

Memoria presentada para la obtención del título de doctora por la  
Universidad Complutense de Madrid.

**Estudio de las capacidades del detector  
RICH de AMS mediante el análisis de los  
datos de un prototipo en un haz de iones**

Elisa Lanciotti

17 de noviembre de 2005

Tesis dirigida por el Dr. Jorge Casaus (CIEMAT)



# Introducción

Desde su descubrimiento, alrededor de 1920, los rayos cósmicos (RC) jugaron un papel fundamental en la física de partículas elementales. Una vez establecido el origen extraterrestre de esta misteriosa radiación, los físicos se dedicaron con gran interés a estudiar su composición y energía dando lugar a nuevos e importantes descubrimientos. La primera anti-partícula, el positrón, fue descubierta por Anderson en 1932 por medio de una cámara de niebla y fue la primera evidencia experimental de la existencia del antimateria que Dirac había predicho en su formulación cuanto-relativista para el electrón. En 1937 fue observada una partícula idéntica al electrón pero 200 veces más pesada: el muón, una partícula cuya existencia no tenía una sólida justificación teórica; luego se observaron los piones (1947), los kaones y otras partículas hasta ese momento desconocidas.

Como consecuencia de estos descubrimientos se empezó a sospechar que la materia no estuviese formada sólo por protones, neutrones y electrones, sino que hubiese más tipos de “ladrillos” fundamentales que no se habían podido observar en los RC debido a su inestabilidad. La exigencia de estudiar de manera sistemática la creación de nuevas partículas controlando todos los parámetros de la reacción, cosa que no era posible en los RC, llevó a la construcción de los aceleradores.

El estudio de los RC, que constituía el soporte experimental para la física fundamental, empezó a perder interés en los años 50, cuando los experimentos de los grandes aceleradores de partículas se volvieron una herramienta mucho más poderosa y precisa para acompañar el desarrollo de la teoría. Por lo tanto la atención general de la comunidad científica se centró sobre este tipo de experimentos que permitieron el desarrollo de la teoría de las partículas elementales y sus interacciones hasta llegar a la actual formulación del Modelo Estándar (SM).

Sin embargo, en los últimos años la tasa de nuevos descubrimientos se ha ido ralentizando y la actividad en los aceleradores se ha focalizado más sobre medidas de alta precisión de procesos ya conocidos, dejando para los aceleradores de la nueva generación, que alcanzarán energías mucho más altas, las cuestiones más acuciantes como la búsqueda del bosón de Higgs. El acelerador LHC, que se pondrá en marcha en el CERN a partir de 2007, producirá choques entre protones de energías de unos 14 TeV, ampliando los límites alcanzados hasta ahora y posiblemente podrá esclarecer algunas cuestiones del SM todavía no resueltas.

Aún así, queda claro que los aceleradores no podrán seguir extendiendo su rango energético de manera ilimitada, y que la física de altas energías necesita también otras fuentes experimentales. De aquí ha nacido un renovado interés general por la física de

los RC y en general por la astrofísica de altas energías. Un campo de investigación muy prometedor en la astrofísica de partículas es la búsqueda de materia oscura. Éste es un excelente ejemplo de la profunda conexión entre la cosmología y la astrofísica (estudio de estructuras infinitamente grandes) y la física de partículas (estructuras extremadamente pequeñas). Los datos experimentales nos ponen frente a la evidencia de que la mayor parte de la materia que constituye el Universo es no luminosa, y que además es un tipo de materia no bariónica y masiva. Por otro lado algunas extensiones del SM admiten la existencia de una partícula estable, masiva y que interacciona débilmente, el neutralino, que constituye un candidato ideal para formar la materia oscura. La detección de una señal debida a la aniquilación de neutralinos supondría un gran avance en física fundamental y en cosmología.

Entre los experimentos dedicados a estudios de física fundamental en el espacio destaca el experimento AMS (en inglés, Antimatter Magnetic Spectrometer) un espectrómetro magnético de gran aceptación diseñado para operar en el espacio. El objetivo principal del experimento es la medida del flujo de los rayos cósmicos con muy alta precisión, permitiendo la búsqueda de partículas de antimateria de origen primordial, y de productos de aniquilación de materia oscura. Una primera misión de prueba del experimento (AMS-01) tuvo lugar en junio de 1998, y permitió probar las capacidades de medida de un prototipo del detector final [1]. La segunda parte del experimento consistirá en una misión de al menos tres años durante los cuales una versión renovada del detector permanecerá en la Estación Espacial Internacional (ISS).

Ese nuevo detector estará equipado con un detector Čerenkov de tipo RICH (del inglés Ring Imaging Čerenkov) cuyo objetivo es proporcionar una medida de la velocidad con una precisión del 0.1 % para partículas de carga unitaria; el RICH dará también una medida del valor absoluto de la carga eléctrica de la partícula, que permitirá identificar núcleos hasta hierro ( $Z=26$ ).

El grupo de AMS del CIEMAT participa en la construcción del RICH y ha adquirido la responsabilidad de varias tareas: Por lo que concierne la construcción, se ocupa del diseño, fabricación y caracterización de varios componentes tales como las guías de luz, pruebas y calibración de los fotomultiplicadores y estudio de su comportamiento en campo magnético, estudios sistemáticos del aerogel, caracterizando su transmitividad y otras propiedades ópticas, y estudios de envejecimiento. Finalmente, el ensamblaje del RICH se está haciendo en una sala limpia acondicionada especialmente a tal efecto en el CIEMAT.

La contribución a la electrónica del detector consiste principalmente en el diseño y construcción del sistema de lectura del RICH, y el desarrollo de las tarjetas de alto y bajo voltaje.

Finalmente, desde el punto de vista del software, este grupo es responsable del desarrollo y mantenimiento de los programas de simulación y reconstrucción del RICH y del análisis de los datos tomados con un prototipo del RICH con haces de iones.

Para poder probar las capacidades de medida del RICH antes del ensamblaje final, se ha construido un prototipo del detector de tamaño de un décimo del detector final. El prototipo ha estado tomando datos en distintas configuraciones y sus datos han sido muy valiosos para realizar algunas correcciones al sistema de adquisición y para optimizar

algunos parámetros del diseño final.

El objetivo de este trabajo es el de evaluar las prestaciones del prototipo del RICH en la medida de un haz de iones usando 3 tipos distintos de aerogel de silicio, caracterizar cada uno de ellos y extrapolar los resultados al diseño final. Se han considerado datos tomados en distintas configuraciones para poder obtener una visión lo más completa posible de las capacidades del detector, y para estudiar la dependencia de la medida con algunos parámetros relevantes tales como la inclinación del detector respecto a la dirección de la partícula, el punto de incidencia de las partículas sobre el radiador, la presencia del espejo reflector y otros efectos circunstanciales como la presencia de canales muertos en la electrónica. Otro aspecto interesante de los datos tomados en esta prueba es la comparación directa con los datos de un prototipo del detector de trazas (o *tracker*) de AMS tomando datos en el mismo haz, lo que dio la posibilidad de incorporar la información proporcionada por el *tracker* a la reconstrucción del RICH.

La estructura de este trabajo es la siguiente:

- En el capítulo 1 se da una introducción general a los RC y a las técnicas más frecuentemente empleadas para su detección.
- En el capítulo 2 se habla de los objetivos científicos del experimento AMS y se describe el detector con todos sus componentes.
- El capítulo 3 está dedicado a los detectores Čerenkov. Se explica su principio de funcionamiento y se describe el detector RICH de AMS-02.
- El capítulo 4 trata del software de simulación y reconstrucción del RICH de AMS. Este software está basado en un código de simulación muy flexible y constantemente actualizado y con posibilidad de elegir entre varias opciones de configuración, simulación y/o reconstrucción y muchas otras variables. También se describirá como ha sido adaptado el software en el caso del prototipo en haces de iones.
- El capítulo 5 habla del prototipo del RICH: se describirá en detalle el aparato experimental con el que el prototipo estuvo tomando datos con haces de iones en el acelerador SPS del CERN en octubre 2002 y octubre 2003. También se describen los detectores auxiliares que estaban en la misma línea de haz del prototipo del RICH, con especial énfasis en el prototipo del *tracker* de AMS cuyos datos han sido estudiados en correlación con los del RICH. El análisis de los datos del prototipo constituyen la parte central de este trabajo, y son el objeto de los capítulos 6, 7, 8 y 9.
- El capítulo 6 muestra el análisis de los datos tomados en octubre de 2003 con el prototipo del RICH con diferentes radiadores en las condiciones más parecidas posibles, al fin de poder elegir el mejor para el diseño final del RICH. Asimismo se hará una comparación con los resultados obtenidos con los datos del año anterior para verificar la consistencia de los resultados y la estabilidad del aparato experimental.

- El capítulo 7 está dedicado al análisis de datos tomados con configuraciones especiales: datos de barrido de los radiadores que se ha llevado a cabo desplazando la loseta de radiador respecto al punto de incidencia del haz, y luego datos con el detector inclinado a diferentes ángulos respecto a la línea del haz. Estos resultados tendrán que interpretarse junto a los resultados de medidas directas de los radiadores en laboratorio.
- El capítulo 8 está dedicado a los datos tomados incluyendo un prototipo del espejo reflector del RICH. Se comprobará que el espejo se comporta a todos los efectos como una superficie especular y se hará también una estimación de la reflectividad.
- En el capítulo 9 se muestran los resultados que se obtienen para los datos con fluoruro de sodio, que será el radiador utilizado en el RICH en su parte central.
- En el capítulo 10 se exponen los resultados esperados para AMS en el espacio, cuando los radiadores del detector RICH tienen las características observadas en los datos tomados con el prototipo. Los resultados obtenidos sentan las bases para discutir la elección final del radiador.
- Finalmente se presentan las conclusiones obtenidas de este trabajo.



# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>3</b>
<b>1. Los rayos cósmicos y su detección</b>	<b>12</b>
1.1. Introducción a los rayos cósmicos	12
1.1.1. El espectro de los RC	13
1.1.2. Origen y propagación	15
1.2. Detección de los RC	18
1.2.1. Medida directa	19
1.2.2. Medida indirecta	24
1.3. Conclusiones	26
<b>2. El experimento AMS</b>	<b>27</b>
2.1. Introducción	27
2.2. Objetivos del experimento	27
2.3. AMS-01	32
2.4. AMS-02	33
2.4.1. Descripción del experimento y sus componentes	35
2.4.2. Rendimiento esperado	41
<b>3. El detector Čerenkov de AMS02</b>	<b>43</b>
3.1. Los detectores Čerenkov	43
3.1.1. Emisión de luz Čerenkov	43
3.1.2. Clasificación de los detectores Čerenkov	45
3.1.3. Detectores RICH	45
3.1.4. Resolución en velocidad	46
3.2. El detector Čerenkov de umbral de AMS-01	47
3.3. El detector RICH de AMS-02	48
3.3.1. La función del RICH en AMS-02 y rendimiento esperado	48
3.3.2. Descripción del detector	49
<b>4. Código de simulación y reconstrucción del RICH</b>	<b>58</b>
4.1. Introducción	58
4.2. La simulación con el paquete de simulación GEANT 3.21	59
4.2.1. Configuración del vuelo	59
4.3. La reconstrucción del suceso	60



4.3.1.	Algoritmo de reconstrucción de la velocidad . . . . .	60
4.4.	La reconstrucción de la carga . . . . .	62
4.4.1.	El algoritmo para la reconstrucción de la carga . . . . .	65
4.5.	Estudio de las sistemáticas en la determinación de la carga . . . . .	69
4.6.	Rendimiento del algoritmo de la carga . . . . .	69
4.6.1.	Distribución del número de fotoelectrones esperados para una partícula de carga unitaria . . . . .	70
4.6.2.	Carga reconstruida . . . . .	74
4.6.3.	Confusión de carga . . . . .	74
4.6.4.	Tiempo empleado por la reconstrucción . . . . .	80
4.7.	Conclusiones . . . . .	80
<b>5.</b>	<b>El prototipo del RICH y la prueba con haz de iones</b>	<b>82</b>
5.1.	Introducción . . . . .	82
5.2.	Descripción del prototipo del RICH . . . . .	83
5.3.	Medidas con un haz de iones . . . . .	85
5.3.1.	Programa de medidas . . . . .	86
5.3.2.	Detectores auxiliares . . . . .	88
5.3.3.	Los radiadores . . . . .	91
5.4.	Calibración de los fotomultiplicadores . . . . .	92
5.5.	El software de simulación y reconstrucción del prototipo . . . . .	94
5.6.	Preprocesado de los datos . . . . .	98
5.7.	Conclusiones . . . . .	106
<b>6.</b>	<b>Caracterización de los radiadores y comparación de sus prestaciones</b>	<b>107</b>
6.1.	Introducción . . . . .	107
6.2.	Caracterización de los radiadores . . . . .	107
6.3.	Análisis y resultados de los tres radiadores . . . . .	112
6.3.1.	Selección de la muestra. . . . .	112
6.3.2.	Resultados en $\beta$ . . . . .	114
6.3.3.	Medida de la carga: resolución y confusión de carga . . . . .	118
6.4.	Comparación con los resultados de octubre 2002 . . . . .	121
6.4.1.	Selección de la muestra para los datos de 2002 . . . . .	121
6.4.2.	Resultados . . . . .	122
6.5.	Conclusiones . . . . .	124
<b>7.</b>	<b>Estudios de uniformidad del aerogel y dependencia de la respuesta en función del ángulo</b>	<b>125</b>
7.1.	Objetivo de las medidas . . . . .	125
7.2.	Uniformidad en la producción de luz . . . . .	126
7.2.1.	Uniformidad en producción de luz a gran escala (2-3 cm) . . . . .	127
7.2.2.	Uniformidad en la producción de luz a pequeña escala (1 mm) . . . . .	129
7.3.	Uniformidad en índice de refracción . . . . .	133
7.4.	Medida de partículas con incidencia no ortogonal . . . . .	135

7.4.1. Medida de la velocidad . . . . .	137
7.4.2. Dependencia de la luz detectada con el ángulo . . . . .	138
7.5. Conclusiones . . . . .	139
<b>8. Prestaciones de un prototipo del espejo del RICH</b>	<b>140</b>
8.1. El espejo en el detector RICH . . . . .	140
8.2. El prototipo en la configuración con espejo . . . . .	140
8.3. Resultados . . . . .	141
8.3.1. Reconstrucción de la carga y estimación de la reflectividad . . . . .	141
8.3.2. Medida de la velocidad y estimación de la resolución para las señales directas y reflejadas . . . . .	149
8.4. Conclusiones . . . . .	150
<b>9. El fluoruro de sodio: análisis de su prestación con el prototipo</b>	<b>152</b>
9.1. Introducción . . . . .	152
9.2. Datos con haz con incidencia perpendicular . . . . .	152
9.2.1. Determinación de la traza . . . . .	152
9.2.2. Determinación de la distancia de expansión . . . . .	154
9.2.3. Resultados . . . . .	155
9.3. Datos con ángulo respecto al haz . . . . .	161
9.3.1. Discusión de los resultados . . . . .	165
9.4. Conclusiones . . . . .	170
<b>10. Extrapolación de los resultados a la configuración del vuelo y elección del radiador</b>	<b>171</b>
10.1. Introducción . . . . .	171
10.2. Descripción de la configuración usada y muestras generadas . . . . .	171
10.3. Resultados . . . . .	173
10.3.1. Eficiencia de reconstrucción . . . . .	173
10.3.2. Medida de la velocidad . . . . .	174
10.3.2.1. Medida de la masa y separación isotópica . . . . .	175
10.3.2.2. Medida de la energía cinética . . . . .	176
10.3.3. Medida de la carga . . . . .	178
10.4. Elección del radiador . . . . .	178
10.5. Conclusiones . . . . .	180
<b>11. Conclusiones</b>	<b>181</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>183</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>184</b>



# 1 Los rayos cósmicos y su detección

## 1.1. Introducción a los rayos cósmicos

Los rayos cósmicos (RC) son partículas de alta energía de origen extraterrestre. El flujo de RC que llega a la atmósfera terrestre está formado principalmente por núcleos ionizados (98 %) y por una pequeña fracción de electrones (2 %). De los núcleos, un 87 % son protones, la partícula más abundante en los RC, un 12 % son partículas alfa y sólo un 1 % consiste de núcleos más pesados.

El descubrimiento de los RC se hizo a principio del siglo XX, en una época de intensa actividad experimental, iniciada por el descubrimiento de la radioactividad. Muy pronto se estableció su origen extraterrestre, gracias a las medidas de Hesse (1912) con cámaras de ionización montadas en un globo aerostático que demostraron que la cantidad de radiación aumentaba con la altitud. Observando su atenuación con la latitud en el campo magnético terrestre se dedujo que debían de ser partículas cargadas. Además, se estableció que son partículas prevalentemente de carga eléctrica positiva observando el fenómeno conocido como *este-oeste*, es decir un aumento del número de partículas hacia el oeste.

Hasta 1950 la física de los rayos cósmicos avanzó en modo paralelo a la física de partículas, y permitió el descubrimiento de varias partículas elementales (el positrón, el muon, los mesones  $\pi$  y  $K$  y algunos hiperones). A partir de 1950, con la construcción de los primeros aceleradores de partículas, su historia se separó. Sin embargo los RC siguen siendo un laboratorio esencial para estudiar interacciones a energías mucho más altas de las alcanzables en cualquier acelerador (como por ejemplo la determinación de la sección eficaz p-n a muy altas energías.)

En este capítulo se dará una introducción general sobre los RC<sup>1</sup> empezando por la descripción de su espectro energético. Luego, considerando las diferencias entre los espectros de distintas especies, se explicará el concepto de primarios y secundarios y se describirá su origen y propagación en la galaxia. Finalmente se describirán los métodos de detección más comunes, separando las técnicas de detección directa, empleadas en el dominio de bajas y medias energías, y de detección indirecta para los RC de altísima energía.

---

<sup>1</sup>Véase [43] para un tratamiento exhaustivo.

### 1.1.1. El espectro de los RC

El aspecto más llamativo del espectro de los RC (véase la figura 1.1) es la regularidad de su forma, que sigue una ley de potencias en energía, con exponente negativo. En segundo lugar, la enorme extensión del rango energético, que empieza en pocas centenas de electronvoltios (eV) para los rayos cósmicos solares de más baja energía, y alcanza  $10^{20}$  eV para los más energéticos.

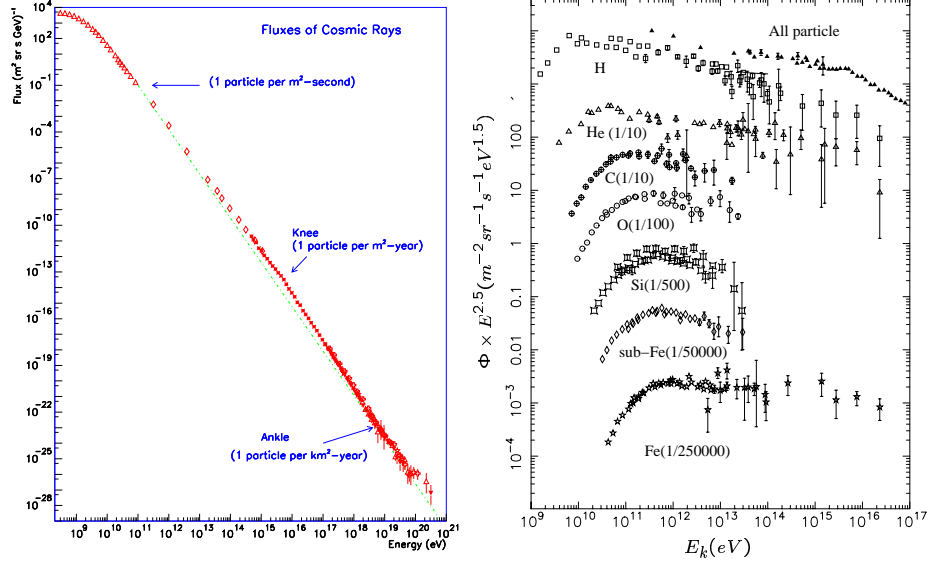


Figura 1.1: Espectro de los RC: a la izquierda el flujo total, a la derecha el flujo para diversas especies de RC multiplicado por  $E^{2.5}$  para hacer plana la curva.

La ley de potencias que describe este espectro se escribe como:

$$N(E)dE = KE^{-\gamma}dE \quad (1.1)$$

donde  $E$  es la energía por nucleón,  $K$  es una constante y  $\gamma$  es el índice espectral. El valor de  $\gamma$  es 2.7 hasta energía  $E \sim 10^{15}$  eV, en este punto, denominado *rodilla* (*knee* en la figura 1.1 izquierda) se produce un brusco cambio de pendiente y el índice pasa a ser 3. De nuevo vuelve al valor 2.7 para energía  $E \sim 10^{19}$  eV, el *tobillo* (*ankle* en la figura).

#### RC primarios y secundarios

En la figura 1.1 se aprecia que el espectro de todas las especies químicas presentes en los RC sigue una ley de potencias. Sin embargo cabe destacar algunas diferencias entre las distintas especies en la forma del espectro y sobre todo en la abundancia. Usualmente se toma como referencia el espectro del hierro, debido a que es un elemento estable y bastante abundante. Algunos otros elementos muestran un comportamiento parecido, como el carbono, mientras que otros, como vanadio y escandio (denominados sub-Fe en

la figura 1.1 derecha) siguen una curva con pendiente mayor. Este fenómeno pone en evidencia la diferencia, de fundamental importancia, entre RC primarios y secundarios. Los RC primarios, como el hierro, son producidos y acelerados en entornos de supernovas (SN), mientras que los secundarios son núcleos producidos por reacciones de espalación entre los RC primarios y los núcleos de hidrógeno del medio interestelar. Los núcleos

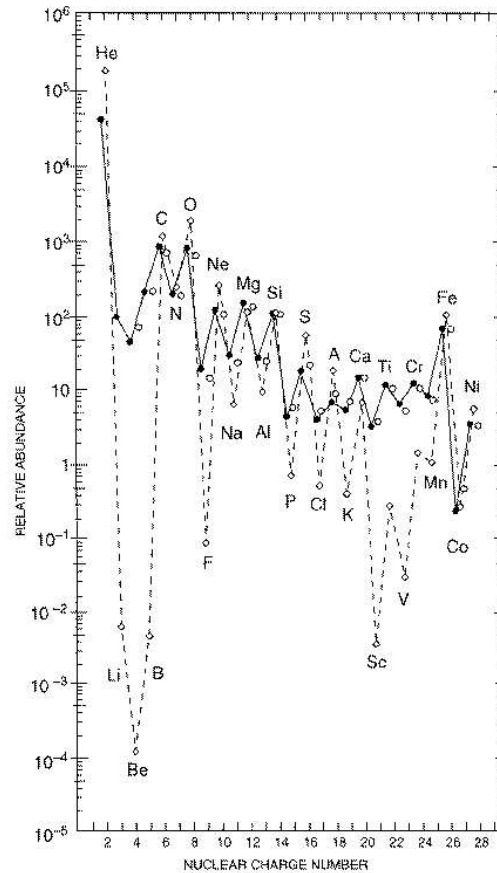


Figura 1.2: Abundancia de las especies químicas en el sistema solar (diamantes) y en los RC (círculos) relativamente a dos intervalos de energía: a baja energía (70-280 MeV/n) los círculos llenos, y a alta energía (1-2 GeV/n) los círculos vacíos. Todos los puntos están normalizados poniendo la abundancia del silicio igual a 100.

pesados fragmentan dando origen a núcleos ligeros: boro, berilio y litio provienen de la fragmentación de carbono y oxígeno; escandio, titanio, vanadio y manganeso de la fragmentación del hierro.

La diferencia en la abundancia de los elementos químicos en los RC y en el sistema solar (figura 1.2) nos da otra prueba de la diferencia entre primarios y secundarios. Elementos como litio, berilio y boro están ausentes en el sistema solar, ya que las reacciones

de fusión en el interior del Sol no producen<sup>2</sup> estos elementos, que en cambio sí están presentes en el flujo de RC que llega a la Tierra debido a su producción por fragmentación principalmente del carbono. La razón B/C es la cantidad física más representativa de la relación entre primarios y secundarios. Desde el punto de vista experimental la medida de esta cantidad y su evolución con la energía es de fundamental importancia.

Comparando la abundancia relativa de primarios y secundarios se puede obtener información sobre la densidad del medio interestelar a través del cual los RC se propagan, el tiempo de confinamiento en la Galaxia y la dependencia de este tiempo característico con la energía.

### 1.1.2. Origen y propagación

El esfuerzo para formular en un único marco el origen y la propagación de los RC de manera coherente con las medidas del espectro energético y de las abundancias químicas en la cercanía de la Tierra se concreta en los modelos de propagación de los RC. También la composición del medio interestelar tanto como el fondo de rayos  $\gamma$  y los neutrinos están incluidos en los modelos de propagación ya que todos estos factores están relacionados con la propagación de los RC. En esta sección se mencionan algunos puntos esenciales en el origen y propagación de RC. Para una discusión completa del estado de estos modelos se aconseja [48], y [45] para una revisión de estos modelos en relación con los datos experimentales y a los temas de mayor interés de la astrofísica de partículas con RC galácticos.

#### RC de baja y media energía

El origen de los RC es una cuestión aún sin aclarar. Se han propuesto como candidatos muchas fuentes energéticas, como quasars, explosiones de SN, estallidos de rayos gamma (GRB, del inglés Gamma Ray Burst), o radio galaxias con núcleos activos. El proceso que esté en el origen de los RC tiene que suministrar una potencia capaz de mantener el flujo de RC constante en el tiempo. Conociendo el flujo de RC que llegan a la atmósfera, es posible calcular la densidad numérica y por tanto la densidad de energía de los RC:

$$w_{RC} = \int EN(E)dE \simeq 0.6 \frac{eV}{cm^3} \quad (1.2)$$

Si combinamos este dato con el tiempo de permanencia de los RC en la Galaxia y con el volumen de la misma, resulta que la potencia necesaria para mantener un flujo de RC estacionario alrededor de la Tierra (tal como se observa) es de:

$$P_{RC} = \frac{w_{RC} V_{disk}}{\tau_{esc}} \sim 10^{41} \frac{erg}{s} \quad (1.3)$$

donde  $V_{disk}$  es el volumen del disco de la Galaxia donde los RC se propagan y  $\tau_{esc}$  es el tiempo medio de permanencia de los RC en dicho volumen. El valor de  $P_{RC}$  así obtenido es muy parecido a la potencia producida por una explosión de SN ( $10^{51}$  erg/30 años

---

<sup>2</sup>Los producen, pero enseguida los fusionan en otros elementos.

$\sim 10^{42}$  erg/s) por lo tanto es plausible que sea éste el origen de los RC galácticos [28]. Según esta teoría, los núcleos del material que formaba las capas externas de la estrella, son expulsados y sucesivamente son acelerados en un choque esférico de manera que las partículas pasan repetidas veces a través del frente de choque y en cada iteración ganan energía cinética. Este mecanismo, conocido como mecanismo de Fermi, tiene una eficiencia muy alta y proporciona un flujo que sigue una ley de potencias, como el medido.

El método que se usa para estimar  $\tau_{esc}$  (usado en la ecuación 1.3) se basa en la presencia entre los RC de isótopos radioactivos. La presencia de partículas que se desintegran espontáneamente con una vida media conocida, permite de estimar el tiempo medio que los RC permanecen en la Galaxia. El isótopo más adecuado para esa medida es el  $^{10}\text{Be}$ , que decae en  $^9\text{Be}$  con una vida media de  $\tau = 2.2 \times 10^6$  años, que es comparable con el tiempo de confinamiento de los RC en la Galaxia. La mejor estimación de este tiempo hasta la fecha es de  $\tau_{esc} = 10^7$  años. La medida en un amplio rango de energía de la cantidad relativa de los isótopos del berilio es otro reto experimental de gran interés.

### El origen de la rodilla

El cambio de pendiente a  $E \sim 3 \times 10^{15}$  GeV [48] es un fenómeno que hasta ahora no ha sido explicado, en parte debido al muy escaso flujo de partículas de tan alta energía que hace muy difícil hacer una medida directa. Por otra parte las medidas indirectas (vease párrafo 1.2.2) sufren de la indeterminación de las interacciones hadrónicas a estas energías. Aunque no haya una explicación definitiva para este fenómeno, se conocen varios factores que pueden tener implicaciones en la estructura de la rodilla. En primer lugar, la pérdida de eficiencia del mecanismo de Fermi para acelerar partículas de rigidez<sup>3</sup> más alta que ese valor. Otro aspecto es que partículas de rigidez tan alta ya no pueden estar confinadas en la Galaxia por medio de su campo magnético y tienen una probabilidad más alta de escapar. De hecho la probabilidad de escape de la Galaxia es una potencia creciente de la energía,  $P_{esc} \propto (E/E_0)^{0.7}$ .

El brusco cambio de pendiente también podría ser debido a que sólo unas pocas fuentes contribuyen a acelerar RC a esas energías [25], por lo tanto se debería detectar una anisotropía del flujo. Sin embargo la anisotropía observada hasta ahora parece muy inferior a lo requerido por estas teorías. También se ha propuesto la posibilidad de unas fuentes cercanas que causen la aparición de esta estructura sobre un espectro muy uniforme.

### Los RC de altísima energía: ¿origen extragaláctico?

Más allá de la rodilla se supone que a partir de cierta energía hay una transición a RC de origen extragaláctico. Este punto debería estar alrededor de  $10^{18}$  eV debido a que el giroradio en el campo magnético galáctico de  $3\mu\text{G}$  es comparable al tamaño de la Galaxia. La transición tendría que manifestarse como un cambio de la composición

---

<sup>3</sup>Se define la cantidad física rigidez (del inglés *rigidity*) como el momento partido por la carga eléctrica y es la magnitud relevante para describir la cinemática de las partículas cargadas en campos magnéticos.



de los primarios hacia elementos ligeros (principalmente protones<sup>4</sup>) y un aumento de la pendiente del espectro debido a la pérdida de energía de los protones por interacción con los fotones del fondo de microondas (CMB, del inglés Cosmic Microwave Background). También se tendrían que detectar anisotropías en la distribución de las direcciones de llegada ya que los campos magnéticos intergalácticos son poco eficaces para uniformizar partículas de rigidez tan alta.

El fenómeno, mencionado arriba, de la pérdida de energía de protones muy energéticos por difusión en los fotones de la CMB tiene como consecuencia una supresión del flujo para partículas con energía  $E \geq 10^{20}$ eV (que se denomina corte de GZK<sup>5</sup>) que recorren más de 50 Mpc. El estudio de esta zona extrema del espectro es de gran interés para averiguar la presencia del corte y obtener indicaciones de las fuentes de esas partículas. Por lo tanto, los temas en los que se focaliza la investigación son la composición, el espectro y la distribución de la dirección de llegada.

Para revisar el estado actual de la investigación en estos temas se hará a menudo referencia a los dos experimentos que actualmente tienen el más alto tiempo de exposición, AGASA y HiRes, que, usando dos técnicas distintas (que se describirán más adelante), han dado medidas complementarias y en algun caso no totalmente de acuerdo dando pie a diferentes teorías.

**Composición** Por lo que concierne la composición, los datos de HiRes apuntan a un desplazamiento hacia primarios más ligeros a partir de energía  $10^{18}$ eV, lo que estaría relacionado con la procedencia extragaláctica de estas partículas. AGASA da una estimación del porcentaje de hierro en el flujo primario a partir de la densidad de muones en la cascada, y esta cantidad resulta decrecer conforme va creciendo la energía del primario, para energías entre  $10^{18}$  y  $10^{19.3}$ eV, confirmando un paulatino desplazamiento hacia primarios más ligeros.

**Dirección de llegada** Mientras HiRes no aprecia ninguna desviación respecto a una distribución isótropa, de los datos de AGASA resulta un exceso de un 4% a energía  $10^{18}$ eV en la dirección del centro galáctico [33]. Esto apuntaría a una fuente galáctica todavía no identificada, aunque la estadística disponible no permite hacer un estudio significativo de la supuesta fuente. Salvo este caso, se concluye que la distribución de la dirección de llegada es básicamente isótropa.

**Espectro** El estudio de RC de energía  $E \geq 10^{20}$ eV permite comprobar la existencia del supuesto corte GZK. Sobre este punto los resultados de AGASA y HiRes difieren: mientras el primero ha detectado 11 sucesos a energía superior a la del corte sin apreciar ninguna disminución del flujo [66], HiRes sólo mide dos sucesos y aprecia un claro corte del espectro [10]. La discrepancia entre los dos experimentos podría ser debida a errores sistemáticos o a la calibración de uno, o ambos, experimentos. Teniendo en cuenta el error estadístico y un error sistemático de 15% para ambos, los datos muestran un desacuerdo de  $2\sigma$ . En el caso de que quedara confirmada la

---

<sup>4</sup>La transición hacia primarios más ligeros es debida a que, a igualdad de momento, una partícula de carga 1 tiene una rigidity  $Z$  veces mayor respecto a una de carga  $Z$ .

<sup>5</sup>Del nombre de los físicos que lo teorizaron: Greisen, Zatsepin y Kuzmin, en 1966.

ausencia del corte GZK entonces los dos posibles escenarios son o bien una fuente relativamente cercana en nuestra galaxia, o bien una fuente exótica como defectos topológicos [8], o la desintegración de partículas primordiales enormemente masivas ( $M_X > 10^{20}$  eV).

En conclusión, los datos disponibles hasta ahora no son suficientes para probar la existencia del corte de GZK y para llevar un estudio de posibles anisotropías que desvele alguna fuente puntual. El reto de los nuevos experimentos en este campo será tener bajo control los errores sistemáticos y la calibración del detector, además de recoger una estadística lo mayor posible.

## 1.2. Detección de los RC

La medida de RC en la cercanía de la Tierra está afectada por muchos factores que pueden perturbarla. El más importante es la modulación solar, que modifica la intensidad del flujo de los RC de baja energía, parte de los cuales tienen su origen en el Sol.

Otro factor que afecta las trayectorias de RC cerca de la Tierra es el campo magnético terrestre, aproximadamente dipolar, cuyo eje forma un ángulo de 11 grados con el de rotación del planeta. Las partículas que se acercan a la Tierra sufren una desviación de su trayectoria original dependiendo de la intensidad del campo y de la rigidez de la partícula, y son guiadas por el campo siguiendo trayectorias determinadas por las líneas del campo. La configuración de dipolo del campo determina que haya zonas permitidas y zonas prohibidas para esas trayectorias en el espacio alrededor del dipolo. Para una partícula que llega a la Tierra desde una dirección determinada, se puede calcular una energía umbral por debajo de la cual la partícula no podrá llegar a la superficie de la Tierra. Este efecto se denomina corte geomagnético, y su valor crece fuertemente al aproximarse al ecuador, pasando de  $\sim 1$  GV a una latitud de 60 grados hasta casi 15 GV a latitud cero. Por esta razón los experimentos en globo suelen efectuar vuelos en órbitas próximas a los polos.

Finalmente otro problema de la medida de RC desde la Tierra es la producción de partículas secundarias por interacción de los RC primarios con los núcleos de la atmósfera. Los experimentos en globo aerostático suelen tener una altitud de vuelo de alrededor de 40 km, donde la atmósfera terrestre está muy enrarecida, pero aun así la producción de secundarios se tiene que tener en cuenta con una corrección sistemática [57].

Los experimentos en satélite tienen la gran ventaja de estar fuera de la atmósfera y, en muchos casos, de acceder a un amplio rango de latitudes geomagnéticas.

En general existen técnicas de muchos tipos distintos para hacer medidas de los RC, dependiendo del rango de energía y del flujo esperado. En la región debajo de la rodilla para energía hasta 1 TeV, donde el flujo es bastante alto (véase tabla 1.1), es posible realizar experimentos para medir de manera directa partículas cargadas y fotones con detectores de tamaño limitado situados fuera de la atmósfera. En el caso de partículas de muy alta energía esta tarea se vuelve más difícil debido al bajo flujo. Un método más adecuado es explotar las interacciones de esas partículas de altísima energía con

Cuadro 1.1: Flujo total de los RC integrado a partir de distintos puntos de energía.

energía (eV/nucleón)	flujo	tipo de RC o zona del espectro
$10^6$	1 partícula/cm <sup>2</sup> /s	partículas solares energéticas
$10^9$	1 partícula/m <sup>2</sup> /s	RC galácticos
$10^{15}$	1 partícula/m <sup>2</sup> /año	región de la rodilla
$10^{18}$	1 partícula/km <sup>2</sup> /año	RC de altísima energía

los núcleos de la atmósfera y detectar los productos de esas interacciones con detectores situados en la superficie terrestre. Estas medidas indirectas no puede alcanzar la misma precisión que una detección directa de la partícula, sin embargo tienen la ventaja de tener una gran extensión superficial (por lo tanto, de aumentar la superficie activa) y de tener larga duración sin las limitaciones intrínsecas de experimentos situados en globos o en satélites.

### 1.2.1. Medida directa

En el rango de energía por debajo de la rodilla el flujo de los RC se suele medir detectando directamente las partículas por medio de experimentos de diversos tipos. Para este propósito se usan a menudo espectrómetros magnéticos, especialmente en el rango de energía a partir de 200 MeV y hasta 100–200 GeV. Energías superiores, del orden de 1000 TeV, se pueden alcanzar haciendo uso de cámaras de emulsiones montadas en globos. Otros experimentos en satélites usan distintas técnicas como la múltiple pérdida de energía, la técnica del doble Čerenkov, o bien medidas combinadas de distintos tipos (por ejemplo detector Čerenkov con gas, centelleadores, contadores de radiación de transición y calorímetros).

### Espectrómetros magnéticos

Algunos experimentos de este tipo a bordo de globos son HEAT [50], ISOMAX [23], CAPRICE [15], BESS [47] y otros experimentos diseñados para operar en el espacio fuera de la atmósfera terrestre como AMS y PAMELA [61].

Un espectrómetro magnético consiste en un imán, un detector de trazas situado en el interior del imán, y un sistema de tiempo de vuelo (TOF, del inglés Time Of Flight) formado por dos o más planos de material centelleador puestos por encima y por debajo del imán.

El método usado por estos experimentos se suele llamar técnica de la rigidez en función de la velocidad ya que identifica una partícula midiendo estas dos cantidades físicas que la caracterizan. Cuando una partícula cargada entra en la aceptación del

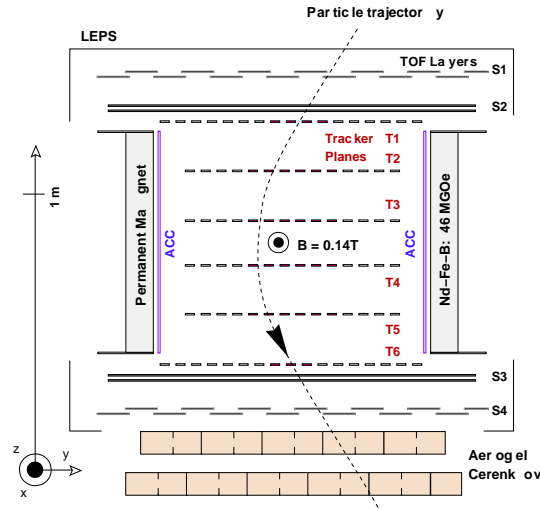


Figura 1.3: Sección del espectrómetro AMS-01 atravesado por una partícula.

imán, el campo magnético curva la trayectoria de la partícula según la fuerza de Lorentz:  $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ , como se muestra en la figura 1.3. El detector de trazas mide la trayectoria en varios puntos y reconstruye el radio de curvatura de la traza,  $r$ ; luego, conociendo el valor del campo magnético, se puede determinar la rigidez de la partícula como  $R = rB$ . Por otro lado, el TOF mide la velocidad de la partícula: cada plano del detector (encima y de bajo del imán) da una señal cuando es atravesado por la partícula, lo que permite calcular el tiempo de tránsito y, conociendo la distancia entre los planos, la velocidad.

La carga eléctrica se mide gracias a la energía depositada en el material del detector de trazas y también del TOF, explotando la proporcionalidad dada por la fórmula de Bethe-Block:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{\beta^2} \quad (1.4)$$

donde  $\rho$  es la densidad del material atravesado. Finalmente se puede determinar la masa de la partícula:

$$m = \frac{RZ}{\gamma\beta} \quad (1.5)$$

donde  $R$  es la rigidez,  $\beta$  es la velocidad,  $Z$  la carga eléctrica en unidades de carga del electrón y  $\gamma$  el factor de Lorentz.

### Cámaras de emulsiones

Otra técnica muy usada para medidas en el rango de energía 1-1000 TeV consiste en las cámaras de emulsiones. Las emulsiones nucleares son emulsiones fotográficas es-

peciales con textura más fina y con aditivos químicos para reaccionar al paso de una partícula cargada. JACEE [65] y RUNJOB [32] son ejemplos de este tipo de experimento, ambos a bordo de globos.

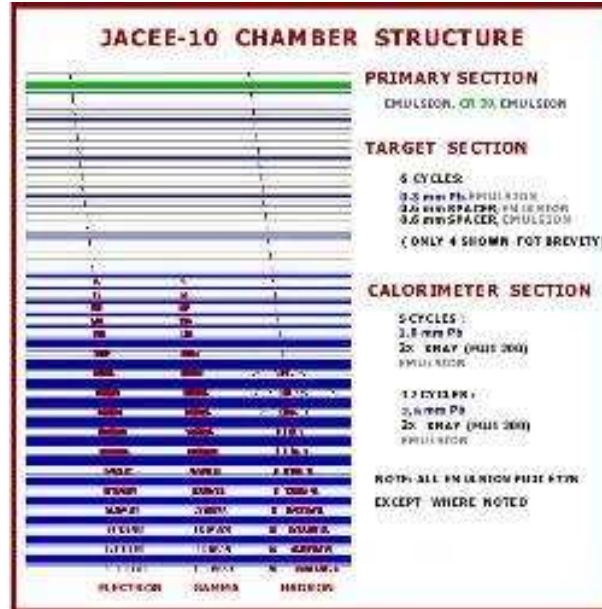


Figura 1.4: Representación esquemática de la cámara de JACEE. Las partículas interactúan en el blanco y su energía es medida en la sección del calorímetro (como mostrado en la figura).

Esta técnica permite el estudio de la composición y espectro energético de los RC primarios, con muy buena separación de carga.

Una cámara de emulsiones consiste en una serie de capas de plomo alternadas con películas que llevan la emulsión y, en algunos experimentos (como por ejemplo JACEE en la figura 1.4), con películas sensibles a los rayos X. Cuando una partícula cargada entra en la cámara sufre interacciones inelásticas en las capas de plomo produciendo chorros hadrónicos, especialmente piones. Los  $\pi^0$  se desintegran en  $\gamma\gamma$  dando origen a una cascada electromagnética cuyos  $e^+/e^-$  y fotones de alta energía causan manchas oscuras en el material sensible. Analizando la señal depositada en las capas a lo largo de la cámara se puede reconstruir la cascada y estudiar su desarrollo en tres dimensiones. Las cantidades físicas que se pueden reconstruir son la carga eléctrica (en valor absoluto) y la energía del RC primario que inició la cascada.

Los más recientes resultados publicados por RUNJOB dan la medida, más precisa hasta la fecha del flujo de protones y helio hasta  $10^{15}$  eV/n que ha permitido una determinación con buena precisión del índice espectral en la zona de la rodilla [32].

## Dispositivos de múltiple pérdida de energía

Otra técnica para la medida directa de RC consiste en detectores (a menudo de estado sólido) que realizan una serie de medidas de la energía depositada ( $dE/dx$ ) combinada con la medida de la energía total de la partícula. Este método es usado, entre otros, por CRIS (Cosmic Rays Isotope Spectrometer) [62] desde 1997 a bordo del satélite ACE, MARIE en la misión Mars Odyssey desde 2001, el telescopio HET a bordo de Ulysses y el detector CRS de la misión Voyager.

En la figura 1.5 se puede ver una representación esquemática de este tipo de instrumento: varios detectores (en este caso sólo dos) de estado sólido (normalmente silicio) colocados uno encima del otro. Un detector de trazas mide la trayectoria de la partícula incidente y, por consecuencia, del ángulo  $\theta$ . La energía perdida,  $\Delta E$ , en el primer detector de silicio se puede aproximar con la derivada,  $dE/dx$ , multiplicado por el recorrido de la partícula dentro del material del detector:  $dE/dx \sim \Delta E \cos \theta / L$ , por la fórmula de Bethe-Block esta cantidad es proporcional a  $Z^2/\beta^2$ .

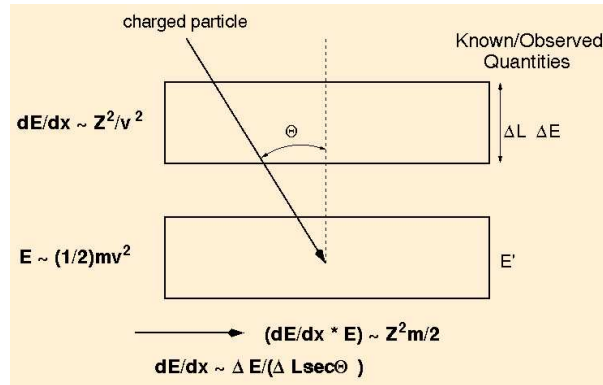


Figura 1.5: Esquema de un detector a múltiple pérdida de energía.

La energía  $E'$  depositada en el segundo detector, donde la partícula se para, es aproximadamente su energía total:  $E' = (1/2)mv^2$ . Multiplicando las dos cantidades medidas obtenemos:

$$E' \times dE/dx \sim Z^2m$$

Para núcleos totalmente ionizados, como es el caso de los RC, esta cantidad es suficiente para identificarlos de manera unívoca, sin ambigüedades entre isótopos.

Con múltiples medidas de  $dE/dx$ , usando muchos planos de silicio, estos instrumentos pueden alcanzar una resolución en masa de  $\sim 0.25$  amu hasta el níquel ( $Z=28$ ) y proporcionar una excelente separación isotópica (aunque en un rango de energía no muy extenso). Lo que limita el rango de energía es la necesidad de que el detector absorba toda la energía de la partícula hasta pararla. Para extender el rango de energía habría que aumentar el volumen del detector, lo que no es fácil de realizar en un experimento que tiene que operar en el espacio a bordo de un satélite.

La máxima energía alcanzada por CRIS es de 500 MeV/nucleón para núcleos en la región del hierro, y  $\sim 100$  MeV/nucleón para isótopos ligeros [38]. Estos datos constituyen una valiosa información para estudios sobre la composición química de los RC [70]. Recientes datos de MARIE [40] relativos al flujo de elementos hasta carga  $Z=10$  en el rango energético 45-250 MeV/nucleón muestran buen acuerdo con las medidas de CRIS.

## Técnica del doble Čerenkov

Para describir este tipo de experimento haremos referencia al telescopio C2 [24] que voló a bordo del satélite HEAO-3 en el 1979 y obtuvo excelentes resultados en la medida de las especies químicas hasta níquel. Este detector consiste de cinco contadores Čerenkov con radiadores distintos puestos uno encima de otro, cada detector instrumentado con 12 fotomultiplicadores. Entre un detector Čerenkov y el siguiente está un detector de trazas, para medir la trayectoria de la partícula. Los tres Čerenkov centrales tienen como radiador dos tipos distintos de aerogel de índice 1.012 y 1.052 y teflón de índice 1.33, respectivamente, y tienen la función de medir la velocidad de la partícula. Los dos Čerenkov externos tienen radiadores de índice más alto y se usan para medir la carga eléctrica y el momento de la partícula.

Este experimento permite identificar núcleos hasta el níquel, con una resolución que varía de 0.12 unidades de carga para  $Z = 10$  (Ne) hasta 0.20 para  $Z = 26$  (Fe) en el rango de energía  $0.6 < E < 35$  GeV/nucleón. Estos datos se suelen tomar como referencia de las abundancias de los RC y especialmente para el estudio de la razón B/C en un rango bastante extenso de energía.

Nuevas medidas en un rango de carga más extenso han sido realizadas por el experimento TIGER en un vuelo de 32 días en 2001 [42] y en otro vuelo de 18 días en diciembre de 2003. En los datos recogidos en 2001 se han analizado  $\sim 100$  sucesos con carga  $30 < Z < 40$ . El instrumento muestra una buena separación en carga hasta  $Z=35$ . Para cargas más altas ha sido necesario recoger una mayor estadística en un segundo vuelo en diciembre 2003. La determinación de las abundancias químicas para algunos elementos en el rango  $30 < Z < 40$  puede tener importantes implicaciones en los modelos de aceleración de los RC.

## Técnicas mixtas

Para completar el cuadro de los métodos de detección directa se mencionan algunos experimentos que utilizan técnicas mixtas y que han proporcionado recientes resultados:

**ATIC** consiste de un calorímetro de BGO (germanato de bismuto), más una matriz de detectores de silicio situada encima del calorímetro para medir la carga eléctrica y un hodoscopio formado por dos planos de centelleadores para reconstruir la traza. Las partículas que atraviesan el detector interaccionan con un blanco de carbono generando una cascada a través del calorímetro que, midiendo la energía de ionización, reconstruye la energía del primario. En su primer vuelo ATIC ha dado una nueva medida del espectro energético y la abundancia de RC en el rango  $10^{10} < E < 10^{14}$  eV/n [30].

**CREAM** tiene como objetivo extender la medida directa de los RC hasta la rodilla para investigar el límite de aceleración por parte de SN. El experimento es parte del proyecto ULDB (Ultra Long Duration Balloon Flight)<sup>6</sup> financiado por la NASA, que prevé una serie de vuelos de larga duración, el primero de los cuales tuvo lugar en diciembre 2004 y duró 42 días. El experimento consta de varios subcomponentes: la medida de la carga se hace por medio de un detector de silicio y de un CTD (Charge Timing Detector), una nueva tecnología desarrollada especialmente para CREAM. Cuatro capas de fibras centelleadoras dan una medida adicional de  $Z$ , además de medir la traza. La medida de la energía se lleva a cabo con un TRD (detector de radiación de transición), más un calorímetro de ionización que permite extender la medida de la energía hasta  $E \sim 10^{15}$  eV/n. La combinación de los dos métodos permitirá intercalibrar ambos detectores y reducir los errores sistemáticos para obtener una determinación lo más precisa posible en la zona del espectro de la rodilla [55].

### 1.2.2. Medida indirecta

La técnica más exitosa para medir RC de muy alta energía consiste en la detección de la cascada electromagnética generada por un RC cuando entra en la atmósfera terrestre.

Estos experimentos están formados por un conjunto de detectores sensibles a los productos de las cascadas atmosféricas situados sobre la superficie terrestre, en zonas con poca contaminación luminosa. Una representación esquemática del desarrollo de la cascada se muestra en figura 1.6. Un aspecto de fundamental importancia para estos experimentos es la extensión del área de detección: una cascada atmosférica iniciada por un RC de  $10^{20}$  eV puede cubrir a nivel del suelo una superficie de  $16 \text{ km}^2$ . Para AGASA la extensión superficial total es de  $100 \text{ km}^2$ , para un experimento de la nueva generación, el Pierre Auger Cosmic Ray Observatory, situado en Argentina, la extensión será de  $3000 \text{ km}^2$ . Sin embargo, sobre esta área sólo se esperan 100 partículas de energía superior a  $10^{20}$  eV en todo un año.

La técnica tradicional usada en estos experimentos consiste en la detección de las partículas producidas por la cascada (principalmente fotones, electrones y muones) por medio de contadores de centelleo (como el experimento AGASA). Cuando la cascada llega al suelo activa simultáneamente varios detectores. Cada detector envía una señal a un computador central que decide si las señales detectadas forman una cascada y, si es el caso, a partir de los datos de número de partículas y de su tiempo de llegada en cada estación, reconstruye la dirección de incidencia y la energía del RC primario que inició la cascada.

Una técnica adicional para caracterizar la cascada se basa en la detección de la luz de fluorescencia emitida por los núcleos de nitrógeno del aire excitados por la colisión con las partículas de la cascada (como el experimento HiRES). La cantidad total de luz es proporcional al número de partículas en la cascada y, por lo tanto, a la energía de la partícula madre, que puede ser determinada con una precisión del orden del 10 %.

---

<sup>6</sup>más información sobre este proyecto de la NASA es disponible en: <http://www.wff.nasa.gov/code820/>



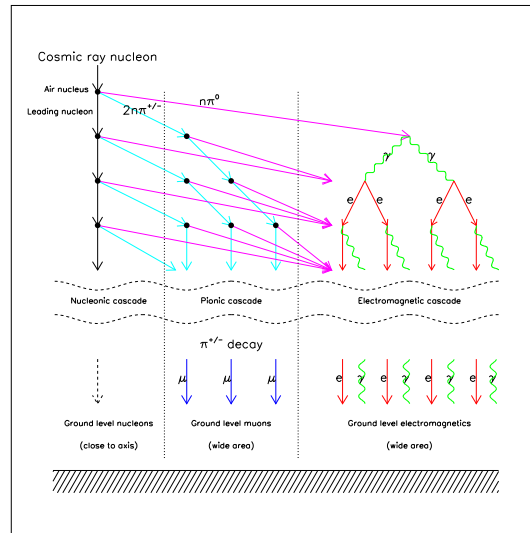


Figura 1.6: Dibujo explicativo de la detección de una cascada electromagnética en la atmósfera.

El observatorio Auger [13] combinará ambas técnicas. La primera parte del experimento está siendo construida en el hemisferio sur, en Argentina, y una vez terminada su construcción se preve empezará un segundo observatorio en el hemisferio norte para poder cubrir todo el cielo. El observatorio ahora en construcción está formado por 1600 contadores Čerenkov de agua que cubren una superficie de  $3000 \text{ km}^2$  y por 4 grupos de 6 telescopios de luz de fluorescencia situados en el perímetro de la zona cubierta por los detectores Čerenkov. La gran cobertura superficial de los detectores Čerenkov permitirá obtener una muy alta estadística de datos (se esperan unos 100 sucesos al año a energía superior a  $10^{20} \text{ eV/n}$ ) mientras que los detectores de luz de fluorescencia (activos sólo en las noches despejadas) añadirán información detallada de la energía total y del desarrollo longitudinal de la cascada, permitiendo la reconstrucción de la dirección de llegada. Estudiando el desarrollo longitudinal de la cascada y el porcentaje de muones en ella producidos (cuanto más alto el número de muones, más alto es el número atómico de la partícula que inició la cascada) será posible hacer estudios de la composición química de los primarios. Las actuales incertidumbres sobre las interacciones hadrónicas a energías tan altas constituirán el límite a la precisión de la identificación de la partícula primaria con este método. Otra ventaja de usar simultáneamente ambas técnicas es una calibración cruzada de los dos tipos de detectores y la reducción de los errores sistemáticos que afectan a experimentos como AGASA y HiRes.

El objetivo del experimento Auger es investigar el origen y propagación de los RC de energía extrema, por lo tanto los interrogantes más acuciantes a contestar son: establecer si existen fuentes puntuales, si existe alguna anisotropía en el espectro y si se manifiesta el corte GZK. El observatorio sur del experimento Auger está ya operativo con el 60% de la superficie instrumentada.

### **1.3. Conclusiones**

Las técnicas de detección de RC están progresando en dos frentes: experimentos situados en la superficie terrestre e instrumentos que operan a bordo de globos o de satélites.

Los experimentos de detección directa tienen como reto extender el rango de energía y mejorar la precisión en la identificación de las partículas. Para limitar el error estadístico, muchas colaboraciones realizan varios vuelos con el mismo detector (BESS, CREAM, JACEE, RUNJOB etc).

Por otro lado, los experimentos de tipo indirecto intentan aumentar su extensión superficial, para recoger más sucesos de muy alta energía donde el flujo es extremadamente bajo. Al mismo tiempo, se están explorando nuevas técnicas, como la detección de la luz de fluorescencia, para mejorar su sensibilidad.

## 2 El experimento AMS

### 2.1. Introducción

El experimento AMS (del inglés Antimatter Magnetic Spectrometer) es un experimento de física de partículas pensado para operar en el espacio. Los objetivos principales del experimento son la búsqueda de partículas de antimateria de origen primordial y de productos de aniquilación de partículas de materia oscura detectables como anomalías en el flujo de los RC. Para lograr estos objetivos es preciso realizar medidas del flujo de los RC con altísima estadística y con una excelente capacidad de identificación de partículas, lo que constituye ya por sí mismo un objetivo de gran interés astrofísico.

En este capítulo se ilustrarán los objetivos científicos del experimento en el marco del estado actual de la física fundamental, y luego se describirá el experimento y sus componentes. Finalmente se describe qué resultados se espera obtener al cabo de tres años de toma de datos en la ISS.

### 2.2. Objetivos del experimento

La aparente ausencia de antimateria y la presencia en el Universo de materia no luminosa son dos de los problemas más acuciantes en nuestra comprensión de la física fundamental.

#### Antimateria

El problema de la asimetría entre materia y antimateria a escala cosmológica concierne tanto a la física de partículas como a la cosmología. De hecho, el modelo estandar de la cosmología moderna basado en la hipótesis del Big Bang caliente, a pesar de tener a su favor muchas evidencias experimentales, sigue teniendo varios cabos sueltos. Las pruebas experimentales que lo soportan son, en primer lugar, la expansión del Universo, descubierta por Hubble como un alejamiento progresivo de las galaxias con una velocidad proporcional a su distancia. En segundo lugar puede explicar las abundancias de los elementos ligeros (He, Li and D) que se formaron en las primeras etapas del Universo; y finalmente predice una radiación de fondo difusa descrita por un espectro de cuerpo negro muy isótropo correspondiente a una temperatura de 3 K.

Sin embargo, la ausencia de antimateria de origen primordial no es admisible en el marco del SM que supone una perfecta simetría inicial entre materia y antimateria. Medidas del espectro de rayos  $\gamma$  no han dado ninguna evidencia de posibles señales de-

bidas a la aniquilación de una cantidad significativa de materia y antimateria al menos hasta la distancia del supercúmulo local ( $\simeq 30$  Mpc). Esto lleva a una de las dos conclusiones siguientes: o bien el Big Bang violó de alguna manera la conservación del número bariónico y la antimateria inicial se aniquiló (o nunca llegó a crearse), o bien el Big Bang sí originó materia y antimateria en la misma cantidad pero durante la evolución del Universo materia y antimateria se separaron en distintos dominios espaciales. Luego, el Universo estaría formado por dominios de materia y de antimateria y nosotros estaríamos viviendo en una zona de materia, por lo tanto no observamos rastros de la antimateria primordial.

Siguiendo la primera teoría, es decir de un Universo totalmente formado por materia, es probable que la asimetría entre materia y antimateria se diera al final de la época de la inflación, cuando bariones y antibariones se aniquilaron en cantidades distintas y los remanentes de ese proceso (llamado bariogénesis) dieron origen al Universo. Para esto deben darse una violación del número bariónico y una violación de la simetría CP. La violación de número bariónico no se ha observado hasta ahora y el límite inferior a la vida del protón es  $\tau_p > 1.6 \times 10^{33}$  años [59]. En cuanto a la violación de CP, se observó directamente en la desintegración de los mesones  $K_L$ , pero mucho más pequeña que la necesaria para justificar la asimetría bariónica cosmológica.

Por otro lado, aunque la posibilidad de un Universo simétrico de materia y antimateria queda excluida experimentalmente [26], sigue en pie la posibilidad de la existencia de dominios de antimateria aislados, que interaccionen lo suficientemente poco como para no distorsionar el espectro de rayos gamma. Bajo la condición que tales dominios fueran a escala galáctica, el experimento AMS podría detectar de manera directa núcleos de antimateria provenientes de ellos [37]. La ausencia, como ya se ha dicho, de una señal debida a la aniquilación en el espectro de rayos gamma permite estimar unos límites superiores al flujo esperado de antipartículas, que resulta ser de  $\bar{p}/p \leq 10^{-15}$  en la hipótesis de dominios de antimateria en las nubes de gas de la Galaxia, y de  $\leq 10^{-10}$  en el halo galáctico, es decir, en todo caso una señal muy débil; además el flujo de antiprotones de origen secundario constituye un fondo no despreciable para esta medida.

Por lo que se refiere a los antinúcleos más pesados, la detección de un solo antinúcleo probaría la existencia de antimateria de origen primordial puesto que su probabilidad de producción por espalación en los RC es despreciable. Sin embargo hasta la fecha no se ha detectado ninguna antipartícula de origen primordial y experimentos de detección directa han puesto límites superiores a su abundancia en el flujo de los RC primarios (véase figura 2.1). De estas estimaciones está claro que la eventual presencia de antimateria constituye una señal extremadamente débil, por lo tanto será de fundamental importancia para los experimentos futuros recoger una muy alta estadística con largos tiempos de exposición, y optimizar el rechazo del fondo.

