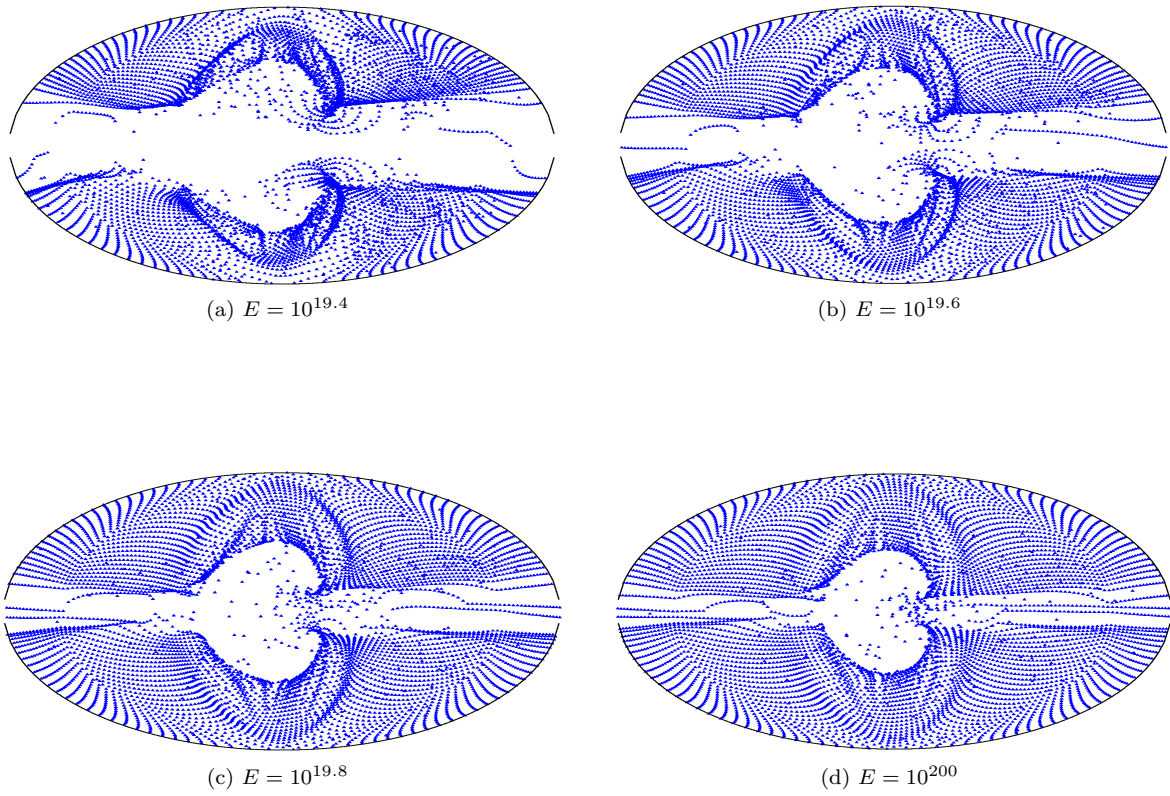


Figura 3.6: Deflexión sufrida por los protones en el campo galáctico

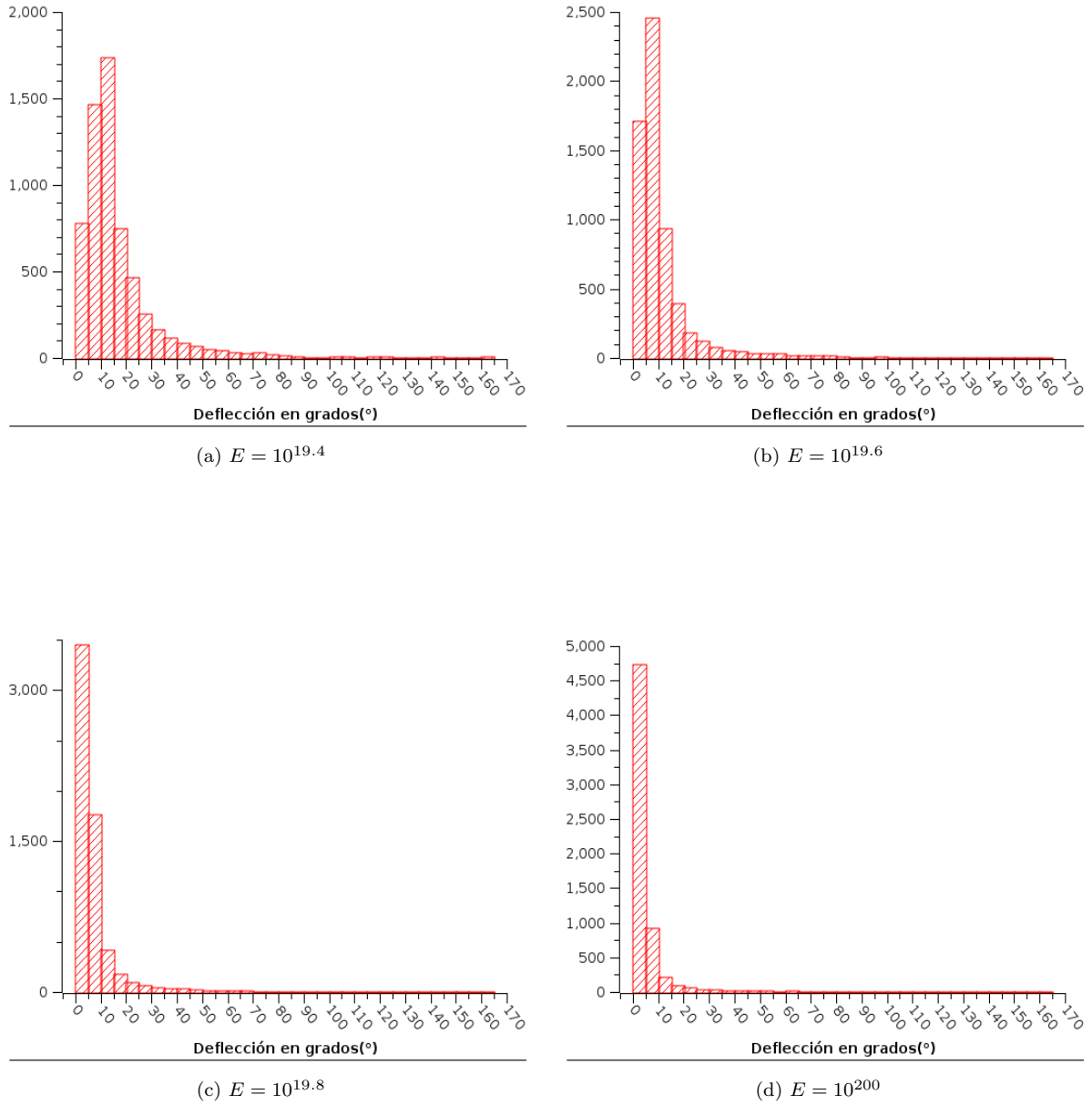


Figura 3.7: Histogramas de las deflexiones sufridas por los protones en el campo galáctico para las energías de la figura 3.6

Se realizó un estudio preliminar de los resultados de dichas partículas propagadas. De especial interés nos resulta conocer la media de las deflexiones para distintas energías. Sobre todo para poder discernir una energía mínima dónde las deflexiones sufridas por rayos cósmicos al viajar por la galaxia permita al cierta conexión más directa entre las direcciones de arriba en el detector y las direcciones de entrada en el Halo de la galaxia. Para esto se escribieron programas en fortran que leyeran a partir de los archivos creados con el programa *galprop.f* y fueran creando histograma sobre las deflexiones que sufrían las patículas inyectadas. Estos resultados se pueden apreciar en la figura 3.7 y 3.6.

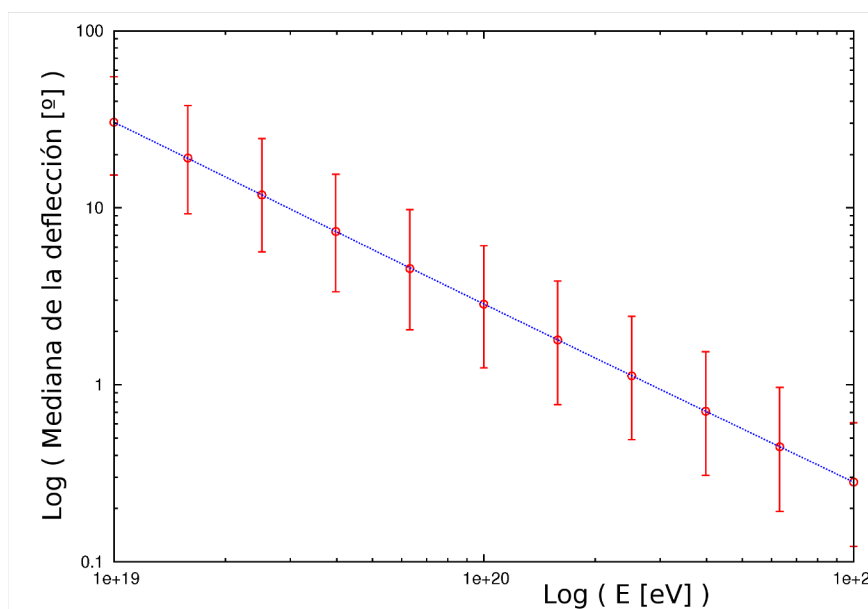


Figura 3.8: Mediana de la deflexión para las distintas energas, las barras de error representan el intervalo de confianza al 68%.