## **Materia oscura**

El estudio del movimiento de los cuerpos celestes ha sido el motor del desarrollo de las teorías de la gravitación. La interpretación de las anomalías en el movimiento de los cuerpos celestes ha permitido el descubrimiento de nuevos planetas en el Sistema Solar

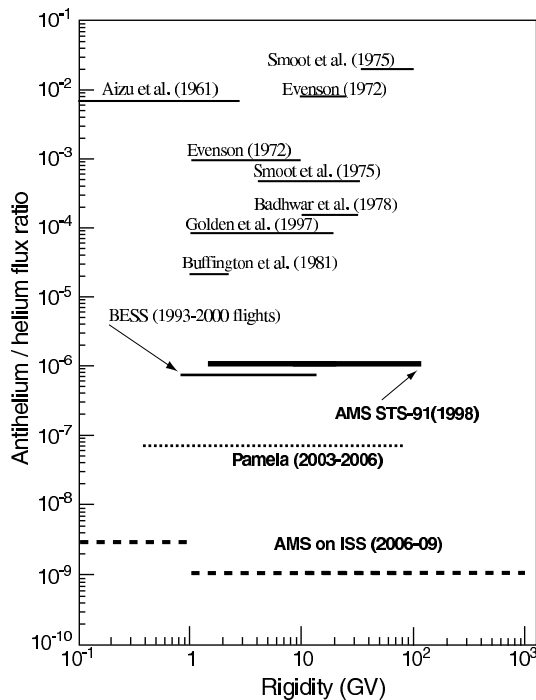


Figura 2.1: Límites a la abundancia de antinúcleos en el flujo de los RC primarios puestos por experimentos precedentes y valores previstos para Pamela y AMS.

y, más recientemente, es la técnica utilizada para la detección de objetos no luminosos fuera del Sistema Solar.

El problema actual de la materia oscura (véase [9] para una amplia revisión) es muy parecido al antiguo problema de los planetas desconocidos: las anomalías que se observan en el movimiento de las galaxias sólo se pueden explicar suponiendo que exista una gran cantidad de materia no visible (materia oscura) o bien que las leyes de la gravitación necesiten algunas correcciones. Actualmente la primera hipótesis tiene más éxito, ya que la teoría de la relatividad general ha tenido muchas confirmaciones experimentales y parece ser muy sólida.

Las medidas astronómicas que apuntan a la existencia de una gran cantidad de materia invisible en el universo son muchas e independientes entre ellas. A escala galáctica las curvas de rotación de las galaxias proporcionan una prueba de la existencia de un halo de materia no visible [9]. A escala de los cúmulos de galaxias, la estimación de su masa a partir de la temperatura resulta 2 órdenes de magnitud superior a la masa luminosa. Este resultado está confirmado por efectos de lente gravitacional y por el efecto de Sunyaev-Zel'dovich que apuntan a un valor de la densidad de materia del Universo  $\Omega_M = 0.2 - 0.3$ . Finalmente a escala cosmológica el estudio de las anisotropías de la radiación de fondo permite medir los parámetros cosmológicos entre los cuales están  $\Omega_M$  y  $\Omega_b$  (densidad de materia de tipo bariónico). Las medidas del experimento WMAP y otros

apuntan a que sólo un  $(27\pm 4)$  % del contenido energético del Universo está constituido por materia y que la materia bariónica contribuye en tan sólo un  $(4.4\pm 0.4)$  % [58].

Por lo tanto se concluye que la mayor parte de la materia que constituye el Universo es no luminosa, y de tipo no bariónico.

El primer candidato propuesto para formar la materia no bariónica sería un neutrino masivo, ya que estas partículas están presentes con gran abundancia en el Universo y tienen una sección eficaz muy pequeña que los hace difícilmente detectables. Recientes experimentos sobre las oscilaciones de los neutrinos han establecido que estas partículas tienen masa, cuyo límite superior se estima alrededor de  $m_\nu < 2.2$  eV lo que a su vez implica un límite a la contribución de los neutrinos a la densidad de materia.

También otros argumentos independientes apuntan a que la contribución de los neutrinos a la densidad de materia del Universo es muy limitada, como el estudio de las estructuras a gran escala del Universo que requieren que gran parte de la materia no bariónica sea “fría”, es decir partículas masivas de baja velocidad. Así que desde diferentes argumentos resulta que el neutrino sólo es una componente desestimable de la cantidad total de materia oscura no bariónica.

Un candidato más probable por lo tanto sería una partícula con gran masa (por tanto no relativista) y que interaccione sólo débilmente (esas partículas se suelen denominar WIMP del inglés Weakly Interacting Massive Particle). Para identificar una WIMP con alguna partícula en concreto es necesario ir más allá del Modelo Estándar. Algunas extensiones Supersimétricas del Modelo Estándar (SUSY) sugieren la existencia del neutralino ( $\chi$ ), que es un buen candidato para ser una WIMP. Según los modelos de materia oscura fría (CDM), la formación de las galaxias empieza con una nube de materia oscura fría y luego por colapso gravitatorio de los bariones se origina la componente luminosa, por lo tanto si las WIMPs originan esos halos primordiales, se espera que se puedan encontrar en los halos oscuros de las galaxias actuales. Los procesos de aniquilación de  $\chi$ 's están precisamente descritos en SUSY: productos de desintegración y secciones eficaces son conocidos dado los parámetros Supersimétricos concretos del modelo.

La búsqueda experimental del neutralino se puede llevar a cabo de manera directa, por las interacciones del neutralino con la materia ordinaria, o bien por métodos indirectos, buscando señales procedentes de la aniquilación  $\chi - \bar{\chi}$  en el halo galáctico. Esta segunda vía abre la posibilidad de buscar dichas señales como anomalías en el flujo de algunas especies de RC raros. Algunos canales interesantes, previstos como producto de la aniquilación del neutralino, son: rayos- $\gamma$ , electrones, neutrinos, protones y deuterio, y sobre todo sus antipartículas. La búsqueda indirecta está centrada en los canales de rayos- $\gamma$  y antipartículas, ya que en estos casos el fondo debido a fuentes estándares es muy escaso. Se describe a continuación la señal que se espera debida a la aniquilación del neutralino en los diferentes casos [67][56]:

- $\bar{p}$ : el estado actual de la medida del flujo de antiprotones cuenta con medidas de alta precisión realizadas por los espectrómetros magnéticos HEAT y BESS [4] que concuerdan con un origen totalmente secundario. El espectro es muy plano para  $E < 1$  GeV, ya que el  $\bar{p}$  en las reacciones de espalación se produce con un momento

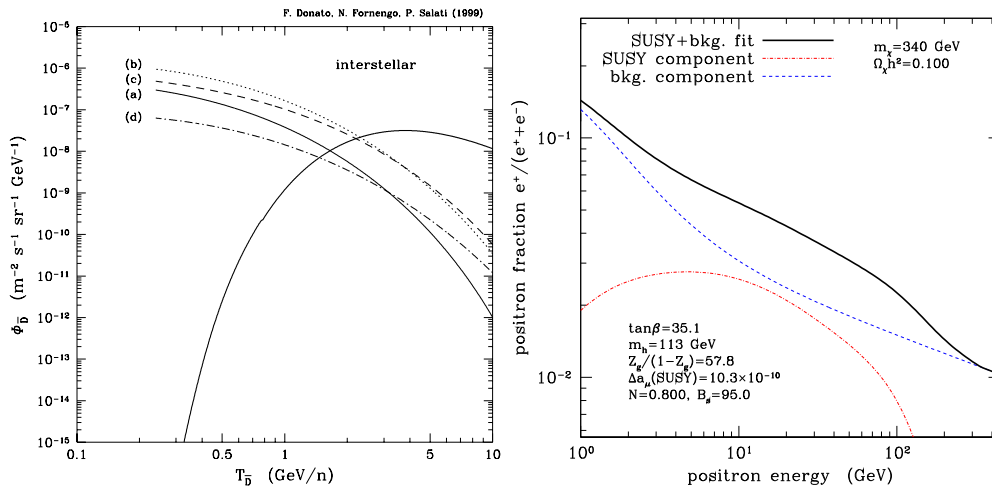


Figura 2.2: Izquierda: flujo de  $\bar{D}$  debido a producción secundaria (línea continua) y debido a varios modelos de SUSY (línea rayada) discutidos en [53]. Derecha: flujo predicho de  $e^+$  de la componente de SUSY (curva roja), del fondo (curva azul) y flujo total (línea negra continua).

distinto de cero (vease figura 2.3). Esta supresión a baja energía cinética no se espera para  $\bar{p}$  procedentes de la aniquilación de neutralinos, por lo tanto estos se podrían detectar como un exceso significativo respecto al fondo de antiprotones secundarios en la zona de baja energía ( $E \leq 1 \text{ GeV}$ ). Para distinguir claramente la señal del fondo es de gran importancia medir el flujo de antiprotones con alta precisión y afinar los modelos de propagación para poder predecir el fondo de  $\bar{p}$  producidos en las reacciones entre RC y medio interestelar.

- $\bar{D}$ : El flujo esperado de antideuterio por fusión de  $\bar{p}$  y  $\bar{n}$  (ambos originados en la aniquilación de  $\chi - \bar{\chi}$ ) es 4 órdenes de magnitud inferior al de antiprotones; sin embargo la razón señal/fondo podría ser mayor que para los antiprotones debido a que los núcleos de  $\bar{D}$  son productos extremadamente raros en las reacciones de espalación de los RC. En la figura 2.2, panel de la izquierda, se ve el flujo de antideuterio predicho por algunas teorías supersimétricas [53].
- $e^+$ : El exceso de positrones medido por el espectrómetro HEAT [34] en el rango de energía de 7-10 GeV ha generado varias hipótesis sobre su origen. Los positrones procedentes de la aniquilación de neutralinos tendrían que causar un exceso en el flujo esperado en la región que corresponde a la masa del neutralino. En la figura 2.2, a la derecha, se muestra el valor esperado de la fracción de positrones. Otra posibilidad es que el origen de ese exceso sea el resultado de la aniquilación de materia oscura de Kaluza-Klein en el halo galáctico [35].
- $\gamma\gamma$ : Debido a que las WIMPs se mueven en la galaxia a velocidades no relativistas, se espera que los fotones producidos por su aniquilación sean casi monocromáticos,

con energía cerca de la masa de la WIMP. En la figura 2.3 se muestra el fondo difuso de rayos gamma y la señal esperada para de 2 valores distintos de  $m_\chi$ .

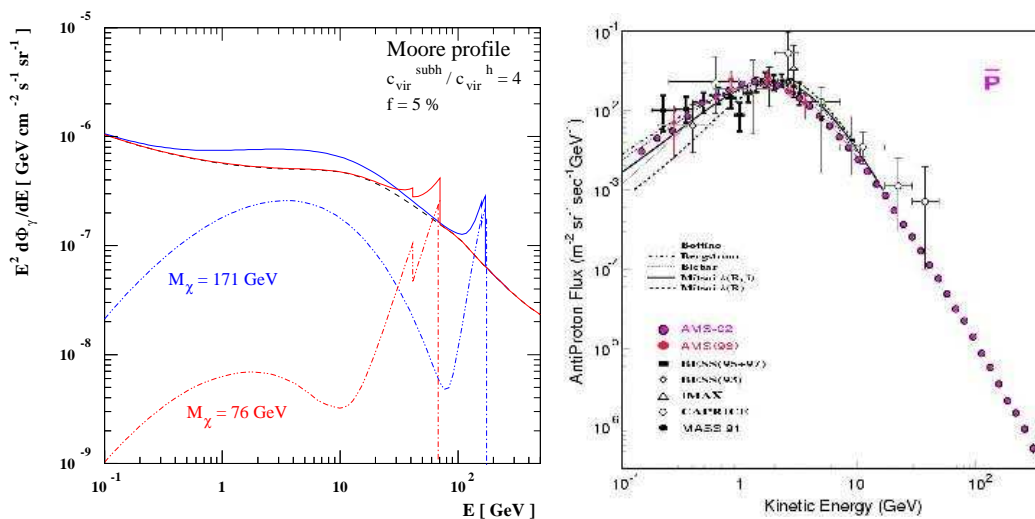


Figura 2.3: Fondo difuso de rayos gamma y señal predicha para diferentes valores de  $m_\chi$  (izquierda) y medidas del flujo de  $\bar{p}$  (derecha).

De esta breve recopilación podemos concluir que para detectar posibles señales debidas a antimateria o materia oscura es preciso un experimento con gran sensibilidad y con muy buena capacidad de identificación de partículas y de rechazo del fondo. El experimento AMS cumple estos requisitos gracias en primer lugar a su instalación en la Estación Espacial, que lo libra de cualquier secundario producido en la atmósfera. En segundo lugar el largo tiempo de exposición, junto con una gran aceptación geométrica harán posible recoger una enorme cantidad de datos y reducir al mínimo los errores estadísticos. Luego, la medida redundante de muchas cantidades físicas por medio de los distintos subdetectores permitirá una óptima identificación de partículas y un poder de rechazo excelente. Además de esto, cabe destacar que AMS podrá buscar esta señal de manera simultanea en los 4 canales: antiprotones, positrones, gamma y antideuterio.

### 2.3. AMS-01

La primera misión del experimento AMS consistió en un vuelo de prueba de 10 días del 2 al 12 de junio de 1998. El detector AMS-01 voló a bordo del transbordador espacial DISCOVERY en el vuelo STS-91 con destino la estación MIR donde estuvo atracado durante unos días. La órbita seguida por la MIR es similar a la de la ISS, a unos  $\sim 400$  km de la superficie terrestre y con una inclinación de  $51.7^\circ$ , lo que permitió a AMS-01 medir el flujo de RC a distintas latitudes geomagnéticas, recogiendo en total 100 millones de sucesos durante las 100 horas efectivas de toma de datos. Al cabo de 10 días el transbordador llevó a tierra AMS-01 en perfecto estado. La misión fue muy útil



para la colaboración desde el punto de vista técnico para probar el funcionamiento de varios componentes en el espacio (el efecto de la radiación cósmica sobre la electrónica, los cambios de temperatura, las vibraciones del despegue y aterrizaje, etc...) y también dio valiosas informaciones de física. En general, confirmó la posibilidad de realizar el experimento y sus grandes potencialidades ya que en sólo un vuelo de prueba el detector recogió una cantidad de datos (principalmente núcleos de hidrógeno y helio) mayor que todos los experimentos anteriores. Un informe completo sobre esta misión puede encontrarse en [1].

El detector estaba compuesto por un imán permanente con un poder de curvatura  $BL^2=0.15 \text{ Tm}^2$ , un detector de trazas formado por seis planos de sensores de silicio, un sistema de tiempo de vuelo formado por 4 planos de centelleadores (dos por encima del imán y dos debajo), un sistema de anticoincidencias recubriendo la pared interior del imán y un contador Čerenkov de umbral. El instrumento recogió un total de 100 millones de datos cubriendo todas las longitudes geográficas y las latitudes entre  $-51.6^\circ$  y  $51.6^\circ$ , permitiendo un estudio sistemático del efecto del campo magnético terrestre sobre el espectro de los RC.

Los principales resultados de AMS-01 son los siguientes:

- No se ha detectado ningún núcleo de antihelio, por lo tanto el límite superior a la cantidad  $\overline{He}/He$  se ha establecido a  $1.1 \times 10^{-6}$  en el rango de rigidez 1–140 GV con un nivel de confianza de 95 %.
- Se ha medido el flujo de protones y helios en el rango de energía desde 0.2 GeV hasta 140 GeV con muy alta precisión (véase la tabla 2.1).
- El espectro de  $e^-$  y  $e^+$  se ha podido medir en el rango energético 0.2–20 GeV y 0.2–2 GeV respectivamente.
- Además del espectro primario, estos datos han mostrado la existencia de un flujo de partículas por debajo del corte geomagnético terrestre que no pueden proceder del espacio exterior. Un estudio detallado de las trayectorias ha permitido establecer que estas partículas se originan por interacción de los primarios con las capas superiores de la atmósfera [11].

## 2.4. AMS-02

La colaboración AMS actualmente está trabajando en la realización del detector para la segunda fase del experimento. Un detector más completo y mejorado será instalado a bordo de la Estación Espacial para una misión de al menos 3 años. Las mejoras más importantes están constituidas por el nuevo imán superconductor, la inclusión de un detector de radiación de transición, un calorímetro electromagnético y un detector Čerenkov de tipo RICH. Estos instrumentos añadidos mejorarán sensiblemente la identificación de partículas y harán posible separar hadrones de leptones en un rango más extenso de energía.

# AMS 02

(Alpha Magnetic Spectrometer)

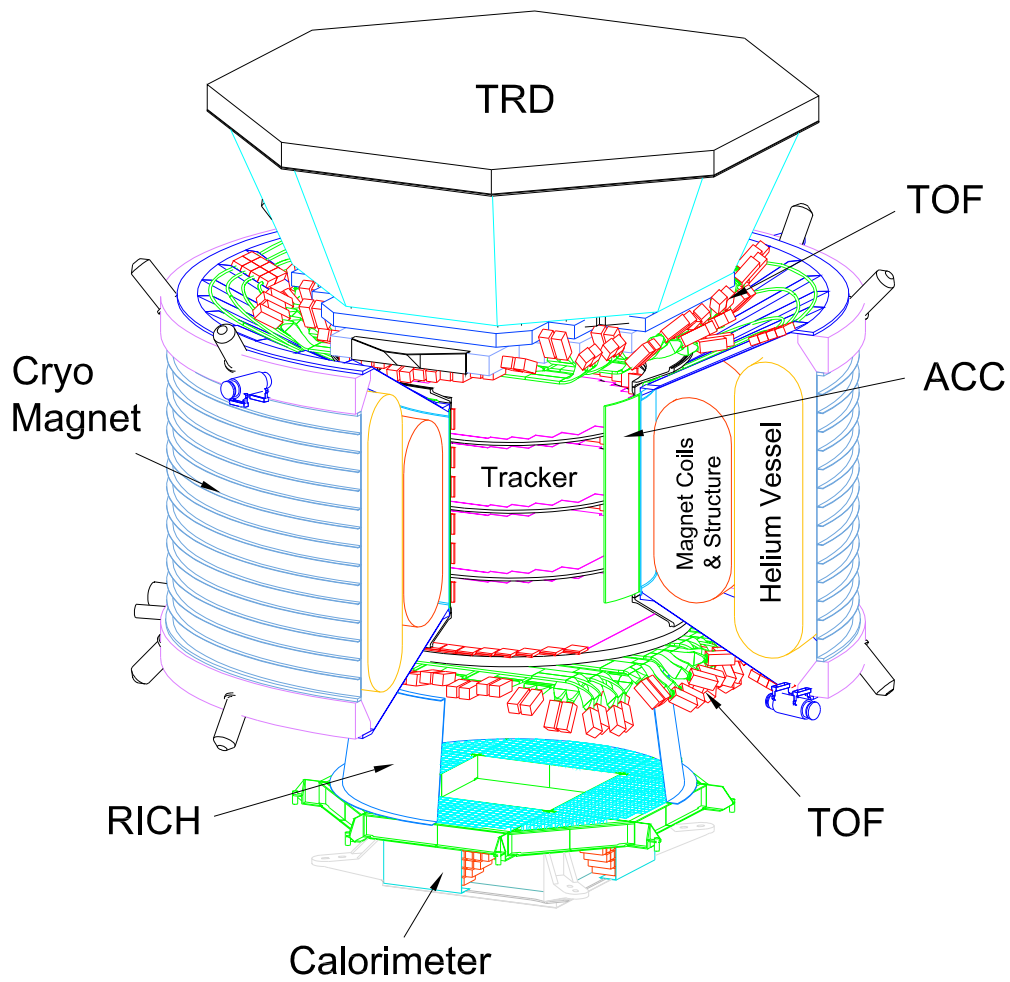


Figura 2.4: Dibujo del detector AMS-02.

Cuadro 2.1: Resultados del ajuste al espectro de protones y de helio segun una ley de potencias  $\Phi = \Phi_0 R^{-\gamma}$  en el rango de rigidez  $10 < R < 200$  GV.

flujo de protones	
$\gamma$	$2.78 \pm 0.009(\text{fit}) \pm 0.019$ (syst)
$\Phi_0$	$17.1 \pm 0.15(\text{fit}) \pm 1.3$ (syst) $\pm 1.5(\gamma) \text{GV}^{2.78} (\text{m}^2 \text{s sr MeV})^{-1}$
flujo de helio	
$\gamma$	$2.74 \pm 0.010(\text{fit}) \pm 0.016$ (syst)
$\Phi_0$	$2.52 \pm 0.09(\text{fit}) \pm 0.13$ (syst) $\pm 0.14(\gamma) \text{GV}^{2.74} (\text{m}^2 \text{s sr MeV})^{-1}$

El peso total de AMS-02 (mostrado en figura 2.4) será de 6 toneladas y la potencia requerida 2 kW, según los requisitos de la Estación Espacial. Una descripción pormenorizada de todos los sub-detectores que forman el experimento AMS se puede encontrar en [2].

### 2.4.1. Descripción del experimento y sus componentes

#### El imán

Se trata de un imán superconductor de forma cilíndrica (en la figura 2.5) formado por 2 bobinas que generan un campo dipolar y dos series de pequeñas bobinas de retorno distribuidas entre ellas [12]. Esta configuración especial permite alcanzar un campo magnético muy intenso en el interior del imán, con un poder de curvatura de  $BL^2=0.86 \text{ Tm}^2$ , y al mismo tiempo mantener el campo residual en su exterior en valores muy bajos, limitando también el momento dipolar global que podría acoplarse con el campo magnético terrestre y ejercer una fuerza de torsión sobre la Estación Espacial. El imán opera a una temperatura de 1.8 K mantenida constante por un sistema de refrigeración criogénico que emplea 2500 l de helio superfluido.

Al ser el primer sistema superconductor de grandes dimensiones construido para operar en el espacio, el imán representa un reto tecnológico. Gracias al muy alto poder de curvatura obtenido, AMS-02 podrá extender su rango energético hasta energías de O(TeV/nucleón).

#### El sistema de tiempo de vuelo

El sistema de tiempo de vuelo (TOF, del inglés Time Of Flight) proporciona el *trigger*<sup>1</sup> al experimento, una medida de la carga eléctrica y una medida de la velocidad con una precisión del nivel del 3%. Además, este detector determina el sentido en el que

<sup>1</sup>Término inglés para designar el sistema que hace que un detector ponga en marcha la adquisición de datos.

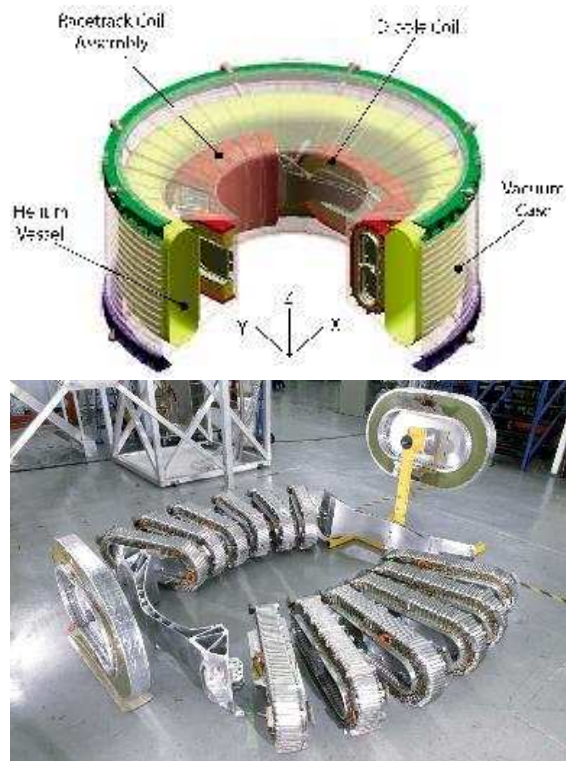


Figura 2.5: Dibujo del imán superconductor (arriba) y una foto de las 2 bobinas que forman el campo de dipolo y las 12 bobinas menores responsables del campo de retorno. La posición relativa de las bobinas es la misma que en el imán del vuelo.

la partícula cruza el detector (de arriba a abajo o viceversa) con una probabilidad de error de  $10^{-8}$ . Combinando este dato con la dirección de curvatura de la trayectoria se determina el signo de la carga eléctrica. El TOF mide también el valor absoluto de la carga gracias a su proporcionalidad con el cuadrado de la cantidad de luz de centelleo producida al paso de las partículas. Esta medida de carga eléctrica complementará las medidas del detector de trazas y del RICH hasta al menos  $Z = 20$ .

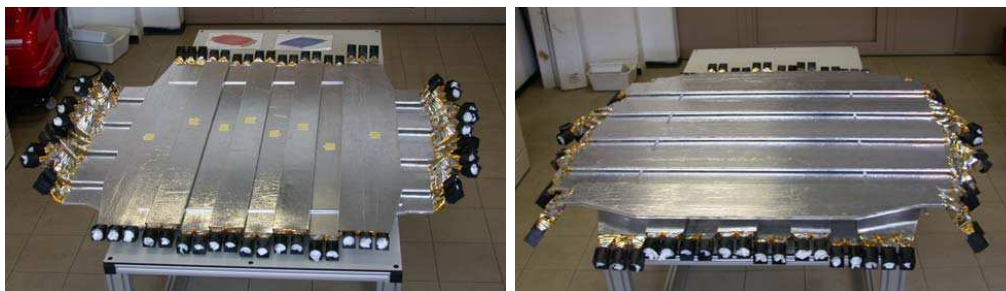


Figura 2.6: Fotos de los dos planos superiores (izquierda) e inferiores (derecha) del TOF. Se puede apreciar la especial configuración de las guías de luz (véase texto).

El TOF se compone de 4 planos formados por módulos de centelleadores plásticos de 12 cm de anchura, 1 cm de grosor, y longitud variable de manera que forman un plano aproximadamente circular. La segmentación del detector es suficiente para dar puntos adicionales para la reconstrucción de la traza, lo que hace del TOF un hodoscopio, además de un contador de tiempo de vuelo. El área activa de cada plano es de  $1.2 \text{ m}^2$ , cubriendo toda la aceptación del detector de trazas en el interior del imán. La figura 2.6 muestra los planos de centelleadores, dos se sitúan encima del imán, debajo de la estructura de soporte del TRD, y los otros dos debajo del imán.

Cada módulo está instrumentado con cuatro fotomultiplicadores (PM) Hamamatsu R5946, 2 en cada extremo del centelleador, a través de guías de luz especialmente diseñadas para minimizar el ángulo entre la dirección del campo magnético y el eje del fotomultiplicador. Este fotomultiplicador, de tipo *fine mesh*, ha sido elegido en base a sus buenas prestaciones en presencia de campos magnéticos, que en la región del TOF llega hasta 3 kG.

### El detector de trazas (o tracker)

El detector de trazas, o STD (del inglés Silicon Track Detector) tiene la función de medir la rigidez (momento por unidad de carga) y la carga eléctrica en valor absoluto de la partícula. Este detector (mostrado en la figura 2.7) está formado por 8 planos instrumentados en ambas caras con detectores de *microstrips* de silicio, sumando una área total de  $6.5 \text{ m}^2$ . Los planos del STD están situados en el interior del imán, para medir en distintos puntos la trayectoria de la partícula curvada por el campo magnético. La resolución proporcionada será de  $10 \mu\text{m}$  en la dirección de curvatura y de  $30 \mu\text{m}$  en la dirección ortogonal. Para protones se espera una resolución en momento de  $\sim 1.5\%$  a 10

GeV/c, y un rango máximo hasta 2 TeV/c, como se puede ver en la figura 2.8. Además, el STD dará una medida de la carga de la partícula a partir de la energía depositada en los planos de silicio, hasta aproximadamente  $Z=20$ .

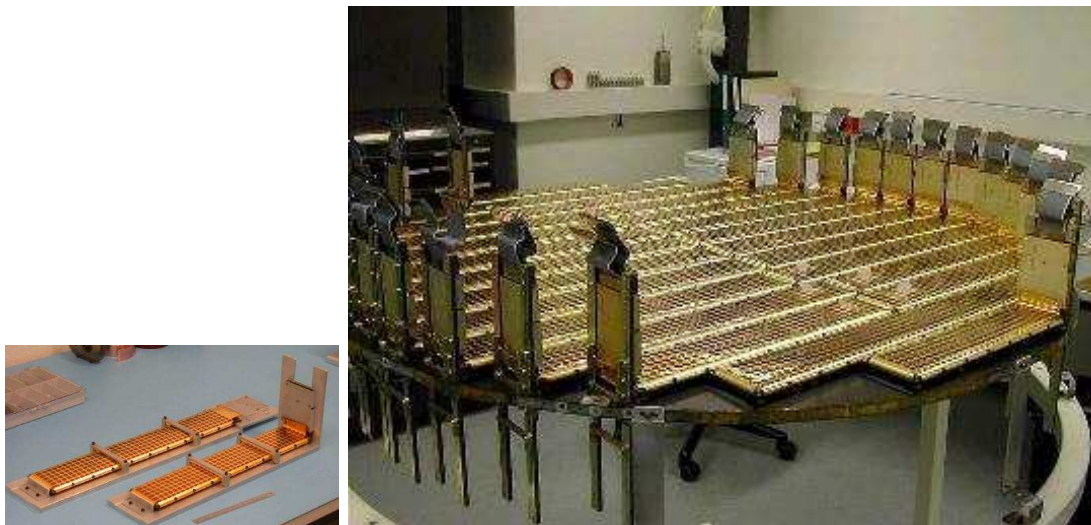


Figura 2.7: Dos barras del STD instrumentadas con los sensores de silicio (izquierda) y una foto de un plano completamente integrado (derecha).

### El calorímetro electromagnético

El objetivo del calorímetro (o ECAL, del inglés Electromagnetic CALorimeter) es extender la separación leptón/hadrón hasta energías de 1 TeV, con un factor de discriminación de  $10^{-4}$ . Además de esto, el ECAL medirá la energía total de  $e^+$ ,  $e^-$  y rayos  $\gamma$  con energía a partir de 2 GeV con una resolución del orden de 1-2 % para 100 GeV. La reconstrucción tridimensional con muy buena granularidad de la cascada electromagnética permitirá también calcular la dirección de incidencia de los rayos  $\gamma$  con precisión mejor que  $1^\circ$ .

El ECAL, mostrado en figura 2.9, se encuentra justo debajo del RICH, y consiste en 9 supercapas de plomo intercaladas con fibras centelleadoras, con una longitud de radiación total de  $17X_0$ . Cada supercapa está orientada de manera ortogonal a las vecinas y está formada por 10 planos de plomo pegados a las fibras centelleadoras. La señal de cada supercapa es leída por 36 PM's equipados con un apantallamiento magnético y un sistema de guías de luz pixeladas.

### El detector de radiación de transición

El TRD (del inglés Transition Radiation Detector) mide la radiación emitida por partículas cargadas al pasar de un medio dieléctrico a otro. La radiación emitida depende

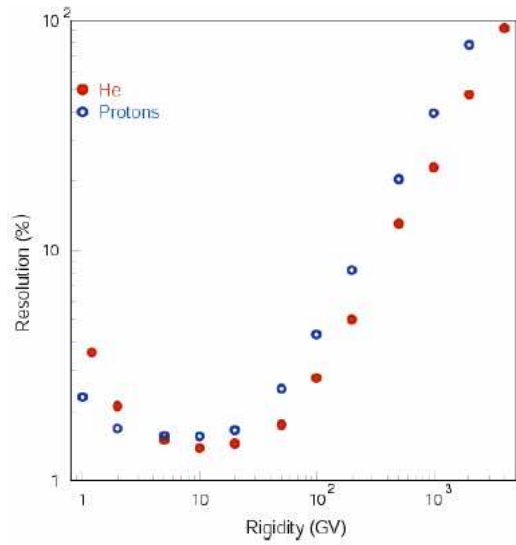


Figura 2.8: Resolución en momento esperada para el STD para protones y helio en función de la rigidez.

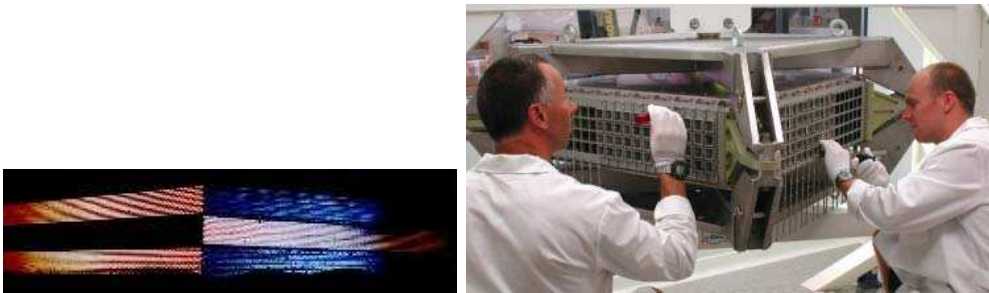


Figura 2.9: Ensamblaje de tres supercapas del ECAL (izquierda) y una foto de la integración del ECAL (derecha).

fuertemente del factor de Lorentz  $\gamma$ , por lo tanto este detector es ideal para medir la energía de partículas ultrarrelativistas.

La partícula cargada que atraviesa el detector emite una radiación electromagnética característica de su masa y energía. Por lo que, una vez medido el momento por el STD, la radiación de transición puede ser usada para distinguir partículas con diferente masa, como protones y electrones. Gracias a esta medida, el TRD potenciará la discriminación leptón/hadrón en el rango de energía 1.5-300 GeV con un factor de rechazo de  $10^2 - 10^3$ .

Además de esto, el TRD hace posible la medida de rayos  $\gamma$  gracias a la conversión de ellos en pares  $e^+/e^-$  en el material del detector. A continuación, las dos partículas cargadas son medidas por el STD y la traza del  $\gamma$  es reconstruida.

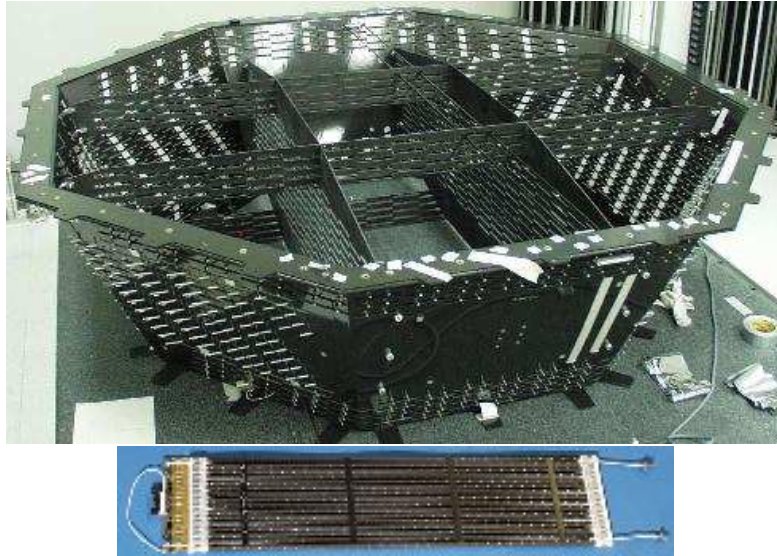


Figura 2.10: Estructura de soporte del TRD (arriba) y un módulo del TRD con los tubos de deriva claramente visibles (abajo).

El TRD está formado por 20 capas de módulos de tubos de deriva y radiadores de fibra de polipropileno donde es emitida la radiación de transición. Los tubos de deriva, alternados con los radiadores, funcionan con una mezcla de gas de Xe y  $\text{CO}_2$  para medir dicha radiación. Las 20 capas están organizadas en una estructura octogonal, como se puede ver en figura 2.10, situada encima de los planos superiores del TOF.

## El detector Čerenkov

El detector Čerenkov de umbral de AMS-01 ha sido reemplazado con un detector Čerenkov de tipo RICH (Ring Imaging Čerenkov), cuyo objetivo es la medida de la velocidad de las partículas por encima del umbral de emisión Čerenkov con una precisión del orden del 1 por mil. Además de esto, el RICH proporcionará una medida adicional de la carga eléctrica de la partícula, permitiendo la identificación de elementos hasta



$Z \simeq 28$ . Este detector y el prototipo que de él se ha realizado, se describirán en detalle en el próximo capítulo.

### 2.4.2. Rendimiento esperado

En la tabla 2.2 se muestra el rendimiento esperado de AMS-02 después de 3 años de exposición en la Estación Espacial.

#### Antimateria

Al final de su misión AMS alcanzará una sensibilidad suficiente para detectar (o excluir) la existencia de eventuales dominios residuos de antimateria dentro de la Galaxia [37]. Esto significa que el límite de  $\overline{He}/He$  será llevado a un valor 3 órdenes de magnitud inferior al actual.

#### Materia oscura

Otro reto muy importante de AMS es el de extender el rango energético de antiprotones desde el actual límite de 50 GeV (medidas de BESS [47] y CAPRICE98 [16]) hasta 300 GeV, acumulando una estadística mayor que todos los experimentos precedentes (al menos  $5 \times 10^5$ ). Los positrones constituyen otro canal interesante para la búsqueda de materia oscura, donde AMS aportará una medida muy precisa, con una estadística de  $10^8$  sucesos.

Cuadro 2.2: Rendimiento esperado del detector AMS-02 después de 3 años en la ISS.

Medida	sensibilidad o estadística	rango de energía	campo de física
$e^+$	$10^8$	0.1–300 GV	
$\bar{p}$	$5 \times 10^5$	0.5–300 GV	Materia oscura
$\overline{D}$	$\sim 15$	0.1–100 GeV/nucleón	
$\gamma$ ray	$10^4$	$1-10^3$ GeV	
$\overline{He}/He$	$10^{-9}$	0.5– $10^3$ GV	Antimateria
$\overline{C}/C$	$10^{-8}$	0.5– $10^3$ GV	
D	$10^9$	0.1–10 GeV/A	
${}^3He$	$10^9$	0.1–10 GeV/A	Astrofísica
${}^{10}Be$	$10^5$	1–10 GeV/A	

**Astrofísica**

Por lo que se refiere a la identificación de isótopos, AMS recogerá una enorme cantidad de D,  $^3\text{He}$  y  $^{10}\text{Be}$  y podrá extender la separación isotópica a energías notablemente más altas que las actuales; por ejemplo se espera extender hasta 10 GeV/n la separación del  $^{10}\text{Be}$ . En general, el espectro energético y las abundancias químicas de los elementos presentes en los RC serán medidos hasta la región del hierro ( $Z=26$ ) con una confusión de carga inferior al 10 %.

Finalmente, el detector podrá medir rayos  $\gamma$  en el rango de energía 1–300 GeV gracias a la conversión en par  $e^+e^-$  en el material del TRD. La identificación y reconstrucción en el tracker de las dos trazas permitirá determinar la energía del fotón  $\gamma$  primario con una precisión de  $\simeq 2\%$ , y su dirección con una resolución angular mejor que  $0.03^\circ$  a energía  $E \geq 10$  GeV. Además de esto, el ECAL medirá de manera independiente rayos  $\gamma$  que no han interactuado en la parte superior del detector.

## 3 El detector Čerenkov de AMS02

Para su segunda misión el experimento AMS ha sido equipado con un detector RICH que extenderá la identificación de partículas a un rango más amplio de energía.

El efecto Čerenkov es un fenómeno muy usado en varios tipos de detectores en física de altas energías. En este capítulo se dará una introducción general sobre ellos (para más detalle: [54]), luego se hablará del detector Čerenkov de umbral de AMS-01, y del nuevo detector RICH con el que ha sido remplazado.

### 3.1. Los detectores Čerenkov

Los detectores Čerenkov se basan en la detección de luz Čerenkov producida por un medio dieléctrico (radiador) atravesado por una partícula cargada que se mueve a velocidad mayor que la velocidad de la luz en ese medio.

#### 3.1.1. Emisión de luz Čerenkov

Una partícula cargada que atraviesa un medio dieléctrico induce la creación de dipolos atómicos. Si la velocidad de la partícula,  $v$ , es mayor que la velocidad de la luz en ese medio (es decir:  $v > c/n$ , siendo  $n$  el índice de refracción) la variación en el tiempo de los momentos de dipolo originará la emisión de radiación electromagnética, llamada radiación Čerenkov [17]. Con simples argumentos geométricos (véase figura 3.1) se puede deducir que los fotones emitidos forman un ángulo  $\theta_c$  respecto a la trayectoria de la partícula:

$$\cos \theta_c = \frac{ct/n}{vt} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

mientras que el ángulo acimutal es uniforme en  $[0, 2\pi]$ .

El número de fotones emitidos se puede expresar como:

$$dN/d\omega = \alpha Z^2 L \sin^2 \theta_c \quad (3.2)$$

donde  $L$  es la longitud recorrida en el radiador,  $\alpha$  es la constante de estructura fina,  $Z$  la carga eléctrica de la partícula y  $\omega(E)$  la energía del fotón. De la ecuación 3.1 sigue que:

$$\sin^2 \theta_c = 1 - 1/(n\beta)^2$$

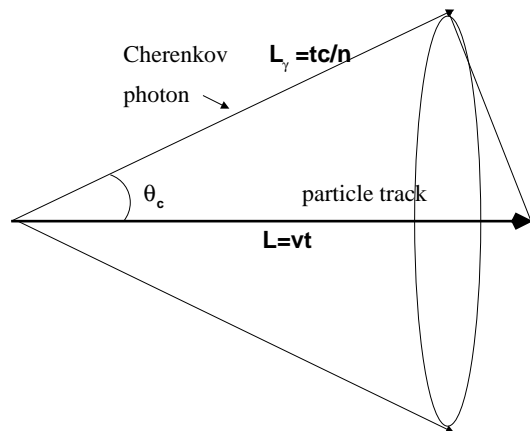


Figura 3.1: Representación geométrica de fotones Čerenkov.

El índice de refracción depende de  $\omega$ ,  $n = n(\omega)$ . Sin embargo, si el material no es muy dispersivo, se puede asumir que en el rango de frecuencias ópticas  $n$  es casi independiente de  $\omega$ , por lo que integrando en la ecuación 3.2 se obtiene:

$$N = N_0 Z^2 L \sin^2 \theta_c \quad (3.3)$$

donde  $N_0$  se suele llamar *parámetro de respuesta* del detector [71], y puede expresarse como producto de eficiencias y aceptancias del detector:

$$N_0 = \alpha \epsilon \Delta E \quad (3.4)$$

siendo  $\epsilon$  la eficiencia media calculada en el intervalo de energía  $\Delta E = E_{max} - E_{min}$ :

$$\epsilon \Delta E = \int_{E_{min}}^{E_{max}} (QTR) dE \quad (3.5)$$

En la ecuación 3.5  $Q$  es la eficiencia cuántica del fotodetector que tiene que convertir los fotones Čerenkov en electrones,  $T$  es la transmitancia de los diferentes medios que componen el detector (usualmente es la transmitancia del radiador), y  $R$  es la reflectividad del espejo<sup>1</sup>, que se suele usar para focalizar los fotones.  $N_0$  es un factor representativo de la calidad del detector, ya que expresa cual es el número de fotoelectrones detectados por unidad de longitud del radiador. Finalmente, la dependencia del número de fotoelectrones producidos con el cuadrado de la carga  $Z$  (ec. 3.3) permite usar estos detectores para identificar distintos núcleos.

---

<sup>1</sup>Si no hay espejo, este factor se ignora.

### 3.1.2. Clasificación de los detectores Čerenkov

#### Detectores Čerenkov diferenciales

Los detectores Čerenkov diferenciales focalizan los fotones por medio de una lente que los refracta al sistema de detección. Esta clase de detectores puede alcanzar valores de resolución en velocidad muy buenos, del orden de  $\sigma_\beta/\beta \simeq 10^{-5}$ , sin embargo la aceptación en los parámetros  $(\beta, \theta_p)$  (donde  $\beta$  es la velocidad de la partícula y  $\theta_p$  su dirección) está limitada por la construcción misma del detector, ya que por su geometría sólo puede focalizar fotones emitidos con un ángulo dado.

#### Detectores Čerenkov de umbral

Los detectores Čerenkov de umbral son contadores relativamente sencillos usados para separar partículas de distintas masas. Cuando una partícula con velocidad por encima del umbral atraviesa el radiador este emite una señal electromagnética cuya intensidad está relacionada con la velocidad y carga eléctrica de la partícula (ecuación 3.3). Esta relación permite dar una estimación de  $\beta$  en un rango de energía cinética más amplio ( $\Delta\beta = 1 - 1/n$ ) que los contadores diferenciales, pero con una peor resolución. Si  $N$  es el número de fotoelectrones (f.e.) detectados, entonces de la ecuación 3.3 obtenemos que la dispersión relativa de  $N$  puede expresarse como:

$$\frac{\sigma_N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} = 2\sigma_\theta \cot\theta_c \quad (3.6)$$

La resolución en  $\beta$  en función de  $\sigma_\theta$  se obtiene de la relación  $\theta_c = \arccos(1/n\beta)$  y resulta:

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \tan\theta \sigma_\theta \quad (3.7)$$

Combinando las ecuaciones 3.6 y 3.7 deducimos que el límite a la resolución en  $\beta$  es:

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \frac{\tan^2\theta}{2\sqrt{N}} \quad (3.8)$$

En la práctica, es posible obtener un detector de umbral capaz de dar una medida de  $\beta$  con buena precisión si se consigue un alto número de f.e. detectados (como en el caso de los contadores Čerenkov del espectrómetro E691 [5]), sin embargo el uso más común de estos detectores es de vetar partículas con  $\beta$  inferior a cierto umbral. Por ejemplo, un detector de última generación como el detector Čerenkov de BELLE [6] consigue una buena separación de  $\pi^\pm$  y  $K^\pm$  en todo el ángulo sólido del detector y en un amplio rango de momento.

### 3.1.3. Detectores RICH

La técnica RICH, basada en la reconstrucción de la imagen anular formada por los fotones Čerenkov, une la gran aceptación angular y cinética de los contadores de umbral,

con la excelente resolución en  $\beta$ . Los detectores RICH han sido desarrollados y mejorados durante los últimos 40 años y son hasta ahora los detectores que proporcionan la medida de  $\beta$  más precisa para partículas cargadas relativistas. Hay dos categorías principales de detectores RICH: con espejo para la focalización de los fotones, y sin él, llamados *de focalización de proximidad*. La idea de base consiste en formar una imagen de anillo sobre una superficie instrumentada con detectores de luz (muy a menudo fotomultiplicadores) para reconstruir los parámetros del cono de luz y luego calcular el valor del ángulo Čerenkov.

### 3.1.4. Resolución en velocidad

De la ecuación 3.7, el error en la estimación de  $\beta$  para un suceso con  $N$  f.e. es:

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \frac{\sigma_\theta \text{tg}\theta}{\sqrt{N}} \quad (3.9)$$

donde  $\sigma_\theta$  es el error total angular por f.e. detectado. Esta fórmula demuestra que la resolución para un sólo f.e. mejora en el caso de ángulos pequeños y, por lo tanto, índices de refracción cercanos a 1, lo que es una regla general de los detectores RICH.

La fórmula 3.9 también muestra como la resolución en  $\beta$  para un detector RICH depende explícitamente del error en la medida del ángulo Čerenkov, mientras que en la fórmula 3.8  $\sigma_\theta$  no aparece siquiera, ya que en los contadores de umbral la  $\beta$  se reconstruye a partir de la intensidad de la señal eléctrica. Si comparamos la resolución obtenida con las dos técnicas:

$$\frac{(\frac{\sigma_\beta}{\beta})_{\text{RICH}}}{(\frac{\sigma_\beta}{\beta})_{\text{UMBRAL}}} = \frac{2\sigma_\theta}{\text{tg}\theta} \quad (3.10)$$

La razón  $\sigma_\theta/\theta$  es del orden de  $10^{-3}$ , así que la determinación de  $\beta$  por la medida del ángulo de emisión Čerenkov es mucho más precisa que la medida a partir de la intensidad de la señal, es decir del número de fotoelectrones. Esto ocurre porque el número de f.e. por suceso no suele ser muy alto y sufre fluctuaciones estadísticas que limitan su precisión, al contrario que el ángulo de emisión Čerenkov que es una cantidad bien determinada que depende de modo exacto de  $\beta$  y  $n$ .

El error en la medida del ángulo Čerenkov viene dado por la suma en cuadratura de todas las posibles fuentes de incertidumbre. Las cantidades físicas que se tienen que medir para obtener la medida del ángulo  $\theta_c$  son:

- La dirección de la partícula  $(\theta_p, \phi_p)$ .
- La posición del f.e. detectado en el plano de detección.
- La dispersión cromática del radiador.

En general, la dirección de la partícula no se mide con el mismo RICH, sino con un detector de trazas externo, que proporciona los parámetros de la traza a la entrada del

detector. En un detector optimizado este error suele ser despreciable, ya que un detector de trazas puede proporcionar medidas de muy alta precisión.

La precisión en la determinación de la posición del f.e. detectado, al contrario, suele ser un factor crítico para la resolución final. Este parámetro depende de la granularidad del sistema de detección, que por lo tanto tiene que ser elegido de manera adecuada.

La dispersión cromática del radiador representa una fuente intrínseca de error:

$$\sigma_{\theta}(E) \propto \left( \frac{dn}{dE} \right) \Delta E$$

Este error sólo puede ser reducido limitando el rango en energía,  $\Delta E$ .

Otra fuente de error procede de la estimación del punto de emisión del fotón Čerenkov dentro del radiador, y es para los RICH sin espejo de focalización, un error irreducible que sólo se puede limitar minimizando el grosor del radiador. Para los RICH con sistema de focalización esta fuente de error no existe, ya que todos los fotones se focalizan al mismo punto.

## 3.2. El detector Čerenkov de umbral de AMS-01

Como ya se he mencionado en 2.3, el experimento AMS-01 estaba equipado con un detector Čerenkov de umbral (ATC) para separar positrones del abundantísimo fondo de protones<sup>2</sup> en un rango de energía cinética más amplio de lo alcanzable sólo con el sistema de tiempo de vuelo.

El componente elemental del ATC es una celda de aerogel, de tamaño  $11 \times 11 \times 8.8$  cm<sup>3</sup>, rellena con 8 bloques de aerogel de 1.1 cm de grosor [46]. Para cada celda una guía de luz recoge la luz emitida en el radiador y la lleva a un fotomultiplicador. En total las celdas son 168 y están dispuestas en dos capas.

El aerogel empleado en el ATC tiene un índice de refracción  $n=1.034$ , y por lo tanto un umbral para la emisión de luz de  $\beta_t=0.967$ , que corresponde a un momento de  $\simeq 2$  MeV/c para  $e^{\pm}$  y de 3.57 GeV/c para protones. La resolución en masa de AMS-01 permitía separar positrones de protones hasta un momento de 1.5 GeV/c, luego, usando el ATC como detector de umbral, se pudo extender la separación hasta 3.5 GeV/c. El rendimiento medio en luz detectada es de  $\sim 4$  f.e. para protones de  $\beta \sim 1$ , lo que resulta en una eficiencia para la identificación de positrones de un 45 % y un factor de rechazo de 1 a 10.

En la segunda fase del experimento, el ATC será remplazado con un detector RICH que proporcionará una medida de  $\beta$  con precisión a nivel del 0.1 % para partículas de carga unitaria y una determinación adicional de la carga eléctrica para partículas hasta  $Z \simeq 28$ . En los párrafos siguientes se da una descripción detallada de este detector.

---

<sup>2</sup>Recordamos que la abundancia relativa es  $\bar{p}/e^- \simeq 10^{-2}$  y  $e^+/p \simeq 10^{-3}$ .

### 3.3. El detector RICH de AMS-02

#### 3.3.1. La función del RICH en AMS-02 y rendimiento esperado

El objetivo principal del RICH es dar una medida de alta precisión de la velocidad de partículas cargadas haciendo posible la separación de isótopos ligeros en un amplio rango de energía. Además, el RICH proporcionará una medida adicional para la separación de  $e^+/p$  y de  $e^-/\bar{p}$ .

Como se ha explicado en el párrafo 1.2.1, la masa de una partícula se puede determinar mediante la medida independiente de su momento,  $p$ , y su velocidad,  $\beta$ . La resolución en masa se expresa de la siguiente manera:

$$\left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 = \gamma^4 \left(\frac{\Delta \beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 \quad (3.11)$$

En AMS-01 la velocidad de la partícula se determinaba por medio de un sistema de tiempo de vuelo (TOF). Con este método  $\Delta\beta$  está directamente relacionada con la resolución en tiempo del TOF,  $\Delta t$ :

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{\Delta t}{t} = \frac{\Delta t}{L} \beta c \quad (3.12)$$

donde  $L$  es la distancia entre los planos del TOF. Para una distancia de vuelo de 1 m y una precisión  $\Delta t=120$  ps la resolución en  $\beta$  es  $\Delta\beta/\beta = 3 \times 10^{-2} \beta \simeq 3\%$  para partículas de  $\beta \simeq 1$ . Para el experimento AMS-02 el TOF tendrá una precisión en tiempo de este mismo orden y la resolución en momento proporcionada por el tracker será  $\Delta p/p \sim 2\%$ , si uno sustituye estos valores de  $\Delta\beta$  y  $\Delta p$  en la ecuación 3.11 resulta que el error total en la masa está dominado por  $\Delta\beta$ . Para visualizar este efecto, en la figura 3.2 se ha dibujado la resolución en masa en función de la energía cinética por nucleón para los valores de masa y carga del berilio. Cada curva corresponde a un valor de resolución en velocidad (como se indica en la figura), y la línea horizontal rayada marca el límite que se asume para poder separar isótopos ( $\Delta m = 0.3$  uma). Como se puede apreciar, la resolución en masa se deteriora muy rápidamente conforme sube la energía, debido al término  $\gamma^4$  que multiplica  $\Delta\beta$  en la ecuación 3.11. A medida que la resolución en  $\beta$  mejora, la curva es menos empinada y se extiende el rango energético en el que es posible separar isótopos.

Por estas razones el experimento AMS-02 estará equipado con un detector RICH capaz de medir la velocidad de partículas relativistas con muy alta precisión, del orden de 0.1% para partículas de  $Z = 1$  (curva negra en la figura 3.2) y mejorando como el inverso de la carga, hasta llegar a un valor límite de  $\sim 0.01\%$ .

Las prestaciones esperadas de AMS al cabo de 3 años en la Estación Espacial ya se han ilustrado en 2.4.2. Aquí cabe recordar los resultados esperados en cuanto concierne la separación isotópica. En la figura 3.3 se enseña una simulación para diferentes señales: la razón  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  en función de la energía cinética por nucleón (gráfica de la izquierda), y la razón  $\text{Be}^{10}/\text{Be}^9$  [14].



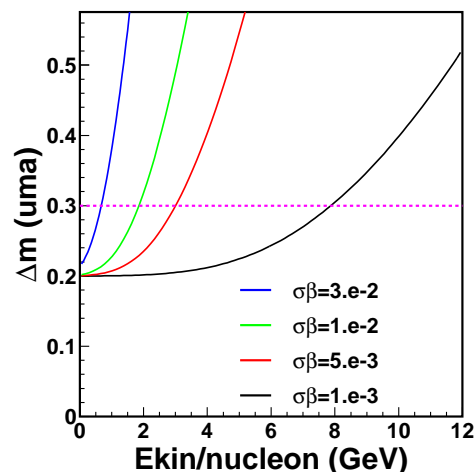


Figura 3.2: Resolución en masa en función de la energía cinética por nucleón según la fórmula 3.11 asumiendo distintos valores de resolución en velocidad y usando los parámetros del  $^{10}\text{Be}$  ( $A=10$ ,  $Z=4$ ). Los valores de  $\sigma(\beta)$  indicados en la figura se refieren a partículas de carga unitaria y  $\beta \sim 1$ .

Además de esto, gracias al amplio rango dinámico de los fotomultiplicadores y de la electrónica asociada, el RICH podrá hacer una medida de la carga eléctrica de las partículas cargadas hasta la zona del hierro ( $Z=26$ ).

La medida precisa de la  $\beta$  permitirá la separación de protones y deuterio hasta energía  $E \sim 10$  GeV/nucleón. Recordamos que la medida de precisión del flujo de  $\bar{p}$  y  $\bar{D}$  es uno de los retos de AMS.

La separación de  $e^+/p$  y  $e^-/\bar{p}$  en AMS-02 se obtendrá gracias, en primer lugar, al calorímetro y al TRD, que proporcionarán una muy buena separación hadrón/leptón basada en la medida de la energía de la partícula hasta energías del orden de 1 TeV. La contribución del RICH, en cambio, se basa en la separación de masa que será extendida desde 1.5 GeV (alcanzable con el sólo TOF) hasta 15 GeV.

La relevancia de las medidas del RICH en el canal de partículas de carga  $Z=1$  pone en evidencia que es muy importante realizar un detector con una buena eficiencia de reconstrucción también para partículas de carga unitaria, donde la producción de luz en el radiador es mínima. Estos argumentos favorecen la elección de un radiador de índice 1.05 (frente a uno de 1.03), que garantiza una eficiencia de reconstrucción para partículas por encima del umbral de 80 % para protones y  $\geq 95$  % para partículas de  $Z > 1$ .

### 3.3.2. Descripción del detector

El RICH de AMS, cuyo diseño general se muestra en 3.4, consiste de un radiador, un espejo cónico y un plano de detección formado por una matriz de 680 fotomultiplicadores (PMs).

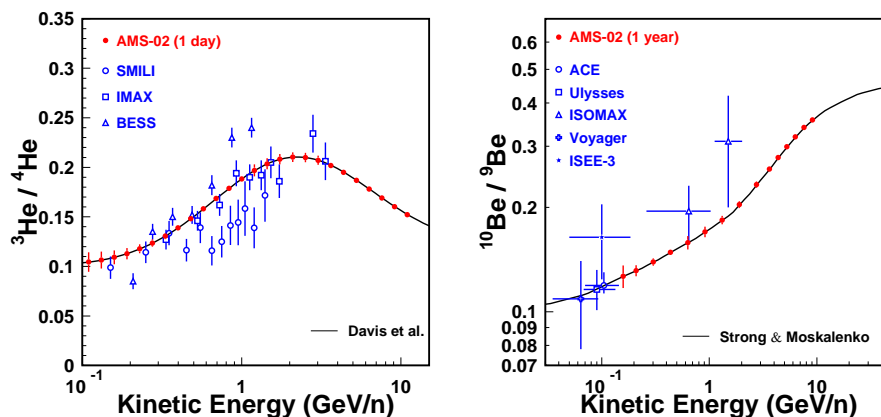


Figura 3.3: Prestaciones esperadas del AMS-02 en la Estación Espacial. Izquierda: razón  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  versus energía cinética por nucleón. Derecha: razón  ${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$ . Los puntos son una simulación con una estadística correspondiente a 1 día de toma de datos y 1 año respectivamente.

Como muestra la figura, el detector tiene forma de tronco de cono, cuya superficie superior, de radio 60 cm, está constituida por el plano del radiador y la superficie inferior, de radio 67 cm, por el plano de detección de los fotones. El espejo, de 46.3 cm de altura, delimita el volumen de propagación de los fotones, reflejando los que inciden sobre su superficie con una eficiencia media del 85 %.

El RICH está colocado debajo del último plano del TOF y encima del ECAL, por lo que en el plano de detección del RICH se ha dejado un hueco no instrumentado con el fin de evitar interacciones de las partículas antes de entrar en el calorímetro. Las dimensiones totales del detector son de 1.2 m y 1.34 m el diámetro superior e inferior respectivamente, y 0.6 m de altura. La aceptación geométrica equivale al 80 % de la aceptación total del imán. El peso total es de 184 kg y la potencia necesaria es de 110 W.

### El material radiador

El radiador es un componente fundamental de un detector RICH, ya que el rango de energía cinética y la resolución en velocidad dependen principalmente de sus propiedades ópticas.

La configuración propuesta para el RICH consiste en un radiador mixto: la mayor parte de la aceptación está cubierta por un aerogel de silicio de índice 1.05 y en la parte central hay una zona cuadrada de 34 cm de lado con fluoruro de sodio (NaF) para aumentar la eficiencia de detección y para extender el rango cinemático hacia energías más bajas. Las baldosas de radiador (fabricado en bloques de  $11 \times 11 \times 2.5$  cm<sup>3</sup> de aerogel y bloques de  $8.5 \times 8.5 \times 0.5$  cm<sup>3</sup> de NaF) cubren la totalidad de la abertura superior del espejo, como se muestra en la figura 3.4. Los bloques de radiador están soportados por

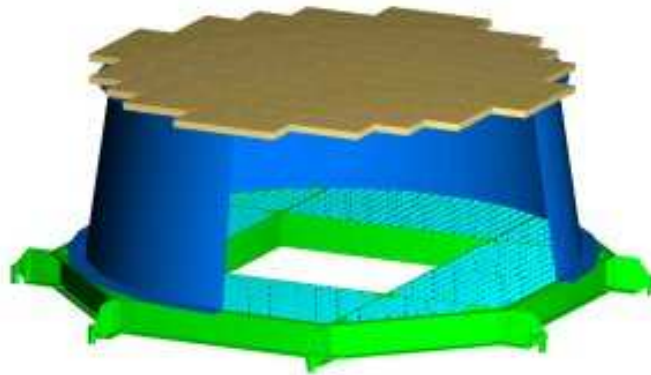


Figura 3.4: Esquema del RICH de AMS: el radiador está colocado encima del espejo de forma de cono; de bajo de éste está la matriz de PM y la estructura de soporte.

una lámina de material plástico transparente, y cubren una superficie total de cerca de  $3600 \text{ cm}^2$ .

#### Aerogel de silicio:

El radiador que cubre la mayor parte de la aceptación del RICH es un aerogel de silicio. Los radiadores gaseosos tradicionales tienen índices de refracción más bajos que 1.0018 (índice del perfluoropentano  $C_5F_{12}$ ) y los radiadores líquidos mayor que 1.27 ( $C_5F_{12}$ ). El único material que puede parcialmente llenar el hueco entre radiadores gaseosos y líquidos es el aerogel de silicio, que puede ser producido con índices de refracción en el rango entre 1.004 y 1.1. El aerogel es una mezcla de partículas de dióxido de silicio ( $SiO_2$ ) amorfo y aire. La cantidad relativa de  $SiO_2$  y aire puede ser ajustada para obtener las propiedades ópticas (básicamente índice de refracción y densidad) deseadas. La relación entre el índice de refracción,  $n$ , y la densidad,  $\rho$  (in  $\text{g}/\text{cm}^3$ ), del material final se expresa por medio de la formula ([44]):

$$\rho = (n - 1)/A \quad (3.13)$$

Donde  $A$  es una constante cuyo valor puede variar entre 0.2 y 0.3.

El aerogel fue creado por primera vez en los años 30 por S. Kistler en el College of the Pacific de Stockton (California) en el marco de sus estudios sobre la estructura de los geles. La idea fundamental es, según sus palabras, “reemplazar de algún modo el líquido por aire sin permitir que la superficie del líquido se pierda por el interior del gel. Si mantenemos el líquido bajo una presión siempre superior a la presión del vapor y aumentamos la temperatura, dicho líquido se convertirá, al alcanzar la temperatura crítica, en un gas sin que se den dos fases de manera simultánea” [36].

Las propiedades ópticas de los aerogeles de sílice están relacionadas con las porosidades que los caracterizan. Las partículas primarias tienen un diámetro de  $\sim 2\text{-}5$  nm, y no contribuyen significativamente a la dispersión de la luz visible. Sin embargo existe en los aerogeles una red de poros que pueden actuar, por sí solos, como centros de dispersión. La mayoría de ellos son mucho menores ( $\sim 20$  nm) que la longitud de onda de la luz visible, pero existen también un cierto número de poros mayores, que dispersan la luz visible especialmente en la región de pequeña longitud de onda (dispersión Rayleigh).

La transmitancia de una muestra de aerogel se expresa de la siguiente manera:

$$T(\lambda) = f(n)Ae^{-xC/\lambda^4} \quad (3.14)$$

donde  $f(n) = 2n/(1+n^2)$  tiene en cuenta la dependencia con el índice,  $\lambda$  es la longitud de onda del fotón,  $x$  es el recorrido del fotón dentro del medio,  $A$  es una constante que depende del material y  $C$  es la cantidad, llamada claridad, que parametriza la dispersión Rayleigh (en  $\mu\text{m}^4/\text{cm}$ ). Un radiador es tanto mejor cuanto más se acerca  $A$  a la unidad y cuanto más pequeña es su claridad.

### Medidas del aerogel

En el CIEMAT se ha hecho una serie de pruebas del aerogel con el fin de caracterizarlo por sus propiedades ópticas y de investigar si tales propiedades están afectadas por factores como estrés de tipo térmico, mecánico, radiación ultravioleta y ciclos de temperatura en vacío [51]. La larga duración de la misión de AMS también exige que el material radiador mantenga sus propiedades en un largo período de tiempo, por lo tanto ha sido necesario un monitoreo de las características del aerogel en el tiempo.

### Aparato experimental para las medidas de transmitancia

Visto el programa de medidas de transmitancia que se ha decidido realizar, ha sido necesario montar un dispositivo experimental que permitiese la realización de medidas de manera automática, y lo más estable posible, para poder repetir una medida en el mismo punto varias veces. El aparato que se ha construido consiste en una rueda que hace de soporte a 4 piezas de aerogel, un LED para iluminar el radiador, un espectrofotómetro modelo CARY-Win-UV sensible en el rango de longitud de onda 200-800 nm y un PC para leer los datos. La rueda con las muestras de aerogel está colocada en un contenedor puesto en vacío.

### Resultados

Un análisis completo de las medidas se puede encontrar en [51]. Aquí se muestran sólo algunos resultados sobre la transmitancia de tres muestras de aerogel y su variación con el tiempo en condiciones de vacío.

En la gráfica 3.5 se muestra la curva de la transmitancia en función de la longitud de onda y el ajuste según la función 3.14. Los valores ajustados de  $A$  y  $C$  para tres muestras de aerogel de los proveedores Novosibirsk y Matsushita se exponen en la tabla 3.1: el

Cuadro 3.1: Transmitancia máxima y claridad medidas en el laboratorio como se explica en el texto para tres muestras de aerogel de silicio.

Proveedor	$n$	$A \pm \sigma_A$ (%)	$C \pm \sigma_C$ ( $\mu\text{m}^4\text{cm}^{-1}$ )
Novosibirsk	1.03	$94.77 \pm 0.27$	$0.00509 \pm 0.00003$
Matsushita	1.03	$96.79 \pm 0.98$	$0.00379 \pm 0.00012$
Novosibirsk	1.05	$97.02 \pm 0.38$	$0.00524 \pm 0.00005$

aerogel que presenta el mejor valor de claridad es el Matsushita de  $n = 1.03$ , seguido, con muy poca diferencia, por las dos muestras de Novosibirsk.

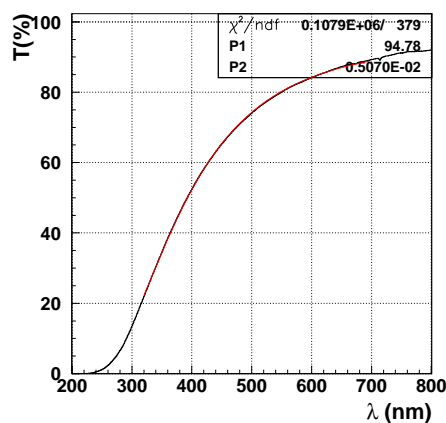


Figura 3.5: Espectro de la luz transmitida por la pieza de aerogel de Novosibirsk de índice 1.03 en función de longitud de onda y ajuste según la función 3.14.

Por lo que concierne el estudio del envejecimiento del aerogel, se ha hecho un seguimiento de su transmitancia durante 180 días, lo que ha permitido observar cierto deterioro de sus propiedades ópticas como se resume en la tabla 3.2. Extrapolando el resultado a un período de 3 años (la duración de la misión) resulta en una disminución total en rendimiento de luz inferior al 10 %.

En general, como resultado de varias pruebas en laboratorio y del estudio del envejecimiento, se ha observado un mejor comportamiento por parte del aerogel de Novosibirsk de índice 1.05 debido a su alto índice de refracción y por consecuencia mayor densidad y robustez.

Cuadro 3.2: Variación de la transmitancia y de la claridad durante las pruebas de envejecimiento midiendo en dos puntos distintos de la loseta.

Proveedor	$n$	$\Delta A$ (% por mes)	$\Delta C$ (% por mes)
Matsushita	1.03	0.037 - 0.077	1.18 - 1.26
Novosibirsk	1.03	-0.050 - -0.003	0.68 - 0.63
Novosibirsk	1.05	-0.009 - -0.009	0.77 - 0.79

### Fluoruro de sodio:

El fluoruro de sodio es un cristal de índice de refracción 1.33 (véase figura 3.6, cuadro de la izquierda), y una velocidad de umbral para la emisión de luz Čerenkov de  $\beta_{th} = 0.76$ , por lo tanto permitirá extender el rango cinemático para protones desde 2.9 GeV/c, umbral para el aerogel, hasta 1.1 GeV/c. Las características que hacen de este cristal un material interesante como radiador para detectores Čerenkov son su índice de refracción, que es el más bajo entre los cristales comunes, y sobre todo la transparencia a los rayos UV. Como se puede ver en figura 3.6, cuadro de derecha, la longitud de absorción se mantiene a valores mayores de 5 cm hasta  $\lambda \simeq 290$  nm. Finalmente, desde el punto de vista mecánico se presenta al estado sólido y tiene características similares al vidrio por lo tanto puede ser utilizado para un detector en el espacio.

### Detección de los fotones

Los fotones Čerenkov producidos en el radiador son detectados en un plano de detección instrumentado con una matriz de 680 fotomultiplicadores Hamamatsu R7600-00-M16 [31]. Este tipo de fotomultiplicador se ha elegido en base a los requisitos específicos del RICH, y a sus condiciones de operación en el experimento AMS.

Las condiciones operativas en el espacio ponen límites estrictos en peso y potencia disponible y requieren dispositivos que tengan una buena tolerancia a cambios de temperatura, fuerte estrés mecánico (vibración), y vacío. Por otro lado, las necesidades específicas del RICH exigen un PM con alta eficiencia cuántica y buena resolución espacial, para permitir una reconstrucción lo más precisa posible del anillo Čerenkov. También tiene que tener una buena resolución para un único fotoelectrón y dar una respuesta lineal en un amplio rango de carga, para poder estimar el número de fotoelectrones en el anillo, y así reconstruir la carga de la partícula.

El PM Hamamatsu R7600-00-M16 (en figura 3.7, izquierda) cumple estos requisitos<sup>3</sup>. Se trata de un PM multiánodo de 16 canales con ánodos de canales metálicos (en inglés: *metal channel dynode*) y con cátodo de bialkali. La eficiencia tiene su máximo a longitudes de onda de  $\sim 400$  nm y se ajusta convenientemente al espectro de luz Čerenkov,

<sup>3</sup>Un estudio pormenorizado de este instrumento se puede encontrar en [63].

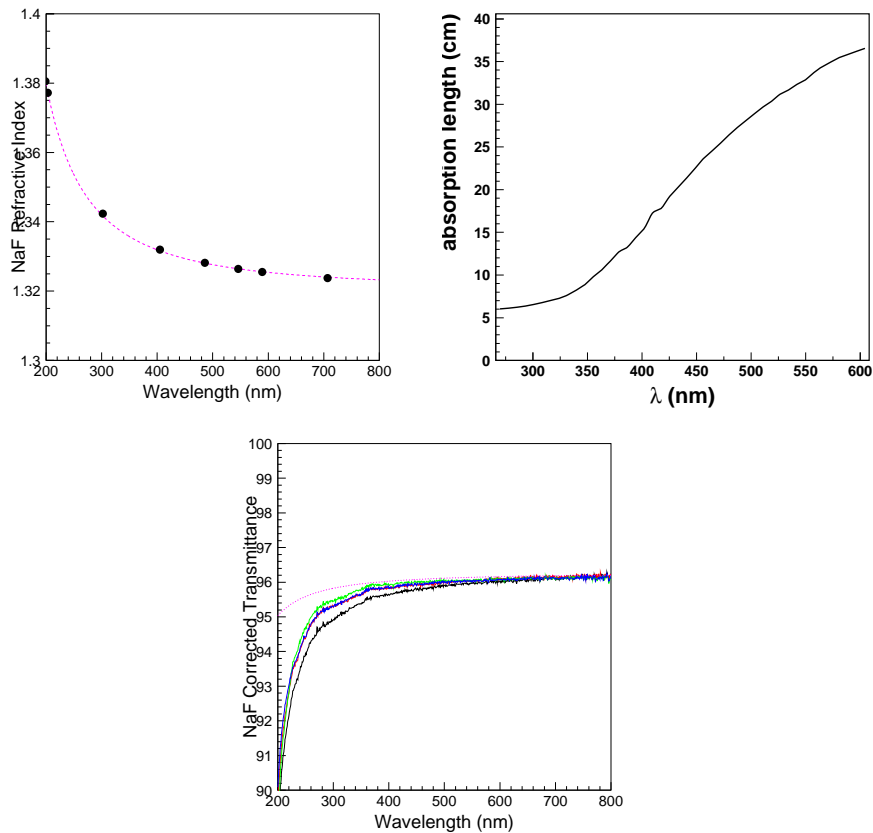


Figura 3.6: Gráficas relativas al NaF: a) Índice de refracción en función de la longitud de onda y b) longitud de absorción c) transmitancia.

como se muestra en figura 3.7, derecha. Otras características importantes son la rapidez en la respuesta, con un tiempo de formación del pulso en el ánodo de 0.83 ns, y una corriente oscura muy baja (del orden de 1 nA). El material del fotocátodo está depositado sobre una ventana de cristal de borosilicato que proporciona una buena transmisión de los fotones hasta  $\sim 300$  nm.

Los fotones llegan a la ventana del fotocátodo a través de un sistema de guías de luz de material plástico con forma de tronco de pirámide formadas por  $4 \times 4$  toberas y puestas en contacto óptico con la ventana del fotocátodo por medio de una almohadilla de 0.5 mm de grosor.

La amplificación de la carga es obtenida a través de una cadena de 12 dínodos, y resulta en una ganancia del orden de  $10^6$  para un voltaje de alimentación de 800 voltios. La resolución para un único fotoelectrón es de  $\simeq 60\%$  y la respuesta es lineal hasta al menos  $\simeq 100$  p.e., como se muestra en la figura 3.8.

A pesar del buen comportamiento de este tipo de PM en presencia de campos magnéticos, el campo residual ( $\sim 300$  G) del imán superconductor de AMS en la zona

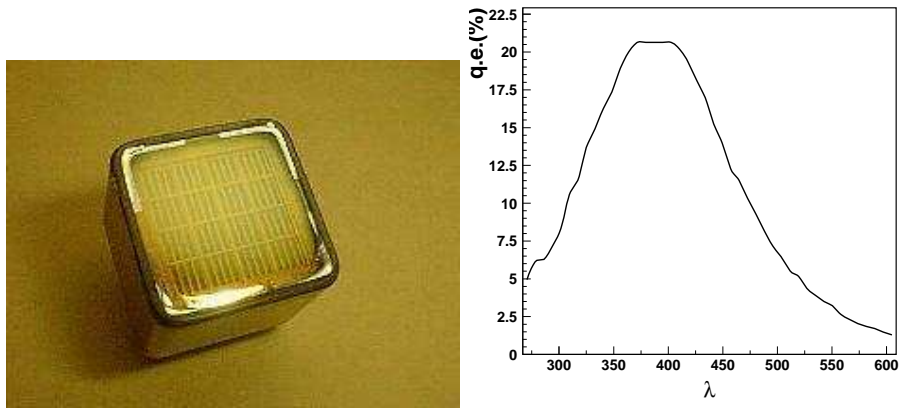


Figura 3.7: Un PM Hamamatsu R7600-M16-00 (izquierda) y una gráfica de su eficiencia cuántica en función de la longitud de onda (derecha).

donde operan los fotomultiplicadores del RICH ha hecho necesario un sistema de apantallamiento magnético individual para cada PM.

### El espejo

El espejo tiene forma de cono truncado con una altura de 46.3 cm un radio superior de 60 cm un radio inferior de 67 cm. El espejo está basado en una estructura de fibra de carbono recubierta por una capa de aluminio que se somete a un proceso de pulido y a un recubrimiento con material reflectante.

El proceso de pulido consiste en recubrir la superficie del espejo con *epoxi*, una resina que elimina las rugosidades de la fibra de carbono. Luego se depositan una serie de capas de material reflectante que permite obtener una reflectividad del orden de 85 % y una capa de material antioxidante para no deteriorar la reflectividad con el contacto con el aire.

Un prototipo del espejo de tamaño reducido ( $29.5 \times 22$  cm<sup>2</sup>), denominado “muestra 2”, se ha empleado para tomar datos con un prototipo del RICH y cuyos datos se han analizado en el capítulo 8. Las medidas directas de reflectividad de la muestra 2 se pueden ver en la gráfica 3.9, panel de izquierda, para 4 distintos ángulos de incidencia de la luz respecto a la dirección ortogonal a la superficie del espejo.

El tratamiento de recubrimiento de la muestra 2 se hizo con una capa de óxido de silicio que proporciona una reflectividad media de 76 %; para alcanzar la reflectividad requerida de al menos 85 % se ha fabricado otra muestra de espejo (“muestra 3”) con un recubrimiento de dióxido de silicio más una capa de aluminio, obteniendo una considerable mejora de la reflectividad como se puede apreciar en la figura 3.9, derecha.



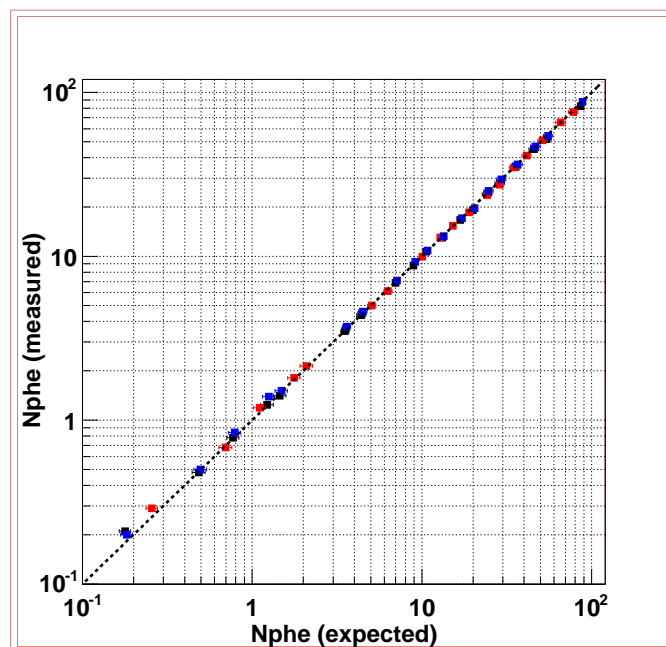


Figura 3.8: Medida de la linealidad de la respuesta del fotomultiplicador Hamamatsu R7600-M16 obtenida en laboratorio.

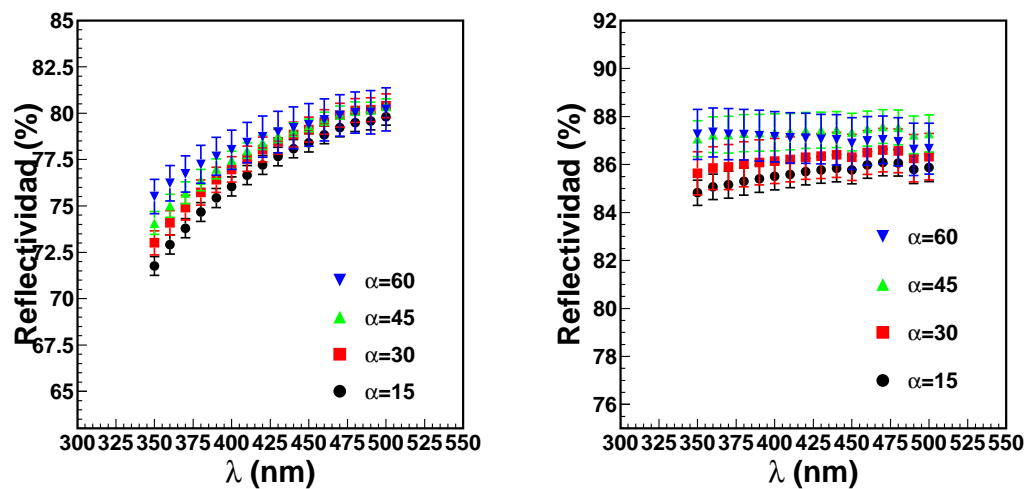


Figura 3.9: Reflectividad medida para la muestra 2 (izquierda) y la muestra 3 (derecha) del espejo en función de la longitud de onda. Se muestran 4 curvas para ángulos de incidencia ( $\alpha$ ) de 15, 30, 45 y 60 grados.

# 4 Código de simulación y reconstrucción del RICH

## 4.1. Introducción

El software de AMS se compone de un paquete de simulación basado en la herramienta GEANT4 y de una serie de códigos de reconstrucción para cada subdetector del experimento. Este código está constantemente mantenido y puesto al día implementando eventuales modificaciones del diseño del experimento y nuevas medidas de los parámetros de los materiales usados, de manera de tener una simulación lo más realista posible.

El código de reconstrucción del RICH, integrado en el software general de AMS, se compone básicamente del algoritmo de reconstrucción de la velocidad y del de la carga. Ambos algoritmos hacen uso de los parámetros de la traza de la partícula (posición y dirección) que son proporcionados al RICH por el detector de trazas. Una vez conocidos estos parámetros, el código del RICH pone en marcha su reconstrucción de manera autónoma y calcula el valor de  $\beta$  y  $Z$  del suceso.

Debido a la complejidad del experimento AMS, cada partícula que lo atraviesa sufre varios tipos de interacciones en los diferentes subdetectores, generando a su vez partículas secundarias. Todos esos procesos hacen que el tiempo de simulación sea mucho más largo que lo que se necesitaría para simular sólo la respuesta del RICH.

Con objeto de hacer un estudio de las prestaciones específicas del RICH se ha puesto a punto un software que funciona de manera autónoma con respecto al resto de la simulación de AMS y en el que los parámetros de la traza de la partícula a la entrada del radiador se introducen como *input* a la simulación. Este código autónomo da resultados consistentes con los del código integrado de AMS teniendo la gran ventaja de ser mucho más rápido en la simulación y reconstrucción del suceso y de ser más fácilmente manejable. La simulación autónoma del RICH ha sido una herramienta de gran utilidad para optimizar varios parámetros del detector que no dependen del resto de AMS, tales como el tamaño del canal de la guía, la distancia de expansión, el grosor del radiador etc...[22].

Como se ha dicho en la introducción de esta memoria, un prototipo del RICH se ha usado para hacer un estudio del RICH basado en datos reales. La simulación y reconstrucción de velocidad y carga para el prototipo se han implementado en el código autónomo del RICH, permitiendo procesar y analizar los datos con rapidez y sin tener que modificar el código integrado de AMS.

En este capítulo se da una descripción del código de simulación y reconstrucción del

RICH. Se describe cómo se reconstruye un suceso, cómo se calcula el ángulo Čerenkov y por lo tanto la velocidad de la partícula. Luego se expone el funcionamiento de la reconstrucción de la carga, se explica cuales son los efectos sistemáticos que influyen en la calidad de la reconstrucción, y se muestra el rendimiento del algoritmo que corresponde a los valores de los parámetros esperados para el RICH. En general se dedicará más espacio a la descripción del algoritmo de la carga y a su rendimiento, respecto al de la velocidad, debido a la mayor complejidad del primero (como se detallará más adelante).

Finalmente se exponen unas conclusiones.

## 4.2. La simulación con el paquete de simulación GEANT 3.21

La simulación autónoma del RICH es realizada usando el paquete de simulación GEANT 3.21 [27].

La simulación tiene una parte inicial de definición de la geometría y de los materiales del detector y su inicialización. Todos los materiales cuyas propiedades han sido medidas, se han implementado en el código, tales como la longitud de absorción y el índice refracción del aerogel y del fluoruro de sodio.

Cuando se genera una partícula, el programa la propaga a través del material del radiador y simula la interacción de esa partícula con el material. Si la partícula se ha generado con una velocidad por encima del umbral ( $\beta_{gen} > \beta_{umbral} = 1/n$ , siendo  $n$  el índice de refracción del radiador), su interacción con el radiador dará lugar a emisión de luz Čerenkov. Sucesivamente, los fotones así generados se propagan a través del detector, hasta llegar al plano de detección.

La respuesta del PM se ha implementado con una función que asume una cierta eficiencia de detección del fotocátodo, y luego una amplificación en  $N$  etapas (siendo  $N$  el número de dínodos) que sigue una probabilidad de Poisson [7]. La función depende de dos parámetros, que son una combinación lineal de la ganancia del canal, y de la resolución para un solo fotón.

Al finalizar la simulación, un suceso está caracterizado por un conjunto de señales con una carga,  $Q_s$ , cada una asociada a un canal de la electrónica, y por lo tanto a una posición  $(x_s, y_s)$  en el plano de detección.

### 4.2.1. Configuración del vuelo

El rendimiento de los algoritmos de reconstrucción se ha probado usando la simulación autónoma del RICH, simulando los parámetros de la traza según la aceptación del imán de AMS. La configuración que se ha considerado es la siguiente:

- 680 fotomultiplicadores.
- Guías de luz de lado 3.4 cm.
- Un radiador de aerogel de índice 1.05 de 2.5 cm de altura y en la parte central una zona de 34 cm de lado cubierta por NaF de 0.5 cm de grosor.

- La distancia entre el centro de dos PM colindantes de 3.7 cm.
- Una lámina de material plástico de grosor 0.1 cm que hace de soporte debajo del radiador.
- El plano de detección tiene radio 68 cm, y la altura de expansión es de 46.8 cm.

Más adelante en este capítulo se expondrán los resultados de la reconstrucción para cuatro muestras distintas de partículas: protones, helio, carbono y aluminio. Para cada tipo de partícula se han generado dos muestras separadas: una con la distribución en momento similar a la de los rayos cósmicos en el rango de energía accesible a AMS, y otra con un valor fijo de  $\beta = 0.99999$  (a lo que haremos referencia como  $\beta \sim 1$ ).

### 4.3. La reconstrucción del suceso

El objetivo del programa de reconstrucción es calcular el valor de la velocidad y de la carga a partir de las señales Čerenkov detectadas. Los parámetros de la traza se asume que sean proporcionados por el *tracker*.

El programa de reconstrucción se compone de dos partes: primero se reconstruye la velocidad a partir de la imagen formada en la base de detección, luego se procede a la reconstrucción de la carga, sumando las cargas  $Q_s$  de las señales asociadas al suceso.

#### 4.3.1. Algoritmo de reconstrucción de la velocidad

Un suceso se presenta como un conjunto de señales caracterizadas por una carga,  $Q_s$ , en término de fotoelectrones, y una posición  $(x_s, y_s)$  en el plano de detección. El algoritmo calcula un valor de  $\beta$  para cada una de estas señales (lo que llamaremos  $\beta_s$ ), identifica cuales de las señales son originadas por fotones Čerenkov y cuales son debidas a ruido y finalmente da la mejor estimación de la  $\beta$  de la partícula incidente (para un estudio detallado de este algoritmo véase [22]).

El algoritmo está estructurado en tres partes:

1. Para cada una de las señales se calcula un valor de la  $\beta_s$  suponiendo que el fotón se haya detectado de manera directa o después de reflejarse en la superficie del espejo (figura 4.1). Este último caso da origen a dos posibles soluciones debido a la geometría del problema. En total, tendremos como mucho tres valores de  $\beta_s$  para cada señal.
2. Se considera el conjunto de  $N$  señales detectadas, para cada señal,  $i$ , se forma un conjunto tal que  $|\beta_i - \beta_j| < \Delta_g$ , y a cada grupo se le atribuye un peso, dependiendo de su anchura (cuanto más agrupados estén sus elementos, más peso tendrá el grupo) y del número de elementos. El tamaño del grupo,  $\Delta_g$ , es un parámetro de la reconstrucción que suele valer  $\Delta_g = 3\sigma(\beta_s)$ , donde  $\sigma(\beta_s)$  es la anchura de la distribución de las  $\beta_s$ , que se muestra en la figura 4.3.

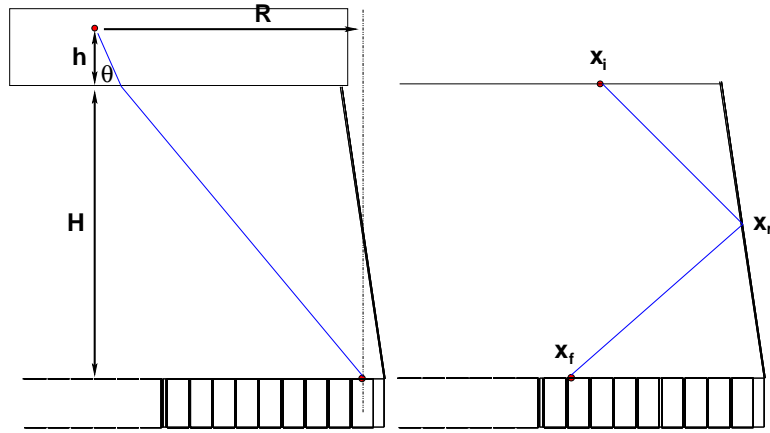


Figura 4.1: Visión ejemplificada de la reconstrucción de una señal directa (izquierda) y una reflejada (derecha), donde  $H$  es la altura de expansión,  $h$  la altura de emisión del fotón en el radiador,  $\theta$  el ángulo Čerenkov.

3. El grupo que resulta tener mayor peso, se identifica con el anillo Čerenkov, y la  $\beta$  del suceso se calcula como el valor medio de las  $\beta_s$  de las señales que forman el grupo. También se calcula un segundo valor de  $\beta$  haciendo la media de los valores  $\beta_s$  pesados por el número de f.e. asociados a cada señal. Este segundo valor de  $\beta$  optimiza la reconstrucción en el caso de partículas con carga alta donde las señales suelen constar de más de 1 f.e., por lo tanto se le atribuye más peso a canales con carga alta que tienen menor probabilidad de ser debidos a ruido.

En la figura 4.2 se muestra la imagen en el plano de detección de algunos sucesos simulados, donde se puede ver cierta variedad de casos: sucesos parcialmente reflejados en el espejo y sucesos con parte del anillo perdido en el hueco del calorímetro. Se puede ver que tanto el número de señales detectadas como la intensidad de las señales aumenta con el número atómico  $Z$  de la partícula.

### Prestaciones del algoritmo de la $\beta$

En la tabla 4.1 se muestran los valores de la eficiencia de reconstrucción del algoritmo de la  $\beta$  para las muestras generadas que se han mencionado más arriba. Como se puede apreciar, la eficiencia es menor en el caso de protones, debido al menor número de señales, y es casi constante para partículas de carga  $Z > 1$ .

En la figura 4.3 se muestra la distribución de los residuos de las  $\beta_s$  relativos a la  $\beta$  generada y la distribución de la velocidad reconstruida para un tamaño de la agrupación  $\Delta_g = 3\sigma(\beta_s)$ . La resolución se ha estimado aplicando un ajuste a una gaussiana, y el resultado es de  $\sigma(\beta) = 1.2 \times 10^{-3}$ , por lo tanto satisface el requisito del RICH de medir la velocidad de protones con precisión a nivel de 1 por mil.

En la figura 4.4 se muestra el número de señales incluidas en la reconstrucción en función del número atómico de la partícula y la resolución en  $\beta$  obtenida para diferentes

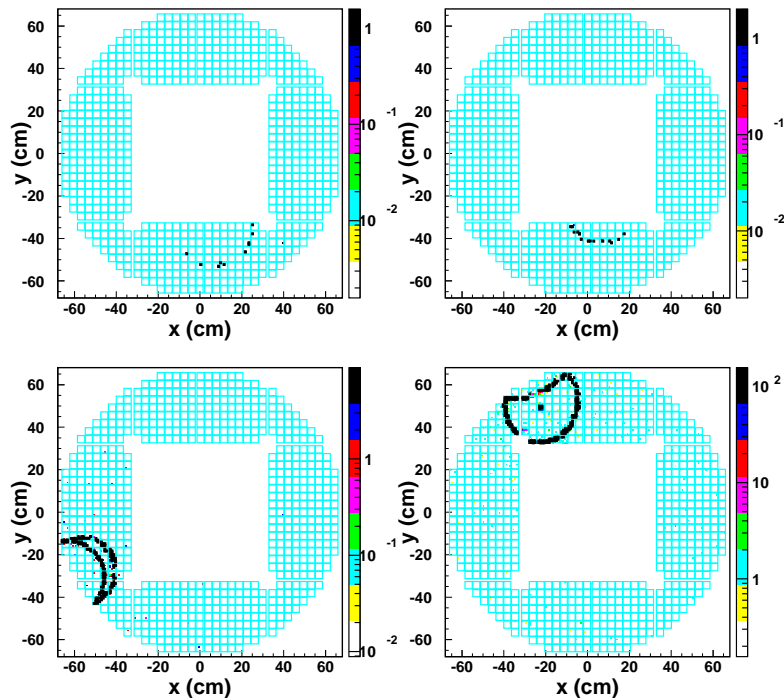


Figura 4.2: Algunos ejemplos de sucesos en el plano de detección del RICH. Desde arriba a la izquierda y siguiendo el sentido de las agujas del reloj, imagen de un protón, de un núcleo de helio, de carbono y de aluminio. El código de colores en el eje  $z$  es proporcional a la carga de las señales. Las señales con cuadrado negro se han incluido en la reconstrucción del suceso.

partículas: se puede ver que la resolución mejora conforme aumenta el número de señales, hasta llegar a un valor de saturación. El comportamiento de la resolución en  $\beta$  se ha ajustado con la función de  $Z$  a dos parámetros:

$$\sigma_{\beta}(Z) = \sqrt{\left(\frac{A}{Z}\right)^2 + B^2} \quad (4.1)$$

donde el primer término escala como  $1/Z$ , es decir como el inverso de la raíz cuadrada del número de señales, y el segundo término es un límite asintótico que depende principalmente de la granularidad del sistema de detección.

#### 4.4. La reconstrucción de la carga

El número de fotones Čerenkov, por unidad de distancia y de energía, producidos por el paso de una partícula a través de un medio dieléctrico viene dado por:

$$\frac{d^2 N}{dx dE} = \alpha Z^2 \left(1 - \frac{1}{(n\beta)^2}\right) \quad (4.2)$$

Cuadro 4.1: Fracción de sucesos reconstruidos ( $\beta_{rec} > 0$ ) sobre el total de sucesos que pasan por la parte de radiador que consta de aerogel. Para las muestras con distribución continua de  $\beta$  se ha seleccionado a priori la fracción de sucesos con una  $\beta$  generada mayor que el umbral de emisión de luz Čerenkov. También se muestra la fracción de sucesos cuya velocidad reconstruida tiene un residuo menor que 3 por mil respecto a la velocidad generada.

partícula	$\beta \sim 1$		$\beta$ continua	
	$\beta_{rec} > 0$	$ \beta_{rec}/\beta_{gen} - 1  < 0.3\%$	$\beta_{rec} > 0$	$ \beta_{rec}/\beta_{gen} - 1  < 0.3\%$
p	81 %	77 %	66 %	63 %
He	95 %	95 %	88 %	88 %
C	96 %	96 %	92 %	90 %
Al	96 %	96 %	93 %	90 %

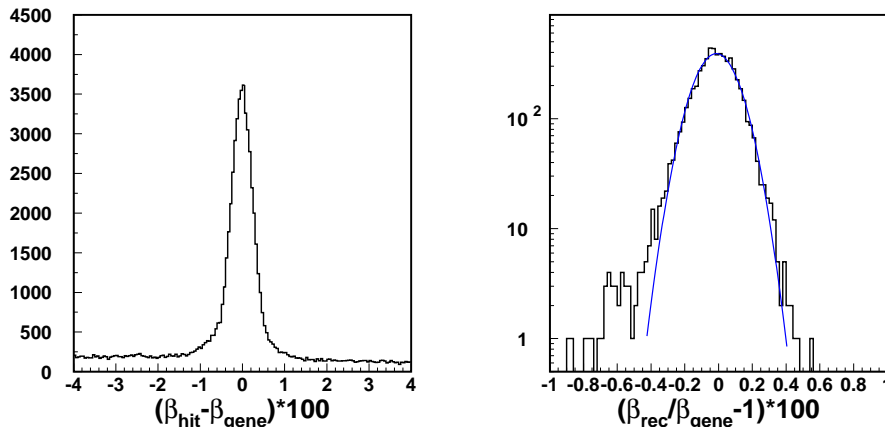


Figura 4.3: Izquierda: residuos de la  $\beta$  reconstruida para cada una de las señales detectadas,  $\beta_s$  (la  $\beta$  por señal se suele indicar como  $\beta_s$  o también  $\beta_{hit}$ , como en la gráfica), menos la  $\beta$  generada en la simulación: la distribución tiene un fondo constante (debido al ruido) más un pico centrado en cero formado por las señales de los fotones Čerenkov. A la derecha se muestran los residuos de la velocidad reconstruida para el suceso respecto al valor generado para una muestra de protones. Se ha aplicado un ajuste a una gaussiana para estimar la resolución que resulta ser de  $\sigma(\beta) = 1.2 \times 10^{-3}$  de acuerdo con lo esperado para partículas de  $Z=1$ .

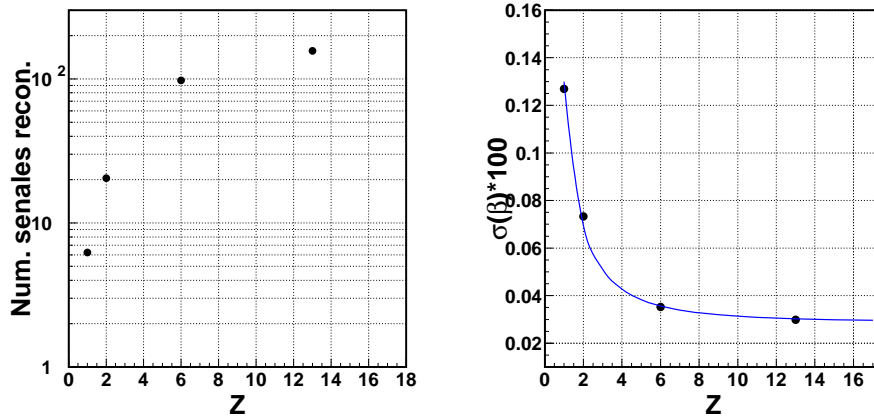


Figura 4.4: Panel de la izquierda: número de señales incluidas en la reconstrucción en función de la carga eléctrica de la partícula,  $Z$ . Derecha: resolución de la  $\beta$  reconstruida en función de  $Z$  y ajuste con la función 4.1.

por lo tanto es proporcional a la carga al cuadrado. Una vez calculada la  $\beta$ , es posible calcular el número esperado de fotoelectrones en el anillo para una partícula equivalente de carga 1 (lo que llamaremos  $N_{esp}$ ), simplemente integrando la ecuación 4.2. Conociendo el número total de fotoelectrones asociados al suceso ( $Nfe_{tot}$ ), es inmediato calcular la carga como  $Z = \sqrt{Nfe_{tot}/N_{esp}}$ .

Como se ha anticipado en la introducción, el algoritmo de la carga resulta necesariamente más complejo y laborioso del de la  $\beta$ . Esto se debe a que la configuración del RICH presenta una aceptación muy poco homogénea dependiendo de los parámetros de la traza (posición y dirección) y por lo tanto hace necesario calcular la eficiencia de detección esperada suceso por suceso. Debido a que la la carga eléctrica se calcula de manera proporcional a la cantidad de luz detectada, es de fundamental importancia realizar el cálculo de la aceptación (o  $N_{esp}$ ) con muy buena precisión. En cambio, en el caso de la  $\beta$ , la aceptación relativa al suceso no es determinante para la calidad de la reconstrucción, ya que cada señal detectada se reconstruye en manera independiente dando lugar a una determinación de  $\beta$ .

### Selección de las señales en el anillo

La cantidad  $Nfe_{tot}$  se determina sumando la carga de las señales que se considera que pertenezcan al suceso, es decir las señales incluidas por el algoritmo de la velocidad (vease párrafo 4.3.1).

Después de seleccionar el conjunto de las señales pertenecientes al anillo, y conociendo el factor de amplificación del fotomultiplicador (o ganancia) se puede calcular el número total de fotoelectrones asociados al suceso:



$$N_{fe_{tot}} = \sum_{i=1}^{N_{usadas}} N_{fe}^i \quad (4.3)$$

donde  $N_{usadas}$  es el número de canales encendidos que forman el anillo,  $N_{fe}$  es el valor de la señal de un canal en términos de fotoelectrones:  $N_{fe} = \frac{ADC - Ped}{G}$  donde  $G$  es la ganancia de ese canal del fotomultiplicador,  $ADC$  es el valor de la señal a la salida del convertidor analógico-digital y  $Ped$  es el valor del pedestal del canal.

#### 4.4.1. El algoritmo para la reconstrucción de la carga

##### El cálculo de $N_{exp}$

El cálculo de  $N_{exp}$  se hace individualmente para cada suceso integrando la ecuación:

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \frac{q(\lambda)}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c(n, \beta) \quad (4.4)$$

donde  $q$  es la eficiencia cuántica del fotocátodo. La variable  $x$  se tiene que integrar a lo largo de todo el recorrido de la partícula a través del radiador y  $\lambda$  sobre el rango de sensibilidad del fotocátodo (entre 260 y 600 nm aproximadamente). El algoritmo hace uso de:

- La  $\beta$  reconstruida del suceso
- Los parámetros de la traza de la partícula a su entrada en el radiador

Empezando por el punto de incidencia de la partícula encima del radiador se propagan unos rayos alrededor de la traza, formando una superficie cónica, hasta llegar a la base de detección. Este proceso se repite varias veces a lo largo del recorrido de la partícula dentro del radiador.

La integral numérica se puede escribir como:

$$N_{exp} = \int d\lambda d\phi dx \alpha \frac{q(\lambda)}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c(n, \beta) \text{eff}(\vec{r}, \vec{u}) f(l_r, l_f, l_g) \quad (4.5)$$

$$\sim \alpha \sum_{i=1}^{NL} \Delta\lambda_i \frac{q(\lambda_i)}{\lambda_i^2} \sin^2 \theta_c(n, \beta) \Delta x \sum_{i=1}^{NSTL} \Delta\phi \sum_{j=1}^{NSTP} \text{eff}(\vec{r}_i, \vec{u}_j) f(\vec{r}_i, \vec{u}_j)$$

donde  $\text{eff}(\vec{r}_i, \vec{u}_j)$  representa la eficiencia de detección para ese rayo,  $\vec{r}_i$  y  $\vec{u}_j$  son la posición y dirección iniciales del rayo y  $f$  es un término de pérdida de fotones, que explicaremos más a bajo. La variable  $\phi$  representa el ángulo acimutal del rayo trazado respecto a la traza de la partícula y se tiene que promediar en el intervalo  $0-2\pi$ .

Para cada intervalo de integración el trazado de rayos calcula un número ( $\text{eff}(\vec{r}_i, \vec{u}_j)$ ) que expresa la eficiencia geométrica del detector para ese rayo.

Para hacer más rápido el cálculo, el término con dependencia de la  $\lambda$  se ha factorizado, separándolo de la eficiencia geométrica, que no tiene una dependencia significativa con la longitud de onda del fotón<sup>1</sup>.

En el cálculo de la eficiencia se han incluido todos los factores que determinan la probabilidad de detección de un fotón con esa trayectoria concreta desde su origen en el radiador hasta la detección al fotocátodo:

- El área activa del detector, rechazando los rayos que caen encima del hueco del calorímetro, o bien en los huecos entre guías;
- La reflexión sobre el espejo, que se considera una superficie perfectamente lisa y con una reflectividad de 0.85;
- La eficiencia de las guías de luz, calculada por medio de una simulación con el paquete GEANT. La eficiencia está tabulada en función de la dirección de incidencia del fotón ( $\theta$ ,  $\phi$ ) y del tipo de tobera; en la figura 9.11 se muestra la eficiencia de las tres toberas (tobera central, tobera lateral y tobera de la esquina) en función del ángulo polar en 12 intervalos de ángulo acimutal. En la figura siguiente, 9.12, se muestra la dependencia de las eficiencias en función del ángulo polar  $\theta$  en distintos intervalos de ángulo  $\phi$ . La eficiencia varía fuertemente con ambos ángulos ( $\theta$ ,  $\phi$ ), por lo que es muy importante tener en cuenta esta dependencia en la reconstrucción.
- Las paredes de separación entre losetas de radiador, que se consideran totalmente opacas.

Además de estos factores, también se tiene en cuenta que las señales detectadas en un entorno limitado de la traza de la partícula no han sido incluidas en la reconstrucción del suceso por el algoritmo de la  $\beta$ . Esto se debe a que dichas señales podrían ser debidas al paso de la partícula en el conjunto guía+PM y no a fotones Čerenkov. Por compatibilidad con el algoritmo de la  $\beta$ , el algoritmo de la carga excluye del trazado la misma zona alrededor de la traza, como se puede ver en la figura 4.7.

La misma función que realiza el trazado de rayos evalúa la longitud del recorrido del fotón dentro del radiador ( $l_r$ ), dentro del lámina de soporte del radiador ( $l_f$ ) y dentro del material de las guías ( $l_g$ ). Conocidos estos valores, el factor  $f$ , que expresa la pérdida de luz por absorción en los materiales atravesados por el fotón y por la difusión Rayleigh, se calcula de la siguiente manera:

$$f(l_r, l_f, l_g) = e^{-l_r C / \lambda^4} e^{-l_r / L_{absr}} e^{-l_f / L_{absf}} e^{-l_g / L_{absg}} \quad (4.6)$$

donde  $L_{absr}$ ,  $L_{absf}$ ,  $L_{absg}$  son respetivamente la longitud de absorción en el radiador, en la lámina de soporte y en el material de las guías. A pesar de que  $f$  depende de  $\lambda$ , la integral se calcula sólo una vez en la primera llamada de la función y luego los valores de  $f$  para diversos valores de  $l_r$ ,  $l_f$  y  $l_g$  quedan tabulados.

<sup>1</sup>El efecto de la dispersión cromática del radiador,  $n(\lambda)$ , se puede despreciar sin comprometer la precisión global del cálculo.

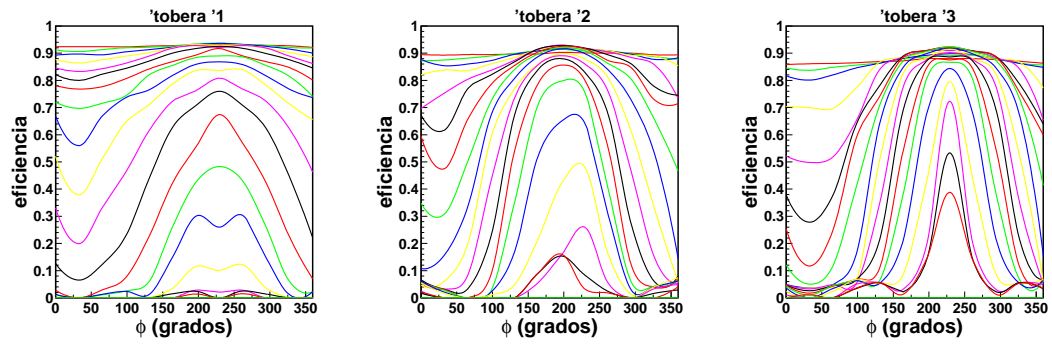


Figura 4.5: Eficiencia de las guías de luz en función del ángulo acimutal. Cada curva corresponde a un valor del ángulo polar.

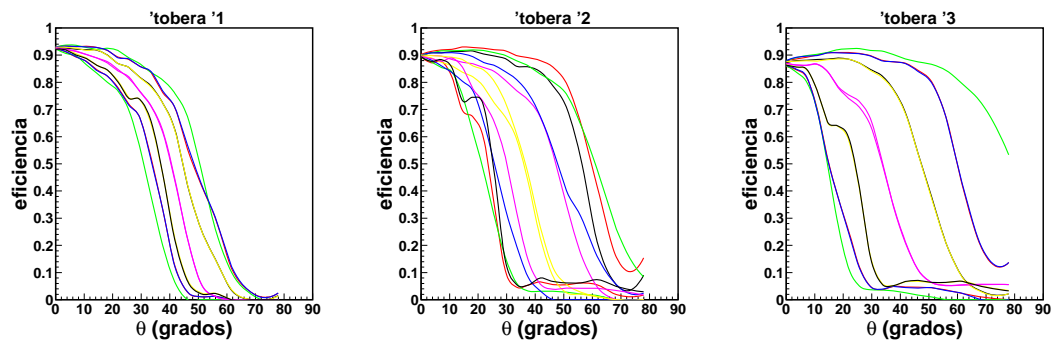


Figura 4.6: Eficiencia de las guías de luz en función del ángulo polar. Cada curva corresponde a un valor del ángulo  $\phi$ .

El número total de rayos trazados es dado por el producto de los pasos de integración a lo largo del recorrido de la partícula en el radiador multiplicado por los pasos de integración en el sentido acimutal alrededor de la traza (NSTEPS=NSTL  $\times$  NSTP).

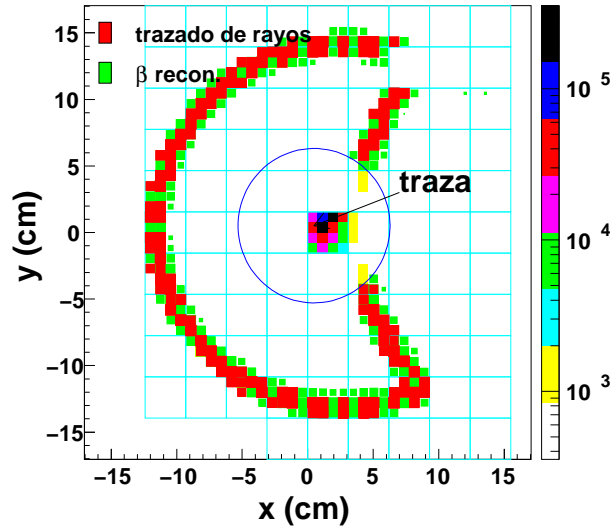


Figura 4.7: Esquema de la reconstrucción de un suceso: en rojo los canales usados para la reconstrucción del suceso, es decir por el algoritmo de la  $\beta$ , y en verde el trazado de rayos. Ambos algoritmos excluyen la misma zona alrededor de la traza.

#### Probabilidad asociada al anillo: $Prob_{kl}$

El anillo reconstruido en el plano de detección por el trazado de rayos permite estimar la consistencia con el anillo realmente medido, dado por la posición de los canales asociados a las señales detectadas, asignando al suceso una probabilidad según la estadística de Kolmogorov. El método permite comprobar que la carga recolectada esté distribuida de manera uniforme a lo largo del anillo reconstruido. Para ello se calcula la cantidad:

$$D = \max_{0 < \phi < 2\pi} (P(\phi) - H(\phi)) \quad (4.7)$$

donde  $\phi$  es el ángulo azimutal,  $P(\phi)$  es la distribución acumulativa de f.e. reconstruidos por el trazado de rayos y  $H(\phi)$  la distribución acumulativa para las señales detectadas. La variable  $Prob_{kl}$  asociada a un suceso se define como:

$$Prob_{kl} = Probabilidad(D > D_m) \quad (4.8)$$

donde  $D_m$  es el valor medido para ese suceso. Como se verá en el capítulo 6, esta cantidad se ha usado en el análisis de los datos para poner un corte de calidad sobre la muestra reconstruida.

## 4.5. Estudio de las sistemáticas en la determinación de la carga

A partir del estimador de la carga  $Z = \sqrt{N_{f_{e_{tot}}}/N_{esp}}$  el error asociado a la carga reconstruida se puede expresar directamente como la propagación del error:

$$\sigma_0^2(Z) = \sigma_{STAT}^2 + \sigma_{N_{esp}}^2 = \frac{1}{4} \left( \frac{1 + \sigma_{SPE}^2}{N_{esp}} + Z^2 \sigma_{N_{esp}}^2 \right) \quad (4.9)$$

el primer término, donde aparece explícitamente la resolución para un solo f.e. del PM ( $\sigma_{SPE}$ ) representa el error estadístico y el segundo la indeterminación sistemática en el cálculo de  $N_{esp}$ . El término estadístico se reduce cuando el número de f.e. esperados es alto y es independiente de la  $Z$  del suceso, mientras que el segundo tiene una dependencia lineal con  $Z$ . El error  $\sigma_{N_{esp}}$  es un ejemplo de error sistemático totalmente correlacionado en todo el suceso, lo que hace que la carga reconstruida sea ligeramente más alta o más baja, y el resultado final es un ensanchamiento de la distribución de carga. Este error puede ser causado por una bajada o subida correlacionada de las ganancias de todos los canales, por ejemplo debido a un cambio de la temperatura o a una perturbación del campo magnético, o bien por una no uniformidad del radiador.

Existen también fuentes de error sólo parcialmente correlacionadas, por ejemplo correlacionadas canal por canal o PM por PM, tales como variaciones en la eficiencia cuántica entre los PMs. Estos errores contribuyen al error total en manera lineal con  $Z$ , pero se escalan por un factor igual al número de canales o al número de PMs involucrados en el suceso, reduciendo por lo tanto su efecto.

En general, los aspectos que se deben tener en cuenta para la medida de la carga eléctrica son los siguientes:

- Es importante equipar el detector con unos PMs capaces de proporcionar una buena resolución para un sólo f.e. (la cantidad  $\sigma_{SPE}$  de la ecuación 4.9, llamado también  $\sigma/Q$ ).
- Un alto rendimiento en luz, que reduce directamente el error de tipo estadístico.
- Tener bajo control el efecto de los errores sistemáticos, lo que determina la calidad de la reconstrucción sobre todo para altos valores de  $Z$ .

## 4.6. Rendimiento del algoritmo de la carga

El rendimiento del algoritmo de la carga se ha estudiado haciendo uso de las muestras de partículas generadas como se ha dicho en la sección 4.2.1. La  $\beta$  usada para calcular la carga es la obtenida en la reconstrucción de la velocidad del RICH, imponiendo un corte muy blando: ( $|\beta_{recon}/\beta_{gen} - 1| < 0.3\%$ ). Este requisito sólo es necesario para poder estimar el rendimiento del algoritmo de la carga con partículas de carga alta, y por consistencia se ha mantenido también para protones y helio. El porcentaje de la muestra generada que cumple las condiciones del corte se exponen en la tabla 4.1. Todos los resultados que se enseñan se refieren a la muestra así seleccionada.

### 4.6.1. Distribución del número de fotoelectrones esperados para una partícula de carga unitaria

#### Número de f.e. esperados con aerogel

En la figura 4.8 se muestran las distribuciones del número de fotoelectrones esperados para una partícula de  $Z=1$  relativas a la muestra de  $\beta \simeq 1$  y seleccionando sucesos reconstruidos con aerogel, en distintos niveles del RICH desde la generación dentro del radiador hasta la detección en la ventana del fotocátodo. La eficiencia cuántica del PM se ha ya aplicado a nivel de generación, para hacer más rápida la simulación.

La figura 4.8(a) muestra la distribución de fotones generados dentro del radiador, obtenida directamente integrando la ecuación diferencial que describe el espectro Čerenkov (ec. 4.4). La distribución muestra un claro pico en  $\sim 37$  fotones. La anchura del pico depende de las diferentes longitudes del recorrido de los fotones dentro del radiador.

Al segundo nivel consideramos los fotones que salen de la superficie inferior del radiador (figura 4.8(b)). La difusión Rayleigh y la absorción de parte de la luz en la lámina de soporte hacen que el pico de la distribución se desplace a  $\sim 22$  fotones y, además, la pérdida de fotones por las paredes opacas entre losetas de radiador causa unas largas colas a la izquierda.

Después de propagarse en el volumen de expansión, los fotones alcanzan la superficie de las guías de luz (figura 4.8(c)). El pico de esta distribución para sucesos totalmente contenidos tiene un ulterior desplazamiento a  $\sim 16$  fotones debido a varias fuentes de ineficiencia, principalmente los huecos entre guías y algunos huecos en las esquinas del plano de detección entre las rejillas de las guías y el espejo (la superficie activa es un 78 % de la parte instrumentada del plano de detección). La reflectividad del espejo también contribuye (con un factor  $\simeq 0.93$ ) visto que, en media, la mitad de los fotones que forman el anillo de sucesos totalmente contenidos se han reflejado en el espejo. El segundo pico que aparece en la distribución se debe a los sucesos que pierden parte de sus fotones en la parte central no instrumentada del plano de detección.

Finalmente, consideramos los fotones que llegan a ser detectados, es decir los fotoelectrones (figura 4.8(d)): todos los factores mencionados en la sección 4.4.1 han sido incluidos. La aplicación de la eficiencia de las guías de luz desplaza el pico de los sucesos contenidos a 9 f.e. y el segundo pico a 7 f.e. Además de esto, la inhomogeneidad de la eficiencia de las guías con respecto a posición y dirección de incidencia hacen que la anchura aumente ulteriormente y que la distribución en general se uniformice.

#### Número de f.e. esperados con NaF

En lo que se refiere a los sucesos reconstruidos con NaF, el número de f.e. esperados en los distintos niveles se muestra en la figura 4.9.

Como muestra la figura, el número de fotones generados en 0.5 cm de NaF es casi lo mismo que el generado en 2.5 cm de aerogel, debido al alto índice de refracción del NaF. A la salida del radiador el número de fotones baja sensiblemente, debido a varios factores tales como la reflexión total dentro del radiador y la absorción en las paredes opacas de las losetas. A nivel de la base, el número de fotones se ve muy reducido debido

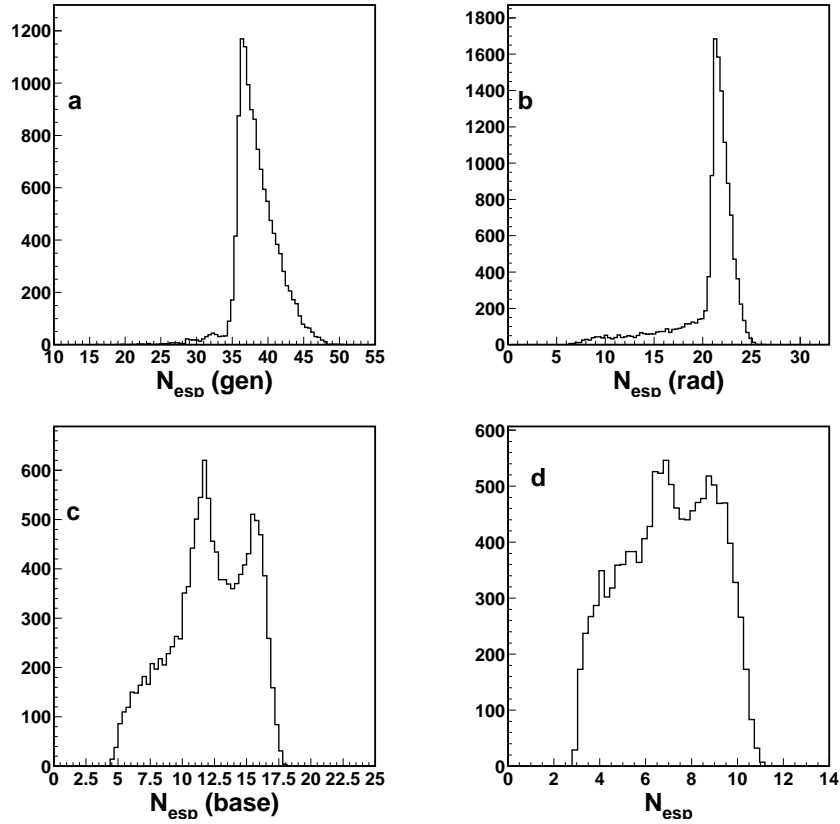


Figura 4.8: Distribución del número de fotoelectrones esperados en 4 distintos niveles para sucesos reconstruidos con aerogel: en la generación dentro del radiador (a), a la salida del radiador (b), a la llegada al plano de detección encima de las guías de luz (c), detectados al fotocátodo (d). La eficiencia cuántica del PMt está aplicada directamente a nivel de generación.

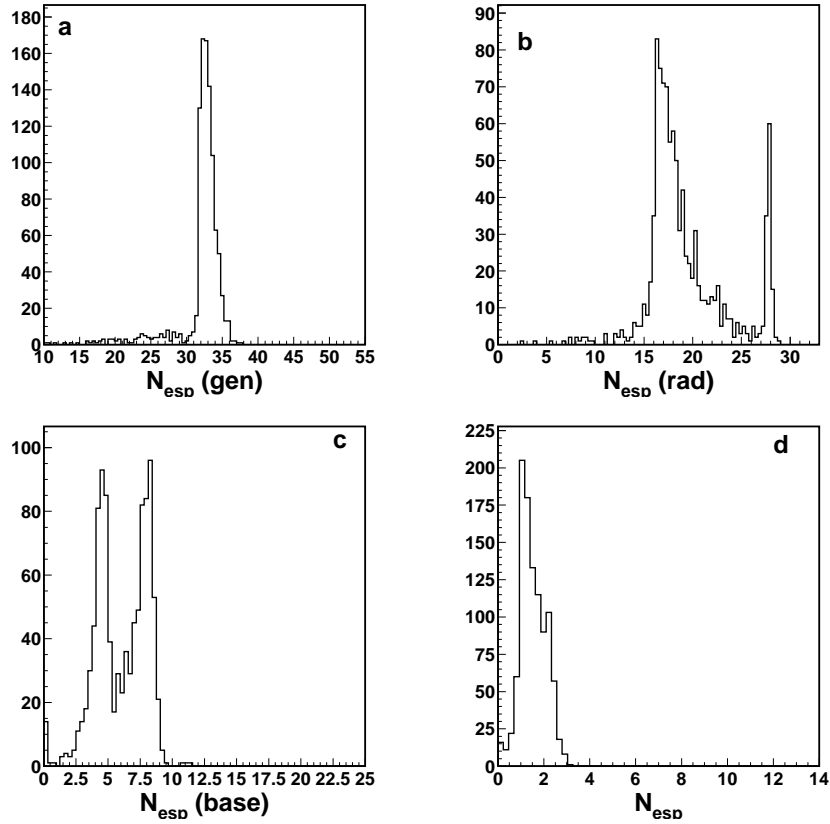


Figura 4.9: Distribución del número de fotoelectrones esperados en 4 distintos niveles para sucesos reconstruidos con NaF: en la generación dentro del radiador (a), a la salida del radiador (b), a la llegada al plano de detección encima de las guías de luz (c), detectados al fotocátodo (d). La eficiencia cuántica del PM está aplicada directamente a nivel de generación.



a la baja aceptación geométrica del RICH para las partículas que pasan por la zona central del radiador. Gran parte del anillo se pierde en la parte no instrumentada del plano de detección, por lo que en media sólo un 30 % de luz que sale del radiador llega a una zona activa del plano de detección. Finalmente la eficiencia de las guías causa una ulterior disminución de la luz recolectada, dado que el ángulo de incidencia de los fotones es muy alto y la eficiencia de las toberas que componen las guías depende críticamente del ángulo.