Una de las primeras modificaciones a la pixelización del *QuadCube* fue la insercion de círculos de 1° de radio como se puede ver en la figura 3.9. Como complemento a este estudio preliminar sobre las deflexiones se vió como se modificaban las áreas. de estos círculos una ves que ya habían sido propagados. Es decir se inyectaron los antiprotones en el detector con una malla basada en el *QuadCube* pero con 50 puntos equidistantes alrededor del centro de un pixel por cada uno de los 6144 pixeles. Estos 50 puntos nos ayudaban a definir un área “patrón” que queríamos ver como

se modificaba para cada uno de estos círculos. Esto nos permite apreciar si regiones del Halo galáctico se comprimen o se expanden al mapear.

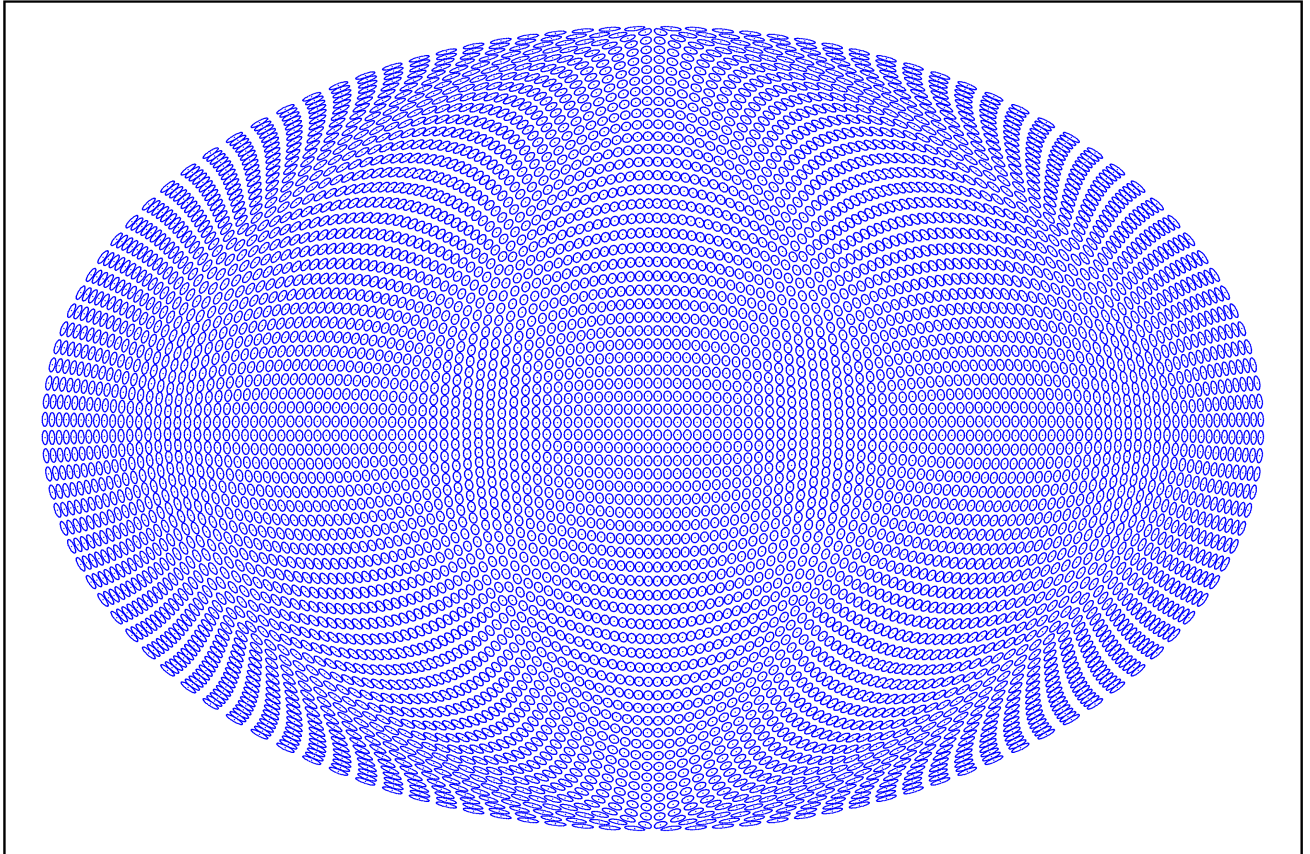
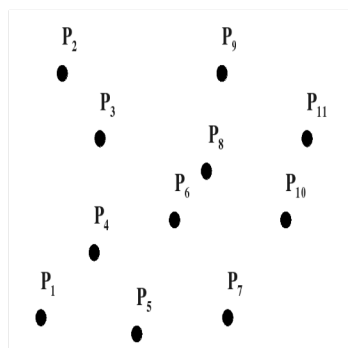


Figura 3.9: Los círculos utilizados para hacer pruebas sobre las áreas.

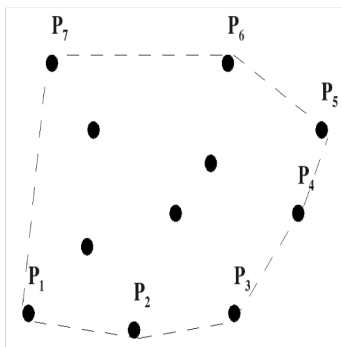
Cerco convexo

Un polígono convexo, es un polígono con la propiedad de que cualquier segmento de recta cuyos extremos estén en el polígono cae por completo dentro del polígono. Un ejemplo sencillo se ve en la figura 3.10. En geometría computacional y en esta tesis tomamos el cerco convexo como el mínimo polígono convexo para un conjunto S de puntos. El resultado de la subrutina que se escribió es un arreglo de coordenadas

(x,y) en orden que giran en sentido horario, por lo que el área tendrá signo negativo (ver § 3.2).



(a)



(b)

Figura 3.10: En la parte superior(a) tenemos un conjunto de puntos y en la parte inferior (b) tenemos el cerco convexo de estos puntos. nótese que el cerco convexo no es la única forma de dibujar un perímetro para el conjunto original de puntos. Pero es una cota máxima al área se puede obtener a partir de este conjunto de puntos

Para el cálculo de los puntos que pertenecen al cerco convexo de un conjunto S de puntos primero los ordenamos en su coordenada x , y tomamos el punto con menor x como el primer punto del cerco convexo (en caso de empate se toma el que tenga el menor valor en y). Para este punto $P_0 = (x_0, y_0)$, tomamos otro punto de prueba $P_p = (x_p, y_p)$, y corroboramos que todos los demás puntos $P_k = (x_k, y_k)$ estén a la derecha del segmento que une a P_0 con P_p . Esto se logra evaluando el signo del

determinante:

$$\begin{vmatrix} x_0 & x_p & x_k \\ y_0 & y_p & y_k \\ 1 & 1 & 1 \end{vmatrix}$$

En caso de que exista algún P_k tal que $\begin{vmatrix} x_0 & x_p & x_k \\ y_0 & y_p & y_k \\ 1 & 1 & 1 \end{vmatrix} > 0$ (es decir se encuentre

a la izquierda del segmento que une a P_0 con P_p) entonces se descarta ese punto de prueba y se prosigue con otro. Se hace esto de manera exhaustiva hasta que se tenga el cerco convexo.(para los detalles específicos de como se implementó este algoritmo es necesario en el apéndice B

Áreas

Una vez que se tiene este perímetro definido por los pares de puntos (x_k, y_k) , simplemente se procede a calcular el área utilizando el teorema de Green. A partir del teorema de Green, siendo D una región simplemente conexa, tenemos que:

$$\oint_{\partial D} f(x, y)dx - g(x, y)dy = \iint_D \left(\frac{\partial g}{\partial x} - \frac{\partial f}{\partial y} \right) dx dy \quad (3.2)$$

Tomando $f(x, y) = \frac{-y}{2}$ y $g(x, y) = \frac{x}{2}$ tenemos que:

$$\text{Área de } D = \frac{1}{2} \oint_{-\partial D} y dx - x dy \quad (3.3)$$

En nuestro caso tenemos n puntos que forman el cerco convexo. Uniéndolos con rectas obtenemos $n - 1$ ecuaciones de rectas de la forma $y = m_k(x - x_k) + y_k$, con $m_k = \left(\frac{y_{k+1} - y_k}{x_{k+1} - x_k} \right)$ y $k = 1, 2, 3, \dots, n - 1$; estas rectas unen a los puntos x_k y x_{k+1} . Y la recta que une el primer punto con el último es $y = \left(\frac{y_1 - y_n}{x_1 - x_n} \right) (x - x_n) + y_n$.

Rescribiendo esto de una manera más conveniente tenemos:

$$y = m_k x + c_k \quad (3.4)$$

donde

$$c_k = \frac{y_k x_{k+1} - x_k y_{k+1}}{x_{k+1} - x_k} \quad (3.5)$$

Sustituyendo 3.4 y 3.5 en 3.3. Tenemos:

$$\begin{aligned}
\text{Área} &= \int_{x_n}^{x_1} (m_n x - m_n x - c_n) dx + \sum_{k=1}^{n-1} \frac{1}{2} \int_{x_k}^{x_{k+1}} (m_k x - m_k x - c_k) dx \\
&= \frac{1}{2} \int_{x_n}^{x_1} -c_n dx + \sum_{k=1}^{n-1} \frac{1}{2} \int_{x_k}^{x_{k+1}} -c_k dx \\
&= \frac{1}{2} (x_n - x_1) c_n + \sum_{k=1}^{n-1} \frac{1}{2} (x_k - x_{k+1}) c_k \\
&= \frac{1}{2} (x_n - x_1) \frac{y_n x_1 - x_n y_1}{x_1 - x_n} + \sum_{k=1}^{n-1} \frac{1}{2} (x_k - x_{k+1}) \frac{y_k x_{k+1} - x_k y_{k+1}}{x_{k+1} - x_k} \\
&= \frac{1}{2} \left(x_n y_1 - y_n x_1 + \sum_{k=1}^{n-1} x_k y_{k+1} - y_k x_{k+1} \right)
\end{aligned}$$

Para calcular las áreas de los círculos antes y después de ser propagados. Se utilizó el teorema de Green y se escribió un algoritmo capaz de crear el cerco convexo para un conjunto de puntos que yacen en el plano. Estos resultados nos muestran si las áreas definidas por estos círculos mantuvieron un valor constante al propagarse o por el contrario se contrajeron o expandieron deformando la “imagen” de partículas cargadas provenientes de un posible objeto astrofísico. Este comportamiento se puede apreciar de una manera muy clara en la figura 3.12. Esta figura ya hace uso del algoritmo de interpolación que se discute en la siguiente sección.

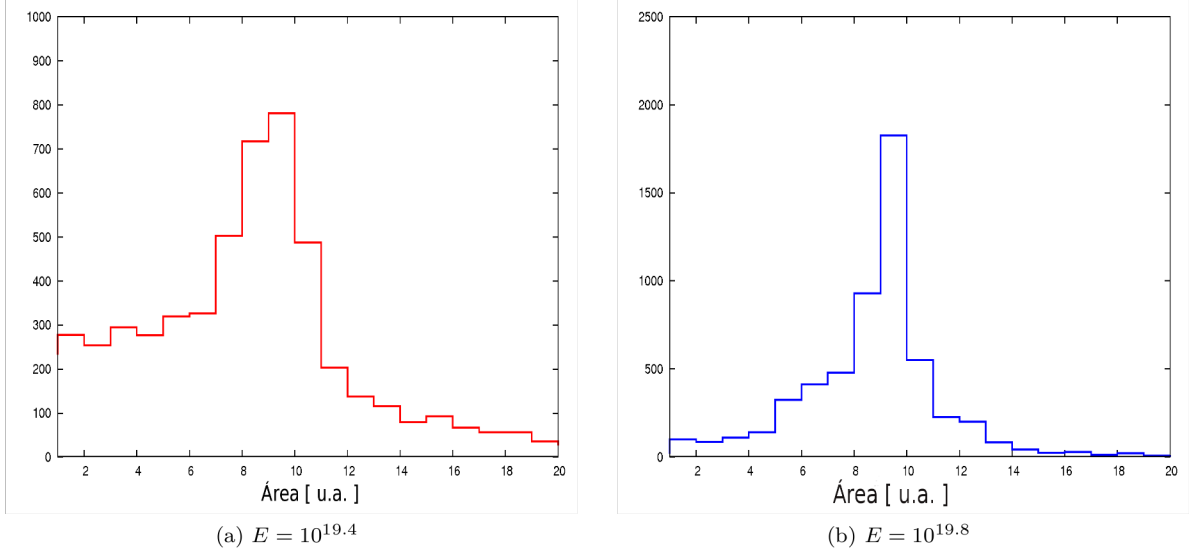


Figura 3.11: Histogramas de las áreas de los círculos propagados. Se puede apreciar como a mayor energía hay una menor variación en las áreas.

Como se puede apreciar en la figura 3.4 el centro galáctico tiende a doblar las trayectorias en ángulos muy agudos. Esto se traduce en que protones entrando por muy diversas regiones del Halo galáctico son percibidos en la Tierra como provenientes del centro galáctico. Esto es un problema bastante grande para energías $< 10^{19.5}$, si bien este efecto se pierde para energías mayores. Pero la principal consecuencia de este fenómeno para la observación de fuentes de rayos cósmicos ultraenergéticos es que se vuelve extremadamente complicado poder divisar una fuente cuya línea de visión resida a través o cerca del centro galáctico. También se pudo observar una región con deflexiones ligeramente por encima de la media para la energía correspondiente, para latitudes altas ($|b| \simeq 90^\circ$).

3.3 Interpolación

Se propagaron antiprotones a través del campo magnético de la Galaxia son energías desde $10^{19.5}$ hasta $10^{20.5}$ en pasos de $\log(E) = 0.1$ (i.e. $10^{19.5}$ eV, $10^{19.6}$ eV, $10^{19.7}$ eV etc.). A cada una de estas energías se inyectaron 786 432 antiprotones, es decir para esta parte se utilizó la pixelización de HEALPix con una resolución angular de $\simeq 0.2^\circ$. Y se hizo una matriz con los momentos y las energías del conjunto de resultados

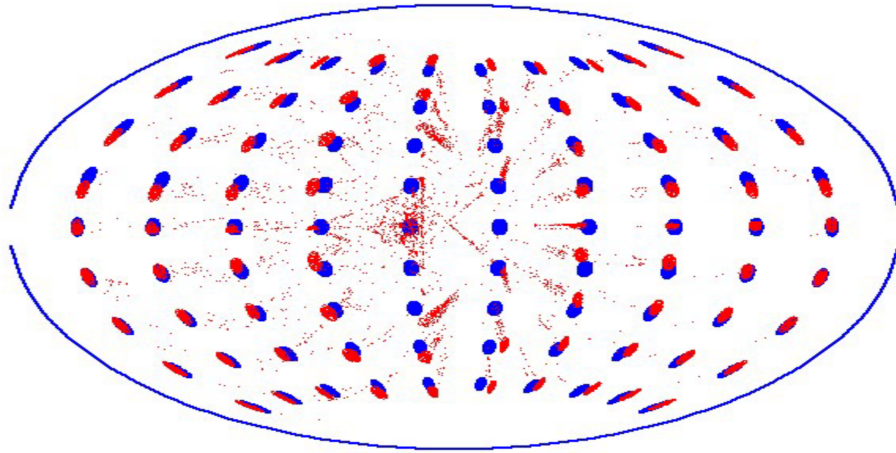


Figura 3.12: El panorama de las deflexiones para una energía de $E = 10^{20}$ eV. Los puntos azules representan regiones circulares de 2.5° de diámetro en el Halo. Los puntos rojos corresponden rayos cósmicos individuales que entraron a la galaxia en estas regiones circulares.

obtenidos de los programas de propagación. Esto no permite una resolución espacial en los puntos a interpolar mejor a la de varios detectores actuales.

Dada la alta resolución espacial el algoritmo de interpolación se basa únicamente en la búsqueda de primeros vecinos de un conjunto de coordenadas dado tanto de manera espacial (que además es una de las subrutinas creadas para HEALPix) como de manera energética. Después se procede a hacer una interpolación lineal hacia la región más cercana (espacial y energética).

Como una prueba al funcionamiento al método que se ha mencionado, se tomaron ciertos objetos del catálogo IRAS PSCz [15] como candidatos a fuentes de rayos cósmicos extragalácticos. Objetos con un corrimiento al rojo disponible para un flujo a un flujo de $60 \mu m$ y con una profundidad de 200 Mpc. Estos objetos fueron interpolados como fuentes de protones con un espectro energético $\propto E^{2.0}$ eV, con lo que se creó un mapa de como se verían estas fuentes en el detector (Tierra). Con este mapa, se procedió a inyectar desde la Tierra antiprotones con un momento apuntado radialmente hacia afuera de la Tierra. Obteniendo de esta manera un mapa “real” de las direcciones de origen de los protones de inyectados según el mapa resultado de la interpolación.

Finalmente comparamos las direcciones originales tomadas del catalogo IRAS con las del mapa “real”. Los resultado se muestran en las figuras 3.13 y 3.14. Como

era de esperarse en las regiones cercanas al centro galáctico muestra un severo error. Sin embargo podemos ver que para el resto del cielo el traslape es casi exacto. La figura 3.14 muestra las direcciones de las diferencias (proyectadas) entre cada uno de los puntos. Felizmente se tienen muchos más y más confiables datos sobre objetos extragalácticos en regiones cuya línea de visión no pasa muy cerca de las regiones del plano o del centro galáctico (ver lo discutido en la sección de § 2.3).