El resultado final es un rendimiento en luz sensiblemente inferior respecto a los sucesos reconstruidos con aerogel, lo que hace del NaF un radiador no competitivo en la medida de la carga. Por lo tanto el resto de resultados que se enseñan en esta sección se refieren a sucesos reconstruidos con aerogel.

### $Nfe_{tot}$ versus $N_{esp}$

En la figura 4.10 se muestran los histogramas de perfil del número de fotoelectrones reconstruidos en el anillo ( $Nfe_{tot}$ ) en función de  $N_{esp}$  para una muestra de helio aplicando un ajuste lineal. Las dos variables tienen una correlación lineal con pendiente  $Z^2$  como se espera. Una cantidad más sensible para probar la precisión de la reconstrucción es la variable que representa los residuos de la carga:

$$R_Z(Nfe_{tot}, N_{esp}) = \frac{Nfe_{tot} - Z^2 N_{esp}}{Z \sqrt{N_{esp}}} \quad (4.10)$$

que, por construcción, debería de tener valor medio cero y desviación estándar cerca del valor  $\sqrt{1 + (\sigma/Q)^2} = 1.17$  para un valor de  $\sigma/Q = 60\%$ , como está incluido en la simulación.

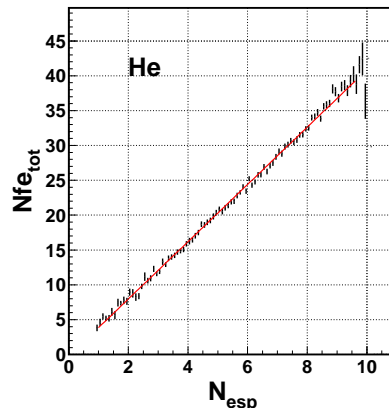


Figura 4.10: Histograma de correlación entre  $Nfe_{tot}$  y  $N_{esp}$  para una muestra de helio. La pendiente del ajuste da  $P1 = 4.08 \pm 0.01$  en buen acuerdo con lo esperado.

Cualquier imprecisión en el cálculo de  $N_{esp}$  causa un ensanchamiento de esta distribución, tanto más importante cuanto más alta es la  $Z$  de la partícula, como demuestran

Cuadro 4.2: Parámetros que resultan de un ajuste a una gaussiana a las distribuciones de la figura 4.11: valor medio y  $\sigma$ . Para protones, la aproximación gaussiana no vale debido al bajo número de fotoelectrones, por lo tanto se pone el valor medio del histograma y su RMS sin aplicar el ajuste.

número atómico	valor medio	anchura
1	0.080	1.07 (RMS)
2	0.028	1.15
6	-0.014	1.27
13	-0.059	1.58

los valores de la tabla 4.2 que representan el valor medio y anchura de las distribuciones de la figura 4.11.

#### 4.6.2. Carga reconstruida

La distribución de la carga continua  $Z = \sqrt{Nf_{e_{tot}}/N_{esp}}$  se muestra en la figura 4.12. Aplicando un corte  $N_{esp} > 4$  (histogramas con puntos llenos) las distribuciones se vuelven algo más estrechas y se eliminan los sucesos en las colas. Las  $\sigma$  que resultan de los ajustes gaussianos varían desde 0.2 para protones, hasta 0.32 para aluminio.

Los valores obtenidos de resolución en carga se han ajustado con la formula de la propagación del error 4.9 como se muestra en la figura 4.13 y se ha obtenido un valor del parámetro  $\Delta N_{esp} = 3.2\%$ . El punto a  $Z = 1$  se ha excluido del ajuste debido a la forma no gaussiana de la distribución de carga.

El valor final de la carga entera más probable se calcula aplicando suceso por suceso un método de máxima verosimilitud. Este método consiste en encontrar el número  $Z \in \mathcal{N}$  que maximiza la probabilidad de medir  $N = Nf_{e_{tot}}$  fotoelectrones puesto que la media de la distribución vale  $\mu = Z^2 N_{esp}$ :

$$P_{\mu}(N) = \frac{\mu^N}{N!} e^{-\mu} \quad (4.11)$$

Para cada suceso se sustituye en 4.11 el valor de  $N_{esp}$  y  $Nf_{e_{tot}}$  relativos al suceso, y se obtiene el valor de la carga entera más probable. Los resultados se muestran en la figura 4.14.

#### 4.6.3. Confusión de carga

La confusión de carga se define como la fracción de sucesos de una muestra que se han reconstruido con un valor de carga equivocado. En la figura 4.15 se muestra la confusión de carga diferencial en función de  $N_{esp}$  para las cuatro muestras de partículas analizadas.

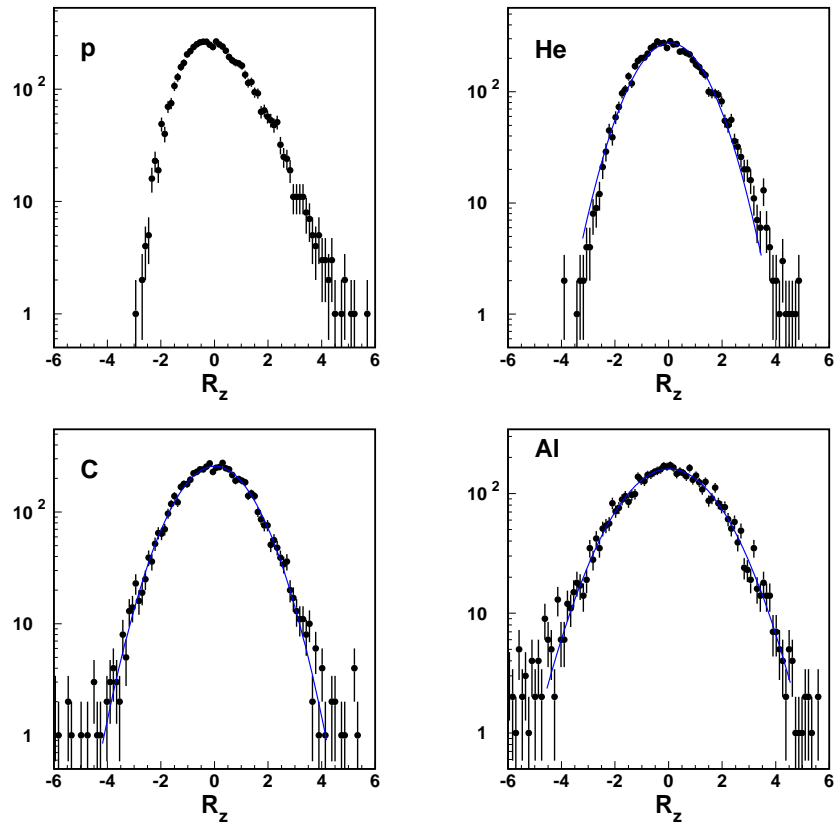


Figura 4.11: Distribución de los residuos:  $R_Z(Nfe_{tot}, N_{esp}) = \frac{Nfe_{tot} - Z^2 N_{esp}}{Z \sqrt{N_{esp}}}$

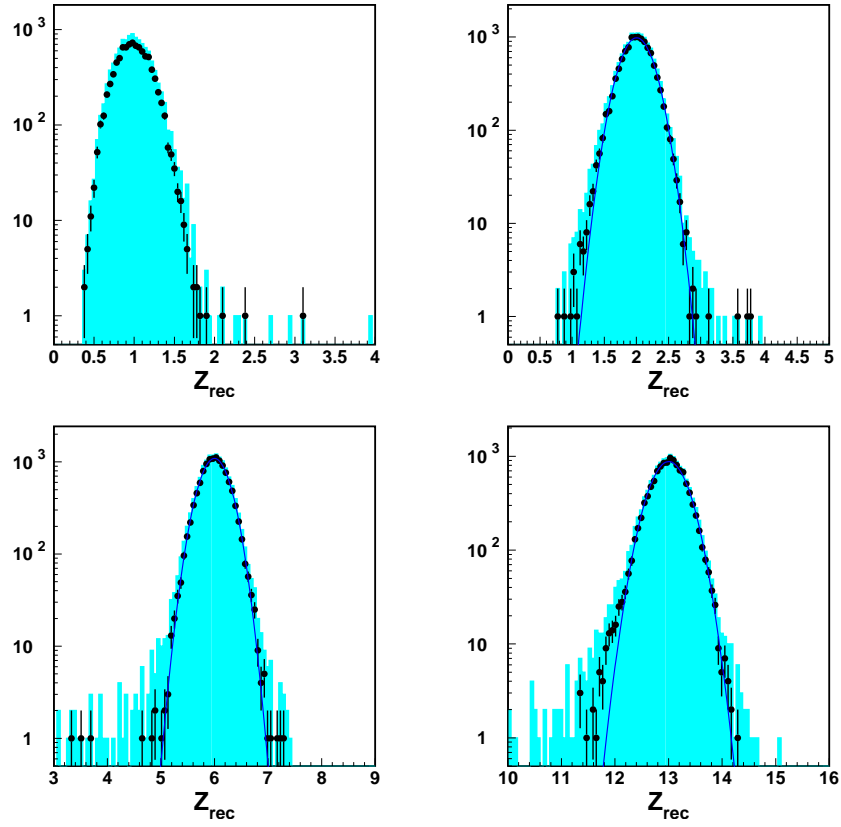


Figura 4.12: Distribución de la carga continua. El histograma azul representa todos los sucesos, los puntos llenos los sucesos que superan en corte  $N_{esp} > 4$ .

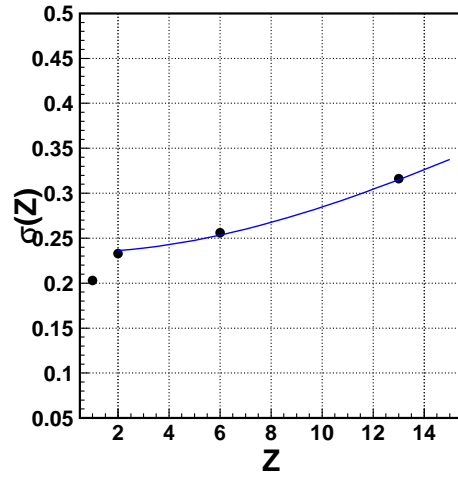


Figura 4.13: Resolución en carga obtenida con un ajuste gaussiano a las distribuciones de figura 4.12. Los datos, a partir de carga 2, se han ajustado con una curva dada por la ecuación 4.9 dando como parámetro ajustado  $\Delta N_{esp} = 3.2\%$ .

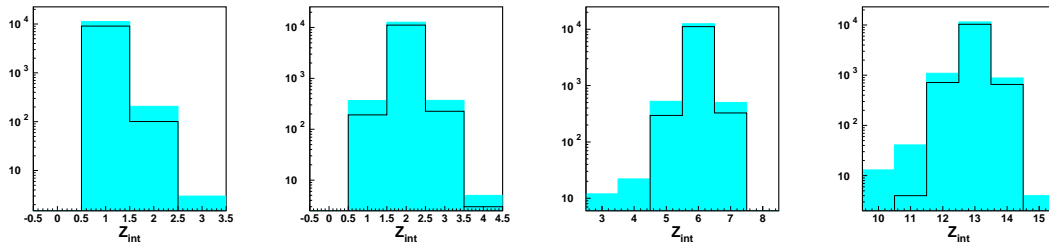


Figura 4.14: Carga reconstruida, el histograma en negro representa los sucesos con  $N_{esp} > 4$ , para los cuatro tipos de partículas generadas con  $Z=1, 2, 6$  y  $13$ .

Los puntos rellenos se refieren a las muestras generadas con  $\beta \simeq 1$  y los puntos vacíos a las generadas con  $\beta$  uniforme.

Como se espera, la confusión de carga sólo depende del número de fotoelectrones esperados y decrece con esta cantidad. Sucesos con un alto número de f.e. esperados generan un cono de luz en una zona de alta aceptación del detector, haciendo posible una mejor identificación de carga.

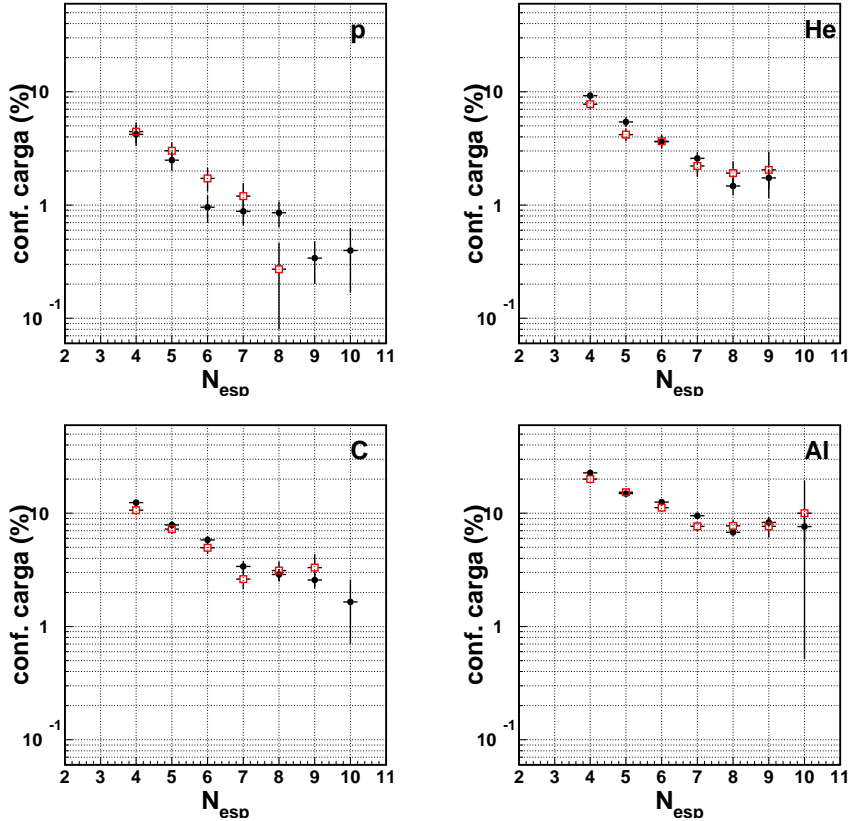


Figura 4.15: Confusión de carga diferencial en función del número de f.e. esperados. Los puntos rellenos representan la muestra con  $\beta \simeq 1$  y los vacíos la muestra con  $\beta$  uniforme.

En la figura 4.16 se muestra la confusión de carga integrada versus el número de f.e. esperados a partir del cual se integra para las muestras de  $\beta \simeq 1$ . En la tabla 4.3 se exponen los valores correspondientes a un corte  $N_{esp} > 7$ . La eficiencia de este corte es cerca de un 50% de la muestra inicial descrita en la sección 4.2.1.

Cuadro 4.3: Confusión de carga integrada obtenida aplicando el corte  $N_{esp} \geq N_{min} = 7$  que corresponde a cerca de un 50 % de la muestra.

número atómico	confusión de carga integral
1	0.6 %
2	1.9 %
6	2.9 %
13	8.1 %

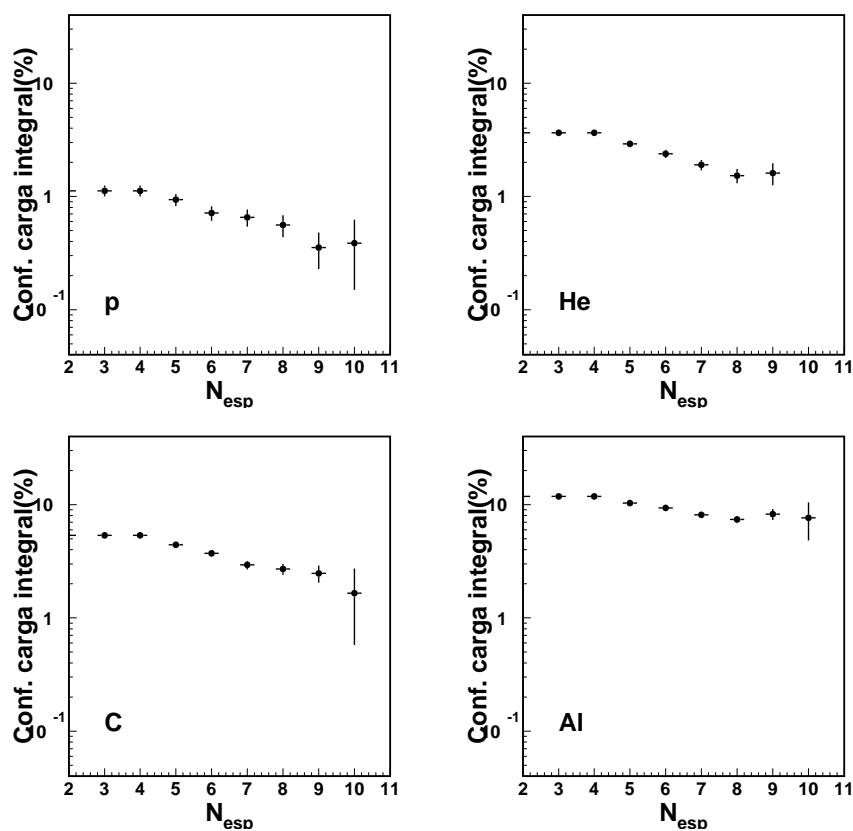


Figura 4.16: Confusión de carga integrada en función del número  $N_{esp}$  a partir del cual se integra para las muestras generadas con  $\beta \sim 1$ .

#### 4.6.4. Tiempo empleado por la reconstrucción

El tiempo empleado por la reconstrucción de la carga,  $t_Z$ , sólo depende del número de pasos de integración  $NSTEPS$  (como ya se explicó en la sección 4.4.1):

$$t_Z \propto NSTEPS = NSTL \times NSTP \quad (4.12)$$

el tiempo  $t_Z$  no depende de las características del suceso que está siendo reconstruido, como el número de señales o la carga. Sin embargo, para partículas con alta  $Z$  el número de pasos  $NSTEPS$  tiene que ser aumentado para mantener la precisión del cálculo al nivel de 3%.

En la figura 4.17 se compara el tiempo empleado por la reconstrucción de la carga con el de la  $\beta$ . El tiempo de reconstrucción de la  $\beta$  tiene una fuerte dependencia con el número de señales detectadas ( $t_\beta \propto N_s^2$ ) (véase [21]).

Como consecuencia, la reconstrucción de la carga es 30 veces más lenta para protones, y tan sólo  $\sim 2$  veces más lenta para aluminio.

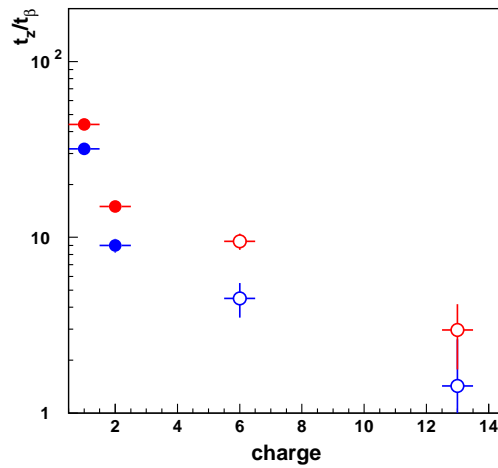


Figura 4.17:  $t_Z/t_\beta$ . Puntos vacíos:  $NSTEPS = 6400$ , puntos rellenos:  $NSTEPS = 1050$ . Puntos rojos: muestras generadas con  $\beta$  uniforme, puntos azules: muestras con  $\beta \simeq 1$

## 4.7. Conclusiones

En este capítulo se ha descrito el código de simulación y reconstrucción del RICH. El código de simulación se basa en el paquete de simulación GEANT, mientras que la reconstrucción consta de dos algoritmos, correspondientes a las dos cantidades físicas medidas por el RICH ( $\beta$  y  $Z$ ), basados esencialmente sobre cálculos semianalíticos.

El funcionamiento de los algoritmos de reconstrucción se ha verificado generando unas muestras de partículas con carga  $1 \leq Z \leq 13$ , usando una configuración con radiador



mixto y unos parámetros geométricos similares a los previstos para el diseño final del RICH.

En lo que se refiere al cálculo de la carga, la aceptación muy poco uniforme del detector hace necesario calcular el número de f.e. esperados suceso por suceso. La consiguiente medida de la carga resulta depender fuertemente de este parámetro, dando mejores resultados para muestras seleccionadas con alto número de f.e. esperados.

# 5 El prototipo del RICH y la prueba con haz de iones

## 5.1. Introducción

La viabilidad del detector RICH ha sido probada con un prototipo de tamaño correspondiente a un 14% del detector final y con gran parte de las componentes (PM's, electrónica de *front-end*, etc...) comunes al detector que será instalado en AMS-02. El prototipo ha sido de gran utilidad para validar gran parte de las componentes del RICH, para averiguar las capacidades en la medida de carga y velocidad y para realizar la elección del radiador.

El prototipo del RICH ha estado tomando datos en diferentes configuraciones. En un primer período se ha probado su correcto funcionamiento exponiéndolo a muones cósmicos a nivel del mar en los laboratorios del IN2P3 de Grenoble, en los meses entre marzo y agosto de 2002. Posteriormente, se han efectuado dos pruebas con haces de iones, en el área experimental H8 del acelerador SPS del CERN de Ginebra. El primer experimento tuvo lugar en octubre de 2002 (un análisis detallado de los datos se puede encontrar en [22]) y la segunda un año más tarde.

La prueba con cósmicos probó el correcto funcionamiento del prototipo desde el punto de vista de la electrónica de *front-end* y de lectura y asimismo permitió probar las capacidades del detector para la medida de la velocidad. Sin embargo, esos datos no ofrecieron la posibilidad de profundizar mucho el análisis y dar una visión completa de las prestaciones de los distintos radiadores. Eso se debe en parte a limitaciones del aparato experimental que no permitía conocer el momento de las partículas incidentes y en segundo lugar a la determinación de la traza por medio de unas cámaras de hilos que redujo fuertemente la aceptación geométrica y por consiguiente las muestras analizables. Otra importante limitación consiste en tener una muestra de partículas todas de carga unitaria.

El objetivo de hacer una prueba con haz de iones es poder probar el detector en condiciones más estables y controladas respecto a la medida de muones cósmicos. Antes que todo, se conocen el momento y la posición de la partícula, en segundo lugar ajustando la posición del detector respecto al haz y la distancia de expansión es posible obtener anillos Čerenkov totalmente contenidos y, por último, el haz proporciona iones con carga hasta  $Z \sim 30$ . Estos factores hacen posible reducir al mínimo los sistemáticos y los errores estadísticos y obtener una evaluación más precisa de las capacidades de medida del prototipo.

En la primera prueba, en 2002, se midieron tres muestras de aerogel de Matsushita (de índice 1.03 y 1.05) y dos muestras de Novosibirsk (de índice 1.03, 1.04), además de comprobar en general el buen funcionamiento del detector. Del análisis de los datos, se evidenció la necesidad de introducir modificaciones a la electrónica de *front-end*. La organización del segundo experimento surgió por varias razones: la exigencia de probar esta nueva parte de la electrónica, tomar datos con un prototipo del espejo del RICH, medir una pieza de fluoruro de sodio y también unas nuevas muestras de aerogel. Esta segunda prueba con haz dio también la posibilidad de hacer una serie de medidas con configuraciones especiales, por ejemplo inclinando el detector respecto al haz para estudiar la dependencia de la respuesta del detector con el ángulo de incidencia de la partícula.

En general, el experimento de 2003 permitió estudiar las prestaciones del prototipo en modo muy completo gracias a la gran variedad de configuraciones y de radiadores medidos. Los datos de esta segunda prueba resultaron ser muy interesantes también debido a la muy buena calidad de los aerogeles probados, mientras que en 2002 sólo uno de los radiadores medidos cumplía con los requisitos del experimento. Por otro lado, los datos de 2002 siguen siendo interesantes ya que uno de los radiadores se usó en ambas pruebas y, comparando los resultados obtenidos, se ha podido comprobar la estabilidad del aparato experimental después de un año.

## 5.2. Descripción del prototipo del RICH

El prototipo del RICH consiste de un bloque de radiador colocado a una distancia regulable, entre 7 y 40 cm, desde un plano de detección formado por 96 fotomultiplicadores. Todo el aparato está encerrado dentro de un contenedor cilíndrico de acero inoxidable con paredes estancas a la luz. Como radiador se han empleado varias muestras de aerogel de silicio de índice de refracción ( $n$ ) en el rango  $1.03 \leq n \leq 1.05$  procedentes de dos distintos proveedores: el Instituto de Catálisis de Novosibirsk (Rusia) [49] y la empresa Matsushita Electric Works (Japón) [44]. Además del aerogel, también se ha medido una muestra de fluoruro de sodio de 0.5 cm de grosor.

El sistema de detección consiste de una matriz de 96 fotomultiplicadores Hamamatsu multiánodo<sup>1</sup> R7600-00-M16 que cubren un plano rectangular de  $27.9 \times 34.1$  cm<sup>2</sup>. Encima de cada fotomultiplicador está montado un sistema de  $4 \times 4$  guías de luz (una tobera individual para cada canal del PM) que transmiten la luz incidente a la ventana del PM. La distancia entre el centro de dos guías es de 3.1 cm, sin espacios muertos entre guías, lo que proporciona una área activa cercana al 100 % sobre todo el plano.

### La electrónica de front-end

La electrónica de *front-end* usada para la lectura de la carga de los PMs del prototipo es la misma que se ha desarrollado para el diseño final del RICH en los laboratorios del IN2P3 de Grenoble [68]. Su arquitectura se muestra en la figura 5.1. Este dispositivo

---

<sup>1</sup> 16 píxeles que forman un cuadro de  $4 \times 4$  canales individuales

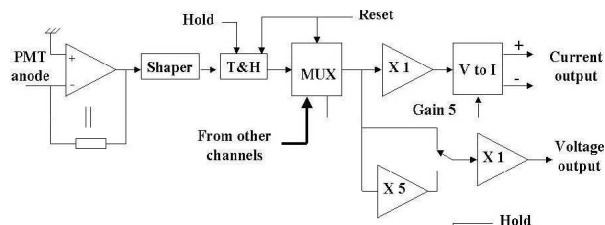


Figura 5.1: Arquitectura del circuito de preamplificación.

consta de un circuito con 16 canales, cada uno de los cuales integra la carga del ánodo correspondiente. La amplitud de cada pulso a la salida del filtro formador se memoriza usando un circuito muestreador, a continuación las 16 señales se envían a un multiplexor cuya salida está conectada a un amplificador de ganancia  $\times 5$ , con el fin de mejorar la resolución de señales de baja carga. Las señales también se digitalizan sin factor de amplificación (ganancia  $\times 1$ ), este valor será seleccionado cuando la señal amplificada sature el rango del convertidor analógico-digital (*ADC*), lo que permite ampliar el rango dinámico. El *chip* proporciona a la salida del circuito 32 valores de voltaje que se envían al *ADC*. Finalmente, las memorias analógicas y digitales se inicializan con una señal de *reset* al final de la digitalización.

### El sistema de lectura

El sistema de lectura (o sistema de *readout*) está formado por tres tarjetas de tipo s9007 de CAEN [18] basadas en dispositivos DSP, cada una equipada con una FPGA<sup>2</sup> de tipo APEX20KE [19] y conectada a 33 PMs. Las FPGA's generan las señales para activar la lectura, realizar la digitalización, procesar los datos digitalizados y almacenarlos en memoria de manera que se puedan leer desde un sistema exterior [3]. Los DSP's, situados en las tarjetas de lectura, son los encargados de procesar las señales digitalizadas sustrayendo el valor correspondiente al pedestal de cada uno de los canales almacenando en memoria el resultado.

El sistema de control exterior se sitúa en un local a unos 40 metros del prototipo y está formado por un ordenador (Personal Computer) donde se puede controlar el estado del sistema de lectura a través de un programa *LabView* [39]; un sistema de adquisición que lee los datos desde la RAM del sistema de lectura y los almacena en el disco duro de una máquina SUN mediante protocolo VME, y finalmente el sistema de alimentación de alto y bajo voltaje para los PMs y el resto de la electrónica respectivamente.

La lectura y almacenamiento de los datos se puede hacer en distintas modalidades eligiendo desde el control externo:

**modo raw** no hay ninguna reducción de los datos. Todas las señal son leídas y almacenadas, en ambas ganancias.

<sup>2</sup>Es un dispositivo programable que permite la integración de varias funciones lógicas.

**modo de reducción de datos (reduced)** es la modalidad con la que se toman los datos por defecto. Esta implica una reducción de los datos según los siguientes criterios: existe un umbral mínimo por debajo del cual el valor digitalizado se desprecia, dicho umbral está ajustado a 15 cuentas<sup>3</sup> de ADC por encima del pedestal de cada uno de los canales. Las señales que superan el umbral son almacenadas en memoria una vez que se ha realizado la selección de ganancia ( $\times 5$  ó  $\times 1$ ), y la sustracción del pedestal.

Los PMs y la electrónica de *front-end* son los mismos del diseño final, mientras que el sistema de lectura y almacenamiento de datos se ha diseñado especialmente para el prototipo.



Figura 5.2: Vista superior del prototipo situado en el SPS. Se puede ver la matriz de los PMs del prototipo dentro del contenedor cilíndrico abierto. Asimismo se pueden ver la cámara de hilos y las barras de plástico centelleador utilizadas para el *trigger*.

### 5.3. Medidas con un haz de iones

Como se anticipó al principio de este capítulo, el prototipo del RICH ha realizado medidas de muones cósmicos y dos pruebas con haces de iones, en octubre 2002 y octubre 2003. En las dos pruebas con haz, las condiciones experimentales eran parecidas, aunque

<sup>3</sup>La anchura de los pedestales en ganancia $\times 5$  es de 4-5 canales, por lo tanto la señal, amplificada en  $G\times 5$ , tiene que superar un umbral de  $\sim 3\sigma_{ped}$ .

con algunas distinciones de cierta importancia. En este capítulo se dará una descripción completa del aparato experimental de 2003, haciendo algunas referencias al del 2002.

### 5.3.1. Programa de medidas

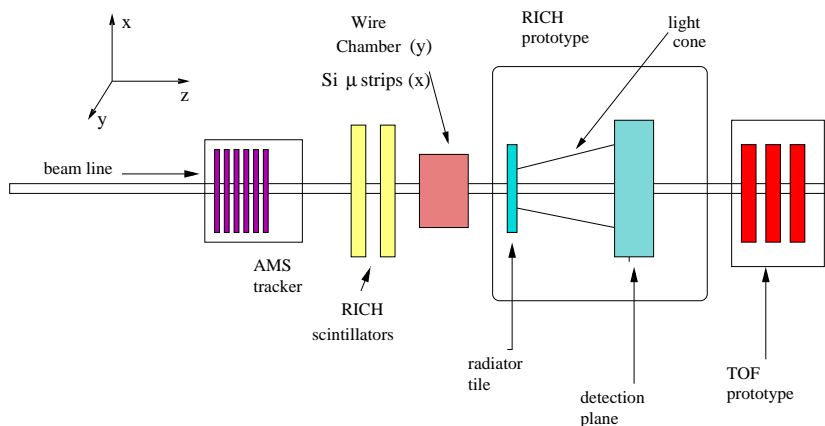


Figura 5.3: Representación esquemática del aparato experimental durante la prueba con haz de iones en el área H8 del CERN-SPS. Desde la izquierda: el prototipo del tracker, las barras de centelladores, la cámara de trazas, el prototipo del RICH y el prototipo del TOF. Las distancias relativas no están a escala real.

El experimento tuvo lugar en el área experimental H8 del acelerador SPS del CERN de Ginebra. El prototipo estaba montado en la línea del haz (como se muestra en la figura 5.2) junto a otros detectores auxiliares, esencialmente un sistema de *trigger*, compuesto por dos contadores de centelleo, y un detector de trazas. El aparato experimental se representa esquemáticamente en la figura 5.3.

En la prueba de 2002 la medida de la traza de la partícula se hizo gracias a una cámara de hilos y una cámara de *microstrips* de silicio en las direcciones  $x$  e  $y$  ortogonales al haz (véase sistema de referencia en la figura 5.3). En 2003, en cambio, el prototipo del tracker, situado a una distancia de 2 metros antes del RICH proporcionó una medida sensiblemente mejor de la traza, con precisión mejor que las cámaras, y también ofreció una determinación externa de la carga eléctrica.

### Características del haz

El haz secundario se obtiene de la fragmentación de un haz primario contra un blanco situado a la salida del canal de extracción del SPS. Para la prueba de 2002 el haz primario estaba formado por núcleos de plomo de 20 GeV/c/nucleón con una intensidad de  $10^7$  partículas por *spill*, incidente contra un blanco de berilio, mientras que en 2003 el haz primario consistía en núcleos de indio de 158 GeV/c/nucleón y se usó un blanco de plomo.

Cuadro 5.1: Lista de los valores de  $A/Z$  seleccionados para el haz secundario. Entre paréntesis se pone el año de la prueba.

partículas en el haz secundario	rigidez (GV)	$A/Z$
${}^4\text{He}$ , ${}^6\text{Li}$ , ${}^{10}\text{B}$ , ${}^{12}\text{C}$ ...	40 (2002) y 316 (2003)	2
${}^3\text{He}$ , (Be, C)	30 (2002)	3/2
${}^7\text{Be}$ ( D, Li ...)	276.5 (2003)	7/4

Las partículas salientes de la interacción pasan a través de una línea de transporte que selecciona por medio de análisis magnético fragmentos con un valor dado de rigidez, lo que determina un valor fijo de  $A/Z$  para las partículas secundarias que conservan el mismo valor de momento por nucleón del haz primario. Los tipos de partículas presentes en el haz dependen del valor de  $A/Z$  privilegiado a través de la selección en rigidez, como se muestra en la tabla 5.1. El resultado es un haz monocromático de partículas con una resolución en momento  $0.15\% \leq \frac{\Delta p}{p} \leq 1.5\%$ , del mismo orden de la precisión en momento que proporcionará el detector de trazas de AMS.

### Configuraciones para la toma de datos

La descripción de un suceso típico es la siguiente: la partícula cargada pasa a través de los dos centelleadores, la condición de AND de ambos contadores da lugar al *trigger*, sucesivamente pasa por las dos cámaras, orientadas para medir la traza en la cordenada  $x$  e  $y$ , y luego atraviesa la tapa de aluminio del contenedor donde se encuentra el prototipo del RICH. Dentro del contenedor estanco a la luz, la partícula atraviesa el radiador causando emisión de luz Čerenkov, y sigue en su trayectoria hasta cruzar el plano de detección y salir del detector.

Además de los sucesos nominales, como el que se acaba de describir, puede producirse la fragmentación del núcleo en la tapa de aluminio o la emisión de rayos  $\delta$ . Estos sucesos no son identificables a priori, ya que cumplen las condiciones de *trigger* como los demás, y se tienen que eliminar a nivel de análisis offline.

La terminología que usaremos de aquí en adelante para definir las configuraciones en las que el prototipo estuvo tomando datos es la siguiente:

- Por defecto: el detector perpendicular al haz.
- Con ángulo: el detector inclinado un ángulo de  $5^\circ$  a  $20^\circ$  respecto a la dirección del haz (véase figura 5.4, izquierda).
- De barrido: serie de datos tomados en las mismas condiciones (misma distancia de expansión y mismo radiador) posicionando el radiador en puntos distintos respecto al haz incidente.

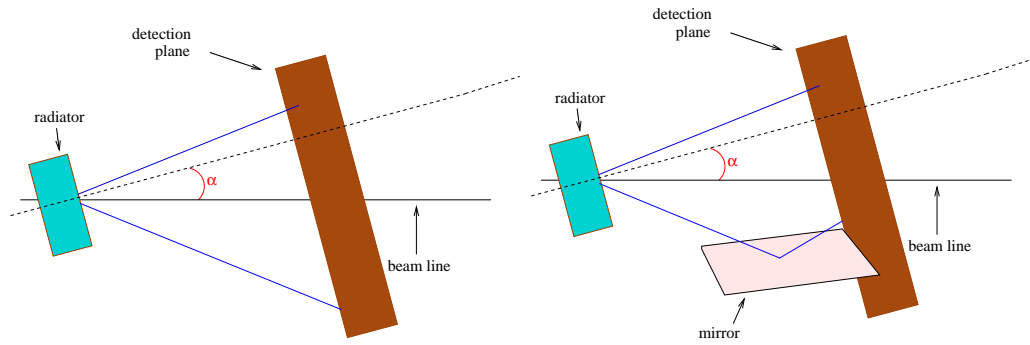


Figura 5.4: Representación esquemática de las configuraciones con ángulo (izquierda) y con espejo (derecha) durante el experimento con haz.

- Con espejo: colocando un prototipo del espejo (equivalente a una fracción del espejo final) cerca de un lateral de la matriz de los PM (figura 5.4, derecha).

Por lo tanto los datos tomados en 2003 han ofrecido una gran variedad de configuraciones con la posibilidad de probar las capacidades de medida del prototipo en varios frentes.

### 5.3.2. Detectores auxiliares

#### Los centelleadores y su calibración

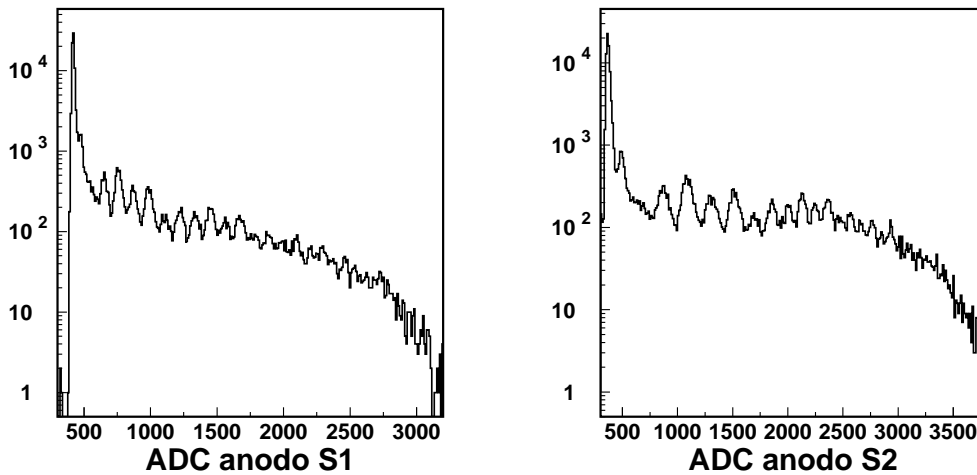


Figura 5.5: Espectro en cuentas de ADC de la señal del ánodo del centelleador S1 (izquierda) y S2 (derecha).

Los dos centelleadores encargados de proporcionar el *trigger* están montados a una



distancia de 1 metro antes del RICH, como se muestra en la figura 5.3. Además de proporcionar el *trigger*, la señal medida en los dos ánodos y dínodos, es en buena aproximación proporcional al cuadrado de la carga eléctrica de la partícula incidente, lo que permite dar otra determinación externa de la carga, además de la proporcionada por el STD. La respuesta de los centelleadores en cuentas de ADC se enseña en la figura 5.5 donde se pueden ver varios picos de carga bien separados entre ellos.

A partir de la señal de los ánodos se ha realizado una calibración *run a run* basada en la posición observada de los picos de carga en el espectro de ADC, hasta  $Z \sim 18$  [52]. Para valores de  $Z$  más altos no hay picos claramente visibles, por lo tanto la calibración se ha hecho a través de una extrapolación lineal. El resultado final es el valor medio de la carga reconstruida por los dos centelleadores. Aplicando un corte de consistencia entre la carga reconstruida de manera separada para cada uno de los centelleadores, se obtiene un espectro con picos visibles hasta  $Z \sim 26$ , que se muestra en la figura 5.6.

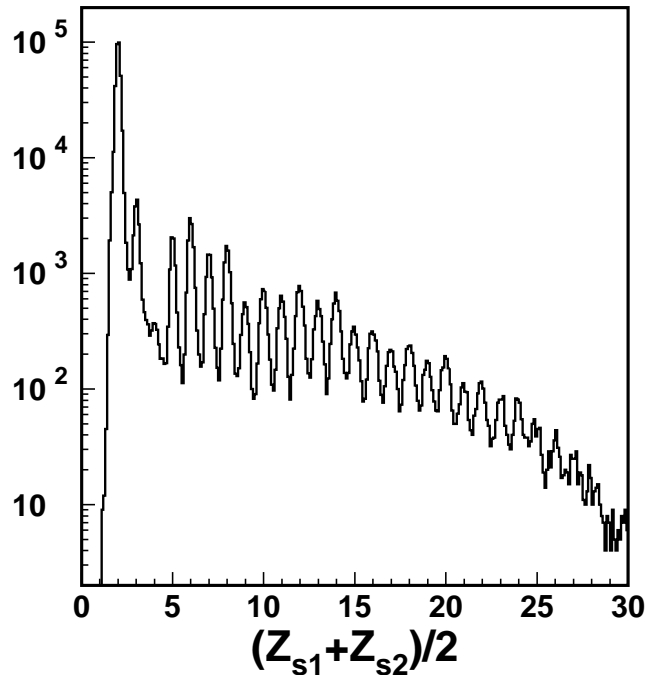


Figura 5.6: Carga reconstruida a partir de las señales de los anodos de los dos centelleadores.

La correlación con la carga medida por el RICH es buena hasta  $Z \sim 27$ , como se muestra en la figura 5.7.

### El prototipo del STD

En la misma línea de haz del prototipo del RICH, se instaló un prototipo del detector de trazas de AMS (del que se habló en el párrafo 2.4.1 al describir el experimento AMS)

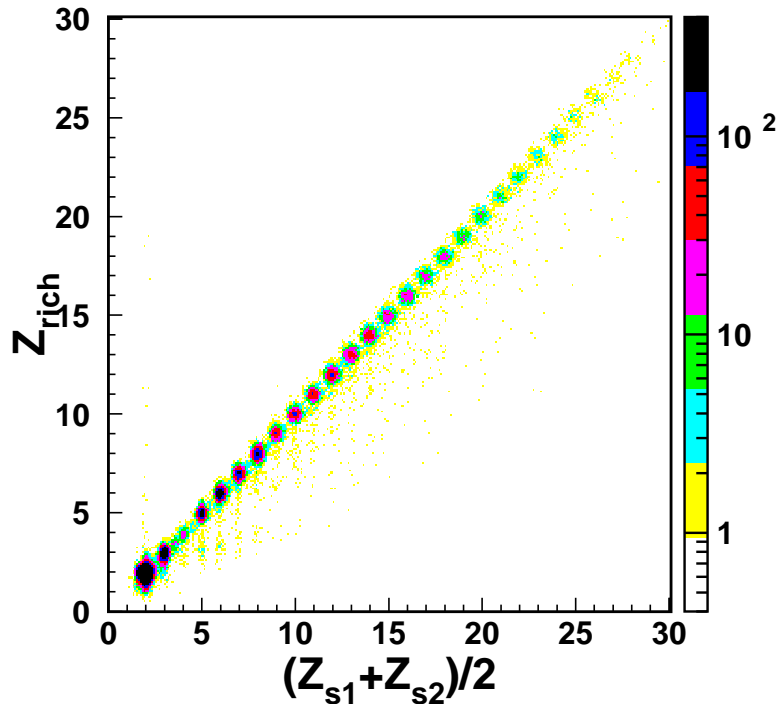


Figura 5.7: Correlación entre la carga reconstruida por el prototipo del RICH (eje  $y$ ) y carga reconstruida por los centelleadores ( $x$ ).

formado por ocho planos de contadores de silicio. El prototipo del *tracker* estuvo tomando datos de manera sincronizada con el RICH, almacenando los sucesos en memoria con un número común con el RICH, lo que permitió a nivel de análisis de datos estudiar la correlación de los datos medidos por ambos detectores suceso por suceso. La disponibilidad de los datos del STD ha resultado ser de gran importancia desde el punto de vista del RICH, por dos razones: primero, la traza reconstruida por el STD ha sido extrapolada hasta el RICH y se ha usado para la reconstrucción de velocidad y carga del RICH. En segundo lugar, la determinación de la carga eléctrica del STD ha sido confrontada con la del RICH y la de los centelleadores, permitiendo cuantificar la confusión de carga del RICH.

Este sistema resulta muy interesante ya que reproduce la situación que se dará en el experimento AMS completo, donde la determinación de la carga eléctrica de las partículas será el resultado del análisis conjunto de tres determinaciones independientes: la del STD, la del TOF (en este caso remplazado por los dos centelleadores) y la del RICH. También, por lo que concierne la traza, nuestro sistema se aproxima bastante a como será en AMS: el STD reconstruye la traza de la partícula a partir de las señales que ésta deja en sus planos, a continuación, los parámetros de esta traza, propagada hasta el plano del radiador del RICH, se usan como datos para los algoritmos de reconstrucción

Cuadro 5.2: Lista de los radiadores probados con el haz de iones en 2003.

Sigla	Proveedor	$n$	grosor
CIN103	Novosibirsk	1.03	3.0 cm
CIN105	Novosibirsk	1.05	2.5 cm
MEC103	Matsushita	1.03	3×1.1 cm
NaF	Crystran Ltd	1.332	0.5 cm

de velocidad y carga. Sin embargo, este dispositivo experimental está lejos de poder ser considerado un prototipo de AMS, debido, entre otros, a la ausencia de campo magnético.

La falta de un sistema de alineamiento entre el STD y el RICH ha hecho necesario hacer una calibración de la traza del STD usando como referencia una determinación de la traza calculada a partir de la reconstrucción del suceso del RICH. Este algoritmo del RICH, basado en la reconstrucción del anillo Čerenkov medido en el plano de detección (más adelante, en la sección 5.5 se darán más detalles), en caso de desplazamiento de un detector respecto al otro, como en las configuraciones con ángulo, puede presentar algunos efectos sistemáticos que sesgan el alineamiento. En AMS, en cambio, el alineamiento entre el RICH y el *tracker* se tendrá que hacer una sola vez, ya que su posición relativa no cambiará de ninguna manera.

### 5.3.3. Los radiadores

Las muestras de radiador que se han probado son las siguientes:

- Una pieza de aerogel de Novosibirsk de índice nominal 1.03, procedente de una remesa del año 2002 (la misma usada en el experimento de octubre de 2002) de lados  $5 \times 5$  cm<sup>2</sup>. Y otra muestra de mismo tipo de aerogel pero de tamaño mayor:  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>. Ambas piezas tienen un grosor de 3 cm.
- Una pieza de radiador de Novosibirsk de índice 1.05, de tamaño  $5 \times 5$  cm<sup>2</sup> y de grosor de 2.5 cm, producida en 2003.
- Una muestra de una nueva remesa (del año 2003) del radiador de Matsushita 1.03, de lado  $11 \times 11$  cm<sup>2</sup> consistente en tres losetas de 1.1 cm de grosos apiladas.
- Dos piezas de NaF de grosor 0.5 y 1 cm respectivamente.

En la tabla 5.2 se muestra una lista de los radiadores usados con sus características físicas.

Cuadro 5.3: Lista de los voltajes aplicados a las 9 líneas de PM.

Linea	1	2	3	4	5	6	7	8	9
voltaje (V)	758	768	800	832	836	841	845	852	866

## 5.4. Calibración de los fotomultiplicadores

Las cantidades importantes que la calibración tiene que proporcionar para cada canal de cada PM son:

**ganancia** : es decir, la respuesta del PM a un fotoelectrón (f.e.) incidente, con factor de amplificación 1 y 5.

**pedestal** : la posición del pedestal indica la señal en ausencia de luz, y su anchura es el ruido electrónico del canal. La posición y la anchura del pedestal sirven para establecer el umbral para la reducción de datos en modo *reduced*. También su anchura es necesaria para poner ulteriores cortes a nivel de reconstrucción.

**estado** : indica el correcto funcionamiento de cada canal. Periódicamente, sobre la base de los datos tomados para la calibración, se controla el funcionamiento de todos los canales y los que tengan algun problema se descartan de la reconstrucción. Los problemas más frecuentemente detectados son: exceso de ruido electrónico, doble pedestal, ganancia anormalmente baja.

La calibración consiste en el estudio del espectro de carga para cada canal, y en establecer los parámetros que caracterizan la distribución de carga. Conocer con precisión la respuesta de los PMs es esencial para poder medir la carga eléctrica, por esta razón durante la prueba con haz se tomaron periódicamente datos de calibración.

### Datos de calibración

Los datos tomados para la calibración pueden ser de dos tipos:

1. Datos con LED: se trata de datos tomados iluminando la matriz de detección con un LED de baja intensidad para tener señales de un fotoelectrón por canal, y, con menor probabilidad, de 2, 3 etc. f.e. La adquisición de datos se hace en el modo RAW, de manera que se mide el espectro de ADC completo, tal como se enseña en la figura 5.9.
2. Datos de pedestal: en este caso la adquisición de datos se hace sin ninguna fuente de luz, simplemente se mide el ruido en ausencia de señal y con un *trigger* aleatorio.

Cuadro 5.4: Características de los runes usados para la calibración

Run	fecha	# sucesos	alto voltaje	$\bar{\mu}$
1001	17/10/03	7319	nominal	0.5
611	30/10/03	25718	nominal	0.22
635	31/10/03	10603	-50 V	0.14

## Pedestal

Para calibrar los pedestales, su anchura y el estado de los canales, se pueden usar los mismos datos de LED que se usan para estimar la ganancia o bien los datos “de pedestal”. Con este segundo tipo de datos, la estimación de la posición del pedestal se hace simplemente aplicando un ajuste gaussiano a la señal (como se muestra en la figura 5.8).

Durante la semana de toma de datos se han tomado 9 *runs* de pedestales, con objeto de recalibrar cada cierto tiempo las posiciones y anchuras de los pedestales y verificar su estado de funcionamiento.

## Ganancia

La calibración de las ganancias de los fotomultiplicadores se ha calculado a partir de los datos tomados con LED: el *run* 1001 tomado antes de empezar la toma de datos con el haz, y el *run* 611, tomado más tarde, hacia el final de la semana de toma de datos. La distribución de canales de ADC se ha ajustado con una función como se muestra en la figura 5.9. Se trata de una función biparamétrica que reproduce la respuesta del PM a partir de la conversión del fotón en el fotocátodo, pasando por la amplificación en las 12 etapas de los dínodos, hasta llegar al ánodo [7]. El modelo asume que la multiplicación en cada dínodo sigue la estadística de Poisson. Este ajuste reproduce muy bien la distribución de carga para las señales con ganancia  $\times 5$ , donde la amplificación es mayor. Para la estimación de la ganancia  $\times 1$  se puede aplicar igualmente este ajuste o bien dividir la ganancia de ese mismo canal por el factor de amplificación  $R = G_{\times 5}/G_{\times 1}$ . Este factor se mide en laboratorio, comparando la señales medidas en las dos ganancias en cada canal. También se ha comprobado sobre los datos mismos, usando datos tomados en modo RAW y que cubren todo el rango dinámico. Los resultados concuerdan en un valor de  $R = 4.76 \pm 0.09$  como se muestra en la gráfica 5.10.

## Resultados

Las ganancias para todos los canales calculadas a partir del *run* de calibración 611 se muestran en la gráfica 5.11, donde se puede apreciar que el valor medio de la amplificación en ganancia  $\times 5$  es de 120 cuentas de ADC. Los resultados están en acuerdo dentro de un

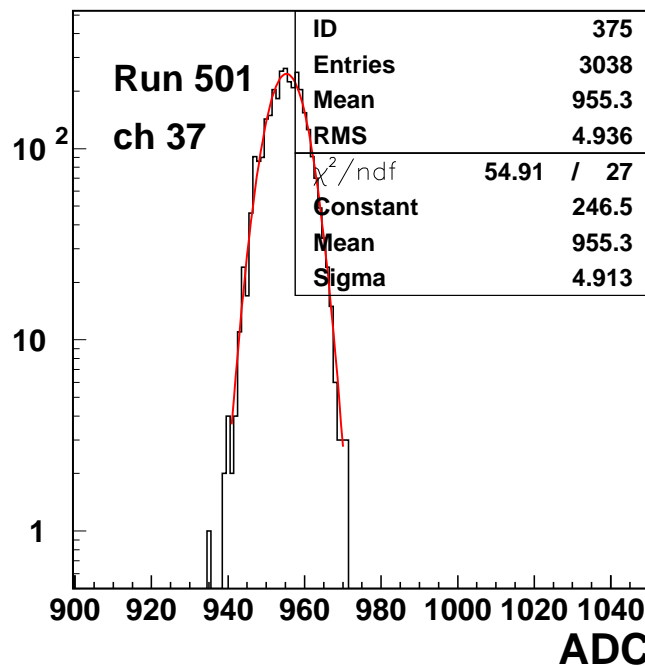


Figura 5.8: Distribución del ruido electrónico, o del pedestal, para el canal 37 en el *run* 501. La distribución (en cuentas de ADC) es ajustada con una función gaussiana.

2 % con las ganancias calculadas sobre el *run* 1001, demostrando una buena estabilidad durante toda la semana de la prueba.

La posición de los pedestales también muestra una buena estabilidad, a parte de algunos casos aislados donde se han producido desplazamientos significativos de la posición nominal y que se han corregido a posteriori durante el procesado de datos. La anchura de los pedestales es de aproximadamente 5 cuentas de ADC en ganancia  $\times 5$  (figura 5.8) y se mantiene constante durante toda la prueba. Finalmente, la fracción de canales etiquetados como malos por la calibración no supera el 2 % (con alguna fluctuación dependiendo del período). Sin embargo, un estudio más cuidadoso durante el análisis de datos, ha permitido identificar algunos canales (menos del 2 % del total) que, aunque no hayan presentado problemas a nivel de calibración, han tenido que ser excluidos del posterior análisis por su baja eficiencia.

## 5.5. El software de simulación y reconstrucción del prototipo

En el software autónomo del RICH, del que se habló extensamente en el capítulo 4, se ha implementado la simulación y la reconstrucción del prototipo. La implementación se ha hecho intentando minimizar los cambios, con el fin de tener gran parte del software

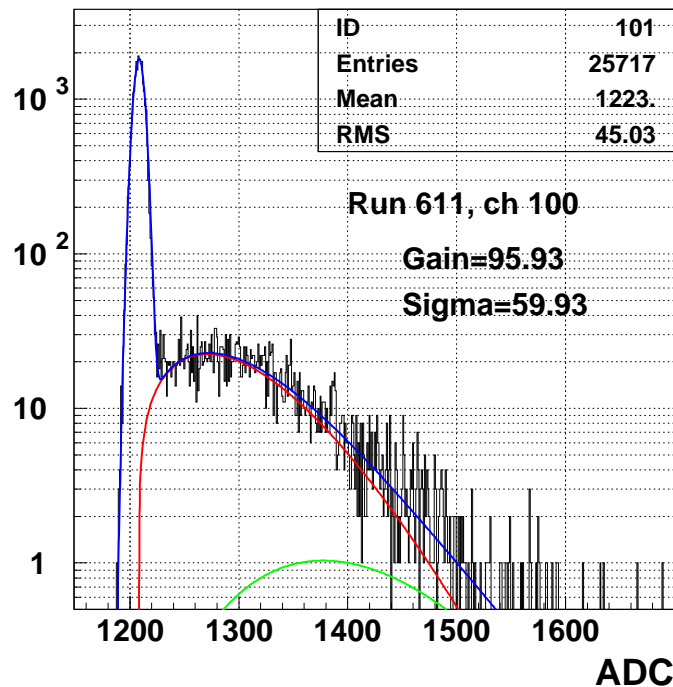


Figura 5.9: Espectro de la señal en el canal 100 del *run* de calibración 611. Se enseña, en azul, el ajuste con la función mencionada en el texto. La curva en rojo muestra la contribución de un sólo f.e. y la en verde de 2 f.e.

común para el diseño final y para el prototipo. Los algoritmos de reconstrucción de velocidad y carga son los mismos que se han descrito para la configuración del vuelo, a parte de modificaciones menores. También la simulación de la respuesta del sistema de detección, y la simulación del aerogel son comunes en las dos configuraciones. El resultado es un único paquete de software de simulación y reconstrucción donde se puede elegir la configuración (vuelo o prototipo) simplemente por carta de datos.

Las partes de código que ha sido necesario escribir ex novo son las siguientes:

1. Por lo que concierne la interfase, se ha implementado la lectura del fichero de DAQ, donde se lee la información sobre las señales detectadas por el RICH y también todos los datos de los detectores auxiliares: los dos centelladores, las cámaras de traza. Asimismo, se hace la lectura de los datos (carga y traza) del STD desde un fichero externo y su incorporación a la reconstrucción y al fichero de salida (ntupla).
2. La simulación de la geometría del prototipo se hace según la configuración elegida (configuración por defecto, con ángulo, con espejo, etc...).

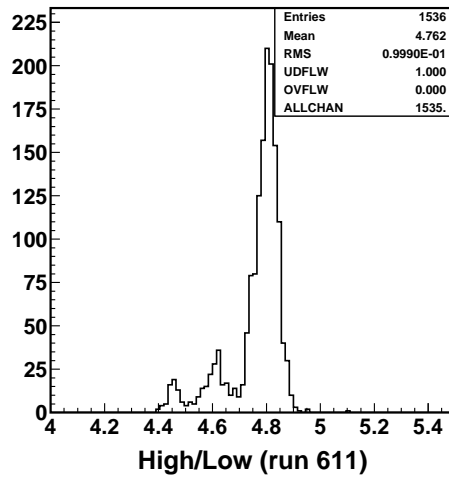


Figura 5.10: Distribución de la razón de la respuesta en ganancia  $\times 5$  y ganancia  $\times 1$  medido a partir de los datos de calibración.

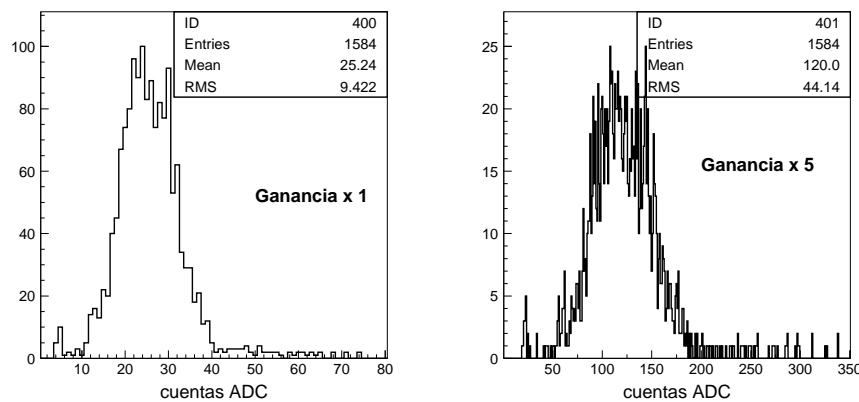


Figura 5.11: Distribución de los valores de ganancia con factor de amplificación 1 (panel de izquierda) y 5 (panel de derecha).

3. A nivel de la reconstrucción, para cada suceso se calcula la calibración de la respuesta de los centelladores, y se realiza una reconstrucción de la traza a partir del anillo Čerenkov en el plano de detección.

En lo que se refiere a la reconstrucción de  $\beta$  y  $Z$ , se ha introducido la reconstrucción en serie de hasta 6 trazas (correspondientes a la posición reconstruida por las cámaras de hilos, por el STD, por el algoritmo autónomo del RICH, y la aproximación de traza fija y puntiforme) y el posterior cálculo de  $\beta$  y  $Z$  para cada una de ellas.



El algoritmo de reconstrucción de la traza por parte del RICH, que se acaba de mencionar, merece aquí una explicación más extensa por la importancia que tuvo en el sucesivo análisis de los datos.

### Reconstrucción del punto de impacto de la partícula por el RICH

Dado un suceso en el plano de detección es posible, conociendo la dirección de la partícula, reconstruir el punto de impacto de la partícula a la entrada en el radiador. El algoritmo parte asumiendo como punto inicial de la partícula en el plano de detección la posición del canal que ha medido la señal más alta del suceso. Luego calcula la distancia de todas las demás señales de este punto y ajusta la imagen a un círculo, como se muestra en la figura 5.12.

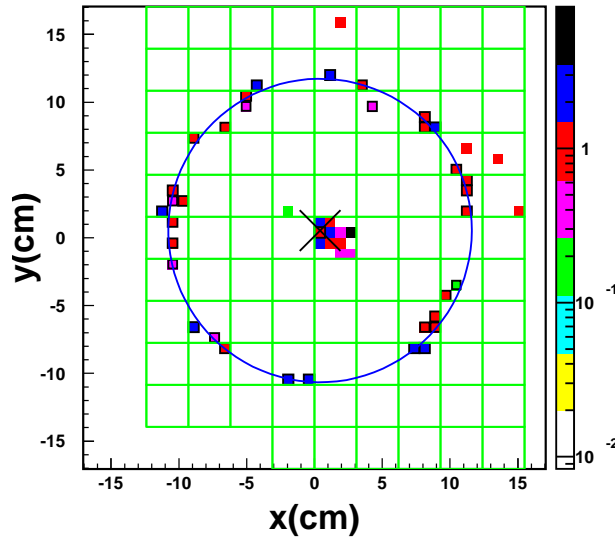


Figura 5.12: Imagen anular reconstruida en el plano de detección. La cruz indica la traza reconstruida de la partícula.