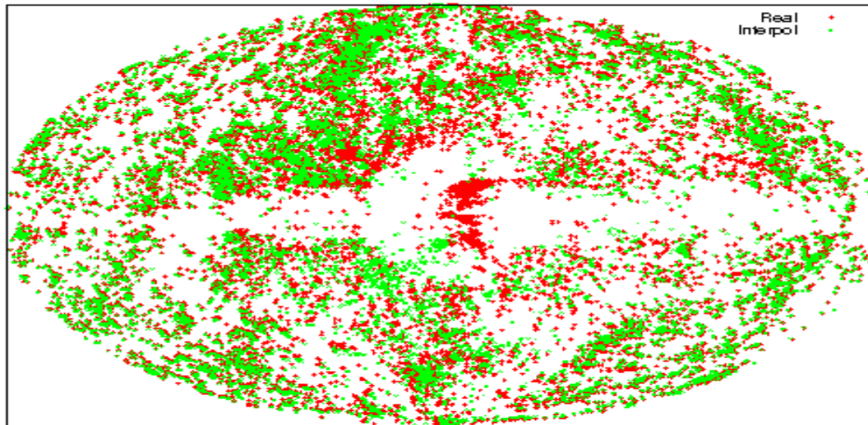


Figura 3.13: Mapas “real” (en verde) e interpolado en rojo. El centro galáctico resulta claramente un problema para la interpolación.

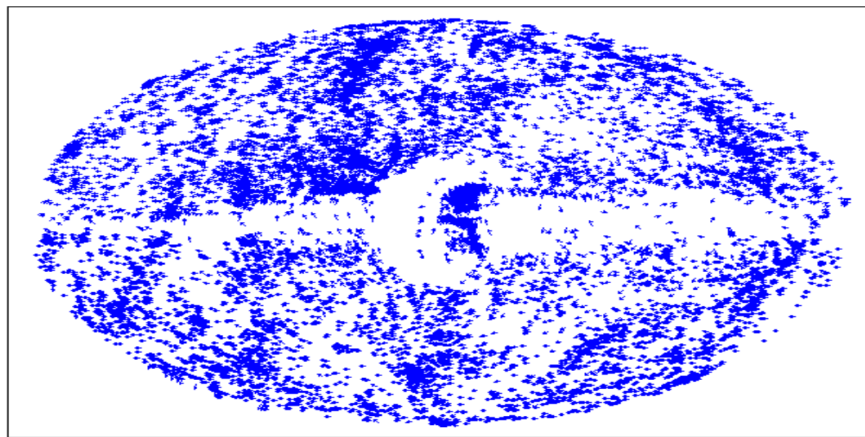


Figura 3.14: Dirección de las diferencias entre el mapa “real” y el interpolado. El tamaño de las flechas no está relacionado con la magnitud del error.

Capítulo 4

Conclusiones

Después de un extenso estudio sobre las deflexiones sufridas por los rasyo cósmicos en su propagación por los campos magnéticos galácticos,se ha logrado obtener un mecanismo de interpolación capaz de mapear objetos astrofísicos en la superficie terrestre. Los resultados del presente trabajo ya han sido presentados en la *31st International Cosmic Ray Conference, Lódź 2009* en Polonia, donde se reunieron expertos de distitnas partes del mundo para discutir estos y más temas referentes a la física de los rayos cósmicos.

Dentro de las posibilidades del campos de estudio de los rayos cósmicos ultra energéticos este tipo de herramientas son y serán desarrolladas para poder dar una interpretación astrofísica a los resultados que vayan surigiendo de los distintos experimentos. Esta tesis se realizó con particular interés en la misión JEM-EUSO pues podría tener suficiente estadística para empezar la fase astronómica de los rayos cósmicos; es decir, realizar estudios sobre objetos tan distantes, que anteriormente era una actividad científica relegada únicamente a la astronomía utilizando distintas regiones del espectro electromagnético como única fuente de conocimiento. En estos momentos podría estar comenzando una nueva era en la física de ultra altas energías, lo que vuelve a este tipo de estudios una buena posición para comenzar el estudio de este nuevo campo.

Apéndice A

Trabajo para la 31st *International Cosmic Ray Conference 2009 en Lodz, Polonia.*

Mapping the sky onto the detector using charged particles

A. Guzmán* and G. Medina-Tanco*

**Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM, México*

Abstract. Cosmic ray protons with energies in excess of 10^{19} eV suffer, in general, a small but yet significant amount of deflection while traversing the Galactic Halo (GH) and disk. In spite of this fact, unless the intergalactic medium contains magnetic fields with strength of the order of μG , ultra high energy cosmic rays, still retain very valuable directional information which may help identifying their sources.

Traditionally, the deflection suffered by incoming charged particles are calculated applying the reversibility of the trajectories in a magnetic field, i.e., injecting the antiparticle at Earth with an opposite momentum, thus finding the pointing direction at the border of the outskirts of the Galactic field. While this procedure is useful to search for the sky coordinates of counterparts to incoming particles, it is unsuitable to generate counterparts of the true populations of astrophysical objects onto the detector. In the present work we highlight a numerical algorithm to realize the latter transformation which allows, depending on particle energy and direction on the sky, to perform an accurate mapping of a set of coordinates at the border of the Halo onto the sky detector at Earth.

Keywords: Mapping Sources ExtraGalactic

I. INTRODUCTION

The propagation of Ultra High Energy Protons (UHECR), with energies in the excess of 10^{19} eV, throughout the galaxy depends almost completely on the magnetic field present in such a large scale. Due to the lack of direct measurement of the topology and intensity of this field, a model based on rotation measurements of pulsars and extragalactic radio sources, and also based on dispersion measurements from nearby pulsars, has been built [1][4]. In order to, at least to a certain precision, properly simulate the propagation of UHECR in presence of this field, some assumptions must be made about its global large scale structure, although it is virtually impossible to know the Galactic Magnetic Field in a local scale for faraway regions in our Galaxy. With the aid of this Galactic field the particle's trajectory can be estimated injecting its antiparticle at Earth with an opposite momentum. This is the backbone of our study. First, we inject anti-protons with a momentum pointing outwards in the detector (Earth) with a very dense pixelization scheme (see [3]). Then, we propagate this particles until they reach the Galactic Halo using

Galactic magnetic field, thus creating a comprehensive map of the counterparts in the Galactic Halo for each of the injected particles' direction. We do this simulation for different energies and thus build a large mapping matrix. This matrix is used to interpolate arrival directions at the external border of the Halo into the arriving directions at the detector

II. PIXELIZATIONS

Before dealing with the problem of interpolating in the sphere we conducted several tests using different pixelization schemes, namely the Quadrilateralized Spherical Cube[2] or "quad-sphere" and the more recent Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization (HEALPix¹)[3]. While the quad sphere pixelization scheme was used as the standard for the Cosmic Background Explorer (COBE) it proved to have a small angular resolution and has been superseded. Due to resolution needs of the new cosmic microwave background experiments new pixelization schemes have been developed and thoroughly optimized to be used in many other suitable areas[3]. In Fig. 1 we can see how HEALPix surpasses the quad-sphere pixelization resolution. Additionally, the "quad sphere" has some minor problems in its "corners", which do not appear in the HEALPix pixelization. On the other hand, although the HEALPix is an equal area pixelization scheme, the pixels have slightly different shapes depending on the latitude [3], but this minor setback is totally negligible, when dealing with such a small pixel size.

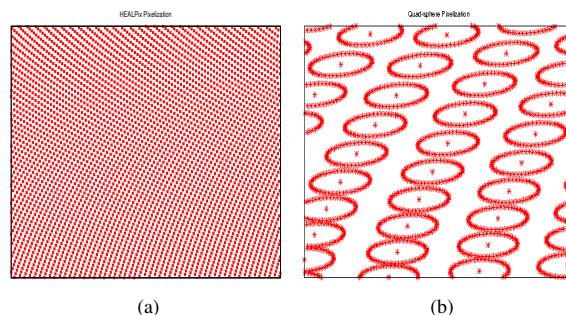


Fig. 1. (a) An amplified portion of the sky under the HEALPix pixelization scheme (distances between pixels is $\sim 0.2^\circ$). (b) Same region of the sky under the "quad sphere" pixelization scheme. For the "quad sphere" a circle of radius $\sim 1^\circ$ has been drawn around each pixel center to accentuate its low resolution compared with (a) (distances between pixels is $> 2^\circ$)

¹<http://healpix.jpl.nasa.gov>

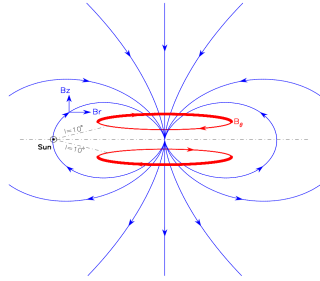


Fig. 2. A schematic diagram of the Galactic Magnetic Field model (taken from Han (2002) [1]).

III. GALACTIC MAGNETIC FIELD

The Galactic magnetic field we used to create the directional maps is the axisymmetrical dipole field (see Han [1]) which has poloidal and toroidal components, but for this paper's present scope its two most important characteristics are:

- It has a dipolar component parallel to the Galactic north($b=90^\circ$) direction.
- It is bisymmetric spiral components in the Galactic disk.

It is also worthwhile to point out that in this model the toroidal fields have opposite directions below and above the Galactic plane. Which may also result in a noticeable asymmetry in the propagation directions of outgoing UHECR, (though we injected antiprotons the latter still holds).