De esta manera se obtiene una estimación del centro del círculo con una precisión mucho mejor que el tamaño del canal de detección. El algoritmo asume que la dirección de la traza es perpendicular al plano de detección del RICH, lo que está confirmado por los datos del STD. En la tabla 5.5 se muestran los valores de la divergencia del haz medida por el STD para datos con distintas características: en todo caso la divergencia es menor que 1 mrad.

La distribución de la posición reconstruida se muestra en la figura 5.13 para datos con  $A/Z = 2$  (dos gráficas de arriba) y con  $A/Z = 7/4$  (gráficas de abajo). Como se puede ver de la gráfica y de los valores en la tabla 5.6, el haz está muy focalizado en el caso de datos con  $A/Z = 2$ , mientras que es más extenso para  $A/Z = 7/4$ . Más adelante, cuando se analicen los datos poniendo cortes de calidad, se cuantificará en manera más

Cuadro 5.5: La divergencia del haz medida por el STD en el experimento de 2003. Todos los valores en mrad.

dirección	$A/Z=7/4$	$A/Z=2$
horizontal	0.35	0.34
vertical	0.32	0.20

Cuadro 5.6: Lista de los valores del RMS del haz reconstruido por el algoritmo del RICH. Los valores de la tabla se refieren a las distribuciones de la figura 5.13. Todos los valores en cm.

tipo de haz	$Z=2$		$Z > 2$	
	RMS(x)	RMS(y)	RMS(x)	RMS(y)
$A/Z=2$	0.17	0.24	0.10	0.20
$A/Z=7/4$	0.24	0.40	0.13	0.31

precisa la extensión del haz que, en el caso de  $A/Z = 2$ , resulta ser menor que 1 mm, lo que permitió hacer la reconstrucción con la aproximación de haz puntiforme.

El algoritmo también reconstruye el radio del anillo y el número de señales incluidas en el anillo ajustado.

En el caso más simple, con traza ortogonal y anillos totalmente contenidos, la eficiencia de reconstrucción es de 95 % para helio y de 99 % para  $Z > 2$ . Por lo tanto, este algoritmo ha proporcionado una reconstrucción de la traza con alta eficiencia para todos los datos analizados y ha servido para realizar el alineamiento con el prototipo del STD.

## 5.6. Preprocesado de los datos

La toma de datos, que duró desde el miércoles 22 hasta el viernes 31 de octubre de 2003, ha sido constantemente monitorizada por medio de un programa de visualización de los datos en tiempo real. El programa de monitoraje lee un cierto número de sucesos almacenados en memoria y los visualiza en el plano de detección, con los canales encendidos y la carga recogida en cada canal, permitiendo controlar el estado de todos los canales, la forma del anillo Čerenkov y averiguar que el suceso estuviese contenido en la matriz de los PMs. También muestra las cuentas de TDC de las cámaras de hilos, el espectro en cuentas de ADC medido por los dos centelleadores. En todo caso, sólo proporciona una visión muy superficial de los datos, por lo tanto antes de empezar un análisis sistemático se ha hecho un primer procesado de los datos que ha sido necesario, entre otras cosas, para:

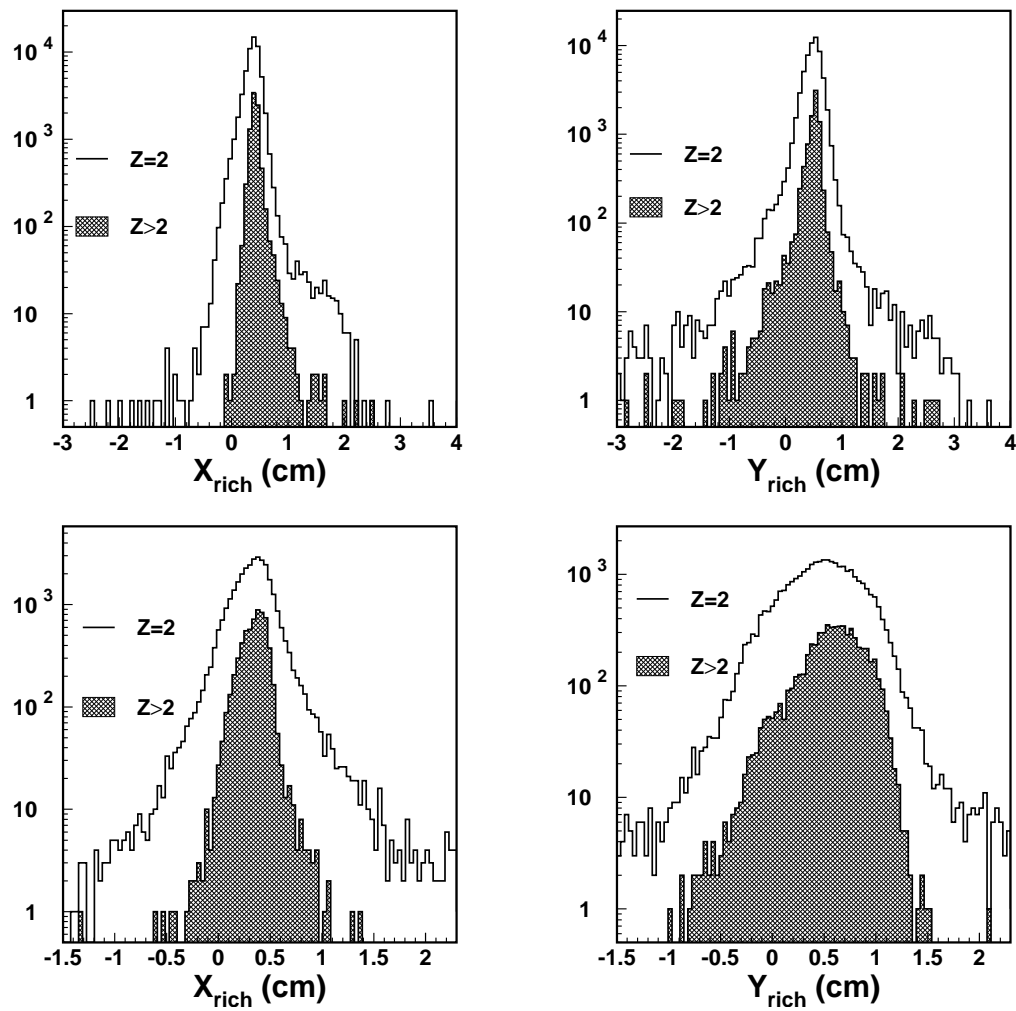


Figura 5.13: Arriba: Posición reconstruida por el RICH para datos con  $A/Z = 2$ , y en la gráfica de abajo misma cantidad para datos con  $A/Z = 7/4$ .

- Comprobar la estabilidad y el buen funcionamiento del sistema de detección.
- Averiguar las características del haz.
- Calibrar las cámaras, los centelleadores y alinear el *tracker* con el RICH.

### Estabilidad del sistema de detección de luz

Los datos de calibración han servido para periódicamente (1 vez al día) reajustar las posiciones de los pedestales. Aun así, para tener bajo control la estabilidad de las ganancias y para detectar posibles fluctuaciones de los pedestales entre un *run* de calibración y el siguiente, se ha monitorizado constantemente la estabilidad de la respuesta del conjunto PM+electrónica directamente sobre los datos. La cantidad que tomamos como referencia para estimar la estabilidad es la carga media de las señales de sucesos identificados como núcleos de helio. En la figura 5.14 se puede ver que esta cantidad tiene una distribución caracterizada por un pico que corresponde a 1 f.e. debido a que la gran mayoría de las señales detectadas tienen sólo un f.e. y una cola hacia la derecha, por lo tanto el valor medio del histograma es ligeramente mayor que 1.

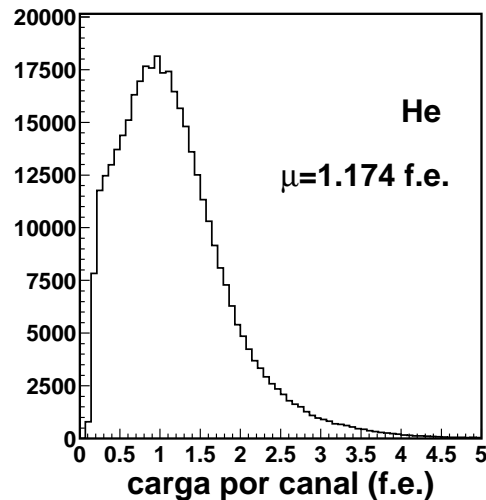


Figura 5.14: Distribución de la carga por señal para una muestra de  $Z = 2$ .

La comparación *run* a *run* de esta cantidad con el valor esperado en la simulación ha permitido hacer un ajuste fino de las calibraciones. La variación de ganancia media por canal se muestra en la figura 5.15 para distintas escalas temporales. En el curso de un sólo *run* se observan variaciones inferiores al 1%, y del 2% durante toda la semana de prueba, en buen acuerdo con la determinación de la ganancia de los datos de calibración con LED.

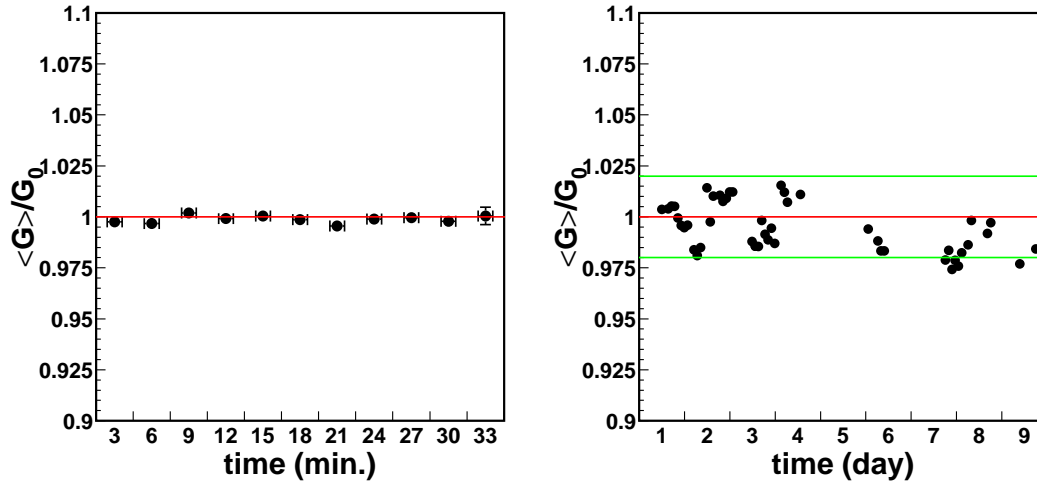


Figura 5.15: Evolución de la ganancia media por canal relativamente a su valor de referencia,  $G_0$ , a lo largo de un sólo *run* (izquierda) y durante todo el período de toma de datos (derecha).

### Alineamiento del STD y RICH

El objetivo de la calibración de la traza del STD es obtener la predicción de dicha traza a la entrada del radiador del prototipo del RICH.

Los datos del STD han sido proporcionados a través de ficheros ASCII con la siguiente información:

- ◊ Número del *run* y número global del suceso (usando el contador común para la adquisición).
- ◊ Medida de  $Z$ , valor del  $\chi^2$  asociado a la medida, y número de planos usados para la reconstrucción. Todas las cantidades se dan para el lado  $k$  y el lado  $s$ <sup>4</sup>.
- ◊ Para la traza: el desplazamiento y la pendiente que definen la dirección reconstruida, el valor del  $\chi^2$  asociado y el número de planos usados para el ajuste. Como arriba, toda la información se da para el lado  $k$  y el lado  $s$ .

La extrapolación de la traza del STD a la entrada del radiador del RICH se hace con una simple propagación lineal:

$$\begin{aligned} x_{std} &= x_0 + off_x + Zl, \\ y_{std} &= y_0 + off_y + Zm. \end{aligned} \quad (5.1)$$

<sup>4</sup>El lado  $s$  es el lado de los sensores que miden en la dirección de curvatura de la partícula, por lo tanto con *pitch* menor y mejor resolución, el lado  $k$  es el lado opuesto, donde se sitúan los cables *kaptan*, de donde el nombre.

donde  $(x_0, y_0)$  es la posición reconstruida en el STD, y  $l$  y  $m$  son los valores de la pendiente en las dos direcciones. El alineamiento consiste en establecer los valores de los desplazamientos,  $off_x, off_y$ , y de la distancia,  $Z$ , minimizando los residuos de la traza del RICH y la traza del STD propagada a la altura del RICH.

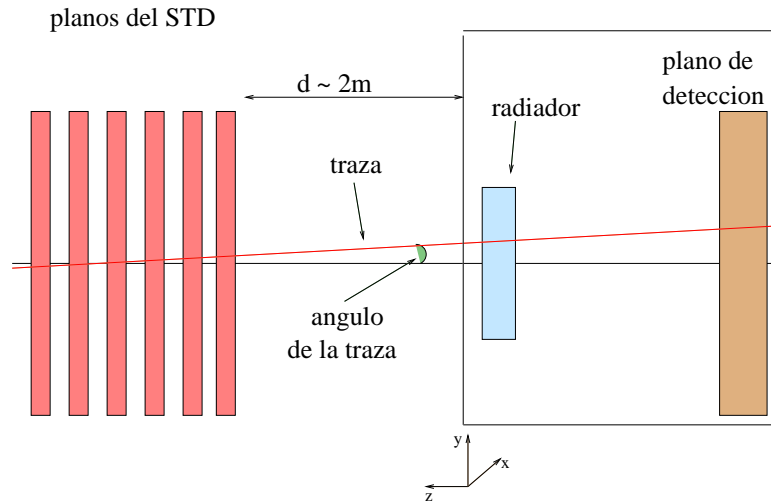


Figura 5.16: Esquema de la extrapolación de la traza del STD al prototipo del RICH. Las distancias relativas y la divergencia de la traza no son a escala real.

Una vez hecha la minimización, se obtiene una distribución de los residuos como la que se muestra en la figura 5.17: la anchura es de 1 mm y el valor medio es compatible con cero.

Finalmente la correlación entre la traza reconstruida por el STD y el RICH se muestra en la figura 5.18.

### Reconstrucción de la traza: resultados para todos los datos analizados

En la figura 5.19 se muestra el valor medio de la posición de las partículas en el plano de detección, reconstruida por el RICH y por el STD, en función del número de *run*. Se puede apreciar que la posición del haz es muy estable para los datos con incidencia ortogonal (las variaciones son inferiores a 1 mm) y la sección transversal muy estrecha ( $\sim 1$  mm) para todos los datos de  $A/Z = 2$ . En cambio para los datos con  $A/Z = 7/4$  la extensión del haz es mayor especialmente en la dirección  $y$ .

El desplazamiento observado en la  $x$  para datos con ángulo se debe a que el punto de rotación del prototipo estaba ligeramente desplazado del plano de detección, por lo tanto la rotación origina también un desplazamiento del punto de impacto del haz. Dicho desplazamiento es especialmente grande para los datos con NaF, donde la distancia de expansión es de tan sólo 7 cm.

Por lo que se refiere a los datos con espejo y los datos con NaF, se puede ver que el algoritmo del RICH no pudo proporcionar el punto de impacto, como se explicará en

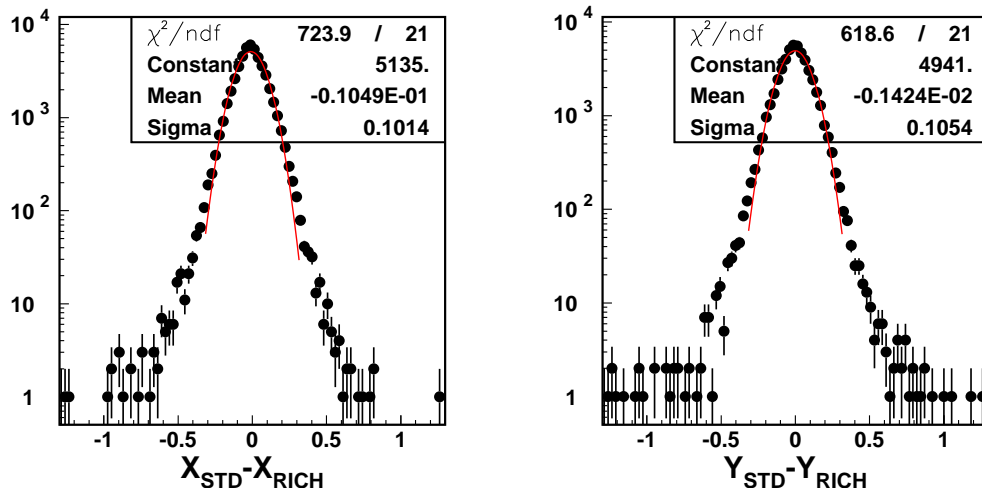


Figura 5.17: Distribución de los residuos entre la traza del STD extrapolada al RICH y la traza reconstruida por el RICH con el algoritmo descrito en el texto, para datos con  $A/Z = 2$ .

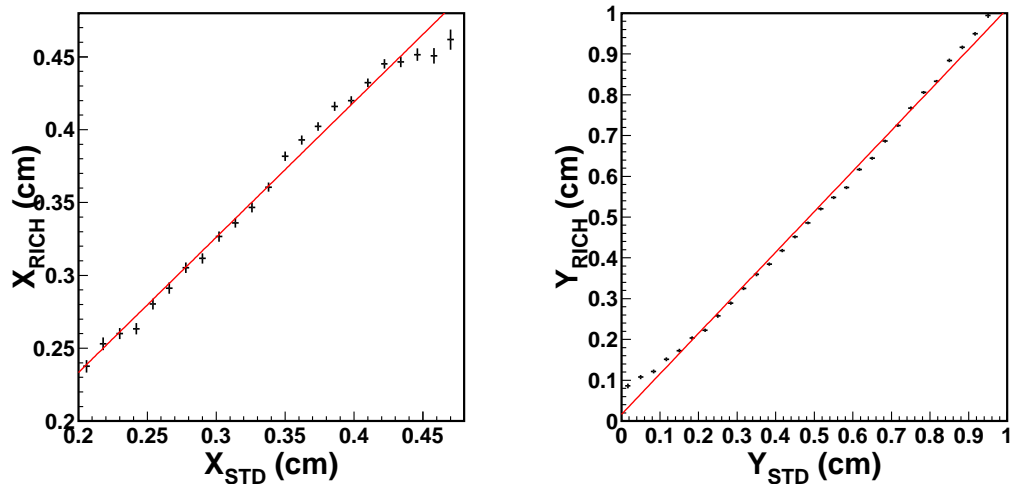


Figura 5.18: Correlación de la traza reconstruida por el STD y alineada como se explica en el texto (eje  $x$ ) y la traza reconstruida por el algoritmo del RICH (eje  $y$ ), para datos con  $A/Z = 7/4$ .

los capítulos de análisis de estos datos, por lo tanto se ha usado la aproximación de una traza puntiforme.

Finalmente, la figura también muestra los períodos en los que los datos del STD no están disponibles.

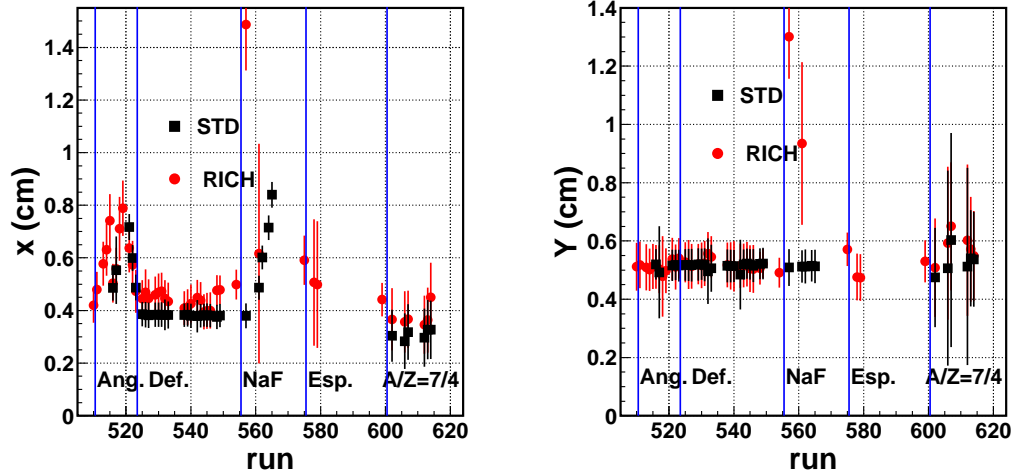


Figura 5.19: Posición de la traza reconstruida por el RICH y por el STD durante todo el experimento. La barra de error representa la anchura de la distribución. Todos los datos están tomados con un haz de  $A/Z = 2$  menos el período final donde se indica explícitamente:  $A/Z = 7/4$ . Las demás siglas significan: datos configuración ortogonal o por defecto (Def.), con ángulo (Ang.), datos con NaF (NaF) (entre los cuales hay también datos con ángulo), datos con el espejo (Esp.).

### Detección de canales defectuosos o de baja eficiencia

La calibración de los fotomultiplicadores (ilustrada en la sección 5.4) ha permitido identificar cierto número de canales que no funcionaban correctamente, y que han sido excluidos de la reconstrucción. Sin embargo, un estudio detallado de la uniformidad de la iluminación del anillo Čerenkov en el plano de detección ha permitido identificar dos PMs que, a pesar de mostrar un buen comportamiento a nivel de calibración, exhiben una eficiencia anormalmente baja.

En la figura 5.20, izquierda, se muestra un ejemplo de datos donde algunos canales muestran una iluminación menor que los demás canales del anillo. Para cuantificar este efecto se ha estudiado el número de señales detectadas en los canales del anillo en función del ángulo  $\phi$ , comparando datos que involucran distintos conjuntos de PMs. Como se puede ver en la figura 5.20, además de ligeras fluctuaciones debidas a la geometría, se ha detectado una zona con iluminación significativamente más baja en el caso de datos con radio de 11 cm. Esta dirección corresponde a un PM concreto (donde indica la flecha).

Con este método se han identificado dos PMs de baja eficiencia, y se han eliminado



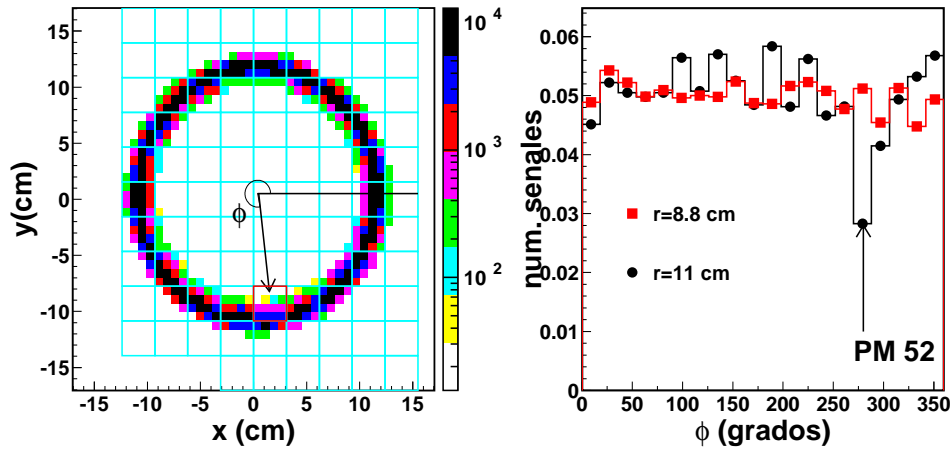


Figura 5.20: Izquierda: imagen del plano de detección para un conjunto de 5000 sucesos: la flecha indica una zona del anillo donde la carga recolectada parece inferior respecto a los demás canales del anillo. Derecha: Histogramas del número de señales detectadas en el anillo en función del ángulo azimutal  $\phi$ . Se comparan datos con dos distintas distancias de expansión (y por consiguiente con radio distinto). La flecha indica un defecto de señales de 40 %.

de la reconstrucción. Para los demás PMs, se asume para todos la misma eficiencia cuántica. Estudios sobre la uniformidad de la respuesta del detector (véase capítulo 7) han demostrado que esta aproximación no tiene repercusiones sobre la medida de la carga.

### Control de efectos de saturación en la electrónica

Para realizar la medida de la carga de partículas hasta  $Z \sim 26$  es imprescindible un amplio rango dinámico de los PMs y la electrónica asociada. En la sección 3.3.2 se ha mostrado cómo las medidas hechas en laboratorio aseguran que la respuesta de los PM del RICH es lineal hasta al menos 100 f.e.. La distribución de carga por señal para núcleos de muy alta carga medidos con el prototipo llega apenas hasta 120 f.e., como se puede ver en la gráfica 5.21, lo que garantiza la posibilidad de medir partículas hasta ese valor de  $Z$  sin problemas de no linealidad.

Por otro lado, los PMs tienen que ser operados en un régimen de ganancias que asegure que no se supera el rango máximo de ADC (en este caso 4096 cuentas). Dada la relación  $signal(f.e.) = (ADC - PED)/G$ , esto implica que, si se quiere poder digitalizar señales de hasta 100 f.e. sin saturar la ADC, las ganancias tienen un límite superior dado por:  $(ADC - PED)/signal_{max} < 4096/100(f.e.) \sim 40$  cuentas/f.e. en ganancia $\times 1^5$ . Como muestra la figura 5.11 de la sección 5.4, la gran mayoría de los canales cumplen

<sup>5</sup>El valor exacto de la ganancia máxima admisible depende de la posición del pedestal para el canal considerado.

esta condición.

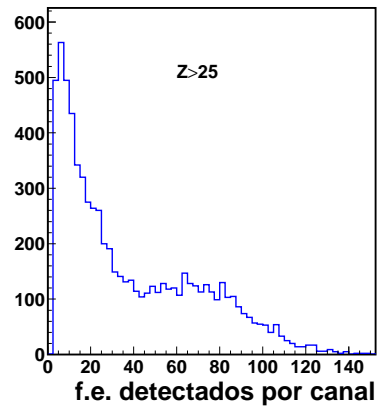


Figura 5.21: Distribución de los fotoelectrones detectados por canal para sucesos con carga  $Z > 25$  para el radiador con más alto rendimiento en luz ( aerogel de Novosibirsk  $n=1.05$ ).

## 5.7. Conclusiones

El prototipo del RICH se ha construido con el objetivo de probar las capacidades de medida del RICH en cuanto a carga eléctrica y velocidad, optimizar algunos componentes del diseño todavía no definitivos, verificar el funcionamiento de la electrónica y escoger el radiador más adecuado. En este capítulo se ha descrito el prototipo y se ha introducido la prueba en haz con iones justificando su necesidad para los objetivos propuestos.

En este marco, se ha procedido a la descripción del paquete de software de simulación y reconstrucción, la calibración de los PMs antes y durante la toma de datos, la calibración de los centelladores, el alineamiento de la traza del STD y demás herramientas necesarias para analizar los datos del prototipo.

En general, los contenidos expuestos han servido para definir el marco en el que se han efectuado las medidas con el prototipo y sentar las bases previas al análisis de los datos, que se expondrá en los siguientes capítulos.

# 6 Caracterización de los radiadores y comparación de sus prestaciones

## 6.1. Introducción

Uno de los objetivos del prototipo consiste en recoger datos para poder evaluar los distintos radiadores y escoger el mejor para el diseño final del RICH. En este capítulo se expone el análisis de los datos relativos a los aerogeles medidos y se discuten los resultados obtenidos.

En la primera parte (sección 6.2) se procede a caracterizar los radiadores: esto consiste en ajustar los parámetros que caracterizan el aerogel en la simulación con objeto de reproducir los datos reales en buena aproximación.

En la sección siguiente (6.3) se ilustra el análisis de los datos relativos a los tres radiadores considerados (expuestos en la tabla 5.2) y los resultados con ellos obtenidos en la medida de velocidad y carga; finalmente se exponen algunas consideraciones sobre sus prestaciones.

Luego (sección 6.4), se comparan los resultados con los obtenidos en la prueba en haz del año anterior, confirmando la estabilidad del aparato experimental, y finalmente se dan las conclusiones (párrafo 6.5).

## 6.2. Caracterización de los radiadores

Se han considerado datos relativos a tres tipos de aerogel: dos muestras procedentes del Instituto de Catálisis de Novosibirsk, de índice 1.03 y 1.05, y una muestra de Matsushita de índice 1.03. Las características de estas muestras se han expuesto en la tabla 5.2 del capítulo anterior.

Los parámetros ópticos de las tres muestras son conocidos a priori sólo de manera aproximada, por lo tanto se ha hecho una caracterización efectiva sobre la base de la comparación entre datos reales y datos simulados. El objetivo es obtener una simulación capaz de reproducir los datos reales con la mayor precisión posible y que pueda predecir en manera fiable el comportamiento del detector en otras configuraciones.

Como ya se ha descrito en [20, 69], para reproducir de modo completo el comportamiento del aerogel es necesario introducir, además de la difusión Rayleigh, un modelo efectivo cuyo efecto neto puede describirse mediante la dispersión de una fracción de los fotones a la salida del aerogel con un ángulo pequeño respecto a la dirección original. Los parámetros del modelo son la probabilidad de dispersión y el ángulo medio de dicha

Cuadro 6.1: Lista de los datos que se han analizado para caracterizar ópticamente los distintos radiadores.

Proveedor	Grosor del radiador (cm)	Distancia de expansión (cm)	índice de refracción
Novosibirsk	3.0	42.3	1.03
Matsushita	3×1.1	42.3	1.03
Novosibirsk	2.5	35.31	1.05

dispersión [22]. Por lo tanto, los parámetros que se quieren ajustar para caracterizar un radiador son: el índice de refracción, la claridad, y los parámetros que describen la dispersión superficial de los fotones.

### Índice de refracción

Como primera aproximación, se han procesado los datos con el valor nominal del índice, y se ha fijado un valor exacto de la distancia de expansión necesario para que el valor medio de la velocidad reconstruida reproduzca la  $\beta$  del haz. Luego, se han analizado otros datos, relativos a otro radiador, pero con la misma distancia de expansión y el índice ha sido ajustado para obtener el valor medio de la  $\beta$  reconstruida en 1 (según las especificaciones del haz). Los valores del índice de refracción ajustado se muestran en la tabla 6.3. El error se ha calculado a partir de la diferencia en el valor del índice calculado para datos tomados con la misma distancia de expansión nominal.

### Parámetros de dispersión superficial

La dispersión superficial se ha introducido con la formula [22]:

$$P_{ds}(\Delta\theta)d\Delta\theta \sim \exp - \frac{\sin^2 \Delta\theta}{2\delta\theta^2} d(\sin^2 \Delta\theta) \quad (6.1)$$

El método consiste en hacer un barrido en el espacio de los dos parámetros, probabilidad ( $P$ ) y ángulo medio ( $\delta\theta$ ) y minimizar la diferencia entre la distribución de los residuos de la  $\beta$  por señal en datos y en la simulación Monte Carlo (MC).

Los datos que se han usado para aplicar los programas de ajuste son los listados en la tabla 6.1. Las respectivas simulaciones MC se han generado simulando un haz de núcleos de  $^4\text{He}$  de velocidad  $\beta \simeq 1$  usando como generador la traza proporcionada por el STD y perpendicular al radiador. El valor del  $\chi^2$  de los residuos en el espacio de coordenadas ( $P, \delta\theta$ ) se muestra en figura 6.1. La distribución de los residuos de la  $\beta$  por señal para los datos y la simulación, usando los parámetros que minimizan el  $\chi^2$ , se muestra en la figura 6.2.

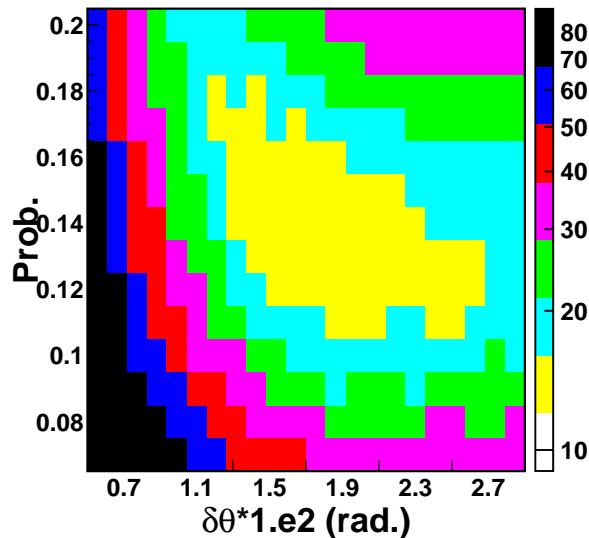


Figura 6.1: Distribución del  $\chi^2$  en el plano de los parámetros ( $P, \delta\theta$ ) para el radiador de Novos. 1.03.

### Claridad efectiva

Una vez fijados los valores óptimos de  $P$  y  $\delta\theta$ , se procede al ajuste de la claridad efectiva. La claridad es la cantidad con la que se parametriza la dispersión Rayleigh en un aerogel (como se ha explicado en la sección 3.3.2). Esta característica determina al primer orden el número de señales detectadas en el anillo, por lo tanto se ha ajustado su valor de manera que el MC reproduzca el número de señales observadas en los datos. De esta manera se obtiene un valor efectivo de claridad que, introducido en la simulación, da el mejor acuerdo con la cantidad de luz observada en los datos reales, pero también podría absorber otros efectos tales como una menor eficiencia de detección de las guías o una menor eficiencia cuántica de los PMs. Por estas razones el valor de claridad ajustado (al que se hará referencia como  $C_{ef}$ ) no es directamente comparable con las medidas directas de laboratorio.

El número medio de señales por suceso obtenidas en la simulación y en datos reales se muestra en la tabla 6.2 donde se puede apreciar el muy buen acuerdo entre datos y MC.

En la tabla 6.3 se muestran los parámetros ópticos resultantes del ajuste con el error asociado. La estimación del error se ha realizado calculando la claridad efectiva usando datos con el mismo radiador y mismas condiciones con el haz iluminando puntos distintos de la loseta de aerogel.

Las medidas directas de transmitancia hechas en el CIEMAT (vease sección 3.3.2), listadas en la tabla 6.4, dan valores de la claridad cercanos a los que se han ajustado con el modelo implementado en el código, especialmente para las dos muestras de Novosi-

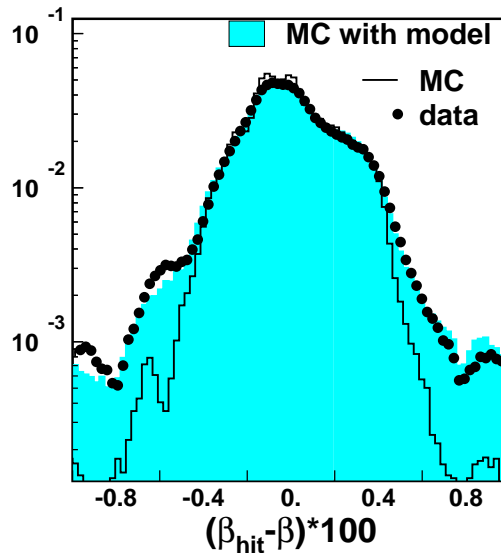


Figura 6.2: Distribución de los residuos en MC (línea negra) en datos (puntos rellenos) y en el MC con el modelo implementado (histograma azul) para el radiador de Novos. 1.03.

birsk. Esto demuestra que en la simulación todos los efectos que determinan la eficiencia de detección de los fotones se tienen en cuenta de manera apropiada. En cambio, para el radiador de Matsushita la claridad efectiva resulta sensiblemente peor de la medida en laboratorio, debido a que en el prototipo se apilaron tres losetas para alcanzar el grosor deseado, mientras que en laboratorio se midió una loseta individualmente. Medidas de laboratorio han demostrado que apilar más losetas de aerogel puede deteriorar la transmitancia neta, lo que constituye una desventaja inevitable para el uso de aerogel de Matsushita que sólo se fabrica en losetas de 10 mm de grosor.

Cuadro 6.2: Comparación del número de señales ( $N_s$ ) para una muestra de helio en los 3 radiadores considerados, en datos y en los respectivos MC, enseñados en la figura 6.3. El error asociado al número de señales es el error estadístico. Los radiadores se indican con las siglas introducidas en la tabla 5.2.

radiador	$N_s$ datos	$N_s$ MC	acuerdo datos-MC
CIN103	$34.90 \pm 0.03$	$34.87 \pm 0.05$	0.1 %
MEC103	$37.03 \pm 0.04$	$37.09 \pm 0.05$	0.16 %
CIN105	$47.17 \pm 0.04$	$47.24 \pm 0.06$	0.14 %

Cuadro 6.3: Parámetros efectivos ajustados para los radiadores.

radiador	$n_{ef}$	$C_{ef}$ ( $\mu^4/\text{cm}$ )	$P_d$	$\delta_\theta$ (mrad)
CIN103	$1.0300 \pm 0.0004$	$0.0052 \pm 0.0001$	$0.14 \pm 0.02$	$17 \pm 4$
MEC103	$1.0309 \pm 0.0003$	$0.0058 \pm 0.0001$	$0.14 \pm 0.02$	$23 \pm 5$
CIN105	$1.0529 \pm 0.0006$	$0.0055 \pm 0.0001$	$0.19 \pm 0.02$	$14 \pm 3$

Cuadro 6.4: Valores de claridad medidos en el laboratorio como se describe en el texto.

Aerogel	CIN103	MEC103	CIN105
$C \pm \sigma_C$ ( $\mu\text{m}^4\text{cm}^{-1}$ )	$0.00509 \pm 0.00003$	$0.00379 \pm 0.00012$	$0.00524 \pm 0.00005$

### Sistemáticas del modelo para los parámetros de dispersión superficial

La evaluación del error sistemático se ha hecho repitiendo el método de ajuste para el mismo radiador con datos tomados con una distancia de expansión menor y con un haz con perfil más extenso. Para averiguar de qué parámetro depende principalmente la sistemática (si de la extensión del haz o de la distancia de expansión) se ha repetido una tercera vez el proceso de ajuste seleccionando sólo una región del haz muy estrecha que reproduce la condición de haz cuasi puntiforme de los datos estudiados anteriormente. Los resultados apuntan a que la mayor responsable sea la distancia de expansión, por lo tanto se ha considerado más adecuado asumir como mejor estimación de los valores de los parámetros  $P$ ,  $\delta\theta$  los calculados a partir de los datos con  $H$  mayor (42.3 cm), más parecida a la distancia de expansión de la configuración del vuelo (46.8 cm).

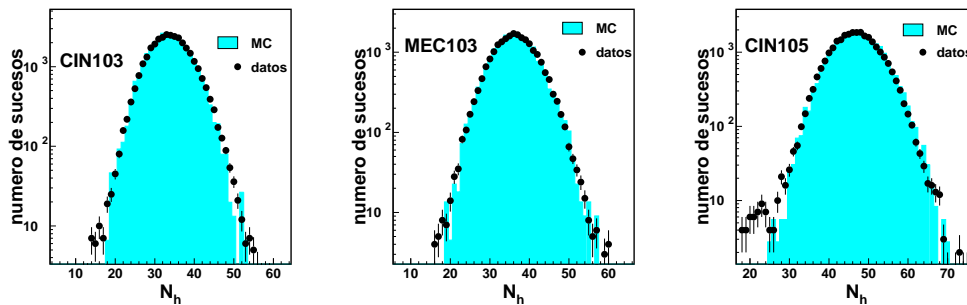


Figura 6.3: Distribución de las señales incluídas en el anillo para una muestra de carga  $Z=2$ , para los tres radiadores considerados. El histograma azul es el MC y los puntos llenos los datos.

## Discusión de los resultados

Como se ve en la figura 6.3 hay muy buen acuerdo en el número de señales en datos y en el MC. El resultado del ajuste de los parámetros ópticos pone en evidencia cierta uniformidad entre los tres radiadores, ya que, como se puede apreciar en la tabla 6.3, los valores de claridad y de los parámetros de difusión superficial no difieren mucho de un radiador al otro. Lo que sí marca la diferencia entre los radiadores es la cantidad de luz producida: mientras los dos radiadores de índice 1.03 producen alrededor de 35-37 señales por anillo para  $Z = 2$ , el radiador CIN105 produce en media 47. Este parámetro, como ya se ha explicado anteriormente, es de gran importancia en un detector RICH, por lo que concierne la eficiencia de reconstrucción y la medida de la carga eléctrica. De otro lado, pero, los radiadores de índice de refracción más pequeño proporcionan una mejor resolución en velocidad. Por lo tanto, se puede concluir que no hay un radiador claramente mejor de los demás. Para poder establecer cuál es el mejor candidato para radiador del RICH de AMS es necesario hacer un estudio sistemático de los datos recogidos con el prototipo, para tener una visión más completa posible de las prestaciones de los 3 radiadores. Una vez caracterizados los radiadores, se extrapolarán los resultados al diseño final del RICH en AMS (en el capítulo 10) para poder elegir el mejor radiador.

## 6.3. Análisis y resultados de los tres radiadores

### 6.3.1. Selección de la muestra.

En este capítulo se han analizado los datos considerando la reconstrucción del suceso usando la determinación de la traza del STD.

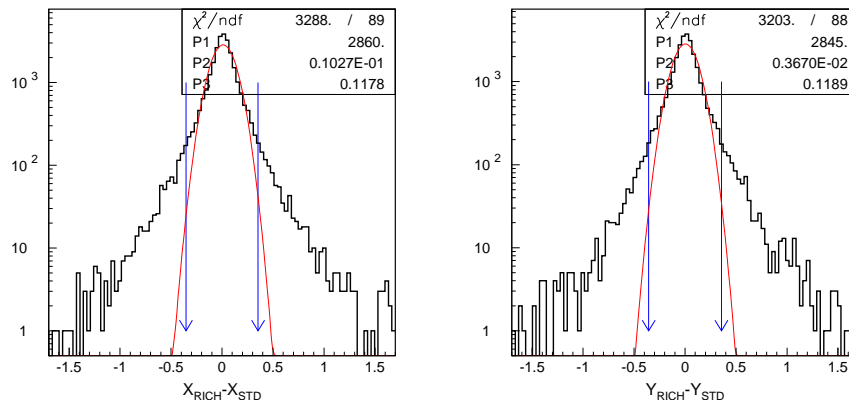


Figura 6.4: Residuos de las traza del RICH menos la del STD en las dos coordenadas  $x$  (izquierda) e  $y$  (derecha). Los sucesos seleccionados son los que tienen un residuo dentro de 3 sigmas.



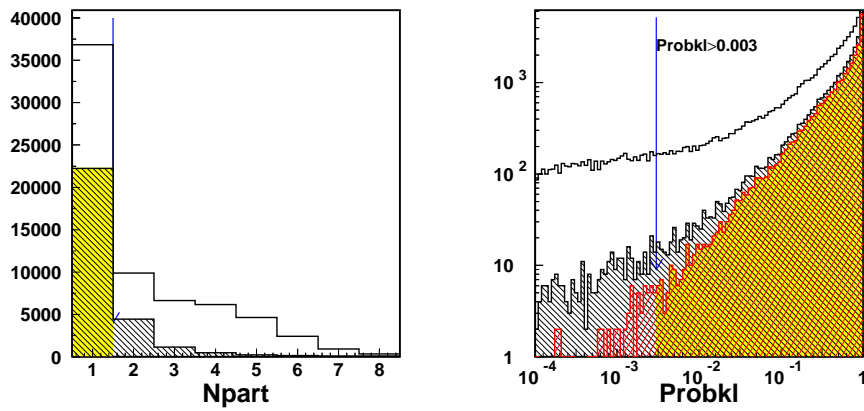


Figura 6.5: Panel de la izquierda: distribución de la cantidad  $N_{part}$  (véase texto para la definición) donde el histograma rayado representa la muestra obtenida aplicando el corte de compatibilidad de las trazas de RICH y STD y la flecha indica el corte aplicado. Derecha: probabilidad de Kolmogorov del anillo reconstruido, de nuevo el histograma rayado es la muestra con el corte sobre la traza, el histograma a cuadros con el corte en  $N_{part}$ , y la superficie amarilla corresponde al corte aplicado:  $Prob_{kl} > 0.003$ .

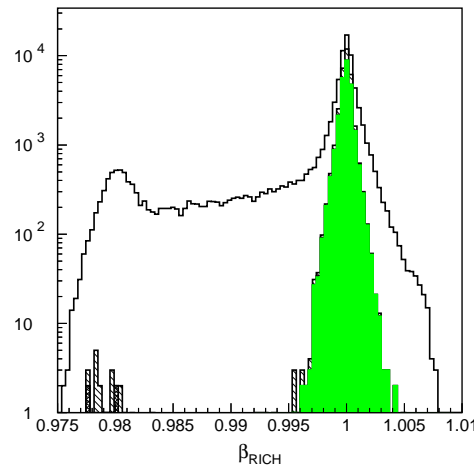


Figura 6.6: El histograma blanco representa la distribución de la  $\beta$  reconstruida por el RICH para los datos con el radiador CIN103 y con haz ancho. El histograma rayado es la  $\beta$  con el corte aplicado en la compatibilidad de la traza de STD y RICH (véase texto). El histograma rayado a cuadros se ha obtenido añadiendo el corte en  $N_{part}$ , y finalmente el histograma de color verde es la muestra que se obtiene pidiendo también un corte muy blando en  $Prob_{kl}$ , que elimina las últimas colas que quedan a la izquierda.

Con objeto de obtener una muestra bien reconstruida que permita estimar con precisión las capacidades de medida del detector, se han aplicado los siguientes cortes:

1. Corte sobre la calidad de la traza. Como se muestra en la figura 6.4 se han seleccionado los sucesos cuyo residuo de la traza del RICH respecto a la traza del STD sea menor que 3 sigmas del ajuste a una gaussiana de la parte central de la distribución. El efecto de este primer corte se puede ver en la distribución de la velocidad reconstruida 6.6. El corte descarta muchos sucesos para los cuales la traza reconstruida por el RICH está lejos de la traza real. En gran parte de los casos esto se debe a que el suceso ha sufrido fragmentación y dos partículas han llegado juntas al detector, o bien porque se trata de sucesos especialmente ruidosos. La eficiencia del corte es de 40 %.
2. Una sola partícula. Se pide que el número estimado de partículas que han tocado el detector sea una. La estimación del número de partículas se hace sobre la base de la carga recogida en todo el plano de detección comparada a la carga de las señales del anillo. Esencialmente este corte rechaza muchos sucesos que han tenido fragmentación. En la figura 6.5 se puede ver la distribución de  $N_{part}$ , y el corte aplicado; la eficiencia del corte es de 80 % respecto a la muestra seleccionada anteriormente.
3.  $Prob_{kl}$ . En la figura 6.5 se muestra la distribución de la probabilidad  $Prob_{kl}$ , y el corte aplicado; este corte da una estimación de la consistencia del anillo reconstruido por el trazado de rayos y el anillo formado por los canales detectados. Como se puede ver en la figura 6.6 sólo elimina alguna cola de la distribución constituida por sucesos mal reconstruidos, y tiene eficiencia muy alta, más de 99 %.

Al final de la selección obtenemos una muestra de un  $\sim 30\%$  de la inicial. Este valor representa el porcentaje de datos seleccionados para datos relativos al radiador CIN103 y con haz ancho, y es bastante parecida para los tres radiadores ya que el efecto de los cortes aplicados depende principalmente del aparato experimental, más que del radiador.

Cabe destacar que este número no puede ser interpretado como la eficiencia de reconstrucción del prototipo, ya que los sucesos rechazados no tenían los requisitos mínimos para ser reconstruidos por el RICH, tales como la traza bien reconstruida.

### 6.3.2. Resultados en $\beta$

#### Datos con misma distancia de expansión

Uno de los objetivos del prototipo es de recoger datos con diferentes tipos de aerogel con el fin de poder elegir el que mejor se adapte a las exigencias del RICH. Por lo tanto, se ha intentado hacer una comparación de las prestaciones de los 3 radiadores, considerando datos tomados en las condiciones lo más parecidas posible. La distancia de expansión es un parámetro que afecta de manera directa a la resolución en velocidad, por lo tanto los datos que hemos escogido para hacer la comparación están tomados con la misma distancia de expansión: 33.45 cm.

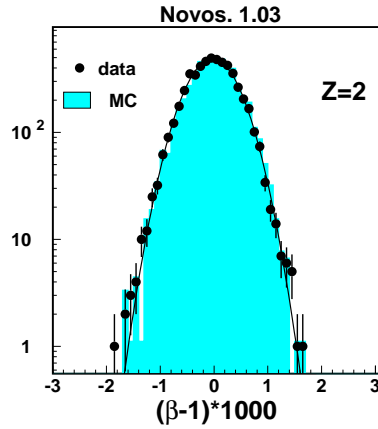


Figura 6.7: Distribución de  $(\beta-1)\times 1000$  para datos relativos al radiador CIN103 con haz ancho, para una muestra de carga 2, en datos reales (puntos negros) y para una muestra simulada (histograma azul). A los datos se aplica un ajuste gaussiano, cuyos parámetros se muestran en la tabla 6.5

Cuadro 6.5: Características de los datos considerados y resolución en velocidad medida sobre una muestra de  $Z = 2$ , para datos con haz  $A/Z=7/4$ .

radiador	H (cm)	$H_r$ (cm)	$\sigma(\beta) \times 10^3, Z = 2$
CIN103	33.45	3.0	$0.4458 \pm 0.0047$
MEC103	33.45	$3 \times 1.1$	$0.4813 \pm 0.0047$
CIN105	33.45	2.5	$0.4709 \pm 0.0035$

Cuadro 6.6: Resultados del ajuste a la resolución en  $\beta$  versus  $Z$  de la figura 6.8 usando la función 6.2. Se exponen el tipo de aerogel y la distancia de expansión, y en las columnas 2 y 3 se reportan los parámetros  $A$  y  $B$  del ajuste.

radiador	distancia de expansión $H$ (cm)	$A \times 10^3$	$B \times 10^3$
CIN103	42.3	$0.685 \pm 0.003$	$0.043 \pm 0.002$
MEC103	42.3	$0.724 \pm 0.003$	$0.049 \pm 0.002$
CIN105	35.31	$0.882 \pm 0.003$	$0.060 \pm 0.002$

En la figura 6.7 se muestra la velocidad reconstruida para el radiador de Novosibirsk de índice 1.03, usando la predicción de la traza del STD. La distribución se ha obtenido seleccionando una muestra de  $Z = 2$  con los detectores auxiliares (STD y centelleadores) y aplicando los cortes de calidad que se han explicado anteriormente. La resolución se estima aplicando un ajuste a una gaussiana a la distribución de la velocidad reconstruida. En la tabla 6.5 se exponen los resultados obtenidos para los tres radiadores.

Se puede ver que las prestaciones de los tres radiadores son bastante parecidas, aunque el radiador CIN103 tiene un valor ligeramente mejor. El radiador CIN105 destaca por tener una muy buena resolución, a pesar de tener un índice de refracción más alto que los demás.

### Evolución de la resolución en $\beta$ con $Z$

Para estudiar la evolución de la resolución en  $\beta$  con  $Z$  se han usado los datos con haz estrecho y  $A/Z=2$ , debido a que en este tipo de haz hay una mayor proporción de núcleos de carga alta.

Se ha seleccionado una muestra para cada valor de  $Z$  gracias a los detectores externos (STD y centelleadores) y para cada muestra se ha estimado la resolución en  $\beta$  como en el caso de helio. En la figura 6.8 se muestra la resolución en  $\beta$  en función de  $Z$  para los tres radiadores con un ajuste según la función a dos parámetros (ya introducida en el capítulo 4):

$$\sigma_{\beta}(Z) = \sqrt{\left(\frac{A}{Z}\right)^2 + B^2} \quad (6.2)$$

donde el primer término escala como  $1/Z$ , y el segundo término es un límite asintótico que depende principalmente de la granularidad del sistema de detección. Para cada radiador se han generado tres puntos con la simulación MC a carga  $Z=2, 10$  y  $16$ . Se puede apreciar un perfecto acuerdo en todo el rango de  $Z$ .

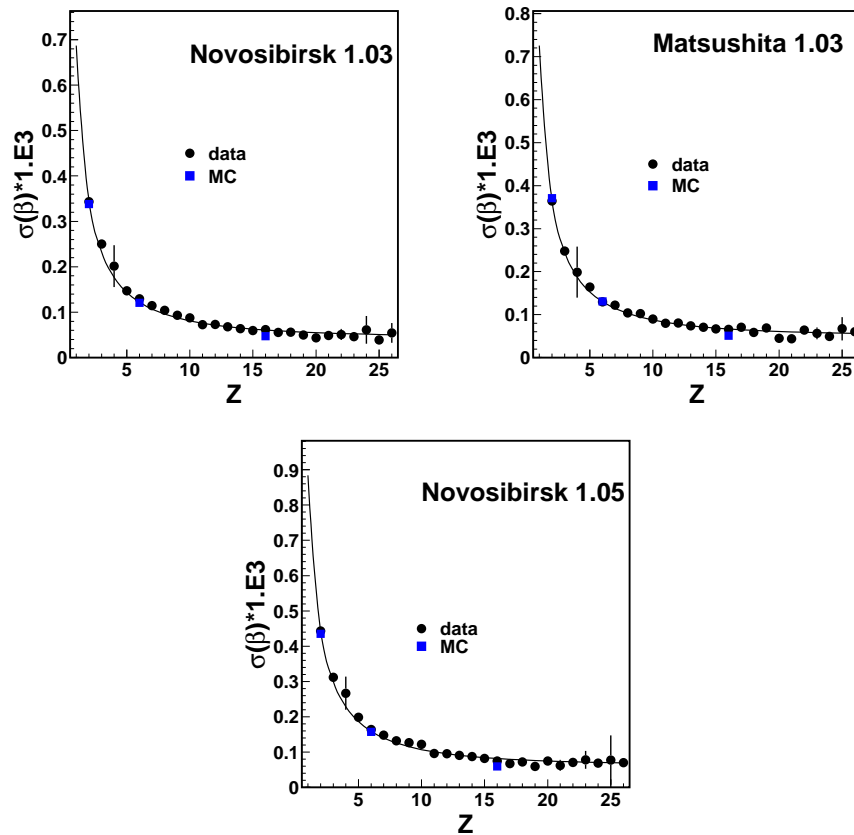


Figura 6.8: Evolución de la resolución  $\sigma(\beta)$  con la carga, para los tres radiadores. Los puntos negros son datos reales y los tres puntos azules a carga  $Z=2, 10$  y  $16$  son la simulación MC. Los datos se han ajustado con la función 6.2, los resultados del ajuste se exponen en la tabla 6.6.

## 6.3.3. Medida de la carga: resolución y confusión de carga

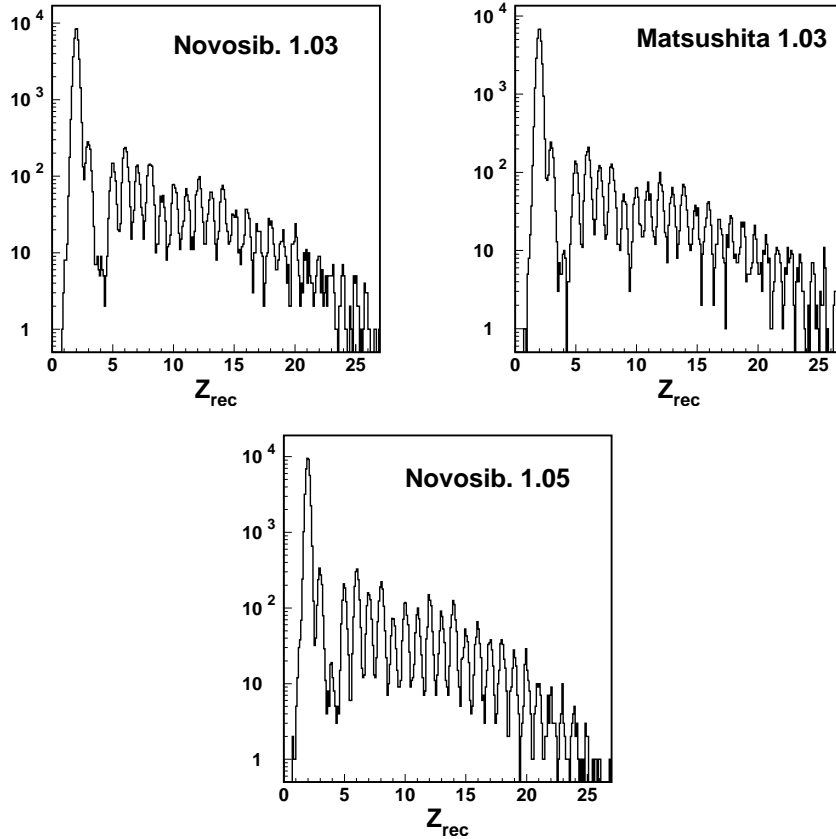


Figura 6.9: Distribución de carga para los tres radiadores analizados, relativamente a datos con haz  $A/Z=2$ .

En las figuras 6.9 se muestra el espectro de la carga reconstruida con los distintos radiadores, con un haz de  $A/Z=2$ . Como en el caso de la  $\beta$ , hacemos una selección de una muestra de una carga dada usando la determinación de la carga del STD y de los centelleadores y se aplica un ajuste gaussiano para estimar la resolución del RICH. En la figura 6.10 se enseña la selección de una muestra y el ajuste gaussiano.

En la figura 6.11 se muestra la resolución en función de la carga hasta  $Z \sim 24$ . La curva que ajusta los datos es una función que deriva directamente de la propagación del error sobre la carga reconstruida, como se anticipó en el capítulo 4:

$$\sigma(Z) = \frac{1}{2} \left( \frac{(1 + (\sigma/Q)^2)}{N_{esp}} + (Z \times \Delta N_{esp})^2 \right)^{1/2} \quad (6.3)$$

donde el primer término depende del número de f.e. esperados y de la resolución para

un sólo f.e., mientras el segundo término depende linealmente con la carga y con el desconocimiento en el número de f.e. y domina el error total a alta carga.

Mientras que a baja carga hay buen acuerdo entre datos reales y simulados, a carga alta se aprecia un deterioro de la resolución en datos que es consistente con un desconocimiento de 1-2 % en el número de f.e. esperados, como se puede ver en la tabla 6.7.

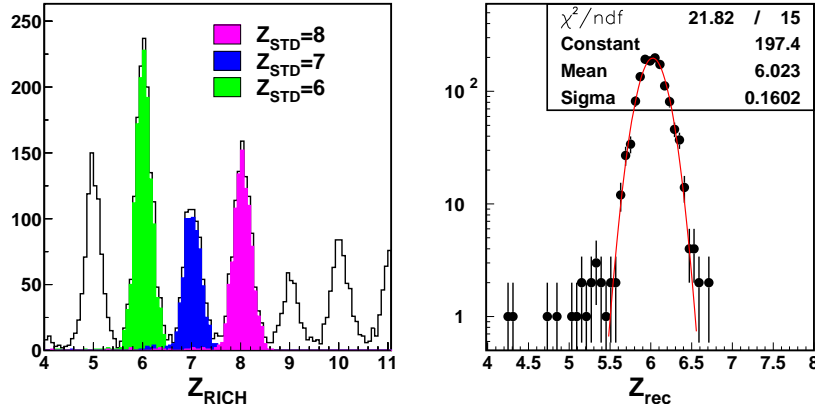


Figura 6.10: Distribución de carga medida con el radiador Novosibirsk 1.05, y selección de unas muestras con el STD. A la derecha ajuste gaussiano a la distribución de carga seleccionada.

Por lo tanto, se puede deducir que en los datos reales hay alguna fuente de incertidumbre adicional, como podría ser alguna no uniformidad del radiador. Otras fuentes de errores totalmente correlacionados, tales como una variación global de las ganancias, se han descartado a priori, en vista de la estabilidad de la respuesta del sistema de detección (véase la figura 5.15 del capítulo 5). En el capítulo siguiente, donde se ilustrará un estudio de la uniformidad del aerogel, se hará referencia a este resultado como consecuencia de las no uniformidades observadas.

En general, es evidente que los dos radiadores de índice 1.03 tienen un resultado muy parecido, siendo la resolución entre 0.18 y 0.19 unidades de carga para  $Z = 2$ , mientras que el aerogel de índice 1.05 tiene una mejor resolución, de orden de 0.15, de acuerdo con lo esperado.

### Confusión de carga

Otra cantidad interesante para caracterizar la prestación de un detector en la medida de la carga es la confusión de carga ( $cc$ ), definida como el número de sucesos con carga mal identificada ( $Z_{rec} \neq i$ ) en una muestra de partículas de carga conocida ( $Z = i$ ):

$$cc(i) = \frac{N_{Z_{RICH} \neq i}}{N_{totZ=i}} \quad (6.4)$$

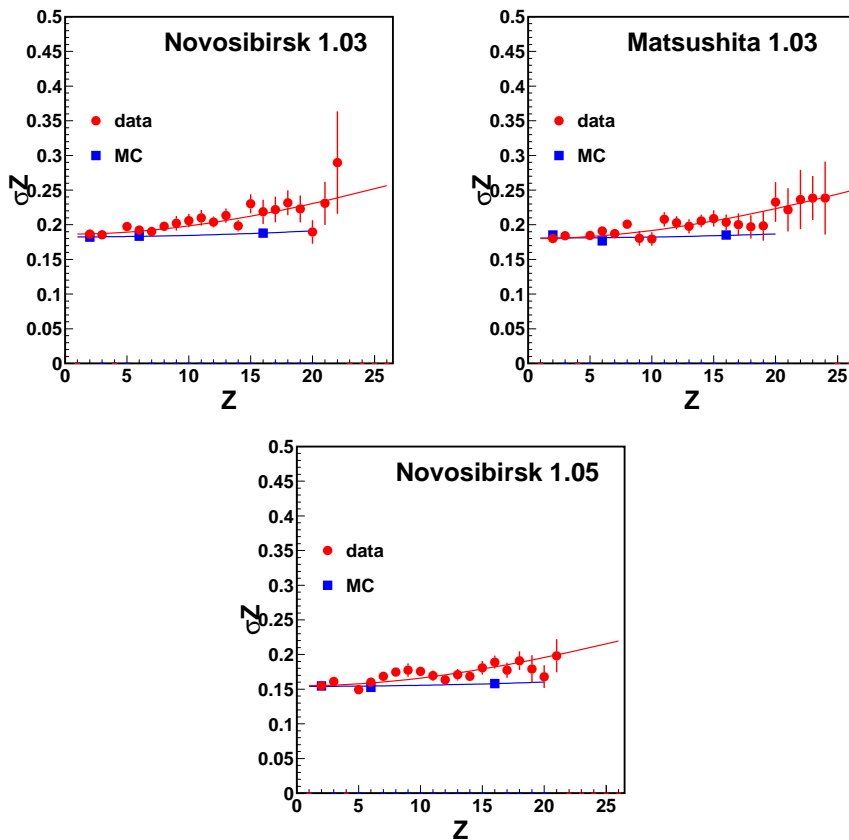


Figura 6.11: Resolución en carga frente a número atómico para los tres radiadores. Los puntos rojos son datos, y para cada radiador se han generado tres puntos de simulación MC para  $Z=2, 10$  y  $16$  (puntos azules).

En nuestro caso, la muestra en el denominador de la formula 6.4 está seleccionada por medio de la medida de los detectores auxiliares: el STD y los dos centelleadores. En la figura 6.12 se muestra el espectro de la carga reconstruida por el STD (izquierda) y la correlación con la medida por el RICH; se puede ver que hay muy buena correlación hasta  $Z \sim 20$  y que la medida del STD tiene una muy clara separación entre picos, es decir, una muy buena resolución, del orden de 0.1 unidades de carga. Siendo esta resolución mejor que la del RICH, podemos seleccionar una muestra de carga  $Z = i$  con este detector y considerarla exenta de contaminaciones de otra especies atómicas, luego para estimar la confusión de carga del RICH se hace un recuento de los sucesos de la muestra que han sido reconstruidos con carga  $Z_{RICH} \neq i$ . El cálculo se hace para la parte del espectro  $Z_{RICH} > i$  y multiplicando por dos el resultado, con objeto de excluir los sucesos que han sufrido fragmentación (como se ve en la figura 6.13). Los resultados de este cálculo se muestran en las gráficas 6.14, donde se puede apreciar que el porcentaje de sucesos con carga mal reconstruida se mantiene debajo del 10 % para los



Cuadro 6.7: Valores resultantes del ajuste enseñado en la figura 6.11 con la función 6.3, para los datos y para la simulación. Para cada radiador se especifica el valor de  $N_{esp}$  usado como parámetro fijo en el ajuste.

radiador y $N_{esp}$	datos/MC	$\sigma/Q$ %	$\Delta N_{esp}$ %
Novosibirsk 1.03	datos	$63 \pm 1$	$1.35 \pm 0.11$
$N_{esp}=10.07$	MC	$58 \pm 2$	$0.57 \pm 0.13$
Matsushita 1.03	datos	$63 \pm 1$	$1.32 \pm 0.10$
$N_{esp}=10.80$	MC	$64 \pm 2$	$0.46 \pm 0.15$
Novosibirsk 1.05	datos	$60 \pm 1$	$1.20 \pm 0.08$
$N_{esp}=14.20$	MC	$59 \pm 2$	$0.4 \pm 0.1$

dos radiadores de índice 1.03 y debajo de 5 % para el Novosibirsk de 1.05, hasta  $Z \sim 23$ .

## 6.4. Comparación con los resultados de octubre 2002

El mismo prototipo del RICH se probó en 2002, como ya se expuso en la introducción, con otro haz de iones ligeros del SPS del CERN. Una muestra de radiador, Novosibirsk de índice 1.03, se utilizó en ambos experimentos, por lo tanto se ha podido probar la estabilidad del aparato experimental tras un período de un año comparando los resultados relativos a este aerogel.

### 6.4.1. Selección de la muestra para los datos de 2002

Las principales diferencias residen en la divergencia del haz (mayor en 2002), en la velocidad de las partículas del haz secundario, y la sección transversal del haz. Estas diferencias han llevado a conducir el análisis de manera ligeramente distinta. En concreto, se han seleccionado sucesos relativos a un haz de  $A/Z = 2$  con los siguientes requisitos:

1. La traza ha sido reconstruida con las cámara de hilos y, asumiendo divergencia nula, su extrapolación al plano de detección del prototipo es consistente con la posición del pixel con carga más alta. La eficiencia de los cortes sobre la traza es de  $\sim 82$  %.
2. Un corte de tipo geométrico para descartar sucesos cuya traza pasa cerca del borde del radiador ocasionando una parcial pérdida de fotones. El porcentaje de sucesos seleccionados es 99 %.
3.  $Prob_{kl} > 0.1$ : compatibilidad entre el anillo reconstruido por el algoritmo de reconstrucción de la carga y la posición de las señales en el plano de detección. La eficiencia de este corte es de  $\sim 88$  %.

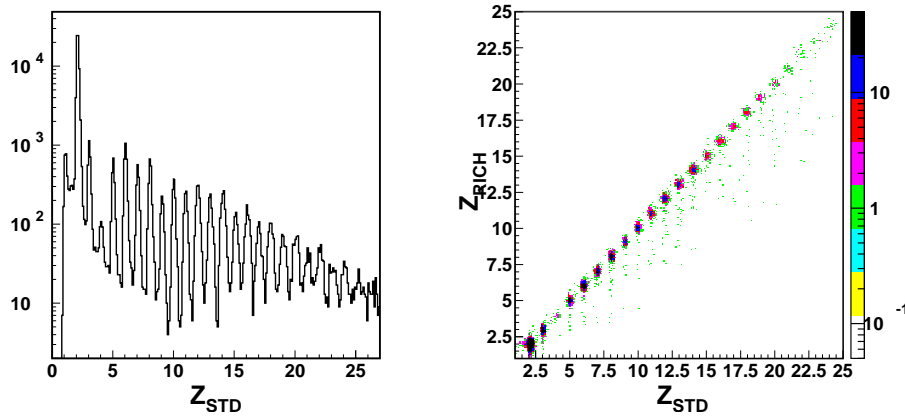


Figura 6.12: Distribución de la carga reconstruida por el prototipo del STD usando la señal del lado  $k$  de los sensores de silicio (izquierda) y correlación entre la carga medida por el STD y el RICH (derecha).

4. Se seleccionan sucesos cuya traza tiene una divergencia inferior a 1.3 mrad, lo que corresponde a un 59 % de la muestra.

#### 6.4.2. Resultados

Un análisis pormenorizado de estos datos se encuentra en [22], aquí sólo se exponen los resultados relativos al radiador CIN103 que se usó en ambos experimentos.

La resolución en  $\beta$  se estima con un ajuste gaussiano a la distribución mostrada en la figura 6.15. El valor de la resolución obtenido para una muestra de helio seleccionada según los criterios expuestos arriba es de  $0.38 \times 10^{-3}$ . Extrapolando este valor a un haz con divergencia nula la resolución resulta de  $0.35 \times 10^{-3}$ , por lo tanto compatible con el obtenido en 2003.

Por lo que concierne la producción de luz, no es posible comparar directamente el número de f.e. detectados en las dos pruebas por las siguientes razones: en primer lugar las partículas del haz tienen un momento distinto y en segundo lugar la eficiencia geométrica era menor en 2002, debido al haz más extenso y con gran divergencia y a un mayor número de canales no en correcto estado de funcionamiento. Por lo tanto, el modo más preciso para comparar la cantidad de luz detectada es una extrapolación de los resultados de 2002 a las condiciones experimentales de 2003 a través de la simulación MC. Del resultado de la comparación resulta un ligero exceso de carga (6 %) en 2003 respecto al año anterior. El principal responsable de la diferencia es el valor de las ganancias con las cuales se operaron los PMs en 2002, que era de un factor 2.2 más bajo que en 2003<sup>1</sup>, lo que supuso una menor eficiencia de detección para señales de baja carga

<sup>1</sup>Debido a un ajuste no optimizado de los tiempos de muestreo de la lectura de las señales en los circuitos de front-end la ganancia media en 2002 era de 50 cuentas/f.e. mientras que en 2003 de 120 cuentas/f.e.

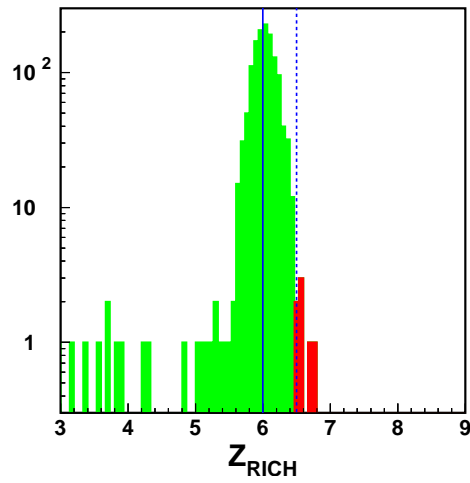


Figura 6.13: Estimación de la confusión de carga en una muestra de núcleos de carga  $Z=6$  seleccionada con ambos detectores externos: STD y centelladores (histograma verde). La confusión de carga se estima contando los sucesos que el RICH reconstruye con una carga equivocada sólo a la derecha (sucesos en rojo).

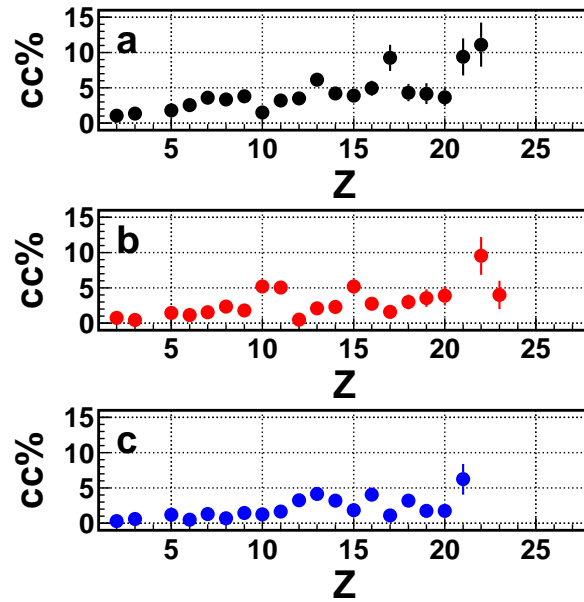


Figura 6.14: Confusión de carga por ciento para datos relativos al radiador Novosibirsk 1.03 (a), Matsushita 1.03 (b) y Novosibirsk 1.05 (c).

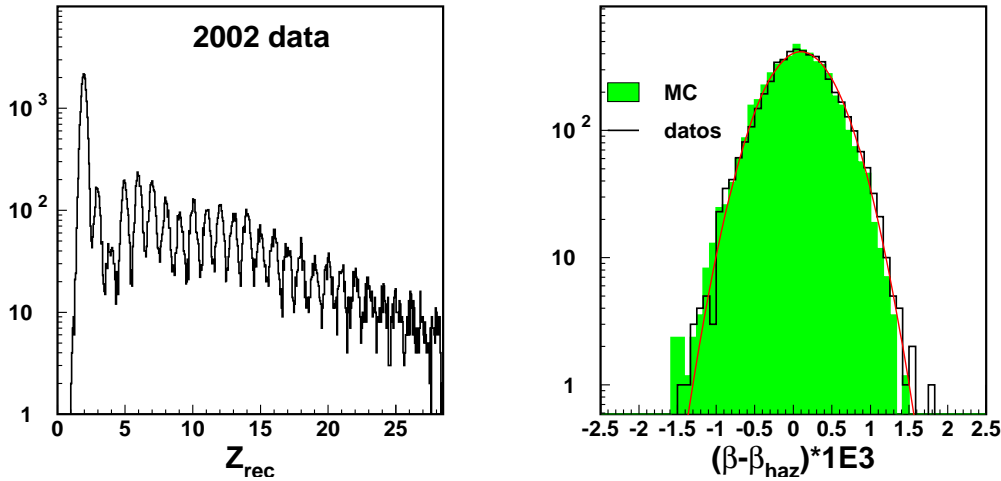


Figura 6.15: Espectro de carga medido en la prueba en haz de 2002 con el radiador CIN103 (izquierda) y distribución de la velocidad reconstruida  $(\beta - \beta_{haz}) \times 10^3$  para helio en datos relativos al mismo radiador, para datos reales y datos simulados.

cerca del umbral de adquisición.

## 6.5. Conclusiones

En este capítulo se ha ilustrado la caracterización de los tres radiadores usados en la prueba con haz de iones, los resultados son características ópticas bastante parecidas entre los tres radiadores, como se muestran en la tabla 6.3.

Una vez seleccionada una muestra bien reconstruida, se ha estimado la resolución en velocidad, de manera paralela para los tres radiadores, y su dependencia con el número atómico  $Z$ , comparando los resultados con una simulación MC. Luego, se han comparado los radiadores desde el punto de vista de la cantidad de luz producida y se ha estudiado la reconstrucción de la carga, su resolución y la confusión de carga. Para un radiador, el CIN103, también se pudo comprobar que los resultados obtenidos en 2003 son consistentes con los del año anterior, confirmando así la buena estabilidad de nuestro aparato experimental.

El resultado del estudio es que todos los radiadores analizados cumplen los requisitos para el RICH de AMS desde el punto de vista de la medida de carga y velocidad. Para tener más elementos para la elección final se han estudiado también otros factores como la uniformidad en la producción de luz, en el índice de refracción y la respuesta en función del ángulo de incidencia. En el siguiente capítulo un estudio de estos aspectos completará el análisis de las prestaciones de los tres aerogeles con el prototipo.

# 7 Estudios de uniformidad del aerogel y dependencia de la respuesta en función del ángulo

## 7.1. Objetivo de las medidas

Cuando esté funcionando dentro de AMS, el RICH será atravesado por partículas caracterizadas por un espectro continuo de velocidad y que inciden en toda la superficie útil del radiador con una distribución isotrópica de direcciones dentro de los límites impuestos por la aceptación geométrica del imán. Sólo una fracción de los anillos Čerenkov estará totalmente contenida en el detector mientras que en la mayoría de los casos tendremos anillos parcialmente reflejados sobre el espejo y/o con una fracción de los fotones perdidos en la parte no instrumentada del plano de detección, dando lugar a una gran variedad de configuraciones geométricas. En una prueba en haz esta situación no se puede reproducir, pero sí se pueden realizar algunas configuraciones que permitan hacer estudios de la uniformidad de la respuesta del detector en función del punto de impacto y del ángulo de incidencia de la partícula. Con este fin se han tomado los siguientes datos:

**datos de barrido** Se trata de una serie de datos que se han tomado desplazando la loseta de radiador de manera que el haz la atravesase en puntos distintos. En total se han barrido 9 puntos de la loseta, como se muestra en la figura 7.1, a una distancia entre ellos variable entre 2 y 3 cm según el tamaño de la loseta a medir (como se indica en la tabla 7.2). Para cada punto iluminado se han recogido unos 110 000 sucesos. Todas las demás condiciones del aparato no cambian entre un punto y el siguiente, por lo tanto eventuales variaciones de la luz detectada tienen que ser debidas a no uniformidades del aerogel.

**datos con ángulo** Para investigar como responde el detector a partículas que inciden con cierto ángulo, se ha montado el prototipo sobre una plataforma rotatoria con posibilidad de seleccionar algunos valores discretos de inclinación entre el sistema de referencia del detector y la dirección del haz. Una representación esquemática del aparato se muestra en la figura 7.10. Las configuraciones utilizadas corresponden a ángulos de 5, 10, 15 y 20 grados.

Los principales aspectos que se quieren investigar en este capítulo son la uniformidad de la producción de luz (sección 7.2), la uniformidad en índice de refracción (sección 7.3)

Cuadro 7.1: Lista de los datos analizados para la estimación de la uniformidad de los aerogeles. Todos los datos de barrido se han tomado con un haz estrecho formado por núcleos con  $A/Z=2$ , mientras que los datos tomados a la misma distancia de expansión son relativos al haz extenso y enriquecido de núcleos de  $A/Z=7/4$ .

radiador	datos de barrido	datos con misma altura $H=33.45$ cm
	y haz estrecho ( $A/Z=2$ )	y haz ancho ( $A/Z=7/4$ )
CIN103	9 puntos, $H=42.3$ cm	1 punto
MEC103	9 puntos, $H=42.3$ cm	1 punto
CIN105	4 puntos, $H=35.3$ cm	1 punto

y la dependencia de la respuesta del detector con el ángulo de incidencia (7.4).

Finalmente, los resultados del estudio de uniformidad sobre los datos del prototipo en haz de iones han sido comparado con las medidas directas hechas en laboratorio con un espectrofotómetro (ilustradas en la sección 3.3.2).

## 7.2. Uniformidad en la producción de luz

El estudio de la uniformidad de un radiador tiene como objetivo cuantificar las variaciones de sus características ópticas en distintos puntos de la pieza y ver en qué manera estas afectan la medida de la carga.

La evaluación de la uniformidad se ha hecho seleccionando una muestra de partículas de helio con el STD y los centelleadores y midiendo la cantidad de luz producida en distintos puntos de la pieza de aerogel. En el caso de sucesos totalmente contenidos, la cantidad más adecuada para estimar la cantidad de luz es el número de señales asociadas al anillo Čerenkov en lugar de la carga eléctrica reconstruida, ya que la primera cantidad depende débilmente de posibles variaciones de la respuesta del sistema de detección (tales como una fluctuación temporal de las ganancias). Sólo en el caso de sucesos no totalmente contenidos se ha usado la carga reconstruida.

La uniformidad del aerogel se ha estudiado a gran escala, es decir comparando medidas con el haz incidente en puntos a 2-3 cm de distancia entre ellos, y también a pequeña escala, usando datos con haz extenso que permiten barrer una superficie de  $\sim 1$  cm<sup>2</sup> de aerogel. Para cada tipo de aerogel se han analizado datos de barrido y datos con haz extenso. En la tabla 7.1 se expone un sumario de los datos. Se puede ver que para los dos radiadores de índice 1.03 se han considerado 8 puntos de barrido, todos con una distancia de expansión de 42.3 cm, mientras que para el radiador de  $n=1.05$  sólo se han analizado 4 puntos, con distancia 35 cm, debido al tamaño muy limitado de la loseta.

Cuadro 7.2: Comparación de la uniformidad en numero de señales para datos de barrido.

radiador	número de puntos muestreados	distancia entre puntos	uniformidad RMS( %)
CIN103	8	2.5 cm	$0.5 \pm 0.1$
MEC103	8	3.5 cm	$0.6 \pm 0.1$

### 7.2.1. Uniformidad en producción de luz a gran escala (2-3 cm)

La estimación de la uniformidad se ha llevado a cabo comparando el número de señales detectadas en los distintos puntos barridos.

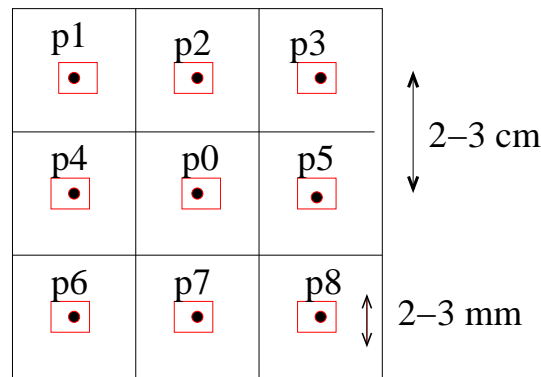


Figura 7.1: Esquema de la loseta de aerogel y los puntos barridos.

En las figuras 7.2 se muestra el número de señales reconstruidas para una muestra de  $Z=2$  en los datos de barrido y en la tabla 7.2 se resumen los resultados obtenidos. La uniformidad se estima como la dispersión relativa de las medidas individuales correspondientes a cada punto muestreado.

En el caso del radiador de índice 1.05 el tamaño muy limitado de la loseta (5 cm de lado) invalida este método, ya que hay pérdida de parte de los fotones producidos a nivel del radiador, como se ilustra esquemáticamente en la figura 7.3 izquierda. El resultado es que el anillo reconstruido está claramente incompleto aunque el suceso está totalmente contenido a nivel del plano de detección, como se aprecia en la figura 7.3 derecha.

### Dependencia de la carga recogida en función de la anchura del anillo

Como se puede apreciar en la figura 7.2 (izquierda), hay un punto de la loseta del radiador CIN103 donde se detecta menos luz respecto a los demás puntos. Para verificar que no se trate de un efecto debido al método de reconstrucción, se ha hecho la com-

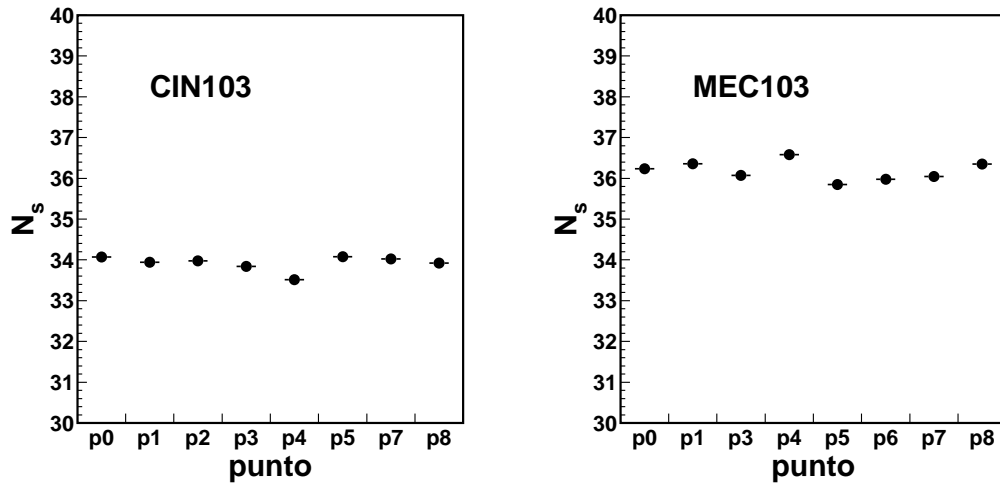


Figura 7.2: Valor medio del número de señales reconstruidas en el suceso en función del punto de la loseta iluminado.

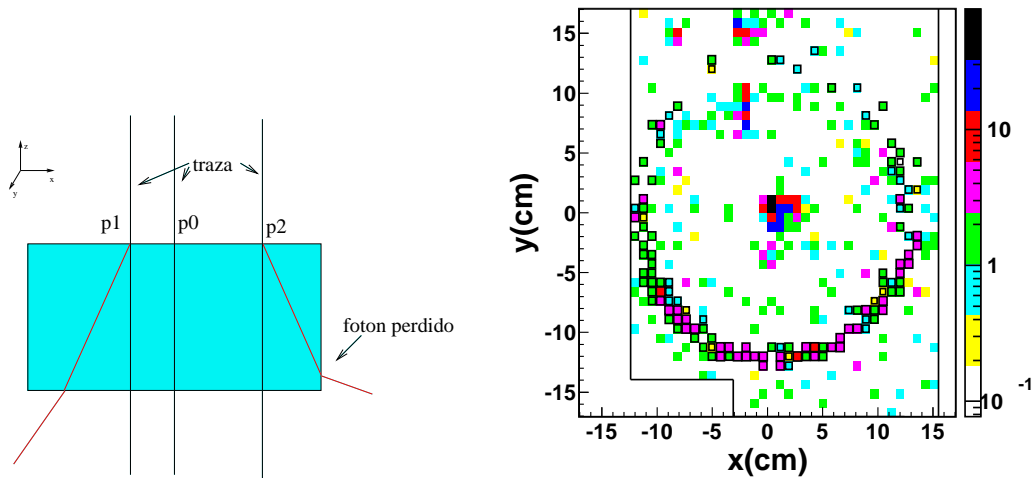


Figura 7.3: Izquierda: esquema de una pieza de aerogel iluminada en tres puntos ( $p_0$ ,  $p_1$ , y  $p_2$ ) por el haz. Se puede ver como la traza que pasa por el punto  $p_2$  causa emisión de luz Čerenkov demasiado cerca del borde lateral de la loseta, con la consiguiente pérdida de fotones. Derecha: imagen de un suceso típico para datos de barrido con el radiador CIN105 con una pieza de 5 cm de lado. Se puede apreciar en la parte superior del suceso una iluminación mucho menor de lo esperado.



paración de la cantidad de luz recogida variando el tamaño del grupo ( $\Delta_g$ ), ya que éste afecta directamente el número de señales reconstruidas en el suceso. Como se puede ver en la figura 7.4 la dispersión relativa del número de señales sigue siendo la misma para todos los valores de  $\Delta_g$ .

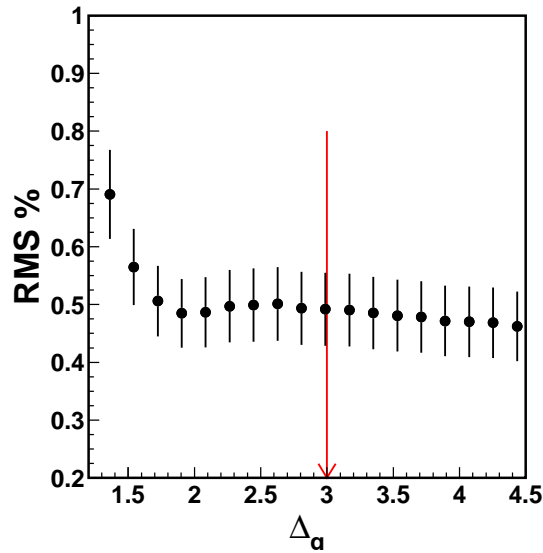


Figura 7.4: Valor de la dispersión relativa del número de señales reconstruidas en el anillo para los 8 puntos de barrido del radiador CIN103 en función del tamaño del grupo ( $\Delta_g$ ). La flecha indica el valor de  $\Delta_g$  usado en la reconstrucción.

### 7.2.2. Uniformidad en la producción de luz a pequeña escala (1 mm)

Para estimar la uniformidad del radiador a pequeña escala se han considerado datos con la sección del haz más extensa. Antes que todo se ha estudiado el perfil del haz y se han puesto unos cortes en las coordenadas  $x$  e  $y$  para delimitar una área útil.

En la figura 7.5 se ve como el tamaño del haz es de 0.7 cm en la dirección  $x$  y más ancho, 1.2 cm, en  $y$ , lo que permite un estudio de uniformidad sobre una área de  $1 \text{ cm}^2$  para estos datos. El mismo método se ha aplicado también a los datos con haz estrecho. Aunque en este caso el área es de tan sólo  $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$  (figura 7.5, derecha) sigue siendo una superficie suficientemente extensa en comparación con la dimensión típica de las estructuras del aerogel. En ambos casos se ha dividido el área útil formando una rejilla con distancia entre los puntos de 1 mm.

En la figura 7.6 se muestra la carga reconstruida para cada una de las zonas de la rejilla, para los datos con haz ancho. Se han incluido en la gráfica sólo los puntos con más de 50 sucesos recolectados, con objeto de limitar las fluctuaciones, y se ha calculado el valor medio y la dispersión de estos puntos haciendo una media pesada según el número de sucesos relativos a cada punto. Los valores de la uniformidad así obtenidos para la

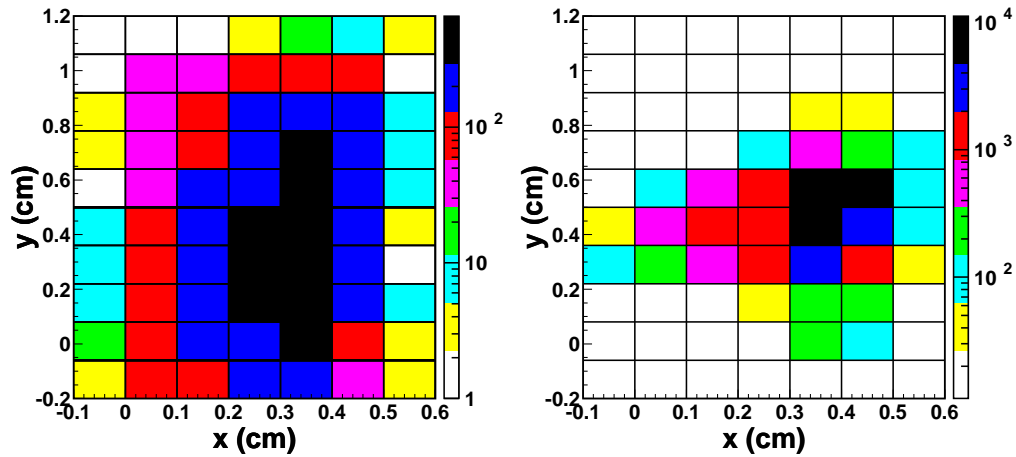


Figura 7.5: Sección del haz en el plano de detección y subdivisión en una rejilla. La escala en el eje  $z$  es proporcional al número de sucesos. A la izquierda el enrejillado para datos con haz extenso, a la derecha para datos con haz estrecho.

carga reconstruida y para el número de señales en datos con haz extenso se exponen en la tabla 7.3. Los resultados son compatibles, dentro del error estadístico con los relativos a datos de barrido.

En el caso de datos con haz estrecho, usando el mismo método se han podido muestrear sólo 6 puntos debido a la sección muy limitada del haz. En la figura 7.7 se muestra el número medio de señales reconstruidas en función del punto del enrejillado. Los resultados están de acuerdo con los obtenidos para datos con haz extenso.

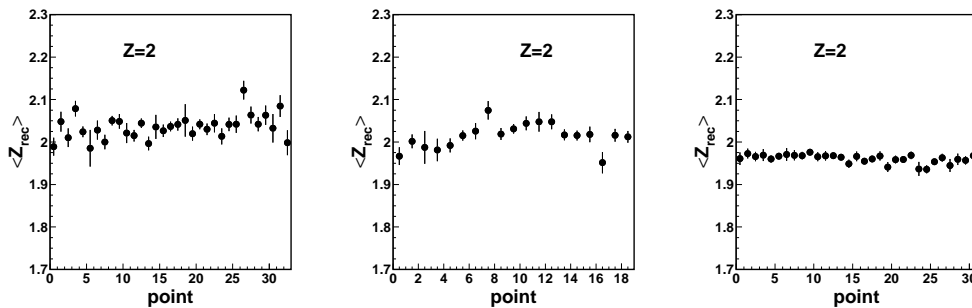


Figura 7.6: Valor medio de la carga reconstruida en los puntos del enrejillado mostrado en la figura 7.5 (izquierda) para los radiadores (desde la izquierda) de Novosibirsk 1.03, Matsushita 1.03 y Novosibirsk 1.05.

Cuadro 7.3: Comparación de la uniformidad en la carga reconstruida para datos con haz extenso. La distancia entre los puntos del enrejillado es de 1 mm.

radiador	número de puntos muestreados	RMS(%) carga	RMS(%) número señales
CIN103	32	$1.1 \pm 0.8$	$1.3 \pm 1.2$
MEC103	20	$1.1 \pm 0.8$	$1.6 \pm 1.2$
CIN105	31	$0.6 \pm 0.5$	$1.2 \pm 0.8$

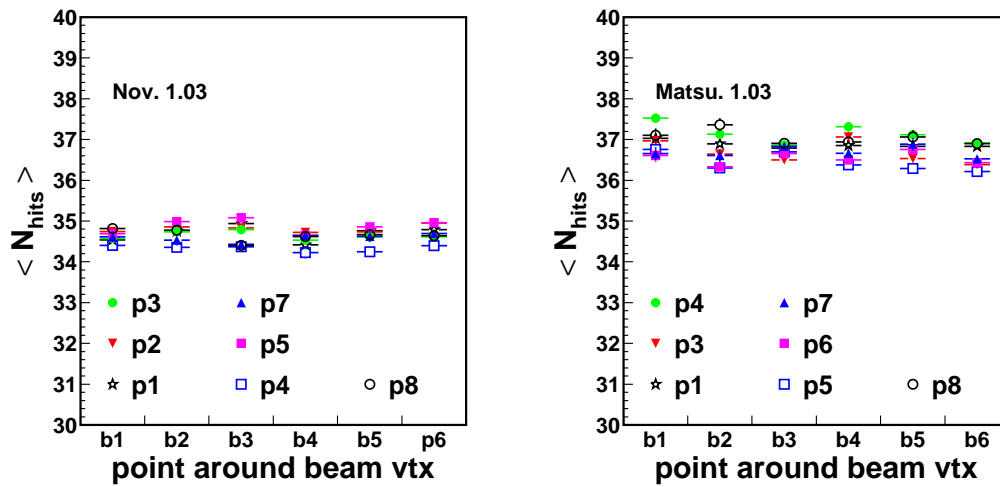


Figura 7.7: Número medio de señales reconstruidas en el anillo Čerenkov en función del punto del enrejillado mostrado en la figura 7.5, derecha; cada símbolo se refiere a un punto (p1, p2 etc...) de barrido de la loseta, como se muestra en la figura 7.1. El panel de la izquierda se refiere al radiador de Novosibirsk de índice 1.03 y el de la derecha al aerogel de Matsushita.

Cuadro 7.4: Resultados de uniformidad en la transmitancia de los aerogeles estimada desde las medidas directas en laboratorio con un espectrofotómetro, a pequeña escala (muestreando puntos a distancia de 5 mm) y a gran escala (muestreando puntos a distancia de 4 cm entre ellos). Para la muestra del MEC103 las medidas a pequeña escala no están disponibles.

Material	pequeña escala (5 mm)			gran escala (4 cm)		
	$\Delta A/A$	$\Delta C/C$	$\Delta T/T$	$\Delta A/A$	$\Delta C/C$	$\Delta T/T$
CIN103	0.8 %	0.9 %	1.2 %	0.6 %	0.8 %	1.0 %
MEC103	-	-	-	0.2 %	1.1 %	1.1 %
CIN105	0.4 %	0.4 %	0.6 %	0.5 %	1.0 %	1.1 %

### Discusión de los resultados

Los resultados obtenidos son los siguientes:

- Se ha estimado la uniformidad de la cantidad de luz detectada para las tres muestras de aerogel, obteniendo en general una uniformidad a nivel de 1-2 %, tanto a gran escala sobre toda la loseta como a pequeña escala en el entorno del haz. Los datos de barrido del CIN105 no permiten dar una estimación de uniformidad por problemas del aparato experimental, por lo tanto la uniformidad de este radiador sólo se ha estimado a pequeña escala.

En general, la uniformidad de los tres radiadores es similar.

- Las medidas de laboratorio de la transmitancia del aerogel, de las que se habló en la sección 3.3.2, permiten dar la estimación de uniformidad que se muestra en la tabla 7.4. La transmitancia se expresa como  $T(\lambda) = f(n)Ae^{-x C/\lambda^4}$ , donde  $f(n)$  es un factor cercano a 1,  $A$  una constante que depende del material y  $C$  la claridad. La uniformidad en la transmitancia se ha calculado como suma en cuadratura de las dispersiones en claridad y en el término constante. Los resultados dan una uniformidad a nivel de 1 % para los tres tipos de aerogel, de acuerdo con los datos del prototipo.
- Las variaciones en la cantidad de luz detectada son compatibles con un deterioro en la resolución en carga a alto  $Z$  debido a un desconocimiento sistemático de 1-2 % en el número de f.e. esperados. El estudio de la resolución en carga obtenida con los distintos radiadores y los valores estimados del error sistemático obtenido del ajuste se han expuesto en la sección 6.3.3.

### 7.3. Uniformidad en índice de refracción

Dada la relación directa entre variaciones de índice de refracción y el valor de la  $\beta$  reconstruida ( $\Delta\beta/\beta = \Delta n/n$ ), se ha evaluado la uniformidad del índice comparando el valor de la velocidad medido en distintos puntos de la pieza de aerogel. El método es similar al usado para estudiar la uniformidad en la producción de luz, con la salvedad que en este caso no se podrá hacer un estudio a gran escala comparando los datos de barrido, ya que la imprecisión en el posicionado de la loseta causa un error sistemático en la estimación del índice mayor que las no uniformidades a investigar. Como se puede ver en la tabla 6.3 de la sección 6.2, el error en la distancia de expansión es de  $\pm 1$  mm, lo que conlleva variaciones de  $\beta$  del orden de  $1-2 \times 10^{-4}$ , por lo tanto significativas respecto a la precisión con la que se mide  $\beta$ .

Por esta razón, la estimación de la uniformidad del índice se basa en los datos con haz extenso listados en la tabla 7.1, última columna de la derecha, y sobre datos con haz estrecho pero considerando datos del mismo punto.

#### Resultados

El valor medio de  $\beta$  reconstruida para una muestra de  $Z = 2$  se muestra en las figuras 7.9 para los datos con haz extenso y en 7.8 para datos con haz estrecho. Los resultados obtenidos se resumen en la tabla 7.5.

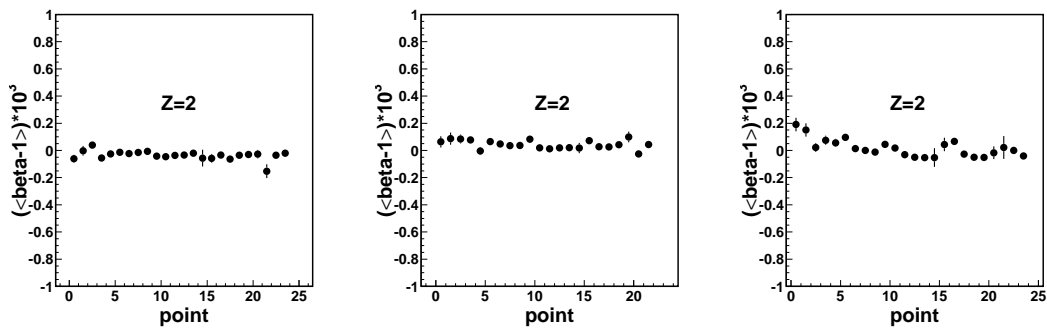


Figura 7.8: Valor medio de la  $\beta$  reconstruida en los puntos del enrejillado mostrado en la figura 7.5 (derecha) para datos con haz estrecho de los aerogeles Novosibirsk 1.03, Matsushita 1.03 y Novosibirsk 1.05 (de la izquierda a la derecha).

Se concluye que:

- La uniformidad del índice de refracción a pequeña escala resulta  $\Delta n < 10^{-4}$  y compatible con cero para los tres radiadores.
- La resolución en velocidad a alto  $Z$  permite establecer de manera indirecta un límite superior a las variaciones de índice de refracción del mismo orden  $\Delta n \sim 10^{-4}$ , ya que cualquier variación más grande del índice afectaría la  $\sigma(\beta)$ . La resolución en

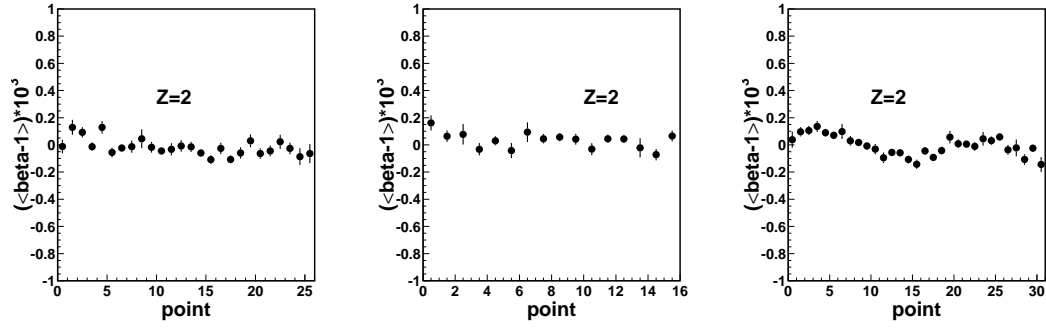


Figura 7.9: Valor medio de la  $\beta$  reconstruida en los puntos del enrejillado mostrado en figura 7.5 (izquierda) para datos con haz extenso para los radiadores (desde la izquierda): Novosibirsk 1.03, Matsushita 1.03, Novosibirsk 1.05.

Cuadro 7.5: Comparación de la uniformidad en índice de refracción.

haz extenso		haz estrecho		
radiador	número de puntos muestreados	$\Delta n \times 10^3$	numero de puntos muestreados	$\Delta n \times 10^3$
$Z=2$				
CIN103	22	$0.054 \pm 0.038$	24	$0.013 \pm 0.006$
MEC103	16	$0.047 \pm 0.036$	22	$0.015 \pm 0.007$
CIN105	31	$0.066 \pm 0.030$	24	$0.029 \pm 0.008$
$Z=3$				
CIN103	32	$0.030 \pm 0.030$	5	$0.018 \pm 0.016$
MEC103	20	$0.048 \pm 0.032$	5	$0.021 \pm 0.019$
CIN105	42	$0.062 \pm 0.024$	6	$0.022 \pm 0.021$

$\beta$  y su evolución con  $Z$  se ha analizado en la sección 6.3.2, donde se muestra que el valor asintótico de la resolución es  $\sigma(\beta)_{Z \gg 1} = 0.4 - 0.5 \times 10^{-4}$ .

## 7.4. Medida de partículas con incidencia no ortogonal

Los datos recogidos con el prototipo formando un ángulo con respecto al haz, permitieron evaluar las prestaciones del detector en una configuración similar a la que se espera para el flujo isótopo de los rayos cósmicos incidente sobre AMS en el espacio.

Radiador	ángulos medidos (grados)	distancia de expansión (cm)
CIN103	5,10,15 y 20	42.3
MEC103	5,10,15 y 20	42.3
CIN105	5,10 y 15	36.5

Cuadro 7.6: Lista de los datos analizados y sus características geométricas: ángulo entre la traza y el eje  $z$  del detector (ángulo  $\alpha$  en la figura 7.10) y distancia de expansión. Todos los datos son relativos a un haz de  $A/Z=2$ .

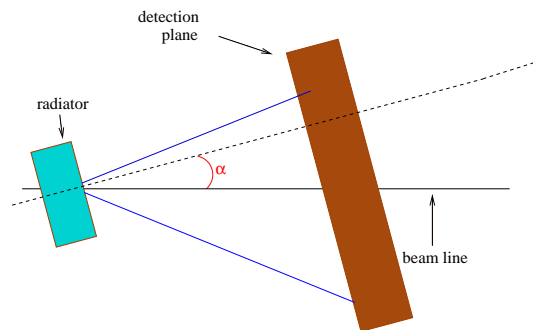


Figura 7.10: Esquema del prototipo en la configuración con ángulo.

En figura 7.10 se enseña una vista azimutal del prototipo en la configuración con ángulo y en las gráficas 7.11 se muestra la imagen de los sucesos en el plano de detección para datos con inclinación de 5 a 20 grados. Para estos datos, como se puede apreciar en las figuras, un *kapton* correspondiente a la última línea de PMs estaba mal conectado y se ha excluido de la reconstrucción.

En la tabla 7.6 se incluyen las configuraciones correspondientes a los datos con ángulo que se han analizado para los tres radiadores. Para el radiador CIN105 no fue posible tomar datos con el detector inclinado más de 15 grados, ya que el anillo Čerenkov quedaba muy poco contenido en la matriz de PM.

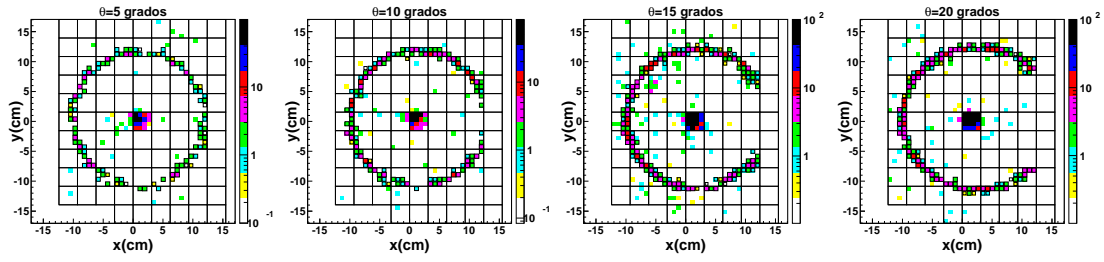


Figura 7.11: Imagen de algunos sucesos en el plano de detección relativos al radiador CIN103 para datos con distintos ángulos de inclinación respecto al haz, como se indica en las figuras.

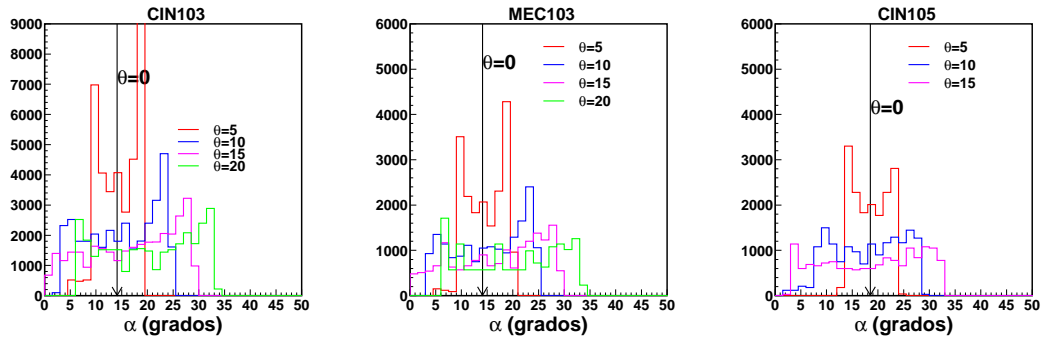


Figura 7.12: Distribución del ángulo de incidencia de los fotones en el plano de detección.

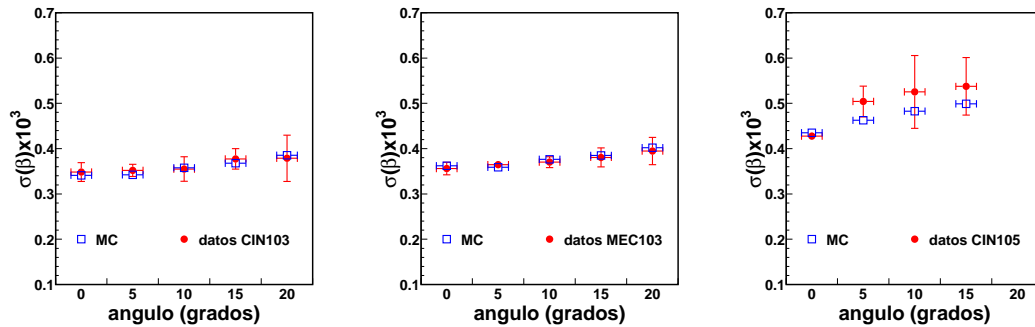


Figura 7.13: Resolución en  $\beta$  en función del ángulo entre el detector y la traza para partículas de carga  $Z=2$ , para los radiadores de Novosibirsk de índice 1.03, Matsushita de 1.03 y Novosibirsk de 1.05 (de izquierda a derecha).



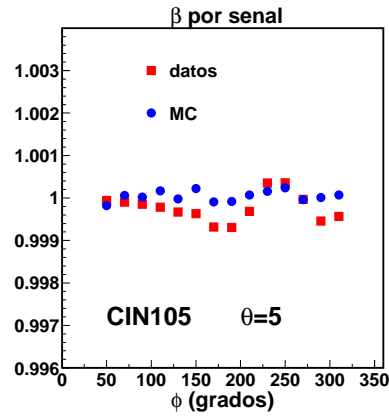


Figura 7.14: Valor medio de la  $\beta$  por señal separando el anillo en sectores de  $20^\circ$  cada uno, para datos relativos al radiador Novosibirsk 1.05 con  $5^\circ$  de inclinación.

#### 7.4.1. Medida de la velocidad

En la figura 7.13 se muestra la resolución en velocidad obtenida para unas muestras de helio en función del ángulo entre la traza y el sistema de referencia del detector. El deterioro gradual en la resolución observado tanto para datos reales que para la simulación se debe a la disminución del número de señales detectadas.

En general se puede apreciar un buen acuerdo entre los datos y la simulación, aun cuando en los datos reales el error en la determinación de la resolución es mayor respecto a la simulación, especialmente en el caso del radiador de Novosibirsk de índice 1.05. Para estos datos se ha podido verificar que la loseta no estaba exactamente paralela al plano de detección del prototipo por lo tanto la distancia de expansión no es la misma para todos los fotones Čerenkov. Como consecuencia, se producen sesgos de diferente tamaño para la  $\beta$  de señales detectadas en puntos distintos del plano de detección causando finalmente un ensanchamiento de la  $\beta$  media del suceso. En la figura 7.14 se muestra el valor medio de  $\beta$  por señal dividiendo el anillo Čerenkov en 18 sectores de  $20^\circ$  de ángulo azimutal: se puede ver que en los datos hay mayores variaciones que en la simulación. En cambio, la anchura de la distribución de la  $\beta$  por señal en cada sector del anillo sólo es un 10 % mayor respecto al MC, demostrando que la resolución por señal no ha experimentado un deterioro importante. Esta diferencia se ilustra en la gráfica 7.15, que muestra la anchura de los residuos de la  $\beta$  por señal respecto a la  $\beta$  reconstruida en los datos con incidencia vertical y en los datos con  $5$  grados de inclinación.

Con objeto de estimar la resolución en  $\beta$ , obviando el efecto introducido por el mal posicionado de la loseta, se ha calculado la resolución como la resolución media de la  $\beta$  por señal en todos los sectores del anillo dividida por la raíz cuadrada del número medio de señales por suceso:  $\sigma(\beta) = \langle \sigma(\beta_s) \rangle / \sqrt{N_s}$ .

La indeterminación asociada a la medida se ha estimado como la diferencia entre la resolución obtenida como anchura de la distribución de la  $\beta$  reconstruida (el método por defecto) y la obtenida con el método que se acaba de ilustrar. Los dos métodos

han demostrado ser equivalentes en el caso de los datos ortogonales, sin embargo para los datos con ángulo del radiador de Novosibirsk 1.05 el error resulta significativamente mayor respecto a los demás debido al desconocimiento en la posición exacta de la loseta, como puede verse en la gráfica 7.13.

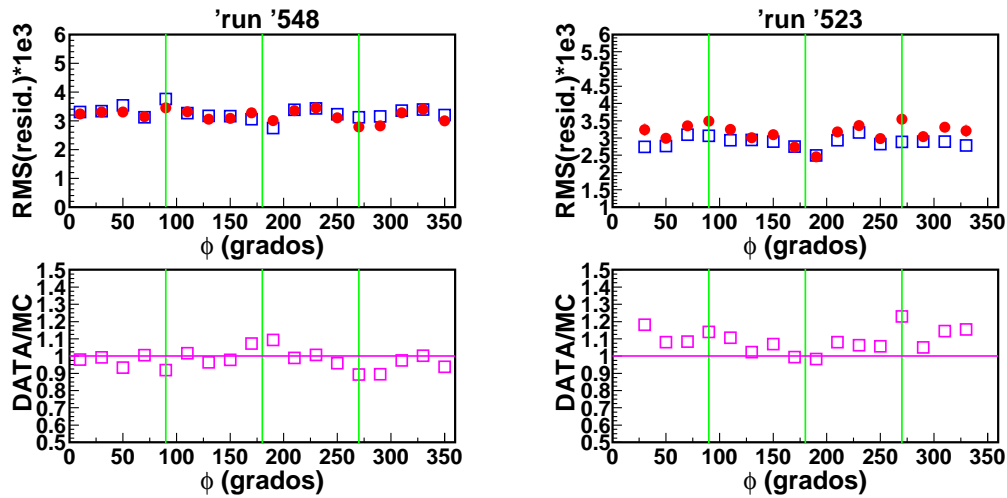


Figura 7.15: En las gráficas superiores, anchura de los residuos de la  $\beta$  por señal menos la  $\beta$  reconstruida del suceso en función del ángulo azimutal  $\phi$ , en datos reales (puntos llenos rojos) y en la simulación (cuadrados vacíos azules). En las gráficas inferiores, el cociente de datos partido por MC. El panel de la izquierda se refiere a los datos con el aerogel CIN105 para el punto con el haz perpendicular al prototipo (*run* 548) y el panel de la derecha al punto con  $5^\circ$  de inclinación (*run* 523).

#### 7.4.2. Dependencia de la luz detectada con el ángulo

En las figuras 7.16 se muestra la cantidad de luz detectada en términos de f.e. para una partícula de carga 1 en función del ángulo de la traza. Los datos están normalizados para sucesos totalmente contenidos en el plano de detección. La disminución de la cantidad de luz es de 5-7% según el radiador y depende principalmente de la gradual pérdida de eficiencia de detección de las guías de luz para fotones incidentes con ángulos cada vez más altos.

Es interesante ver la distribución de los ángulos de incidencia de los fotones, mostrada en figura 7.12, que se puede alcanzar gracias a los datos con ángulo. En general estos datos han barrido el rango angular de 0 a 35 grados permitiendo verificar que la pérdida de eficiencia es inferior al 7% y que la modelización de la eficiencia de las guías reproduce bien los datos reales.

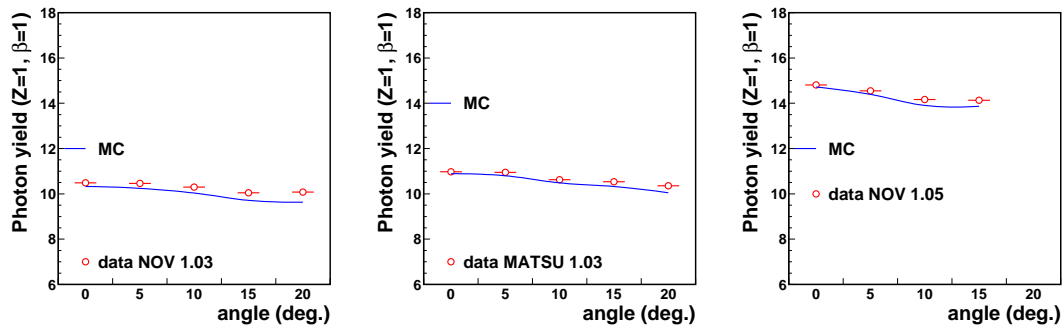


Figura 7.16: Número de f.e. esperados en función del ángulo de la traza para los tres radiadores: desde la izquierda CIN103, MEC103, y CIN105.

## 7.5. Conclusiones

Las conclusiones de los estudios de uniformidad espacial y angular son las siguientes:

- Un estudio de la cantidad de luz producida seleccionando trazas que atraviesan la pieza de radiador en puntos distintos permite estimar las variaciones en producción de luz entre 1 y 2 % para los tres aerogel. Este valor es consistente con un ligero deterioro de la resolución en carga a alto  $Z$  debida a una indeterminación de  $N_{esp}$  del mismo orden.
- Una estimación directa de las variaciones del índice de refracción permiten establecer el límite  $\Delta n < 10^{-4}$ . El resultado concuerda con el límite obtenido de manera indirecta a partir de la resolución en  $\beta$  a alto  $Z$ .
- Se ha medido la velocidad para datos tomados con una inclinación de 5 a 20 grados respecto al haz. La resolución se ha estimado, además que con el método estándar, con un segundo método menos afectado por un posible mal posicionado de la loseta respecto al plano de detección. Los resultados están de acuerdo con lo esperado de la simulación dentro de un 10 % para todos los radiadores.
- El análisis de los datos tomados con ángulo permite observar la dependencia de la cantidad de luz detectada con el ángulo de la traza, principalmente debida a la menor eficiencia de detección de las guías para fotones con mayor ángulo de incidencia. La cantidad de luz detectada disminuye menos de un 7 % para ángulos de incidencia de los fotones hasta 35 grados, en buen acuerdo con los valores obtenidos de la simulación.

# 8 Prestaciones de un prototipo del espejo del RICH

## 8.1. El espejo en el detector RICH

El diseño del RICH incluye un espejo reflector que permite aumentar considerablemente la eficiencia de detección de los fotones Čerenkov. El funcionamiento del RICH con espejo se ha podido verificar experimentalmente gracias a la incorporación de un prototipo de espejo en la operación del prototipo del RICH en el haz de iones del CERN.

Este prototipo de espejo es un sector del espejo cónico del RICH, con la misma curvatura, y de 22 cm de altura y 29.5 de anchura. Otra diferencia con respecto al espejo final consiste en el material usado para realizar el recubrimiento protector, que en el caso del prototipo es de monóxido de silicio,  $SiO$ , que proporciona una reflectividad media de 76 %, mientras que para el espejo final es de  $SiO_2$ , lo que ha permitido alcanzar la reflectividad requerida de al menos 85 %. Más detalles de la fabricación del espejo y algunas medidas del proveedor sobre el espejo usado en la prueba con iones se han expuesto en la sección 3.4.

En el RICH el espejo tiene un papel fundamental que consiste en reflejar los fotones del cono de luz que saldrían del área de detección. Por lo tanto, dos requisitos de importancia fundamental para el espejo del RICH son tener una alta reflectividad, para aumentar la eficiencia de los fotones reflejados, y maximizar la componente especular de la reflectividad para evitar posibles deterioros en la resolución. Las medidas con el prototipo han permitido verificar ambos aspectos dando resultados satisfactorios.

## 8.2. El prototipo en la configuración con espejo

Con objeto de obtener configuraciones geométricas con una porción significativa de fotones Čerenkov reflejados, el espejo se ha montado desplazado respecto al centro del plano de detección, y se ha rotado el detector como se ha descrito en la sección 5.3.1. Un esquema ilustrativo se incluye en la figura 8.1. Dependiendo del ángulo del detector respecto al haz, del índice de refracción del radiador, de la distancia a la que se monta el espejo y de la distancia de expansión se han obtenido varias configuraciones con distintos ángulos de incidencia de los fotones sobre el espejo. Esto ha permitido evaluar la reflectividad del espejo en una zona extensa de su superficie y en un amplio rango angular. Recordamos que siendo el haz prácticamente puntiforme y con divergencia despreciable (menor que 1 mrad), para una configuración dada todos los fotones tienen el

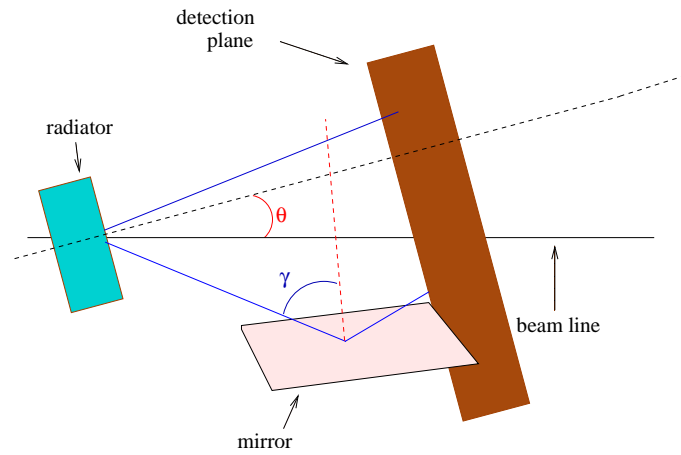


Figura 8.1: Esquema del aparato experimental con espejo. El detector está inclinado de un ángulo  $\theta$  respecto a la dirección del haz, de manera que parte de los fotones Čerenkov se reflejan sobre el espejo con un ángulo de incidencia ( $\gamma$ ) de 62 a 75 grados.

mismo ángulo de incidencia respecto al espejo e inciden en la misma zona del espejo. En la figura 8.3 se muestra la distribución de ángulos de incidencia para las distintas configuraciones y la distribución del punto de impacto de los fotones sobre la superficie del espejo aproximada a un plano.

Los datos analizados, junto con los parámetros de su configuración se encuentran en la tabla 8.1. En la figura 8.2 se muestran las imágenes sobre el plano de detección de los datos analizados, donde se puede apreciar la variedad de configuraciones realizadas.

### 8.3. Resultados

Todos los datos listados en la tabla 8.1 se han analizado individualmente, sin embargo aquí se presentará en detalle el análisis de los datos tomados con el radiador de Novosibirsk de índice 1.05, resumiendo los resultados de todos los demás en las tablas 8.3.

#### 8.3.1. Reconstrucción de la carga y estimación de la reflectividad

El espectro de la carga reconstruida se muestra en la figura 8.4, donde se puede apreciar una buena separación de los picos de carga a lo largo de todo el espectro. El porcentaje de señales reflejadas es de 20 % respecto al total, como se puede ver en la figura 8.5.

En la figura 8.6 se expone la distribución de la carga reconstruida para una muestra de helio con un ajuste a una gaussiana del que se obtiene una resolución de 0.18 unidades de carga, mostrando un buen acuerdo entre los datos reales y simulados.