The dipolar component accounts for a very intense magnetic field near the central region of the Galaxy as it is proportional to $1/r^3$. Due to the intense magnetic field in the central region even at very high energies it is virtually impossible to have a small deflection for particles travelling in the central region of the Galactic disc (see Fig. 2). As a consequence, all maps of the Galactic Halo have an apparently empty region near the center of the Galaxy. It must be noted however, that there is strong observational evidence for such high intensity magnetic fields, in fact may have intensive manifestations in UHECR observations[4].

As it can also be readily seen in Fig. 3 the axis symmetric property of this field produces a slight but distinguishable asymmetry in the Galactic longitude $[l]$ of the maps produced by propagating antiprotons in the Galactic Magnetic Field near the Galactic center.

IV. DEFLECTIONS

In order to attain certain resolution for the interpolated map a qualitative test was carried out to see which energies were more suitable for a

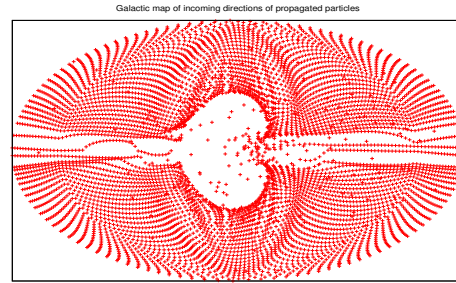


Fig. 3. An example of the several Galactic maps of propagated anti-protons produced in order to interpolate from them. In this example antiprotons were propagated from the detector with an energy of $10^{19.8} \text{eV}$.

meaningful interpolation. A usual result of such a map can be seen in Fig. 3. The deflection at different energies is shown in Fig. 5b.

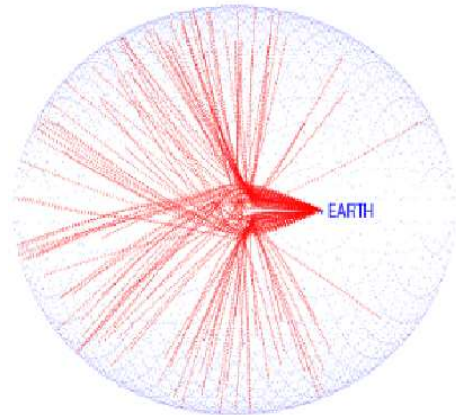


Fig. 4. Severely deflected trajectories of propagated anti-protons, which cross the inner regions of the Galaxy with $\log(E) = 19.8$. The Galactic Halo Border is depicted in blue. Galactic Center is in the image's center.

As it is illustrated in Fig. 4 the Galactic center tends to bend the trajectories in very acute angles, in a way that resembles that of a lens, suggesting that protons entering the Galactic Halo in very distinct regions can all be mapped to arrive to the Earth as if they came from the Galactic center, thus making it very difficult to seek for extragalactic sources that lay in a line of view that passes through the Galactic Center, since a significant amount of the possible incoming protons from the Galactic Halo can appear as coming from the Galactic Center.

As a complement to this study, anti-protons were injected in equal area circles from the earth, and the area deformations were studied to see if there was a significant compression or decompression of the solid angle subtended by this circles. Again there is a huge correlation between the deformation and the distance to the Galactic Center. It is worth noticing that even at energies of $10^{19.8} - 10^{20.5}$, when the propagated map is

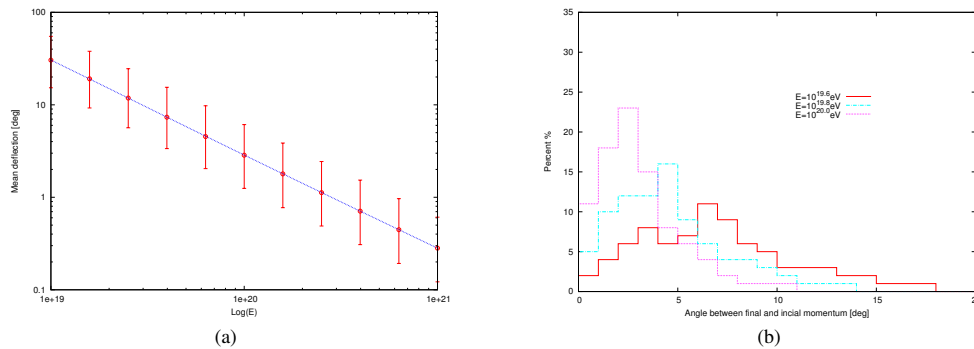


Fig. 5. a) Mean deflections of incoming particles as a function of the energy b) Deflections histograms for different energies

almost identical to the injected map, a void appears in the propagated map as a result of severe deflection of the particle due to the magnetic dipole at the Galactic Center. Consequently, even if we detect protons coming from the Galactic Center it is highly improbable that these particles have an extra galactic source lying close to the line of view. There also appear to be regions of high deflection in the polar regions ($b = \pm 90$) although the effect is much less significant in these regions, attention must be paid when interpolating in the Galactic polar regions. But as a general rule the Galactic Center must not be taken into account when interpolating coordinates from objects in the Galactic Halo. Nevertheless, it must be stressed that even if the qualitative features discussed so far are quite general quantitative statements depend strongly on the specific assumptions made about the Galactic Magnetic Field.

V. INTERPOLATION

We propagated the antiprotons through the Galaxy for energies from $10^{19.5}$ eV to $10^{20.5}$ eV in steps of $\log(E) = 0.1$ (i.e. $10^{19.5}$ eV, $10^{19.6}$ eV, $10^{19.7}$ eV etc.). For each one of these energies we injected 786 432 antiprotons, (this is the size of the mesh shown in Fig. 1a) of pixels as described in II, with an outward pointing momentum. Each of these pointing to a different point in the sky, hence the “injected” map on the detector had an angular resolution of roughly 0.2° , which, by the way, is beyond the angular resolution of most of today’s working detectors. This allows us to make a thorough spatially-dense mesh to give us some insight on how extra Galactic UHECR sources may appear on the Earth’s true sky. Also, because of the simple nature of the interpolation procedure, a fine mesh of points is necessary to reduce the numeric errors.

In general terms the interpolation procedure could be depicted as follows:

A huge archive with all the coordinates lying in the Galactic Halo is made for the energies $10^{19.5}$ eV to $10^{20.5}$ eV from antiprotons injected at the Earth and propagated with the aid of the Galactic Magnetic Field model as described in section III. For a coordinate map of objects in the Galactic Halo interpolation is

carried out by means of comparing nearest neighbours in both spatial (l, b) coordinates and energy space, of this map and the above mentioned archive. Another map is then created with the interpolated coordinates of arriving directions at Earth for the Galactic Halo UHECR “source candidates”.

VI. INTERPOLATION ALGORITHM EXAMPLE APPLICATION

As proof of principle of the method highlighted in this article, we interpolated some objects from the IRAS PSCz [5]. Objects with available redshift and $60 \mu m$ flux, were selected up to a depth of 200 Mpc ($h=0.71$). These objects were used as sources of UHECR injecting an energy spectrum $\propto E^{2.0}$. The particles were propagated through an intergalactic magnetic field model constructed in a way consistent with distributions of luminous matter as given by the CfA Redshift Catalog [6] thus creating a map of possible extra galactic sources. Afterwards, we propagated protons (not antiprotons) from the Galactic Halo on to the surface of the detector, this is, we injected the protons into the Galactic Halo with an inward pointing momentum, with these coordinates, as if they were the extraGalactic sources of UHECR, hence creating a “back” interpolated map.

Finally we compared the results of the map of the interpolated infrared sources and the “back” interpolated map made from the propagation of UHECR through the Galaxy. The results of this simulation can be seen in Fig. 6a. Most of these coordinates are seen to overlap, hence showing that the interpolation is meaningful till a certain point. But as expected, there is a clear discrepancy between the interpolated and the “real” data for coordinates that lay in the Galactic center. In Fig. 6b the directions of these discrepancies are shown. For clarity purposes only the direction is depicted in this figure.

VII. CONCLUSIONS

Although some improvements can still be achieved in the interpolation procedure, its proof of principle is seen to be working as expected. The refinement of the

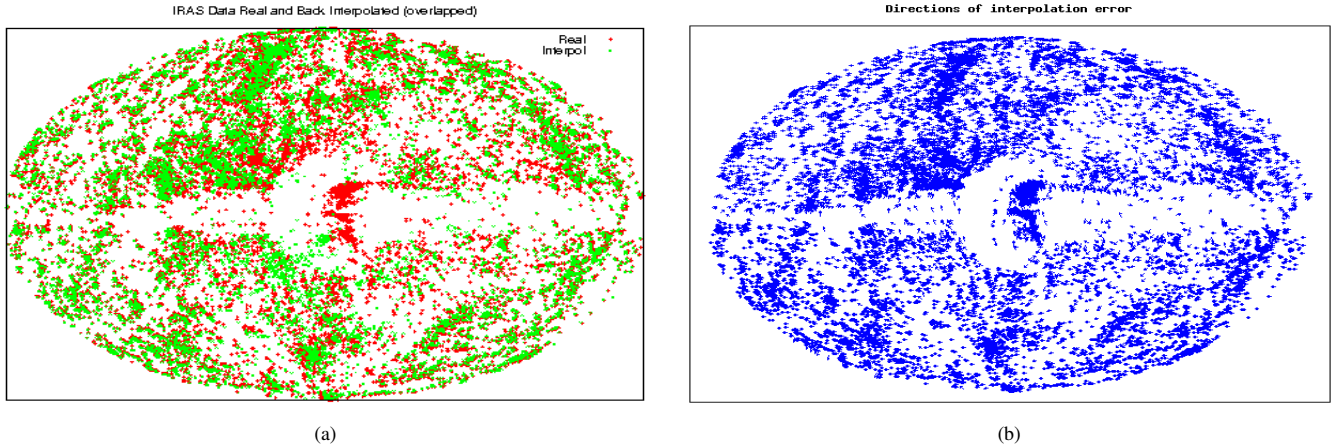


Fig. 6. a) Interpolation “test”. In red are the extragalactic sources taken from interpolating the IRAS data[5]. In green are shown the “back” interpolated sources. As expected there is a significant discrepancy in sources with a line of view that goes through or nearby the Galactic center. b) Interpolation error’s directions. The size of the arrows is not related to the error’s size, they are only intended to illustrate the direction of the discrepancy between “real” and interpolated data

mesh has incremented the accuracy of the method. Work is being directed towards the definition of exclusion regions and the mathematical assignment of a coordinate dependent accuracy.

VIII. ACKNOWLEDGEMENTS

This work is partially supported by the Mexican agencies CONACyT and UNAM’s CIC and PAPIIT. Some of the results in this paper have been derived using the HEALPix (Górski *et al.*, 2005) package[3].

REFERENCES

- [1] Han, J.L., *Astrophysical Polarized Backgrounds* American Institute of Physics, edited by S. Cecchini, S. Cortiglioni, R. Sault and C. Sbarra, pp.96-, 2002. arXiv:astro-ph/0110319v1
- [2] O’Neill, I.M. and Laubscher, R.E. 1976., *Extended Studies of a Quadrilateralized Spherical Cube Earth Data Base*, Computer Sciences Corp., EPRF Tech. Report 3-76.
- [3] Górski, K.M., E. Hivon, A.J. Banday, B.D. Wandelt, F.K. Hansen, M. Reinecke, and M. Bartelmann, *HEALPix: A Framework for High-resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere*, *Ap.J.*, 622, 759-771, 2005. <http://healpix.jpl.nasa.gov>
- [4] G.Medina-Tanco, A.G.O. Krone-Martins, *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 165(2007) 280-286
- [5] W.Saunders, W.J.Sutherland, S.J.Maddox, O.Keeble, S.J.Oliver, M.Rowan-Robinson, R.G.McMahon, G.P.Efstathiou, H.Tadros, S.D.M.White, C.S.Frenk, A. Carraminana, M.R.S.Hawkins, *The PSCz Catalogue*, *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* 317 (2000) 55 arXiv: astro-ph/0001117v2
- [6] Medina-Tanco, G.A. 1999 *Astrophysics, J.Lett.* 510 L91.

Apéndice B

Subrutina para el cálculo del cerco convexo

```
c      Permetro
c      Para un arreglo de pares de puntos (x,y) ordenados en x encuentra cuales estan en el permetro (cerco convexo)
c      y los regresa ordenados (girando en el sentido horario) xp,yp siendo verts el numero total de puntos
      subroutine perimetro(x,y,xp,yp,verts)
      real*8  x1,mini,y1,x2,y2,x3,y3
      real*8  x(1:51),y(1:51),xp(1:51),yp(1:51)
      integer*8 emp,fin,vertice,verts
      x1=x(1)
      y1=y(1)
      xp(1)=x(1)
      yp(1)=y(1)
      vertice=1
      emp=1
      verts=1

401     continue
      do emp=2,50      ! para cada vertice P1 se busca el P2 que cumplir que
                      ! todos los p3 posibles estn a la derecha

                      if(x(emp).ne.x1.or.y(emp).ne.y1) then ! asegurarse de que P1 es distinto de P2
                        x2=x(emp)
                        y2=y(emp)

                        do i=1,50      ! para todos los P3 ver si estan a la derecha del segmento que une P1 y P2
                          x3=x(i)
                          y3=y(i)
                          triang=x1*(y2-y3)-x2*(y1-y3)+x3*(y1-y2)

                          if(triang.gt.0.) exit ! Salir del do si el P3 est a la izquierda del segmento que une P1 y P2

                        if (i.eq.50) then ! Si todos los puntos estan a la derecha del segmento que une P1 y P2
                          vertice= vertice+1 ! aumenta en uno el numero de vertices
                          xp(vertice)=x2 ! X2 y Y2 son el nuevo vrtice
                          yp(vertice)=y2
                          x1=xp(vertice) ! Se prepara la prueba para este nuevo vrtice
                          y1=yp(vertice)
c      write(*,*)'nuevo vertice encontrado',vertice
                          if(xp(1).eq.xp(vertice) .and. yp(1).eq.yp(vertice))goto 501 !salir si el "nuevo" vrtice es el primero

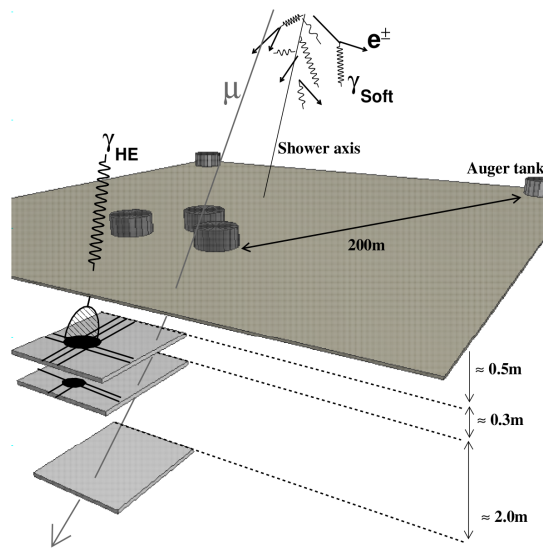
                          if(vertice.gt.50) then ! salir si ya hay ms vrtice que los necesarios y avisar
                            write(*,*)'ERROR Ms vertices que puntos!!!!!!'
                            goto 501
                          end if
                        end if
                      end do
                    end do
      end subroutine
```

```
        goto 401                !buscar un nuevo vrtice
    end if
    end do
    end if                ! fin del if que se asegura de que p1 sea distinto de p2
    end do
501  continue
      verts=vertice
    return
end subroutine perimetro
```

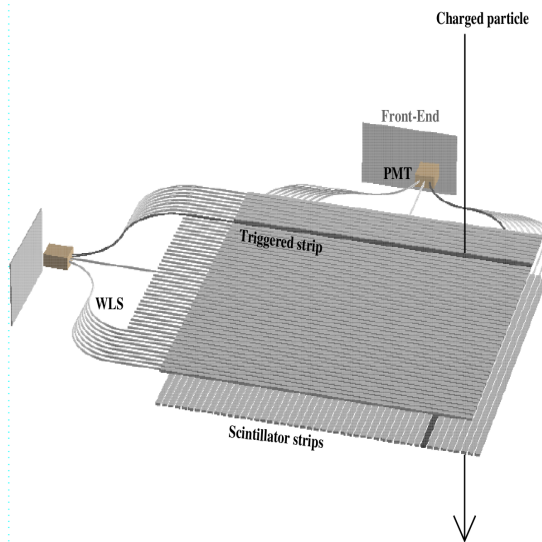
Apéndice C

Hodoscopio de muones BATATA

De manera paralela al desarrollo de esta tesis realicé mi servicio social colaborando en la construcción del hodoscopio de muones BATATA (Buried Array Telescope AT Auger). Este detector tiene como objetivo comparar la penetración en el suelo de la componente muónica con la componente electromagnético (electrones y rayos γ originadas por los chubascos atmosféricos producidos por los rayos cósmicos. Este detector esta compuesto por un conjunto de tres planos centelladores. Cada uno de estos tres planos consta de 2 capas de 49 barras centelladoras de $2\text{m} \times 4\text{cm}$. Cada capa está orientada a 90° respecto a la otra capa del plano. Creando de está manera 3 planos de coincidencia en xy con un pixel de $4 \times 4 \text{ cm}^2$, como se puede apreciar claramente en la figura C.1. enparticular dentro de este proyecto estuve a acargo de diseñar los protocolos de corte, pulido y caracterización de la fibra óptica. COn este objetivo coordiné también los trabajaos correspondientes realizados por mi y otros cuatro estudiantes de licenciatura. Particip”e también en los procesos de pegado de las fibras ”ópticas a las barras centelladoras, y en diversas tareas de apoyo en el desarrrolo y testeo de la electrónica de adquisición de datos del detector. Como resultado de esta colaboración soy co-autor de algunos de los reportes publicados de BATATA [41, 38, 39, 40]. Así como de de un poster que se presentó en la reunión anual de la División de Partículas y Campos de la Sociedad Mexicana de Física de este año(2009).



(a) Esquema general del detector BATATA



(b) Esquema ampliado de los componentes de cada uno de los 3 planos del detector BATATA

Figura C.1

Como se mencionó en la § 1.2 el observatorio Pierre Auger se encuentra Argentina y estudia los rayos cósmicos de manera indirecta al medir y analizar de distintas maneras los productos de las colisiones de los rayos cósmicos con la parte superior de nuestra atmósfera. BATATA es un prototipo de una nueva mejora para el observatorio conocida como el proyecto AMIGA. Debido a la vital importancia del conocimiento de la componente muónica [41, 38] (ver figura 1.1) de los chubascos se ha decidido utilizar estos contadores enterrados, utilizando al suelo como escudo para detener la componente electromagnética, y poder así medir únicamente la componente muónica.