La reflectividad media del espejo se ha determinado imponiendo la consistencia de las

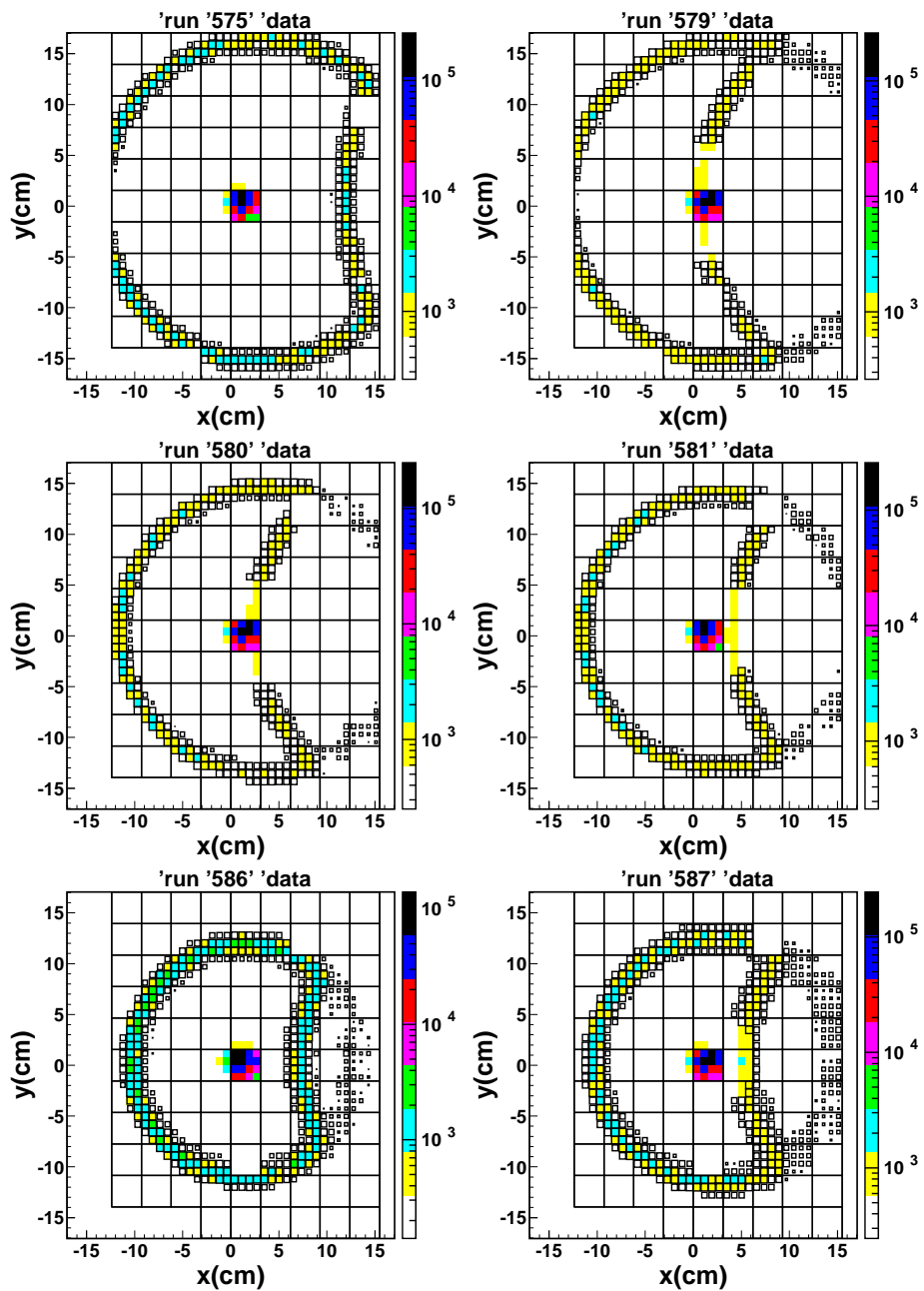


Figura 8.2: Imagen del anillo en el plano de detección para los 6 tipos de datos analizados. La escala de colores indica la carga detectada en cada canal, el histograma sobrepuesto en negro indica los canales que se han incluido en la reconstrucción del suceso. Las características de cada uno de los datos se pueden ver en la tabla 8.1

Cuadro 8.1: Listado de los datos con espejo que se han analizado y sus principales características. Cada conjunto de datos se ha etiquetado con un número (número de *run*) para hacer referencia a ello. La distancia del espejo es el desplazamiento en la coordenada  $x$  entre el centro del cono (del cual el espejo representa un sector) y el centro del sistema de referencia del prototipo del RICH (que se encuentra en el medio del plano de detección).

run	radiador	ángulo del haz (grados)	distancia de expansión (cm)	distancia del espejo (cm)
575	CIN105	15	42.6	51.3
579	MEC105	20	43.8	56.9
580	MEC105	20	39.0	56.8
581	MEC105	15	39.0	56.9
586	MEC103	10	42.3	56.9
587	MEC103	20	42.3	56.8

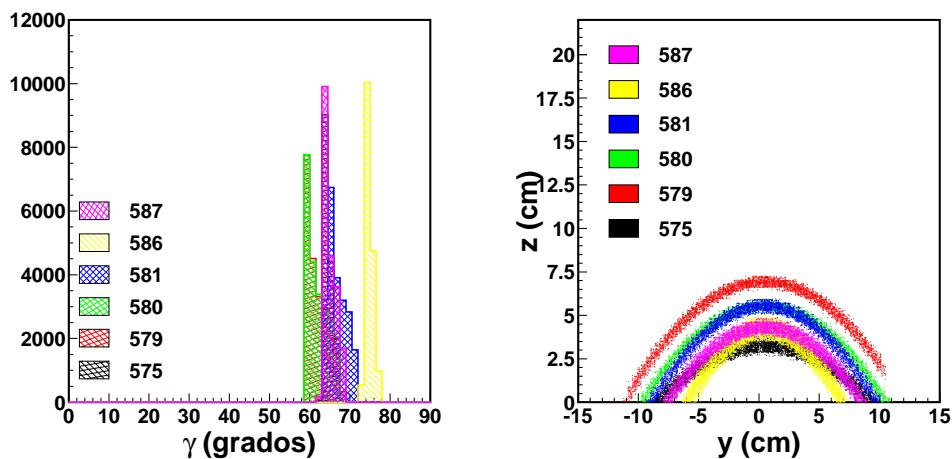


Figura 8.3: Izquierda: ángulos de incidencia de los fotones respecto a la normal al espejo. Derecha: punto de incidencia de los fotones sobre la superficie del espejo representada como un plano. El sistema de referencia es el siguiente:  $z=0$  corresponde al plano de detección del prototipo, la coordenada  $y$  es la misma que para el prototipo.

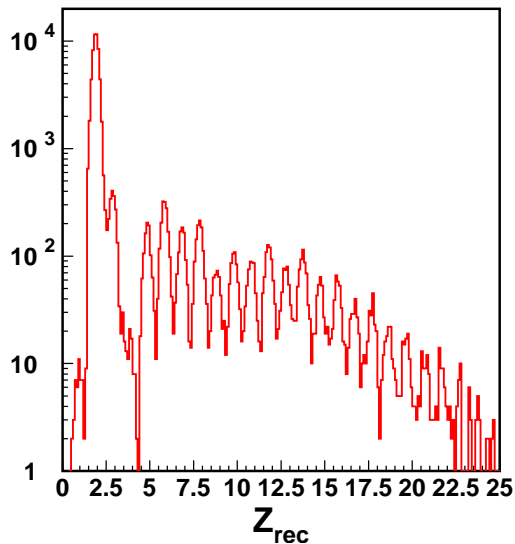


Figura 8.4: Espectro de la carga reconstruida para los datos 575, con el radiador de Novosibirsk  $n = 1.05$ . Un 20% de las señales detectadas han sido reflejadas por el espejo.

medidas de las distribuciones continuas de carga asociadas a la parte directa y reflejada del anillo Čerenkov.

La expresión usada para calcular la reflectividad es la siguiente:

$$R = R_0 \left( \frac{Z_{refl}}{Z_{dir}} f_{alg} \right)^2 \quad (8.1)$$

donde  $R_0$  es la reflectividad nominal del MC (0.85),  $Z_{refl}$  es el valor medio de la carga en la fracción reflejada,  $Z_{dir}$  de la fracción directa y  $f_{alg}$  es un factor dado por:  $f_{alg} = Z_{dir(MC)}/Z_{ref(MC)}$ , calculado a partir de la simulación MC para tener en cuenta un ligero sesgo que la reconstrucción introduce en la carga reflejada, como se explicará más adelante en el apartado que trata de la sistemática del método.

En la tabla 8.3 se incluyen los valores calculados de reflectividad. Los resultados obtenidos son consistentes con la extrapolación de las medidas directas que se muestran en la tabla 8.2, hasta valores de  $60^\circ$  para el ángulo de incidencia. Los resultados del prototipo y las medidas directas se muestran juntos en la gráfica 8.7.

## Estimación del error sistemático en la reflectividad

### Incertidumbre debida al algoritmo de reconstrucción

El método usado para estimar la reflectividad a partir de los datos del prototipo requiere como condición previa que en el MC la carga reconstruida en la parte directa y en la parte reflejada del suceso sean iguales.



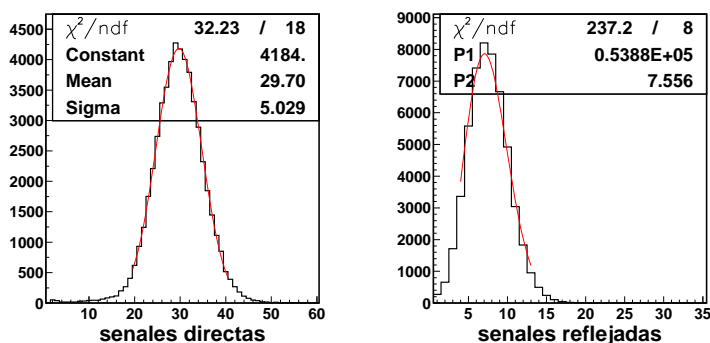


Figura 8.5: Distribución del número de señales en el anillo para una muestra de  $Z = 2$  de los datos 575. Panel de izquierda: histograma de señales directas con un ajuste gaussiano; panel de derecha: señales reflejadas, con ajuste poissoniano.

Cuadro 8.2: Medidas directas de la reflectividad para ángulos de incidencia de 15, 30, 45 y 60 grados respecto a la dirección normal al espejo.

Ángulo (grados)	15	30	45	60
Reflectividad (%)	77.5	78.1	78.6	76.6

Cuadro 8.3: Listado de los datos con espejo que se han analizado con sus características, el factor sistemático debido al algoritmo de reconstrucción ( $f_{alg}$ ) y la estimación de la reflectividad.

run	radiador	ángulo de incidencia	$f_{alg}$	R (%)
575	CIN105	$64.6 \pm 1.2$	1.00	$75.7 \pm 1.1$
579	MEC105	$62.0 \pm 1.0$	0.92	$80.7 \pm 4.1$
580	MEC105	$61.9 \pm 2.5$	1.00	$75.4 \pm 1.0$
581	MEC105	$66.9 \pm 2.2$	0.97	$76.0 \pm 1.7$
586	MEC103	$74.8 \pm 1.0$	1.02	$77.2 \pm 2.4$
587	MEC103	$65.0 \pm 1.5$	0.93	$77.6 \pm 3.2$

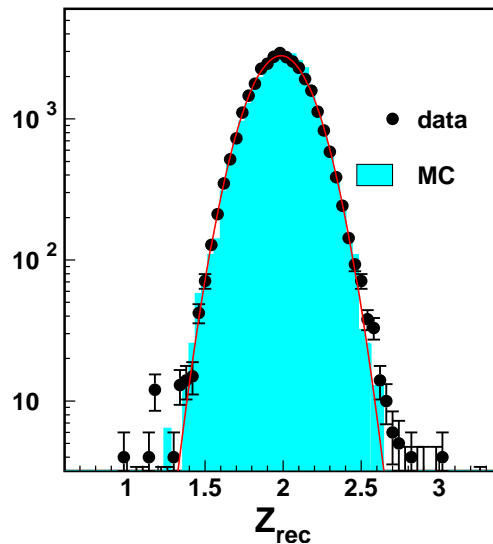


Figura 8.6: Distribución de carga reconstruida para los datos 575 (puntos negros) con un ajuste gaussiano y simulación MC (histograma azul).

En la figura 8.8 se compara la carga reconstruida en la parte directa y en la parte reflejada del suceso para la simulación con dos configuraciones distintas, en el caso de la configuración 575 (izquierda) las dos distribuciones tienen mismo valor medio, mientras que en el otro caso se observa un sesgo del 2.5 %.

El origen de la discrepancia (en general, inferior al 3 %, menos para el 587 y el 579) entre carga directa y carga reflejada se debe principalmente a tres factores: en primer lugar la dificultad del algoritmo de reconstrucción en distinguir si una señal es directa o reflejada cuando se encuentra muy cerca de la base del espejo. En segundo lugar, en el caso de configuraciones en las cuales la partícula incide en el plano de detección sobre la rama reflejada del anillo, puede darse un exceso de carga recolectada en los canales cercanos a la traza. Finalmente, en el caso de sucesos no totalmente contenidos, un sesgo, aunque pequeño, en la velocidad reconstruida puede afectar el número de f.e. esperados reconstruidos por el trazado de rayos. Este es el caso para los datos 579, donde el sesgo ha resultado depender críticamente de la distancia de expansión.

La importancia de cada uno de los factores mencionados varía según la configuración, resultando en los valores de la tabla 8.3. Es importante destacar que estos factores causan un sesgo sensible debido a que en los datos de la prueba con haz todos los sucesos responden a una misma configuración. En la configuración final del RICH, siendo cada suceso geoméricamente distinto, estos efectos se promedian sin dar lugar a un sesgo evidente, como se puede apreciar en la figura 8.9 donde se muestra la distribución de carga directa y reflejada para la configuración del vuelo<sup>1</sup>. La diferencia entre el valor

<sup>1</sup>Se han usado las mismas condiciones de generación explicadas en el capítulo 4.

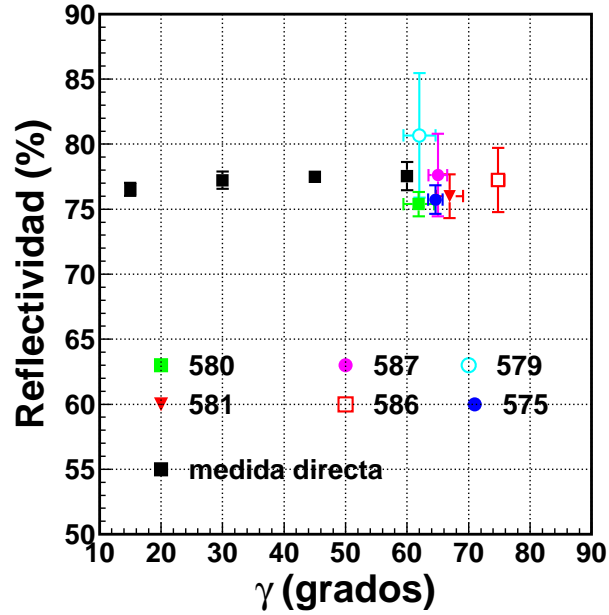


Figura 8.7: Estimación de la reflectividad a partir de los datos del prototipo (puntos de colores) y de las medidas hechas en laboratorio (puntos negros) en función del ángulo de incidencia de los fotones sobre el espejo.

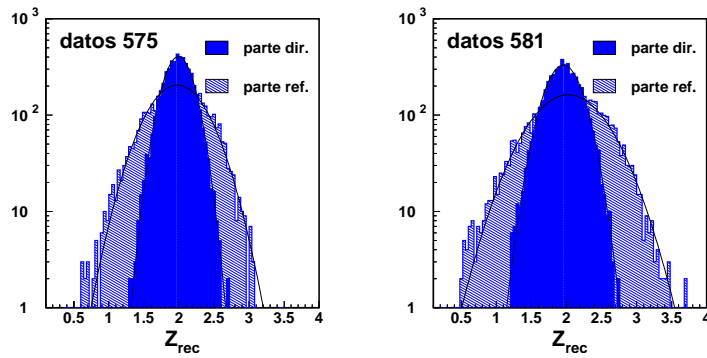


Figura 8.8: Histograma azul oscuro: carga reconstruida con señales directas, e histograma sombreado: carga de la parte de anillo reflejado. Resultado de la simulación MC para la configuración de los datos 575 (izquierda), y para la de los datos 581 (derecha).

medio de las dos distribuciones es inferior al 0.5 %, siendo por lo tanto no significativa.

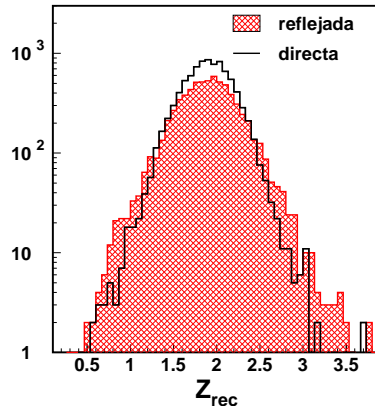


Figura 8.9: Distribución de la carga reconstruida en la fracción de anillo directa (histograma vacío) y en la fracción de suceso reflejada (histograma sombreado) en la configuración final del RICH para unos parámetros de generación típicos (véase capítulo 4).

### Incertidumbre de origen experimental

El error sistemático en la reflectividad procede principalmente de la indeterminación con la que se conocen algunos parámetros geométricos que la reconstrucción necesita:

**posición del espejo** : la posición del espejo respecto al plano de detección influye directamente sobre la proporción entre la parte de anillo directa y reflejada. Se ha verificado que pequeños desplazamientos (del orden de 2-3 mm) del espejo pueden producir variaciones significativas de la estimación de la reflectividad, es decir de un 4-5 %. La variación depende de la geometría considerada en cada caso particular y en la mayoría de los casos es la fuente de error dominante en la determinación de la reflectividad.

**distancia de expansión** : se ha ajustado de manera de tener el valor medio de  $\beta$  igual a 1. El ajuste tiene una precisión de 1-2 mm, dependiendo de la particular geometría simulada, lo que causa variaciones en el cálculo de la reflectividad inferiores al 2 %.

**traza** : se asume como un punto fijo. Para estos datos la determinación de la traza del STD no está disponible, y la traza reconstruida por el RICH no es muy precisa debido a un sesgo (del orden de 2-3 mm) que se produce para los datos con ángulo<sup>2</sup>. El efecto causado por la indeterminación de la traza es significativo sólo para sucesos no totalmente contenidos.

<sup>2</sup>Este efecto se ha ilustrado en el capítulo 7 durante el análisis de los datos con ángulo.

El error total asociado a la reflectividad, tal y como se ha incluido en la figura 8.7, se ha calculado teniendo en cuenta la contribución de ambas fuentes. El resultado es una indeterminación de 1-2 %, salvo en dos casos (el 579) donde el error es de 3-4 %.

### 8.3.2. Medida de la velocidad y estimación de la resolución para las señales directas y reflejadas

La velocidad reconstruida para partículas de  $Z = 2$  se muestra en la figura 8.10, el ajuste gaussiano aplicado en la figura muestra que la resolución es de  $0.44 \times 10^{-3}$ , en buen acuerdo con la simulación. La evolución con  $Z$  se muestra en el panel de derecha, donde se puede apreciar que la curva sigue el comportamiento esperado.

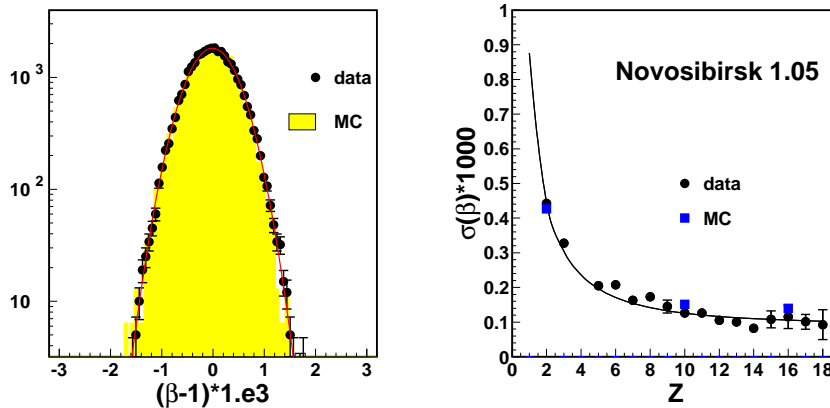


Figura 8.10: Distribución de la  $\beta$  reconstruida para partículas de  $Z = 2$ , con un ajuste gaussiano a los datos (puntos rellenos) y MC (histograma amarillo).

Para verificar con más precisión que la presencia del espejo no deteriora la resolución se ha comparado la distribución de los residuos de la  $\beta$  para las señales directas y las reflejadas. Como se puede ver en la figura 8.11 la anchura de la distribución es similar en los dos casos, siendo el RMS  $2.6 \times 10^{-3}$  para las señales directas y  $2.5 \times 10^{-3}$  para las reflejadas. En la tabla 8.4 se muestra el cociente del RMS de señales reflejadas y directas en datos reales (columna 3) y en la simulación donde el espejo se considera una superficie especular perfectamente reflectante (columna 4) y se comparan los valores obtenidos (columna 5). Se puede apreciar que para todos los datos reales la resolución de las señales reflejadas es ligeramente peor, un 4% en media, respecto a la simulación. Considerando que el porcentaje de señales reflejadas por suceso es de 20-30% (véase la tabla 8.4), se puede calcular que el efecto de este ligero deterioro produce un empeoramiento del orden de 1% en la resolución de la  $\beta$  reconstruida, lo que no compromete la precisión final de la  $\beta$  del suceso.

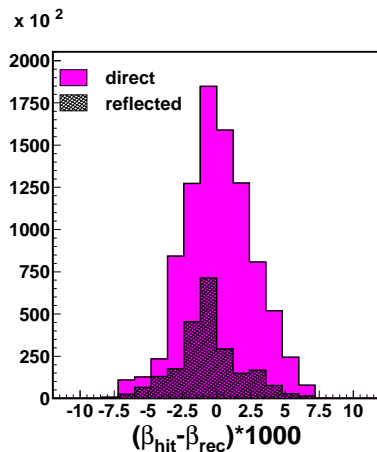


Figura 8.11: Distribución de los residuos de la  $\beta$  para una muestra de  $Z=2$ .

## 8.4. Conclusiones

El objetivo principal del estudio de datos con espejo es de verificar el comportamiento del espejo del RICH mediante el estudio del prototipo, contrastar las medidas de laboratorio en relación a la reflectividad y verificar que la resolución de los fotones reflejados en el espejo no se ve deteriorada respecto a los que inciden de modo directo sobre el plano de detección.

Para ello ha sido necesario un estudio detallado del funcionamiento del prototipo con espejo que ha permitido dar una estimación de la reflectividad en el rango angular de 62-75 grados y en una zona de aproximadamente  $8 \times 20 \text{ cm}^2$ . La estimación que se obtiene está en acuerdo con las medidas de laboratorio (disponibles de 15 a 60 grados) dentro del 2% para la mayoría de los datos, y en un 4% para dos puntos.

El estudio de la medida de la velocidad ha puesto en evidencia un ligero deterioro de la resolución de los fotones reflejados de un 4% respecto a la simulación, no conllevando esta diferencia un deterioro apreciable en la medida final de la  $\beta$ .

Los resultados obtenidos adquieren más robustez vista la variedad de configuraciones geométricas probadas. La estimación de la reflectividad y la resolución de las señales reflejadas resultan ser estables aun cambiando varios parámetros geométricos, lo que nos permite extrapolar estos resultados a la configuración del vuelo.

La distribución del ángulo de incidencia de los fotones respecto al espejo en el diseño final del RICH se muestra en la figura 8.12, donde se puede ver que en buena parte solapa con el rango angular explorado por el prototipo. Esto hace la prueba muy significativa para el estudio de las prestaciones del espejo en el diseño final.

Cuadro 8.4: Porcentaje de señales reflejadas sobre el total de señales reconstruidas (columna 2), razón de la resolución de señales reflejadas y directas en datos (columna 3) y MC (columna 4) y cociente entre estos dos valores (columna 5).

$run$	$N_{refl}/N_{tot}$ (%)	$\frac{RMS_{reflejadas}}{RMS_{directas}}$ (datos)	$\frac{RMS_{reflejadas}}{RMS_{directas}}$ (MC)	cociente: datos/MC
575	20±1	0.94±0.01	0.92±0.01	1.02±0.01
579	27±1	1.01±0.02	0.96±0.03	1.04±0.04
580	18±1	1.00±0.01	0.94±0.02	1.06±0.03
581	20±1	0.99±0.02	0.93±0.02	1.06±0.02
586	22±1	0.98±0.01	0.96±0.01	1.02±0.02
587	21±1	0.99±0.01	0.94±0.01	1.04±0.02

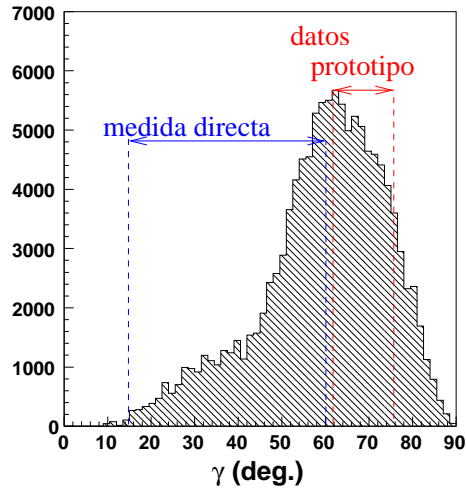


Figura 8.12: Distribución de los ángulos de incidencia de los fotones respecto a la dirección perpendicular al espejo en la configuración del vuelo.

# 9 El fluoruro de sodio: análisis de su prestación con el prototipo

## 9.1. Introducción

Como ya se ha dicho en la descripción del RICH, (sección 3), la parte central del radiador consiste en una zona cuadrada de dimensiones  $34 \times 34 \text{ cm}^2$  equipada con fluoruro de sodio (NaF), con el fin de extender el rango dinámico del RICH y de aumentar la eficiencia de reconstrucción.

Durante el experimento con el haz de iones de 2003 se ha probado una muestra de NaF de grosor 0.5 cm, y de sección  $8 \times 8 \text{ cm}^2$ . El objetivo de esta medida es estudiar la respuesta del detector para sucesos reconstruidos con el NaF y compararla con la simulación MC. Los datos que se han analizado se exponen en la tabla 9.1: datos con configuración normal y datos con ángulo hasta 20 grados. Para todos los datos el haz es de tipo estrecho formado por núcleos con  $A/Z=2$ .

Un aspecto interesante de los datos tomados con NaF es el comportamiento de las guías de luz para recolectar fotones con grandes ángulos de incidencia. Aunque el comportamiento de las guías es independiente del radiador, de hecho, el único caso en el que se observan grandes ángulos de incidencia es con el NaF, debido a su alto índice de refracción.

## 9.2. Datos con haz con incidencia perpendicular

Los datos analizados se han tomado con el radiador de 0.5 cm de grosor, como está previsto para el diseño del vuelo, y con una distancia de expansión muy reducida, de poco más de 7 cm, para que los sucesos estuviesen completamente contenidos en el plano de detección.

### 9.2.1. Determinación de la traza

La reconstrucción del punto de impacto de la partícula con el algoritmo del RICH, basada en el ajuste del anillo Čerenkov detectado a un círculo (véase la sección 5.5), en el caso del NaF presenta un ligero sesgo respecto a la posición real. Un estudio con la simulación ha permitido verificar que el sesgo en la posición reconstruida, de magnitud variable de 1 a 3 mm según la traza simulada, se debe al fenómeno de *cross-talk* entre las toberas de las guías de luz, que desplaza el punto de detección de algunos canales.



Cuadro 9.1: Listado de los datos tomados con NaF y sus características: número de *run*, grosor del radiador ( $H_r$ ), altura de expansión ( $H$ ) y ángulo entre la línea del haz y la dirección perpendicular al plano de detección.

número run	$H_r$ (cm)	$H$ (cm)	ángulo	espejo
557	0.5	7.2	0	no
561	0.5	7.2	5	no
562	0.5	7.2	10	no
564	0.5	7.2	15	no
565	0.5	7.2	20	no

Para los datos reales, los resultados de la reconstrucción del punto de impacto se muestran en las figuras 9.2. La posición reconstruida presenta un sesgo (de  $\sim 8$  mm) respecto a la la posición esperada, es decir la posición del haz para todos los datos de  $A/Z = 2$ . De hecho, como muestra la figura 5.19, la posición del haz con respecto al prototipo es muy estable para todos los datos de  $A/Z = 2$ , y es plausible asumirla como posición nominal del haz. En la figura 9.1 se puede ver que el mejor ajuste a un círculo para los datos con NaF proporciona un punto central (indicado por la cruz) que ni siquiera pertenece al canal con la más alta carga detectada. Una posible causa del diferente sesgo de la reconstrucción en datos y MC puede ser debido al mayor efecto de *cross-talk* en las guías reales.

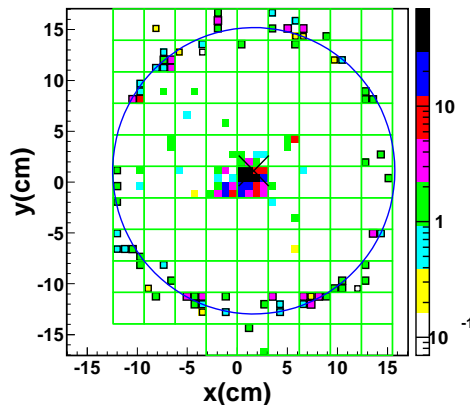


Figura 9.1: Imagen de un suceso de  $Z = 6$  y ajuste con un círculo. El punto de impacto reconstruido se indica con una cruz.

Si se reconstruye la  $\beta$  usando la traza nominal se obtiene una resolución de un 20-30 % peor que el MC, mientras que usando la traza, que llamaremos efectiva, proporcionada

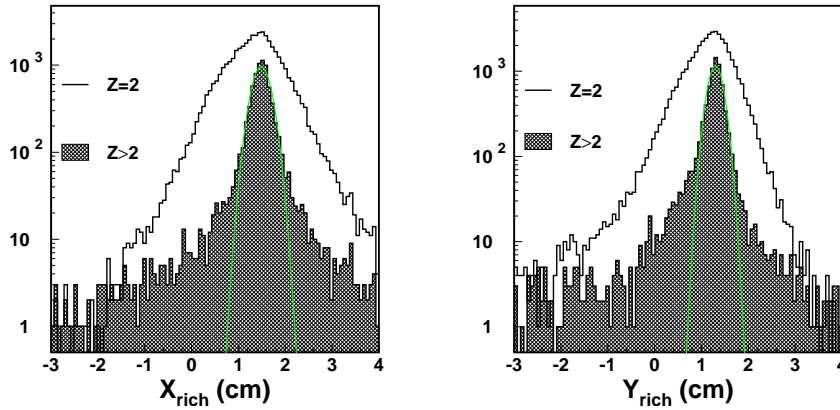


Figura 9.2: Distribución del punto de impacto reconstruido en el plano de detección haciendo uso del algoritmo del RICH. El histograma sombreado se refiere a partículas de  $Z > 2$ .

por el algoritmo del RICH, se obtiene una resolución parecida al MC. Por lo tanto se han reconstruido los datos usando una traza efectiva, que aunque no es el punto real de incidencia del haz, es la traza que minimiza la asimetría del desplazamiento del anillo.

### 9.2.2. Determinación de la distancia de expansión

La distancia de expansión se ha ajustado con un método que consiste en reproducir con la simulación el máximo de la distribución de la posición de las señales detectadas en los datos reales. En la figura 9.5 se muestra la distribución de la distancia de las señales detectadas desde la traza en datos y en la simulación usando tres valores de distancia. El mejor acuerdo se obtiene para  $H=7.2$  cm, con una precisión de 1 mm, que corresponde a una distribución del radio con un máximo en  $r_{hit} - r_{tk}=14.0\pm 0.1$  cm.

Es interesante notar que en la distribución de la figura 9.5 se nota un ensanchamiento de los datos hacia valores más altos de la distancia, lo que demuestra que el fenómeno del *cross-talk* ocurre con más frecuencia en datos reales que en la simulación. El efecto de estas señales de *cross-talk* se minimiza ajustando en datos y MC el máximo de la distribución, y no el valor medio del histograma. Por la misma razón se observa un sesgo en la  $\beta$  reconstruida que es mayor en datos que en el MC, como se puede observar en la figura 9.3. Por lo tanto, en el caso del NaF, el método más apropiado para determinar la distancia de expansión es el que se acaba de describir, en lugar del método usado para los datos de aerogel, que consiste en igualar el valor medio de la  $\beta$  reconstruida al valor de la  $\beta$  del haz.

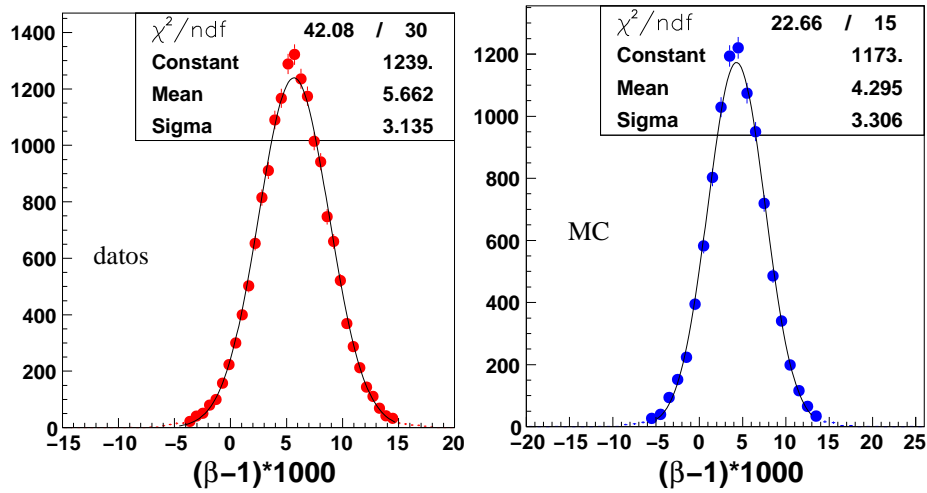


Figura 9.3: Distribución de  $\beta$  reconstruida menos su valor esperado para datos (izquierda) y MC (derecha). En ambos casos se ha aplicado a la distribución un ajuste a una gaussiana.

### 9.2.3. Resultados

#### Medida de la velocidad

Se ha seleccionado una muestra siguiendo los mismos requisitos que en el caso de los datos con aerogel (véase párrafo 6.3.1): un corte en el número de partículas (corte en  $N_{\text{part}} < 2$ ), y un corte sobre la calidad de la traza reconstruida por el RICH. Para seleccionar una muestra de una carga dada, se usa la determinación externa de los centelleadores y del STD.

La resolución de la  $\beta$  por señal es  $\sigma(\beta_s) \sim 0.01$  y se ha fijado como tamaño de la agrupación  $\Delta g = 3 \times \sigma(\beta_s)$  como es habitual. Este parámetro permite obtener una resolución en velocidad muy cerca del mínimo, como se muestra en la gráfica 9.6 y con un valor muy similar para los datos y el MC. En la figura 9.7, panel de la izquierda, se muestra la velocidad reconstruida para una muestra de helio comparando datos y MC y en el panel de la derecha la dependencia de la resolución con el número atómico. La evolución de la resolución en los datos es la esperada, como se puede apreciar por la comparación con los tres puntos generados con el MC.

Como se ha anticipado describiendo el método usado para ajustar la distancia de expansión, la  $\beta$  reconstruida evidencia un sesgo tanto en datos como en MC (figura 9.3). Este efecto se debe al *cross-talk* entre guías que causa un aumento artificial del radio del anillo. El fenómeno del *cross-talk*, ya mencionado anteriormente, consiste en la detección de un fotón en un canal del PM distinto del canal correspondiente a la tobera donde entró, como se esquematiza en la figura 9.4 de izquierda. En este caso, debido a la dirección radial de los fotones del cono de luz, el canal de detección suele estar más lejos de la traza que el de entrada, por lo tanto el radio del anillo Čerenkov aumenta.

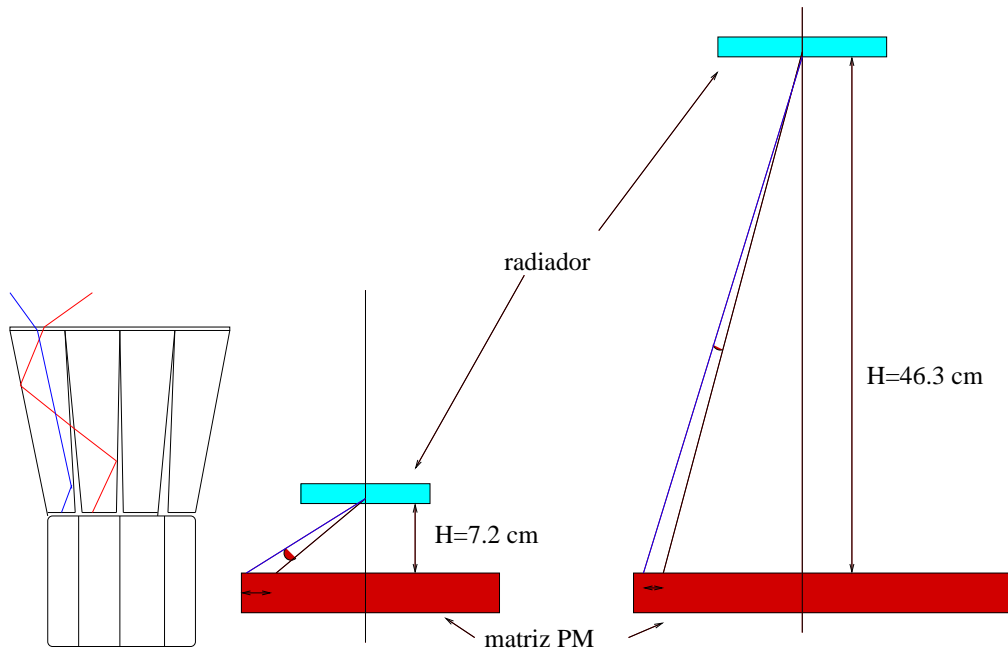


Figura 9.4: Efecto esquematizado de la distancia de expansión en el sesgo en la velocidad reconstruida.

Es importante destacar que la aparición del sesgo en la velocidad reconstruida no se debe al radiador, sino a la particular configuración geométrica que se ha realizado con una distancia de expansión muy reducida. De hecho, en la configuración del vuelo la velocidad de los sucesos reconstruidos con NaF no evidencia ningún sesgo. La razón por la que se origina el sesgo se ejemplifica visualmente en la figura 9.4, donde se representa la variación en el ángulo Čerenkov medida debido al *cross-talk* en el caso de una distancia de expansión muy pequeña (izquierda) y muy grande (derecha). El desplazamiento de la posición de detección de un  $\delta x$  igual al tamaño de un canal (0.775 cm) es el mismo en ambos casos, pero causa en el primer caso un  $\delta\theta$  significativo, mientras que en el segundo es casi imperceptible, ya que la variación inducida en el ángulo Čerenkov viene dada por el desplazamiento  $\delta x$  partido por la altura de expansión:  $\delta\theta_c \simeq \delta x/H$ .

En el caso del prototipo, el sesgo en  $\beta$  observado en los datos es compatible con que un 11 % de los fotones haya sufrido *cross-talk* aumentando su radio de un  $\delta x$  igual al tamaño de un canal. Para la geometría del vuelo, suponiendo la misma frecuencia de *cross-talk*, el sesgo originado sería de  $\delta\beta/\beta = 0.3 \times 10^{-3}$ , y por lo tanto despreciable.

### Cantidad de luz producida y medida de la carga

El espectro de carga medido con el NaF se muestra en la figura 9.8 donde se puede ver que el único pico de carga distinguible es el de helio. La baja cantidad de luz detectada, de tan solo 3.3 f.e. para una partícula de carga 1, hace que el NaF no sea competitivo

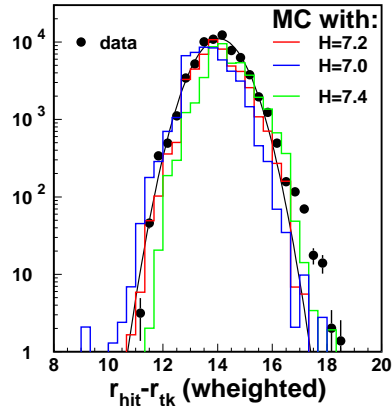


Figura 9.5: Distribución de la distancia de las señales detectadas ( $r_{hit}$ ) desde el punto de impacto de la partícula ( $r_{tk}$ ), para datos (puntos llenos) y MC simulado usando tres valores distintos de distancia. La posición de cada señal se ha pesado por el número de f.e. detectados.

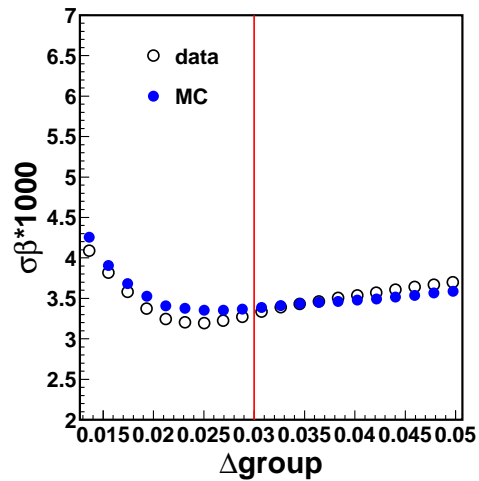


Figura 9.6: Resolución en  $\beta$  en función del tamaño del grupo para datos reales (puntos vacíos) y datos simulados (puntos azules).

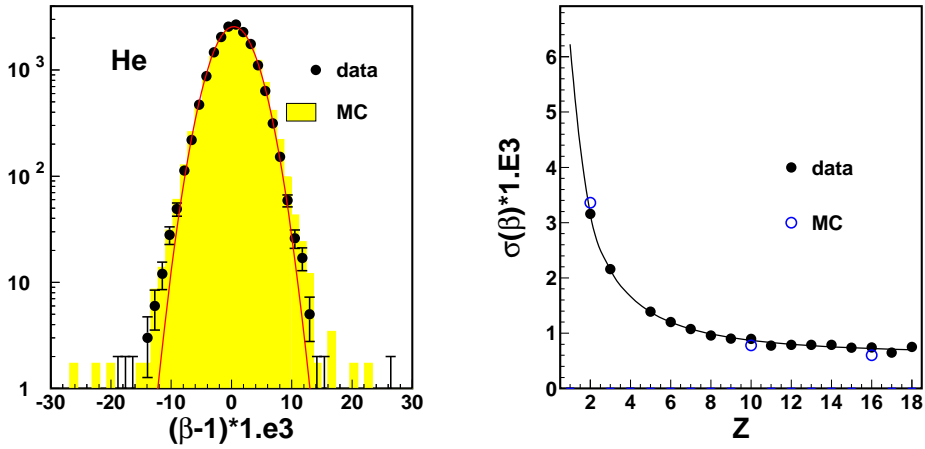


Figura 9.7: Izquierda: distribución de  $\beta$  obtenida fijando el tamaño del grupo igual a  $3\sigma(\beta_s)$  para una muestra de helio en datos reales (puntos llenos) y simulados (histograma amarillo). El sesgo en la velocidad reconstruida, mencionado en el texto, se ha eliminado para poder sobreponer las dos distribuciones. Derecha: evolución de la resolución en  $\beta$  en función de  $Z$  en datos (puntos llenos) y MC (puntos vacíos). Los datos se han ajustado con la función 6.2.

en la medida de la carga.

En la figura 9.9 se muestra el número de señales reconstruidas para una muestra de  $Z = 2$ , que resulta ser de 12 mientras que en el MC es un 50 % inferior. Se ha verificado que esta diferencia no depende de los parámetros de la reconstrucción, tales como el tamaño del grupo usado para reconstruir el suceso. En la figura 9.10 se puede ver la razón del número de señales reconstruidas en datos y MC y el número total de f.e. recolectados. Ambas curvas muestran una muy leve dependencia con  $\Delta_g$ .

Antes de estudiar las posibles causas de este desacuerdo es oportuno acotar la precisión con la que es esperable que la simulación pueda reproducir el número de f.e. recogidos en los datos con NaF. Se han examinado las principales fuentes de indeterminación, y resulta que la mayor de ellas se debe a la distancia de expansión ajustada con el método descrito anteriormente que se traduce en una precisión de 1 mm, lo que causa una indeterminación de 10 % en la cantidad de luz detectada. La variación se debe principalmente al hecho de que el anillo no está totalmente contenido. En segundo lugar, la posición de la traza no se conoce con precisión, ya que la reconstrucción de la traza del RICH resulta claramente sesgada. Se ha cuantificado cuál es la variación en la luz recolectada que se obtiene de reconstruir el suceso utilizando la traza nominal o la traza efectiva y la variación es menor que el 10 %. Finalmente, otro factor que podría afectar la cantidad de luz emitida es el grosor del radiador. Se ha medido la muestra de NaF usada con el prototipo y el grosor resulta ser  $H_r = 0.475 \pm 0.005$  lo que conlleva una incertidumbre al nivel de 1 % en la cantidad de luz producida, por lo tanto totalmente despreciable.

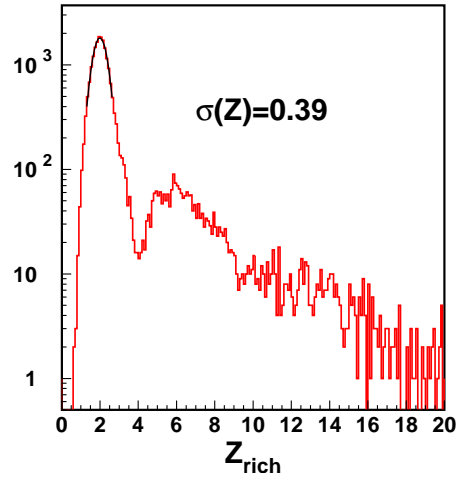


Figura 9.8: Distribución de la carga reconstruida con un ajuste gaussiano al único pico visible, el de helio.

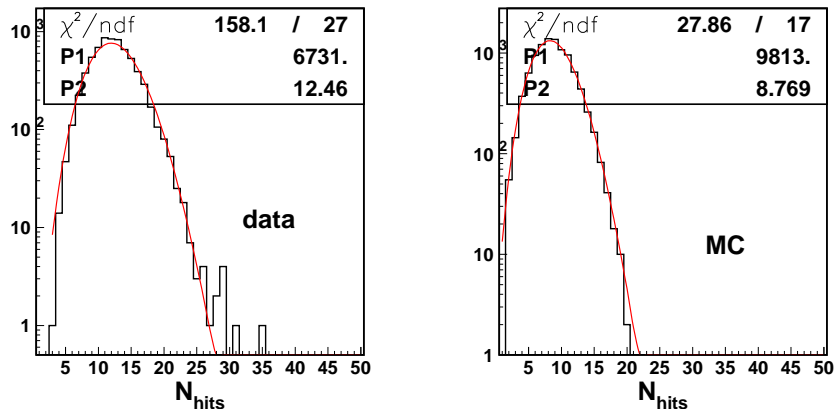


Figura 9.9: Número de señales en el anillo para sucesos de  $Z = 2$  para datos con incidencia ortogonal. Se aplica un ajuste a una función de Poisson a la distribución de datos (izquierda) y MC (derecha).

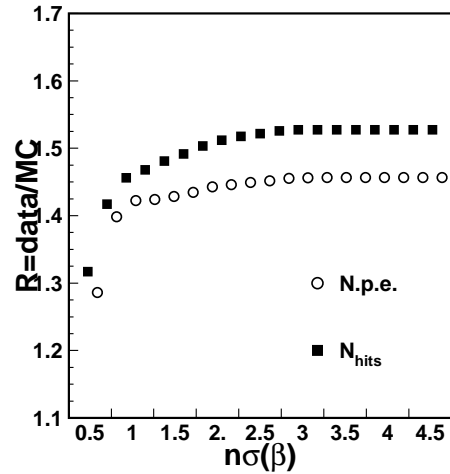


Figura 9.10: Número de señales detectadas en datos partido por el número de las detectadas en MC (cuadrados llenos), y mismo cociente entre datos y MC para el número de f.e. totales. Ambas cantidades en función del tamaño del grupo.

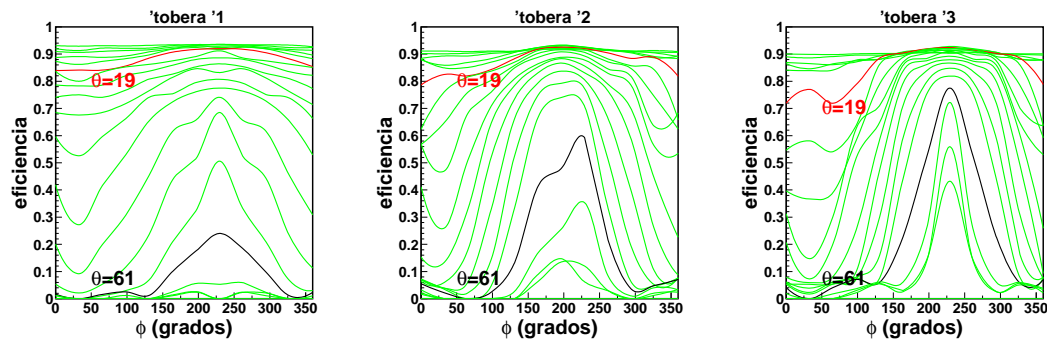


Figura 9.11: Eficiencia de las guías de luz en función del ángulo acimutal. Cada curva corresponde a un valor del ángulo polar ( $\theta$ ). Se indican las curvas con valores de  $\theta$  que se obtienen con aerogel de  $n=1.05$  ( $\theta=19^\circ$ ) y con NaF ( $\theta = 61^\circ$ ) relativamente a datos con el haz perpendicular al detector.



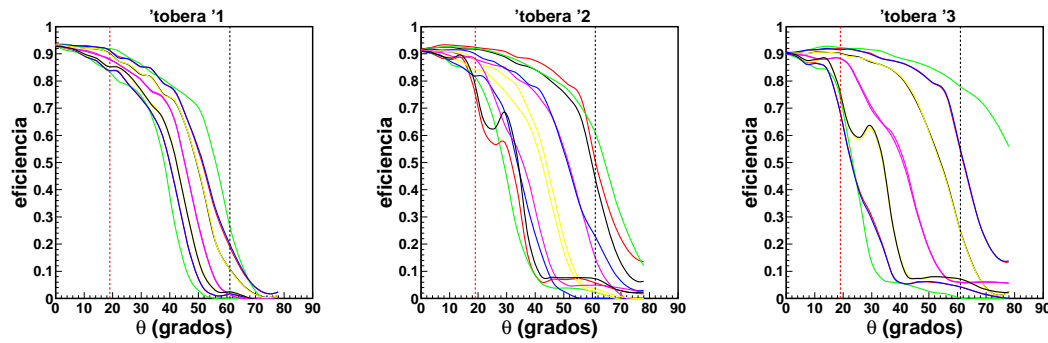


Figura 9.12: Eficiencia de las guías de luz en función del ángulo polar ( $\theta$ ). Cada curva corresponde a un valor de  $\phi$ . Se han puesto en evidencia con una línea los ángulos de  $19^\circ$  y de  $61^\circ$  relativos a datos con aerogel de índice 1.05 y a NaF respectivamente.

Podemos pues concluir que la precisión con la que la simulación puede reproducir el número de señales en los datos está al nivel del 10 % y está limitada principalmente por la incertidumbre en la distancia de expansión. Aun admitiendo un error de 10 %, la diferencia observada entre datos y MC (de un 50 %) sigue siendo significativa.

Una posible causa de esta diferencia es el comportamiento de las guías de luz para fotones que inciden con ángulos muy grandes ya que la eficiencia de las guías depende en modo crítico del ángulo de incidencia del fotón. En las figuras 9.11 y 9.12 se muestra la eficiencia de detección de cada tipo de tobera (la tobera central (1), la lateral (2) y la de la esquina (3)) en función del ángulo azimutal y del ángulo polar respectivamente.

En el caso de los datos de aerogel, el ángulo de incidencia de los fotones sobre las guías es pequeño ( $< 20^\circ$ ) y la eficiencia bastante uniforme; además el número de canales encendidos a lo largo del anillo es muy alto y esto hace que el efecto de las no uniformidades se promedie. En cambio, en el caso del NaF hay dos aspectos que llaman la atención: el primero es en general la muy baja eficiencia de las guías para ángulo polar grande, y el segundo es la fortísima dependencia con el ángulo acimutal. Es evidente que las guías, en el caso del NaF, están operando en condiciones límite. Para estudiar el comportamiento de las guías en un rango de ángulos intermedios, se han considerado los datos tomados con NaF y con el detector inclinado respecto al haz.

### 9.3. Datos con ángulo respecto al haz

Se han considerado datos con ángulo de incidencia de 5 a 20 grados respecto a la dirección del haz. En las figuras 9.13 se enseña el plano de detección acumulando 5000 sucesos de  $Z = 2$ , donde se puede ver como los anillo sólo están parcialmente contenidos y tienen forma muy abierta debido a la refracción a la salida del radiador.

La configuración con NaF y con ángulo permite barrer un intervalo de ángulos de incidencia de los fotones que va de 30 a 70 grados (en figura 9.14), y que sería inalcanzable con el aerogel. Estos datos también permiten observar el fenómeno de la reflexión total

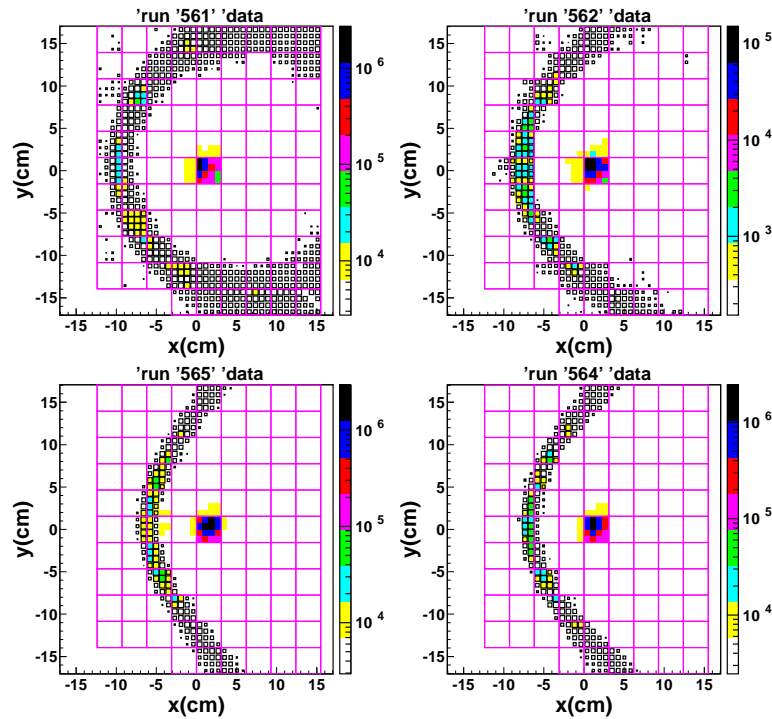


Figura 9.13: Imagen en el plano de detección de los datos con ángulo: desde arriba a la izquierda y siguiendo el sentido de las agujas del reloj: 5, 10, 15 y 20 grados.

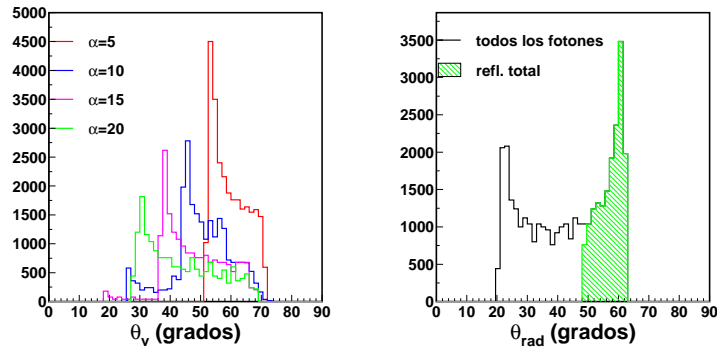


Figura 9.14: Izquierda: distribución del ángulo  $\alpha$  de entrada de los fotones en las guías de luz para los datos con  $\theta=5, 10, 15$  y  $20$  grados. Derecha: ángulo de los fotones Čerenkov emitidos en el radiador, respecto a la normal a la superficie del radiador. El histograma rayado son los fotones que sufren reflexión total para datos con ángulo de inclinación  $\alpha = 10^\circ$ .

dentro del radiador. Como se muestra en la figura 9.14, panel de derecha, esto ocurre para fotones que llegan a la superficie del radiador con un ángulo  $\theta > 48^\circ$ , lo que nunca se da en el caso del aerogel.

El objetivo del análisis de estos datos es hacer un estudio de la cantidad de luz detectada en datos reales y en el MC en distintos intervalos angulares para ver hasta qué punto la eficiencia de detección implementada en la reconstrucción reproduce los datos reales.

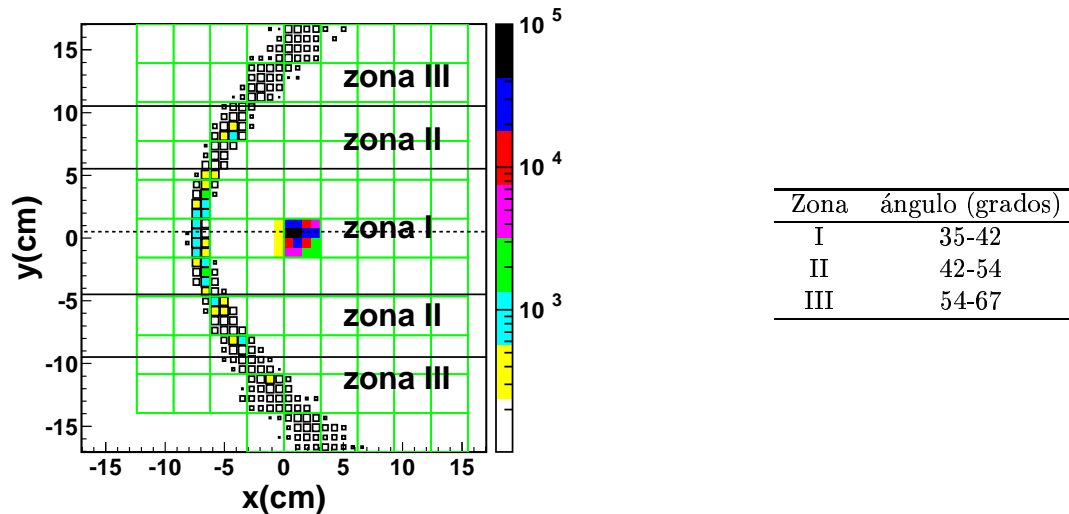


Figura 9.15: El anillo detectado con la división en tres zonas según el ángulo de entrada en las guías de luz.

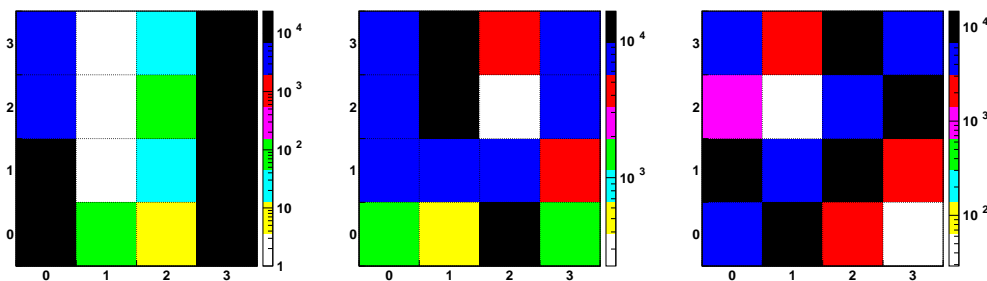


Figura 9.16: Ocupación de las guías de luz en las 3 zonas indicadas en la figura 9.15. Para cada zona (I,II y III partiendo de la izquierda) se muestra la ocupación en cada tobera de las guías.