A grandes rasgos el funcionamiento de cada uno de los planos es:

- Una partícula incide sobre algún pixel detector, y excita el material centallador. El cual emite luz cercana al azul ($\lambda = 450\text{nm}$).
- La luz emitida por el material centallador es absorbida por una fibra óptica empotrada en la barra. Esta fibra absorbe a los fotones azules y al desexcitarse emite fotones con $\lambda = 380\text{nm}$ (verde). Es por esto que a esta fibra se le conoce como “fibra corredora de frecuencia” (o *WLS (wavelength shifter)* por sus siglas en inglés).
- Estos fotones son conducidos por la fibra óptica hasta uno de los canales de un tubo fotomultiplicador de 64 canales.
- La electrónica Front-End cuenta los pulsos generados por cada evento y los envía a la superficie para su almacenamiento y posterior análisis.

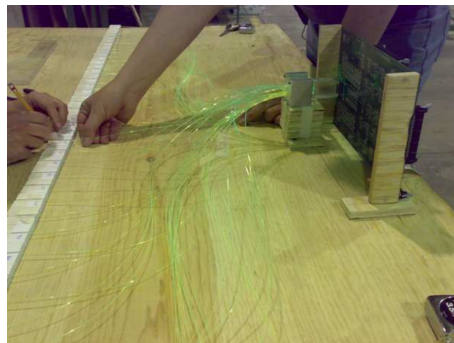


Figura C.2: Se contruyó un modelo de tamaño real para poder estimar el largo total de cada una de las fibras ópticas.

C.1 Fibra óptica

Como se ve en la figura C.2 cada una de las barras centelladoras precisa un trozo de fibra óptica de una longitud específica para conducir la luz hasta el fotomultiplicador. Antes de armar el detector se hizo un modelo para poder determinar la longitud total de cada fibra. Para optimizar la velocidad de caracterización de las barras centelladoras junto con la fibra y permitir su uso en cualquier plano del detector, se decidió cortar todas las fibras a un mismo largo (3.5 m). Una de las tareas realizadas durante mi servicio social fue el diseño y construcción de un control de calidad del comportamiento de las cerca de 300 fibras ópticas que se usarán en el detector. El principal reto de este control de calidad es no dañar el recubrimiento de las fibras ópticas mientras se les caracteriza. Se decidió comparar dos señales en un fototransistor colocado al final de uno de los dos extremos previamente pulidos de la fibra óptica. Como no se contaba con ningún instrumento dedicado para esta labor realicé y probé el diseño de un circuito que pudiera proporcionar esta labor (ver figuras C.4b y C.4a).

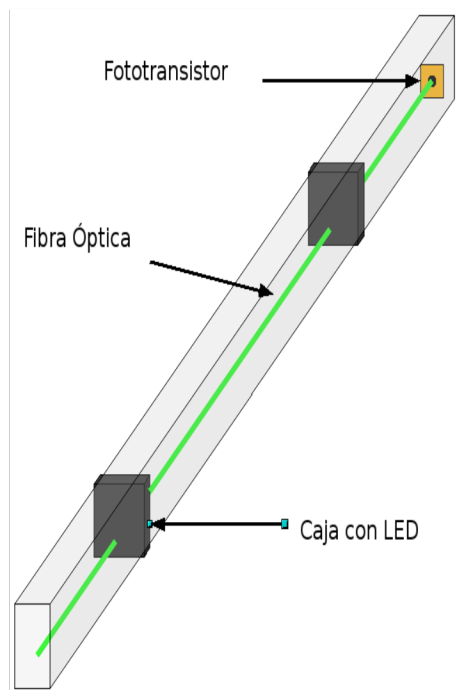
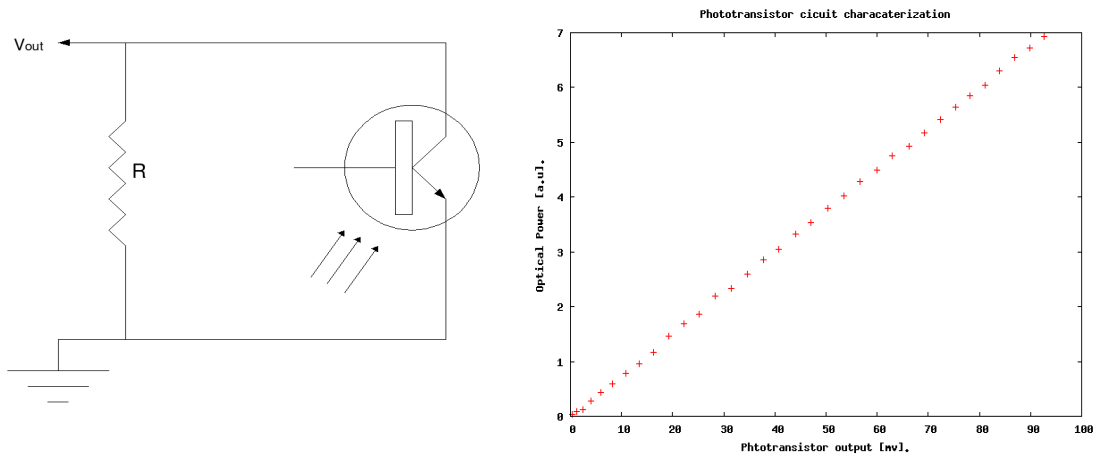
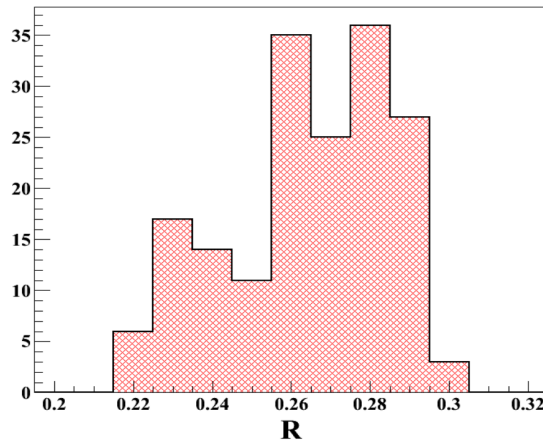


Figura C.3: Esquema del dispositivo utilizado para caracterizar la fibra óptica.



(a) Diagrama del circuito del fototransistor

(b) Respuesta en mV del fototransistor a la intensidad luminosa



(c) Histograma del cociente R de los voltajes a dos distancias ($\frac{V(345cm)}{V(15cm)}$) del circuito mostrado en a) usando la caja de C.3.

Figura C.4

Estas señales se crean iluminando la fibra óptica en dos lugares distintos. Después se toma un cociente entre estas dos medidas (la más cercana entre la más la alejada del fototransistor (ver figura C.3). Los resultados de esta prueba para las primeras 100 se pueden observar en la figura C.4c.

Uno de los pasos en los que se tomó más cuidado fué en el pulido de las fibras pues una vez que se coloquen en el detector es importantísimo que cada fibra este lo mejor pulida para que no se pierdan fotoelectrones en el fotomultiplicador. Esto se consigue haciendo un desbaste progresivo con lijas con puntos desde 1 mm hasta $0.3\mu\text{m}$

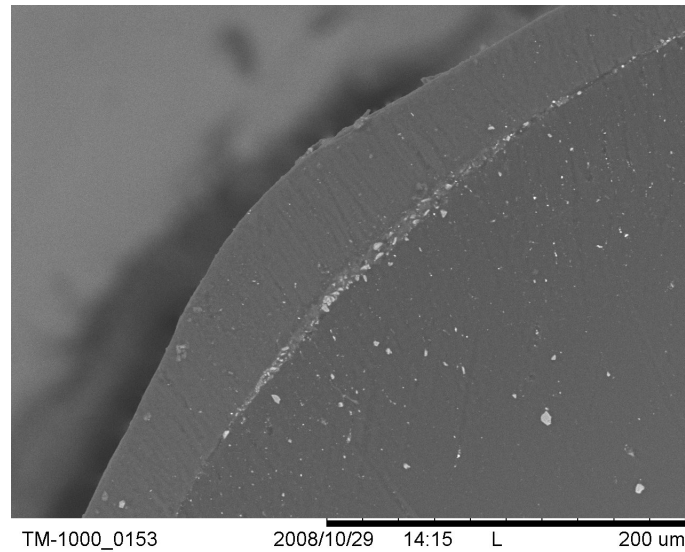


Figura C.5: Una imagen tomada con un microscopio electrónico después de la última fase del pulido. Se puede apreciar la diferencia entre la región de la cubierta y el núcleo.

El circuito del fototransistor se puede apreciar en la figura C.4a y su respuesta a la intensidad luminosa (medida con un potenciómetro óptico) en la figura C.4b. Este proceso aún no ha concluido pues el detector está en la fase final de su armado. Además he colaborado con casi todos los demás aspectos de la construcción del detector: el pulido y pintado de las barras centelladoras; el pegado de las fibras ópticas a las barras usando un pegamento epóxico especializado; pruebas controladas sobre los distintos componentes de las tarjetas de la electrónica del detector; inclusive la construcción del casing de fibra óptica.

Referencias

- [1] V. F. Hess: Phys. Z. **13**, 1084 (1912).
- [2] W. Kohlhörster: Phys. Z. **14**, 1153 (1913).
- [3] Peter L. Biermann, Günter Sigl, *Introduction to Cosmic Rays: Physics and Astrophysics of Ultra High Energy Cosmic Rays*. M. Lemoine/ G. Sigl(ed.) (2001).
- [4] D.J. Bird , et al. : Astrophys. J. **441**, 144 (1995)
- [5] G. Medina Tanco *Ultra-high energy cosmic rays: from GeV to ZeV*.
- [6] Pierre Auger Observatory *Pierre Auger Observatory Design Report*, <http://www.auger.org/index.html>.
- [7] Universidad de Maryland, CREAM Home, <http://cosmicray.umd.edu/cream/cream.html>.
- [8] AMS -02 web page by the AMS-02 Collaboration <http://cyclo.mit.edu/~bmonreal/frames.whatisams.html>
- [9] H.S. Ahn et al., *The Cosmic Ray Energetics And Mass (CREAM) Instrument*, Nucl. Instrum.Methods A 579 (2007) 1034-1053 doi:10.1016/j.nima.2007.05.203.
- [10] JEM-EUSO Collaboration *JEM-EUSO Design Report* <http://jemeuso.riken.jp/en/index.html>, 2007
- [11] Derome L. et al., *CHERCAM: The Cherenkov imager of the CREAM experiment, results in Z=1 test beams*, 30th ICRC, OG1.5, 2007.
- [12] Han, J.L., *Astrophysical Polarized Backgrounds* American Institute of Physics, edited by S. Cecchini, S. Cortiglioni, R. Sault and C. Sbarra, pp.96-, 2002. arXiv:astro-ph/0110319v1

- [13] O'Neill, I.M. and Laubscher, R.E. 1976., *Extended Studies of a Quadrilateralized Spherical Cube Earth Data Base*, Computer Sciences Corp., EPRF Tech. Report 3-76.
- [14] Górski, K.M., E. Hivon, A.J. Banday, B.D. Wandelt, F.K. Hansen, M. Reinecke, and M. Bartelmann, *HEALPix: A Framework for High-resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere*, *Ap.J.*, 622, 759-771, 2005. <http://healpix.jpl.nasa.gov>
- [15] W.Saunders, W.J.Sutherland, S.J.Maddox, O.Keeble, S.J.Oliver, M.Rowan-Robinson, R.G.McMahon, G.P.Efstathiou, H.Tadros, S.D.M.White, C.S.Frenk, A. Carraminana, M.R.S.Hawkins, *The PSCz Catalogue*, *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* 317 (2000) 55 [arXiv:astro-ph/0001117v2](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0001117v2)
- [16] Colaboración Pierre Auger, *Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above $4 \times 10^{19} eV$* , *Physical Review Letters* 101 (2008), 061101.
- [17] Colaboración Pierre Auger, *Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei*, *Astroparticle Physics* 29 (2008), 188.
- [18] Colaboración Pierre Auger, *Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects*, *Science* 318 (2007), 939.
- [19] G. Medina-Tanco *Ultra high-energy cosmic rays: probing the local Universe*, "Topics in cosmic-ray astrophysics" ed. M. A. DuVernois, Nova Scientific: New York, 1999
- [20] Colaboración Pierre Auger, *Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory* *Astroparticle Physics* 31 (2009), 399.
- [21] Colaboración Pierre Auger, *Limit on the diffuse flux of ultrahigh energy tau neutrinos with the surface detector of the Pierre Auger Observatory* *Physical Review D* 79 (2009), 102001.
- [22] F. Schüssler, para la Colaboración Pierre Auger, *Measurement of the cosmic ray energy spectrum above 1018 eV with the Pierre Auger Observatory*, 31st International Cosmic Ray Conference Proceedings, 2009.

- [23] Colaboración Pierre Auger, *Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory*, *Astroparticle Physics* 27 (2007), 244.
- [24] Colaboración Pierre Auger, *Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory* *Nuclear Instruments and Methods A* 523 (2004), 50.
- [25] Abbasi, R.U.; Abu-Zayyad, T.; Amann, J.F.; et al., *Study of Small-Scale Anisotropy of Ultra-High-Energy Cosmic Rays Observed in Stereo By the High Resolution Fly's Eye Detector* 2004, *Astroparticle Physics*, 610:L73-L76 August 1
- [26] Abbasi, R.U.; Abu-Zayyad, T.; et al., *Search for Point Sources of Ultra-High Energy Cosmic Rays Above $4.0 \times 10^{19} eV$ Using a Maximum Likelihood Ratio Test* *Astroparticle Physics*, 23 Dec. 2004
- [27] Abbasi, R.U.; Abu-Zayyad, T.; et al., *Observation of the Ankle and Evidence for a High-Energy Break in the Cosmic Ray Spectrum* *Astroparticle Physics*, 17 Jan. 2004
- [28] Bird et. al. *Study of Broad Scale Anisotropy of Cosmic Ray Arrival Directions from $2 \times 10^{17} eV$ to $10^{20} eV$ from Fly's Eye Data* arXiv:astro-ph/9806096v1
- [29] Abbasi, R.U.; Abu-Zayyad, T.; et al. *A Search for Arrival Direction Clustering in the HiRes-I Monocular Data Above 1019.5 eV*, *Astroparticle Physics*, 27 May 2004
- [30] Charles C. H. Jui et al, *Results from the HiRes experiment* 2006 *J. Phys.: Conf. Ser.* 47 59-67 .
- [31] S. Yoshida et al. , *The cosmic ray energy spectrum above $3 \times 10^{18} eV$ measured by the Akeno Giant Air Shower Array*, *Astroparticle Physics* 3 (1995) 105-123
- [32] M. Takeda et al. , *Small-Scale Anisotropy of Cosmic Rays Above $10^{19} eV$ Observed with the Akeno Giant Air Shower Array*, *Astrophys. J.* 522 (1999) 225-237
- [33] M.Takeda, N.Hayashida, K.Honda, N.Inoue, K.Kadota, F.Kakimoto, K.Kamata, S.Kawaguchi, Y.Kawasaki, N.Kawasumi, E.Kusano, Y.Matsubara, K.Murakami, M.Nagano, D.Nishikawa, H.Ohoka, S.Osone, N.Sakaki, M.Sasaki, K.Shinozaki, N.Souma, M.Teshima, R.Torii, I.Tsushima, Y.Uchihori,

- T.Yamamoto, S.Yoshida and H.Yoshii *Recent results from the AGASA experiment*, Proc. of 19th Texas Symposium (Paris) 1998.
- [34] Ryu, D., Kang, H., Biermann, P. L. *Cosmic magnetic fields in large scale filaments and sheets* 1998, A A, 335, 19
- [35] Hernan Wahlberg, para la Colaboración Pierre Auger, *Study of the nuclear mass composition of UHECR with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory*, 31st International Cosmic Ray Conference Proceedings, 2009.
- [36] Piotr Homola para la Colaboración Pierre Auger, *Ultra-high energy photon studies with the Pierre Auger Observatory*, 31st International Cosmic Ray Conference, Lódź 2009
- [37] Javier Tiffenberg para la Colaboración Pierre Auger, *Limits on the diffuse flux of ultra high energy neutrinos set using the Pierre Auger Observatory*, 31st International Cosmic Ray Conference, Lódź 2009
- [38] Sanchez F. G., G. Medina-Tanco, A. D. Supanitsky, J. C. D'Olivo, A. Guzman, G. Paic, E. Patio Salazar, E. Moreno Barbosa, H. Salazar Ibarguen, J. F. Valdsgalicia, A. D. Vargas Trevio, S. Vergara Limn, L. M. Villaseor, *Testing and quality protocols of 3-folded x-y hodoscope*, 31st ICRC, Lodz, Poland, 2009.
- [39] F. Snchez, D. Supanitsky, G. A. Medina-Tanco, G. Paic, J. C. DOlivo, M. E. Patio Salazar, A. Guzman, J.M. Carmona, R. Alfaro Molina, *PMT and scintillator strips testing and characterization for the BATATA detector*. I, GAP Note, 158, 2008
- [40] A. D. Supanitsky, A. Guzman, G. A. Medina-Tanco, F. Sanchez, M. E. Patino Salazar, C. De Donato, G. Paic, J. C. D'Olivo, C. Canet Miquel, R. Alfaro Molina, *Optical fiber characterization and scintillator strip assembly for the BATATA detector*, GAP Note, 157, 2008
- [41] R. Alfaro , J.C. DOlivo , A. Guzmán, G. Medina-Tanco , E. Moreno Barbosa , G. Paic , E. Patiñ Salazar , H. Salazar Ibarguenc, F.A. Sánchez , A.D. Supanitsky , J.F. Valdés Galicia , A.D. Vargas Treviño , S. Vergara Limó , L.M. Villaseñ or, para la olaboración Pierre Auger, *Buried Plastic Scintillator Muon Telescope (BATATA)*, 11th Pisa meeting on advanced detectors, 2009.