Se consideran datos con el haz incidente a 15 grados, que proporcionan ángulos de entrada en las guías de 35 a 70 grados. Para poder estudiar el número de señales reconstruidas en función del ángulo de entrada en las guías, se ha dividido el plano de

detección en tres intervalos con un corte geométrico, como se enseña en la figura 9.15, que corresponden a 3 rangos de ángulos de entrada en las guías. En el intervalo  $35^\circ < \theta_{lg} < 42^\circ$  (zona I) hay un buen acuerdo entre los datos y la simulación, como se puede ver en la figura 9.17, en la gráfica de arriba. En el siguiente intervalo,  $42^\circ < \theta_{lg} < 54^\circ$ , ya se puede ver una discrepancia de un 30 %, y para ángulos mayores también. Repitiendo el

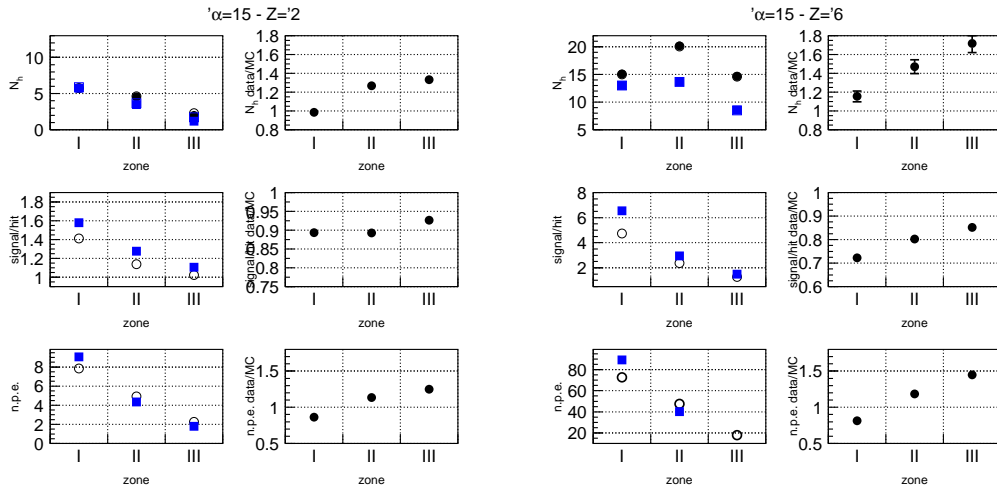


Figura 9.17: Resultados relativos a datos con ángulo de 15 grados. Desde arriba: número de señales detectadas en datos (puntos llenos) y MC (cuadrados azules) en función de la zona de detección. A la derecha se muestra el cociente de datos partido MC para la misma cantidad. En el medio: carga (en término de f.e.) por canal para datos y MC. A la izquierda, como antes, la razón de esta cantidad en datos partido el MC. A bajo: número total de f.e. detectados en datos y MC en función de la zona de detección, a la izquierda la razón de datos partido MC. El panel de izquierda se refiere a una muestra de carga  $Z = 2$  y el de la derecha a una de  $Z = 6$ .

mismo ejercicio con partículas de  $Z = 6$ , se aprecia un exceso de un 18 % en datos (misma figura, panel de la derecha) en el primer intervalo, y mucho mayor en los siguientes.

En lo que se refiere a la carga por señal, se ve en general una falta de carga en los datos. En la zona de ángulos pequeños ( $35^\circ < \theta_{lg} < 42^\circ$ ) la carga media por señal resulta un 10 % más baja en datos con respecto a la simulación. Si repetimos la comparación para una muestra de  $Z = 6$ , la discrepancia entre datos y MC aumenta, alrededor de 30 %.

La iluminación no uniforme de las guías, mostrada en la figura 9.16, limita parcialmente la validez de estos resultados. Se ha repetido este análisis con los datos tomados a  $\alpha = 10$  grados respecto al haz, donde las guías iluminadas son distintas. En la figura 9.18 se puede ver el plano de detección dividido en tres partes, como antes, y los intervalos angulares correspondientes. En el intervalo con ángulos más pequeño ( $42^\circ < \theta_{lg} < 48^\circ$ ), que solapa parcialmente con la zona II de los datos a 15 grados, se obtienen resultados compatibles, es decir un exceso en número de señales a nivel de 30 % y una falta de carga

por señal de 5 %.

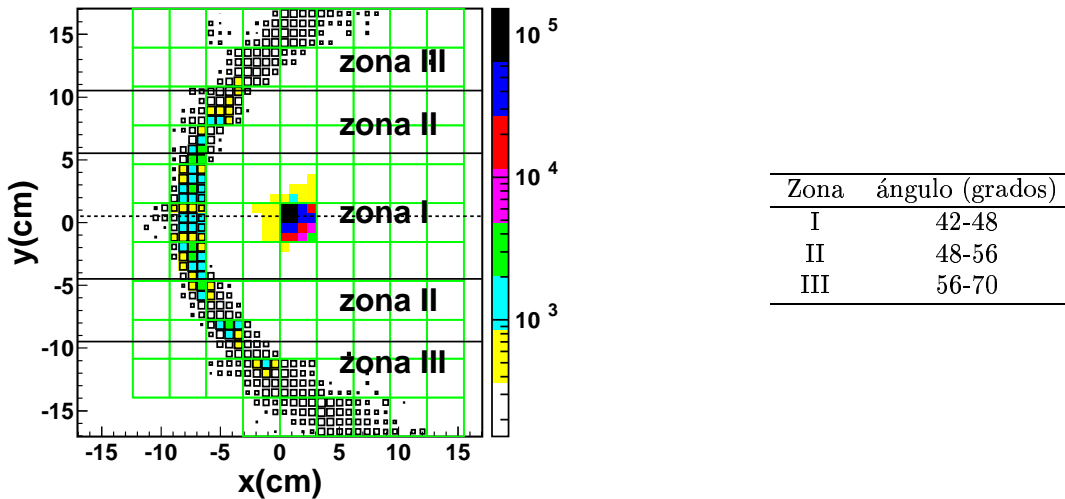


Figura 9.18: Datos tomados con el detector a  $10^\circ$  de inclinación respecto al haz. El anillo detectado con la división en tres zonas según el ángulo de entrada en las guías de luz

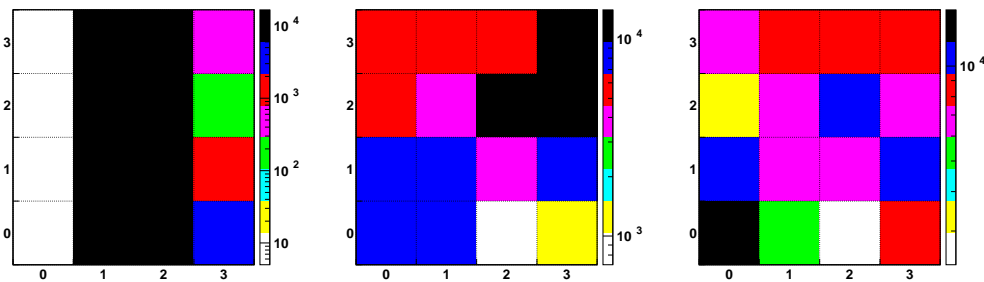


Figura 9.19: Ocupación de las guías de luz en las 3 zonas indicadas en la figura 9.18. Para cada zona (I,II y III partiendo de la izquierda) se muestra la ocupación en cada tobera.

### 9.3.1. Discusión de los resultados

Para ángulos de incidencia no muy grandes ( $\theta_{lg} < 42^\circ$ ) el número de señales en datos y MC muestra un buen acuerdo. Sin embargo, la carga por señal es un 10 % menor en datos, y por consiguiente la carga total recolectada es 10 % menor en datos.

Para carbono, donde las señales tienen alta multiplicidad en f.e., hay un 20 % de exceso en número de señales y una falta de carga por señal de 30 %, así que el resultado neto es, como para  $Z = 2$ , un 10 % de carga menos en datos respecto al MC.

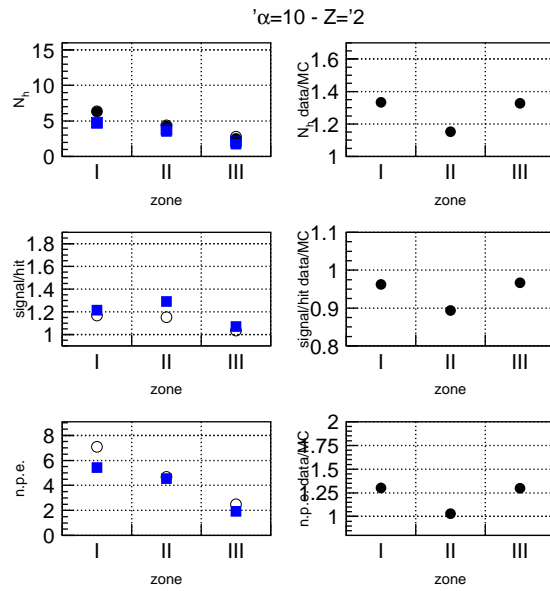


Figura 9.20: Misma cantidades mostradas en la figura 9.20 relativamente a datos tomados con ángulo de 10 grados para una muestra de helio.

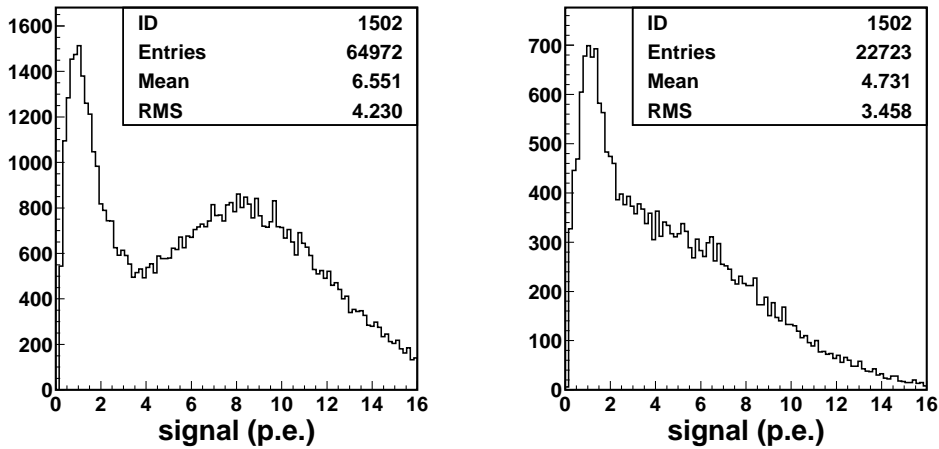


Figura 9.21: Distribución de los f.e. por canal para una muestra de  $Z = 6$  en el rango angular  $35^\circ < \theta < 42^\circ$  para datos simulados (izquierda) y datos reales (derecha).

Para ángulos más grandes (hasta  $\theta_{lg} \sim 55^\circ$ ) se observa un exceso significativo (20-30 %) en número de señales también para  $Z = 2$ , y, de nuevo, la carga por señal es más baja de lo esperado.

Los resultados concuerdan con la hipótesis de *cross-talk* entre las toberas de las guías: cuando un canal de la guía es iluminado, la luz es repartida a las toberas colindantes generando un mayor número de señales pero con menor carga por señal. La distribución de la cantidad de luz recolectada por canal para una muestra de carbono, en la figura 9.21, muestra claramente una falta de f.e. en datos, que probablemente se han transmitido a los canales cercanos.

Otros elementos apuntan a la presencia de *cross-talk*, tales como el sesgo en  $\beta$  y el sesgo en la traza reconstruida. El efecto del *cross-talk* se puede visualizar de manera cualitativa mostrando el plano de detección acumulando la estadística de 5000 sucesos en datos reales (figura 9.22, derecha) y con una simulación (izquierda). Es evidente que cuando un canal de un PM está iluminado, hay una alta probabilidad que también los demás canales del mismo PM den señal, por lo que se observa un efecto de “iluminación del PM” en lugar que de un sólo canal.

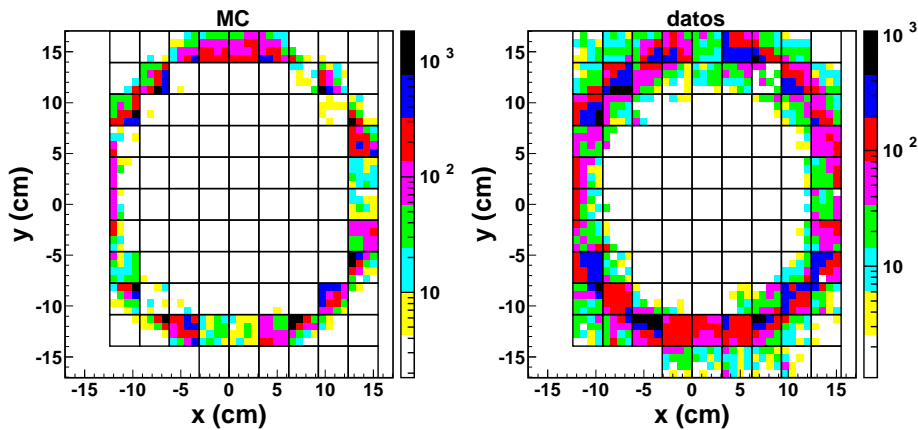


Figura 9.22: Iluminación del plano de detección para los datos con incidencia perpendicular en datos (derecha) y MC (izquierda).

La modelización de este efecto en la simulación de la propagación de la luz a través de las guías requiere medidas obtenidas en condiciones de iluminación más uniforme [64].

### Repercusiones para el diseño final del RICH

El estudio de los datos con NaF ha puesto en evidencia que para ángulos mayores de  $42^\circ$  nuestra modelización del comportamiento de las guías difiere significativamente de las guías reales. Con objeto de ver qué consecuencias puede haber para el diseño final del RICH se ha simulado una muestra de partículas de  $\beta \sim 1$ , que implican los mayores ángulos de entrada en las guías, y con un radiador mixto de aerogel de 1.05 y NaF. La distribución del ángulo de incidencia de los fotones en las guías se muestra en la figura

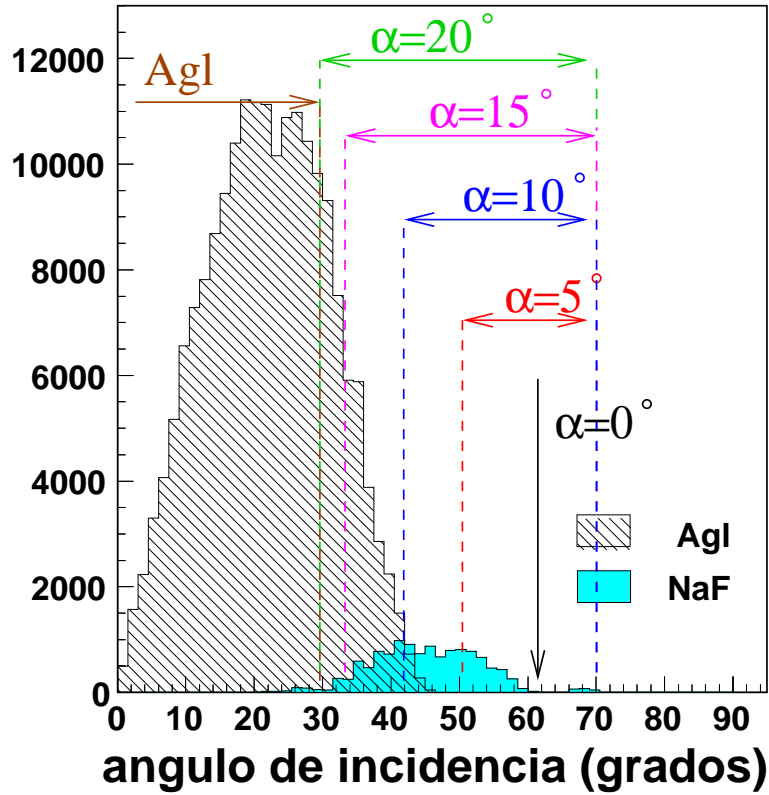


Figura 9.23: Distribución del ángulo de incidencia de los fotones para la fracción de sucesos reconstruidos con aerogel (área rayada) y con NaF (área azul) en la configuración final del RICH. Se ponen en evidencia con flechas los intervalos cubiertos por los datos del prototipo: con aerogel (de  $0^\circ$  a  $35^\circ$ ) y con NaF con el detector inclinado con ángulo de 5 a 20 grados.



9.23, distinguiendo los sucesos reconstruidos con aerogel y los reconstruidos con NaF. En la figura se pone en evidencia el rango barrido por los datos del prototipo con aerogel y con datos con NaF con diversos ángulos de inclinación del detector respecto al haz ( $\alpha = 5^\circ, \dots, 20^\circ$ ). También se indica con una flecha el valor del ángulo de incidencia para los datos con NaF y configuración por defecto ( $\alpha = 0^\circ$ ).

Como se puede ver, la mayor parte del intervalo angular interesante para los sucesos reconstruidos con aerogel se encuentra a ángulos menores de  $40^\circ$ , donde los datos del prototipo han demostrado que la eficiencia de detección está bien modelizada.

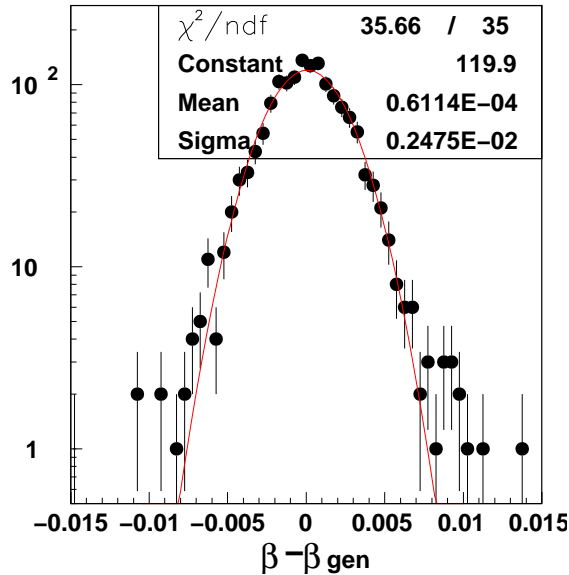


Figura 9.24: Distribución de la  $\beta$  reconstruida menos la  $\beta$  generada para una muestra de partículas de  $Z=2$  reconstruida con NaF con la configuración del vuelo. Se muestran los parámetros del ajuste gaussiano.

Los sucesos reconstruidos con NaF involucran un intervalo angular donde la modelización de las guías necesita ser mejorada. Cabe destacar que, a pesar de la discrepancia entre guías reales y simuladas, el prototipo ha dado una medida de  $\beta$  con la precisión esperada, demostrando que el comportamiento de las guías no compromete la medida de  $\beta$ . En lo que se refiere a la medida de la carga, el NaF no podrá en ningún caso dar una medida competitiva con el aerogel, ya que la cantidad de luz detectada para sucesos reconstruidos con NaF es demasiado baja.

Finalmente se ha verificado que el sesgo observado en la velocidad reconstruida con NaF con el prototipo no se produce con la configuración del vuelo. En la figura 9.24 se muestra la distribución de la velocidad reconstruida menos la velocidad generada para una muestra de partículas de  $Z=2$  reconstruidas con NaF con la configuración del vuelo. Como se puede apreciar la distribución está centrada en cero.

## 9.4. Conclusiones

El estudio de los datos tomados con NaF en distintas configuraciones (por defecto y con ángulos de 5 a 20 grados) lleva a las siguientes conclusiones:

Se han confirmado las prestaciones de este radiador, resultando en una resolución en  $\beta$  en buen acuerdo con lo esperado de la simulación MC en todo el rango de carga medido.

En lo que se refiere a la cantidad de luz producida, en los datos se ha observado un exceso respecto al MC, que se ha achacado a una modelización incompleta del comportamiento de las guías de luz para ángulos extremos. Como se ha podido verificar estudiando datos con el detector inclinado, la discrepancia en la cantidad de luz recolectada entre datos y MC tiene una fuerte dependencia con el ángulo del fotón incidente, siendo a nivel de 10 % para ángulos hasta 42°, de 30 % para ángulos de 43° a 54° y de un 50 % para ángulos mayores. Los resultados apuntan a que la luz incidente se reparte entre los canales cercanos de la guía, causando un mayor número de señales, pero con menor carga por canal.

En lo que se refiere a la configuración del vuelo, se ha verificado que los sucesos reconstruidos con aerogel no tendrán ángulos mayores de 40° donde la eficiencia de detección está bien reproducida, mientras que los sucesos reconstruidos con NaF sí involucran un intervalo angular donde el comportamiento de las guías necesita una mejor modelización. Para esto se ha construido un aparato experimental con objeto de estudiar el comportamiento de las guías en un amplio rango angular y con una iluminación uniforme.

# 10 Extrapolación de los resultados a la configuración del vuelo y elección del radiador

## 10.1. Introducción

El estudio llevado a cabo en los capítulos anteriores tenía el objetivo de estimar las capacidades del prototipo en la medida de velocidad y carga con objeto de prever cuál será la prestación del RICH en AMS, y de elegir, entre otras cosas, el mejor radiador para el diseño final.

Debido a las diferencias de diseño, los resultados obtenidos en la medida de  $\beta$  y  $Z$  con el prototipo no son directamente extrapolables a la configuración del vuelo. Para poder estimar las prestaciones del RICH en AMS en lo que se refiere a eficiencia de reconstrucción, resolución en  $\beta$  y carga y en separación isotópica, se ha hecho un estudio basado en el paquete de simulación autónoma del RICH, usando los parámetros de los radiadores ajustados sobre los datos del prototipo.

El objetivo de este capítulo es comparar las prestaciones previstas para un radiador de índice 1.05 frente a otro de índice 1.03 implementando en la simulación las características ópticas obtenidas de los datos del prototipo. La discusión de los resultados obtenidos, complementada con otros resultados del prototipo y medidas de laboratorio, ponen las bases para la elección del radiador.

## 10.2. Descripción de la configuración usada y muestras generadas

Se ha usado el paquete de simulación autónoma del RICH del que se ha hablado en el capítulo 4. La resolución del *tracker*<sup>1</sup> ha sido tomada en cuenta a la hora de calcular la resolución en masa. Los parámetros geométricos que se han usado corresponden al diseño final del RICH, la descripción de los materiales y la respuesta de los fotomultiplicadores ha sido extraída de datos del prototipo o de medidas de laboratorio. Resumiendo, los parámetros más relevantes son los siguientes:

- ◇ El radiador consta, en un caso, de aerogel de 2.5 cm de grosor e índice 1.05 y en

---

<sup>1</sup>La curva de la resolución en momento del *tracker* en función de la rigidez se puede ver en la figura 2.8 de la sección 2.4.1.

el otro de aerogel de 3 cm de grosor e índice 1.03. En ambos casos hay una zona central de NaF de  $34 \times 34 \text{ cm}^2$  y 0.5 cm de grosor.

- ◊ Altura de expansión de 46.3 cm.
- ◊ Radio superior del espejo de 60 cm e inferior 66.82 cm.
- ◊ La respuesta de los PM se ha simulado con una ganancia de 125 cuentas por f.e. y una resolución para un único fotón de 60 %.

Se han simulado dos conjuntos de datos: unos a puntos fijos de energía y otros según una distribución continua en momento. En ambos casos, la dirección generada está uniformemente distribuida en la aceptación del imán de AMS.

### **Muestras a puntos fijos de energía**

Se ha generado una serie de muestras de 20 000 sucesos de cada una de las siguientes especies:  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$  y  $^9\text{Be}$ . Para cada partícula se han generado muestras a 10 puntos fijos de energía entre 1.5 y 200 GeV por nucleón. El rango energético estudiado empieza debajo del umbral de emisión Čerenkov, para verificar que no haya señal en el RICH, y barre con pequeños intervalos la zona del espectro energético con más población y donde la eficiencia del RICH varía más rápidamente (1.5 - 7 GeV/n). En cambio, a muy altas energías se ha generado tan sólo un punto ya que a partir de 20 GeV por nucleón las prestaciones del RICH permanecen constantes.

### **Muestra con distribución continua en momento**

Se han generado muestras de partículas de carga  $Z=1,2$  y 4, las cantidades de cada isótopo se exponen en la tabla 10.1.

La generación se ha hecho teniendo en cuenta los siguientes criterios:

- Distribución de energía según la observada en los rayos cósmicos y dirección de llegada isótropa dentro de la aceptación del imán de AMS.
- Modulación solar según la aproximación dada por la *forced field approximation* con un parámetro de modulación de 1000 MV [29].
- Los efectos de corte del espectro primario para los parámetros orbitales de AMS se han tenido en consideración calculando el corte por el campo geomagnético terrestre considerando la partícula con incidencia vertical.
- Cocientes isotópicos forzados a los flujos aproximados después de la modulación solar y del corte geomagnético.
- Se ha generado una cantidad de sucesos correspondiente a distintos períodos, considerando una aceptación efectiva de  $0.35 \text{ m}^2\text{sr}$ .

**H** : equivalente a 1 día, de los cuales  $16.1 \times 10^6$  protones y  $0.14 \times 10^6$  deuterios.

Cuadro 10.1: Lista de las muestras generadas y cantidad de cada muestra.

núcleo	$Z$	tiempo equivalente	isótopo	número de sucesos generados
H	1	1 día	p	$16.1 \times 10^6$
			D	$0.14 \times 10^6$
He	2	1 día	$^4\text{He}$	$1.68 \times 10^6$
			$^3\text{He}$	$0.34 \times 10^6$
Be	4	1 año	$^7\text{Be}$	$0.70 \times 10^6$
			$^9\text{Be}$	$0.15 \times 10^6$

**He** : equivalente a 1 día, de los cuales  $1.68 \times 10^6$   $^4\text{He}$  y  $0.34 \times 10^6$   $^3\text{He}$ .

**Be** : estadística equivalente a 1 año, de los cuales  $0.70 \times 10^6$  núcleos de  $^9\text{Be}$  y  $0.15 \times 10^6$  núcleos de  $^{10}\text{Be}$ .

### 10.3. Resultados

En esta sección se exponen los resultados más relevantes obtenidos con el diseño del detector de vuelo, tales como la eficiencia de reconstrucción y la resolución en  $\beta$  y  $Z$ , y su evolución en función de la energía cinética. En general se hará referencia a los resultados obtenidos para la fracción de sucesos reconstruida con el aerogel, ya que se quiere centrar la atención en la comparación de los dos índices de refracción. Por lo que concierne los resultados en la separación de isótopos se incluirán también los datos simulados y reconstruidos con NaF y con el TOF para dar una visión global de los resultados esperados con AMS.

#### 10.3.1. Eficiencia de reconstrucción

La eficiencia de reconstrucción del RICH se ha estimado como la cantidad de sucesos reconstruidos entre todos los que pasan por la aceptación geométrica de la zona del radiador del RICH cubierta con aerogel. La selección de los sucesos reconstruidos se ha hecho pidiendo que la velocidad se haya reconstruido usando al menos 3 señales y que el número de f.e. esperados sea mayor que 1.

En la figura 10.1 se muestra la eficiencia obtenida para los puntos de energía considerados. Se puede ver que, especialmente para  $Z = 1$ , la eficiencia obtenida con el radiador de índice 1.05 es sensiblemente mejor (más de un 20%), debido a su mayor producción de luz. Para partículas de carga mayor que 1 la diferencia es menor, y se estabiliza a nivel de 5% en la zona de comportamiento asintótico, es decir a partir de 20 GeV por nucleón.

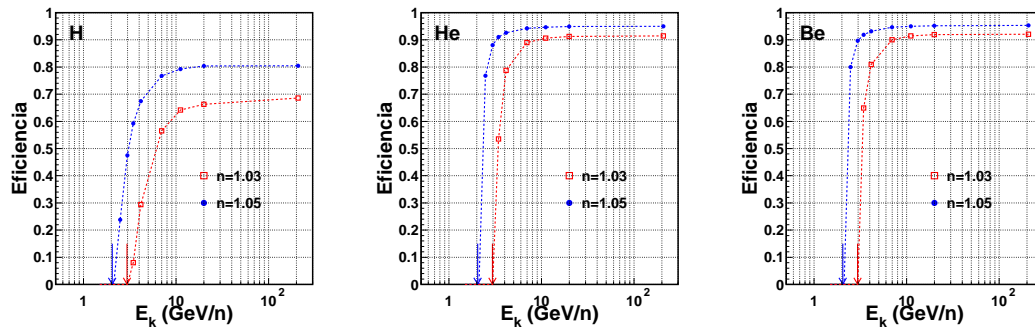


Figura 10.1: Eficiencia de reconstrucción del RICH en función de la energía cinética por nucleón usando un radiador de  $n=1.3$  y  $n=1.05$ , para las tres especies generadas. Desde la izquierda: hidrógeno, helio y berilio.

### 10.3.2. Medida de la velocidad

La resolución en velocidad se ha estimado aplicando un ajuste gaussiano a la distribución de la velocidad reconstruida, como se muestra en las figuras 10.2 para las tres partículas y para el punto de energía correspondiente a 200 GeV/nucleón.

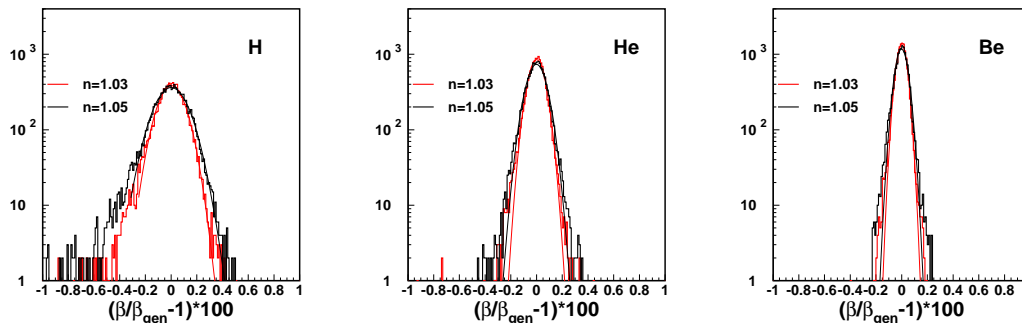


Figura 10.2: Distribución de la velocidad reconstruida con los dos radiadores, para las tres partículas generadas. Se han considerado las muestras producidas con energía de 200 GeV/nucleón.

En la figura 10.3 se muestran los resultados para los tres tipos de partículas generadas y con dos distintos radiadores, en función de la energía cinética por nucleón. Se puede ver que, en los tres casos, el radiador de  $n=1.03$  da una resolución ligeramente mejor que el de 1.05 en todo el rango de energía. Por otro lado, el radiador de 1.05 tiene la ventaja de presentar un umbral de emisión más bajo.

Para apreciar qué consecuencias conlleva la diferencia en la resolución en  $\beta$  entre los dos radiadores, pasamos a considerar los resultados obtenidos en la medida de la masa.

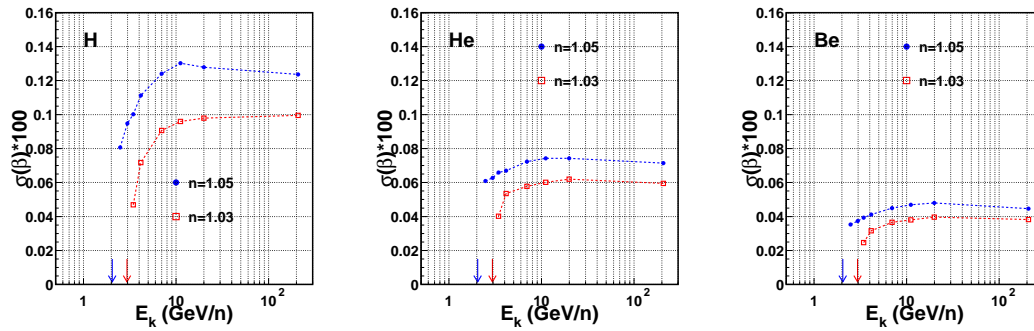


Figura 10.3: Resolución en  $\beta$  en función de la energía cinética por nucleón para núcleos de hidrógeno, helio y berilio.

### 10.3.2.1. Medida de la masa y separación isotópica

Como ya se ha dicho, a alta energía la medida de la masa de las partículas en AMS se hará gracias a la medida de  $\beta$  del RICH. Siendo la masa la cantidad física relevante para identificar una partícula, es interesante ver la comparación entre los radiadores desde el punto de vista de esta cantidad. En las figuras 10.4 se muestran dos ejemplos del espectro de masa reconstruida para los isótopos del berilio ( $^9\text{Be}$  y  $^{10}\text{Be}$ ) en dos intervalos de energía cinética por nucleón haciendo uso del radiador de índice 1.05. Se puede ver que la resolución en masa es mejor a baja energía y se deteriora conforme aumenta la energía debido al factor de Lorentz  $\gamma$  y al empeoramiento de la resolución en momento del *tracker*. En la figura 10.5 se muestran los resultados obtenidos para la resolución en masa en función de la energía cinética por nucleón con ambos radiadores.

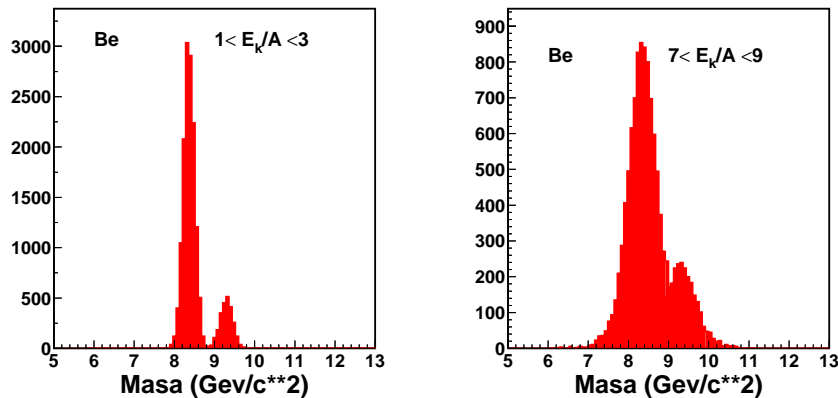


Figura 10.4: Dos ejemplos del espectro de masa para los isótopos del berilio en dos distintos rangos energéticos. Las muestras se han generado con el radiador de índice 1.05.

La medida de la masa tiene una consecuencia directa en la capacidad de separación

de isótopos. Para llevar a cabo el estudio de la separación de isótopos se han usado las muestras generadas con un espectro continuo en momento con objeto de tener un espectro más realista en función de la energía cinética por nucleón.

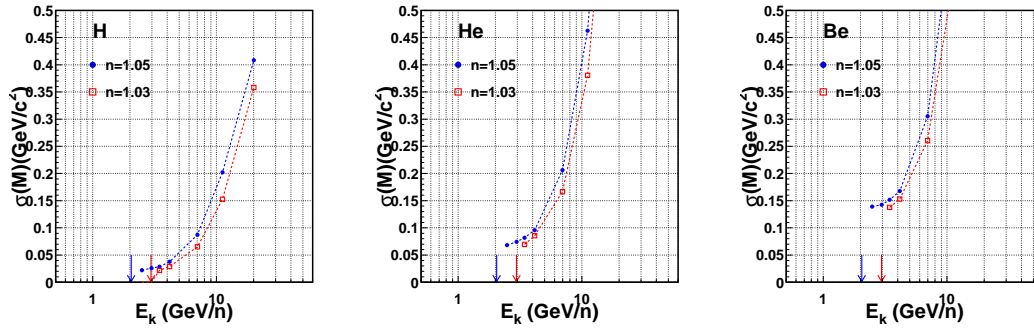


Figura 10.5: Resolución en masa en función de la energía cinética generada.

Las figuras 10.6 y 10.7 muestran las capacidades de AMS en cuanto se refiere a la separación de isótopos ligeros. La figura 10.6 presenta la razón de los isótopos del helio en función de la energía cinética por nucleón. En la gráfica se distinguen las zonas donde la medida de la velocidad se hace por medio del TOF (a bajas energías), del RICH con NaF (a energías intermedias) y finalmente del RICH con aerogel en la parte de energías más altas, que se extiende hasta 11 GeV/n para el aerogel de índice 1.03 y hasta 10 GeV/n para el de índice 1.05. También se exponen los resultados de experimentos precedentes que presentan una precisión mucho menor y un rango energético limitado a 3-4 GeV/n.

La figura 10.7 representa la razón de los isótopos del berilio junto a los resultados de experimentos precedentes, de manera análoga a la figura anterior. En este caso se ha simulado una cantidad de berilio equivalente a la esperada durante un año de exposición de AMS en la Estación Espacial. La precisión así alcanzada es significativamente mejor respecto a la de los espectrómetros magnéticos en globo que proporcionan los datos experimentales a más alta energía (1-2 GeV/n) hasta la fecha. Finalmente, se puede ver cómo la diferencia en la resolución en velocidad entre el radiador de 1.03 y 1.05 se traduce en una diferencia en rango energético de tan sólo 1 GeV/n para la separación de isótopos de berilio.

### 10.3.2.2. Medida de la energía cinética

Otro resultado interesante que se obtiene de la medida de la velocidad del RICH es la reconstrucción de la energía cinética por nucleón directamente de la medida de  $\beta$ :  $E_k = (\gamma - 1)m_u$  donde  $\gamma$  es el factor de Lorentz y  $m_u$  es la unidad de masa atómica. Esta determinación de la energía depende solamente del valor de la velocidad medida por el RICH, sin necesidad del campo magnético del imán.

En la figura 10.8 se pueden ver los resultados esperados para los dos radiadores considerados, donde se puede apreciar que la resolución  $\sigma(E_k)$  es mejor a bajos valores



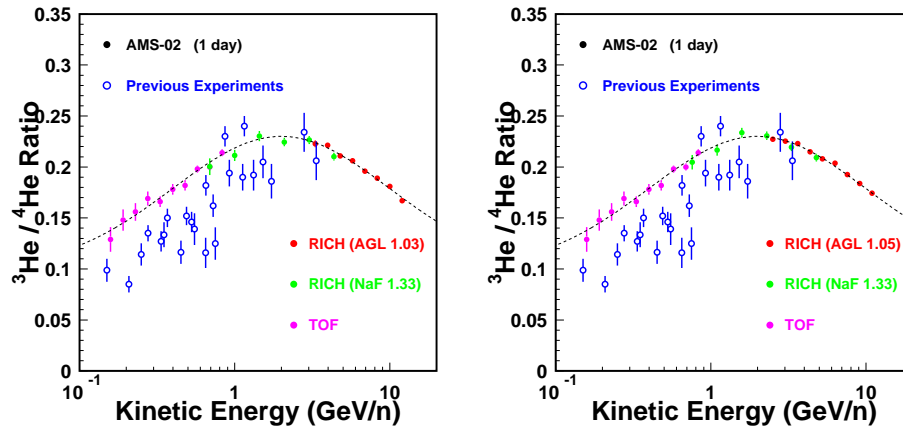


Figura 10.6: Razón  $^3\text{He}/^4\text{He}$  reconstruida por AMS al cabo de un día de exposición en la Estación Espacial (puntos llenos) y otros experimentos (puntos vacíos) en función de la energía cinética generada. Para AMS se distinguen las zonas donde la medida de  $\beta$  se hace por medio del TOF, del RICH con NaF y del RICH con aerogel de índice 1.03 (panel de izquierda) y 1.05 (panel de derecha).

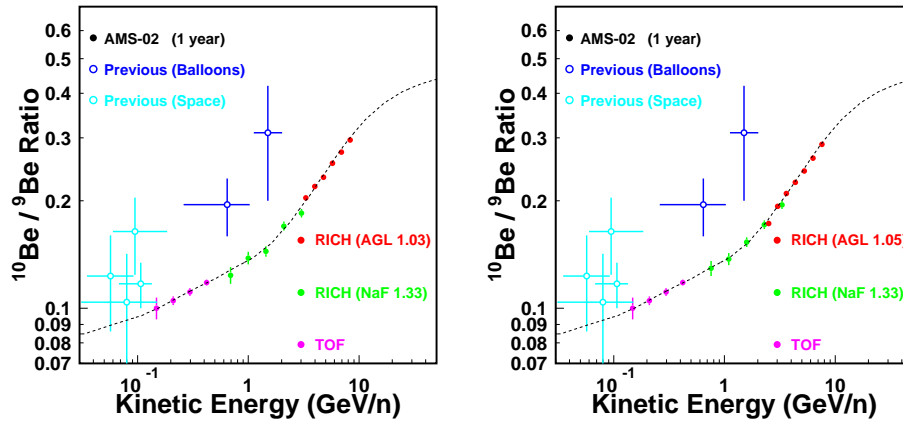


Figura 10.7: Razón de los isótopos del berilio obtenida simulando una estadística equivalente a 1 año de exposición de AMS en el espacio (puntos llenos) y datos de experimentos precedentes (puntos vacíos). Como en la figura anterior (10.6), se pone en evidencia el detector usado para medir la  $\beta$ .

de  $\gamma$  y se deteriora rápidamente con la energía.

El aerogel de 1.03 proporciona una resolución más de un 20 % mejor que el de 1.05 para  $Z = 1$ , siendo la diferencia más acentuada a baja energía. Para partículas de carga  $Z > 1$  la diferencia se estabiliza en un 20 %. El rango energético máximo para esta medida, definido como el valor de energía por el que la resolución es  $\sigma(E_k)/E_k = 50\%$ , es de 20 GeV/n para el radiador de 1.03 y un 15 % menor para el de 1.05, para partículas de  $Z=1$ . Para partículas de carga mayor que 1 la diferencia se reduce a un 10 % alcanzando el valor de 32 GeV/n en el caso de berilio y radiador de 1.03.

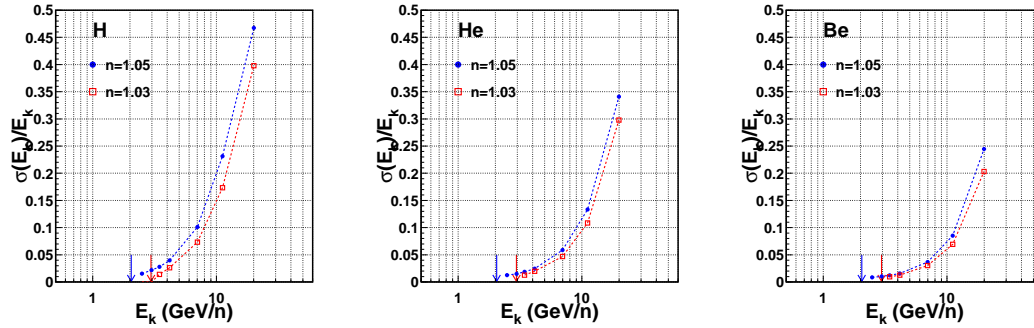


Figura 10.8: Resolución en la energía cinética por nucleón reconstruida por el mismo RICH en función de la energía cinética generada.

### 10.3.3. Medida de la carga

La resolución en carga se ha estimado aplicando un ajuste gaussiano a la distribución de la carga reconstruida. Los resultados se muestran en la figura 10.9, donde se puede ver que la mejor resolución se obtiene con el radiador de  $n=1.05$ , como ocurre también en los datos del prototipo, debido a su mayor producción de luz.

La resolución obtenida a energía mayor que 10 GeV/n es de 0.25 unidades de carga para el radiador de índice 1.05 y de 0.29 para el de índice 1.03, para partículas de carga 2. La ventaja del radiador de 1.05 respecto al de 1.03 se mantiene casi al mismo nivel también para  $Z=4$ . En el caso de hidrógeno la estimación de la resolución no es significativa debido a que la carga no se distribuye de forma gaussiana.

## 10.4. Elección del radiador

El radiador es una parte fundamental de un detector Čerenkov, por lo tanto su elección merece un especial cuidado. En el caso del RICH los candidatos iniciales eran dos posibles tipos de aerogel de silicio producidos por Matsushita y por Novosibirsk respectivamente, con índice de refracción entre 1.03 y 1.05. El objetivo es elegir un aerogel capaz de medir la velocidad con una precisión de 0.1 % durante una misión de tres años en el espacio.

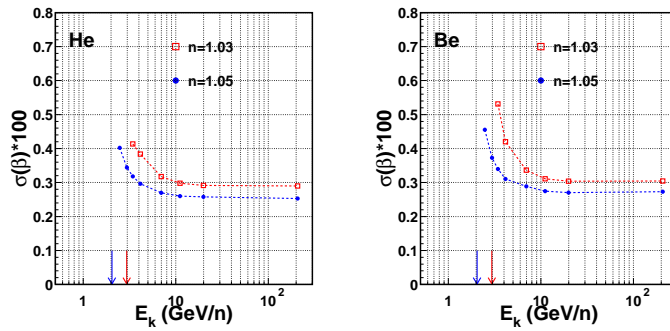


Figura 10.9: Resolución en  $Z$  en función de la energía cinética por nucleón para helio (izquierda) y berilio (derecha).

Los elementos sobre los cuales se ha basado la colaboración para elegir el radiador son, en primer lugar, los datos del prototipo del RICH y las medidas de laboratorio de la transmitancia por lo que se refiere a la caracterización del material y, en segundo lugar la simulación del RICH para cuantificar en modo preciso los resultados de física esperados.

Desde la primera prueba en haz con el prototipo resultó evidente que algunas muestras de los aerogeles usados no cumplían con los requisitos del RICH en cuanto a medida de la velocidad. Los radiadores de Matsushita de índice 1.03 procedentes de las remesas de 2001 y 2002 se tuvieron que descartar debido a un bajo rendimiento en luz, y el radiador de Matsushita de 1.05 por su mediocre resolución en  $\beta$ . De esta primera prueba en haz, resultó que sólo el aerogel de Novosibirsk de 1.03 era apto para ser utilizado en el RICH.

Frente a este resultado, pareció muy interesante la opción de usar un aerogel de Novosibirsk, a pesar del carácter hidrofílico de este material. Para verificar la viabilidad de su uso en AMS se han hecho una serie de medidas en laboratorio en condiciones de vacío y ciclos térmicos. También se introdujeron unas modificaciones en el diseño del RICH en la parte del contenedor del radiador para mantener el aerogel en una atmósfera controlada y seca hasta el lanzamiento del trasbordador espacial. El resultado de las pruebas es que el aerogel de Novosibirsk, a pesar de su carácter hidrofílico, puede ser utilizado en el RICH de AMS sin riesgos de un drástico deterioro por la humedad.

La segunda prueba en haz surgió por varias razones (véase la sección 5.1) entre las cuales estaba la necesidad de elegir de manera definitiva el radiador. Se probó de nuevo el aerogel de Novosibirsk de 1.03 medido el año anterior y otra muestra de Novosibirsk de índice 1.05. Además se midió una muestra de Matsushita de 1.03 procedente de una nueva remesa de 2003.

Los resultados del prototipo demostraron que los 3 radiadores son aptos para ser usados en el RICH. Los dos radiadores de índice 1.03 dieron resultados muy parecidos en cuanto a la producción de luz y a la resolución en  $\beta$ . Teniendo que elegir entre Matsushita y Novosibirsk, se han considerado con detenimiento las ventajas y problemas de los dos tipos de aerogel. Un inconveniente de Matsushita es que sólo produce losetas de 11 mm

de grosor, por lo tanto es necesario apilar 3 para obtener el grosor deseado. Los problemas derivados de apilar losetas son de dos tipos: en primer lugar no se pueden excluir efectos potenciales que afecten a los fotones en la interfaz entre una loseta y la otra (fenómenos de interferencia, dispersión superficial, etc...). En segundo lugar, la forma de la loseta de Matsushita no es perfectamente plana, sino que la cara superior presenta una concavidad que reduce la superficie de contacto con la loseta colocada sobre ella, produciendo un estrés mecánico que, en las condiciones del despegue, podría llegar a romperla. Una vez probado que la hidrofiliidad no es un problema irresoluble, se prefirió el aerogel de Novosibirsk debido a que se puede fabricar con una sola pieza de grosor de 3 cm.

Por lo que concierne la elección entre el radiador de Novosibirsk de 1.03 y el de 1.05, se han tenido en cuenta tanto argumentos de física (resolución en masa, eficiencia etc...) como factores prácticos tales como la robustez y la resistencia. Según pruebas de laboratorio resulta que el aerogel de 1.05 es más fácilmente manejable, debido a su mayor densidad, mientras que los aerogeles de 1.03 resultan más frágiles y con una mayor tendencia a quebrarse en pequeños fragmentos.

Por lo que concierne los resultados de física, como se acaba de exponer en este capítulo, el radiador de 1.03 proporciona una mejor resolución en  $\beta$  que se traduce en un rango energético para poder separar isótopos ligeramente más extenso que el aerogel de 1.05 (sección 10.3.2.1). Por otro lado, el aerogel de 1.05, debido a su mayor producción de luz, presenta una eficiencia sensiblemente más alta, especialmente en el caso de  $Z=1$ .

Considerando la larga duración del experimento AMS, es plausible que, debido a una reducción de la producción de luz o a una pérdida de eficiencia, se produzca una disminución de la cantidad de luz detectada, por lo tanto es muy importante tener un radiador que inicialmente presente una alta producción de luz. El aerogel de índice 1.05 reúne una buena resolución en velocidad y un muy alto rendimiento en luz, lo que garantiza un margen de seguridad para el funcionamiento del RICH en caso de una reducción de eficiencia a lo largo de la misión. Finalmente la colaboración eligió como radiador del RICH el aerogel de Novosibirsk de índice 1.05 y de 2.5 cm de grosor.

## 10.5. Conclusiones

Una vez caracterizados los aerogeles sobre la base de los datos del prototipo, se han extrapolado esos resultados a la configuración del vuelo a través de la simulación del RICH. El estudio sistemático de las prestaciones esperadas para el RICH en AMS haciendo uso de un aerogel de 1.03 y otro de índice 1.05 ha permitido cuantificar con precisión la resolución y eficiencia que se obtienen en los dos casos y sentar las bases para tomar la decisión final acerca del radiador del RICH.

En vista de las buenas prestaciones de ambos aerogeles, se ha considerado conveniente priorizar la mayor seguridad proporcionada por el radiador de índice 1.05, capaz de producir una muy alta cantidad de luz que, aunque en caso de parcial pérdida de eficiencia, garantiza un buen funcionamiento del RICH.

# 11 Conclusiones

El objetivo de este trabajo es estudiar las capacidades del detector RICH de AMS-02 en la medida de la velocidad y carga eléctrica de los rayos cósmicos en un amplio intervalo de carga. Para llevar a cabo este estudio se ha hecho uso tanto de herramientas de software, para la simulación del detector en el espacio, como de datos reales tomados con un prototipo del RICH. El código de simulación y reconstrucción desarrollado para el RICH se ha validado con datos tomados con el prototipo, que ha operado en haces de iones en el acelerador SPS del CERN en 2002 y 2003. El análisis de las muestras recogidas en distintas configuraciones y la extrapolación de los resultados obtenidos a la configuración de vuelo forman la parte central de este trabajo.

El prototipo del RICH ha permitido probar la viabilidad del proyecto demostrando de un modo general sus capacidades en la medida de velocidad y carga. En particular, los datos tomados con el prototipo en un haz de iones han dado la posibilidad de llevar a cabo un estudio completo de sus capacidades haciendo medidas específicas enfocadas a investigar varios aspectos del comportamiento del detector y el funcionamiento de distintos componentes.

Un objetivo de especial importancia del prototipo ha sido proporcionar datos con distintos tipos de aerogel de silicio como material radiador, con objeto de caracterizarlos y de hacer posible la elección del radiador final para el RICH. También se ha medido el funcionamiento del detector con fluoruro de sodio, el radiador que cubrirá la parte central de la aceptación geométrica del RICH, aumentando su rango dinámico hacia bajas energías.

Mediante el uso de varias configuraciones, se ha podido probar la respuesta del prototipo para partículas incidentes con distintos ángulos y en distintos puntos del radiador, explorando la respuesta del sistema de detección en un amplio rango angular, y por lo tanto reproduciendo una situación similar a la medida del flujo isótopo de los rayos cósmicos.

Asimismo, se ha estudiado la prestación del detector incorporando un espejo, similar al espejo reflector del RICH, que refleja parte de los fotones Čerenkov. El estudio de estos datos es de gran relevancia para el detector final en vista de que casi la mitad de los sucesos detectados en el RICH tendrán parte de los fotones reflejados en el espejo.

Una vez comprendido el funcionamiento del prototipo, y analizados sus datos, se ha procedido a extrapolar los resultados a la configuración final del RICH en AMS. Para ello, se ha incluido en la simulación toda la información extraída del análisis de los datos del prototipo y de medidas de laboratorio, en lo que se refiere a descripción de los materiales, respuesta de los PMT, reflectividad del espejo.

El buen acuerdo general con el que la simulación reproduce los datos recogidos con el prototipo garantiza su fiabilidad para la predicción de las prestaciones del RICH en las condiciones de vuelo. Por lo tanto, un estudio llevado a cabo con la simulación del RICH ha permitido cuantificar con precisión qué prestaciones se esperan del detector final, caracterizado sobre la base de datos reales, haciendo uso de un radiador mixto que consta de fluoruro de sodio en la parte central y, en el resto del plano del radiador, de aerogel de silicio. En la generación se han reproducido las condiciones esperadas del flujo de los rayos cósmicos teniendo en cuenta los parámetros orbitales de AMS en la Estación Espacial Internacional. La resolución proporcionada por el detector de trazas de AMS también se ha incluido en el cálculo de la masa.

Los resultados muestran que el RICH será capaz de proporcionar una medida de  $\beta$  con la precisión deseada, de 0.1 % para  $Z=1$ , haciendo uso tanto de un aerogel de índice de refracción ( $n$ ) 1.03 como de 1.05. Dicha medida, junto a la determinación del momento por parte del detector de trazas, hará posible la medida de la masa con una resolución suficiente para separar isótopos ligeros en los rayos cósmicos hasta una energía de 10 GeV/nucleón. En lo que se refiere a la medida de la carga eléctrica, el aerogel de índice 1.05 da resultados mejores gracias a la mayor cantidad de fotones Čerenkov producidos.

Los resultados de física previstos para los dos tipos de aerogel, desde el punto de vista de velocidad, eficiencia y carga eléctrica, se han complementado con los resultados de las medidas de laboratorio con respecto a la robustez y a la estabilidad de las propiedades ópticas de estos materiales. La comparación de los resultados lleva a concluir que, mientras que desde el punto de vista de la medida de la velocidad los dos aerogel presentan resultados similares, en lo que se refiere a la cantidad de luz producida el aerogel de  $n=1.05$  aventaja claramente el de 1.03, proporcionando una eficiencia de reconstrucción significativamente mejor para partículas de  $Z=1$  y una mejor resolución en carga. Además de esto, la alta cantidad de luz producida por el aerogel de  $n=1.05$  garantiza cierto margen de seguridad para el buen funcionamiento del RICH durante toda la duración de la misión (3 años) en caso de parcial pérdida de eficiencia. Estas consideraciones han llevado a elegir como radiador final para el RICH el aerogel de 1.05 producido por el Instituto de Catálisis de Novosibirsk.

# Agradecimientos

Quiero expresar mi agradecimiento a todo el grupo de física de altas energías del CIEMAT. Especialmente, al grupo de AMS, en el cual he desarrollado mi doctorado, y a mi director de tesis, Jorge.

También quiero agradecer a los miembros de la colaboración del RICH de Grenoble, por su contribución determinante a la construcción del prototipo y del RICH, y a los de Lisboa, por su colaboración en el análisis de los datos.

Asimismo quisiera agradecer a mis compañeros de despacho, con los cuales he compartido largas horas de trabajo, interesantes discusiones de física y apasionantes discusiones técnicas sobre las opciones de PAW (además de muchas comidas campestres, campañas navideñas, e innumerables cafés muy entretenidos...).

Finalmente, grazie alla mia famiglia. Sono sicura, se non fosse per lo spagnolo, leggereste questa tesi con sommo interesse dalla prima all' ultima pagina.

# Bibliografía

- [1] AMS collaboration, Phys. Reports **366** (2002) 331–405.
- [2] AMS collaboration, “AMS on ISS: Construction of a Particle Physics Detector on the International Space Station” to be submitted to Nucl. Instrum. and Meth. B.
- [3] P. Aguayo et al., “Operation of the Electronics of the AMS-02 RICH Detector Prototype”. Informe técnico del CIEMAT 1011, ISSN: 1135-9420 (2002).
- [4] Y. Asaoka et al., Phys. Rev. Lett., **88** 051101 (2002).
- [5] D. Bartlett et al., Nucl. Instrum. and Meth. A **260** pag. 55 (1987).
- [6] A. Abashian et al., Belle Collaboration, Nucl. Instrum. and Meth. A **A479**, pag. 117, (2002).
- [7] A. Aguilar et al. “Parametric Model for the Response of a Photo-Multiplier tube”, Informe técnico del CIEMAT 1058, ISSN: 1135-9420 (2005).
- [8] P. Bhattacharjee, C.T. Hill & D.M. Schramm, Phys. Rev. Letters **69** (1992) 567.
- [9] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, “Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints”. hep-ph/0404175.
- [10] D. Bergman et al. HiRes Collaboration, 28th International Cosmic Ray Conference (ICRC) (2003) Tsukuba, Japan, pag. 397–400.
- [11] B. Bertucci, 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan pag. 1761–1764.
- [12] B. Blau et al. 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan, pag. 2153-2157.
- [13] J. Bluemer, Rapporteur talk on “Status and Perspective of the Pierre Auger Observatory”, 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan, pag. 361–364.
- [14] J. Casaus, 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan, pag. 2149–2152.
- [15] M. Boezio et al., Phys. Rev. D **67** (2003) 072003.
- [16] M. Boezio et al., Astrophys. Journal **561** 787 (2001).
- [17] P.A. Cherenkov, Phys. Rev. **52**, 378 (1937).



- [18] “Model s9007 DAQ Board for AMS/Pamela Experiment”. Technical Information Manual, Rev.0.CAEN (2000).
- [19] “APEX 20K Programmable Logic Device Family”. Altera datasheet, ver. 2.05 (1999).
- [20] R. De Leo et al., Nucl. Instrum. and Meth. A, **440** pag. 338–347 (2000).
- [21] C. Delgado, master thesis, Universidad Autónoma de Madrid (2001).
- [22] C. Delgado, Tesis doctoral, Universidad Autónoma de Madrid, 15 de septiembre de 2003.
- [23] G.A. de Nolfo et al., Proceedings of 27th ICRC (2001) Hamburg, pag. 1659–1663.
- [24] J.J. Engelmann et al., Astronomy & Astrophysics **233**, pag. 96–111 (1990).
- [25] A.D. Erlykin, M. Lipsky & A.W. Wolfendale, Astroparticle Physics 8 (1998) 283.
- [26] Y. Galaktionov, Rep. Prog. Phys. **65** (2002) 1243-1270.
- [27] R. Brun et al., GEANT user’s guide (1994).
- [28] *The Origin of Cosmic Rays*, V.L. Ginzburg & S.I. Syrovatskii (Pergamon Press, 1964).
- [29] L.J. Gleeson y W.I. Axford, Astroph. Journal **154**, 1011 (1968).
- [30] T.G. Guzik et al. the ATIC Collaboration, “The ATIC long duration balloon project”, Advances in Space Research **33** (2004) 1763-1770.
- [31] Hamamatsu Photonics: <http://www.hamamatsu.com>.
- [32] M. Hareyama for the RUNJOB Collaboration, Proceedings of 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan, pag. 1837–1840.
- [33] N. Hayashida et al. AGASA collaboration, Astropart. Phys. 10, 303 (1999) arXiv:astro-ph/9807045.
- [34] S. W. Barwick et al. (HEAT Collaboration) Astrophys. Journal **482** L191 (1997).
- [35] D. Hooper and G.D. Kribs, hep-ph/0406026.
- [36] S.S. Kistler, J. Phys. Chem. 34, 52, 1932.
- [37] M. Y. Khlopov, hep-ph/0210012 (2002).
- [38] A.W. Labrador et al., 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan, pag. 1773–1776.
- [39] *Lab VIEW* by National Instruments, <http://www.ni.com/labview/>.
- [40] K.T. Lee et al., 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan, pag. 1769–1772.

- [41] W.R. Leo, (1987) *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag.
- [42] J.T. Link et al., 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan, pag. 1781–1784.
- [43] M. Longair, (1994) *High Energy Astrophysics*, vol. I and II, Oxford University Press.
- [44] Matsushita Electric Works, <http://www.mew.co.jp/e-index.html>.
- [45] Maurin D. et al., Galactic Cosmic Ray Nuclei as a Tool for Astroparticle Physics, To appear in Research Signpost “Recent Research Developments in Astrophysics”.
- [46] F. Mayet, acta de XIth Rencontres de Blois (1999).
- [47] The BESS Collaboration, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **134** (2004) pag. 31–38.
- [48] I.V. Moskalenko, 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan, vol. 8, pag. 183.
- [49] Novosibirsk Institute of Catalysis: <http://www.catalysis.nsk.su/>.
- [50] Nutter et al., 27th ICRC (2001), Hamburg, pag. 1691.
- [51] C. Palomares et al. Informe técnico del CIEMAT (en preparación).
- [52] R. Pereira, “Calibration of the RICH prototype scintillators in the 2003 beam test.”, 28 de octubre de 2004, AMS-RICH meeting, CERN, Ginebra.
- [53] P. Salati et al., 26th ICRC (1999), he.5.1.06.
- [54] J. Seguinot, (1998) Cours donné à l'École Joliot-Curie, Maubuisson.
- [55] E.S. Seo et al., 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan, pag. 2101–2104.
- [56] U. Schwanke, astro-ph/0505290.
- [57] R. Sparvoli, Frascati Physics Series Vol. XXIV (2002) pag. 223.
- [58] D.N. Spergel et al., Astrophys. Journal (Suppl. series) **148** pag. 175–194 (2003).
- [59] Super-Kamiokande collaboration, Phys. Rev. Lett. **81**, 3319–3323 (1998).
- [60] L. Scarsi, Frascati Physics Series Vol. XXIV (2002), 279–296.
- [61] M. Simon for the PAMELA Collaboration, 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan, pag. 2117–2120.
- [62] E.C. Stone et al., Space Science Rev. **96** pag. 285 (1998).
- [63] A. Torrentó, Tesina, Universidad de La Laguna, 2003.
- [64] A. Torrentó, Tesis doctoral, Universidad de La Laguna, 2005.

- [65] Takahashi, (1998) Nucl. Phys. B (Proc. Supl.) **60B** 83–92.
- [66] M. Takeda et al., 28th ICRC (2003), Tsukuba, Japan, pag. 381–384.
- [67] P. Ullio, Frascati Physics Series Vol. XXIV (2002) 475.
- [68] L. Gallin-Martel et al., submitido a Computer Physics Communications.
- [69] Wang P., et al., Journal Non-Cryst. Solids, 145, 1141 (1992).
- [70] M.E. Wiedenbeck et al., 28th ICRC (2003) Tsukuba, Japan, pag. 1899–1902.
- [71] Ypsilantis & Seguinot (1994) Nucl. Instr. and Meth. A**343** 30–51.